

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 54 (1981)  
**Heft:** 2

**Vereinsnachrichten:** Bericht über die Frühjahrstagung der Schweizerischen  
Physikalischen Gesellschaft, Neuchâtel, 9. + 10. April 1981

**Autor:** [s.n.]

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 28.11.2025

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

## Bericht über die Frühjahrstagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft, Neuchâtel, 9. + 10. April 1981

### *Der Vorstand ab 1. Mai 1981*

Präsident	Prof. Dr. P. Dinichert, Neuchâtel
Vize-Präsident	Prof. Dr. J. Kern, Institut de Physique, Fribourg
Sekretär	Prof. Dr. H. Beck, Institut de Physique, Neuchâtel

### *Uebrigende Vorstandsmitglieder:*

Dr. K. Appert, EPF Lausanne, Angewandte Physik	(1981)
Prof. H. P. Baltes, Landis & Gyr Zug, Wissenschaftspolitik	(1978)
Dr. P. Brüesch, BBC Baden, Kondensierte Materie	(1978)
Dr. J.-P. Egger, Universität Neuchâtel	(1981)
Prof. Ch. Gruber, EPF Lausanne, Theoretische Physik	(1978)
Prof. M. Peter, Universität Genf, I.U.P.A.P.	(1979)
Dr. G. R. Plattner, Universität Basel, H.P.A.	(1980)
Dr. H.-J. Wiesmann, BBC Baden, Berufssituation	(1979)

### *Neue Mitglieder (seit der Frühjahrstagung 1980 bis zum 18.2.1981)*

Andreas Badertscher (Bern), Benedikt Josef Barbisch (Zürich), Matthias Baumgartner (Basel), Werner Boeglin (Basel), Heinz Boppert (Zürich), Peter Buchmann (Zürich), Patrice Bujard (Genève), Herbert Carl (Lausanne), Jean-Jacques Didisheim (Genève), Hans Peter Eichenberger (Zürich), Stefan Estreicher (Zürich), Marie-Christine Festeau (Lausanne), Gert Finger (Zürich), Benno Fritzler (Zürich), Hans Peter Graf (Zürich), Hans Hänni (Bern), Jürg Heldstab (Basel), Franz Herzog (Basel), Jürgen Junghans (Regensdorf), Niklaus Kämpfer (Bern), Wolfgang Kowald (Basel), Rino E. Kunz (Zürich), Herbert Looser (Zürich), Ilona Mörke (Zürich), Régine Oberle (Neuchâtel), Josef Ochsner (Fribourg), Peter Oelhafen (Basel), Bruce Patterson (Zürich), Marco Pelizzone (Genève), Peter Pfluger (Basel), Daniel T. Pierce (Washington D.C.), Marcos Puga (Neuchâtel), Jürgen Ramm (Zürich), Gianbattista Ravano (Zürich), Bruce Sanderson (Genève), Yuri Sayasov (Fribourg), Sandro Semenzato (Lausanne), Alexander Schenck (S.I.N.), Rolf Schilling (Basel), Istvan Schwanner (Basel), Alrick Lockhart Smith (Baden), György Solt (Lausanne), Anton Steiner (Genève), Ulrich-Daniel Straumann (Zürich), Leonhard Tobler (Würenlingen), Yvon Welte (Winterthur), Heinz-Josef Weyer (Basel), Josef Wüest (Basel), Werner Zeller (Bern).



## Protokoll der Generalversammlung vom 9. April 1981

Anwesend: ca. 70 Personen

### ad 1 Protokoll der GV vom 17.10.1980

Das Protokoll wird genehmigt.

### ad 2 Mitteilungen

- Das Sekretariat der SPG wechselt am 1. Mai nach Neuchâtel
- Die Herbsttagung der SPG wird am 25./26. September 1981 in Davos stattfinden.

### ad 3 Jahresrechnung 1980, Bericht der Revisoren – Décharge

Betriebsrechnung und Bilanz – wie im Bulletin veröffentlicht – werden vom Revisor W. Czaja als korrekt bestätigt. Durch Akklamation wird dem Sekretär Décharge erteilt.

### ad 4 Bericht über die Stellenvermittlung

Die statistischen Zahlen der Stellenvermittlung zeigen u.a., dass der Stellenmarkt für Physiker nach wie vor günstig ist.

Zirkular Nr.	Datum Versand	Anzahl Kandi- daten	Anzahl Zirku- lare	Anzahl Angebote	Anzahl Firmen	Anzahl vermit- telter Stellen	Dipl. Phys.	Dr. sc. nat.	Diverse
8	15.4.80	16	351	47	15	1	1	—	—
9	10.7.80	9	350	43	20	1	1	—	—
10	17.10.80	13	350	35	17	2	2	—	—
11	19.1.81	13	353	53	12	—	—	—	—

Zürich, 7. April 1981

### ad 5 Bericht des Redaktors der H.P.A. (Prof. G. Wanders)

Herr Wanders erläutert, dass Qualität und Anzahl der eingesandten Artikel zugenommen haben. Vergleich: Die Anzahl der veröffentlichten Manuskripte betrug 36 (1980), 26 (1979), 30 (1978). Das Vermögen der H.P.A. beträgt gegenwärtig Fr. 71'700.--. Ein Einnahmenüberschuss im letzten Jahr wurde mit dem Birkhäuser Verlag geteilt. Herr Wanders teilt mit, dass er von seinem Posten als Redaktor zurücktreten möchte, sobald ein Nachfolger gefunden ist.

### ad 6 Mitteilungen der Fachgruppenpräsidenten

Herr Brüesch, Kondensierte Materie, informiert die GV über die Zusammensetzung und die Tätigkeit seines Komitees. Zwei Mitglieder sind zurückgetreten (Prof. P. Wachter und Dr. F. Rothen), zwei neue sind gewählt worden (Dr. J. Schoenes und Dr. K. Maschke). Die Fachgruppe "Kondensierte Materie" plant für die Herbsttagung in Davos ein Symposium zusammen mit der Gesellschaft für Kristallographie.

ad 7 Bericht der Kommissionspräsidenten

(a) Ergebnisse der Erhebung "Physikalische Forschung in der Schweiz 1980"

Anhand von Sichtfolien erläutert Herr Baltes einige Zahlen aus dem neuen Katalog 1980, der bereits im Druck ist und Ende Mai verschickt werden wird. Der neue Katalog enthält noch mehr Information als der Katalog 1975 und ist auch um 160 Seiten umfangreicher.

Die grosse Arbeit der Wissenschaftspolitischen Kommission wird gewürdigt. Ein besonderer Dank gilt dem BBW und Dr. Ch. Risch, sowie dem Schweiz. Wissenschaftsrat und der SNG, die beide finanzielle Unterstützung geleistet haben.

(b) Verabschiedung des Berichtes "Die Berufssituation der Physiker in der Schweiz"

Die Präsidentin erinnert daran, dass der Bericht bereits an der GV im Herbst 1980 diskutiert wurde. Es wurde damals beschlossen, den Bericht noch durch "Schlussfolgerungen" zu ergänzen. In seiner gestrigen Sitzung hat der Vorstand den Bericht und die Schlussfolgerungen noch einmal besprochen und bereinigt. Der Vorstand empfiehlt der GV, den Bericht nun zu verabschieden.

Es werden keine Einwände erhoben. Der Bericht gilt als akzeptiert und sollte bald den Mitgliedern und weiteren interessierten Kreisen zugestellt werden können. Dem Kommissionspräsidenten, Herrn H.-J. Wiesmann (abwesend) wird hier nochmals der Dank für die geleistete Arbeit ausgesprochen.

(c) Massnahmenkatalog für die H.P.A.

Herr G. R. Plattner erläutert die wesentlichsten Punkte des neuen Massnahmenkatalogs: Abschaffung bzw. Begrenzung der "page charge", finanzielle Beiträge an eingeladene Autoren, Wiederherstellen der Uebereinstimmung von tatsächlichem und formalem Publikationsdatum, Verkürzung der Zeitspanne zwischen Eingang und Erscheinen der Manuskripte, Einführung einer Refereeing-Prozedur innerhalb der Redaktionskommission, ausdrückliche Förderung der Publikation von Doktorarbeiten durch Spezialtarife.

Der ausführliche Massnahmenkatalog soll – gemäss Beschluss des Vorstandes – den Forschungsgruppenleitern an Hochschul- und Industrielaboratorien geschickt, sowie in H.P.A., Europhysics News und dem SPG-Bulletin veröffentlicht werden.

Die Anwesenden werden gebeten, sich dazu zu äussern. Herr Wanders unterstreicht noch einmal, dass auch Dissertationen dem Refereeing-Prozedere unterliegen werden. Der Massnahmenkatalog wird durch Akklamation verabschiedet.

(d) I.U.P.A.P.

Keine Mitteilung

(e) Interuniversitäre Zusammenarbeit

Herr H. Rudin erläutert, dass diese Kommission seinerzeit gegründet wurde, um die interuniversitäre Anerkennung des Physikerdiploms zu erwirken. Nachdem die gesetzten Ziele erreicht sind, ist die Kommission seit längerer Zeit ohne Auftrag.

Die Präsidentin unterrichtet die GV darüber, dass diese – gemäss Art. 13bis der Statuten – über die Auflösung einer Kommission befinden kann und beantragt, die Kommission “Interuniversitäre Zusammenarbeit” aufzulösen. Der Antrag wird genehmigt. Herrn Rudin und seiner Kommission sei auch an dieser Stelle für die geleistete Arbeit gedankt.

#### ad 8 Wahlen

Folgende Vorstandsmitglieder haben ihren Rücktritt eingereicht:

Dr. A. Heym, Fachgruppe “Angewandte Physik und andere Domänen”,

Prof. P. Truöl, Fachgruppe “Kern- und Teilchenphysik”

Prof. H. Rudin, Kommission “Interuniversitäre Zusammenarbeit”

Den drei Herren gilt der Dank des Vorstandes und der GV. Mit Akklamation und einstimmig werden für 2 Jahre (gemäss Statuten Art. 8) gewählt:

Dr. Kurt Appert, CRPP EPF-Lausanne, als neuer Präsident der Fachgruppe “Angewandte Physik und andere Domänen”

Dr. Jean-Pierre Egger, Institut de Physique Neuchâtel, als neuer Präsident der Fachgruppe “Kern- und Teilchenphysik”

Die übrigen Mitglieder des Vorstandes werden mit Akklamation für ein weiteres Jahr in ihrem Amt bestätigt. Schliesslich wird die GV aufgefordert, heute nun auch offiziell das neue Büro zu wählen. Mit grossem Beifall werden die Herren

Prof. Dr. Paul Dinichert, Neuchâtel, zum neuen Präsidenten,

Prof. Dr. Jean Kern, Fribourg, zum Vize-Präsidenten und

Prof. Dr. Hans Beck, Neuchâtel, als Sekretär gewählt.

Zum Schluss der Sitzung ergreift der neue Präsident das Wort. In charmanter welschschweizer Art dankt er der scheidenden Präsidentin in warmen Worten (magistrale présidence!) für die nun zu Ende gehende Amtszeit.

I. Zschokke-Gränacher I. Sick

Basel, 22. April 1981

## **Physik der kondensierten Materie**

### ***Phasenumwandlungen, flüssige Kristalle, Instabilitäten***

#### **Emissions acoustiques lors d'une transformation martensitique**

D. G. MAEDER, P. RYSER, B. I. SANDERSON, A. SILLOU et A. STEINER

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

Depuis une dizaine d'années, la transformation martensitique, propre à certains alliages, fait l'objet de recherches intenses. Néanmoins, les processus à l'origine de cette transformation de phase demeurent toujours mal connus.

Les théories phénoménologiques [1, 2] nous apprennent que la transformation procède par déformation de la structure austénitique. Certaines observations [3] au microscope électronique montrent que la phase martensitique croît de façon discontinue dans la matrice (naissance et croissance de plaquettes), indiquant que le système doit disposer d'un excès d'énergie nécessaire à la création de chaque interface. Ces derniers peuvent être décrits comme agglomérations planes de dislocations. Ainsi, les processus engendrant le mouvement et la multiplication de dislocations seraient à l'origine de la transformation.

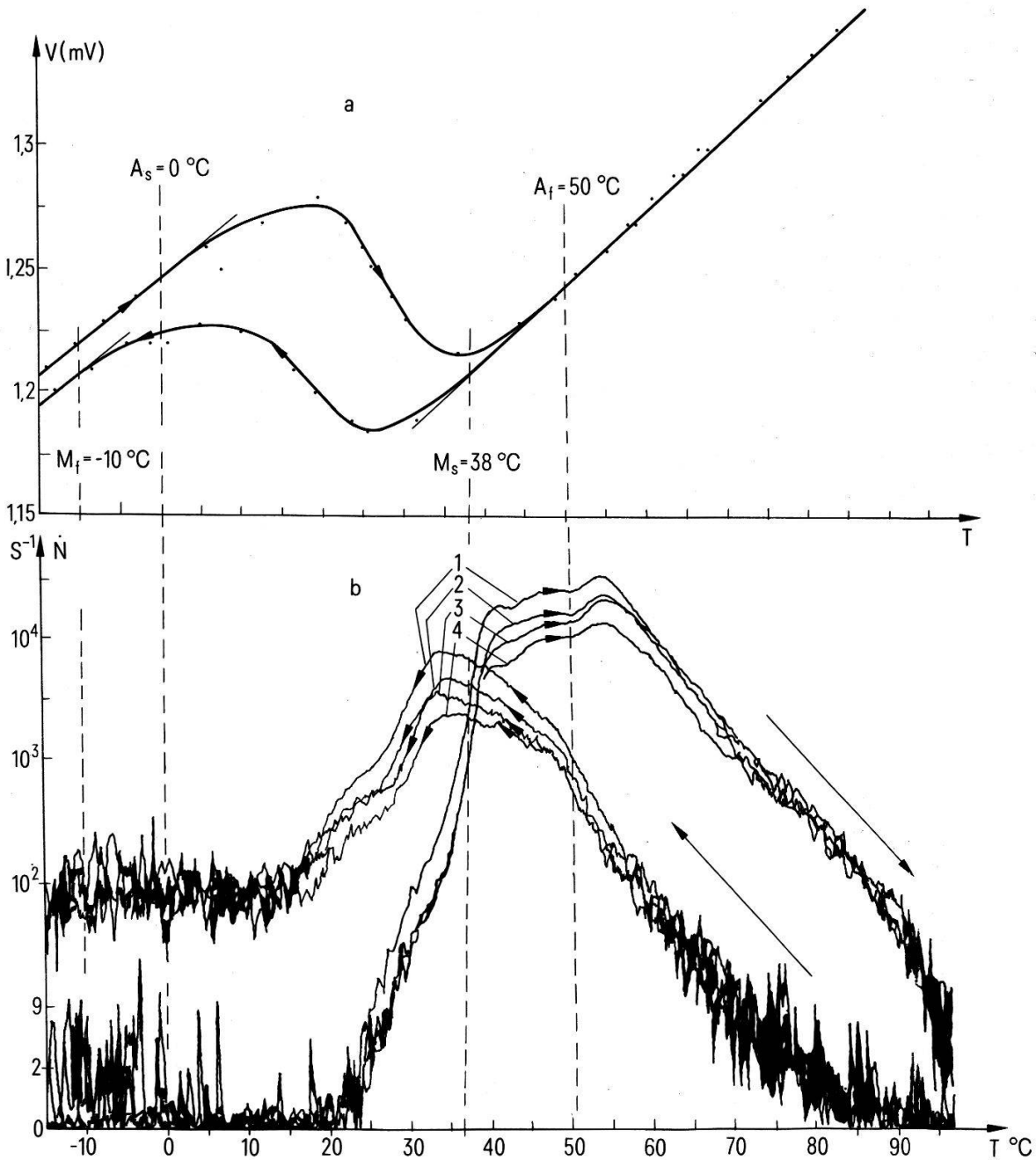


Figure (1a)  
Résistivité en fonction de la température (chute de tension à courant constant)

Figure (1b)  
Courbes du taux de comptage en fonction de la température pour 4 cycles consécutifs (1-2-3-4) à  $|\dot{T}| = 2^\circ\text{C}/\text{mn}$

La transformation peut être induite par refroidissement de l'échantillon en dessous d'une certaine température critique  $M_s$  ('martensite start'). Un réchauffement en dessus d'une autre température  $A_f$  ('austenite final',  $>M_s$ ) fait disparaître la phase martensitique.

La martensite étudiée est un alliage  $Cu_{69.8} Zn_{15.1} Al_{15.1}$ <sup>1)</sup> dont la courbe de résistivité en fonction de la température (Fig. 1a) indique un  $M_s$  de  $38 \pm 3^\circ C$  et un  $A_f$  de  $50 \pm 3^\circ C$ . Dans l'appareillage de mesure d'émissions acoustiques (E.A.) décrit dans la référence 4, la machine à flexion a été remplacée par un cryostat permettant une variation de température de  $-180^\circ C$  à  $+150^\circ C$ . L'échantillon (cylindre  $\varnothing = 5$  mm, longueur = 20 mm) est suspendu dans un cylindre creux qui peut être chauffé ou refroidi; un flux d'hélium ( $p \sim 1$  torr) assure le contact thermique entre ces derniers avec une constante de temps  $\tau \approx 300$  s.

Une série de mesures ont été faites à l'aide d'un capteur piézo-électrique résonnant à 1 MHz (bande de 100 kHz). Le seuil des compteurs correspondait à  $17 \mu V$  au niveau du capteur pour un bruit r.m.s. de  $1.7 \mu V_{rms}$ , permettant la détection d'événements individuels d'environ  $10^{-17}$  J.

La Figure 1b montre la variation des taux de comptage  $\dot{N}$  en fonction de la température de l'échantillon au cours de cycles consécutifs en température à une vitesse de variation  $|\dot{T}|$  de  $2^\circ C/min$ . Nous constatons un effet d'hystérèse sur la température où se produit le maximum d'émissions; les maxima correspondent approximativement à la disparition ou à la naissance des plaquettes martensitiques ( $A_f$  et  $M_s$  respectivement). Si l'on maintient une température constante, les émissions cessent. D'autre part, des émissions sont observées aussi en dehors du domaine des variations non linéaires de résistivité.

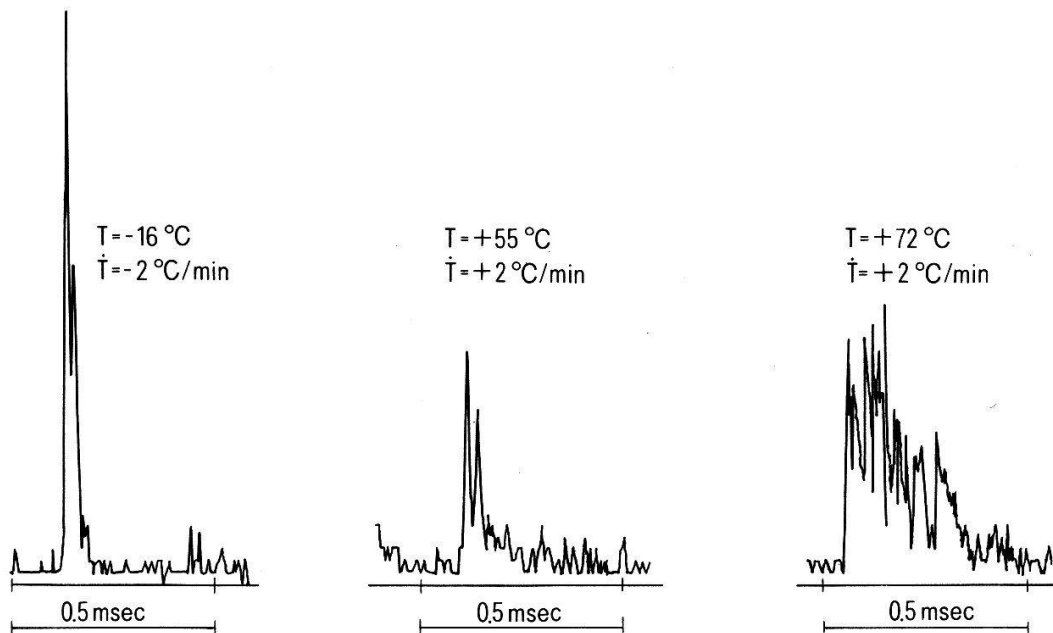


Figure 2  
Exemples de 'bursts' à différentes températures

<sup>1)</sup> Fourni gracieusement par le Laboratoire de Génie Atomique de l'EPFL.



La décroissance des maxima en fonction des cycles peut s'expliquer par un effet de vieillissement de l'échantillon. D'autres cycles à vitesse différente ( $\dot{T} = 0.6^\circ\text{C}/\text{mn}$ ,  $4^\circ\text{C}/\text{mn}$ ) n'affectent pas la forme des courbes de comptage ni des valeurs de  $N/T$  représentant le nombre de coups par degré  $C$  en fonction de la température.

Une analyse préliminaire des 'bursts' [4] (Fig. 2) indique des durées généralement plus courtes lors de la descente, comparées à celles observées en montée, au cours de la transformation. Une étude plus complète jointe à des examens métallographiques devrait permettre de déterminer si l'étalement en température des E.A. provient de l'hétérogénéité de l'échantillon polycristallin ou de transitions post-ou prémartensitiques.

#### REFERENCES

- [1] S. KAJIWARA and Z. NISHIYAMA, Jap. J. Appl. Phys. 2 478 (1963).
- [2] H. MORIKAWA, Z. NISHIYAMA and K. SHIMIZU, Trans. Jap. Inst. Met. 9 307 (1968)
- [3] R. GOTTHARDT and J. J. MEISTER, Bull. Soc. Vaud. Sci. Nat. Vol. 74 355 (1979)
- [4] D. G. MAEDER, B. I. SANDERSON and A. SILLOU, Helv. Phys. Acta 52 397 (1979), 53 252 (1980).

### **Glasübergang in Polymeren**

URSULA T. KREIBICH

(Ciba-Geigy AG, Forschung der Division Kunststoffe und Additive, CH-4002 Basel)

In amorphen und teilkristallinen Stoffen (Kunststoffen, natürlichen Polymeren, anorganischen und metallischen Gläsern) führt die Zunahme der Molekülbeweglichkeit beim Uebergang vom Glaszustand in den gummielastischen oder flüssigen Zustand zu grundlegenden Änderungen der mechanischen, dielektrischen und volumetrischen Eigenschaften sowie des Verhaltens gegen Umwelteinflüsse.

Die Glasübergangstemperatur von Polymeren hängt ausser von der Morphologie empfindlich von der chemischen Struktur der wiederkehrenden Einheiten ab. Die Untersuchungen führten zu einer Gleichung, mit der ausgehend von der Kohäsionsenergie der Strukturelemente die Glasübergangstemperatur aus der chemischen Struktur vorausberechnet werden kann.

### **Phasenumwandlungen und $T-x$ Phasendiagramme von Verbindungen mit Valenzinstabilität: $\text{TmSe}$ und $\text{TmSe}_{1-x}\text{Te}_x$**

B. FRITZLER, E. KALDIS und E. JILEK

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

Als erste Phasendiagramme von Verbindungen mit Valenzfluktuation wurden diejenigen von  $\text{Tm-Te}$  und  $\text{TmSe-TmTe}$  im Temperaturbereich zwischen  $500$  und  $2300^\circ\text{C}$  gemessen. Für  $\text{TmSe-TmTe}$  ergibt sich bisher ein Minimumlöslichkeitsdiagramm mit einer zusätzlichen Phasenumwandlung bei ca.  $1600^\circ\text{C}$ .  $\text{TmSe}_{0.7}\text{Te}_{0.3}$  spaltet beim Tempern unterhalb  $1600^\circ\text{C}$  auf in  $\text{TmSe}_{0.82}\text{Te}_{0.18}$  und

$\text{TmSe}_{0.62}\text{Te}_{0.38}$ . Die Abstossung der Randzusammensetzungen kann als Valenzsegregation interpretiert werden. Diese Abstossung steht im Einklang mit der Minimumlöslichkeit.

Derselbe Effekt tritt beim Diagramm Tm–Se auf: Unterhalb einer Phasenumwandlung bei ca. 1720°C erscheint eine Mischungslücke zwischen 0.94 und 0.98 mol Tm/mol Se. Die Liquidus- und Soliduskurve ergeben ein sehr flaches Löslichkeitsmaximum um 1.00 mol Tm/mol Se. Dies kann durch die Konkurrenz der Valenzsegregation (Abstossung) mit der durch die steigende Temperatur wachsende Löslichkeit erklärt werden.

### **Birefringence study of $\text{KTaO}_3:\text{Li}$ , an electric-dipole glass**

P. CORNAZ

(Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, CH-1006 Lausanne)

U. T. HÖCHLI and H. E. WEIBEL

(IBM Zurich Research Laboratory, CH-8803 Rüschlikon)

*Abstract.* Birefringence measurements are reported in  $\text{K}_{0.974}\text{Li}_{0.026}\text{TaO}_3$  near the condensation temperature, 46 K, and for various electric-field treatments. An evaluation of data reveals the presence of a polarization varying continuously on a  $\mu$  scale. The evidence supports the identification of the low-temperature phase as a polar glass against a mixed-crystal ferroelectric.

The condensed state of  $\text{KTaO}_3:\text{Li}$  has recently been interpreted in terms of an electric-dipole glass [1] on the basis of dielectric and NMR data. It was proposed that Li replacing K at random sites and being at off-center positions interacted via dipolar forces with other, distant Li and that the condensed phase of this system was one of non-zero local polarization  $P$  and non-zero average of  $P^2$ , but of zero average  $P$ . Such a system has considerable analogy with systems of random-spin sites, called spin glasses [2]. Since the term polar glass [3] was already in use for ferroelectric ceramics, a term electric-dipole glass was proposed. Birefringence observations [4] have confirmed the appearance of non-zero local polarization.

On the basis of a birefringence experiment probing a crystal locally by a laser, Courtens [5] showed that the birefringence was compatible with the polarization measured by the électret effect [6], and from the observation of strong local birefringence at zero field, he suggested that the observations should be interpreted in terms of a domain state of ferroelectricity. We have thus continued birefringence measurements on several samples, including the one used by E. Courtens, in an attempt to gain detailed information to be interpreted in terms of either model.

Birefringence patterns were recorded on photographic plates with the polarizer and analyzer crossed at an angle of  $\pm 45^\circ$  from a fourfold axis. Such a typical pattern is reproduced in Fig. 1. An inspection shows an uncolored and a colored region, the latter being attributed to a polar state. The transition temperature to this state is dependent on Li concentration and, perhaps, on local strains. On cooling down, the separation line between polar and non-polar material sweeps through the crystal, and several loci of equal transition tempera-

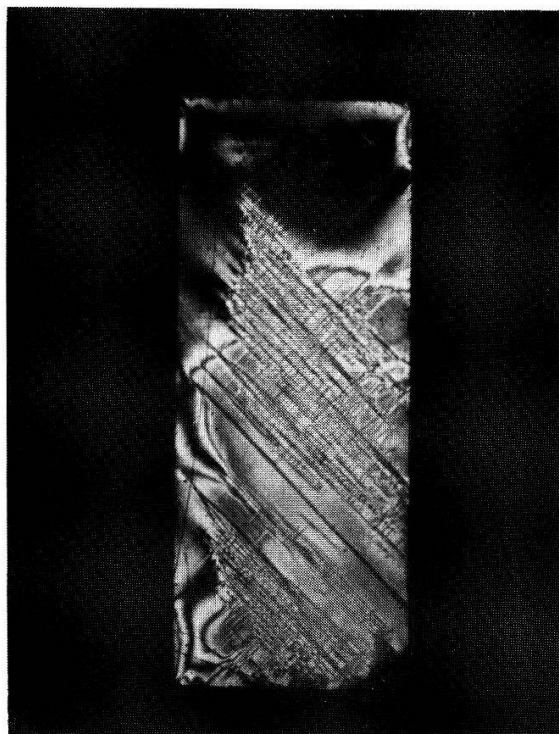


Figure 1

Birefringence of  $\text{KTaO}_3:\text{Li}$ ,  $T=46\text{ K}$  analyzer and polarizer crossed at  $\pm 45^\circ$  from crystal axis. Note border between optically inactive part (black) and active part (structured). Edges show strain birefringence. Figures 1, 3 and 4 are reproductions of color originals; copies are available from the author upon request.

ture were drawn on a map of the sample. On converting these transition temperatures  $T_c$  to concentrations with the help of the phase diagram [1], a concentration profile of the sample could be evaluated (assuming the strain effect to be negligible). This is shown in Fig. 2 and allows the conclusion that the nominal concentration of 2.6 percent Li varies by about  $\pm 0.2$  percent Li. Such compositional inhomogeneities are not uncommon in  $\text{KTaO}_3$ -based mixed crystals [7]. On cooling through  $T_c$ , two different polar states can be produced depending on the application of an electric field. Without electric field, an apparently disordered phase appears below  $T_c$  as evidenced by strongly position-dependent birefringence (Fig. 1 lower part). Another state can be obtained by cooling through  $T_c$  with a field (exceeding  $2 \times 10^4\text{ V/m}$ ) applied. In this phase, all short-range structure is wiped out, an almost homogeneous birefringence is observed, compatible in magnitude with electret polarizations observed earlier [6]. So far, these findings can be interpreted either in terms of a domain state of a ferroelectric or in terms of the condensed state of a dipolar glass.

A more detailed investigation shows, however, that the two low-temperature states do not transform into each other under application of  $E$  fields regardless of their strength. The following attempts to 'order' the disordered phase were undertaken: an electric field of  $2 \times 10^4\text{ V/m}$  was applied to the sample under the conditions shown in Fig. 1. The result is illustrated in Fig. 3: only that portion of the crystal originally in the high-temperature phase was ordered, but not the disordered part. It took several minutes for the order to establish, and it established at two nuclei in the midst of the paraelectric region. Application of higher fields (up to  $10^6\text{ V/m}$ ) establishes the same pattern, just faster. In no case



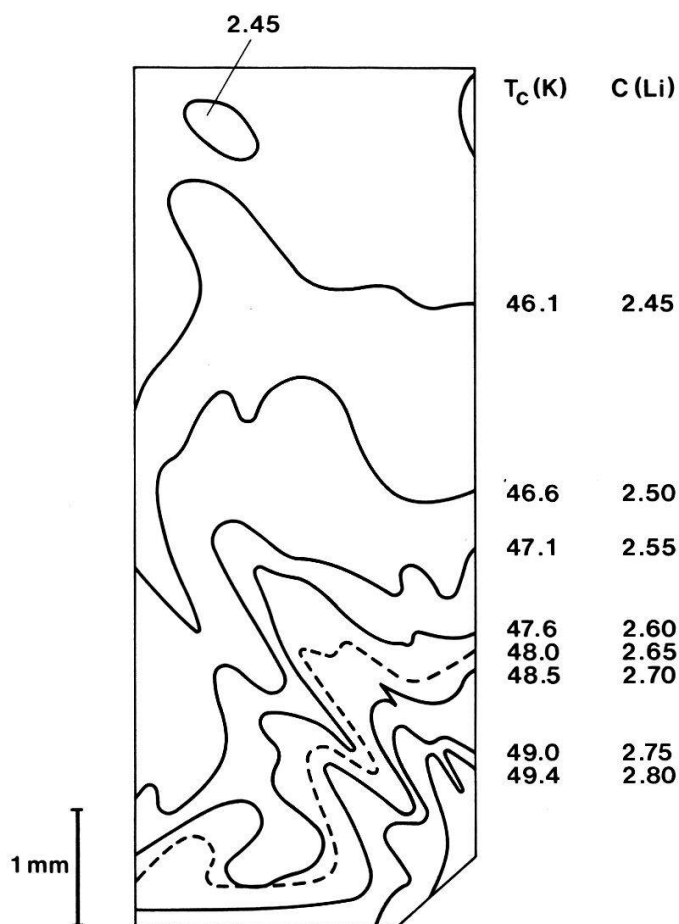


Figure 2  
Transition temperature and concentration profile  $c(x, y)$  in  $K_{1-c}Li_cTaO_3$ .

can the disordered part be ordered or vice versa as long as  $T = \text{const}$ . In view of these observations, the 'coercive' field has a meaning different from that in ordered polar phases. It is defined as the field needed to induce the transition between the non-polar to the ordered polar phase during cool-down, and not as the field to switch the polarization, the latter exceeding the breakdown field. A closer inspection of the patterns in the disordered state shows further that:

- (1) Most of the sample shows strong gradients of the birefringence. They have a distribution in strength and orientation. The orientational distribution was estimated to be  $\varphi = \varphi_0 \pm \Delta\varphi$ , with  $\varphi_0 = \pm 45^\circ$ ,  $\Delta\varphi \sim 3^\circ$  at  $T < 30$  K. The gradients extend over regions of roughly 10 to 50  $\mu\text{m}$ .
- (2) From the light intensity, variations observed with polarizer and analyzer crossed along  $\langle 100 \rangle$  axes of the crystal, a deviation of the local polarization of several degrees from the  $\langle 100 \rangle$  axes was estimated.
- (3) The regions reported by Courtens as homogeneous have the same switching properties as the rest. In synthetic white light, we were able to resolve structure in all parts of the same, although somewhat less dense structure as in the other parts of the crystal (Fig. 4).

These findings are thus incompatible with the interpretation in terms of domains, defined as volumes of uniform polarization (typically 50  $\mu$  wide) separated by narrow walls (typically 10  $\text{\AA}$  wide), which move on application of an

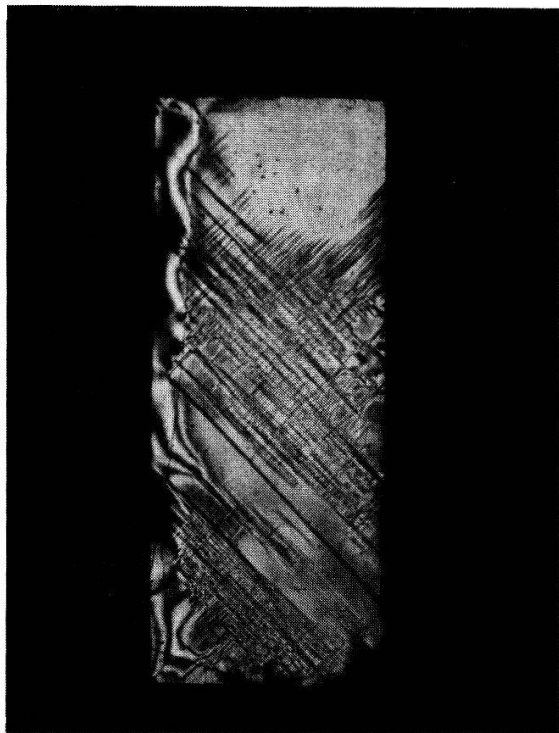


Figure 3  
Birefringence of  $\text{KTaO}_3:\text{Li}$ ,  $T=46\text{ K}$ , after application of  $E$  field  $E = 2 \times 10^4\text{ V/m}$  for several minutes. Note that the optically inactive part of Fig. 1 has been converted into a homogeneous polar state, whereas the polar region of Fig. 1 has remained substantially unchanged.

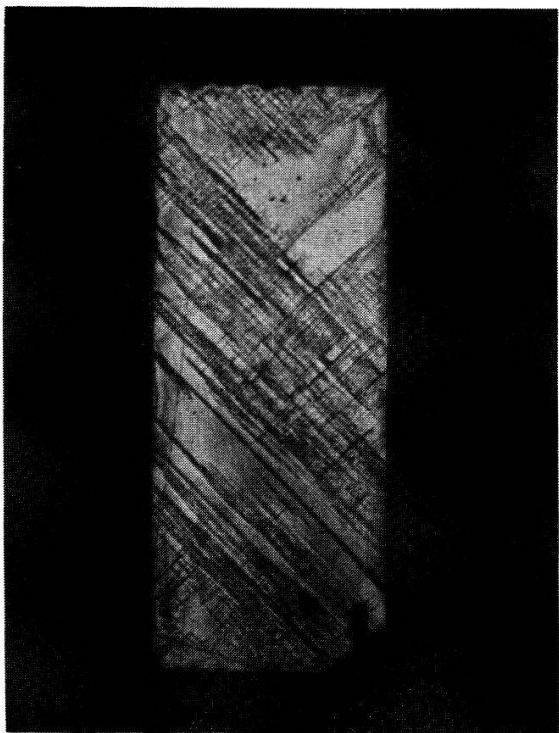


Figure 4  
Birefringence of  $\text{KTaO}_3:\text{Li}$ ,  $T=41\text{ K}$  glass state; (without electric field) no extended homogeneous regions.

electric field [8]. We should like then to reserve the term "electret" polarization for the alignment of the Li atoms and the lattice under the combined action of electric field and cooling. This term is more general than the term "spontaneous polarization" and reflects the fact that a mixed-crystal polar system with randomly distributed local sites of substitutional atoms (Li atoms) has more general properties than a polar system where the admixed constituents (e.g., Nb atoms) follow the dynamics of the lattice. Our findings are, however, compatible with a condensed phase stabilized by frozen Li dipoles on random sites. To switch the polarization, an electric field has to align one Li atom at a time over a barrier of about 1000 K. This is in contrast to the behavior of a ferroelectric domain-wall structure where the compatibility relations for domain walls [9] override the condition of a barrier for a single atom.

It is a pleasure to acknowledge D. Rytz for the loan of a crystal, and H. J. Scheel for stimulating discussions. We are also grateful to E. Courtens for communicating his manuscript before publication.

#### REFERENCES

- [1] F. BORSA, U. T. HÖCHLI, J. J. v.d. KLINK and D. RYTZ, *Phys. Rev. Lett.* 45, 1884 (1980).
- [2] C. A. MULDER, A. J. van DUYNVELDT and J. A. MYDOSH, in *Proceedings of the International Conference on Magnetism* (North-Holland, Amsterdam, 1980), p. 141, and numerous reports. See also a panel discussion by J. A. Mydosh, in *Proceedings of the International Conference on Magnetism* (North-Holland, Amsterdam, 1980), p. 99.
- [3] J. C. BURFOOT and G. W. TAYLOR, *Polar Dielectrics and Their Applications*, (Gresham Press, Old Woking, Surrey, Great Britain, 1979), p. 27.
- [4] Own early observations, unpublished.
- [5] E. COURTENS, *J. Phys. C* 14, L37 (1981).
- [6] U. T. HÖCHLI, H. E. WEIBEL and L. A. BOATNER, *Phys. Rev. Lett.* 41, 410 (1978) and *J. Phys. C* 12, L563, 1979.
- [7] D. ELWELL and H. J. SCHEEL, *Crystal Growth from High-Temperature Solution* (Academic Press, London, 1975), p. 497.
- [8] M. E. LINES and A. M. CLAIS, *Principles and Applications of Ferro-electrics and Related Materials* (Clarendon, Oxford, 1977), p. 87 ff.
- [9] J. FOUSEK and V. JANOVEK, *J. Appl. Phys.* 40, 135 (1969).

### **Der Zusammenhang zwischen dielektrischer Relaxation und nematischer Ordnung in Flüssigkristallen**

H. R. ZELLER

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

Innerhalb eines Molekularfeldmodells misst die Aktivierungsenergie für dielektrische Relaxation in einer nematischen Phase das Molekularfeldpotential für  $\theta \sim 90^\circ$ . Der Sprungpunkt resultiert aus einer Mittelung über alle Winkel und der Ordnungsparameter misst kleine Winkel. Dielektrische Relaxationsexperimente an einer Mischung aus einem Cynaobiphenyl und einem Cyanoterphenyl werden benutzt, um die Gültigkeit der Molekularfeldnäherung für den Nematisch-Isotrop Uebergang zu diskutieren.

### **Farbstoffe für dichroitische Flüssigkristallanzeigen**

H. R. ZELLER, M. A. OSMAN, L. PIETRONERO und T. SCHEFFER  
(Brown Boveri Forschungszentrum, CH-5405 Baden-Dättwil)

Wir diskutieren die Anforderungen an einen Farbstoff für dichroitische Flüssigkristall-Anzeigen. Azo-Farbstoffe zeigen ungenügende UV-Stabilität. Anthrachinonfarbstoffe sind lichtstabil aber weisen unbefriedigende Ordnungsgrade auf. Aufgrund einer experimentellen Analyse des Ordnungstensors von Anthrachinonfarbstoffen und elementaren quantenchemischen Ueberlegungen gelangt man zu einem rationalen Molecular engineering und zu gut ordnenden lichtstabilen Systemen.

### **Kalorimetrische Untersuchungen an Verbindungen mit Valenzinstabilität: CeN**

E. KALDIS, B. STEINMANN und B. FRITZLER  
(Laboratorium für Festkörperphysik ETHZ, CH-8093 Zürich)

Messungen des gesamten Energieinhaltes (z.B. Enthalpie) von Verbindungen mit Valenzinstabilität sind als Ergänzung von spektroskopischen Untersuchungen (z.B. XPS) interessant, weil sie vom Problem der 'final states' nicht betroffen sind. Die Lösungsenthalpie (in 4n HCl) von ca. 70 CeN Präparaten wurde als Funktion der Nichtstöchiometrie und der Dotierung mit Sauerstoff untersucht. Die Variation der Nichtstöchiometrie zeigt eine Instabilität bei einer Zusammensetzung von ca. 49 at% N. Eine starke Herabsetzung der Lösungsenthalpie (Stabilisierung) tritt bei einer Sauerstoffdotierung bis maximal 1 at% auf. Sie zeigt, dass zwei stabile Zustände mit Energiedifferenzen zum undotierten CeN von 1.2 eV und 1.8 eV existieren. Diese Energiedifferenzen sind zu gross, als dass sie durch die chemische Wirkung der Dotierung erklärt werden können. Die Aufhebung des gemischten, nichtganzzahligen Valenzzustandes von CeN durch die Dotierung wird diskutiert.

### **Neue Tieftemperaturphase in Cs<sub>2</sub>HgBr<sub>4</sub>**

S. PLESKO, R. KIND und H. AREND  
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Höngerberg, CH-8093 Zürich)

Cs<sub>2</sub>HgBr<sub>4</sub> hat bei Zimmertemperatur die  $\beta$ -K<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> Struktur. Neben den bekannten drei Phasenübergängen bei 243 K, 228 K und 166 K von der Phase I (Pnma, Z = 4) in die Phase II (inkommensurabel), weiter Phase III (P2<sub>1/n</sub>, Z = 4) und Phase IV wurde ein neuer Phasenübergang 1. Ordnung bei  $T_c = 84 \pm 2$  K entdeckt. Ueber Doppelbrechungs-, DK- und Röntgenmessungen wird berichtet, und die mögliche Phasensequenz von Cs<sub>2</sub>HgBr<sub>4</sub> wird diskutiert.

## **Magnetische Eigenschaften**

### **Susceptibilité magnétique de $\text{TiBe}_2$**

F. ACKER et R. HUGUENIN

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

Des mesures nouvelles de l'aimantation de  $\text{TiBe}_2$ <sup>1)</sup> en champs élevés seront présentées. Le paramagnétisme de ce composé est très fortement augmenté par échange. A la température de 1.45 K, la susceptibilité suit exactement la loi  $\chi^{-1} = A + BM^2$ , avec  $B < 0$ , pour  $0 < H < 45$  kOe et passe par un maximum à 57 kOe. Ce comportement peut s'accorder avec un modèle de fluctuation de spin (Béal-Monod) ou avec le formalisme du métamagnétisme des électrons itinérants (Wohlfarth). Par contre il s'écarte nettement d'une variation en  $H^2 \ln H$  (Misawa).

<sup>1)</sup> Echantillons préparés par J. L. Smith (Los Alamos National Laboratory)

### **Observation of a forbidden magnetic resonance at the spinflip transition in a layered compound**

D. BARBERIS, L. PAULI, F. WALDNER,

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

and H. AREND

(Swiss Federal Institute of Technology, CH-8049 Zurich)

It is well known [1] that the antiferromagnets can be investigated by electron spin resonance techniques in the unflipped, the flipped and the collapsed spin state [2]. At the spinflip transition itself, no resonance is allowed, except for the special conditions of the 'orientational resonance' [1, 3].

We investigated a layered orthorhombic antiferromagnet and found a weak absorption signal at the spinflip field in temperature regions where conventional theory yields no resonance. This almost symmetric resonance line might be ascribed to resonances in walls between clusters of the unflipped and the flipped spin states. In addition, absorption bands with hysteresis known from resonances in ferromagnetic domain walls [4] are seen at low magnetic fields in the antiferromagnetic state.

The layer compound  $\text{NH}_3(\text{CH}_2)_2\text{NH}_3\text{CuCl}_4$  has strong ferromagnetic exchange within the layers and a weaker antiferromagnetic exchange ( $H_E \approx 340$  kOe) between the layers. The small in-plane anisotropy ( $H_{A\text{in}} \approx 140$  Oe) and the larger out-of-plane anisotropy ( $H_{A\text{out}} \approx 2$  kOe) [5] are such that the usual antiferromagnetic resonance can be investigated below and above the spinflip field  $H_{\text{sf}} \approx 9$  kOe at 9 GHz. Above 12 K, 'orientational resonance' with its characteristic cut-off shape gives a precise measurement of the spinflip field up to the multicritical point near  $T_{\text{Néel}} \approx 32$  K. Below 12 K, the 'orientational resonance' starts to be forbidden.



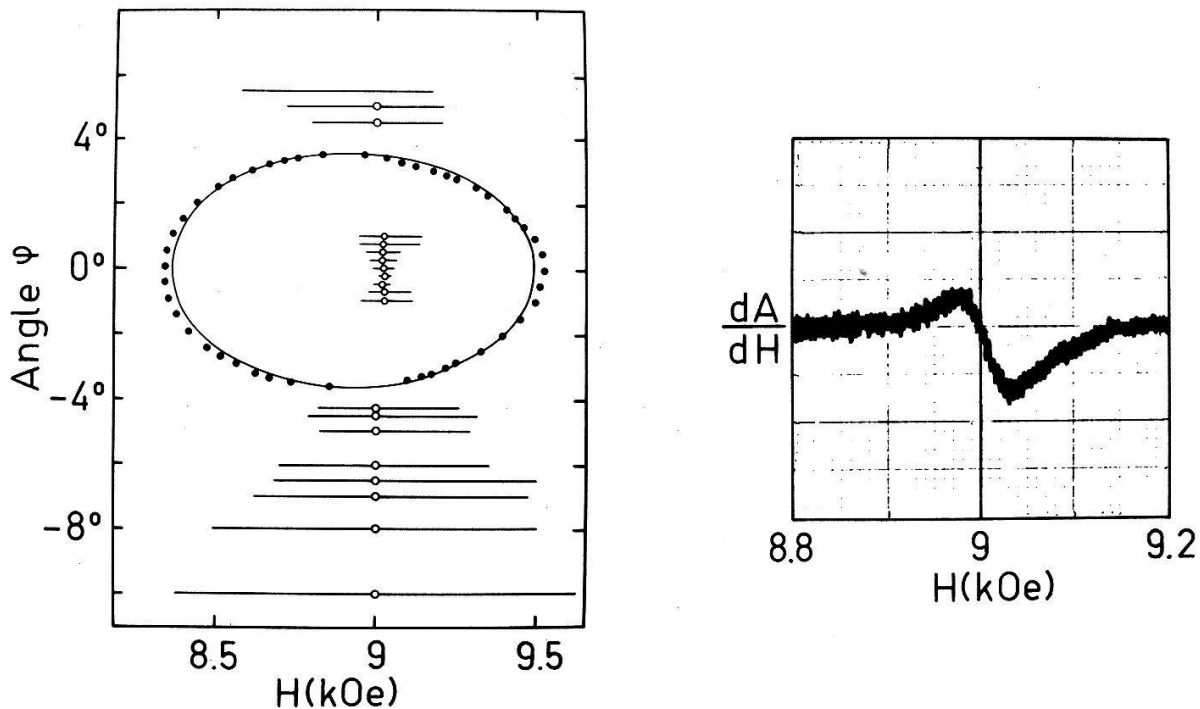


Figure 1. Magnetic resonance at 4.2 K and 8.953 GHz. (a) Angular dependence; (b) Forbidden line.  $H$  parallel to the easy axis.

Measurements at 4.2 K are shown in Fig. 1a. The applied static magnetic field  $H$  has been rotated within the nearly easy plane, where  $\phi = 0^\circ$  corresponds to  $H$  along the magnetic easy axis. Full circles represent the usual antiferromagnetic resonance. The elliptical line is the result of a mean field calculation [1] using the parameters given above known from static investigations [5] and  $g_{\perp} = 2.163$ .

The open circles are resonances at the spinflip field. The horizontal bars represent the linewidths (separation of the peaks of absorption derivative) which increase almost linearly with the angle  $\phi$ . Broad lines outside the ellipse have also been noticed in a similar compound with weaker  $H_E$  [6]. The lines inside the ellipse are about 5 000 times weaker than the allowed lines in the unflipped state. The nearly symmetrical lineshape of this forbidden line is illustrated in Fig. 1b.

For specific orientations of  $H$ , absorption bands below 1 kOe with a hysteresis of about 400 Oe have been measured. In ferromagnetic films Wigen et al. [4] reported similar bands correlated with the presence of ferromagnetic domain walls.

We tentatively interpret the absorption bands at low magnetic fields as resonances in antiferromagnetic domain walls. Similarly, the forbidden resonance at the first order spinflip transition might be caused by absorption in magnetic cluster walls.

The authors would like to thank K. Bösiger and A. Streuli for valuable help and the Swiss National Science Foundation for partial financial support.

#### REFERENCES

- [1] T. NAGAMIYA, K. YOSHIDA, and R. KUBO, *Adv. in Physics* 4 (1955), 1.
- [2] H. REIMANN, H. HAGEN, F. WALDNER and H. AREND, *Phys. Rev. Lett.* 40 (1978), 1344.

- [3] A. V. TISHCHENKO, B. I. AL'SHIN, and D. N. ASTROV, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 65 (1973), 1583; *Sov. Phys.-JETP*, 38 (1974), 789.
- [4] P. E. WIGEN, in *Physics of Magnetic Garnets*, Proc. of the Int. School of Physics "Enrico Fermi", Course LXX, Varenna (1977), p. 195.
- [5] J. W. KAMMER, thesis, Federal Institute of Technology Zurich, Switzerland, (1978).
- [6] M. TANIMOTO, T. KETO, and Y. YOKOZAWA, *Phys. Lett.* 58A (1976), 66.

## Critical behavior of the antiferromagnet $\text{RbFeF}_4$

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

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

**Abstract.** The Mössbauer effect has been used to study the critical behavior of the antiferromagnet  $\text{RbFeF}_4$  near the Néel temperature  $T_N = 133.6$  K. The static critical exponent of the magnetic order parameter has been found to be  $\beta = 0.316 \pm 0.005$  indicating a three-dimensional critical behavior. The observed line broadening above  $T_N$  is due to critical fluctuations of the atomic spins and may be described by a dynamic critical exponent  $n$ . The experimental value  $n = 0.81 \pm 0.06$  is smaller than  $n \approx 1$  predicted by a simple fluctuation model.

$\text{RbFeF}_4$  consists of layers of  $\text{FeF}_6$  octahedra linked together by sheets of nonmagnetic  $\text{Rb}^{3+}$  ions. In the antiferromagnetic state the spins ( $\text{Fe}^{3+}$ ,  $S = \frac{5}{2}$ ) are aligned perpendicular to the layers. The ratio  $|J'/J|$  is estimated to be  $10^{-2} - 10^{-3}$  [1], where  $J$  and  $J'$  are the intra- and interlayer exchange constants, respectively. The intralayer exchange interaction ( $J/k = -12$  K) is of the Heisenberg type [1].

Mössbauer spectra of single crystals of  $\text{RbFeF}_4$  have been taken between 6–300 K. Below  $T_N = 133.6$  K, complex spectra with mixed electric quadrupole and magnetic dipole interactions are observed. In the paramagnetic state the spectra consist of pure quadrupole lines. Just above  $T_N$  the absorption lines are broadened due to critical fluctuations of the atomic spins. Below  $T_N$  the spectra have been analyzed using a Hamiltonian fitting procedure including self-absorption corrections for thick crystals [2]. The sample temperature was stabilized to  $\pm 0.003$  K with an absolute accuracy of  $\pm 0.5$  K.

Assuming that the hyperfine field  $H(T)$  at the iron nucleus is proportional to the sublattice magnetization one may write for  $T \lesssim T_N$ :

$$H(T)/H(0) = Bt_-^\beta, \quad (1)$$

where  $H(0)$  is the saturation value of  $H$  at  $T = 0$  K,  $B$  is a normalization constant,  $t_- = 1 - T/T_N$  is the reduced temperature, and  $\beta$  is the static critical exponent of the magnetic order parameter  $H(T)$ . A systematic analysis of the data using Eq. (1) has been made in order to evaluate reliable critical parameters [2]. In the asymptotic critical region ( $5 \times 10^{-4} < t_- < 10^{-2}$ ) the following values have been obtained (Fig. 1a.) [2]:

$$\beta = 0.316 \pm 0.005, T_N = 133.568 \pm 0.005 \text{ K}, B = 1.31 \pm 0.06.$$

The discrepancy between the present value  $\beta = 0.316$  and previous values  $\beta = 0.245$  [3] and  $\beta = 0.265$  [4] is due to the fact that the latter values were evaluated outside the critical region ( $t_- > 10^{-2}$ ) and thus, are not reliable from a

<sup>1)</sup> Permanent address: Faculty of Natural and Mathematical Sciences, Belgrade, Yugoslavia

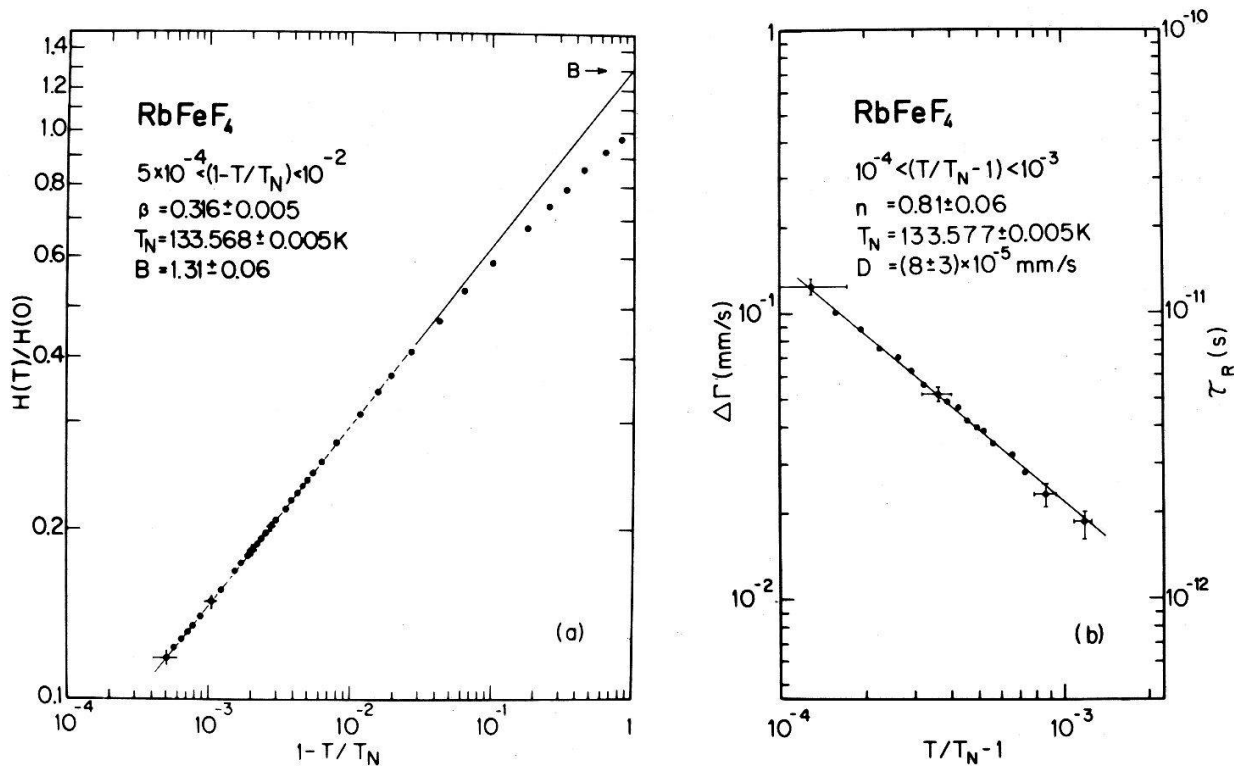


Figure 1

(a) Log-log plot of the reduced hyperfine field  $H(T)/H(0)$  as a function of  $t_- = 1 - T/T_N$ . The slope of the straight line determines the critical exponent  $\beta$ . (b) Log-log plot of the line broadening  $\Delta\Gamma$  and corresponding spin correlation time  $\tau_R$  (right hand scale) as a function of  $t_+ = T/T_N - 1$ . The slope of the straight line determines the critical exponent  $n$ .

physical point of view. The new value of  $\beta$  indicates that  $\text{RbFeF}_4$  is a 3d magnetic system rather than a 2d magnetic system as reported earlier [3].  $\text{RbFeF}_4$  is considered to be a good example for a Heisenberg system [1]. Therefore, one would expect a Heisenberg exponent  $\beta = 0.365$ . However, the reason why the experimental value lies closer to the 3d Ising value  $\beta = 0.325$  is at present not understood [2].

Above  $T_N$  a line broadening  $\Delta\Gamma$  due to critical fluctuations of the atomic spins is observed. Dynamical scaling implies that the divergence of  $\Delta\Gamma$  above  $T_N$  is given by [5, 6]:

$$\Delta\Gamma = Dt_+^{-n}; \quad n = 3\nu/2 \approx 1, \quad (2)$$

where  $D$  is a numerical constant,  $t_+ = T/T_N - 1$  is the reduced temperature and  $\nu$  is the critical exponent of the correlation length. In the critical region ( $10^{-4} < t_+ < 10^{-3}$ ) the following parameters have been found (Fig. 1b):

$$n = 0.81 \pm 0.06, \quad T_N = 133.577 \pm 0.006 \text{ K}, \quad D = (8 \pm 3) \times 10^{-5} \text{ mm/s}.$$

According to the Bradford-Marshall theory [6],  $\Delta\Gamma$  may be converted to spin correlation times  $\tau_R$  via  $\tau_R(s) \approx 10^{-10} \Delta\Gamma$  (mm/s) (Fig. 1b.). The measured value  $n = 0.81$  is smaller than  $n \approx 1$  predicted by an isotropic fluctuation model [6]. A detailed discussion of the critical fluctuations will be published elsewhere.

Note that equations (1) and (2) lead, within experimental error, to the same value for the Néel temperature  $T_N$ , supporting the self consistency of the data analysis implied.



## Acknowledgments

We wish to thank Dr. M. Eibschütz (Bell Laboratories) for kindly providing us the  $\text{RbFeF}_4$  crystals and Prof. W. Kündig and PD Dr. P. F. Meier for many helpful discussions. This work is supported by the Swiss National Science Foundation.

## REFERENCES

- [1] L. J. de JONGH and A. R. MIEDEMA, *Adv. Phys.* **23**, 1 (1974).
- [2] I. M. SAVIĆ, H. KELLER, W. KÜNDIG and P. F. MEIER, to be published in *Phys. Lett.*
- [3] M. EIBSCHÜTZ, H. J. GUGGENHEIM and L. HOLMES, *J. Appl. Phys.* **42**, 1485 (1971).
- [4] J. D. RUSH, A. SIMOPOULOS and M. F. THOMAS, *Solid State Commun.* **18**, 1039 (1976).
- [5] A. M. GOTTLIEB and C. HOHENEMSER, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 1222 (1973).
- [6] M. A. KOBEISSI, R. SUTER, A. M. GOTTLIEB and C. HOHENEMSER, *Phys. Rev.* **B11**, 2455 (1975).

## Kritische magnetische Streuung in CeAs

B. HÄLG und A. FURRER

(Institut für Reaktortechnik, ETH Zürich, CH-5303 Würenlingen)

und O. VOGT

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

Die Cer-Monopniktide sind eine Klasse von Verbindungen mit starker Anisotropie der magnetischen Wechselwirkungen zwischen den Cer Ionen [1]. Diese Anisotropie lässt sich direkt mittels kritischer Neutronenstreuung bestimmen. Die kritische Streuung wurde an einem CeAs-Einkristall oberhalb des magnetischen Phasenübergangs ( $T_N = 7.2$  K) entlang verschiedener Symmetrierichtungen beobachtet. Die Resultate werden auf der Basis eines anisotropen Molekularfeld-Hamiltonoperators analysiert und anhand des mittels inelastischer Neutronenstreuung gemessenen magnetischen Anregungsspektrums überprüft.

## LITERATUR

- [1] R. SIEMANN and B. R. COOPER, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1015 (1980)

## $\text{HoRh}_4\text{B}_4$ : An ideal metallic mean-field ferromagnet?

H. R. OTT, G. KELLER and W. ODONI

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

L. D. WOOLF, D. C. JOHNSTON and M. B. MAPLE

(University of California San Diego, La Jolla)

and H. B. MOOK

(Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge)

Metallic ternary compounds of the type  $\text{RERh}_4\text{B}_4$  (RE = rare earth) have revealed at low temperatures superconductivity, magnetic ordering or both.

$\text{HoRh}_4\text{B}_4$  is a ferromagnet with a Curie temperature  $T_C = 6.75$  K. Experimental results of measurements of the specific heat, the zero field magnetization, the thermal expansion and the electrical resistivity indicate that the phase transition is well described by using the mean-field approximation. This unexpected result is discussed invoking predictions from renormalization group theory.

### **$\text{Tm}_{0.15}\text{Eu}_{0.85}\text{Se}$ : ein ferromagnetischer Halbleiter**

H. BOPPART und P. WACHTER

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

Im  $\text{Tm}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Se}$  Legierungssystem sind die Substanzen im Zusammensetzungsbereich  $0.5 \leq x \leq 1$  Halbleiter. In der untersuchten Verbindung  $\text{Tm}_{0.15}\text{Eu}_{0.85}\text{Se}$  liegt das  $4f^{13}$ -Niveau von zweiwertigem Tm 0.3 eV unterhalb des  $5d6s$ -Leitungsbandes. Die Messungen der Anfangsuszeptibilität und der Magnetisierung in Feldern bis 100 kOe zeigen ein ferromagnetisches Verhalten unterhalb der Ordnungstemperatur von 15 K. In der Nähe von  $T_c$  tritt eine Austauschspaltung des Leitungsbandes auf, was eine Verkleinerung der  $4f^{13}$ - $5d_{2g}$  Energielücke bewirkt. In optischen Transmissionsmessungen äussert sich dieses Verhalten in einer Rotverschiebung der Absorptionskante. Die Verschiebung beträgt je nach Probe 0.25 bis 0.3 eV bis hinunter zur Temperatur von 4.2 K.

### **Raman Streuung an den Spin Flip und Magnon-Spin Flip Anregungen in magnetischen Halbleitern**

A. STASCH<sup>1)</sup> und P. WACHTER

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

Die Anwendungen der Spin Flip Raman Prozesse in nichtmagnetischen Halbleitern in der Entwicklung von Raman Lasern hatten Anlass zur theoretischen Analyse dieser Prozesse in magnetischen Halbleitern gegeben. Die Extinktionskoeffizienten für Spin Flip und Spin Flip-Magnon Ramanstreuung in Europium Chalkogeniden wurden mit der Störungstheorie der zweiten bzw. dritten Ordnung berechnet. Das verwendete Modell enthielt die Spin-Bahn Kopplung innerhalb des  $d$ -Multiplets sowie die  $d-f$  Austauschwechselwirkung. Der Wert des Extinktionskoeffizienten für Spin-Flip Ramanstreuung liegt zwischen  $10^{-9}$ – $10^{-11}$   $\text{cm}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{S}$ , jener für Magnon-Spin Flip Prozesse etwa bei  $10^{-12}$ – $10^{-13}$   $\text{cm}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{S}$ . Die Auswahlregeln für die Polarisierung der einfallenden und gestreuten Photonen und der Raman Tensor für vier Ramanübergänge innerhalb des  $d$ -Multiplets sind gefunden worden. Die Möglichkeit, die Spinbahn-Kopplungskonstante und die Grösse des  $f-d$  Austausches mittels der Raman-technik zu messen, wurde diskutiert.

<sup>1)</sup> On leave from Institute of Physics, Technical University Poznan, Poland

## Mikroskopisches Modell der Wechselwirkung zwischen optischen Phononen und Magnonen in Magnetit

I. MÖRKE, A. STASCH<sup>1)</sup> und P. WACHTER

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

Es wurde gezeigt, dass wegen der dreifachen Entartung des Grundzustandes der  $\text{Fe}^{2+}$ -Ionen die optischen Phononen in  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  besonders stark an die Magnonen gekoppelt sein können. Die Kopplungskonstante wurde im Rahmen des Van Vleck Modells berechnet. In diesem Modell wurde die Phononmodulierung des Kristallfeldes über Spin-Bahn-Wechselwirkung in das System der Magnonen eingeführt. Es zeigt sich, dass die Terme der zweiten Ordnung in der Störungstheorie wegen der Hermitizität der Störungsoperatoren verschwinden, gleichzeitig aber die Beiträge der dritten Ordnung zu einer starken Magnon- $E_g$  Phonon Kopplung führen. Die Stärke der Magnon-Phonon Kopplung wurde auf 5 bis  $12 \text{ cm}^{-1}$  geschätzt. Dieser Wert liegt wesentlich höher als für die Kopplung über die Modulierung der Austauschwechselwirkung, die in den Spinellen auf  $0.1 \text{ cm}^{-1}$  geschätzt worden war. Die Konsequenzen der Wechselwirkung für die Antisymmetrie der Phononlinien in der Ramanstreuung sind diskutiert worden.

<sup>1)</sup> On leave from Institute of Physics, Technical University Poznan, Poland

## Magneto-optische Untersuchungen an $\text{UO}_2$ -Filmen

W. REIM und J. SCHOENES

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

Der  $5f^2 \rightarrow 5f^1 6d_{eg}^1$  Uebergang des magnetischen Halbleiters  $\text{UO}_2$  wurde mittels magnetooptischer Methoden untersucht. Im Energiebereich von 0.5 bis 5.4 eV wurden Absorption, Faraday-Rotation und zirkularer Dichroismus als Funktion der Temperatur und des äusseren Magnetfeldes (bis 10 T) gemessen. Das Energieniveauschema des Endzustandes und die relativen Uebergangsmatrixelemente wurden in atomarer Näherung sowohl in  $LS$ - wie in  $jj$ -Kopplung berechnet. Gute Uebereinstimmung mit dem Experiment zeigt einzig das  $jj$ -Modell. Die Resultate bestätigen einerseits die aus Reflexionsmessungen gewonnene Identifizierung der Interbandübergänge, andererseits wird der Unterschied im Anregungsspektrum des  $5f^2$ -Zustandes zwischen der optischen- und Röntgenspektroskopie erklärt.

## Circular polarization of the spectral thermal emission from ferromagnets

F. FUCHS and F. K. KNEUBÜHL

(ETH Zurich, Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

Recent spectroscopic studies revealed a partially circular polarization of the spectral thermal emission [1, 2] from ferromagnets. This effect, first observed on a

single crystal of iron, has been investigated extensively on polycrystalline Fe, Co and Ni [2]. We determined the degree of circular polarization  $P$  in the photon energy range 0.2–2.0 eV and at temperatures between 550 K and 1100 K, i.e. for Fe and Ni in the vicinity of the Curie temperature and for *hcp*- and *fcc*-polycrystalline Co including the structural transition at about 700 K.

The degree of circular polarization is defined by the intensity ratio of circularly polarized  $I_{cp}$  to the total radiation  $I_{tot}$

$$P = \frac{I_{cp}}{I_{tot}} \quad (1)$$

The emitting surfaces of our samples were treated by electropolishing. The samples were then mounted in an ultrahigh vacuum chamber and heated. The spectral analysis of the polarization of the radiation was published in a previous paper [2].

Experimental results on Co are shown in Figs. 1 and 2. In Fig. 1 the degree of circular polarization is plotted versus photon energy. Circles indicate the measured  $P$  for *fcc*-polycrystalline Co at 1100 K and crosses the values for *hcp*-polycrystalline Co at 670 K. We find a completely different behaviour of  $P$  for the different structures. Figure 2 gives an example of the temperature dependence of  $P$ . Dots indicate  $P$  for  $h\nu = 0.40$  eV and for rising temperature. In the region of structural phase transition  $P$  behaves similar to the magnetization [3]. Within experimental error a corresponding feature is not observed for  $h\nu = 0.23$  eV as indicated by circles. This difference is not yet understood. Unfortunately we do not know any other magneto-optical study on *fcc*-Co.

Kirchhoff's law relates the observed circular polarization of the spectral thermal emission to the magneto-optical Kerr-effect. For the polar configuration at normal incidence we could derive the following relation between the ellipticity

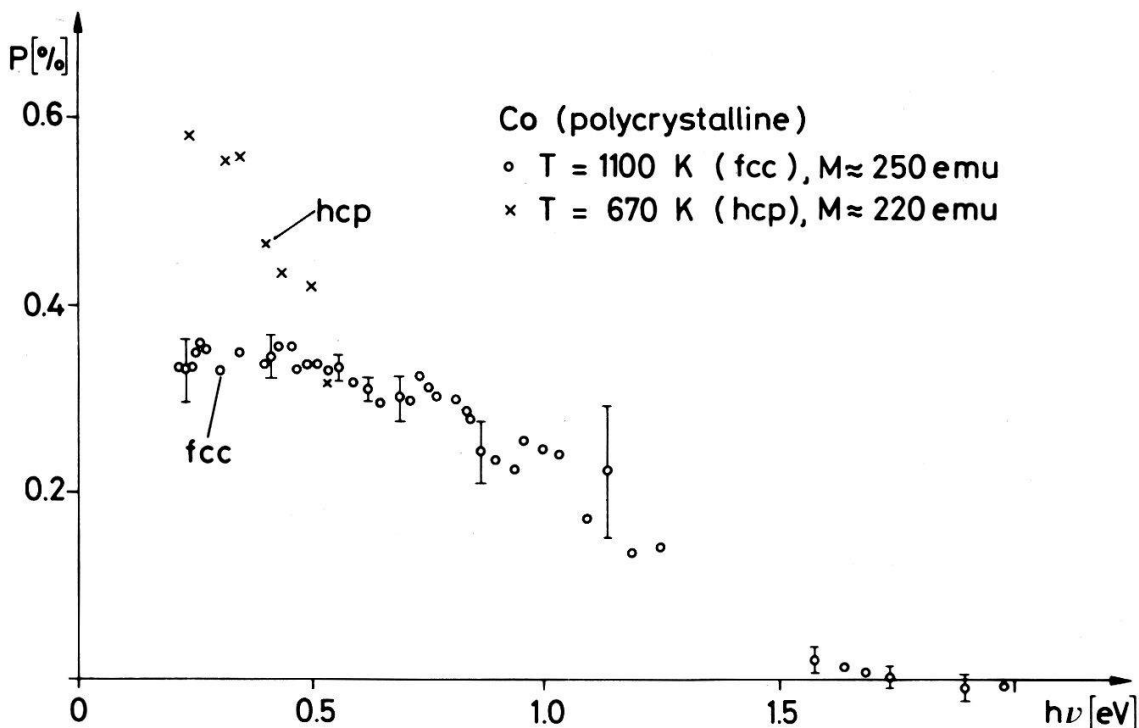


Figure 1

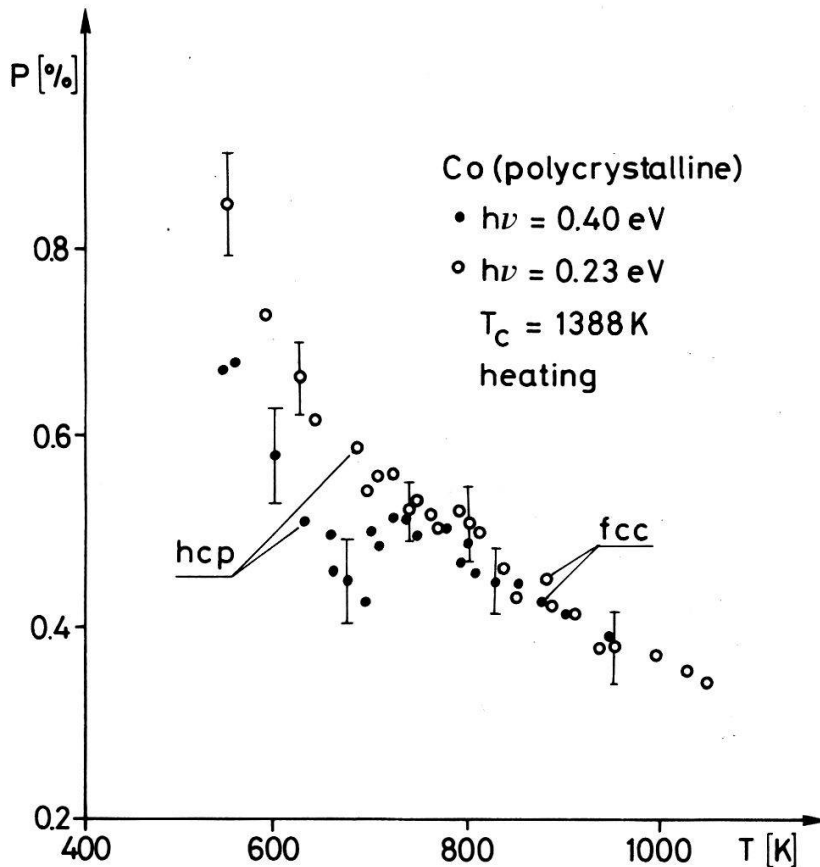


Figure 2

$\psi$  and the degree of circular polarization  $P$

$$\frac{P}{\psi} = 2 \frac{\rho}{1 - \rho} \quad (2)$$

$\rho$  denotes the reflectivity of an unmagnetized sample. For metals the reflectivity  $\rho$  is greater than 0.8 at photon energies below 0.6 eV. Thus,  $P$  exceeds  $\psi$  by one order of magnitude. Measurements of the circular polarization are favourable at infrared wavelengths and at temperatures above 550 K.

Areas of future interest include measurements on other ferro- and ferromagnetic materials, e.g. spinel ferrites and ferromagnetic alloys of Fe, Co and Ni. In addition, a partially linear polarization of the spectral thermal emission is expected from samples magnetized parallel to the emitting surface. This effect is in analogy to the magneto-optical orientation effect [4]. The linear polarization is proportional to  $M^2$  and strongly anisotropic. The physical origin of magneto-optical effects in ferromagnets is spin-orbit coupling in conjunction with exchange interaction [2, 5].

This work is supported by the Swiss National Science Foundation and by ETH Zürich.

#### REFERENCES

- [1] K. MÜLLER, F. FUCHS and F. K. KNEUBÜHL, Phys. Lett. 64A, 249 (1977).  
F. FUCHS, K. MÜLLER and F. K. KNEUBÜHL, J. Magn. Magn. Mat. 9, 79 (1978).

- [2] F. FUCHS and F. K. KNEUBÜHL, Infrared Physics, to be published (1981).  
[3] H. P. MYERS and W. SUCKSMITH, Proc. Roy. Soc. 207, 427 (1951).  
[4] G. S. KRINCHIK and E. A. GAN'SHINA, Sov. Phys. JETP 38, 983 (1974).  
[5] H. S. BENNET and E. A. STERN, Phys. Rev. 137A 448 (1965).

## **Graphit Einlagerungs-Verbindungen**

### **Beobachtung direkter Uebergänge an Alkali-Graphiteinlagerungsverbindungen (AGEV) mit niederenergetischer Photoemission**

U. M. GUBLER, P. OELHAFEN und H.-J. GÜNTHERODT

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

Photoemissionsuntersuchungen ( $h\nu < 6.6$  eV) and AGEV zeigen eine charakteristische Abhängigkeit der Leitungsbandbreite von der Photonenenergie, verursacht durch direkte optische Uebergänge. Dabei weist  $C_6Li$  ein anderes Verhalten auf als  $C_8M$ ,  $M=K, Rb, Cs$ . Die Messungen deuten darauf hin, dass die Leitungsbänder im Falle von  $C_6Li$  und den höheren Stufen ( $n \geq 4$ ) der schweren Alkali-GEV durch nichtparabolische (Graphit-) Bänder bestimmt werden. Im Gegensatz dazu können die Leitungsbandspektren der niederen Stufen der schweren AGEV durch parabolische Bänder erklärt werden.

### **Sekundärelektronenspektroskopie an Donator-Graphiteinlagerungsverbindungen (GEV)**

J. KRIEG, P. OELHAFEN und H.-J. GÜNTHERODT

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

Wir haben mit Hilfe der Sekundärelektronenspektroskopie in Kombination mit der niederenergetischen Photoemission die Valenz- und Leitungsbänder von Alkali-GEV untersucht. Es kann gezeigt werden, dass die Energiebänder des Graphits beim Interkalieren nicht starr bleiben, sondern sich je nach Interkalat und Stufe gegeneinander verschieben. Es werden Messungen von 1-stufigen Alkali-GEV und die Stufenabhängigkeit der Sekundärelektronenemission am Beispiel  $C_xK$  diskutiert.

### **Optische Reflexion an Li-Graphiteinlagerungsverbindungen**

E. SCHÜPFER, P. PFLUGER, R. LAPKA und H.-J. GÜNTHERODT

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

Die optische Reflexion wurde an Li-Graphiteinlagerungsverbindungen verschiedener Stufen im Bereich von 0.5 bis 6 eV gemessen. Die für das Halbmetall Graphit charakteristische Reflexionskurve ändert sich durch das Interkalieren



drastisch, insbesondere treten im niederenergetischen Bereich ausgeprägte metallische Reflexionskanten auf. Die Reflexionsdaten werden mit einem Ansatz für die optische Dielektrizitätsfunktion gefittet. Für die zweite und die höheren Stufen ergeben sich für die Drude- und Interbandparameter Werte in guter Übereinstimmung mit anderen Experimenten. Für die Stufe 1 ist das Modell nicht anwendbar.

### **Nachweis prägnanter Unterschiede in der elektronischen Struktur von $C_6Li$ - und $C_8K$ -Graphiteinlageverbindungen durch Positronenexperimente**

E. CARTIER und F. HEINRICH

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

P. PFLUGER und H.-J. GÜNTHERODT

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

$2\gamma$ -Winkelkorrelationsfunktionen in  $C_6Li$ - und  $C_8K$ -Graphiteinlageverbindungen der Stufe 1 wurden bei Kristallorientierungen  $c$  parallel und senkrecht zur  $\gamma$ -Emission gemessen. Während in  $C_8K$  ein ausgeprägter Beitrag freier Elektronen ähnlich wie in reinen Alkalimetallen auftritt, findet man für  $C_6Li$  eine Winkelkorrelation, die im wesentlichen mit der des reinen Graphits übereinstimmt. Infolge der extrem starken Anisotropie des Graphits sind die beobachteten Unterschiede ausserordentlich markant. Die Resultate führen zu einer klaren Unterscheidung zwischen  $s(+\pi)$ -Band-Metallen ( $C_8K$ ) und  $\pi$ -Band-Metallen ( $C_6Li$ ).

### **Self-consistent electronic structure of lithium graphite $LiC_6$**

M. POSTERNAK

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

E. WIMMER and A. J. FREEMAN

(Northwestern University, Evanston, IL 60201, U.S.A.)

The charge transfer in intercalated graphite has been the subject of several investigations, because this process plays a major role in determining electronic and bonding properties of this material. We report a fully ab initio theoretical study of the electronic structure of the most simple compound in this class, the first-stage lithium graphite. Self-consistent LAPW band calculations [1] have been performed for a single sandwich, and work function, local density of states, charge density are compared with the corresponding results for two-dimensional graphite, calculated by the same method. The resulting Fermi energies and core level shifts indicate that considerable charge is transferred from Li to C, in agreement with recent experiments and earlier calculations.

#### REFERENCE

- [1] M. POSTERNAK, H. KRAKAUER, A. J. FREEMAN and D. D. KOELLING, Phys. Rev. *B21*, 5601 (1980).

## **Phononen, kleine Teilchen**

### **Lattice dynamics of mixed valent $Tm_{0.99}Se$**

M. CELIO and R. MONNIER

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

The phonon spectrum of mixed valent  $Tm_{0.99}Se$  has been obtained with help of an 8 parameter shell model. The latter allows for a breathing ( $\Gamma_4^+$ ) of the Tm ion and a quadrupolar deformability ( $\Gamma_{25}^+$ ) of the Se ion next to a dipolar ( $\Gamma_{15}^-$ ) deformability for both species. The parameters were adjusted so as to reproduce the elastic constants, optical frequencies at the center of the Brillouin zone and at the  $L$ -point. The continuum character of the 5d electrons is reflected in a high polarizability of the Tm ions.

However density functional results for the charge distribution around a trivalent impurity in an electron gas at the corresponding density indicate that the induced charge is too localized to effectively screen out the long range Coulomb interaction between the ions, thereby justifying the use of a shell model for the description of that system.

### **Mesure de la fréquence de diffusion $\nu(T)$ dans les 1ère et 2ème bandes du Zinc**

B. COLLET, W. M. MACINNES et R. HUGUENIN

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

Nous avons exploré divers groupes d'électrons dans le Zinc par effet de taille en radiofréquence (RFSE), notamment sur les 1ère et 2ème bandes. Le comportement de  $\nu(T)$  est plus complexe que dans la plupart des métaux étudiés jusqu'ici. Comme pour les électrons du Cadmium, la juxtaposition de plusieurs mécanismes de diffusion permet de rendre compte de façon satisfaisante des résultats expérimentaux.

### **Electron-phonon coupling in quasi-1D K-TCNQ**

Z. IOBAL

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

Raman spectra as a function of exciting frequency and infrared reflectance spectra as a function of temperature in the quasi-1D-semiconductor K-TCNQ, are briefly reviewed. The consequences of the coupled electron-phonon scheme of Rice [1] and the existence of a Peierls-like monomer to dimer transition, will be discussed.

#### REFERENCE

[1] M. J. RICE, Phys. Rev. Lett. 37, 36 (1976); and private communication.



### Lattice expansion of small silicon crystallites – implications for a-Si

S. VEPŘEK, Z. IOBAL, H. R. OSWALD, F. A. SAROTT, J. J. WAGNER and A. P. WEBB  
(Institute of Inorganic Chemistry, University of Zürich, CH-8057 Zürich)

The lattice constant,  $d$ , of polycrystalline, hydrogenated silicon with a mean crystallite size less than 100 Å shows an expansion which increases with decreasing crystallite size, reaching a limiting value of  $\sim 1.3\%$  for a crystallite size less than about 10 Å. Implications of this result for some properties of amorphous silicon are briefly discussed.

### Mesures par RPE de la température de fusion de petites particules de sodium préparées dans du $\text{NaN}_3$

H. R. SADEGHI et A. CHÂTELAIN

(Laboratoire de Physique Expérimentale, Ecole Polytechnique Fédérale, 33, Avenue de Cour, CH-1007 Lausanne)

*Résumé.* Des petites particules de sodium ont été préparées dans des monocristaux de  $\text{NaN}_3$  par irradiation U.V. suivie de traitements thermiques convenables. L'étude par résonance paramagnétique électronique des électrons de conduction en fonction de la température montre un comportement semblable à celui observé dans le sodium massif. La discontinuité de la largeur de raie due à la fusion du sodium est observée dans le cas des petites particules à des températures inférieures à celle du sodium massif. L'abaissement de température n'est cependant pas en accord avec celui prédit par la théorie indiquant un effet important de la matrice.

Bien que le phénomène de fusion n'ait de signification précise que dans la limite thermodynamique, de nombreux auteurs ont étudié expérimentalement et théoriquement la fusion de petits amas d'atomes [1]. Il est alors nécessaire de faire appel à un critère expérimental définissant la fusion et à un modèle théorique permettant d'expliquer quantitativement les résultats. Par exemple, des mesures de vitesse d'évaporation dans des petites particules d'or mettent en évidence une brusque augmentation dont la température dépend de la taille et est inférieure à la température de fusion du métal massif [2]. Mentionnons encore les travaux de Buffat et Borel [3] qui ont étudié par diffraction électronique les anneaux caractéristiques de petites particules d'or. En fonction de la température, ces anneaux disparaissent à des températures inférieures à la température de fusion de l'or massif et décroissant monotonement avec la taille. Plusieurs théories ont été proposées pour expliquer l'abaissement du point de fusion lorsque la taille diminue [1]. En particulier, un modèle thermodynamique phénoménologique introduit pour la première fois par Pawlow [4] et amélioré par Buffat et al. [3] exprime l'équilibre entre les trois phases liquide, solide et vapeur. Le potentiel chimique est développé au deuxième ordre et une relation est obtenue qui donne l'abaissement relatif du point de fusion en fonction de la taille et des grandeurs caractéristiques du système étudié. Si l'on se contente du premier ordre, il vient:

$$T_m(r_s) = T_{m\infty} \left[ 1 - \frac{2}{\rho_s L r_s} \left( \gamma_s - \gamma_l \left( \frac{\rho_s}{\rho_l} \right)^{\frac{2}{3}} \right) \right]. \quad (1)$$

où  $T_m(r_s)$  et  $T_{m\infty}$  représentent respectivement les températures de fusion d'une particule sphérique de rayon  $r_s$  et du système massif.  $\rho_s, \rho_l, \gamma_s, \gamma_l$  et  $L$  sont respectivement les masses spécifiques et les tensions superficielles du solide et du liquide et la chaleur latente de fusion.

Tout naturellement, les travaux expérimentaux ont toujours essayé de réaliser au mieux l'indépendance du système étudié d'avec le support. Le travail présenté ici se propose de vérifier dans quelle mesure un système de particules de petites tailles incluses dans une matrice solide subit l'effet de taille sur la fusion et d'en déduire l'influence de la matrice tout au moins qualitativement. Le système choisi est le sodium dans une matrice de  $\text{NaN}_3$ . L'observation de la résonance paramagnétique des électrons de conduction montre que dans le métal massif la largeur de raie subit un saut lorsque  $T = T_{m\infty}$  [5]. Ce phénomène constitue donc un excellent critère de fusion.

Des monocristaux de  $\text{NaN}_3$  ont été préparés par la méthode de Richter et Haase [6]. A une solution aqueuse à 25% de  $\text{NaN}_3$  (Merck 99%) on ajoute 75% de son volume de méthanol. Le méthanol, précipitant inerte vis-à-vis du  $\text{NaN}_3$ , se trouve en quantité insuffisante dans le mélange. La croissance a lieu dans un dessiccateur où règne une atmosphère de méthanol qui diffuse lentement dans la solution; elle commence le deuxième jour et on l'arrête après environ deux semaines. On obtient ainsi des plaquettes d'environ  $10 \times 5 \times 0.1$  mm avec l'axe c perpendiculaire à la plaquette. La pureté atteinte est de 99.96% selon Richter et Haase.

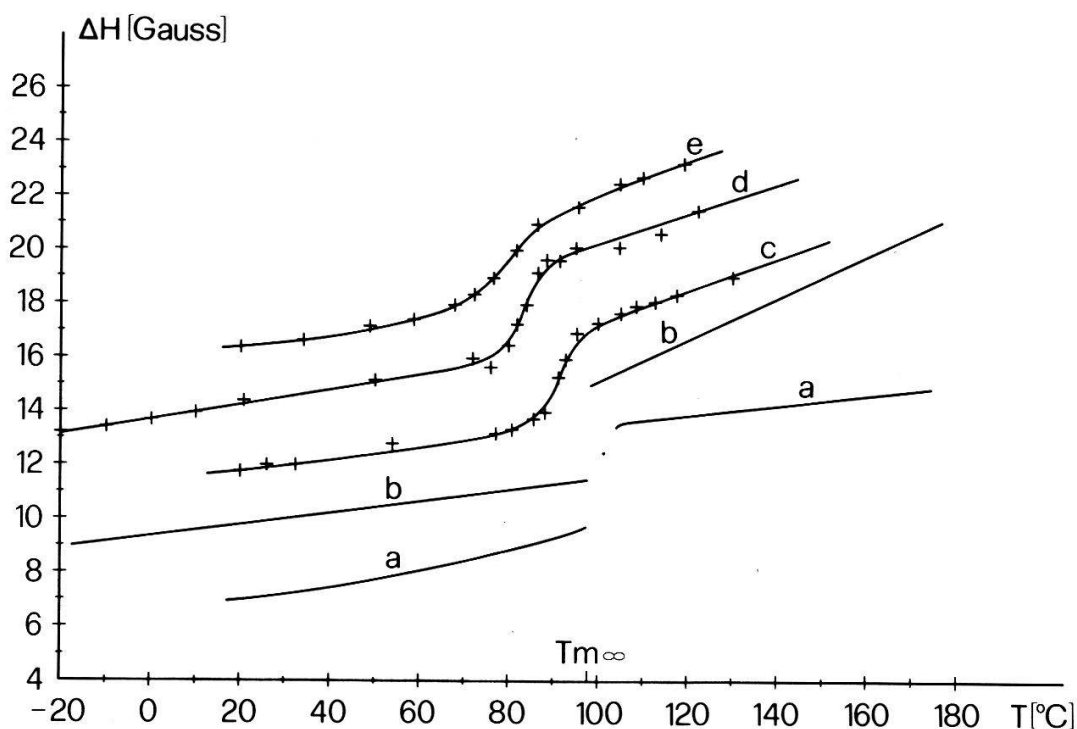


Figure 1

Variation de la largeur de raie  $\Delta H$  du signal de résonance paramagnétique en fonction de la température. (a) Résumé des mesures dans le métal massif selon la référence [5]. (b) Résumé des mesures dans des colloïdes de Na préparés dans du NaCl selon la référence [12]. (c) (d) (e) Mesures dans des colloïdes de Na préparés dans du  $\text{NaN}_3$  avec respectivement des tailles moyennes valant 150 Å, 60 Å et 40 Å.

L'irradiation de cristaux ou de poudres de  $\text{NaN}_3$  avec des rayons X ou U.V. entraîne une décomposition selon la réaction  $2\text{NaN}_3 + h\nu \rightarrow 2\text{Na} + 3\text{N}_2$  [7, 8, 9, 10]. Des traitements thermiques subséquents à des températures comprises entre 180 C et 300 C font apparaître des petites particules de sodium par agglomération du sodium en excès. Les cristaux de  $\text{NaN}_3$ , incolores au départ, deviennent jaunâtres après l'irradiation et violets, grenats, éventuellement bleus après le traitement thermique. La coloration jaune est inexplicable alors que la coloration observée après le traitement thermique est due en particulier aux agrégats de sodium [7, 8, 9].

Smithard [7] a étudié l'absorption optique de Mie en fonction de la longueur d'onde dans le cas d'échantillons ayant subi différents temps d'irradiation et différentes températures et durées de traitement thermique. En comparant les spectres optiques mesurés avec ceux calculés, il a pu déterminer approximativement la taille moyenne des particules de sodium dans les cristaux de  $\text{NaN}_3$ . Il a établi, en particulier, que la taille des agrégats ne dépend que du temps et de la température de recuit lorsque le temps d'irradiation est inférieur à une heure. L'observation par microscopie électronique ne donnant pas de résultats interprétables, nous avons déterminé la taille des agrégats à partir des mesures des spectres optiques. Ces mesures ont été effectuées à température ambiante sur un spectrophotomètre à deux faisceaux Beckmann 25.

Les spectres de résonance paramagnétique des électrons de conduction du sodium ont été mesurés sur un spectromètre homodyne Varian (*E* line) travaillant en bande X avec une fréquence de modulation de 100 KHz. Les échantillons étaient placés dans un flux d'azote gazeux dont la température pouvait être variée de manière continue entre 100 K et 430 K et réglée à 0.2 K près. Une valeur du facteur de Landé  $g = 2.0012 \pm 0.0005$  a été trouvée en accord avec les résultats obtenus dans le cas du sodium massif [5, 11] ou dans celui de colloïdes dispersés dans des matrices de  $\text{NaN}_3$  ou de  $\text{NaCl}$  [12, 10, 7, 11]. A température ambiante, les largeurs de raie des signaux de résonance correspondant aux particules de tailles supérieures à 500 Å étaient inférieures à 10 Gauss en accord avec les valeurs correspondant au métal massif. Pour des tailles comprises entre 100 Å et 20 Å des largeurs de raies variant entre 10 et 20 Gauss ont été observées en accord avec les travaux de Smithard [7] et Gordon [9]. L'élargissement est dû à l'effet de la surface et on peut remarquer qu'il permet de confirmer les mesures de taille obtenues à partir des spectres optiques.

La Figure 1 montre la variation de la largeur de raie  $\Delta H$  en fonction de la température. La courbe (a) résume les mesures de Devine et al. [5] obtenues dans le sodium massif. On remarque la discontinuité correspondant à la fusion et intervenant à  $T = T_{m\infty} = 98$  C. La courbe (b) résume les mesures de Vitol et al. (12) obtenues dans des colloïdes de Na de tailles  $\leq 1000$  Å et préparées dans des cristaux de  $\text{NaCl}$ . La fusion est aussi observée dans ce cas à  $T = T_{m\infty}$ . Les courbes (c), (d) et (e) résument nos mesures sur des particules de Na préparées dans des cristaux de  $\text{NaN}_3$  et de tailles valant approximativement 150 Å (c), 60 Å (d) et 40 Å (e). On remarque d'abord que le saut correspondant à la fusion est étalé et que l'étalement augmente lorsque la taille diminue. Ensuite, la température à laquelle le saut a lieu, et que nous associons à la température de fusion, diminue avec la taille. Ainsi, en considérant les points d'inflexions des courbes  $\Delta H(T)$ , on obtient:  $T_m(150 \text{ Å}) = 92$  C,  $T_m(60 \text{ Å}) = 84$  C et  $T_m(40 \text{ Å}) = 80$  C.

Dans l'état solide, nos mesures montrent que la pente des courbes  $\Delta H(T)$

vaut environ  $3.3 \cdot 10^{-2}$  Gauss par degré en accord avec la valeur correspondant au sodium massif. Cette dépendance a été expliquée à partir de la dynamique du réseau en faisant intervenir le couplage spin orbite [5]. En conséquence, l'étalement du saut au voisinage de la fusion n'est vraisemblablement pas dû à un état amorphe des particules mais plutôt à la distribution de taille caractérisant un échantillon. Les particules les plus petites commencent à fondre alors que les particules les plus grosses sont encore dans l'état solide. La connaissance de la distribution de taille permettrait de procéder à une déconvolution et ainsi d'avoir accès à la fonction  $T_m$  (taille).

Dans l'état liquide, la pente des courbes  $\Delta H(T)$  correspondant aux agrégats préparés dans du  $\text{NaN}_3$  vaut environ  $5 \cdot 10^{-2}$  Gauss par degré. Cette valeur est supérieure à celle mesurée dans le métal massif ( $2 \cdot 10^{-2}$  G par degré) mais du même ordre de grandeur que celle trouvée dans le cas des agrégats de Na dans du NaCl (courbe (b)). Comme cela a été remarqué par Vitol et al. [12], l'augmentation de la pente peut être expliquée par la présence d'impuretés entraînant une contribution dépendante de  $T$  dans la phase liquide, contrairement au cas du solide.

Nos mesures montrent que l'abaissement du point de fusion lorsque la taille diminue ne peut pas être mis simplement en relation avec l'équation (1) ou tout autre résultat théorique dans lequel on introduirait les valeurs numériques des constantes correspondant au sodium pur. Ainsi d'après l'équation (1), avec  $L = 1.13 \cdot 10^5$  J/Kg,  $\rho_s = 0.955 \cdot 10^3$  Kg/m<sup>3</sup>,  $\rho_l = 0.927 \cdot 10^3$  Kg/m<sup>3</sup>,  $\gamma_s = 0.29$  N/m et  $\gamma_l = 0.20$  N/m [13, 14], on prévoirait que la température de fusion devrait valoir 60 C et -50 C pour des tailles de 150 Å et 40 Å respectivement alors qu'on observe 92 C et 80 C. Cette divergence considérable doit donc être attribuée au fait que les particules de sodium ne peuvent pas être considérées comme indépendantes de la matrice de  $\text{NaN}_3$ . L'interaction peut par exemple modifier les contraintes de tension superficielle (ou plutôt interfaciale). On peut aussi remarquer que le modèle thermodynamique phénoménologique conduisant au résultat de l'équation (1) suppose que la pression extérieure par rapport aux particules reste constante. Or une augmentation de la pression extérieure peut avoir pour origine non seulement le fait que le coefficient de dilatation linéaire du sodium est plus grand que celui du  $\text{NaN}_3$ , mais encore qu'au point de fusion, la masse spécifique du volume diminue d'environ 2%. A ce propos, on peut remarquer que dans le cas du métal massif, le maintien du volume constant depuis la température ambiante entraîne une augmentation du point de fusion d'environ 40 C<sup>(13,14)</sup>.

Les auteurs remercient Monsieur le Professeur J.-P. Borel pour les discussions enrichissantes qu'ils ont eues avec lui.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] J. P. BOREL, 2nd Int. Meeting on the Small Particles and Inorganic Clusters, Lausanne 1980. A paraître dans Surface Science et références incluses.
- [2] J. R. SAMBLES, Proc. R. Soc. A 324, p. 339 (1971).
- [3] Ph. BUFFAT et J. P. BOREL, Phys. Rev. A 13, 6, p. 2287 (1976).
- [4] P. PAWLOW, Z. Phys. Chem 65, p. 1 (1909); 65, p. 545 (1909).
- [5] R. A. B. DEVINE et R. DUPREE, Phil. Mag. 21, 172, p. 787 (1970).
- [6] T. A. RICHTER et O. HAASE, Mat. Res. Bull. 5, p. 511 (1970).
- [7] M. A. SMITHARD, Solid State Comm. 14, p. 407 (1974); 14, p. 411 (1974).
- [8] A. D. YOFFE, *Development in Inorganic Nitrogen Chemistry*, Elsevier Ed., New York (1966).
- [9] D. A. GORDON, Phys. Rev. B 13, 9, p. 3738 (1976).



- [10] G. J. KING, B. S. MILLER, F. F. CARLSON et R. C. McMILLAN, *J. Chem. Phys.* 32, p. 940 (1960).  
[11] A. E. HUGHES et S. C. JAIN, *Advances in Physics* 28, 6, p. 717 (1979), et références incluses.  
[12] A. Y. VITOL, E. G. KHARAKHASH'YAN, F. G. CHERKASOV et K. K. SHVARTS, *Sov. Phys. Sol. St.* 13, 7, p. 1787 (1972).  
[13] *Handbook of Chemistry and Physics*, CRC Press.  
[14] *Nouveau Traité de Chimie Minérale*, Paul Pascal, Masson Ed., Paris (1966).

## **Myonen**

### **Spin densities at muons in ferromagnetic metals**

S. ESTREICHER

(Institut für Theoretische Physik, Universität Zürich, CH-8001 Zürich)

and P. F. MEIER

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

A model has been developed which describes the hyperfine field at muons in ferromagnetic metallic hosts as arising from conduction electron polarization.

The problem is approached by considering the effect of both the screened electrostatic potential of the muon and a spin dependent potential arising from the exchange scattering of the conduction electrons at the localized magnetic moments of the host lattice. The resulting hyperfine field is found to be very sensitive to the zero point motion of the muon.

Various temperature effects are included, such as lattice vibration or lattice expansion.

The calculated temperature dependence of the hyperfine fields is compared to the experimental data, and a good agreement is found.

### **Cluster calculations of muon Knight shift in Be**

A. HINTERMANN

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

A. M. STONEHAM and A. H. HARKER

(Theoretical Physics Division, AERE Harwell, Oxon, England)

Detailed information on the electronic structure around a muon is needed to understand the observed Knight shift data of muons in metals. First principle methods like unrestricted Hartree Fock (UHF) calculations on small metal clusters seem to be an ideal tool to investigate this problem. Knight shift predictions obtained from UHF calculations for different Be atom clusters with a muon at the octahedral interstitial site are in better agreement with the experimental value than those of previous jellium calculations.

## **Measurement of the muon Knight shift in a single crystal of high purity Zinc**

F. N. GYGAX, A. HINTERMANN, W. RÜEGG, A. SCHENCK and W. STUDER  
(Laboratorium für Hochenergiephysik, ETH Zürich, c/o SIN, CH-5234 Villigen)

and H. WEHR

(Physikinstitut, Universität Mainz, D-6500 Mainz)

The Knight shift of the positive muon is used to investigate the local electronic structure of a hydrogen like impurity in metals. In contrast to most nontransition metals the Knight shift in Zinc shows the interesting features of a strong temperature dependence, a change of sign between room temperature and 100 K, large absolute values and a pronounced anisotropy at low temperature.

## **New measurements on the magnetic field and orientation dependence of $\mu^+$ spin-depolarization in Nb single crystals**

F. N. GYGAX, A. HINTERMANN, N. KAPLAN<sup>1)</sup> W. RÜEGG, A. SCHENCK and W. STUDER  
(Laboratorium für Hochenergiephysik der ETH Zürich, c/o SIN, CH-5234 Villigen)

The peculiar features of muon spin-depolarization in moderately pure Nb-samples in the low temperature range up to  $\sim 60$  K are still a matter of dispute and far from being understood. In view of this we have undertaken systematic  $\mu$ SR measurements in single crystals of Nb, applying the zero field (Kubo-Toyabe-Yamazaki) – and the conventional transverse field technique in fields up to 4 kG. The results will be presented and discussed in the framework of various models.

---

<sup>1)</sup> On sabbatical leave from the Hebrew University, Jerusalem.

## ***Metallische Gläser***

### **Konzentrationsabhängigkeit der Elektronenstruktur des metallischen Glases Cu-Ti**

R. LAPKA, U. GUBLER, P. OELHAFEN und H.-J. GUNTHERODT  
(Institut für Physik der Universität Basel, Klingelbergstr. 82, CH-4056 Basel)

and T. MIZOGUCHI

(Gakushin University, Faculty of Science, Tokyo, Japan)

Im Rahmen elektronenspektroskopischer Untersuchungen an glasartigen Ubergangsmetallegierungen wurden UPS- und XPS-Messungen am  $\text{Cu}_x\text{Ti}_{100-x}$ -System durchgeführt. Dieses Glas lässt sich in einem breiten Konzentrationsintervall herstellen:  $x = 35 \dots 70$  at-%. Somit ist es möglich, konzentrationsbedingte

Aenderungen der elektronischen Struktur zu beobachten. Die gemessenen Spektren werden mit gerechneten Zustandsdichten verglichen, die nach der ASW-Methode (Augmented-Spherical-Waves [1]) gewonnen wurden.

#### LITERATUR

[1] A. R. WILLIAMS, J. KÜBLER, C. D. GELATT, JR., *Physical Review* 19B, 6094 (1979).

### **Relative Photoionisations-Querschnitte für *d*-Band Zustände in Uebergangsmetall-Legierungen**

P. OELHAFEN, R. LAPKA und H.-J. GÜNTHERODT

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

Die Valenzbänder von binären Uebergangsmetall-Legierungen zeigen zum Teil ausgeprägte *d*-Band Aufspaltungen. Die deutliche Trennung in zwei Zustandsdichtemaxima, die den *d*-Zuständen der beiden Legierungspartner zuzuordnen sind, ermöglicht es, aus UPS Daten (Ultraviolett Photoelektronen Spektroskopie) und Zustandsdichterechnungen die relativen Photoionisations-Querschnitte der *d*-Bande Zustände für eine Reihe von Uebergangsmetallen zu bestimmen.

### **Wasserstoffpeaks in der inneren Reibung von metallischen Gläsern**

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

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

Wasserstoffhaltige metallische Gläser zeigen in Temperaturbereich von 150 bis 300°K ein starkes Dämpfungsmaximum in der inneren Reibung. Mit zunehmender Wasserstoffkonzentration werden die Peaks nicht nur wie üblich höher, sondern man beobachtet auch eine Verbreiterung und eine Verschiebung nach tieferen Temperaturen. In Uebereinstimmung mit der Verschiebung der Peaktemperatur nimmt auch die mittlere Aktivierungsenergie mit zunehmendem Wasserstoffgehalt ab. Messungen an den metallischen Gläsern Ni<sub>24</sub>Zr<sub>76</sub>, Pd<sub>35</sub>Zr<sub>65</sub> und Ni<sub>64</sub>Zr<sub>36</sub> ergaben eine Verteilung der Aktivierungsenergien, die gut die amorphe Struktur dieser Verbindungen widerspiegelt.

### **Magnetoelastische Wechselwirkung in metallischen Gläsern**

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

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

Die magnetoelastische Wechselwirkung erlaubt es auch bei amorphen Metallen, ähnlich wie bei kristallinen Materialien, Legierungen mit verschwindender

thermischer Ausdehnung (Invareffekt) oder mit temperaturkompensiertem Elastizitätsmodul (Elinvareffekt), herzustellen. Andererseits haben äussere und innere elastische Spannungen eine beachtliche Auswirkung auf die magnetische Hysteresekurve. Erste Untersuchungen dieser Effekte haben gezeigt, dass bei metallischen Gläsern die magnetoelastische Wechselwirkung besonders stark zur Geltung kommt. Von grosser Bedeutung ist auch die hohe elastische Streckgrenze der metallischen Gläser die es erlaubt die Effekte in einem grossen Spannungsbereich zu untersuchen ohne irreversible plastische Verformungen zu erzeugen.

**Free-electron behaviour in the metallic glasses  
Mg<sub>70</sub>Zn<sub>30</sub>, Ca<sub>70</sub>Mg<sub>30</sub> and Ca<sub>70</sub>Al<sub>30</sub> observed by  
positron annihilation**

E. CARTIER and F. HEINRICH

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

and H.-J. GÜNTHERODT

(Institut für Physik, Universität Basel, CH-4056 Basel)

The  $2\gamma$ -angular correlation distributions in the metallic glasses Mg<sub>70</sub>Zn<sub>30</sub>, Ca<sub>70</sub>Mg<sub>30</sub> and Ca<sub>70</sub>Al<sub>30</sub> can be explained on the base of the free electron model. The Fermi-momenta  $k_F = 1.41; 1.16$  and  $1.26 \text{ \AA}^{-1}$  derived from these measurements are compared with the momenta  $k_p$  ( $2.62; 2.12$  and  $2.13 \text{ \AA}^{-1}$ ) of the first maximum in the structure factor. In all cases  $2k_F > k_p$ . The number of free electrons calculated from  $k_F$  and the density corresponds to the electronic contribution from the elements. The variation of the electron – positron-density upon alloying and production of the glassy state is discussed. Vacancy-like defects are detected in the glassy phase of Ca<sub>70</sub>Al<sub>30</sub>.

**Laserproduzierte metallische Gläser: V-Si und Nb-Si**

K. AFFOLTER und M. von ALLMEN

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

M. WITTMER

(BBC Forschungszentrum, 5405 Baden-Dättwil)

Durch Bestrahlen mit *ns*-Laserpulsen lassen sich aufgedampfte Mehrschichtsysteme schmelzen, durchmischen und rasch abkühlen. Dabei können amorphe Filme entstehen, und zwar auch für nicht-eutektische Mischungen.

Für die Systeme V-Si und Nb-Si wurden die Glasformierungstendenz als Funktion der Zusammensetzung sowie das Kristallisationsverhalten der amorphen Schichten studiert. Wir berichten ferner über Untersuchungen zur Supraleitfähigkeit der amorphen und rekristallisierten Filme.



## **Zentren, optische Eigenschaften**

### **Luminescence du plasma electron-trou dans les alliages GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub><sup>1)</sup>**

S. MODESTI et A. FROVA

(Istituto di Fisica, Università di Roma)

J. L. STAEHLI et M. GUZZI<sup>2)</sup>

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

Nous discutons les spectres de photoluminescence enregistrés à excitations intenses afin d'étudier les propriétés du plasma électron-trou. Pour les excitations les plus élevées, la largeur de raie du spectre des émissions provenant du centre de la surface illuminée est considérablement plus grande que celle mesurée sur les bords. Cet effet peut être expliqué par une augmentation de la densité des porteurs au-dessus de la valeur pour laquelle l'énergie libre est minimale. Cette compression donne lieu à une forte expansion du plasma qui, selon nos calculs basés sur un modèle hydrodynamique [1], peut occuper jusqu'à cent fois le volume excité.

#### REFERENCE

[1] R. N. SILVER, Phys. Rev. *B17* (1977) 3955

---

<sup>1)</sup> Travail subventionné par le Fonds National Suisse.

<sup>2)</sup> Adresse permanente: Istituto di Fisica, Università di Milano et GNSM-CNR

### **Absorption related to iodine in AgBr**

G. MAGNE and W. CZAJA

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

and H. HEDIGER

(Ciba-Geigy SA, CH-1701 Fribourg)

We have started to measure the near band gap optical absorption of iodine doped AgBr with the aim to test a recently proposed model for the absorption due to iodine in AgBr [1]. While in basic agreement with earlier measurements [2] our experiments are the first systematic study of the absorption of AgBr:I as a function of concentration and photon energy.

In all our spectra we observe the fine structure first published in Ref. 2 which will not be considered any further now.

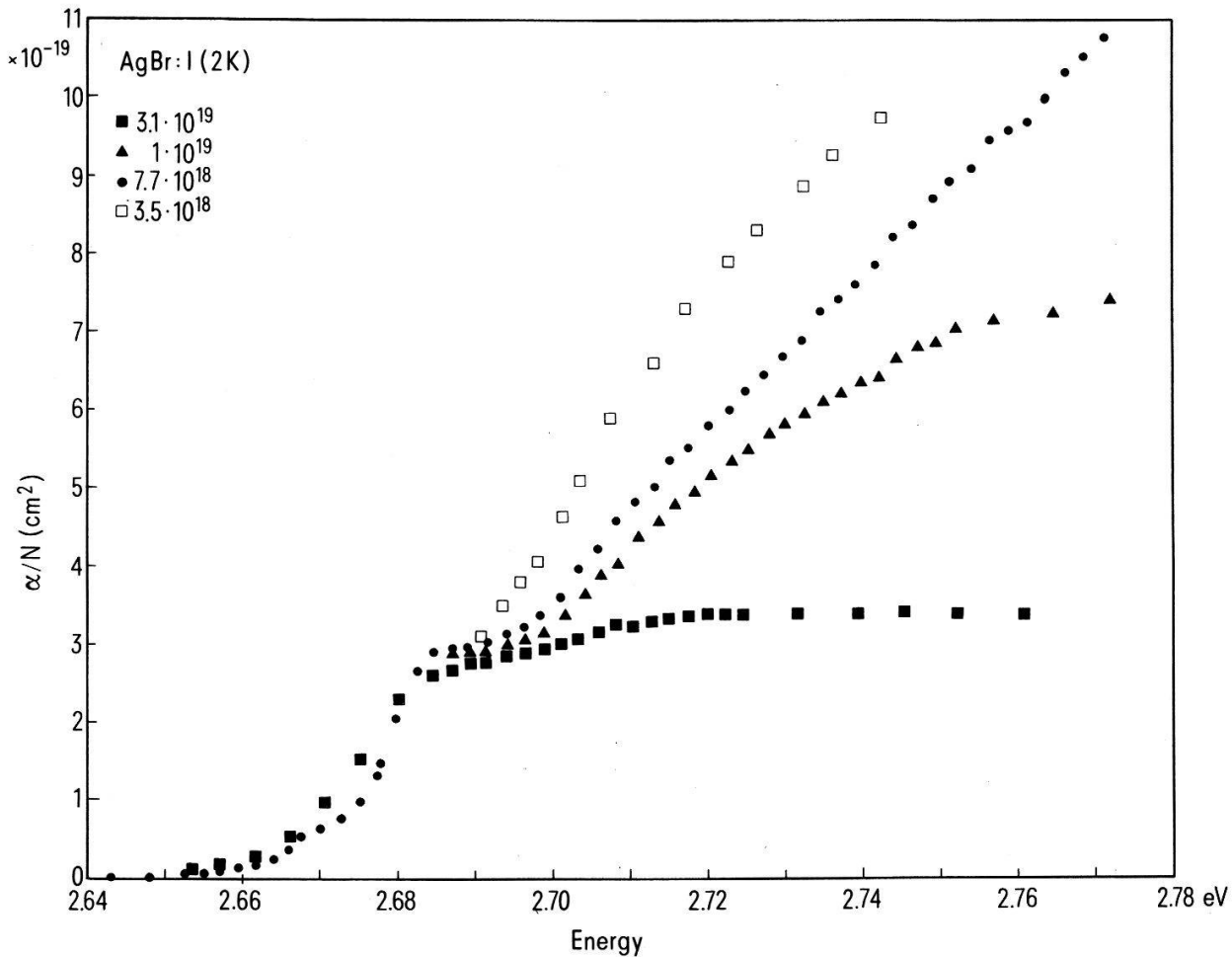


Figure 1  
Absorption cross section  $\alpha/N$  as a function of energy for various iodine doped samples.

We have convinced ourselves that the transmission spectra do not change reducing the intensity of the probing light beam of a tungsten lamp by one order of magnitude.

We therefore expect to observe a linear response and in particular to observe the absorption coefficient  $\alpha$  being proportional to the concentration  $N$  of iodine. Figure 1 shows  $\alpha/N$  as a function of photon energy. Evidently up to an energy of 2.692 eV all samples follow the same general  $\alpha/N = f(E)$  dependence. The discrepancy at higher energies is indicative of an intrinsic contribution to the measured absorption. Since the concentrations are sufficiently large ( $3.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3} \leq N \leq 3.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) to worry about additional effects like cluster formation and formation of impurity-point defect aggregates, we have determined the intrinsic contribution by plotting  $\alpha$  as a function of  $N$  for various energies and extrapolating to  $N = 0$ . The result of this procedure is shown by the ( $\circ \circ \circ$ ) in Fig. 2. Also shown in Fig. 2 is the absorption coefficient directly measured on a hyper-pure ( $N \approx 7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ), thermally annealed sample [3] which evidently agrees with the extrapolated values to within experimental accuracy up to an energy of 2.73 eV. At higher energies our measurements of the doped samples do not yet have the required reliability. In analysing this result we can draw three

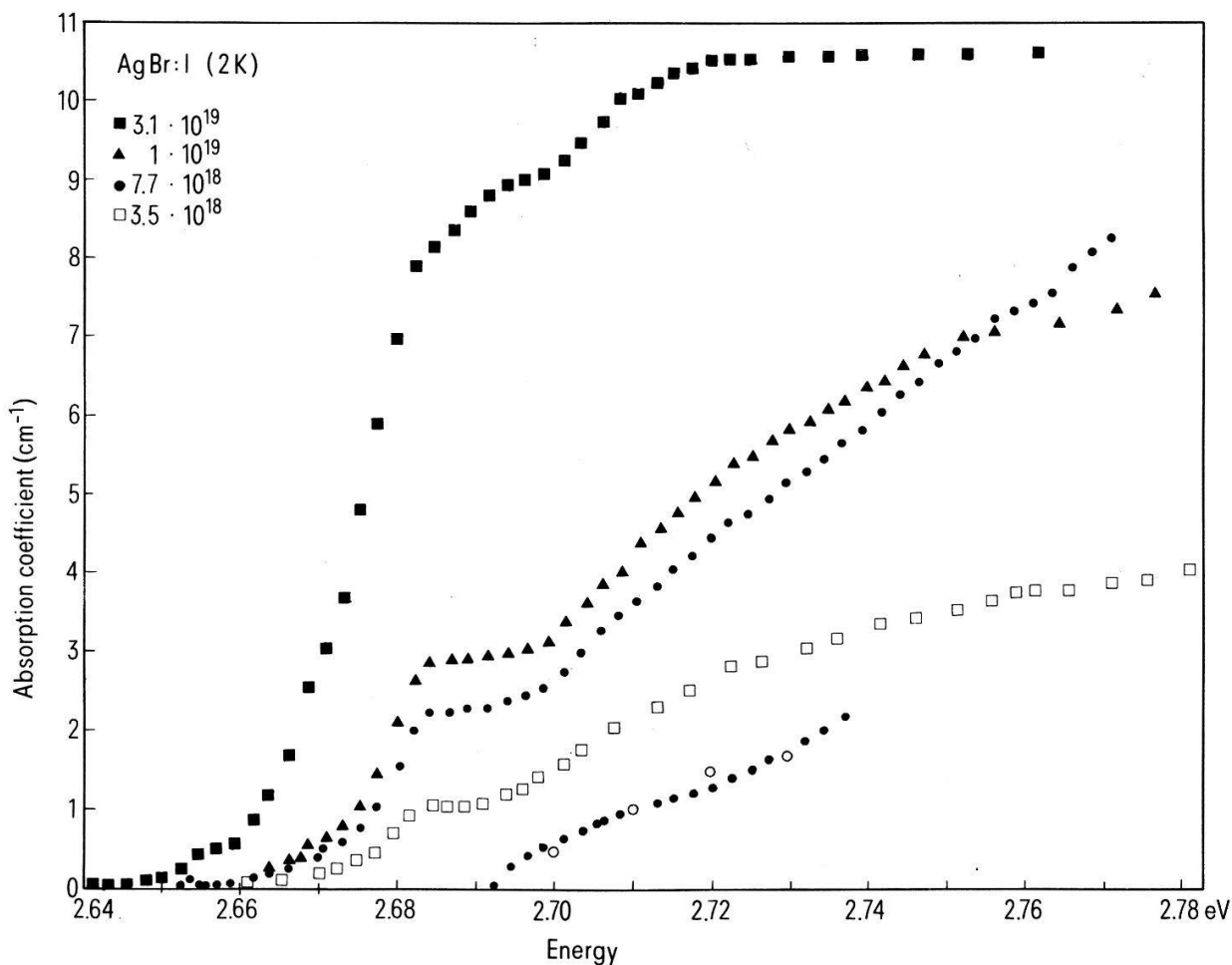


Figure 2

Absorption coefficient  $\alpha$  as a function of energy for various iodine doped samples. The lowest curve corresponds to a pure sample, the  $\circ\circ\circ$  are extrapolations described in the text.

### conclusions:

- (1) Regardless of the high iodine concentrations used ( $3.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3} \leq N \leq 3.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) the iodine impurities behave as independent substitutional point defects, as they do at much lower concentrations [4].
- (2) A deviation from the linear relationship  $\alpha \sim N$  is observed for  $N > 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  leading to a saturation in the absorption coefficient at energies above 2.72 eV. We propose that this effect might be a consequence of an iodine-iodine interaction. The average inter-impurity separation of  $\sim 30 \text{ \AA}$  at this threshold concentration has to be compared with the experimental value for the bound exciton Bohr radius of  $20 \text{ \AA}$  [5]. It is also known from luminescence that an iodine-pair related emission gains importance at concentrations  $> 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  [6]. Therefore, it might be conceivable that the formation of iodine-pairs is the origin of this saturation.
- (3) The saturation behaviour of the absorption, at least for the highest concentration ( $N \approx 3.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ), however, is only effective at higher energies, while at lower energies the proportionality with  $N$  still holds.

## REFERENCES

- [1] W. CZAJA, *Helv. Phys. Acta* 53, 27 (1980)
- [2] H. KANZAKI and S. SAKURAGI, *J. Phys. Soc. Japan* 27, 109 (1969).
- [3] Part of crystal AgBr 12, see C. B. Childs, *J. of Crystal Growth* 38, 262 (1977).
- [4] W. CZAJA and A. BALDERESCHI, *J. Phys. C* 12, 405 (1979).
- [5] A. P. MARCHETTI and D. S. TINTI, *Physics Letters* 69A, 353 (1979).
- [6] M. TSUKAKOSHI and H. KANZAKI, *J. Phys. Soc. Japan* 30, 1423 (1971). H. Hediger, thesis No 736, (1975), University of Fribourg, Switzerland.

## **SO<sub>4</sub><sup>-</sup>, an anionic Jahn-Teller system in SrCl<sub>2</sub>**

J. M. de SIEBENTHAL and H. BILL

(Département de Chimie-Physique, Université de Genève CH-1211 Genève 4)

By EPR we did observe in SrCl<sub>2</sub> (fluorite structure) a paramagnetic center we attribute to a SO<sub>4</sub><sup>-</sup> molecule ion, substituting for one chlorine of the cubic lattice. The T<sub>1</sub><sup>4</sup> electronic ground state of the SO<sub>4</sub><sup>-</sup> is coupled to an E symmetry molecular vibration. At temperature below 5 K, the center gives a 'static' axial spectrum (g<sub>||</sub> = 2.0305, g<sub>⊥</sub> = 2.0006), which collapses to a single line when the temperature rises. This spectrum is due to the reorientation of the molecule ion, with memory of the spin phase.

Uniaxial pressure measurements show no effect, indicating we have an intramolecular Jahn-Teller effect with weak coupling to the phonons of the lattice.

## **Lasererzeugtes, stabiles Lumineszenzband hoher Effizienz in (Al, Ga)As**

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

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

Mit fokussiertem Laserlicht kann in (Al, Ga)As Mischkristallen ein neues Lumineszenzband innerhalb der Energielücke erzeugt werden. Die Energierelaxation der optisch erzeugten Ladungsträger innerhalb des Leistungsbandes spielt bei der Herstellung des Lumineszenzbandes eine wichtige Rolle: Die erforderliche Lichtleistungsdichte (typ. 0.6 MW/cm<sup>2</sup>) ist abhängig von der Photonenenergie, aber unabhängig von der Kristalltemperatur. Die maximale Temperatur im Laserfokus beträgt etwa 350°C. Die laserbearbeitete Zone weist Submikrometer-Dimensionen auf. Der Lumineszenzwirkungsgrad im laserbearbeiteten Gebiet kann um bis zu 80% höher sein. Das neue Lumineszenzband ist stabil: bei Alterungsversuchen auf 250°C über mehrere Stunden ist keine Aenderung der Effizienz aufgetreten.

## Elektrolumineszenz mit verbessertem Wirkungsgrad aus laserbestrahlten (Al, Ga)As Doppelheterostruktur-Dioden

R. P. SALATHÉ und H. H. GILGEN

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

Lumineszenzdioden, sog. edge emitting LEDs, sind aus laserbearbeiteten (Al, Ga)As Doppelheterostrukturen hergestellt worden. Das Emissionsspektrum dieser Dioden weist ein neues Lumineszenzband auf, dessen Maximum im Vergleich zur Band-Band Rekombination um 160 meV gegen kleinere Energien verschoben ist. Der externe Wirkungsgrad ist bei kleinen Stromdichten ( $<100 \text{ A/cm}^2$ ) viermal höher im neuen Band. Bei höheren Stromdichten sättigt die Intensität im lasererzeugten Band etwas. Bei  $1 \text{ kA/cm}^2$  ist die gesamte Lumineszenzausbeute in der laserbearbeiteten Zone aber immer noch doppelt so hoch wie im unbearbeiteten Material.

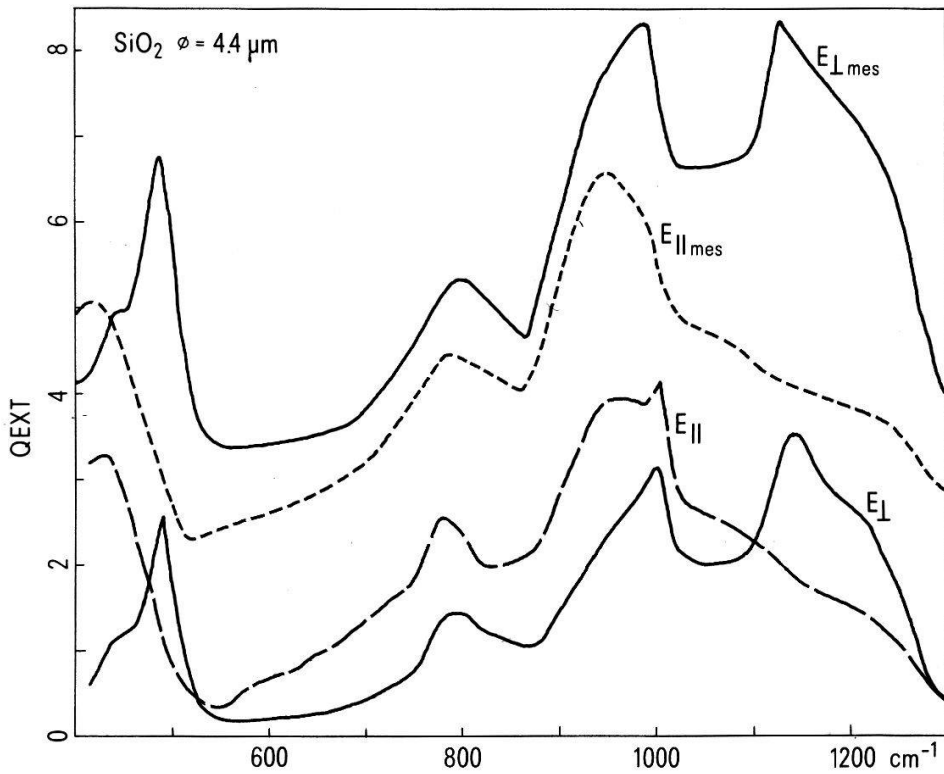
## Infraroteigenschaften von SiO<sub>2</sub>-Fasern

F. THIÉBAUD und F. K. KNEUBÜHL

(ETH Zürich, Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

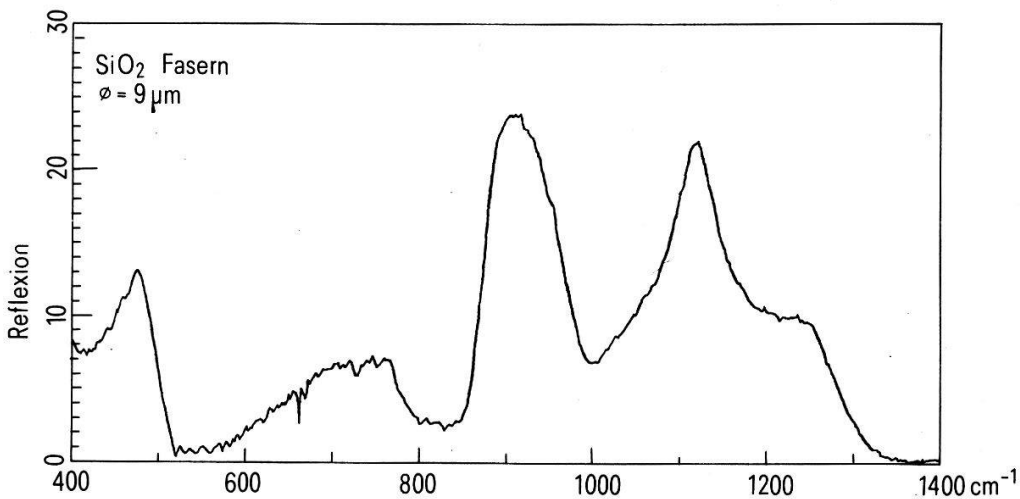
Die IR-Eigenschaften von amorphen Quarzfasern, deren Durchmesser vergleichbar oder kleiner ist als die Wellenlänge, wurden im Bereich der Resonanzfrequenzen der SiO<sub>2</sub> Schwingungen untersucht. Aufgrund von 'size and shape' Effekten zeigen die Fasern ein ganz anderes Spektralverhalten als das 'bulk' Material. In einem Uebersichtsartikel haben Rupin und Engelman [1] die Wechselwirkung zwischen Photonen und Phononen, sogenannten Polaritonen, in kleinen Ionenkristallen diskutiert. Diese Autoren haben gezeigt, dass die Modeneigenschaften des Kristalls mit der klassischen Streutheorie erklärt werden können, wenn man eine entsprechende dielektrische Konstante in den Kristall einführt. Da jede Resonanz der dielektrischen Konstante einer Polarisierung des Materials entspricht, darf diese Theorie an amorphen Glasfasern angewendet werden. Die dielektrische Konstante von amorphem Quarz hat drei Resonanzen bei  $455 \text{ cm}^{-1}$ ,  $800 \text{ cm}^{-1}$  und  $1085 \text{ cm}^{-1}$ , die man den 'bound-rocking', respektiv 'bound-bending' und 'bound-stretching' Si-O-Si Schwingungen zuordnen kann [2-5]. Bei kleinen Faserndichten kann die Mehrfachstreuung vernachlässigt werden. Die Figur 1 zeigt einen Vergleich der gemessenen und der gerechneten Spektren für amorphe Quarzfasern mit einem Durchmesser von  $4,4 \mu\text{m}$  für senkrechte Inzidenz. Bei den gerechneten Spektren wurden die Fasern als unendlich lange Zylinder betrachtet mit der dielektrischen Konstante  $\epsilon$  vom 'bulk' Material. Die Lösung der Streuung an unendlich langen Zylindern wurde von Van de Hulst [6] gegeben. Die normierten Extinktionsquerschnitte  $Q_{\text{ext}}$  sind in Abhängigkeit der Wellenlänge für die einfallende Intensität parallel ( $E_{\parallel}$ ) und senkrecht ( $E_{\perp}$ ) zur Fasernachse aufgetragen. Für die senkrechte Polarisierung sind die Resonanzen bei  $490 \text{ cm}^{-1}$  und  $1148 \text{ cm}^{-1}$  auf Oberflächenmoden zurückzuführen. Solche Moden werden nur für eine senkrechte Polarisierung



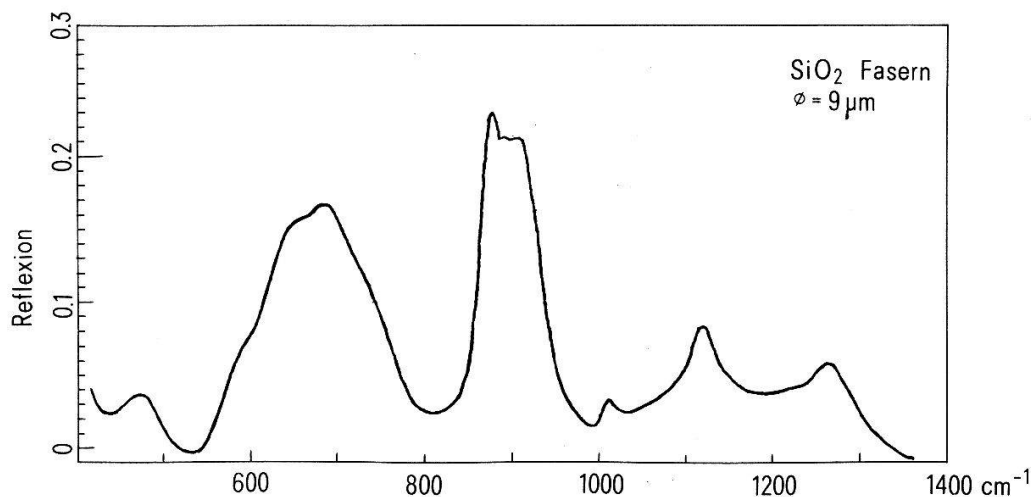


Figur 1

angeregt. Sie sind eine Folge der Endlichkeit des Kristalls in der Polarisationsrichtung. Die oberen Kurven stellen eins minus die gemessene transmittierte Intensität in beliebigen Einheiten dar. Die Proben sind Quarzdrähte, die zwischen zwei parallelen Stäben gewickelt worden sind. Dank dieser Anordnung sind die Fasern gerichtet und alle haben den gleichen Durchmesser. Zusätzlich kann eine Ueberlagerung der Fasern vermieden werden. Die gemessenen und gerechneten Spektren sind in guter qualitativer Uebereinstimmung. Für  $4,4 \mu\text{m}$  Fasern können also die IR-Eigenschaften aus der dielektrischen Konstante des 'bulk' Materials



Figur 2



Figur 3

gerechnet werden. Selbst die Aenderung der Bindungskräfte der Oberflächenatome beeinflussen die Eigenschaften der Oberflächenmoden nicht.

Für höhere Faserdichten wie in einer Glaswolle überwiegt die Mehrfachstreuung. Nach Mehrfachstreuung an den Fasern wird ein Teil der einfallenden Intensität zurückreflektiert. Diese Reflexion erfolgt diffus. Die Figur 2 zeigt die gemessene diffuse Reflexion für eine Quarzwolle mit einem mittleren Faserdurchmesser von  $9\ \mu\text{m}$  und einer Faserdichte von  $68,4\ \text{kg/m}^3$ . Die Fasern sind nicht gerichtet und ueberlagern sich teilweise. Zwischen  $20\ \text{kg/m}^3$  und  $100\ \text{kg/m}^3$  wurde kein Einfluss der Faserdichte beobachtet, sodass der Einfluss der Faserueberlagerungen in den Streuprozess vernachlässigt werden darf. Das einfachste Modell für die Mehrfachstreuung an Teilchen, deren Grösse vergleichbar oder grösser ist als die Wellenlänge, ist die Kubelka – Munk Theorie [7]. Die diffuse Reflexion hängt von zwei Konstanten ab, die aus der Einfachstreuung bestimmt werden können. Die Figur 3 zeigt die gerechnete diffuse Reflexion für  $9\ \mu\text{m}$   $\text{SiO}_2$ -Fasern. Die Kubelka – Munk Theorie setzt isotrope Streuung und diffuse Einstrahlung voraus. Um den Einfluss der anisotropen Streuung von den Fasern zu berücksichtigen wurde die gerechnete Reflexion beim Maximum um  $900\ \text{cm}^{-1}$  mit der Messung gefitte. Die gerechnete Resonanz bei  $1015\ \text{cm}^{-1}$  wurde nicht beobachtet. Sie entspricht einer Resonanz des Streukoeffizienten. Dies bestätigt, dass die Streuung in der Probe nicht so gross ist, wie erwartet nach der Kubelka – Munk Theorie. Immerhin gibt diese einfache Theorie eine qualitative Erklärung der gemessenen IR-Reflexion.

Für wertvolle Diskussionen danken wir Herrn Dr. H. Vetsch, Dr. H. U. Nissen, Dr. Ch. Zürcher und G. Finger, für technische Unterstützung den Herren W. Borer, Th. Estermann und K. Leutwyler. Diese Arbeit wird unterstützt vom Nationalen Programm Energie, der GRD des EMD und von der ETH Zürich.

#### REFERENZEN

- [1] R. RUPIN, R. ENGLMAN, Rep. Prog. Phys. 33, 149 (1970).
- [2] R. J. BELL et al., Jour. of Physics C, 1, 299 (1968).
- [3] I. SIMON, JOSA 5, 336 (1951).
- [4] I. SIMON, JOSA 1, 23 (1953).

[5] T. R. STEYER et al., *App. Optics* 7, 1586 (1974).

[6] VAN de HULST, *Light scattering by small particles* John Wiley, NY (1957).

[7] G. KORTÜM, *Reflexionsspektroskopie* Springer Verlag, Berlin (1969).

## **Der Zusammenhang Site-Energie/Elektron-Phonon-Kopplung in einem organischen Glas**

J. FÜNFSCHILLING

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

Site-Selektions-Spektren können Aufschluss liefern über die Verteilung der Uebergangsenergien organischer Moleküle in einem Glas, sowie über ihre Elektron-Photon-Kopplung (E-P-K). Wir haben deshalb Phosphoreszenz Site-Selektions-Spektren sowohl als Anregungsspektren als auch als Emissionsspektren gemessen. Alle Spektren können innerhalb der Messgenauigkeit mit einem Modell Site-unabhängiger effektiver E-P-K beschrieben werden. Daraus folgt, dass die sicher vorhandenen, starken Unterschiede der E-P-K verschieden eingebauter Moleküle nicht, oder nur schwach, mit der elektronischen Uebergangsenergie korreliert sind.

## ***Elektronische Struktur, optische Eigenschaften***

### **Vergleich der optischen Eigenschaften von $K_{0.3}MoO_3$ und $K_{0.33}MoO_3$**

G. TRAVAGLINI und P. WACHTER

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

Die Reflektivitätsmessungen an der blauen Bronze  $K_{0.3}MoO_3$  haben gezeigt, dass diese Substanz ein eindimensionales Metall ist.  $MoO_6$  Oktaheder bauen in der  $b$  und in der  $[102]$  Richtung eine Schichtstruktur auf und in  $b$ -Richtung  $[010]$  ist diese Bronze leitend.  $MoO_3$  allein ist ein Halbleiter mit den 6-Mo Elektronen im  $\pi$  und  $\sigma$  Valenzband: das leere Leitungsband  $\pi^*$  (Platz für 6 Elektronen) ist in der blauen Bronze teilweise mit den 0.3 K-Elektronen besetzt. Es ist zu erwarten, dass die rote Bronze  $K_{0.33}MoO_3$  auch in der  $[010]$  Richtung metallisch ist und zwar mit einer grösseren freien Elektronenzahl. Hingegen ist dieses Material ein Halbleiter: die Ursache der Halbleitung ist strukturell: nach einer mikroskopischen Betrachtung kann man zeigen, dass die  $\pi^*$  Zustände des Leitungsbandes in der blauen Bronze in der roten Bronze lokalisiert werden, was in Uebereinstimmung mit dem Experiment steht.

## Elektronische Struktur von $U_3P_4$ und $Th_3P_4$

J. SCHOENES und M. KÜNG

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

Z. HENKIE

(Institute for Low Temperature and Structure Research,  
Polish Academy of Sciences, 50-950 Wrocław, Poland)

$U_3P_4$  und  $Th_3P_4$  kristallisieren in der kubischen  $Th_3P_4$ -Struktur die der Raumgruppe  $I\bar{4}3d$  zugehört. Während jedoch  $Th_3P_4$  ein diamagnetischer Halbleiter ist, ordnet das metallische  $U_3P_4$  unterhalb 138 K ferromagnetisch. Wir berichten über die ersten Reflexionsmessungen an beiden Verbindungen, die zur Abklärung der elektronischen Struktur und zur Auffindung der Ursache für die unterschiedliche Bindungsart der isomorphen Substanzen durchgeführt wurden. Die Energielücke in  $Th_3P_4$  ergibt sich zu 0.43 eV und sie wird durch einen erlaubten, indirekten  $p \rightarrow d$  Uebergang gebildet. Oberhalb der Lücke beobachten wir in der optischen Leitfähigkeit bis 12 eV fünf Strukturen. Die gleiche Zahl der Strukturen wird auch in  $U_3P_4$  gefunden, doch sind diese um ca. 0.8 eV gegen niedrigere Energien verschoben, so dass der metallische Charakter des  $U_3P_4$  auf eine  $p-d$  Ueberlappung zurückgeht. als Ursache dieser Verringerung des  $p-d$  Energieabstandes schlagen wir die Hybridisierung der  $f$  und  $d$  Zustände in  $U_3P_4$  vor.

## Ramanstreuung an gemischtvalentem $SmB_6$

I. MÖRKE und P. WACHTER

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

Die elektronischen Eigenschaften der Hexaboride  $MB_6$  hängen von der Valenz des Metallions ab, d.h.  $MB_6$  mit  $M^{2+}$ -Ionen zeigen halbleitenden und solche mit  $M^{3+}$ -Ionen metallischen Charakter. Alle  $MB_6$ -Verbindungen, deren Kristallstruktur zur Raumgruppe  $O_h^1(Pm3m)$  gehört, zeigen im Raman Spektrum drei Phononenlinien:  $A_{1g}$ ,  $E_g$ ,  $T_{2g}$ .

Raman-Spektren wurden an einem polierten  $SmB_6$  Einkristall gemessen. Eine bisher nicht bekannte, neue Linie wurde bei  $175 \text{ cm}^{-1}$  gefunden. Eine Vergleichsmessung an einem polierten  $LaB_6$  Einkristall ergab auch hier eine Anregung bei  $215 \text{ cm}^{-1}$ . Um abzuklären, ob es sich hier um einen zweifach akustischen Phononenprozess, eine elektronische Anregung oder eine Schwingung des Borkäfigs relativ zum Sm- bzw. La-Gitter handelt, wurden temperaturabhängige Messungen vorgenommen. Auch die Abhängigkeit von der eingestrahlten Laserfrequenz wurde untersucht.

## Optische und elektrische Eigenschaften von Titan-Dichalkogeniden substituiert mit Nb und V

H. P. VATERLAUS, F. LÉVY, H. BERGER und H. STHIOUL

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPFL, Av. Ruchonnet 2, CH-1003 Lausanne)

Einkristalle des Halbmetalls  $\text{TiSe}_2$  [1] sowie des entarteten Halbleiters  $\text{TiS}_2$ , legiert mit den Uebergangsmetallen Nb und V, wurden mittels chemischen Transportreaktionen gezüchtet. Die Raumtemperatur-Reflexionsspektren ( $E \perp c$ ) von stöchiometrischen  $\text{TiSe}_2$  und  $\text{TiS}_2$  Kristallen im Energiebereich  $50\text{--}30'000\text{ cm}^{-1}$  werden geprägt durch das infrarotaktive  $E_u$ -Phonon bei  $140$  und  $170\text{ cm}^{-1}$  respektive, durch die Plasmakante, sowie durch das Einsetzen von Interbandübergängen. Der Einfluss der Kationensubstitution durch Nb und V äussert sich in den optischen Spektren vor allem durch eine starke Energieabhängigkeit der Plasmakante, hervorgerufen durch eine Zu-respektive Abnahme der freien Ladungsträgerkonzentration. Die optischen Resultate werden diskutiert im Zusammenhang mit elektrischen Widerstandsmessungen sowie mit Messungen des Hallkoeffizienten.

### LITERATUR

- [1] Electron diffraction and infrared study of the semimetallic layered compound  $\text{Ti}_{1-x}\text{V}_x\text{Se}_2$ . H. P. Vaterlaus, S. Ansermet, M. Py, F. Lévy, Sol. State Comm. 35, 925 (1980).

## Réponse électronique à une variation de ionicité dans les semiconducteurs

J. BAUER,<sup>1)</sup> A. BALDERESCHI et K. MASCHKE

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPFL, Av. Ruchonnet 2, CH-1003 Lausanne)

La réponse électronique à des variations de ionicité dans la série isoélectronique Si-AIP-Mgs...est étudiée par la méthode du pseudopotential autocohérent. Partant du Si, l'introduction d'une différence de valence croissante entre les deux atomes de la maille produit (i) un transfert de charge électronique vers l'anion et (ii) une destruction de la charge de liaison. La décomposition de la réponse électronique en série de puissances de la perturbation montre que les effets non-linéaires sont très importants: ils sont notamment responsables de la destruction de la liaison covalente.

<sup>1)</sup> Adresse actuelle: Laboratoire de génie atomique, EPF-Lausanne



## Lumineszenz und Raman-Streuung an Pt-Ketten-Salzen

E. F. STEIGMEIER und H. AUDERSET

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

Lumineszenzmessungen am eindimensionalen Leiter  $K_{1.75}Pt(CN)_4 \cdot 1.5H_2O$  – einem nahen Verwandten des KCP ( $K_2Pt(CN)_4Br_{0.3} \cdot 3H_2O$ ) – zeigen, dass es möglich ist, das Peierls gap direkt zu bestimmen aus der Differenzenergie zweier Lumineszenzlinien. Mittels Raman-Streuung wurden an diesem Material und an den weiteren Platinaten  $Co_{0.83}Pt(C_2O_4)_2 \cdot 6H_2O$  und  $Zn_{0.81}Pt(C_2O_4)_2 \cdot 6H_2O$  die 'amplitude modes' nachgewiesen und deren Temperaturabhängigkeit bestimmt.

## Dotierung von $(CH)_x$ mit $I_2$ und $SbF_5$ : eine vergleichende Studie

D. BAERISWYL, G. HARBEKE, H. KIESS und W. MEYER

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

Durch Dotieren mit  $I_2$  oder  $SbF_5$  ist es möglich, isolierendes  $(CH)_x$  in einen metallisch-leitenden Zustand überzuführen. Der Isolator-Metall-Uebergang wurde als Funktion der Dotierung mit Hilfe von Leitfähigkeits- und optischen Absorptions-Messungen untersucht. Es stellte sich heraus, dass bei Dotierung mit  $I_2$  der Uebergang in die leitende Phase graduell und unter Ausbildung spezieller Absorptionsbanden geschieht, die sich Solitonen zuordnen lassen. Bei Dotierung mit  $SbF_5$  ist der Uebergang abrupt, das Absorptionsspektrum ist in der hochleitenden Phase durch eine Reihe neuer Absorptionsbanden gekennzeichnet, die weder dem  $(CH)_x$  (aber auch nicht Solitonen) noch dem  $SbF_5$  zugeordnet werden können. Der optische Band-Band Uebergang, bei Dotierung mit  $I_2$  deutlich sichtbar, verschwindet vollständig. Beiden Fällen ist nur gemeinsam, dass die optische Absorption im gemessenen Spektralbereich mit zunehmender Wellenlänge abnimmt, also kein Drude-Verhalten zeigt.

## Pseudopotential spin-density-functional calculation of the electronic properties of small potassium clusters

J. L. MARTINS and R. CAR

(Institut de Physique Expérimentale, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, CH-1007 Lausanne)

*Abstract.* The Potassium dimers and trimers are studied with a pseudopotential local spin density method. The equilibrium geometries are found, the binding energies, the ionization potentials and the second derivatives of the adiabatic potential at the minima are calculated. A good agreement with the existing experimental data is obtained.

### Introduction

Very small alkali-metal clusters have been recently obtained by means of matrix isolation [1] and molecular beam techniques [2]. In particular Schumacher

and co-workers [2] have reported the ionization potentials of  $\text{Na}_n$  ( $n \leq 14$ ) and  $\text{K}_m$  ( $m \leq 8$ ) clusters. These data have shown that the semiempirical methods only give a rough agreement with experiment.

Accurate configuration interaction (CI) calculations have been performed for some very small alkali metal clusters like the Li and Na dimers, trimers and quadrimers [3–6] but to our knowledge there are no CI calculations for  $K$  molecules. The extension of the CI method to larger aggregates seems impracticable in view of the large computational effort that it demands.

The Hohenberg-Kohn-Sham [7] density functional formalism provides an alternative method to study atomic clusters. Extensive work on molecular dimers by Harris and Jones [8–9] has shown that this formalism used in the local spin density approximation demands a modest computational effort and provides accurate molecular properties.

Since binding energies are mainly described by valence electrons alone, we can further simplify the calculations and describe the core electrons by a pseudopotential.

In a previous paper [10] a pseudopotential local spin density method was applied to the investigation of the ground state properties of Li and Na clusters. In the present paper the same method is applied to the neutral and singly ionized  $\text{K}_n$  clusters with  $n \leq 3$ . We calculate the equilibrium geometries, the binding energies (BE), the ionization potentials (IP) and the second derivatives of the adiabatic potential ( $\omega_e$ ) at the equilibrium geometries.

## Theoretical model

Since the details of our method are already given in Ref. 11, we only give here a brief account of it.

The core electrons of the  $K$  atoms are represented by a non-local pseudopotential first proposed by Bardsley [12] which gives an atomic pseudo-wavefunction having both the correct shape and normalization outside the core region; this is a very important property to obtain a correct description of bonding in molecular calculations.

The valence electrons responsible for the bonding are treated within the density functional formalism of Hohenberg-Kohn-Sham (HKS) [8]. We use the local spin density approximation [13] for the exchange and correlation energy with the interpolation formulas of Ref. 13.

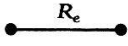
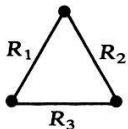
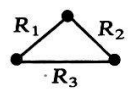
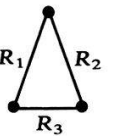
The energy functional is minimized by solving self-consistently the HKS equations using an expansion of the molecular wavefunctions in a linear combination of gaussian type orbitals. Gaussian functions are also used to fit the total charge density and the exchange and correlation energy and potential.

## Results

The adiabatic surface potential of  $\text{K}_3$  is very flat with two local minima, corresponding to an 'obtuse' isosceles triangle (apex angle  $>60^\circ$ ) and an 'acute' isosceles triangle (apex angle  $<60^\circ$ ), separated by 0.02 eV. The most stable linear  $\text{K}_3$  molecule lies 0.1 eV. above the lowest of the minima (obtuse triangle). Our

Table 1

Calculated ground state properties of  $K$  clusters: Values given in parentheses refer to experimental and theoretical data: distances are in a.u. and energies in eV, the second derivatives of the adiabatic potential are expressed as vibrational frequencies and are in  $\text{cm}^{-1}$ . See text for the meaning of the symbols. The frequency in parentheses for the 'acute' molecule corresponds to a less exact result.

$K$		$IP = 4.55$ [Expt 4.34 [2]]
$K_2$		$R_e = 7.16$ [AE-LD [9] 7.38; Expt [14] 7.38] $BE = 0.50$ [AE-LD [9] 0.50; Expt [14] 0.51] $\omega_e = 98$ [AE-LD [9] 95; Expt [14] 92] $IP = 4.25$ [Expt [2] 4.06]
$K_2^+$		$R_e = 8.31$ $BE = 0.80$ $\omega_e = 75$
$K_3^+$		$R_1 = R_2 = R_3 = 7.94$ $BE = 1.79$ $\omega = 92, 64, 64$
$K_3(a)$		$R_1 = R_2 = 7.49$ $R_3 = 8.98$ $BE = 0.90$ $IP = 3.65$ [Expt [2] 3.3] $\omega = 91, 60, 36$
$K_3(b)$		$R_1 = R_2 = 8.27$ $R_3 = 7.23$ $BE = 0.88$ $\omega = 98, 67, (48)$ $IP = 3.63$ eV

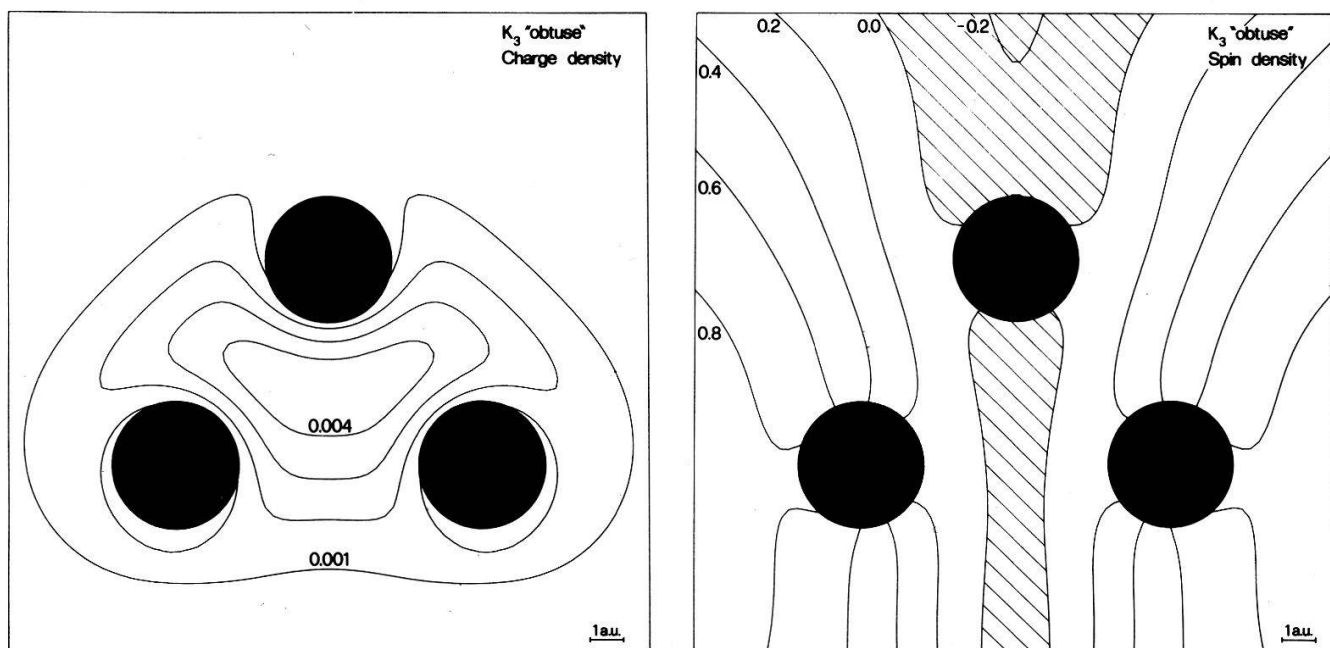


Figure 1

Electronic charge and spin densities for  $K_3$  molecule at the minimum of the adiabatic potential. Atomic units are used.

results are summarized in Table I and compared with the existing experimental and theoretical data. Notice the good agreement with the measured ionization potentials.

Thompson and Lindsay [1] have recently reported an electron spin resonance (ESR) study of  $K$  clusters embedded in an Argon matrix. They interpret the hyperfine structure at low temperature as coming from a molecule with identical spin densities at 2 atoms and a much smaller spin density at a third atom. In their opinion an 'obtuse' or linear molecule of  $K_3$  should be responsible for the ESR signal. Our calculated equilibrium geometry and spin density (see Fig. 1) are in qualitative agreement with these results.

Our results show that the main properties of  $K_2$  and  $K_3$  are similar to those previously calculated for the Li and Na clusters, this reflects the equivalent nature of the chemical bond in the light alkali metals. An extension of these calculations to larger aggregates is under way and a detailed account of the properties of small alkali metal clusters will be given in a future publication.

## REFERENCES

- [1] G. A. THOMPSON and D. M. LINDSAY, *J. Chem. Phys.* 74, 959 (1981).
- [2] A. HERMANN, E. SCHUMACHER and L. WÖSTE, *J. Chem. Phys.* 68, 2327 (1978).
- [3] W. GERBER and E. SCHUMACHER, *J. Chem. Phys.* 69, 1692 (1978).
- [4] R. L. MARTIN and E. R. DAVIDSON, *Molec. Phys.* 35, 1713 (1978).
- [5] GOLE, CHILDS, DIXON and, EADES, *J. Chem. Phys.* 72, 6368 (1980).
- [6] BECKMANN, KOUTECKÝ and V. BONAČIČ-KOUTECKÝ, *J. Chem. Phys.* 73, 5182 (1980).
- [7] P. HOHENBERG and W. KOHN, *Phys. Rev.* 136, 864 (1964). W. KOHN and L. J. SHAM, *Phys. Rev.* 140, 1135 (1965).
- [8] J. HARRIS and R. O. JONES, *J. Chem. Phys.* 68, 1190 (1978).
- [9] J. HARRIS and R. O. JONES, *J. Chem. Phys.* 70, 830 (1979).
- [10] R. CAR and J. L. MARTINS, (Proceedings of the Second International Meeting on the Small Particles), *Surface Sci.* 106 (1981) in press.
- [11] R. CAR, R. A. MEULI and J. BUTTET, *J. Chem. Phys.* 73, 4511 (1980).
- [12] J. N. BARDSLEY, *Case Studies At. Phys.* 4, 299 (1974).
- [13] O. GUNNARSON and B. I. LUNDQUIST, *Phys. Rev. B* 13, 4247 (1976).
- [14] K. P. HUBER and G. HERZBERG, *Molecular Spectra and Molecular Structure, Vol. 4: Constants of Diatomic Molecules* (Van Nostrand, New York, 1979).

## ***Phasengrenze fest/flüssig***

### **Lichtstreuung an der Phasengrenze fest/flüssig von $D_2O$**

B. ZYSSET, P. BÖNI und J. H. BILGRAM

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

Wasser zeigt eine Reihe von Anomalien. Diese treten beim  $D_2O$  stärker in Erscheinung. Wenn Nicht-Gleichgewichts-Fluktuationen an der Phasengrenze Eis/Wasser [1] eine Anomalie des Wassers wären, dann könnte man erwarten, dass diese Fluktuationen durch den Ersatz von  $H_2O$  durch  $D_2O$  beeinflusst würden.

Wir haben  $D_2O$ -Kristalle gezüchtet und unsere früheren Lichtstreuexperimente wiederholt. Die experimentellen Ergebnisse sind:

1. Im System  $D_2O$  setzen die Fluktuationen erst bei einer Kristallwachstumsgeschwindigkeit von  $2,2 \mu\text{m/s}$  ein verglichen mit  $1,5 \mu\text{m/s}$  bei  $H_2O$ .
2. Die Linienbreite des Streulichtes ist wie bei  $H_2O$  proportional zum Quadrat des Streuvektors.
3. Die Proportionalitätskonstante ist innerhalb der Messgenauigkeit in beiden Systemen gleich.

#### LITERATUR

- [1] H. GÜTTINGER, J. H. BILGRAM, W. KÄNZIG, J. Phys. Chem. Solids 40, 55 (1979).

### Fluktuationen in der Grenzschicht zwischen Eis und Wasser ( $H_2O$ )

P. BÖNI und J. H. BILGRAM

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

Vor einem wachsenden Eiskristall wird bei ausreichender Unterkühlung eine Grenzschicht gebildet [1]. Lichtstreuexperimente während des Aufbaus dieser Schicht zeigen, dass die Linienbreite  $\Gamma$  zu Beginn (solange die Streuintensität klein ist) einen hohen Wert hat.  $\Gamma$  nimmt um etwa 20% ab während die Intensität zunimmt, bis beide Messgrößen ihren stationären Wert erreicht haben. Gleichzeitige Messungen von  $\Gamma$  bei zwei verschiedenen Streuvektoren  $\vec{K}$  zeigen synchrone Schwankungen.  $\Gamma \text{ prop. } K^2$  gilt immer.

Unbekannt war bis jetzt die Dicke der fluktuierenden Grenzschicht. In früheren Experimenten wurden Kohärenzeigenschaften und Streuintensitäten untersucht.

1. Die Kohärenzeigenschaften des Lichtes zeigten, dass die Dicke der streuenden Schicht kleiner als  $6 \mu\text{m}$  ist [2].
2. Die Abhängigkeit der Streuintensität vom Einfallswinkel des Lichtes auf die Phasengrenze war nur mit der Annahme einer endlichen Grenzschichtdicke der Größenordnung Lichtwellenlänge vereinbar [1]. Die gleichzeitig gemessenen Linienbreiten deuten darauf hin, dass  $\Gamma$  isotrop ist.

Zur Bestimmung der Dicke der Schicht wurden nun Vorwärtsstreuexperimente mit kleinem Streuvektor senkrecht zur Basalebene ausgeführt. Für diese Messungen ist zu erwarten, dass die Linienbreite kleiner ist als bei Messungen mit  $\vec{K}$  parallel zur Basalebene, wenn die Wellenlänge der gemessenen Fluktuationen die Dicke der Schicht überschreitet. Für Fluktuationswellenlängen bis  $1.4 \mu\text{m}$  zeigen die Messungen bei einer Wachstumsgeschwindigkeit von  $1.5 \mu\text{m/sec}$ , dass die Linienbreite unabhängig ist von der Orientierung des Streuvektors. Also muss die Grenzschicht mindestens  $1.4 \mu\text{m}$  dick sein.



## LITERATUR

- [1] J. H. BILGRAM and P. BÖNI, in: *Light Scattering in Liquids and Macromolecular Solutions* pp. 203–213, ed. V. Degiorgio, M. Corti and M. Giglio, Plenum, New York 1980.  
 [2] H. GÜTTINGER, J. H. BILGRAM and W. KÄNZIG, *J. Phys. Chem. Solids* 40, 55 (1979).

## Periodische Fluktuationen an der Phasengrenze fest-flüssig von Salol

J. H. BILGRAM und U. DÜRIG

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

Wir haben begonnen an der Phasengrenze fest-flüssig von Salol dynamische Lichtstreuexperimente während des Kristallwachstums ähnlich wie beim Eis-Wasser System [1, 2] durchzuführen. Da Salol stark facettiert, ist es möglich, die Experimente an verschiedenen Facetten und damit für verschiedene Wachstumsrichtungen durchzuführen. Bis jetzt haben wir Wachstum parallel zur 010 und 100 Achse untersucht. Festes Salol ist stark doppelbrechend und der Brechungsindex der Schmelze liegt zwischen denen des Festkörpers. Es ist deshalb möglich je nach Kristallorientierung und Polarisation des Lichtes von beiden Seiten der Phasengrenze herkommend Totalreflexion zu beobachten. Wegen des starken Rayleigh Streulichtes im flüssigen Salol ist bis jetzt immer von der Kristallseite her unter der Bedingung der Totalreflexion eingestrahlt worden, so dass die Grenzschichtwelle, die auf der Flüssigkeitsseite läuft, gestreut wird. Bei allen Experimenten hat der Streuvektor in der Facettenebene gelegen. Wir beobachten dabei zwei verschiedene dynamische Prozesse: einen periodischen und einen diffusiven.

- Bei Wachstumsgeschwindigkeiten unterhalb  $0.3 \mu\text{m}/\text{sec} < V_{\text{krit}} < 0.5 \mu\text{m}/\text{sec}$  (je nach verwendetem Kristall) wird das Licht nur in einen eng begrenzten Raumwinkel gestreut. Die Autokorrelationsfunktion der Streuintensität oszilliert. Die Frequenz der Oszillationen ist dabei proportional zu  $\sin \theta/2$ , wobei  $\theta$  der Streuwinkel ist. Sie hängt zudem linear von der Frequenz des eingestrahlten Lichtes ab. Bei einer Laserwellenlänge von 488 nm, einer Wachstumsgeschwindigkeit von  $0.45 \mu\text{m}/\text{sec}$  und einem Streuwinkel von  $60^\circ$  liegt die Frequenz zwischen 100 und 200 Hz; die Werte sind kristallabhängig. Eine Abnahme der Frequenz bei kleineren Wachstumsgeschwindigkeiten ist auch beobachtet worden. Die bisherigen Resultate lassen sich mit einer Dopplerverschiebung des gestreuten Lichtes beschreiben. Die daraus berechneten Geschwindigkeiten in Richtung des Streuvektors sind um einen Faktor 100 grösser als die Wachstumsgeschwindigkeit. Für die Ursache dieser Oszillationen haben wir noch keine eindeutige Erklärung. Bei Wachstumsgeschwindigkeiten grösser als  $V_{\text{krit}}$  beobachtet man zunächst das oben beschriebene oszillatorische Streuverhalten. Nach 1 bis 2 Stunden findet ein Uebergang zum diffusiven Streuen statt. Das Licht wird mehr und mehr isotrop gestreut und gleichzeitig werden die Oszillationen der Autokorrelationsfunktion gedämpft, bis sie schliesslich ganz verschwinden. Nach dem Uebergang zerfällt die Autokorrelationsfunktion exponentiell mit einer einzigen Zeitkonstanten. Unterschreitet man nun die kritische

Wachstumsgeschwindigkeit, so beobachtet man nach wie vor das diffusive Streuen. Wir finden also auch hier wie beim Eis ein Hystereseverhalten. Die gemessenen Linienbreiten  $\Gamma$  sind proportional zum Quadrat des Streuvektors, sie sind aber um einen Faktor 20 kleiner als beim Eis.  $\Gamma/\sin^2(\theta/2)$  beträgt je nach Kristall zwischen 100 und 200 rad/sec. Benutzen wir wieder das früher gemachte Modell, in das die Schmelzentropie, die Oberflächenspannung und die Abhängigkeit der Wachstumsgeschwindigkeit von der Unterkühlung eingehen [1], so stimmen die am Salol gefundenen Werte für die Linienbreite mit den aus dem Modell berechneten grössenordnungsmässig überein.

#### LITERATUR

- [1] H. GÜTTINGER, J. H. BILGRAM and W. KÄNZIG, *J. Phys. Chem. Solids* **40**, 55 (1979).  
[2] J. H. BILGRAM and P. BÖNI, in: *Light Scattering in Liquids and Macromolecular Solutions* pp. 203–213, ed. V. Degiorgio, M. Corti and M. Giglio, Plenum, New York 1980.

### Ueberhitztes Eis

K. BAUMANN und J. H. BILGRAM

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

Die Frage, ob man einen Kristall überhitzen kann, war der Ausgangspunkt unserer Arbeit. Wir haben eine Drucksprungapparatur gebaut, die es erlaubt, einen Eis-Einkristall ( $\phi = 50$  mm,  $l = 60$  mm) innerhalb von 30 ms unter einen hydrostatischen Druck bis 2000 bar zu setzen. Die Temperatur des Eises bleibt dabei nahezu konstant, aber der Schmelzpunkt sinkt um  $1^\circ\text{C}$  pro 100 bar. Mit einem Photomultiplier detektieren wir das aus dem Zentrum der Probe gestreute Licht. Wenn der Enddruck ausreicht, den Kristall zu überhitzen, folgt auf den Druckanstieg nach einer Zeit  $t$  ein Anstieg der Intensität des gestreuten Lichtes. Mit zunehmender Anfangsüberhitzung verläuft die Intensitätszunahme rascher und  $t$  nimmt ab.

### Supraleitung

**Bernd Matthias, chercheur et trouveur**

Mesdames, Messieurs, chers Collègues,

La Société Suisse de Physique m'invite à évoquer la mémoire de Bernd T. Matthias, qui a vécu de 1918 à 1980.

Né à Frankfurt, il perd son père tôt et migre à Königstein. Il est l'enfant gâté de sa mère et le premier de classe à l'école. Il vient dans une de nos écoles privées en Suisse où il trouve asile à l'arrivée au pouvoir de Hitler. En 1936, il commence ses études à l'EPFZ, à l'époque de Pauli, Wentzel, Busch, en physique, et de Karrer en chimie. Scherrer est son directeur de thèse.

Ses premiers travaux sont voués à la piezoélectricité et à la ferroélectricité.

En 1947, il émigre aux Etats-Unis, et travaille au M.I.T. avec van Hippel. De 1949 à 1951, après un premier passage aux Bell Laboratories, il passe deux ans à Chicago, comme Professeur Assistant. C'est là qu'a lieu la première rencontre avec Hulme. Elle est tempêteuse, puisque Hulme avait devancé Matthias dans un travail concernant le  $\text{BaTiO}_3$  monocristalin. Caractéristiquement, cette rencontre devient le début d'une amitié productive: Hulme sait produire de l'hélium liquide et Matthias se met à l'étude de la supraconductibilité.

En 1951, Matthias se fixe aux Laboratoires Bell qui resteront une base d'opération pour toute sa vie, même après sa nomination comme professeur à La Jolla, San Diego, et comme conseiller à Los Alamos.

Pour apprécier l'importance de Bernd Matthias pour la physique de la matière condensée, citons quelques travaux:

- 1954 Matthias, Geballe, Geller and Corenzwit: "Superconductivity of  $\text{Nb}_3\text{Sn}$ ".
- 1955 Matthias: "Empirical relations between superconductivity and the number of valence electrons per atom". (ces règles ont permis de découvrir près de mille supraconducteurs).
- 1958 Matthias and Bozorth: "Ferromagnetism of a zirconium-zinc compound".
- 1959 Suhl and Matthias: "Exchange scattering in superconductors".
- 1960 Peter and Matthias: "Ferromagnetic resonance in metallic europium and intermetallic compounds".
- 1961 Matthias, Bozorth and Van Vleck: "Ferromagnetic interaction in  $\text{EuO}$ ".
- 1962 Clogston, Matthias, Peter, Williams, Corenzwit and Sherwood: "Local magnetic moment associated with an iron atom dissolved in various transition metal alloys".
- 1968 Arrhenius, Corenzwit, Fitzgerald, Hull, Luo, Matthias and Zachariasen: "Superconductivity of  $\text{Nb}_3(\text{Al-Ge})$  above  $20.5^\circ\text{K}$ ".
- 1973 Marezio, Dernier, Remeika, Corenzwit and Matthias: "Superconductivity of ternary sulfides and the structure of  $\text{PbMo}_6\text{S}_8$ ".
- 1977 Matthias, Corenzwit, Vandenberg and Barz: "High superconducting transition temperatures of new rare earth ternary borides".
- 1978 Enz and Matthias: "*P*-state pairing and the ferromagnetism of  $\text{ZrZn}_2$ ".

Je pense qu'après cette lecture, il n'est plus nécessaire de justifier le titre de cet exposé dédié à Bernd T. Matthias, chercheur et *trouveur*. Matthias était en plus un meneur d'hommes. Ses travaux étaient non seulement des trouvailles, mais ils stimulaient aussi un grand nombre d'autres travaux dans le domaine de la physique de la matière condensée.

Effleurons maintenant deux questions que sa brillante carrière nous pose.

- *Comment a-t-il pu conquérir, dans le domaine des matériaux supraconducteurs, ferroélectriques et ferromagnétiques, une telle pré-éminence?* Cette question est présente dans le témoignages qui ont apparus depuis sa mort. Pour y répondre, il faut mentionner ses *activités*, sa maîtrise de la littérature, et le fait qu'il ne terminait pas la journée sans avoir mis, ou avoir fait mettre une substance nouvelle au four. Ensuite, ses *dons*, son *intuition* légendaire, mais aussi une *mémoire* prodigieuse qui donnait un sens cumulatif à toutes ses lectures, voyages et expériences. Et enfin, une *motivation* orientée vers son travail sans compromis - à tel point qu'il a fallu que Hulme arrête la production d'hélium

liquide pour forcer Matthias à prendre le temps pour le voyage de noces avec Joan Trapp, qui est devenue sa compagne pour la vie.

– *Quelle était sa relation avec la physique des solides “orthodoxe”?* Matthias a dit beaucoup – un peu trop peut-être, sur et contre la physique théorique. Sa grande plainte était que cette physique n’avait, dans le domaine des matériaux, pas de pouvoir prédictif. Il n’y a pas de doute que la physique est, de par sa nature, surtout analytique et déductive, plutôt qu’inductive et synthétique, comme c’est le cas pour la chimie. Pour cette raison, l’oeuvre de Matthias, qui constituait une brillante et inimitable exception, était très stimulante pour les théoriciens des solides. En même temps, Matthias s’inspirait des observations des théoriciens et bénéficiait d’une voie de communication privilégiée avec les meilleurs parmi eux.

Enfin, j’aimerais conclure avec un mot sur *Matthias et la Suisse*. Pendant la guerre, il était assistant à l’EPFZ, mal payé, mais accueilli dans un cadre qui lui a permis d’acquérir le métier avec lequel il a rayonné dans le monde avec ses 342 publications et 150 co-auteurs. Cette période décisive, il ne l’a jamais oubliée. Qu’il ait loué ou critiqué la Suisse, il l’a toujours aimée. Voilà pourquoi il fut sensible au fait que l’Université de Lausanne lui décernât son unique Dr H.c. et qu’un groupe de professeurs, grâce à la générosité du Fonds National Suisse, lui offre, à la fin de sa vie, une possibilité d’activité en Suisse.

A cette occasion, nous nous posons la question de savoir, comment Matthias allait retrouver son chemin en Suisse, pays aux enseignements bien réglés et coordonnés, aux recherches basées sur des appareils mille fois plus parfaits que son galvanomètre, et pays à l’administration en plein développement. Cette question, comme bien d’autres, restera sans réponse, à cause de la mort prématurée de Bernd Matthias, mais elle mérite de rester posée, de nous hanter même, afin que l’individu exceptionnellement doué et motivé continue à trouver une chance parmi nous.

Martin Peter  
Neuchâtel, le 10 avril 1981

### **Mechanismus der Supraleitung in dotiertem SrTiO<sub>3</sub>**

G. BINNIG und A. BARATOFF  
(IBM Zürich Forschungslabor, CH-8803 Rüschlikon)

Die Supraleitung als kollektives Phänomen hängt empfindlich von der Anzahl der wechselwirkenden Elektronen ab und schien deshalb vorerst eine Domäne der Metalle zu sein. Doch bereits 1964 sagte Cohen unter bestimmten Voraussetzungen Supraleitung (SL) für Halbleiter relativ geringer Ladungsträgerkonzentration  $n$  voraus, die Schooley et al. im gleichen Jahr in dotiertem SrTiO<sub>3</sub> auch nachwiesen. Heute scheint jedoch ziemlich sicher, dass die von Cohen genannten Voraussetzungen in SrTiO<sub>3</sub> nicht erfüllt sind. Anhand eigener Messergebnisse normal- und supraleitender Eigenschaften und Ueberlegungen wird gezeigt, dass der Mechanismus der SL in SrTiO<sub>3</sub> sehr interessante Besonderheiten aufweist. Vor allem ist im Gegensatz zu allen anderen SL der Austausch von virtuellen Phononen unabgeschirmt, da die Plasmafrequenz unterhalb der relevanten



Phononenfrequenzen liegt, d.h. wenige Elektronen in einem starken Phononenfeld führen zur SL.

### **Statique de la couche mixte à deux dimensions ( $M$ ) dans des échantillons creux d'étain en présence d'un courant axial**

E. HOLGUIN, E. POSADA, D. ROBIN, L. RINDERER et F. ROTHEN  
(IPE, Université de Lausanne, CH-1015 Lausanne)

Des expériences réalisées sur des échantillons creux d'étain montrent que lorsque la supraconductivité est détruite par un courant  $I_0 \geq I_c$ , une couche  $M$  apparaît sur la surface interne de l'échantillon. Si l'on introduit par la suite un courant axial  $I_b$  de sens opposé à  $I_0$  dans la cavité de l'échantillon, cette couche  $M$  peut alors se déplacer de la surface interne à l'intérieur de celui-ci. Nous montrons les caractéristiques voltage-courant ( $V-I_0$ ) obtenues lors de ces différentes circonstances en les comparant avec la théorie.

### **Fils supraconducteurs à champ élevé à base de $PbMo_6S_8$**

B. SEEBER, CH. ROSSEL et Ø. FISCHER  
(DPMC, Université de Genève, CH-1211 Genève 4)

Le composé  $PbMo_6S_8$ , par ses propriétés supraconductrices particulières ( $T_c = 15$  K et  $B_{c2}(4, 2K) \approx 52$  T) est un candidat très prometteur pour des applications à champ magnétique élevé. De par sa nature et sa grande fragilité, le seul moyen pour fabriquer des fils est la méthode dite des poudres. Nous en présentons ici les aspects les plus récents en utilisant en particulier comme matrice de base le molybdène. Les densités de courant critique  $J_c$  mesurées présentent une amélioration par rapport aux valeurs obtenues jusqu'à présent et sont confirmées dans leur ordre de grandeur par des mesures indirectes (aimantation et mesure a.c. de pénétration de flux) effectuées sur des échantillons massifs. Les limites potentielles de ce composé sont comparées avec les fils techniques actuels (Nb-Ti,  $Nb_3Sn$ ,  $V_3Ga$ ) dans le cadre des théories existantes.

### **Etude de la limitation paramagnétique dans $Mo_6Se_{8-x}S_x$**

M. DECROUX, Ø. FISCHER et B. LACHAL  
(DPMC, Université de Genève, CH-1211 Genève 4)

R. CHEVREL et M. SERGENT  
(Laboratoire de Chimie Minérale B, Université de Rennes, F-Rennes)

Nouse avons mesuré le champ critique  $H_{c2}$  sur des monocristaux de  $Mo_6Se_8$  ainsi que sur des échantillons polycristallins de  $Mo_6Se_{8-x}S_x$ . Nouse observons que



$H_{c2}$  augmente fortement avec la concentration  $x$  de soufre. Des mesures de résistivités sur des cristaux de  $\text{Mo}_6\text{Se}_8$  montrent que cette augmentation de  $H_{c2}$  est la conséquence d'une rapide augmentation de la résistivité résiduelle. Cette forte augmentation de  $H_{c2}$  est utilisée pour évaluer quantitativement l'importance de la limitation paramagnétique et nous trouvons que cet effet réduit  $H_{c2}$  de 10–20% suivant la concentration de soufre substituée.

### **Raman scattering and phonon density of states in $p$ -irradiated $\text{V}_3\text{Si}^1$**

S. B. DIERKER and M. V. KLEIN  
(Univ. of Illinois at Urbana-Champaign)

R. MERLIN  
(Univ. of Michigan, Ann Arbor)

J. BLUE  
(NASA Lewis Research Center, Cleveland)

and B. S. CHANDRASEKHAR<sup>2</sup>)  
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH-Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

We report Raman scattering measurements on a single crystal of  $\text{V}_3\text{Si}$  irradiated with 30–50 MeV protons, fluence =  $4.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ . Irradiation reduced the  $T_c$  from 16.3 K to 5.4 K. The  $k = 0 E_g$  phonon hardens about  $15 \text{ cm}^{-1}$  relative to unirradiated  $\text{V}_3\text{Si}$ . We also see a disorder-induced one-phonon density of states structure, which is in general agreement with that determined by neutron scattering. There is no softening of these phonons in the irradiated crystal on cooling from 325 K to 55 K. The relation of these results to recent critical field measurements will be discussed.

<sup>1</sup>) Supported by the USNSF, DMR-77-09948 and DMR-77-23999.

<sup>2</sup>) Permanent address: Case Western Reserve University, Cleveland.

### **Complex impedance measurements of superconducting films at RG-frequencies**

M. NSABIMANA, G.-A. RACINE, H. BECK and P. MARTINOLI  
(Institut de Physique, Rue A.-L. Breguet 1, CH-2000 Neuchâtel)

The complex impedance of thickness modulated superconducting films at RF-frequencies has been measured as a function of the transverse magnetic field. Both the absorptive and dispersive components of the impedance show pronounced structures at fields where the vortex lattice matches the periodic pinning potential due to the thickness modulation. In films having a high normal state sheet resistance  $R_{\square}$  these structures disappear above a critical temperature, which

depends on  $R_{\square}$ . This is interpreted as evidence for a locking-unlocking transition of the vortex lattice in the periodic pinning field. Certain theoretical aspects of the transition are discussed.

### **Caractérisation de boracites Ni-I**

J.-P. RIVERA et H. SCHMID

(Département de Chimie minérale, analytique et appliquée, Université de Genève, 30, quai E. Ansermet, CH-1211 Genève 4)

Des résultats de piézoélectricité, polarisation spontanée, pyroélectricité, constante diélectrique et rotation Faraday spontanée, sont présentés. Pour la première fois il a pu être mis en évidence la simultanéité de l'apparition, à 61K, de la polarisation spontanée et de l'aimantation spontanée.

Une description plus détaillée sera soumise à 'Ferroelectrics' dans le cadre de IMF-5

### **Ordre magnétique dans les composés $RE(Ir_xRh_{1-x})_4B_4$ ( $RE = Dy, Ho$ )**

F. ACKER et H. C. KU

(Institute for Pure and Applied Physical Sciences, University of California, San Diego, USA)

Les résultats de mesures détaillées de l'aimantation sont compatibles, pour  $x = 0$ , avec un ordre hélicoïdal (ou sinusoïdal) à longue période et, pour  $x > 0.6$ , avec un ordre antiferromagnétique. Des effets de relaxation sont détectés sur l'aimantation; ils culminent dans  $DyRh_4B_4$  dont la résistivité dépend également du temps. Ces observations peuvent être rapprochées de la découverte, par diffraction de neutrons, de fluctuations spatiales de l'aimantation dans les supraconducteurs 'reentrants'  $ErRh_4B_4$  et  $HoMo_6S_8$  (avec relaxation, dans  $HoMo_6S_8$ ). Les résultats présentés laissent supposer que de telles fluctuations apparaissent également dans des composés non supraconducteurs de la série  $RERh_4B_4$ . Des mesures de diffraction de neutrons aux petits angles sur  $HoRh_4B_4$  pourraient élucider cette question.

### **Self consistent pseudopotential calculation of the electronic structure of $C_2$ , $O_2$ and CO**

S. N. KHANNA, R. CAR, J. L. MARTINS and J. BUTTET

(Laboratoire de Physique Expérimentale, Ecole Polytechnique Fédérale, CH-1007 Lausanne)

Self consistent pseudopotential calculations of the electronic structure of  $C_2$ ,  $O_2$  and CO have been made within the framework of the density functional

formalism, by treating the exchange and correlation effects within the local density approximation. The wave functions were represented by a sum of gaussian orbitals. The spatial charge density and the exchange correlation potential were also expanded as a sum of gaussian functions.

The calculated equilibrium distance and the binding energy of  $C_2$ ,  $O_2$ , and CO are 2.34, 2.30, 2.29 a.u., and 9.1, 6.9, 14.5 eV respectively, compared to the experimental values of 2.34, 2.28, and 2.13 a.u., and 6.3, 5.2, and 11.2 eV respectively. We would like to mention that the differences between the calculated and experimental binding energy values are of the same order as those found by other ab-initio calculations.

## **Oberflächen**

### **Spin-polarisierte Photoelektronen aus Germanium durch Verwendung von zirkular-polarisiertem Licht**

F. MEIER und D. PESCIA

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

Zirkular-polarisiertes Licht kann spin-selektive Elektronenanregungen erzeugen. Wenn der angeregte Zustand oberhalb des Vakuum-Niveaus liegt, ist es möglich, dass die auf diese Weise polarisierten Elektronen ins Vakuum emittiert werden und ihre Polarisation gemessen werden kann. Ein solches Experiment wurde an Ge-(111)-Spaltflächen verschiedener Austrittsarbeit für Lichtenergien  $1.5 \text{ eV} \leq h\nu \leq 6.0 \text{ eV}$  durchgeführt. Die beobachteten polarisierten Uebergänge lassen sich auf Grund der Bandstruktur von Ge eindeutig identifizieren.

### **Spinpolarisierte Photoemission an ferromagnetischen Gadolinium-Filmen**

D. MAURI und M. LANDOLT

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, CH-8093 Zürich)

Gd ist ein Ferromagnet mit halbgefüllter  $4f$ -Schale, das leere  $4f^8$ -Niveau liegt im Festkörper  $\sim 1 \text{ eV}$  oberhalb des Vakuumniveaus und kann wegen des Pauliprinzips nur mit Minoritätsspin-Elektronen aufgefüllt werden. Die Wirkung dieses lokalisierten Zustandes in der Photoemission haben wir durch Spinpolarisierte Photoemission an ferromagnetischen Gd-Filmen untersucht. Das gemessene Polarisationsspektrum ist durch ein Minimum  $\sim 3 \text{ eV}$  oberhalb der Photoschwelle charakterisiert, dies entspricht einem Ueberschuss der Minoritätsspinemission, der sich durch folgenden Photoemissionsprozess erklären lässt: optische Anregung eines Minoritätsspin- $5d$ -Elektrons in einen quasiautomaren  $4f^8$ -Zustand,

sodann elastischer Uebergang in einen Bandzustand und Emission. Der Beitrag dieses Emissionsstroms beträgt bei einer Lichtenergie von 6 eV etwa 7% des Gesamtstroms.

### **Spinpolarisierte Photoemission von ferromagnetischen Ni-Fe-Legierungen**

Ph. NIEDERMANN, M. LANDOLT und D. MAURI

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

Es ist nicht geklärt, warum die Sättigungsmagnetisierung von  $\text{Ni}_{1-x}\text{Fe}_x$  für  $x > 0,5$  von der Slater-Pauling-Geraden abweicht. Unsere Messungen zeigen bei  $\text{Ni}_{0,4}\text{Fe}_{0,6}(100)$ , dass bei der Fermienergie die Dichte der Majoritäts- gegenüber derjenigen der Minoritätsspinträger überwiegt, im Gegensatz zu  $\text{Ni}_{0,8}\text{Fe}_{0,2}$  und reinem Ni, wo bei  $E_f$  nur Minoritätsspin auftritt. Unser Resultat ist vereinbar mit Anfangszustandsdichteberechnungen von Hasegawa und Kanamori [1]. Durch Variation der Austrittsarbeit zeigen wir, dass unsere Polarisationsmessungen in der Nähe der Photoschwelle im wesentlichen ein Bild des Anfangszustandes der Elektronen liefern.

#### LITERATUR

[1] H. HASEGAWA and J. KANAMORI, J. Phys. Soc. Japan, 31 (1971) 382.

### **Spin dependent diffuse scattering of electrons from gold**

M. ERBUDAK, C. JOHN and G. RAVANO

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

A beam of monoenergetic electrons impinging on a solid surface induces secondary electrons to leave it. There are electron energies  $E_0$  and angles of incidence  $\alpha$  such that the net current measured at the target is zero, i.e., there are no electrons absorbed by the target. At  $E_0$ , one can still detect an absorption current if the incident electrons are spin polarized along the normal of the plane of incidence spanned by the incident beam and the surface normal, due to the spin-orbit coupling in elastic scattering, if the target is a heavy material. For a polycrystalline film of Au, the spin induced absorption current exceeds 1% of the primary beam intensity, thus a detector for electron spin polarization based on this effect has an efficiency  $>10^{-2}$ , two orders of magnitude better than in differential scattering (Mott analyzer). We have studied surface effects, such as contamination or cesium adsorption, influencing the spin asymmetry in electron absorption.

## Zur Elektronenstruktur des $\text{LaNi}_5$

L. SCHLAPBACH

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, CH-8093 Zürich)

Als weiterer Schritt zum Verständnis der Wasserstoffabsorption des  $\text{LaNi}_5$  soll dessen Elektronenstruktur analysiert werden. Wir haben das Valenzband und die Rumpfniveaus La  $3d$  und Ni  $2p$  von  $\text{LaNi}_5$  mit Photoemissionspektroskopie (XPS) untersucht und mit denjenigen von La und Ni verglichen. Das VB des  $\text{LaNi}_5$  besteht vorwiegend aus Ni  $3d$ -Zuständen; La trägt wenig bei. Die Position der La  $3d$  und Ni  $2p$ -Niveaus stimmt mit denjenigen im reinen La und Ni überein, d.h. Legierungseffekte wie Ladungstransfer sind klein. Hingegen wird ein La  $3d$ -Satellit im  $\text{LaNi}_5$  viel stärker, was mit intensiverer Abschirmung (mehr Leitungszustände) des durch die Photoemission erzeugten  $3d$ -Lochs erklärt werden kann.

## Bremsstrahlung-induzierte AES an elementarem roten Phosphor

M. SCHÄRLI und J. BRUNNER

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

Bremsstrahlung-induzierte Auger-Elektronen-Spektroskopie erlaubt es, Auger-Uebergänge mit hoher Auflösung und in einem Energiebereich, welcher der charakteristischen Strahlung nicht zugänglich ist, zu untersuchen. Auf diese Weise konnten an elementarem roten Phosphor sowohl die KLL- und KLM-Auger-Uebergänge als auch die Bindungsenergien des  $1s$ - (interne Photoemission mit  $P\text{-}K_\alpha$ -Strahlung) resp. des  $2s$ - und  $2p$ -Niveaus ( $\text{Mg}\text{-}K_\alpha$ ) gemessen werden. Die relativen Intensitäten der KLL-Uebergänge sind in ausgezeichneter Uebereinstimmung mit halbempirischen Berechnungen, basierend auf dem Schema der intermediären Kopplung unter Berücksichtigung der Konfigurationswechselwirkung. Zwischen den experimentellen kinetischen Energien  $E_k$  der KLL- resp. der KLM-Uebergänge und semiempirischen Berechnungen bestehen Diskrepanzen, welche durch die Unzuverlässigkeit aller in diesen Berechnungen verwendeten Bindungsenergien bedingt sind. Unter Verwendung der neu bestimmten Bindungsenergien  $E_B(1s) = 2143.8 \pm 0.5$  eV,  $E_B(2s) = 187.7 \pm 0.1$  eV und  $E_B(2p) = 130.0 \pm 0.1$  eV ergab sich wiederum ausgezeichnete Uebereinstimmung. Für die charakteristische Phosphor  $K_\alpha$ -Strahlung wurde eine Energie von  $2013.8 \pm 0.4$  eV ermittelt. Eine Möglichkeit, auf den chemischen Zustand der Probe zu schliessen, bietet der Augerparameter  $\alpha = E_k(KL_2L_3) + E_B(2p)$ . In elementarem Phosphor beträgt  $\alpha = 1987.2 \pm 0.1$  eV, während in einer leicht oxidierten Probe ein Wert von  $1984.1 \pm 0.5$  eV gemessen wurde.



## **Materialien, Varia**

### **Control of material parameters in the HgI<sub>2</sub> $\gamma$ -ray detectors**

T. KOBAYASHI, E. KALDIS and J. MUHEIM

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

Optimization of room temperature operable HgI<sub>2</sub> detectors for low energy  $\gamma$ -rays has been attempted by varying the chemical properties and crystal perfection of HgI<sub>2</sub>. Spark source mass spectrographic analyses revealed not only metallic but also organic impurities after purification by repeated sublimation. HgI<sub>2</sub> single crystals up to  $9 \times 8 \times 5 \text{ mm}^3$  were grown from the vapour in a closed evacuated ampoule. Stoichiometry control was achieved during growth in the presence of iodine vapor. Wafers for detector fabrication were obtained both by cleaving the crystals and by using the as-grown crystals. Measurements on etch pits,  $\gamma$ -ray spectra and mobility values for charge carriers, indicate that mechanical damage, resulting mainly from cleaving, and nonstoichiometry due to incongruent evaporation of HgI<sub>2</sub>, are more active than impurities in creating traps for the charge carriers and deteriorating detector performance.

### **Positronenstudien an den Wasserstoffspeichern FeTi, ErFe<sub>2</sub>, LaNi<sub>5</sub> und Mg<sub>2</sub>NiH<sub>x</sub>**

U. ZIMMERMANN, F. STUCKI, F. HEINRICH und M. KÜNG

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

In den Fe-haltigen Verbindungen wird nach mehreren Hydrier-/Dehydrier-Zyklen eine starke Positroniumbildung beobachtet, die nach Tempern der Proben bei 700°C zu noch höheren Werten (bis 60%!) ansteigt. In den Ni-haltigen Verbindungen tritt keine Positroniumbildung auf. Diese Effekte stehen in engem Zusammenhang mit den für die H<sub>2</sub>-Dissoziation wichtigen Segregationsmechanismen.  $-2\gamma$ -Winkelkorrelationsmessungen an den Hydriden von Mg<sub>2</sub>Ni zeigen, dass der Wasserstoff in einem 'partial protonic state' eingebaut wird.

### **Simultane Oberflächenreaktion und Verdampfung von YbTe**

W. PETELER und E. KALDIS

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

Die Hochtemperatur-Verdampfung im UHV von YbTe Einkristallen wurde durch Massenspektrometrie im Temperaturbereich 1300–1800°C untersucht. Eine deutliche Inkongruenz wird durch den viel höheren Ionenstrom von Te

manifestiert. Im unteren Temperaturbereich ( $T < 1500^\circ\text{C}$ ) ist die Verdampfungsrate nicht sehr hoch ( $< 80 \text{ mg/h. mm}^2$ ), so dass die Kinetik während mehrerer Tage verfolgt werden kann. Am Anfang der Verdampfung ist das Verhältnis der Ionenströme sehr hoch,  $I_{\text{Te}^+}/I_{\text{Yb}^+} > 100$ , nach einigen Tagen jedoch wird ein stationärer Zustand mit  $I_{\text{Te}^+}/I_{\text{Yb}^+} \approx 2$  erreicht. Die Hemmung der Verdampfung von Yb wird durch die Oberflächenreaktion mit den Vakuumrestgasen während des Ausheizens der UHV-Apparatur verursacht. REM und EDAX Untersuchungen zeigen die Ausscheidung einer Yb-reichen Phase als Reaktionsprodukt an den Ecken und Kanten der Kristallstufen.

### **Cicatrisation des fissures dans le poly(styrène-co-acrylonitrile) réticulé**

T. Q. NGUYEN, H. H. KAUSCH et K. JUD

(Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Laboratoire de Polymères, 32, chemin de Bellerive, CH-1007 Lausanne)

#### **I. Introduction**

La cicatrisation des fissures, phénomène inverse de la rupture des matériaux polymères, présente un intérêt technologique et académique considérable. Comme application, l'on peut citer la soudure thermique des thermoplastes dans laquelle il est possible de faire disparaître optiquement et mécaniquement l'interface de séparation entre deux pièces distinctes faites avec le même matériau. Des études récentes dans notre laboratoire [1, 2] ont montré que le mécanisme responsable de la cicatrisation est une interdiffusion des chaînes de macromolécules, créant ainsi des points d'enchevêtrement de part et d'autre de l'interface. La distance de diffusion minimale nécessaire pour rétablir les propriétés mécaniques initiales d'un échantillon cassé, n'est pas connue. Dans cette série d'expériences, nous avons réticulé le poly(styrène-co-acrylonitrile), ou SAN, par exposition au rayonnement  $\gamma$  dans le but d'immobiliser certains points du réseau polymère. Ces points serviraient ensuite comme repères pour établir une échelle de distance microscopique dans l'étude de la diffusion.

#### **II. Techniques expérimentales**

Le SAN utilisé, fourni par BASF sous le nom commercial de Luran 368R, contient 37 mol % d'acrylonitrile. Après séchage dans une étuve à vide, les granulés sont moulés dans une presse chauffante aux dimensions désirées. Les échantillons moulés sont ensuite irradiés sous vide, dans des ampoules en verre Pyrex scellées, à l'aide d'une source de  $^{60}\text{Co}$  (Sulzer) avec un débit de dose de  $1.2 \text{ Mrad h}^{-1}$ .

Les mesures de résistance mécanique sont effectuées sur un tensomètre universel Instron. Pour assurer un bon contrôle de l'amorce et de la propagation de la fissure, la plus faible vitesse ( $0.5 \text{ mm/min}$ ) de traversée des mâchoires a été utilisée.

### III. Résultats et discussions

L'essentiel de la technique de cicatrisation est présenté dans la Fig. 1. La valeur du facteur d'intensité des contraintes,  $K_{Ic}$ , et l'énergie de déchirure,  $G_{Ic}$ , sont calculées à partir de la contrainte uniaxiale  $\sigma$  de propagation de la fissure à l'aide des équations (1) et (2):

$$K_{Ic} = \sigma \cdot \sqrt{a} \cdot f(a/b) \text{ |MN m}^{-3/2}\text{|} \quad (1)$$

$$G_{Ic} = K_{Ic}^2 \cdot (1 - \nu)^2 / E \text{ |J m}^{-1}\text{|} \quad (2)$$

$\nu$  est le coefficient de Poisson et  $E$  le module de Young. Le facteur de forme  $f(a/b)$  varie entre 11 et 16 pour les échantillons du type 'compact tension' (CT) et se trouve sous forme tabulée [3]. Dans la plage de doses utilisées (0–800 Mrad),  $E$  peut être considéré comme constant et  $K_{Ic}^2$  est directement proportionnel à l'énergie de déchirure  $G_{Ic}$ .

Les résultats des mesures sur les échantillons de SAN non-irradiés et irradiés sont reportés dans la Fig. 2. Avec les échantillons non réticulés,  $K_{Ic}^2$  ou  $G_{Ic}$  croît linéairement avec la racine carrée du temps de cicatrisation  $t_p$ , pour atteindre finalement la valeur de résistance initiale du matériau non cassé  $(K_{Ic}^0)^2$  ou  $G_{Ic}^0$ . Il est raisonnable d'admettre que  $G_{Ic}$  est proportionnel au nombre d'enchevêtrements formés, qui serait lui-même proportionnel au volume diffusé. Ceci revient à dire que la diffusion suit une loi du type de Fick, avec le volume diffusé proportionnel à  $\sqrt{Dt_p}$ ,  $D$  étant le coefficient de diffusion.

Pour les échantillons réticulés, l'augmentation linéaire de  $K_{Ic}^2$  avec  $t_p^{1/2}$  est très vite interrompue par un plateau à  $K_{Ip}^2$  ( $G_{Ip}$ ). Pour des temps plus longs, de l'ordre de 30 min à 1 heure, on observe un deuxième accroissement de  $K_{Ic}^2$  mais avec une pente plus faible que la montée initiale.

Pour expliquer la forme de la courbe de  $K_{Ic}^2$  en fonction de  $t_p^{1/2}$ , nous avons élaboré un modèle de diffusion à double couche. Ces couches sont formées durant la cassure de l'échantillon. La première couche, qui comprend la surface de rupture, est formée par des bouts de chaîne résultant de la cassure entre deux points de réticulation du réseau polymère. La valeur de plateau,  $G_{Ip}$ , des courbes

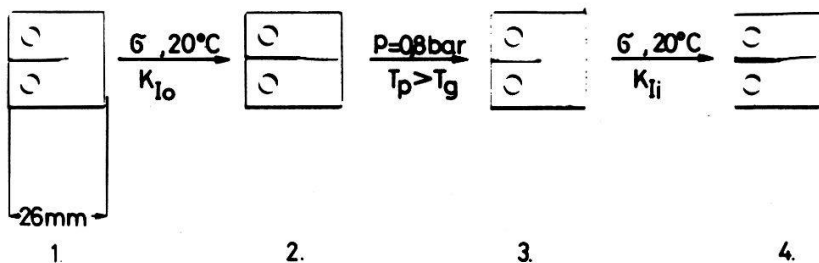


Figure 1

Principe de la méthode de cicatrisation.

1. Faire une entaille à la lame de rasoir à l'éprouvette CT.
2. Mesurer  $K_I^0$  à température ambiante.
3. Cicatriser par chauffage à une température  $T_p > T_g$  (température de transition vitreuse du polymère).
4. Mesurer le facteur d'intensité des contraintes  $K_{Ii}$  au moment de la propagation de la fissure;  $K_{Ii}$  correspond à  $K_{Ic}$  pour une éprouvette CT.

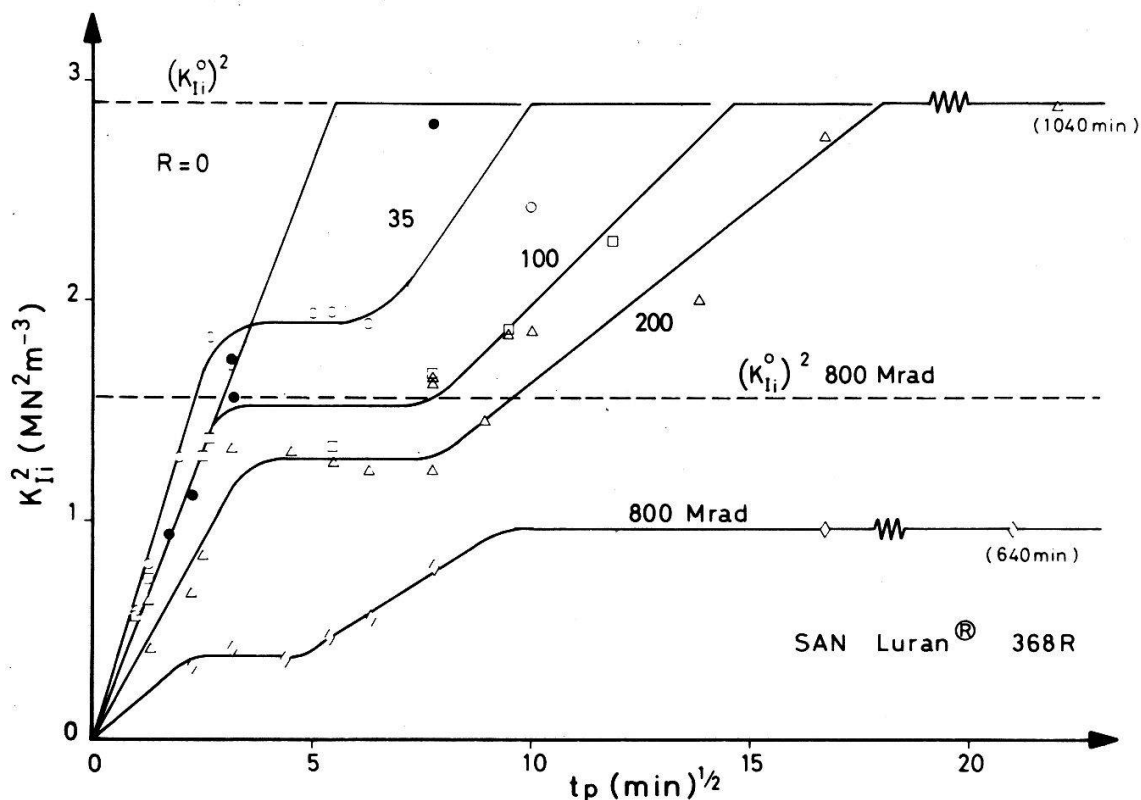


Figure 2

Résistance de matériau en fonction du temps de cicatrisation et de la dose d'irradiation.

(●) points expérimentaux pour le SAN non-irradié

(○) points expérimentaux pour le SAN irradié à 35 Mrad

(□) points expérimentaux pour le SAN irradié à 100 Mrad

(△) points expérimentaux pour le SAN irradié à 200 Mrad

(◇) points expérimentaux pour le SAN irradié à 800 Mrad

de la Figure 2 sera atteinte lorsque toute la couche superficielle aura diffusé. En d'autres termes,  $G_{Ip}$  est liée à la longueur  $l$  des bouts de chaîne multipliée par leur nombre par unité de surface. La longueur  $l$  est proportionnelle à la moitié du poids moléculaire moyen entre deux points de réticulation (à cause de la scission), soit  $\bar{M}_x/2$ . La densité des chaînes par unité de surface de rupture a été calculée

Tableau I

Relation entre la valeur relative du plateau  $G_{Ip}/G_{Io}$  et  $\bar{M}_x$

Dose (Mrad)	$\bar{M}_x$	$G_{Ip}/G_{Io}$	$\frac{1}{2}\bar{M}_x^{1/2}/(G_{Ip}/G_{Io})^*$
0	—	1	—
35	88 650	0.65	229
100	57 700	0.52	231
200	41 000	0.45	225
800	13 500	0.25	232

\* Valeur moyenne =  $229 \pm 4$ .

Note:  $\bar{M}_x$  a été calculé à partir des rendements radiolytiques du SAN [4]:  $G_x$  (réticulation) = 0.086;  $G_s$  (scission de chaîne) = 0.031.

[4], elle est proportionnelle à  $M_x^{-1/2}$ . Il en résulte que:

$$G_{Ip}/G_{Io} \propto (\overline{M_x}/2) \cdot M_x^{-1/2} \propto \frac{1}{2} \overline{M_x^{1/2}} \quad (3)$$

Les résultats expérimentaux confirment que le niveau relatif du plateau  $G_{Ip}/G_{Io}$  est effectivement proportionnel à  $\frac{1}{2} \overline{M_x^{1/2}}$  comme le montre le Tableau I. La valeur minimale de  $\overline{M_x}/2$  pour obtenir la résistance de départ ( $G_{Ip}/G_{Io} = 1$ ) d'un échantillon non cicatrisé est de 105'000. Le rayon de gyration d'une macromolécule ayant un tel poids moléculaire est d'environ 8 nm, ce qui fixe à cet ordre de grandeur la distance minimale de diffusion pour rétablir la résistance mécanique initiale de l'échantillon.

La deuxième couche sous-jacente B est constituée par des segments de chaîne branchés provenant du réseau polymère partiellement brisé. Elle est responsable de la deuxième phase de cicatrisation. La présence de points de réticulation dans la couche B diminue son coefficient de diffusion. De plus, pour pouvoir contribuer à la transmission de force cette couche doit traverser la première couche A, avant d'atteindre l'interface, ce qui explique le retard observé par rapport à la première étape de cicatrisation.

## Remerciements

Les auteurs remercient le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique pour le support financier de ce projet.

## REFERENCES

- [1] K. JUD and H. H. KAUSCH, *Polymer Bulletin* 1, 697 (1979).
- [2] K. JUD, H. H. KAUSCH and J. G. WILLIAMS, *J. Materials Sci.* 16, 204 (1981).
- [3] W. F. BROWN and J. E. SRAWLEY, *ASTM Special Technical Publ.* No. 410.
- [4] T. Q. NGUYEN, H. H. KAUSCH, K. JUD and M. DETTENMAIER, à paraître.

## **Liefert das Festkörperfunktenmassenplasma (FK-FMP) ein Quantenmodell der Hubble-Rezession des Universums?**

J. T. MUHEIM

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

Im vergangenen Jahrzehnt sind im FK-FMP überraschende Gesetzmässigkeiten gefunden worden, z.B.: elektronische Bose-Einstein-Kondensation, mikroskopische Flussquantisierung, ellipsenartige Elektronenbahnen im FK-Atom. Die gravitative Uminterpretation des Plasmabefunds führt nun zu einem Quantenmodell der kosmologischen Parameter. Die Hubble-Konstante der Galaxienclusterrezession erweist sich als echt konstant, mit dem Wert  $H_g = 16,08 \text{ km s}^{-1} \text{ MLj}^{-1}$  ( $= 52,43 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ). Für das Photon/Nukleon-Verhältnis ergibt sich  $9,74 \cdot 10^8$  Photonen/Nukleon, und für die Urheliumkonzentration 20,9 Gew % ( $= 6,25 \text{ At} \%$ ). Das empirische Modell scheint zwanglos 'steady-state' -und 'Standard'-Aspekte zu vereinen. Die FMP-Rezession selbst verläuft anscheinend schwach wechselwirkend und hat eine Plasma-Hubble-Konstante  $H_{P1} = H_w = 1,44 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ .



## Microstructure de fluage dans l'aluminium monocristallin aux températures moyennes

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

(Institut de Génie atomique, EPFL, Av. de Cour 33, CH-1007 Lausanne)

Lors d'un essai de fluage, un matériau se fragmente en sous-grains bordés de réseaux périodiques de dislocations appelés sous-joints et la courbe  $\varepsilon = f(t)$  présente un stade dit 'stationnaire' où la vitesse de déformation est sensiblement constante. Afin d'élaborer un modèle de vitesse de déformation, il est important de connaître la nature de la sous-structure et d'apprécier son rôle au cours du fluage.

Pour cela nous avons utilisé des monocristaux d'aluminium d'orientations spécifiques, choisies pour favoriser la création de sous-joints de géométrie simple (deux vecteurs de Burgers) dont on caractérise ensuite la sous-structure par microscopie électronique à transmission.

## The effect of infrared laser light on the formation of SF<sub>6</sub> van der Waals clusters in a supersonic jet

R. RECHSTEINER, R. MONOT and L. WÖSTE

(Institut de Physique Expérimentale, Ecole Polytechnique de Lausanne, CH-1007 Lausanne)

J. M. ZELLWEGER and H. VAN DEN BERGH

(Institut de Chimie Physique, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, CH-1007 Lausanne)

*Abstract.* A molecular beam mass spectrometer has been constructed to study the formation of van der Waals clusters over a wide mass range. Using this apparatus we have detected (SF<sub>6</sub>)<sub>m</sub> with  $1 \leq m \leq 100$  in the adiabatic expansion of sulphur hexafluoride. By irradiating the SF<sub>6</sub> jet with a cw infrared laser beam in the *collisional* region of the expansion with power densities as low as  $\sim 100 \text{ W cm}^{-2}$ , cluster formation can be essentially completely inhibited due to a shift in the 'equilibrium'  $(\text{SF}_6)_m + \text{SF}_6 = (\text{SF}_6)_{m+1}$  towards the reactants, caused by the laser induced excitation of the SF<sub>6</sub> monomers. Irradiating the molecular beam downstream in the *collision free* region induces a smaller decrease in the cluster concentrations. The latter effect is interpreted as being due to single quantum infrared induced predissociation of the weakly bound van der Waals molecules. The power density and wavelength dependence of these effects are reported and discussed.

## Introduction

Condensation is quite a common phenomenon in nature. Still, the details of this fundamental process are not yet fully understood. In order to obtain better insight into the elementary processes involved in the onset of condensation we choose to study cluster formation in the adiabatic expansion of a gas. SF<sub>6</sub> is selected as a convenient model system because, among other reasons, it easily absorbs light from the CO<sub>2</sub> infrared laser which is used to probe the molecular beam. It is shown in this paper that light absorption by SF<sub>6</sub> molecules, or by SF<sub>6</sub> clusters, at different stages of the adiabatic expansion can lead to several quite

different effects which diminish the cluster concentrations. Measurements of these effects with a mass spectrometer allows for some detailed observations on the molecular dynamics of the expansion in the collisional region, as well as on the infrared spectroscopic properties of the van der Waals clusters themselves.

Infrared lasers have been used previously to excite molecular beams [1-8]. In the present paper we wish to concentrate on the low power cw experiments on small molecules where non linear infrared multiphoton absorption and dissociation effects do not play a significant role [9].

## Experimental

The apparatus is described in detail elsewhere [10]. Briefly, the molecular beam mass spectrometer consists of three main parts: The source, the laser, and the mass spectrometer. The source is a specially designed supersonic nozzle beam in which the gas can be heated (to 520 K) and cooled (to 100 K) prior to expansion. The nozzle is a 140  $\mu\text{m}$  diameter hole drilled in a 280  $\mu\text{m}$  thick foil. The skimmer is of conventional design 1 mm diameter at the top and its XYZ position can be controlled externally. The nozzle beam is mainly pumped cryogenically. Both the photon beam and the molecular beam can be chopped mechanically for lock-in detection. Several KCl windows and Molybdenum mirrors allow the laser beam to cross the molecular beam at right angles at different positions downstream from the nozzle. Irradiation along the axis of the molecular beam is also possible. The single focus magnetic deflection (60° sector) mass spectrometer is specially designed for high masses (up to 15000 amu).

## Results and discussion

Figure 1 shows a typical mass spectrum obtained in the adiabatic expansion of  $\text{SF}_6$ . The peaks correspond to  $(\text{SF}_6)_m \text{SF}_n^+$  with  $m$  up to about 40 and  $n$  ranging from 1 to 5. The observed intensity distribution must be taken to be approximate until the apparatus calibration procedure has been completed and the individual detection efficiencies of  $(\text{SF}_6)_m$  have been established. The peak at  $m = 13$  is always relatively large, possibly because  $(\text{SF}_6)_{13}$  is an exceptionally stable species [11]. Observation of  $(\text{SF}_6)_m$  with  $m$  as high as 100 is indicative of the large number of effective collisions that takes place in such expansions at the applied conditions.

Irradiation of the molecular beam with a  $\text{CO}_2$  laser beam at right angles between the nozzle and the skimmer causes a dramatic reduction of the cluster signals. Figure 2 shows the attenuation of the dimer signal as a function of the distance between the nozzle and the focal point of the laser beam for several laser intensities. In these experiments the laser beam is focussed down to a diameter of about 1 mm, and the irradiations are carried out at the 10P16 line near 10.55  $\mu\text{m}$ . The attenuation of the dimer signal induced by the laser beam is shown to be large in the first three mm downstream from the nozzle at the applied conditions. The reduction of this effect for distances less than 1.5 mm away from the nozzle is due to the fact that some of the laser power is scattered off the metal surrounding the nozzle and hence can not be absorbed by the molecular beam. The practically

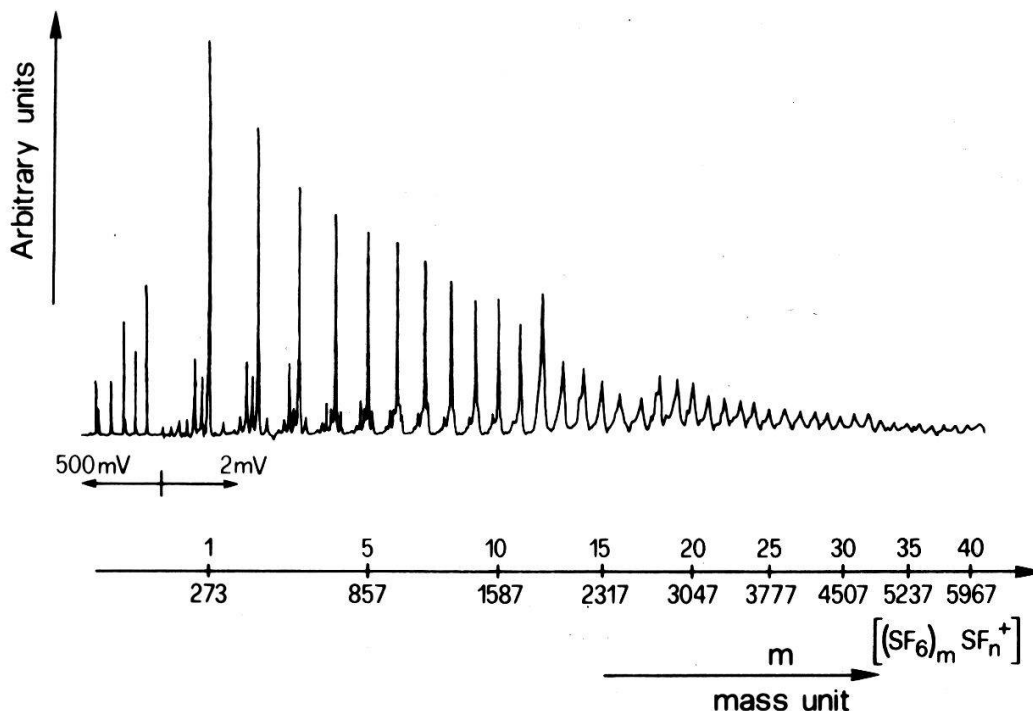


Figure 1

Mass spectrum of the clustered molecular beam produced in the adiabatic expansion of pure  $\text{SF}_6$ . The stagnation pressure is about 2.1 atm. The temperature of the gas prior to expansion is  $224 \pm 1$  K.

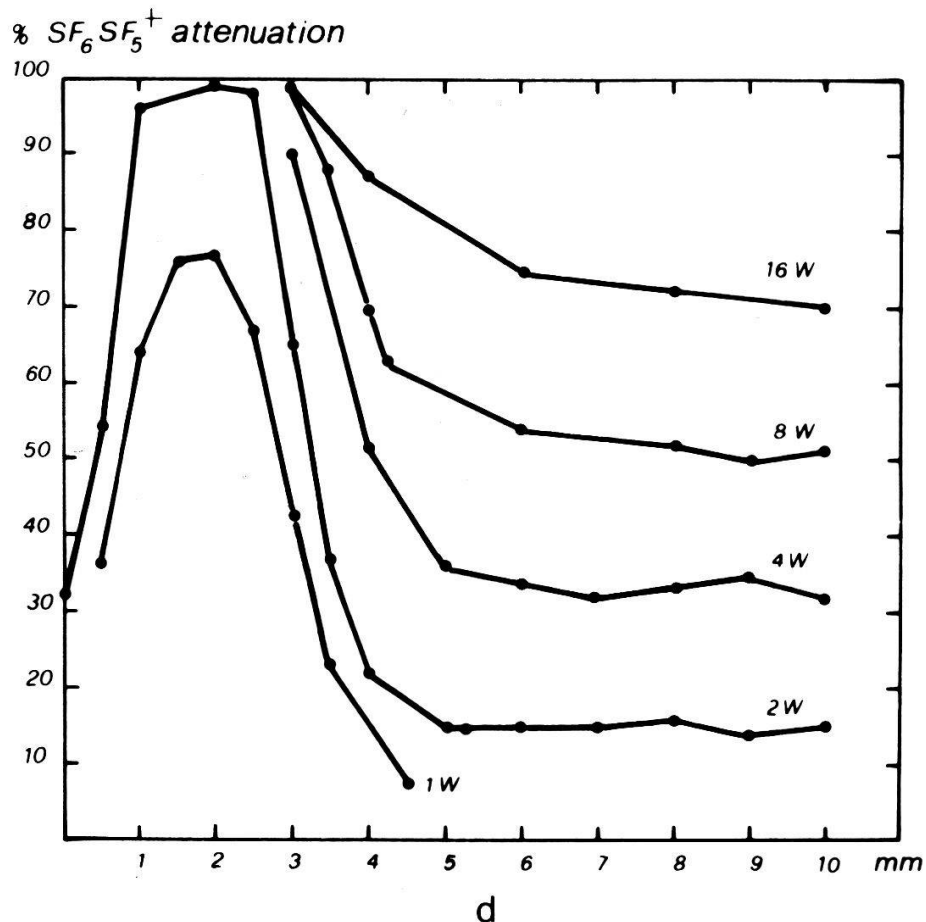


Figure 2

The  $\text{CO}_2$  laser induced attenuation of the  $\text{SF}_6$  dimer signal as a function of the distance between the laser beam focal point and the nozzle at different laser powers. Output at the 10P16 line near  $10.55 \mu\text{m}$ . Stagnation pressure and temperature as in Fig. 1.

complete inhibition of dimer signal induced by the laser close to the nozzle decreases further downstream and becomes constant (i.e. nearly independent of the position of crossing of the two beams) at distances in excess of 5 mm from the nozzle. The power dependences observed show strictly exponential behavior which is indicative of single photon absorption.

To interpret these findings, at least in a qualitative way, we might note that three regions may be distinguished in the adiabatic expansion. These regions do not have sharp boundaries in that certain phenomena which characterise one region may well extend somewhat into a neighbouring region. In the first region the SF<sub>6</sub> must cool down by collision induced energy transfer, but on the average the gas is still too 'hot' to form significant concentrations of van der Waals clusters in these collisions. In the second region the gas is now cold enough for cluster formation to take place according to



where  $M$  is a third body (in this case also SF<sub>6</sub>), and the asterisk indicates an excited species. Finally, in the third region no more collisions occur.

It is suggested here that the relatively efficient inhibition of cluster formation close to the nozzle is characteristic of regions I and II. The laser power is absorbed strongly by the  $\nu_3$  mode of the SF<sub>6</sub> monomers which are present in large excess, and to a lesser extent (in region II) by the clusters themselves. In region I the main effect will be to raise the effective temperature of the gas, as far as one can still talk about temperature under conditions where thermal equilibrium between the different degrees of freedom of the system may not be completely established. In region II stable clusters are formed by the reaction sequence (1, 2) given above in absence of the laser beam. When the laser is switched on we have



The  $(\text{SF}_6)_{m+1}^{**}$  contains nearly 1000 cm<sup>-1</sup> more internal energy than the  $(\text{SF}_6)_{m+1}^*$  formed from SF<sub>6</sub> ( $\nu_3 = 0$ ) [12]. The main effect of additional internal energy in the complex is to shorten its lifetime, which causes the dissociation of  $(\text{SF}_6)_{m+1}^{**}$  to prevail over stabilisation at a given pressure. This can drastically reduce the cluster concentrations in the beam. In our experiments both this effect and the more general heating effect described for region I are expected to play a role. Another mechanism that inhibits the formation of van der Waals molecules in region II is the decomposition of clusters following their excitation by vibrational energy transfer from SF<sub>6</sub>\* [2].

The weaker but still significant inhibition of cluster signal by the laser beam is taken to be due to the infrared photodissociation of the van der Waals molecules further downstream from the nozzle in the third, collision free, region. Such an effect can of course also take place in region II but is probably not a main contribution there. Equivalent relatively small region III effects due to the infrared induced predissociation of the SF<sub>6</sub> dimer have been observed by Geraedts and coworkers [8]. It should also be mentioned that the conversion of

the absorbed IR laser energy to translational energy in regions I and II, which causes a small decrease in particle intensity at the detector due to enhanced spreading of the beam in space, has been observed by Coulter and coworkers [5]. This effect is probably much smaller than the two effects discussed above.

Figure 3 shows the wavelength dependence of the laser induced inhibition of the dimer and heptamer signals measured in region III, i.e. here we observe the laser induced predissociation of the clusters in a collision free environment. The spectra are significantly broader than the spectrum of SF<sub>6</sub> measured under similar conditions [8]. It should be realized that these are composite spectra, i.e. the dimer spectrum consists of two effects: the decrease in dimer signal due to predissociation of the dimer itself, and an increase in dimer signal due to predissociation of larger clusters, mainly the trimer [13]. Such extremely large spectral width can possibly be envisaged if some homogeneous broadening occurs which must be related to the extremely short lifetime of the infrared excited clusters, probably in the order of 10<sup>-12</sup> s.

The wavelength dependence of the laser induced inhibition of cluster formation in region II shows significantly narrower spectra than those of Fig. 3, indicating that it is probably mainly SF<sub>6</sub> monomer which absorbs here.

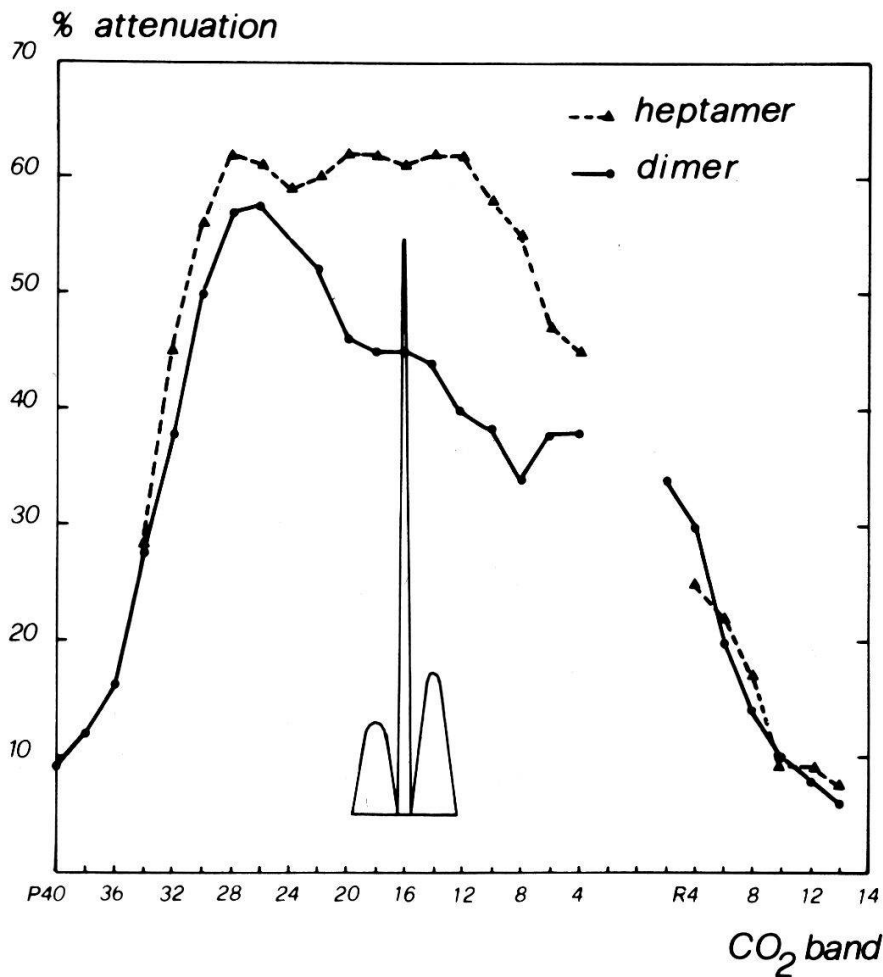


Figure 3

The CO<sub>2</sub> laser induced attenuation of the SF<sub>6</sub> dimer and heptamer signals as a function of the wavelength. The curves are normalised to the same laser power at each wavelength. These spectra were taken at 10 mm from the nozzle. Beam conditions as in Fig. 1. A spectrum of SF<sub>6</sub> measured under similar conditions has been added to show the difference in spectral broadness [8]. The CO<sub>2</sub> laser transitions indicated are for the 00<sup>0</sup>1 - 10<sup>0</sup> transition near 10.5 μm.



## Conclusion

Cluster formation could be essentially completely inhibited in the adiabatic expansion of SF<sub>6</sub> in a supersonic nozzle beam by irradiating the beam with about 100 W cm<sup>-2</sup> of CO<sub>2</sub> laser light near 10.6 μm in the collisional region just beyond the nozzle. Further downstream in the collision free region of the expansion laser induced predissociation of the van der Waals clusters was observed.

## Acknowledgement

The authors wish to thank Professors J. P. Borel and T. Gäumann for their encouragement and support, as well as the Fonds National Suisse and the Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne for financial support.

## REFERENCES

- [1] M. P. CASASA, D. S. BOMSE, J. L. BEAUCHAMP and K. C. JANDA, *J. Chem. Phys.* 72, 6805 (1980).
- [2] T. ELLENBROEK, J. P. TOENNIES and M. WILDE, *J. Chem. Phys.*, in press.
- [3] M. HOFBAUER, W. R. GENTRY and C. F. GIESE, in *Laser Induced Processes in Molecules*, eds. K. L. KOMPA and S. D. SMITH (Springer, Berlin, 1979).
- [4] Y. T. LEE and Y. R. SHEN, *Physics Today* 33, 11. 52 (1980).
- [5] D. R. COULTER, F. R. GRABINER, L. M. CASSON, G. W. FLYNN and R. B. BERNSTEIN, *J. Chem. Phys.* 73, 281 (1980).
- [6] T. E. GOUGH, R. E. MILLER and G. SCOLES, *J. Chem. Phys.* 69, 1588 (1978).
- [7] L. S. BARTELL, S. R. GOATES and M. A. KACNER, *Chem. Phys. Lett.* 76, 245 (1980).
- [8] J. GERAEDTS, S. SETIADI, S. STOLTE and J. REUSS, *Chem. Phys. Lett.* 78, 277 (1981).
- [9] R. DUPERREX and H. van den BERGH, *Chem. Phys.* 40, 275 (1979).
- [10] R. RECHSTEINER, R. MONOT and L. WÖSTE, *J. Sci. Instrum.*, to be published.
- [11] J. P. FARGES, *J. de Phys. C2*, 47 (1977).
- [12] J. O. HIRSCHFELDER, C. F. CURTISS and R. B. BIRD, *Molecular Theory of Gases and Liquids* (John Wiley, New York, 1954).
- [13] A. J. STACE and A. K. SHUKLA, *Int. J. Mass. Spectrom. Ion. Phys.* 36, 119 (1980).

## Mesures piézoélectriques automatiques par la méthode du cercle d'admittance

J.-P. RIVERA

(Département de Chimie minérale, analytique et appliquée, Université de Genève, 30, quai E. Ansermet, CH-1211 Genève 4)

Certains cristaux, par exemple des boracites Ni-I, présentent, en fonction de la température, de fortes variations du facteur de surtension  $Q$ ; l'étude de nombreux cristaux devient, de ce fait, assez laborieuse.

L'utilisation d'un impédancemètre, ou d'un 'gain phase meter', relié à un synthétiseur de fréquence ainsi qu'à un calculateur de table, permet d'obtenir automatiquement, à partir du cercle d'admittance, les paramètres du circuit série équivalent, à savoir  $f_s$ ,  $R$ ,  $L$ ,  $C$ ,  $Q$  et  $1/Q$ . A la fin des mesures, ces paramètres sont tracés automatiquement en fonction de la température.

Une description plus détaillée sera soumise à 'Ferroelectrics' dans le cadre d'un numéro spécial consacré à la piézoélectricité.

### **Croissance épitaxiale en phase vapeur de (Ru - Ir)O<sub>2</sub> sur TiO<sub>2</sub>**

CLAUDE GEORG, PAUL TRIGGS et FRANCIS LÉVY

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPFL, Av. Ruchonnet 2,  
CH-1003 Lausanne)

Des couches et des cristaux d'oxydes mixtes (Ru<sub>1-x</sub>Ir<sub>x</sub>)O<sub>2</sub> de différentes concentrations ont été préparés épitaxialement sur TiO<sub>2</sub> par une méthode de transport chimique en phase gazeuse. Ce type de croissance s'effectue en plaçant des substrats de différentes orientations dans la zone de condensation d'un réacteur ouvert à flux continu et à haute température (1200°C). Les résultats les plus favorables ont été obtenus sur les faces (110). Par diffraction de rayons-x on a montré que les cristaux croissent épitaxialement avec, comme direction de croissance rapide, l'axe c. Les oxydes RuO<sub>2</sub> et IrO<sub>2</sub> ont la même structure que le rutile. Ils forment des solutions solides pour toute concentration. Leur conductivité est typiquement métallique. Le profil de l'interface métal-semiconducteur a été étudié par des analyses Auger.

### **Tunnelling recombination emission in X-ray irradiated CsI:Na crystals via self-trapped exciton state**

K. IMANAKA, A.-H. KAYAL, A. MEZGER and J. ROSSEL

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

Tunnelling recombination luminescence (420 nm) between  $V_K$  and  $Na^0$  centers in X-irradiated CsI:Na crystal is investigated by measuring the magnetic circular polarization (MCP), the intensity change due to magnetic fields ( $\Delta I/I$ ), the ESR by monitoring MCP and or  $\Delta I/I$  with Q-band  $\mu$ -wave, and the linear polarization of 420 nm emission. These results are well explained in the framework of self-trapped exciton (STE) scheme. Here a difference between the UV light excitation case and the present case with tunnelling is that populations of each level in STE states are determined by thermal equilibrium values of  $V_K$  and  $Na^0$  centers prior to the tunnelling. The informations on these two paramagnetic centers can therefore be included in the ESR signal of 420 nm emission. Details of these experimental results and a model are discussed.

### **Mesures des temps de déclin de l'émission à 420 nm du CsI:Na<sup>+</sup> irradié aux RX**

A.-H. KAYAL, A. MEZGER, K. IMANAKA et J. ROSSEL

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

L'irradiation ionisante du CsI:Na<sup>+</sup> à  $T < 40 K$  crée des centres  $V_K$  stables, les électrons étant piégés par  $Na^+$ . La recombinaison par effet tunnel des paires  $V_K$ -[Na<sup>+</sup>+e<sup>-</sup>] donne lieu à une phosphorescence (~420 nm).

L'émission à 420 nm peut aussi être stimulée par excitation du cristal dans la bande d'absorption IR du  $[\text{Na}^+ + \text{e}^-]$ . La technique utilisée pour mesurer les temps de déclin de cette émission par stimulation IR permet d'éliminer les effets de la phosphorescence. A basse concentration en  $[\text{Na}^+ + \text{e}^-]$ , les résultats sont similaires à ceux obtenus dans le cas de l'exciton autopiégé perturbé par  $\text{Na}^+$  et créé par irradiation UV dans la bande excitonique; ceci suggère la similitude des états émetteurs dans les deux cas. A haute concentration un 'plateau' apparaît; il est probablement dû à l'effect tunnel comme c'est le cas dans  $\text{KCl}:\text{Ag}^0$  [1].

## REFERENCE

[1] N. ITOH et al., Abs. Int. Conf. on Defects in Insulating Crystals, Gatlinburg, U.S.A., 1977.

**Volume change and internal strain in the dilute solid solution  
*Al*-Ga studied by coherent diffuse neutron scattering**

W. SCHWEIKA and K. WERNER

(Kernforschungsanlage Jülich, D-5170 Jülich)

and G. SOLT

(University of Lausanne, CH-1015 Lausanne)

The change in average lattice spacing and the non-homogeneous strain around the solute Ga atoms have been measured by coherent elastic neutron scattering in single crystal *Al*-Ga; the lattice constant is independently determined also by X-rays. To explain the results the lattice statics method is used, with microscopic parameters calculated by the electron liquid - pseudopotential theory. In contrast to the heterovalent *Al*-Li alloy [1], the presence of  $\text{Ga}^{3+}$  ions in the Al host is a relatively weak perturbation, leading to a strain which is nearly that predicted by continuum elasticity theory, though with a relative volume change much smaller than that expected by Vegard's law. The agreement with the 'ab initio' theoretical calculation is reasonable, the role of non-linear screening in determining the impurity (displacing) forces is discussed.

## REFERENCE

[1] G. SOLT and K. WERNER, Phys. Rev. B 23 (under press).

## Angewandte Physik und andere Domänen

### Dynamik der Laser/Plasma-Wechselwirkung

P. SCHWARZENBACH, J. BALMER and P. LÄDRACH  
(Institut für Angewandte Physik der Universität Bern,  
Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern)

In Abhängigkeit der Polarisation ( $s, p$ ) des einfallenden Laserlichts wurden Messungen der 2. Harmonischen-Emission des Plasmas getrennt nach den beiden Polarisationsrichtungen vorgenommen. Es zeigt sich, dass die Emission bei der doppelten Frequenz trotz hohem Polarisationsgrad ( $P \geq 98\%$ ) des einfallenden Lichtes bedeutende Anteile der um  $90^\circ$  gedrehten Polarisation enthält. Messungen der Skaierungsgesetze der jeweiligen Intensitäten ergeben zudem eine Abweichung von einem einfachen Potenzgesetz im Bereiche oberhalb  $10^{13} \text{W/cm}^2$ . Unter Berücksichtigung der zeitlichen Entwicklung der Resonanz-Funktion lässt sich dieser Effekt zumindest qualitativ erklären.

### Fluorescence measurements on radicals in a laser induced plasma in methane

H. P. GRAF and F. K. KNEUBÜHL  
(ETH Zürich, Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

The decomposition of hydrocarbons in a pulsed-laser induced plasma has been studied by a number of scientists [1]–[3]. The products formed by this process are mainly acetylene and hydrogen. Reaction mechanisms have been proposed [2], yet no time resolved measurements of the reaction kinetics have

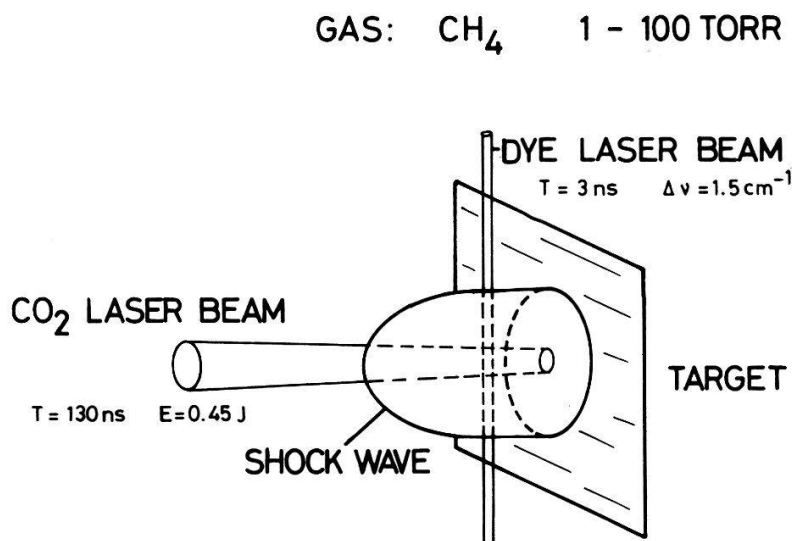


Figure 1  
Schematic view of the laser induced blast wave.

been reported. Such measurements are complicated because the reactions take place under non-equilibrium inhomogeneous conditions. Under these circumstances only the measurement of the densities of specific species allow an insight in the reaction process. With the aid of laser-induced fluorescence we succeeded in measuring temporally and spatially resolved distributions of the  $C_2 |^3\pi_u|$ ,  $C_2 |^1\pi_u|$ ,  $CH |^2\pi_r|$  and  $C_3 |^1\Sigma_g|$  radicals after a dielectric breakdown induced by a TEA-CO<sub>2</sub> laser in methane.

A schematic view of a part of the experimental set up is shown in Fig. 1. The CO<sub>2</sub> laser beam is focused onto a solid target which is positioned in a reaction cell filled with methane. The target is used to trigger the dielectric breakdown at a well defined position. A shock wave is formed by the breakdown which expands with supersonic speed into the surrounding gas. The beam from a nitrogen laser pumped dye laser excites the specific radical under study and the resulting fluorescence signal is collected at right angles to both laser beams. Any point in the gas cell can be probed in this way at any time delay after the CO<sub>2</sub> laser pulse. The fluorescence signals are analyzed according to the theory presented by Stepowski and Cottureau [4].

An example of the distributions of the  $C_2 |^3\pi_u|$  radicals is shown in Fig. 2.

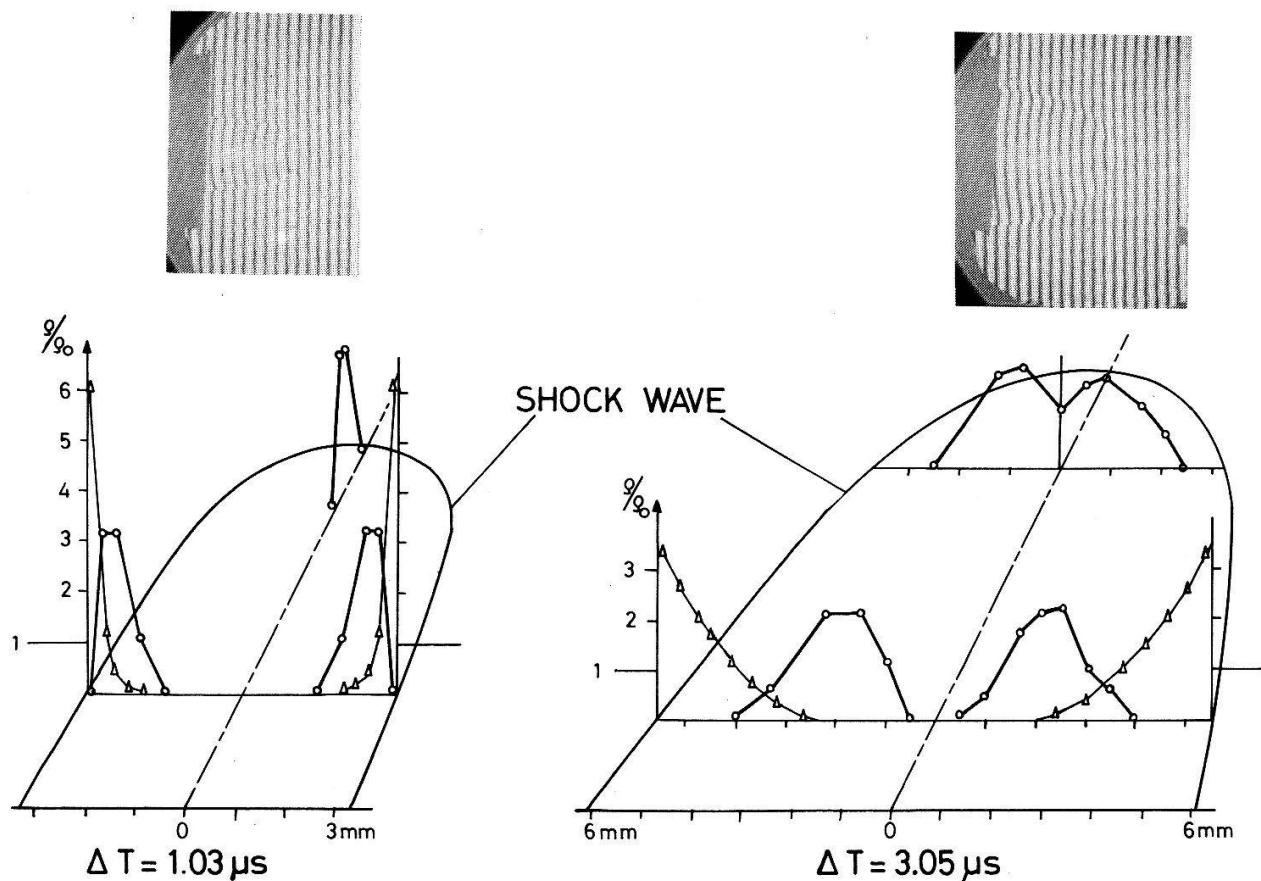


Figure 2

The distribution of the  $C_2 |^3\pi_u|$ :  $\Delta T$  is the time delay after the start of the CO<sub>2</sub> laser pulse.  $\Delta$ - $\Delta$  show the density profile as measured from Mach-Zender interferograms. o-o give the intensity of the fluorescence signal of the  $C_2 |^3\pi_u|$ . The photographs are interferometric pictures of the laser induced blast wave taken at the corresponding time delays. The pressure of the methane in the cell is 30 torr. The fluorescence intensity is given in arbitrary units.



Density profiles measured by Mach-Zehnder interferometry are shown for comparison. Formation of the  $C_2$  radicals takes place within the first few hundred ns after the  $CO_2$  laser pulse. Up to delays of about  $1.5 \mu s$  after the  $CO_2$  laser pulse, the  $C_2$  are concentrated closely behind the shock wave. At later times the hydrodynamic flow towards the center of the shock wave distributes the  $C_2$  over the central area. The density of the  $CH$  [ $^2\pi_r$ ] radicals shows an almost identical temporal development. The  $C_3$  [ $^1\Sigma_g$ ] are detected for time delays greater than  $2.5 \mu s$ . They appear at positions where the  $C_2$  and  $CH$  concentrations have their maxima at that time. Obviously the  $C_3$  are a reaction product of one or both of the two-atomic radicals. The similar distributions of the  $C_2$  and  $CH$  radicals allow the conclusion that both are formed mainly by atomic recombination after the end of the  $CO_2$  laser pulse. The distribution of the end products can then be explained by subsequent reactions of these two radicals.

We wish to thank Dr. T. Bischofberger and Dr. M. Sigrist for advice. This work was supported by the GRD of the EMD and by the ETH Zürich.

#### REFERENCES

- [1] L. M. EPSTEIN and K. H. SUN, *Nature* 211 (1966) 1173.
- [2] R. T. MEYER, A. W. LYNCH and J. M. FREESE, *J. Phys. Chem.* 77 (1973) 1083.
- [3] H. P. GRAF, M. W. SIGRIST and F. K. KNEUBÜHL, *Helv. Phys. Acta* 52 (1979) 56.
- [4] D. STEPOWSKI and M. J. COTTEREAU, *Appl. Opt.* 18 (1979) 354.

### **Calcul de la configuration magnétique d'une colonne de plasma hélicoïdale**

S. SEMENZATO, R. GRUBER et F. TROYON

(Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Ecole Polytechnique  
Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne)

L'équilibre d'une colonne de plasma plongée dans un champ magnétique et enroulée en une hélice, est décrit par une équation elliptique. Cette équation, généralement non linéaire, est résolue par une méthode d'approximations successives combinée à une solution directe par inversion. Comme application, nous présentons l'exemple d'une famille d'équilibres générée à partir du cas cylindrique froid en changeant adiabatiquement le pas de l'hélice.

### **Korrelationsmessungen im stark inhomogenen RF-Plasma<sup>1)</sup>**

E. EGGER, B. G. VAUCHER, Ch. RITZ und B. HOEGGER

(Physikalisches Institut, Universität Fribourg, CH-1700 Fribourg)

Zur Untersuchung der Fluktuationen und deren Einfluss auf die Dissipation von Wellen im stark inhomogenen Plasma wurden mit verschiebbaren Sonden,

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

schnellem Transientenspeicher (Biomation 8100) und Kleinrechner (PDP 11/34A) die Dichteschwankungen aufgezeichnet und analysiert.

Aus der spektralen Leistungsdichte und dem Kreuzleistungsspektrum können Amplitude, Frequenz und Wellenlänge sowie die Kohärenz bestimmt werden [1]. Driftwellen und Turbulenz konnten nachgewiesen, die auftretenden Moden identifiziert werden.

#### LITERATUR

- [1] D. E. SMITH, E. J. POWERS and G. S. CALDWELL, IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. PS-2, 261, (1974).

### **Driftwelleninduzierte Turbulenzen im stark inhomogenen RF-Plasma<sup>1)</sup>**

E. EGGER, B. HOEGGER, CH. RITZ, H. SCHNEIDER und B. G. VAUCHER  
(Physikalisches Institut, Universität Fribourg, CH-1700 Fribourg)

RF-produzierte Plasmen zeichnen sich durch starke Dichtegradienten aus. Im Bereich der Gradienten treten Dichtefluktuationen grosser Amplitude auf (in unserem Experiment im Frequenzbereich zwischen 2 und 100 kHz). Im breiten turbulenten Spektrum erscheinen 'Peaks', die als diamagnetische Driftwellen identifiziert werden konnten. Wie gezeigt wurde [1], entwickelt sich das turbulente Spektrum durch nichtlineare Wellenkopplung aus den kohärenten Driftwellen. Die Experimente wurden mit Argon durchgeführt, bei einem Neutralgasdruck von  $p_0 = 2.5 \cdot 10^{-4}$  Torr, einer mittleren Dichte  $\langle n_e \rangle = 1.2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , einer über den Radius konstanten Elektronentemperatur von  $T_e \approx 2.5 \text{ eV}$  und einem Magnetfeld von  $B_0 = 2 \text{ kG}$ .

#### REFERENCE

- [1] Y. C. KIM, J. M. BEALL, E. J. POWERS, Phys. Fluids 23, 258 (1980).

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

### **Divergierender und konvergierender Resonanzkegel im inhomogenen Plasma<sup>1)</sup>**

B. HOEGGER, G. KÜHNE und S. NOWAK  
(Physikalisches Institut, Universität Fribourg, CH-1700 Fribourg)

Die verschiedenen Resonanzkegelarten können beobachtet werden, wenn mit geeigneten Antennenstrukturen (kurzer elektrischer Dipol oder Doppelringstruktur) Elektronenplasmawellen angeregt werden. In unserem Experiment am inhomogenen, magnetisierten Plasma konnten wir den divergierenden und den

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

konvergierenden Resonanzkegel klar unterscheiden. Einflüsse des warmen Plasmas, welche in der Form von Interferenzstrukturen auftreten, konnten aufgezeigt werden. Resultate werden präsentiert und diskutiert.

### **Ponderomotive effect of an ion cyclotron wave in a two-ion species plasma**

E. S. WEIBEL and M. C. FESTEUAU-BARRIOZ

(Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne)

A left circularly polarized wave exerts on the charged particles a ponderomotive force, the sign of which depends on the difference  $\omega - \Omega$ , where  $\Omega$  is the ion cyclotron frequency. If, for a two-ion species plasma, we choose  $\omega$  to lie between the ion cyclotron frequencies, the ponderomotive force tends to separate the two species. Self-consistent solutions of the non-linear wave equation for a plasma bounded by a cylindrical conducting shell are obtained numerically.

### **Anomalous skin effect in magnetized bounded plasmas<sup>1)</sup>**

YU. S. SAYASOV

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

An analytical theory of the *rf*-field penetration into a warm homogeneous magnetized plasma slab or plasma cylinder, with the electron reflecting boundaries is developed. An application of the method described in detail in (Yu. S. Sayasov, HPA 52 (1979), 288) allows to find in these cases simple solutions of the Boltzmann equation coupled to Maxwell equations, which describe satisfactorily experimental results obtained for magnetized cylindrical plasmas (B. Joye, H. Schneider, HPA 51 (1978), 804). A possibility of existence of the Azbel - Kaner electron-resonance in this model is discussed.

---

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

### **On the anomalously low magneto-acoustic resonances (MAR) observed in the low density cylindrical plasmas<sup>1)</sup>**

YU. S. SAYASOV

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

A general expression for the *rf*-conductivity tensor for magnetized plasmas with small-scale density fluctuations is derived. It is shown, that the presence of

---

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

such fluctuations can lead to a strong reduction of the transverse *rf*-conductivity and, as a consequence, to a strong damping of the *EM*-waves propagating across the magnetic field. An application of this tensor for calculation of MAR in cylindrical, radially inhomogeneous plasmas leads to a reduction of the height of the MAR by a factor of ten (as compared with that following from the cold-plasma theory for the quiescent plasmas) in agreement with experimental results (see e.g. H. Schneider et al. HPA 53 (1980), 40).

### **Diagnostik des Heliumsilanentladungsplasmas**

P. KOCIAN, J. M. MAYOR, S. BOURQUARD und E. MERK  
(Laboratoire de physique appliquée EPF Lausanne,  
CH-1006 Lausanne)

Diagnostik des Silanplasmas spielt eine wichtige Rolle im Prozess der Abscheidung von Amorphsiliziumschichten. Wegen der Verschmutzung der Sonden und wegen der Instabilität der Radikale, welche im Plasma gebildet werden, ist die Untersuchung des Silanplasmas sehr schwierig und oft muss man mehrere Methoden benützen, um die glaubwürdigen Resultate zu bekommen. Wir haben unsere Untersuchungen in der Mischung von 95% von Helium und 5% von Silan ( $\text{SiH}_4$ ) im Druckgebiet 0.05–1 Torr und bei den Entladungsströmen 10–50 mA durchgeführt. Wir haben drei Methoden, nämlich Massespektrometrie, optische Spektrometrie und Sonden benutzt, um die Zusammensetzung der Entladungsatmosphäre zu analysieren. Die Messresultate zeigen einen grossen Einfluss des Druckes an die Konzentration der Radikale  $\text{SiH}_x$  ( $x = 1, 2, 3$ ), welche die Eigenschaften der abgeschiedenen  $\alpha$ -Si Schichten beeinflussen.

Die Forschung ist vom NEFF unterstützt.

### **Effizienter Thallium-Resonanzlinien-Gaslasers**

P. BURKHARD und W. LÜTHY  
(Institut für Angewandte Physik der Universität Bern,  
Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern)

Laseremission von photodissoziierten Fragmenten einfacher Moleküle kann bei gut abgestimmter Pump- und Absorptions-bande mit hohem Wirkungsgrad erzeugt werden. Thalliumjodid wurde mit ArF-Exciplex-Laserlicht mit einer Wellenlänge von 193 nm dissoziiert und angeregt. Dabei wurden Wirkungsgrade von  $>10\%$  erreicht. Die für eine Charakterisierung des Lasers wesentlichen Grössen wie Pulsdauer, Zeitverlauf der Verstärkung, Resonatorkonfiguration und Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission bei 535 nm und 378 nm werden diskutiert.

### Superfluoreszenz bei 535 nm durch Zwei-Photonen-Dissoziation von Thalliumbromid

W. LÜTHY und P. BURKHARD

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

Es ist gelungen, Superfluoreszenz auf dem  $7^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$  Uebergang vom Resonanz- zum metastabilen Niveau im Thalliumatom anzuregen. Die optimale Anregungswellenlänge für die Photodissoziation von Thalliumbromid wurde zu  $\leq 178$  nm abgeschätzt. Das Pumpen bei dieser Wellenlänge konnte angenähert durch Zwei-Photonen-Absorption im Strahl eines  $N_2$  Lasers bei 337 nm Wellenlänge realisiert werden.

### Intensity of hot spots in multimode laser beams

D. RYTER

(Institut für Physik, Universität Basel, CH-4056 Basel)

M. VON ALLMEN

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

The conditions for occurrence of local intensity maxima (hot spots) due to interference of several resonator modes are examined. Simple expressions for upper bounds of the intensity and probability of hot spots are derived.

### Dispersion relations of distributed feedback lasers with strong modulations

S. GNEPF, H. P. PREISWERK and F. K. KNEUBÜHL

(ETH Zürich, Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

DFB (*distributed feedback*) lasers do not use conventional resonator mirrors, but provide feedback via backward Bragg scattering from periodic modulations of refractive index and/or gain of the laser medium itself. An important feature is the high spectral selectivity which originates in the Bragg effect and allows selection of longitudinal modes [1]. Hitherto, DFB theories were restricted to small modulations [2, 3]. Here, the effects of strong modulations are investigated with the aid of a complex Hill equation which can be solved analytically. For this purpose we consider the wave equation

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + K^2(z) \cdot E = 0 \quad (1)$$

of the electric field  $E$ , with

$$K(z) = \frac{\omega}{c} \cdot n(z) + i \cdot \alpha(z) \quad (2)$$



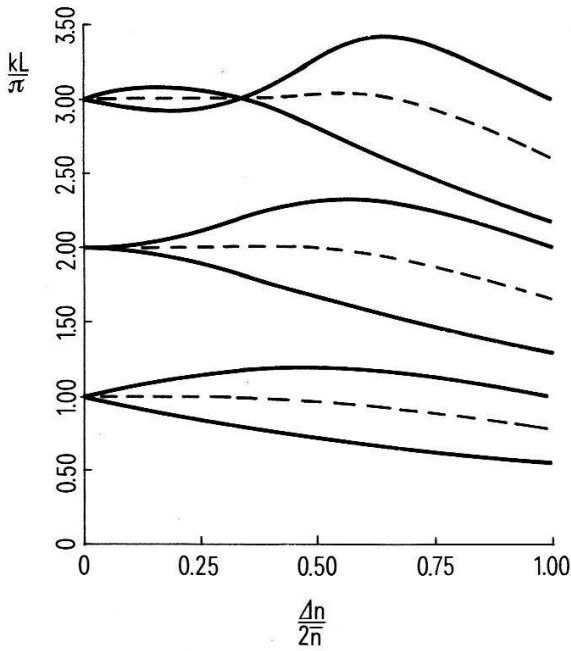


Figure 1  
Bandgap edges and strongest damping in the first three Bragg regions for increasing index modulation  $\Delta n/2\bar{n}$ .

where the effective index  $n(z)$  and gain  $\alpha(z)$  are assumed to be periodic in  $z$  with period  $L$  and independent of angular frequency  $\omega$ . Eq. (1) represents a complex Hill equation [4]. Unfortunately, little is known about Hill equations with complex potential  $K^2(z)$  [5].

Insight into the dispersion relations of DFB structures with strong modulations can be gained by considering the case of a medium with piecewise constant

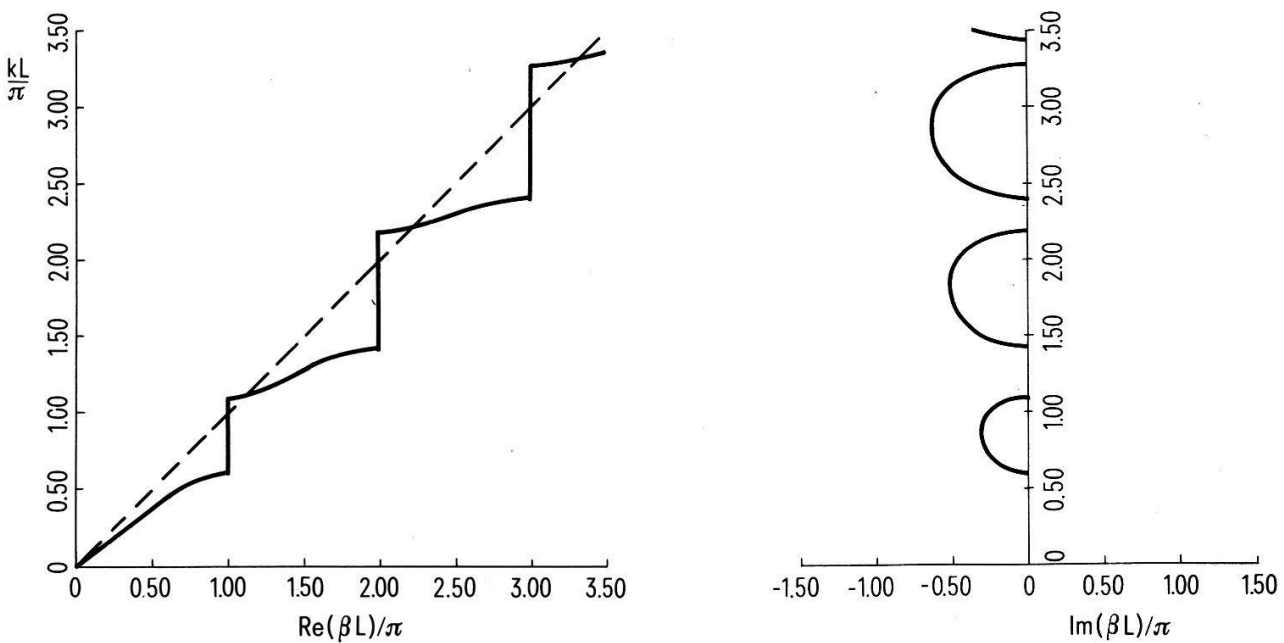


Figure 2  
Dispersion relation for strong index modulation  $\Delta n/2\bar{n} = 0.8$  and no gain  $\alpha$ .

values of index and gain. For the general case of  $M$  intervals, length  $\Delta z_i$ , with

$$K(z) = K_i = \frac{\omega}{c} \cdot n_i + i \cdot \alpha_i, \quad i = 1, \dots, M$$

$$L = \sum_{i=1}^M \Delta z_i$$
(3)

By using the continuity of the solution and its first derivative at the ends of the intervals and the unity of the Wronskian of (1), we find the propagation constant  $\beta$  as a function of angular frequency  $\omega$ :

$$\cos(\beta L) = \frac{1}{2} \text{Trace} \left\{ \prod_{i=1}^M \begin{pmatrix} \cos(K_i \Delta z_i) & \frac{-1}{K_i} \sin(K_i \Delta z_i) \\ K_i \sin(K_i \Delta z_i) & \cos(K_i \Delta z_i) \end{pmatrix} \right\}$$
(4)

As an example we consider the case of only two intervals  $\Delta z_1 = \Delta z_2 = L/2$  and define

$$n_1 = \bar{n} + \frac{\Delta n}{2}, \quad \alpha_1 = \alpha + \frac{\Delta \alpha}{2},$$

$$k = \frac{\omega}{c} \cdot \bar{n}$$
(5)

$$n_2 = \bar{n} - \frac{\Delta n}{2}, \quad \alpha_2 = \alpha - \frac{\Delta \alpha}{2},$$

The effect of strong modulations can be illustrated by letting  $\alpha = \Delta \alpha = 0$  (index modulation without gain). This corresponds to the one-dimensional Schrödinger equation well known in solid state physics, although our parameter  $k$  appears in

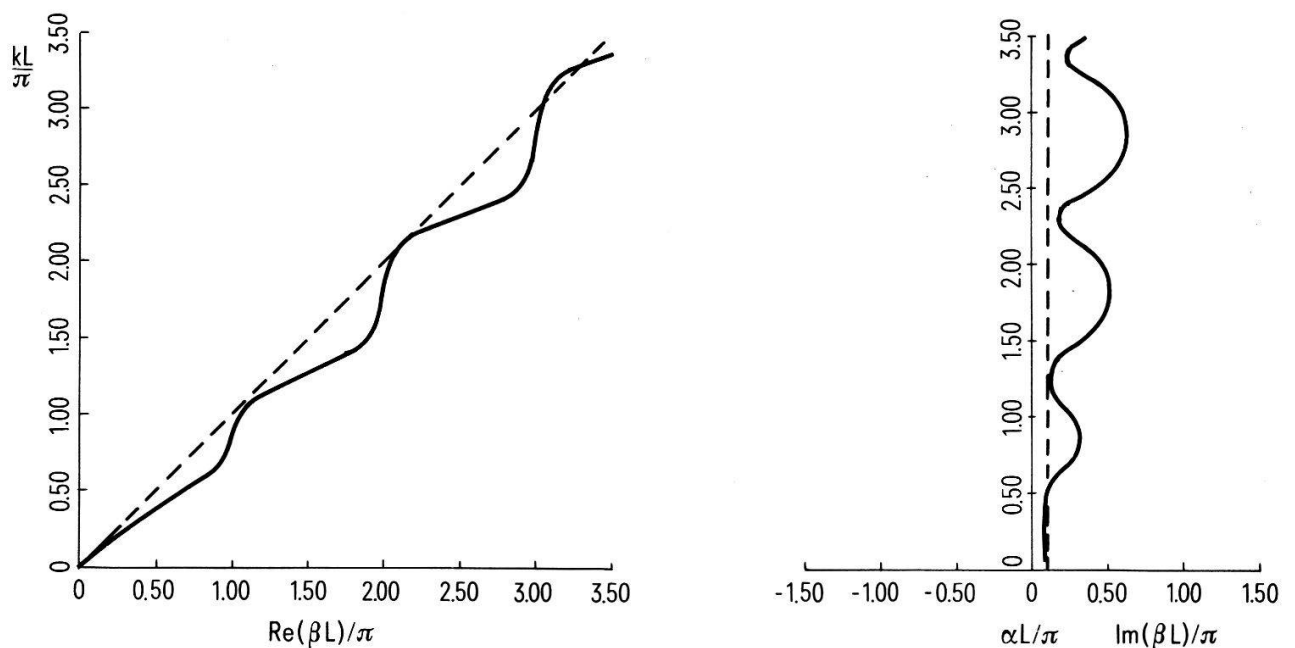


Figure 3  
Dispersion relation for strong index modulation  $\Delta n/2\bar{n} = 0.8$  and weak gain  $\alpha L/\pi = 0.1$ .

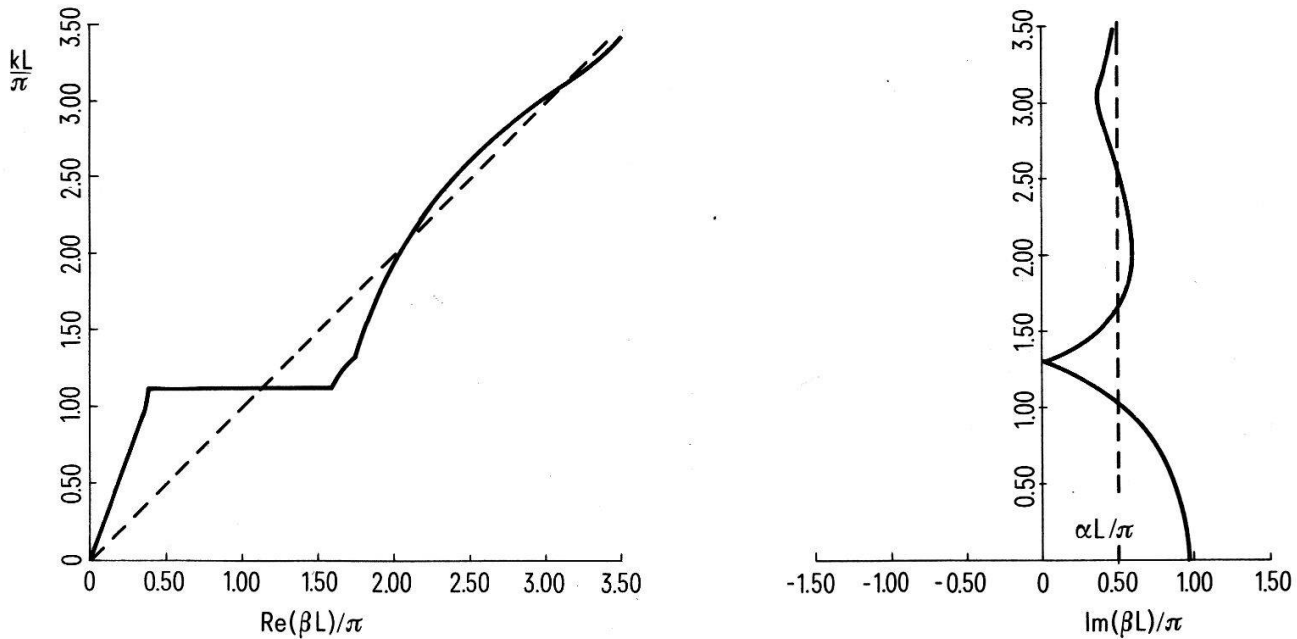


Figure 4  
Dispersion relation for strong gain  $\alpha L/\pi = 0.5$  and strong gain modulation  $\Delta\alpha L/\pi = 1.75$ .

another form than the energy. Fig. 1 shows the positions of bandgap edges and strongest attenuation for the first three Bragg regions as a function of  $\Delta n/2\bar{n}$ . For small modulation the bandgap edges diverge linearly around the odd and quadratically around the even Bragg frequencies, the latter due to vanishing of the even harmonic coefficients of our potential. For strong modulations a general shift to lower frequencies is found in all Bragg orders. Fig. 2 shows an example of this effect.

The influence of a small constant gain  $\alpha$  additional to strong index modulation is shown in Fig. 3. Similar phenomena are observed for pure gain modulation (Fig. 4): Almost identical effects are found in the even and odd Bragg regions. In the first Bragg region inverted bandgap and minimum are shifted considerably.

In short, strong modulation tends to shift regions of maximum DFB effects away from the proper Bragg resonances, while the shape of the dispersion relations corresponds more or less to weak modulation.

This study is supported by the GRD of the EMD and the ETH Zürich.

#### REFERENCES

- [1] F. K. KNEUBÜHL and E. AFFOLTER, in *Infrared and Millimeter Waves*, Vol. VI, ed. K. J. Button, Academic Press Inc., N.Y.
- [2] H. KOGELNIK and C. V. SHANK, *J. Appl. Phys.* 43, 2327–2335 (1972).
- [3] S. WANG, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-10, 413–427 (1974).
- [4] W. MAGNUS and S. WINKLER, *Hill's Equation*, John Wiley & Sons, Inc., N.Y. (1966); H. P. MCKEAN and E. TRUBOWITZ, *Comm. Pure Appl. Math.* 29, 143–226 (1976).
- [5] N. N. MEIMAN, *J. Math. Phys.* 18, 834–848 (1977).

## Distributed Feedback Gas Laser

H. P. PREISWERK, Z. ROZKWITALSKI, S. GNEPF  
O. HÜSSER, R. TÖLLE und F. K. KNEUBÜHL  
(ETH Zürich, Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

Nachdem Distributed Feedback (DFB) bereits 1971 durch Kogelnik und Shank im Farbstofflaser [1] und 1973 durch Nakamura et al. im Halbleiterlaser [2] erreicht wurde, gelang es 1979 Affolter und Kneubühl erstmals DFB im Gaslaser erfolgreich anzuwenden [3, 4]. Dies betraf einen optisch gepumpten Methylfluorid ( $\text{CH}_3\text{F}$ ) Laser mit periodischer Wellenleiterstruktur. Für die Periode dieser Struktur wurde – gemäss der Bragg'schen Bedingung – die halbe Wellenlänge des dominanten Laserüberganges von  $\text{CH}_3\text{F}$ , nämlich  $L = 248 \mu\text{m}$  gewählt. Die Experimente haben gezeigt, dass die Theorie gekoppelter Wellen eine Beschreibung dieses Wellenleiter-DFB-Lasers ermöglicht. Durch Einführen von  $M$ , der Zahl der Perioden auf der gesamten Länge  $R$  des Wellenleiters, gelangt man zur DFB-Laser-Resonanz-Bedingung

$$R = M \cdot L = \frac{1}{2}\lambda_g(M + q + \frac{1}{2}); \quad M, q \text{ ganzzahlig} \quad (1)$$

$\lambda_g$  bedeutet die Wellenlänge im Wellenleiter und  $q$  ist der Index der longitudinalen DFB Moden. Dieser Index  $q$  ist für die Selektion unter den longitudinalen Moden massgebend. Im Gegensatz zu einem Fabry-Perot-Resonator haben in einem DFB-Resonator die Moden mit dem kleinsten Wert von  $|q|$  die geringste Schwelle. Die Wellenlänge  $\lambda_g$  im Wellenleiter wird durch folgende Gleichung definiert:

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2 + \left(\frac{2\pi}{\lambda_g}\right)^2 \quad (2)$$

$\lambda$  bezeichnet die Wellenlänge des Laserüberganges im freien Raum,  $a$  und  $d$  sind die Abmessungen des Wellenleiters und  $m$  und  $n$  die entsprechenden Indices der transversalen Moden.

Aus Gl. (2) wird nun offensichtlich, dass für Wellenleiterdimensionen in der Grössenordnung der Wellenlänge die Resonanzbedingung (1) nicht durch eine Periode  $L = \lambda/2$  für den optimalen Mode  $q = 0$  ( $M \gg 1$ ) zu erfüllen ist. Vielmehr ist eine Anpassung durch  $q \neq 0$  zu erwarten, was einer Erhöhung der Schwelle gleichkommt. Dieser Tatsache entsprechend wurde deshalb eine Struktur hergestellt, die bei den praktisch realisierbaren Wellenleiterhöhen  $d$  zu einem Wert von  $q$  um null herum führt. Für die Periode ergab sich  $L = 250 \mu\text{m}$ . Dadurch sollte eine geringere Schwelle für die longitudinalen Moden resultieren.

Der Distributed Feedback Gas Laser besteht aus einem rechteckigen metallischen Wellenleiter, dessen eine Seite die periodische Struktur trägt. Die Breite  $a$  beträgt 40 mm und die Höhe  $d$  ist von 0 bis 20 mm zu variieren. Der Wellenleiter hat eine Gesamtlänge von 32 cm. Die Struktur weist eine Periode  $L$  von  $248 \mu\text{m}$  bzw.  $250 \mu\text{m}$  und eine Tiefe von  $124 \mu\text{m}$  auf. Durch Erwärmen des Wellenleiters kann zudem die Periode der Struktur um maximal 2% gedehnt werden. Das aktive Medium ist Methylfluorid ( $\text{CH}_3\text{F}$ ) bei einem Druck von 2–6 Torr. Es wird optisch gepumpt durch die 9 P(20) Linie eines Hybrid- $\text{CO}_2$ -Lasers.

Durch die erwähnte Temperaturänderung des Wellenleiters ist es nun möglich, die Periode  $L$  so zu ändern, dass als Funktion der Temperatur zwei longitudinale Moden sichtbar werden (Fig. 1, 2). Der Abstand der longitudinalen Moden lässt sich mit (1) berechnen. Er beträgt, umgerechnet auf eine Temperaturdifferenz  $\Delta T = 42$  K, was mit den experimentellen Werten gut übereinstimmt. Aus den Figuren ist ferner die unterschiedliche Höhe der Schwelle für benachbarte longitudinale Moden ersichtlich. Für die  $248 \mu\text{m}$ -Struktur ist ein Anwachsen der FIR-Energie mit längerer Periode und somit grösserem  $q$  festzustellen (Fig. 1). Dies ist in Übereinstimmung mit den berechneten negativen  $q$ -Werten. Bei den Experimenten mit der  $250 \mu\text{m}$ -Struktur zeigten sich für dieselben Wellenleiterhöhen ( $d = 1.5$  bis  $2.5$  mm), die zu  $q$ -Werten um null führen sollten, keine vergleichbaren Resultate. Allerdings traten für Wellenleiterhöhen  $d > 5$  mm einzelne Moden auf, die als longitudinale Moden identifiziert werden konnten (Fig. 2). Als Folge der grossen Wellenleiterhöhe sind hier positive  $q$ -Werte im Bereich  $+6$  bis  $+10$  anzunehmen. Die Abnahme der Peakhöhe mit längerer Periode bestätigt diese Vermutung. Die Schwierigkeiten für Anordnungen die zu optimalem Gain führen ( $q = 0$ ) sind auf das gleichzeitige Anschwingen von höheren transversalen Moden zurückzuführen. Nachgewiesen werden konnte dies durch die Aufzeichnung des Strahlprofils am Ausgang des DFB-Lasers.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass eine Veränderung der Periode der Wellenleiterstruktur eines optisch gepumpten DFB-Gas-Lasers eine Auswahl unter den longitudinalen Moden erlaubt. Die Moden mit grösstmöglichem Gain begünstigen jedoch das Anschwingen höherer transversaler Moden, was einen single-mode Betrieb erschwert. Deshalb erscheint es zurzeit

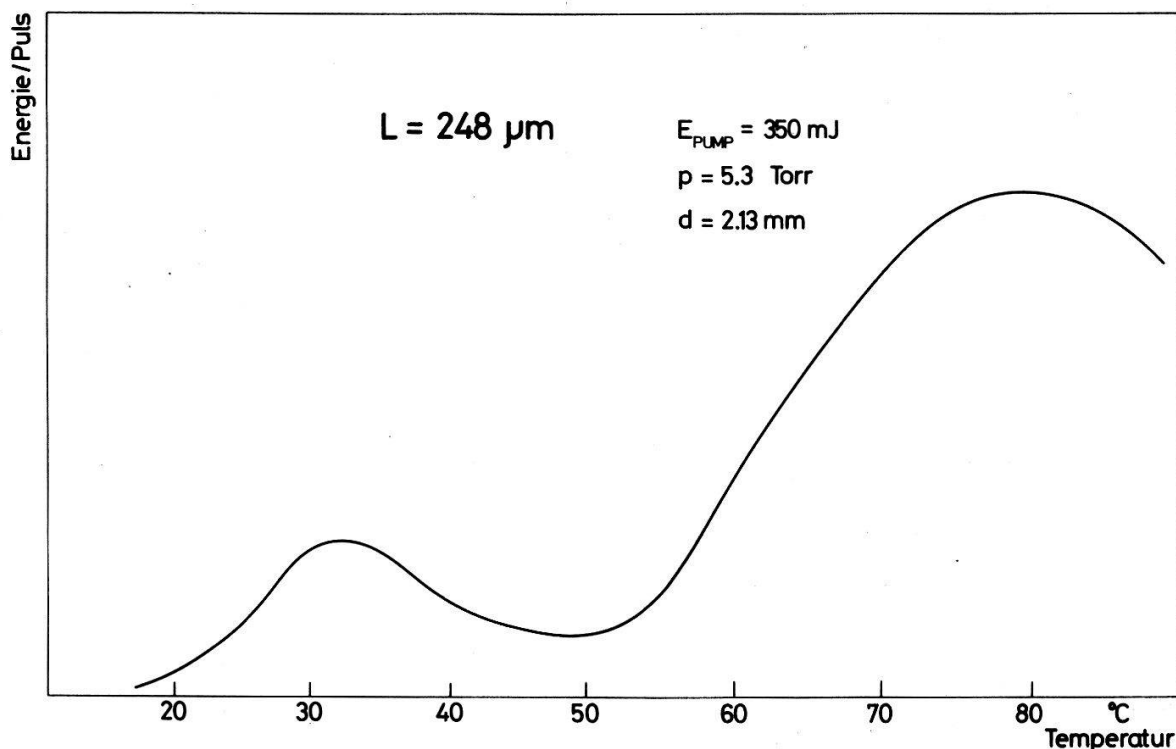


Figure 1  
DFB-Laser-Signal in Abhängigkeit der Temperatur für die Struktur mit Periode  $L = 248 \mu\text{m}$ .



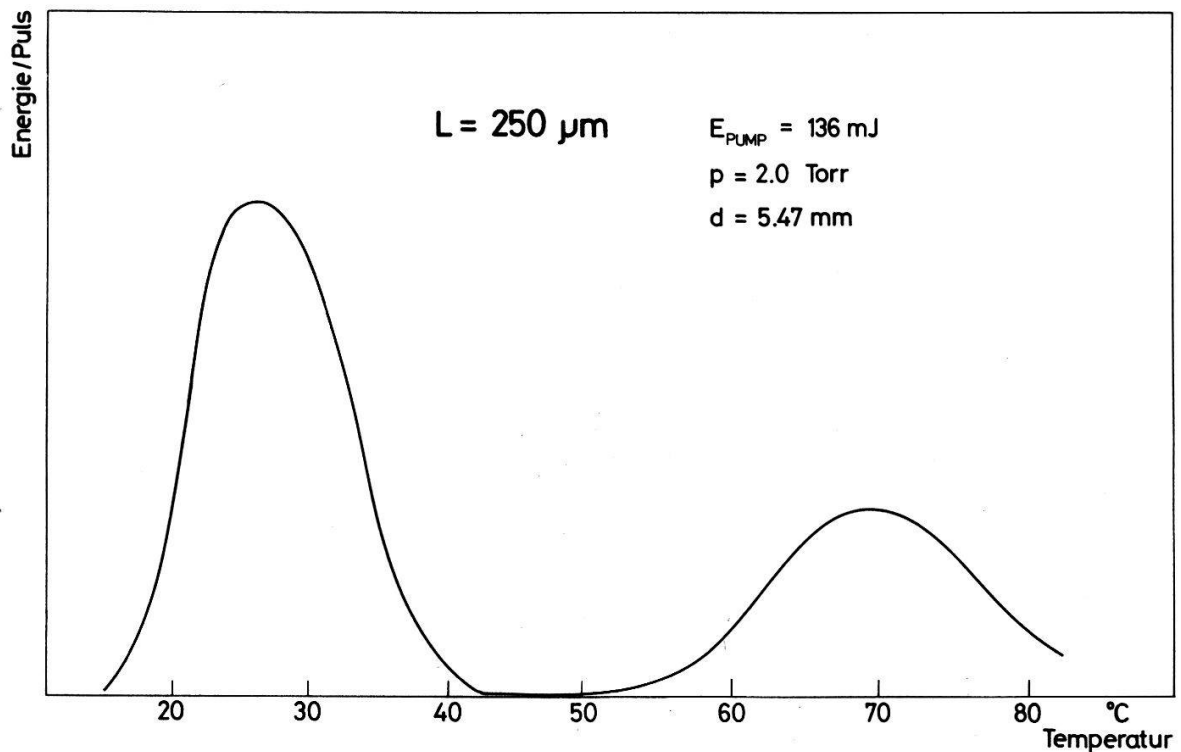


Figure 2  
DFB-Laser-Signal in Abhängigkeit der Temperatur für die Struktur mit Periode  $L = 250 \mu\text{m}$ .

günstiger, den DFB-Laser in den Flanken der Bragg-Resonanz bei  $|q| \approx 8$  zu betreiben, da höhere transversale Moden unterdrückt werden.

Diese Arbeit wurde von der ETH, der GRD des EMD und dem SNF unterstützt.

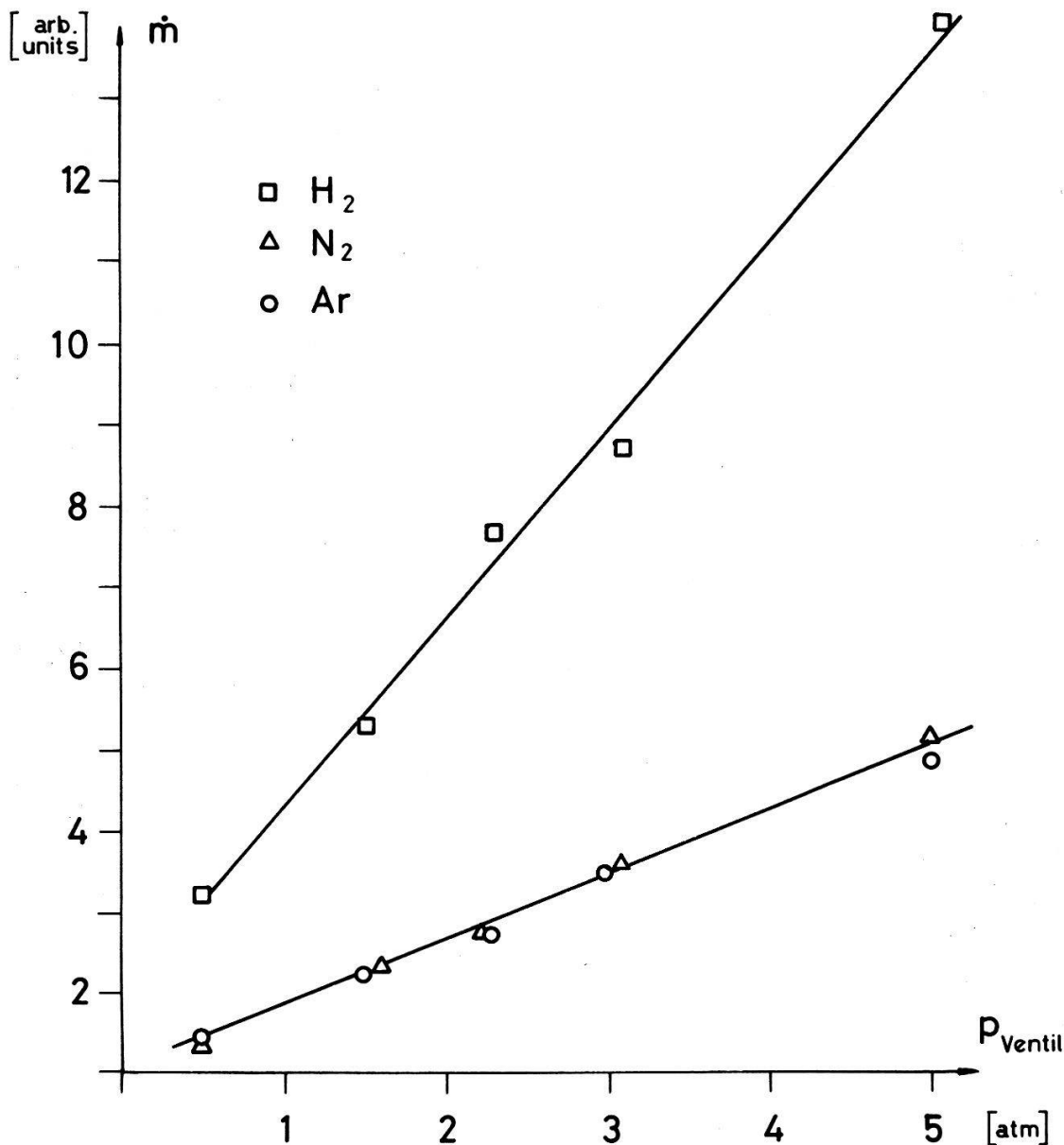
#### REFERENZEN

- [1] H. KOGELNIK and C. V. SHANK, *Appl. Phys. Lett.* 18, 152–154 (1971).
- [2] M. NAKAMURA, A. YARIV, H. W. YEN, S. SOMEKH and H. L. GARVIN, *Appl. Phys. Lett.* 22, 515–516 (1973).
- [3] E. AFFOLTER and F. K. KNEUBÜHL, *Phys. Lett.* 77A, 407 (1979).
- [4] E. AFFOLTER and F. K. KNEUBÜHL, *IEEE J. Quant. Electron.*, Juni 1981.

### Eigenschaften eines Plasmabeschleunigers

E. FISCHER, Z. ROZKWITALSKI und F. K. KNEUBÜHL  
(ETH Zürich, Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

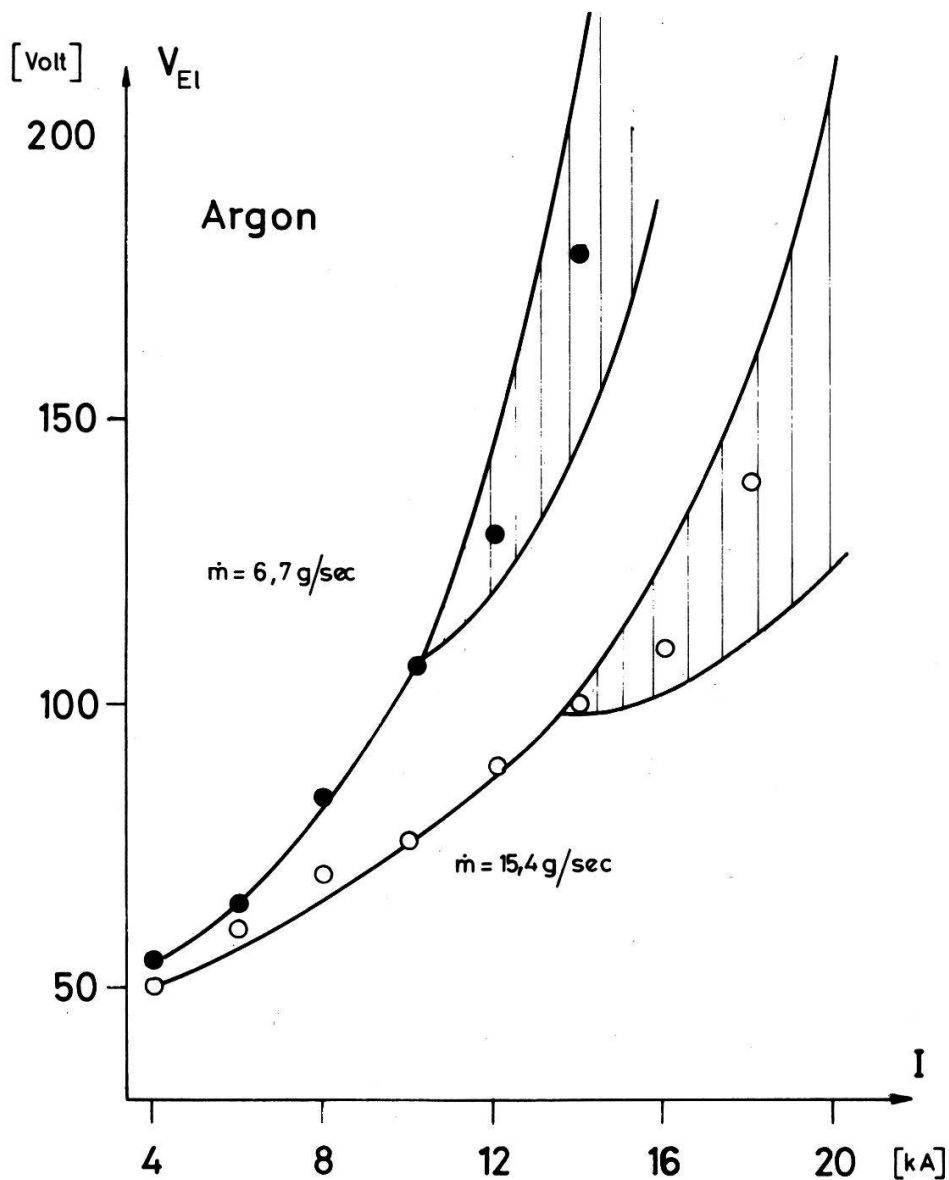
Plasmabeschleuniger verschiedener Geometrien wurden in den letzten Jahren vermehrt auch für die Laserforschung interessant wie die Arbeiten von Campbell et al. [1] und T. Hara et al. [2] zeigen. Die im Folgenden beschriebenen Messungen wurden an einer zylindersymmetrischen Entladungskammer, ähnlich der in [1] beschriebenen, vorgenommen. Diese ist in einem ebenfalls zylindrischen



Figur 1

Metalltank, welcher auf einen Druck  $p < 5 \cdot 10^{-4}$  Torr evakuiert ist, stirnseits angebracht. Als Stromversorgung für die Entladung wurde ein 6 Sektionen LC-Netzwerk verwendet. Die Pulsdauer beträgt  $250 \mu\text{s}$  bei einer maximalen Stromstärke von 25 kA. Das zur Erzeugung des Plasmas benötigte Gas wird mit einem elektromagnetischen Ventil injiziert. Die Öffnungsdauer des Ventils beträgt 2,5 ms. Der Massenfluss  $\dot{m}$  wird verändert durch Variation des Ventildruckes  $p_{\text{Ventil}}$ . Zwischen  $\dot{m}$  und  $p_{\text{Ventil}}$  wurde ein linearer Zusammenhang festgestellt (Fig. 1). Der zeitliche Verlauf des Massenflusses wurde mit Piezosonden ausgemessen. Nach einer Anstiegszeit von 1 ms, welche praktisch unabhängig vom Ventildruck ist, stellt sich ein stationärer Massenfluss  $\dot{m}_{\text{st}}$  ein. Dieser kann für Argon von 2 bis 40 g/s variiert werden.

Für die Stabilität der Entladung ist  $\dot{m}$  ein wesentlicher, nicht völlig frei wählbarer Parameter. Dies lässt sich am deutlichsten anhand von Spannungsmessungen über den Elektroden zeigen. Die Elektrodenspannung  $V_{\text{El}}$  setzt sich



Figur 2

zusammen aus dem Anoden- resp. Kathodenabfall sowie dem Spannungsabfall über dem Plasma.  $V_{EI}$  wurde anhand des Stromes  $I_R$ , der durch einen  $100 \Omega$  Widerstand parallel zu den Elektroden floss, bestimmt. Der Strom  $I_R$  wurde mit einer Rogowski-Spule (Pearson, Modell 3025) gemessen. Variiert man nun bei konstantem Massenfluss den Strom, so steigt  $V_{EI}$  von einem Anfangswert  $V_0$  mit zunehmendem Strom allmählich an bis ein maximal möglicher Strom  $I^*$  erreicht ist, bei welchem die Entladung instabil zu werden beginnt (Fig. 2). Dies äussert sich in Spannungsschwankungen über den Elektroden mit einer Frequenz von mehreren MHz. Für den Spannungsanstieg im stabilen Bereich geben Jahn et al. [3] die folgende Formel

$$(V_{EI} - V_0) = c \cdot I^n \quad (1)$$

dabei ist  $n$  eine Funktion des Massenflusses. Zu einem bestimmten Strom  $I$  gibt es demnach einen kleinstmöglichen kritischen Massenfluss  $\dot{m}_c$  für den die Entladung

gerade noch stabil ist. Es gilt

$$\dot{m}_c = kI^2 \quad (2)$$

$k$  ist abhängig vom Gas sowie von der Entladungsgeometrie (siehe Tabelle 1). Weitere Untersuchungen an diesen und anderen Gasen wie He, O<sub>2</sub>, Co<sub>2</sub> sind vorgesehen.

Diese Untersuchungen werden durch den SNF und die ETH Zürich unterstützt.

Tabelle 1

Gas	Ar	H <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>
$k$	3	0.17	0.7 · 10 <sup>11</sup> $\frac{\text{kg}}{\text{sA}^2}$

## REFERENZEN

- [1] E. M. CAMPBELL et al., *Recombination lasing in a magnetoplasmadynamic arcjet*, Applied Physics Letters, Vol. 30, No 11, S. 575.
- [2] T. HARA et al., *Quasi-steady Laser Oscillation in the Recombining Hydrogen Plasma*, Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 19, No 10, S. L 606.
- [3] R. G. JAHN et al., *Pulsed electromagnetic Gas acceleration*, Princeton University, Semi Annual Report 634x, 1974.

### Radioisotope dating of small samples using an EN-tandem accelerator

G. BONANI, R. BALZER, M. SUTER and W. WÖFLI  
(Laboratorium für Kernphysik, ETH, CH-8093 Zürich)

J. BEER, H. OESCHGER and B. STAUFFER  
(Physikalisches Institut, Universität Bern, CH-3012 Bern)

The EN-Tandem accelerator facility of the Swiss Federal Institute of Technology in Zurich has been modified so that it can be used for mass spectrometry of rare isotopes present in concentrations of 10<sup>-10</sup> to 10<sup>-16</sup>. The straight beam line at the high energy end of the accelerator was equipped with a 15° electrostatic deflector followed by a double focussing 90° magnet for energy and momentum separation of the accelerated particles respectively. A new sputter source especially suited for this application has been developed. Prior to injection into the Tandem the negative ions are momentum selected by a 90° magnet. First results of <sup>14</sup>C measurements using this system will be reported.

## **Observation de corrélations dynamiques dans la dépolarisation de la lumière par redistribution collisionnelle**

P. THOMANN

(ASULAB S.A., 6, Passage Max-Meuron, CH-2001 Neuchâtel)

K. BURNETT et J. COOPER

(Joint Institute for Laboratory Astrophysics, University of Colorado, USA)

Pour expliquer les propriétés de polarisation de la lumière diffusée par une vapeur atomique, en présence de collisions, dans les ailes lointaines d'une transition atomique, la théorie montre que l'on doit considérer des événements corrélés. Ceux-ci se caractérisent par le fait que l'absorption du photon a lieu *pendant* la collision atomique, et la dynamique de celle-ci joue alors un rôle important. Les taux de polarisation expérimentaux présentés confirment cette prédiction et montrent que le spectre de la lumière diffusée ne peut pas être déduit de profils d'absorption et d'émission.

---

Réf.: Physical Review Letters 45, pp. 1325-8 (1980)

## **Surface enhanced Raman scattering (SERS) from azide on silver**

R. E. KUNZ<sup>1)</sup>, J. G. GORDON II and M. R. PHILPOTT

(IBM Research Laboratory, 5600 Cottle Road, San Jose, California 95193, USA)

Measured SERS spectra of <sup>14</sup>N and <sup>15</sup>N azide on silver electrodes are compared with the spectra of freshly precipitated silver azide. Utilizing SERS as a tool to probe the molecular environment at the solid-liquid interface, we develop a model for the processes taking place at the surface of a silver electrode in azide solution during electrochemical oxidation: the growth of a silver azide layer. Stepwise reduction of the anodic charge density  $Q = 31 \text{ mC/cm}^2$  on the Ag electrode in 0.05 M  $\text{NaN}_3$  leads to a sequence of decreasing, increasing, and again decreasing SERS signals, to drastic changes of the spectrum in the low frequency region and of the IR mode peaks near  $610 \text{ cm}^{-1}$  and  $2090 \text{ cm}^{-1}$ , and to a broadening of the main peak at  $1334 \text{ cm}^{-1}$  from initially  $7 \text{ cm}^{-1}$  to  $23 \text{ cm}^{-1}$  for  $Q < 5 \text{ mC/cm}^2$ . These and other peculiarities support the hypothesis of SERS being enabled by particular surface sites.

---

<sup>1)</sup> Permanent address: Professur für Optik, ETH-Hönggerberg, CH-8093 Zürich

## **Plasmon surface polariton contribution to scattered light from silver gratings**

R. E. KUNZ<sup>1)</sup>, M. R. PHILPOTT and J. G. GORDON II

(IBM Research Laboratory, 5600 Cottle Road, San Jose, California 95193, USA)

We observed distinct peaks in the angular intensity distribution of elastically scattered light from sinusoidal metal gratings (periodicity 415 nm, amplitude

---

<sup>1)</sup> Permanent address: Professur für Optik, ETH-Hönggerberg, CH-8093 Zürich



28 nm) caused by non-resonant excitation of plasmon surface polaritons (PSPs). Statistical microroughness on silver gratings provided the required matching momentum for incident photons (wavelength 514.5 nm) to exhibit 'PSP enhanced light scattering' at angles of observation  $+10^\circ$  and  $-10^\circ$  in air. Main features of these 'PSP peaks' are: (1) their angular position is insensitive to the angle of incidence, (2) the ratio of their heights versus angle of incidence can be used to determine the power spectrum of the microroughness, (3) they are strongest for  $p$ - $p$  scattering, about 100 times weaker for  $s$ - $p$  scattering, and not noticeable for  $p$ - $s$  and  $s$ - $s$  scattering. Drastic changes are observed when a grating is immersed in electrolyte.

### **Untersuchung des Frühstadiums der Umwandlung von Fibrinogen in Fibrin mit Lichtstreuung**

P. WILTZIUS and W. KÄNZIG

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

V. HOFMANN

(Medizinische Klinik, Universitätsspital, CH-8091 Zürich)

und P. W. STRAUB

(Thrombose-Laboratorium, Medizinische Universitätsklinik, Inselspital, CH-3010 Bern)

Das Enzym Thrombin wandelt das lösliche Blutplasma protein Fibrinogen ( $M_w \approx 340'000$ ) durch Abspaltung von Fibrinopeptiden (2 FPA und 2 FPB) in spontan aggregierende Fibrinmonomere um. Unter physiologischen Bedingungen bilden sich rasch Fibrinpolymere und schliesslich ein Gel. Die Abspaltung der FPA durch Aktivierung mit dem Schlangengift Reptilase ist hinreichend für die Bildung des Gels. Wir untersuchten das Frühstadium der Aggregation durch Messung der Winkelabhängigkeit der zeitlich gemittelten Intensität und der Linienbreite des quasielastisch gestreuten Lichtes. Die Messungen sind zu vereinbaren mit Ende-zu-Ende Aggregation von ca. 75 nm langen Monomeren.

### **Die Aggregation von Fibrin vor der Sol-Gel Umwandlung**

G. DIETLER, P. WILTZIUS, W. KÄNZIG

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

V. HOFMANN

(Medizinische Klinik, Universitätsspital, CH-8091 Zürich)

und P. W. STRAUB

(Thrombose-Laboratorium, Medizinische Universitätsklinik, Inselspital, CH-3010 Bern)

Die im Stadium vor der Gelierung gemessenen Daten über Intensität und Linienbreite des gestreuten Lichtes wurden verglichen mit Modellrechnungen, die

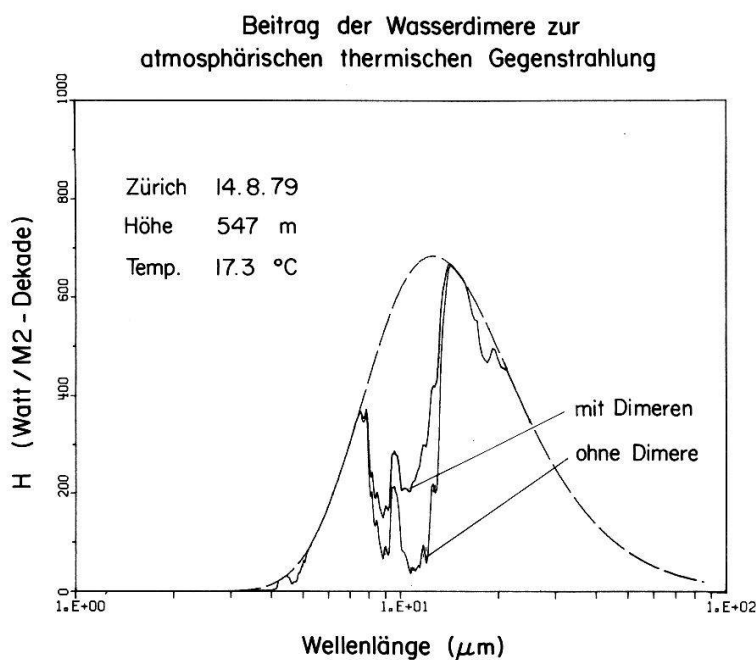
auf der Flory–Stockmayer Verteilung beruhen. Diese Verteilung ist bestimmt durch einen Parameter  $\lambda$ , der ein Mass für die Aggregation ist.  $\lambda = 0$  entspricht der Monomerlösung und  $\lambda = 1$  gibt den Sol-Gel Unwandlungspunkt an. Gute Uebereinstimmung konnte für 75 nm lange Monomereinheiten gefunden werden, die folgendermassen aggregieren: (a) Ende-zu-Ende am Anfang der Aggregation ( $0 \leq \lambda \leq 0.3$ ) und (b) gestaffelt überlappend für die fortschreitende Aggregation ( $0.3 \leq \lambda < 1$ ). Bis zur Gelierung wird kein systematischer Unterschied gefunden zwischen den Daten, welche nach Aktivierung mit Thrombin (Abspaltung der Fibrinopeptide A und B) und denjenigen mit Reptilase (alleinige Abspaltung der Fibrinopeptide A) erhalten wurden. Dies bestätigt, dass die Abspaltung der Fibrinopeptide A die wesentliche Voraussetzung für den Aggregationsprozess ist.

### Messung der thermischen Emission der Atmosphäre

G. FINGER und F. K. KNEUBÜHL  
(ETH, Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

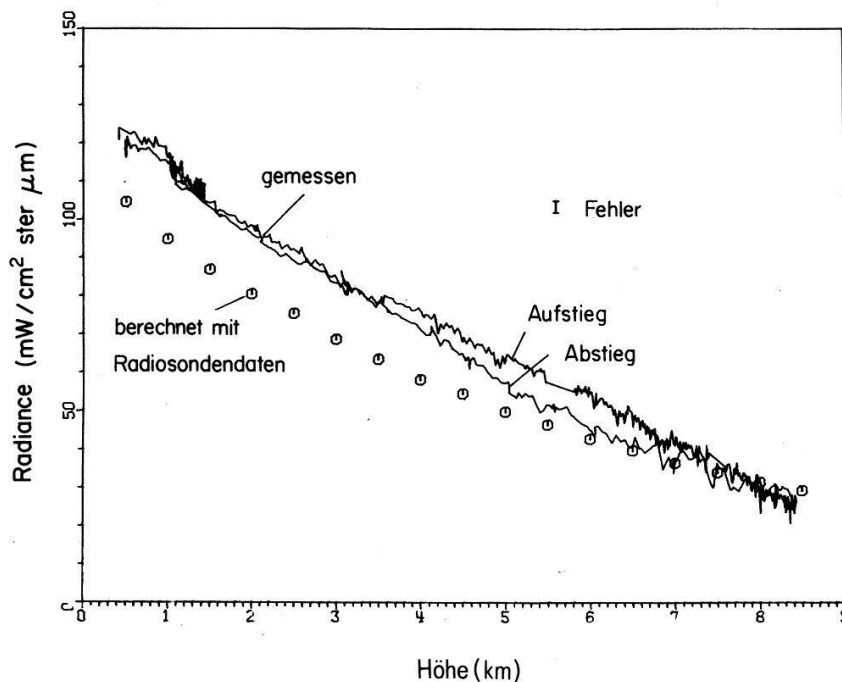
Das Ziel unserer Arbeit ist die Messung der atmosphärischen thermischen Gegenstrahlung im infraroten Spektralbereich von  $\lambda = 2 \mu\text{m}$  bis  $\lambda = 50 \mu\text{m}$ . Einerseits liefern die Messungen die Grundlagen, um die Strahlungsenergiebilanz von Gebäudeoberflächen zu verbessern [1], andererseits stört die Absorption und die thermische Emission der Atmosphäre elektrooptische Infrarotgeräte.

Zu diesem Zweck haben wir ausführliche Berechnungen der atmosphärischen thermischen Emission mit dem Computermodell Lowtran IV durchgeführt [2]. Das Lowtran-Modell beschreibt in Form eines Fortran-Programms die breitbandige Transmission und Emission der Atmosphäre in Anlehnung an verschiedene Bandmodelle. Sein Spektralbereich umfasst Wellenlängen  $\lambda$  zwischen  $0.25 \mu\text{m}$  und  $28 \mu\text{m}$ . Die spektrale Auflösung des Modells beträgt  $\Delta\nu = 20 \text{ cm}^{-1}$ . Mit Hilfe



Figur 1

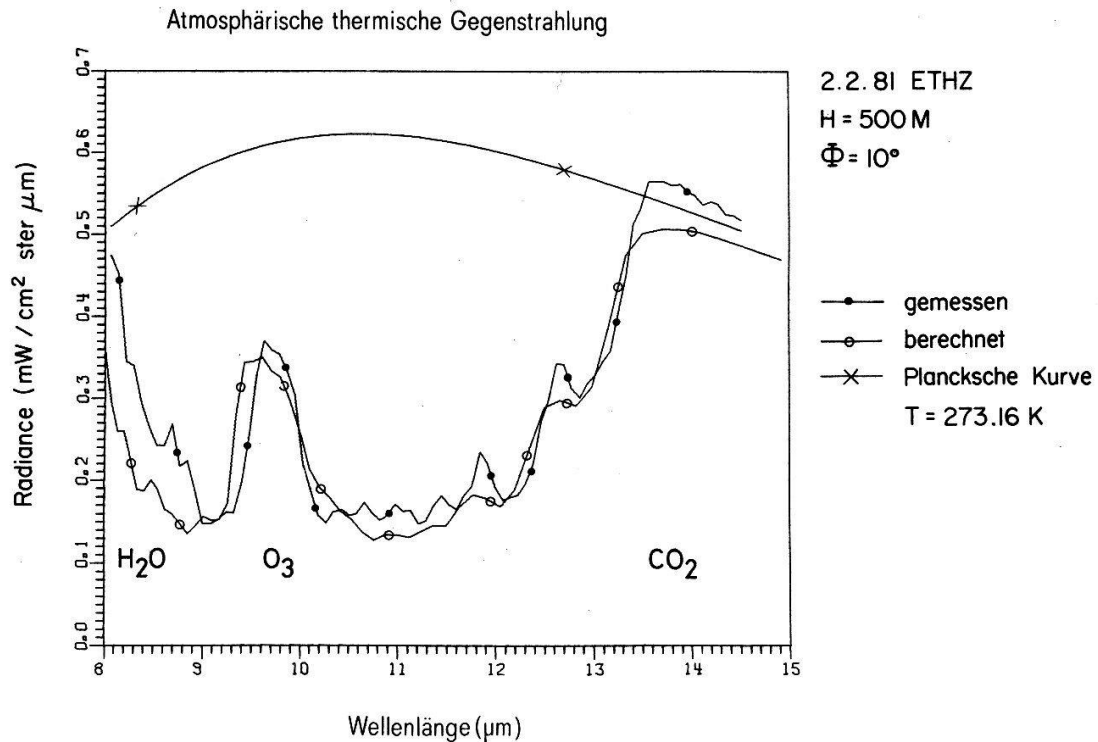
## Höhenprofil der atmosphärischen thermischen Gegenstrahlung



Figur 2

eines Kirchhoff'schen Algorithmus kann aus der Transmission die atmosphärische thermische Emission in Funktion des Elevationswinkels und der Höhe berechnet werden. Als meteorologische Eingabeparameter müssen die Höhenprofile des Druckes, der Temperatur und der Konzentration aller infrarotaktiven atmosphärischen Gase bekannt sein. Mittelt man die atmosphärische thermische Emission über alle Einfallswinkel gemäss einer Lambert'schen Fläche, so erhält man die auf eine horizontale, schwarze Fläche von  $1 \text{ m}^2$  eingestrahelte Leistung (Fig. 1). Die untere Kurve stellt die atmosphärische thermische Gegenstrahlung dar, wobei nur die Emission von Wasserdampfmonomeren berücksichtigt wird. Die obere Kurve schliesst zusätzlich die Wasserdampfkontinuumsemission mit ein. Die Kontinuumsemission wird möglicherweise durch Wasserdimer und Multimerbildung verursacht [3]. Die Kontinuumsemission stellt im atmosphärischen Fenster von  $\lambda = 8 \mu\text{m}$  bis  $\lambda = 14 \mu\text{m}$  den Hauptbeitrag zur thermischen Emission dar. Um diese zu kennen, muss die Höhenabhängigkeit der thermischen Emission der Atmosphäre im transparenten Spektralbereich zwischen  $\lambda = 8 \mu\text{m}$  und  $\lambda = 14 \mu\text{m}$  gemessen werden.

In Fig. 2 ist eine Messung des Höhenprofils der thermischen Gegenstrahlung dargestellt. Als Radiometer wurde ein kommerzielles Heimann Gerät mit einem Bi-Metallfilmbolometer verwendet. Der Detektor ist im Wellenlängenbereich zwischen  $\lambda = 2.5 \mu\text{m}$  und  $\lambda = 40 \mu\text{m}$  empfindlich. Das Radiometer wurde in einem Dom zwischen den Tragflächen eines Pilatus Porters aufgehängt und misst die aus dem Zenith kommende atmosphärische Gegenstrahlung. Die obere Kurve in Fig. 2 wurde während des Aufstiegs auf  $8.5 \text{ km}$  Höhe gemessen, die untere Kurve während des Absinkens. Simultan zum Messflug wurde am Aerologischen Institut in Payerne eine Radiosondierung durchgeführt, welche die Höhenprofile der für die Emissionsrechnung benötigten meteorologischen Eingabeparameter



Figur 3

liefert. Die Resultate der Lowtranrechnung sind als Kreise dargestellt. In Höhen bis zu 4 km ist die berechnete thermische Emission kleiner als die gemessene Emission. Für die Rechnung wurde die Atmosphäre bei Wellenlängen  $\lambda > 25 \mu\text{m}$  als opak angenommen.

Wir verwenden neuerdings ein Radiometer, welches spektral selektive Messungen erlaubt. Ein kontinuierliches Filterrad ermöglicht die Messung von Emissionsspektren zwischen  $\lambda = 2.5 \mu\text{m}$  und  $\lambda = 14.5 \mu\text{m}$  mit einer spektralen Auflösung von  $\Delta\lambda/\lambda = 1.5\%$ . Je ein mit flüssigem Stickstoff gekühlter InSb und HgCdTe Detektor sind in einen einzigen Sandwichdetektor integriert. Erste Bodenmessungen der thermischen Emission sind in Fig. 3 dargestellt. Die Kurve mit den Punkten zeigt ein gemessenes Spektrum. Die Kurve mit den offenen Kreisen ist das Resultat einer Lowtranrechnung. Der Elevationswinkel der Spektren beträgt  $\Phi = 10$  Grad. Messungen und Rechnungen zeigen deutlich die Vibrationsbänder des Wasserdampfes, des Ozons und des Kohlendioxyds. Die Kurve mit den schrägen Kreuzen stellt einen Planckschen Strahler von  $0^\circ\text{C}$  dar. Gegenwärtig werden Messflüge mit diesem Radiometer durchgeführt. Zusätzliche Labormessungen der Wasserdampfkontinuumsabsorption werden in unserer Gruppe vorbereitet.

Für Diskussionen danken wir Dr. Ch. Zürcher, für technische Unterstützung B. Bachofner. Diese Untersuchungen werden unterstützt durch die GRD des EMD, das Nationale Programm Energie des SNF und die ETH Zürich.

#### REFERENZEN

- [1] G. FINGER et al., Schweiz. Bauzeitung 17, 287, (1979).
- [2] J. E. A. SELBY et al., Computer Code Lowtran 4, AFGL-TR-78-0053, (1978).
- [3] H. R. CARLON, Infrared Physics, 19, 549, (1979).

## **Diffusion protonique dans les films minces de $\text{WO}_3$**

J. P. RANDIN et R. VIENNET

(ASULAB S.A., Passage Max Meuron 6, CH-2001 Neuchâtel)

L'impédance différentielle des cellules  $\text{H}_x\text{WO}_3$ /électrolyte acide/graphite a été mesurée en fonction de la fréquence à l'aide d'un Solartron 1170 piloté par un HP 9825 A.

Un schéma équivalent basé sur le modèle de Randles a été ajusté aux mesures par minimalisation non-linéaire et on a obtenu ainsi le coefficient de diffusion des protons dans la couche de  $\text{WO}_3$ .

Les résultats obtenus avec des films amorphes et recristallisés seront présentés.

## **Kern- und Teilchenphysik**

### **Situation actuelle des états baryonium. Résultats expérimentaux et aspect phénoménologique**

D. PERRIN

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

Une revue des résultats récents obtenus dans le domaine des états exotiques composés de deux quarks et deux antiquarks est présentée. Des évidences pour de tels états ont été publiées dans trois domaines de recherche différents: 'les états liés' ayant une masse effective au-dessous du seuil  $p\bar{p}$ ; les états résonnants apparaissant dans les expériences de 'formation' et ceux issus d'expériences du type 'production'.

A l'euphorie suivant la découverte des premiers candidats succède une attitude plus critique vis-à-vis de tels états. Leur étude détaillée n'en est que plus nécessaire. Un bref survol des théories phénoménologiques essaie de mettre en évidence le bien fondé de l'hypothèse d'existence de tels états.

### **A direct experimental reconstruction of the $pp$ elastic scattering matrix at 579 MeV**

E. APRILE, C. EISENEGGER, R. HAUSAMMANN, E. HEER, R. HESS, C. LECHANOINE-LELUC, W. R. LEO, S. MANGO\*, S. MORENZONI, Y. ONEL and D. RAPIN

(D.P.N.C., University of Geneva, Switzerland, and \* S.I.N., Villigen, Switzerland)

In  $pp$  scattering 15 observables, consisting of the polarization, 2-spin correlation and transfer parameters and 3-spin parameters at 7 angles between  $66^\circ$  and  $90^\circ$  cm were measured at the SIN polarized beam line. This series of experiments



made possible, for the first time, a direct reconstruction of the  $pp$  elastic scattering matrix at 579 MeV. The experimental results together with the reconstructed amplitudes will be presented and compared to phase shift analysis.

## Physik im neuen Bereich um 500-GeV-Schwerpunktenergie

J. SCHACHER

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

Am europäischen Kernforschungszentrum CERN wird eine Anlage zur Untersuchung von Antiproton-Proton-Zusammenstößen in einem im Laboratorium noch nie erreichten Energiegebiet gebaut. Die Schwerpunktenergie des CERN-Projektes  $\bar{p}$ - $p$ -'Collider' von 540 GeV übertrifft die bisher höchste effektiv zur Verfügung stehende Energie um eine Grössenordnung und entspricht der Strahlenergie eines Festtargetbeschleunigers von rund 150 TeV. Dadurch wird die Chance gegeben sein, in einem Neuland bekannte vorhergesagte sowie auch überraschende unerwartete Phänomene zu studieren.

Zwei Experimentiergruppen UA1<sup>1)</sup> (Underground Area 1) und UA2<sup>2)</sup>, eine BERN-CERN-KOPENHAGEN-ORSAY-PAVIA-SACLAY-Kollaboration, verfolgen an erster Stelle das gemeinsame Ziel, die seit Jahrzehnten postulierten Feldquanten  $W^+$ ,  $W^-$  und  $Z^0$  der 'schwachen Wechselwirkung' in ihren verschieden konzipierten Apparaturen erstmals nachzuweisen. Neben der Suche nach den erwähnten intermediären Vektorbosonen ermöglicht die neue Beschleunigeranlage den Zugang zu einer Reihe weiterer interessanter Aspekte der Teilchenphysik:

- Suche nach dem skalaren Higgs-Boson
- Suche nach neuen Vektorbosonen grosser Masse
- Suche nach weiteren Quarktypen
- Suche nach befreiten Quarks
- Studium von Jets bei hohem Transversalimpuls
- Studium des Drell-Yan-Mechanismus
- Untersuchung 'ungewöhnlicher' kosmischer Ereignisse

Das UA2-Experiment, angeordnet um eine der zwei  $\bar{p}$ - $p$ -Zusammenstosstellen, setzt sich aus vielen Detektorkomponenten zusammen, ist jedoch nach einfachen Prinzipien konzipiert:

1. grosse Raumwinkelakzeptanz (ca.  $4\pi$ )
2. Kompaktheit
3. einfache Bedienung

In groben Zügen besteht die Apparatur aus einem Vertexdetektor im Zentrum, aus zwei Typen Szintillator-Absorber-'Sandwich'-Zählern zur Elektron/Photon-Energiemessung ( $W^\pm$ ,  $Z^0$ ) bzw. zur Hadron-Detektion in der zentralen Region, aus magnetischen Spektrometern (Toroidmagnet) samt Elektron/Photon-Nachweis ( $W^\pm$ ,  $Z^0$ ) in den Vorwärts- und Rückwärtskegelregionen und zusätzlich

<sup>1)</sup> UA1-Proposal, CERN/SPSC/78-06/P92

<sup>2)</sup> UA2-Proposal, CERN/SPSC/78-8/P93

aus einem magnetischen Spektrometer zur Impulsanalyse geladener Sekundärteilchen (Jets mit hohem Transversalimpuls, befreite Quarks etc.) in einem azimuthalen Sektor der zentralen Region. Wenn der Bau des  $\bar{p}$ - $p$ -'Colliders' und der UA2-Apparatur weiterhin planmässig abläuft, sollen die für die ( $W^\pm, Z^0$ )-Suche entscheidenden Daten Ende 1981 und 1982 genommen werden.

Die geplanten  $\bar{p}$ - $p$ -Speicherringe am CERN und am Fermilaboratorium dienen in erster Linie der Produktion und Detektion der schon seit Jahren gesuchten intermediären Vektorbosonen. Die logische Fortsetzung dieses Forschungsprogrammes bildet die genaue Analyse der reinen Vektorboson-Kopplung  $Z^0 - W^+ - W^-$ , da dieser Vertex eine empfindliche Prüfung der Idee der Eichtheorien, insbesondere der vereinigten elektroschwachen Theorie, bedeutet. Vor allem aus diesem Grund, aber auch anderer Teilchenphysik-Aspekte wegen, liegt am CERN eine detaillierte Studie über den Bau eines  $e^+e^-$ -Speicherrings, LEP (Large Electron Positron) genannt, vor. Erste experimentelle Daten sind allerdings nicht vor 1988 zu erwarten.

### Search for heavy neutrinos

R. ABELA, M. DAUM, G. H. EATON, R. FROSCHE, B. JOST, P.-R. KETTLE and E. STEINER  
(SIN, Schweizerisches Institut für Nuklearforschung, CH-5234 Villigen)

R. E. Shrock [1] has recently discussed the possible existence of heavy neutrinos. For instance, in a small fraction  $\eta$  of pion decays  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$  a heavy neutrino  $\nu_2$  could be emitted, while the remaining fraction  $(1 - \eta)$  of the decays would produce a light neutrino  $\nu_1$ . The neutrino states  $\nu_1$  and  $\nu_2$  are proposed to have definite rest masses  $m_1$  and  $m_2$ , respectively. The previous experimental upper limit (see Ref. [1]) for the fraction  $\eta$  depends strongly on the assumed neutrino mass  $m_2$ . We have carried out experimental tests at SIN to lower the upper limit for the fraction  $\eta$  in the range  $3 \text{ MeV}/c^2 \leq m_2 \leq 30 \text{ MeV}/c^2$ . Preliminary results will be presented at the meeting.

#### REFERENCE

- [1] R. E. SHROCK, report ITP-SB-80 (1980), Institute of Theoretical Physics, State University of New York at Stony Brook.

## **$T=2$ states in the $A=14$ -system: radiative pion capture in $^{14}\text{C}$**

H. W. BAER

(Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, New Mexico)

J. A. BISTIRLICH and K. M. CROWE

(Lawrence Berkeley Laboratory, University of California, Berkeley)

W. DAHME

(Sektion Physik, Universität München, Garching)

C. JOSEPH and J. P. PERROUD,

(Institut de Physique Nucleaire, Université de Lausanne)

M. LEBRUN, C. J. MARTOFF, U. STRAUMANN and P. TRUÖL

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

The  $^{14}\text{C}(\pi^-, \gamma)^{14}\text{B}$  reaction is expected [1] to selectively excite states with  $J^\pi = 2^-$  and  $1^-$ . These levels are the analogs of magnetic quadrupole and electric dipole transversal  $T=2$  resonances in  $^{14}\text{N}$ . Since these states appear in the 20 to 30 MeV excitation energy region, they are not easily accessible by other electromagnetic probes. Our recent experiment at SIN combined an 80% enriched  $^{14}\text{C}$ -target with a high-resolution pair spectrometer to detect the photon spectrum. A first analysis of this spectrum will be presented.

### REFERENCE

[1] H. R. KISSENER and R. A. ERAMZHYAN, Nucl. Phys. A236 (1979), 289.

## **Anwendung der Holographie bei Miniatur-Blasenkammern**

E. RAMSEYER, B. HAHN und E. HUGENTOBLER

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

Die optische Auflösung von kleinen Blasen-kammern, welche sich besonders zur Suche kurzlebiger Elementarteilchen eignen, kann mittels Holographie weiter gesteigert werden. Zusätzlich erhöht sich die Schärfentiefe gegenüber derjenigen bei konventioneller Fotografie um Größenordnungen, und diese Technik lässt wesentlich höhere Strahlintensitäten zu.

Eine Kollaboration Bern-CERN-ISL holografierte erstmals mit einem gepulsten Rubinlaser in Inline-Anordnung Spuren hochenergetischer Teilchen in der Berner Schwerflüssigkeits-Miniaturblasenkammer BIBC. Auf den bei verschiedenen Bedingungen aufgenommenen Hologrammen wurden die scheinbare Blasengrösse, der Kontrast, die Trennung hintereinanderliegender Spuren, die maximal zulässige Anzahl Primärspuren, der Einfluss von Turbulenzen und allfällige Verzerrungen untersucht. In der gesamten Tiefe der Kammer konnten alle Blasen mit Durchmessern grösser als  $8\ \mu\text{m}$  mit sehr guter Qualität rekonstruiert werden.

**High resolution study of the inclusive production of massive muon pairs by intense pion beams<sup>1)</sup>**

S. FALCIANO, K. FREUDENREICH, P. JUILLOT and J. S. WALLACE-HARDRILL  
(CERN)

L. ANDERSON, A. COC, L. KLUBERG, A. ROMANA, R. SALMERSON and J. VARELA  
(Ecole Polytechnique, Palaiseau)

B. BETEV, J. J. BLAISING, A. DEGRÉ, P. GUDEWICZ and R. MORAND  
(CRN, Strasbourg)

A. GSPONER, M. GUANZIROLI, H. HOFER, P. LE COULTRE, P. STROLIN, H. SUTER, G. TARNOPOLSKY,  
V. L. TELEGDI and G. VIERTTEL  
(ETH, Zürich)

The NA10 beam dump experiment at the CERN SPS is designed to study the properties of muon pair production with high statistics and good resolution. The detector consists of a pulsed toroidal air-cored magnet, MWPC's and scintillation hodoscopes. One of the main features of the apparatus is the ability to tolerate an intense hadron beam ( $>10^9$  particles/s). First data have been taken from three targets (C, Cu, W) at 300 GeV/c with the highest presently available intensity ( $\sim 4 \cdot 10^8 \pi^-/s$ ) at this beam momentum.

---

<sup>1)</sup> Presented by M. Guanziroli

**Vacuum polarization test and search for direct muon-hadron interaction from muonic X-rays**

B. AAS, W. BEER, I. BELTRAMI, P. EBERSOLD, R. EICHLER, TH. VON LEDEBUR, H. J. LEISI, W. RUCKSTUHL, W. W. SAPP and A. VACCHI  
(Laboratory for High Energy Physics, ETHZ, c/o SIN, CH-5234 Villigen)

J. KERN, J.-A. PINSTON and R. WEBER  
(Physics Department, University of Fribourg, CH-1700 Fribourg)

A more detailed contribution is submitted for publication to *Helvetica Physica Acta*.

### Large angle scattering between 3 and 12 GeV/c

A. DE BELLEFON, P. BILLOIR, J. M. BRUNET and G. TRISTRAM  
(Collège de France, Paris)

P. SONDEREGGER  
(CERN)

J. GAGO  
(Lisbonne)

L. BACHMAN, M. BOGDANSKI, D. PERRIN and R. SCHWARZ  
(Institut de Physique, Rue A.-L. Breguet 1, CH-2000 Neuchâtel)

A high statistics counter experiment performed at the CERN Omega Spectrometer is described giving results on hadronic interactions with scattering angle  $\theta^*$  around  $90^\circ$  c.m.s. The RF separated  $S_1$  beam at the CERN SPS, operated at 3.0, 3.3, 4.95, 7.9 and 11.9 GeV/c, enabled us to study the elastic channels:  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ ,  $\pi^-p \rightarrow \pi^-p$  and for some energies:  $k^-p \rightarrow k^-p$  and  $\bar{p}p \rightarrow \pi^-\pi^+$ ,  $k^-k^+$ .

Theoretical models, based on dimensional arguments, predict a power law behaviour for the differential cross section:  $d\sigma/dt (\cos \theta^* = 0) \cdot \sim S^{-N}$ , where  $N$  depends on the number of constituents (quarks) involved in the reaction. Our data will be compared with the theoretical expectations  $N=10$  for  $\bar{p}p$  and  $N=8$  for  $\pi^-p$  elastic scattering.

### Interactions des hyperons $\Xi^-$ dans l'hydrogène et le deutérium à 100 et 135 GeV/c

Collaboration: Bristol—Cambridge—Genève—Heidelberg—Lausanne—Queen Mary College—Rutherford Laboratory; présenté par: PH. ROSSELET, Institut de Physique Nucléaire, Dorigny, CH-1015 Lausanne

Les interactions d'hyperons  $\Xi^-$  de 100 et 135 GeV/c dans l'hydrogène et le deutérium ont été étudiées au moyen du faisceau d'hyperons du CERN. On a observé la production inclusive des particules et résonances suivantes:  $\Xi^-$ ,  $\Omega^-$ ,  $\Sigma^*$  (1385),  $\Xi^*$ (1530),  $\Xi^*$ (1700),  $\Xi^*$ (1940). Les sections efficaces de production correspondantes ont été déterminées.

### Diffusion élastique et modes de désintégration des hyperons $\Xi^-$ , mesurés entre 100 et 135 GeV/c

Collaboration: Bristol—Cambridge—Genève—Heidelberg—Lausanne—Queen Mary College—Rutherford; présenté par J. PERRIER, Département de Physique nucléaire et corpusculaire, 32 bd d'Yvoy, CH-1211 Genève 4

Un échantillon de plusieurs milliers d'événements élastiques permet la détermination de la section efficace et la discussion de la pente de la distribution  $d\sigma/dt$ . Une limite supérieure du rapport d'embranchement  $\Xi^- \rightarrow n\pi^+$  est obtenue.



## Etude du déplacement isotopique à partir des transitions muoniques dans l'Argon

G. FRICKE, G. MALLOT

(Institut für Kernphysik, Universität Mainz, D-6500 Mainz)

T. Q. PHAN, G. PILLER, A. RÜETSCHI, L. A. SCHALLER, L. SCHELLENBERG et H. SCHNEUWLY

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

Les rayons X de la série K des atomes muoniques  $^{36,38,40}\text{Ar}$  ont été mesurés. Les énergies des transitions  $2p - 1s$  ont été déterminées à une précision de 25 eV:  $E(^{36}\text{Ar}) = 644.271 (20) \text{ keV}$ ,  $E(^{38}\text{Ar}) = 644.118 (25) \text{ keV}$ ,  $E(^{40}\text{Ar}) = 643.674 (20) \text{ keV}$ . Celles-ci ont été analysées à l'aide d'une distribution de charge nucléaire du type de Fermi à deux paramètres. On en a déduit les rayons carrés moyens  $\langle r^2 \rangle^{1/2}$  et les rayons équivalents  $R_k$  de Barrett. On détermine ainsi également les déplacements isotopiques autour du nombre magique  $N = 20$  pour les neutrons.

## X-ray transitions in superheavy quasimolecules

E. MORENZONI, G. BONANI, P. BÜRGI, CH. STOLLER, M. SUTER and W. WÖFLI

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

The possibility of obtaining spectroscopic information on the inner shell configurations of superheavy quasimolecules and quasiatoms formed transiently during a heavy ion collision has been investigated for combined atomic numbers  $Z_u = Z_{\text{Proj}} + Z_{\text{Target}} \geq 100$ . For this purpose the continuum X-ray spectra and their angular distribution produced in collisions of very heavy ions with energies  $E_p$  between 8 and 1000 MeV have been studied as a function of  $E_p$  and  $Z_u$ . The anisotropy spectra can be explained in terms of the MO level structure of the quasimolecular system.

## Measurement and analysis of prompt fission neutrons of $^{252}\text{Cf(sf)}$

P. RIEHS, R. PRASAD<sup>1)</sup>, G. EDER and H. JASICEK

(Atominstitut der Oesterreichischen Universitäten, A-1020 Wien<sup>2)</sup>)

H. H. MÜLLER, W. REICHART and S. STEINER

(Physik-Institut der Universität Zürich, CH-8001 Zürich<sup>3)</sup>)

*Abstract.* Fragments of  $^{252}\text{Cf(sf)}$  have been measured with Si-surface barrier detectors in coincidence with the time of flight of prompt fission neutrons in fragment flight direction. The shape of

<sup>1)</sup> On leave from Department of Physics, Aligarh Muslim University, Aligarh, India

<sup>2)</sup> The work is supported in part by the Fonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung.

<sup>3)</sup> The work is supported in part by the Swiss National Science Foundation

$\bar{\nu}(M)$  – the average neutron number as a function of fragment mass – is examined under the assumption that some of the neutron intensity is due to the emission of slowly moving fragments. No remarkable differences are observed between the analysis with and without this assumption. Corrections for the neutron coincidence probability are reducing by some extent the pronounced peaks of  $\bar{\nu}(M)$ .

The neutron emission of fission fragments is believed to be sensitive to the fragment excitations beyond the fission barriers. Of particular interest are results on  $\bar{\nu}(M)$ , the average neutron number as a function of the fragment mass  $M$ . Various investigations have been carried out for  $^{252}\text{Cf}$  and show rather similar shapes for the distribution of  $\bar{\nu}(M)$ , refs. [1, 2]. However, the more recent results are based on measurements without a neutron time of flight spectrometry. In this work we use a time of flight arrangement, Fig. 1 and we discuss the shape of  $\bar{\nu}(M)$  of  $^{252}\text{Cf}$  in the framework of a new analysing approach which considers that some

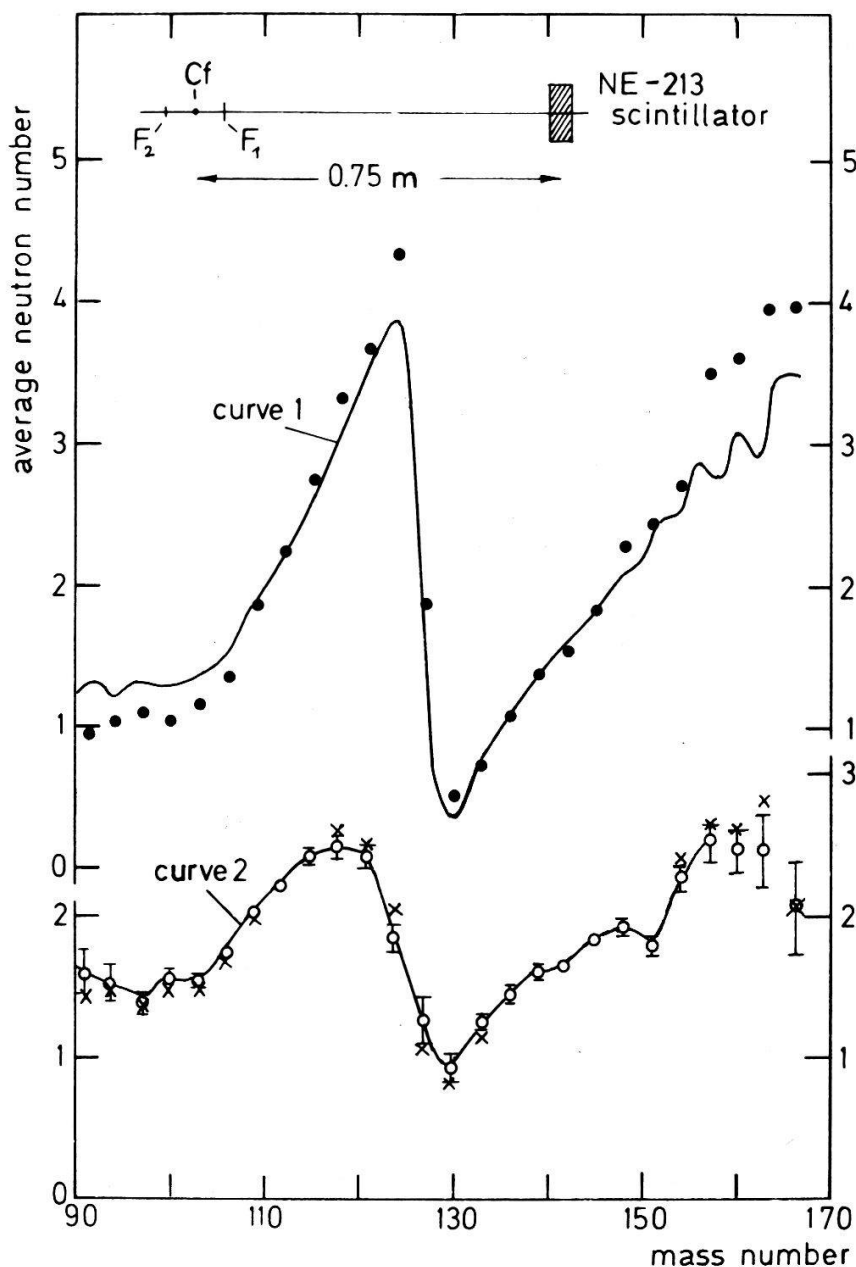


Figure 1  
Shapes of  $\bar{\nu}(M)$  the average neutron number as a function of the fragment mass number for  $^{252}\text{Cf}(sf)$ .

of the neutron intensity is coming from slowly moving fragments [3]. In addition we report on some changes of  $\bar{\nu}(M)$  due to a correction for effects which are induced by the favour of neutron coincidences for fragments with higher neutron numbers. The basic idea is mentioned previously [4], but has not yet been taken into account for the evaluation of  $\bar{\nu}(M)$ .

The experimental work has been performed at the SIN, Switzerland. As shown in Fig. 1 detectors are lined up to measure fragment pairs  $F_1, F_2$  and neutrons. Using Si-surface barrier detectors and a NE-213 liquid scintillator we obtain the neutron time of flight (TOF) by the time difference between timing signals of the smaller fission detector and the scintillator applying a correction for the fragment TOF. The neutron efficiency curve is determined relative to the well known isotropic spectrum shape of  $^{252}\text{Cf}$ . We record the pulse height informations of detector-, neutron TOF- and gamma pulse shape discrimination-signals. Fragment pairs with and without the neutron coincidence condition are taken parallel and in event by event mode. Further experimental details are given elsewhere [3].

The determination of  $\bar{\nu}(M)$  is made in the usual way by means of mass distributions prior to neutron emission:

$$\bar{\nu}(M) = Z(M)/Y(M), \quad (1)$$

where  $Z(M)$  is the mass distribution due to coincidences between neutrons and fragment pairs and  $Y(M)$  is that one deduced from fragment pairs. The values of  $Z(M)$  are normalized to achieve  $\bar{\nu}_{\text{tot}} = 3.72$  [5]. The evaluation of the mass distributions is carried out with the usual method [6]. Following this method we are starting with the measured fragment energies at the detectors and are calculating back to obtain those true energies which hold momentum and mass conservation. For these calculations we use the following corrections:

(a) The fragment signals heights are transformed to the energies with the calibration function by Schmitt et al. [6].

(b) The energy loss of fragments in the  $220 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  thick Ni-foil is obtained by the tables of Ref. 7.

(c) The recoil of an isotropic neutron emission is calculated as given in Ref. 8. The average neutron binding energies are taken from the Tables Ref. 9.

(d) The recoil by coincident neutrons is applied explicitly as described in Ref. 10.

(e) Because the coincidence probability is roughly proportional to the number of emitted neutrons, the distribution of  $\nu$ -values is shifting the coincident mass distribution  $Z(M)$ . We correct for this by  $s^2/\bar{\nu}$ . For the variance  $s^2(M)$  we use a constant value of 1.0, which is in fair agreement with experimental results [1, 4, 11, 12] as far as main intensities of  $Y(M)$  are concerned.

(f) The anti-correlation of neutron numbers  $\nu_1, \nu_2$  of fragments  $F_1, F_2$  induces a correction by means of the coincidence probability, which is higher for the fragment with the higher neutron number and lower for the opposite fragment. Averaging with the two coincidence probabilities there remains a small change for the neutron number to be taken into account by (c). We try to simulate the correlation results by Signarbieux et al. [11] in using a constant correlation coefficient of  $-0.15$ .

(g) We apply an analysing approach [3] where neutrons are emitted by sources of maximum fragment velocity  $V_{\text{max}}$  and by sources of a lower velocity  $V_{\text{low}}$  which is given by a constant factor  $b_v$  with relation  $V_{\text{low}} = b_v V_{\text{max}}$ . With

reference to [3] we take  $b_p = 0.2$  and 13% of neutrons with  $V_{low}$ . This implies that some neutron intensities are emitted before the full fragment velocity is reached, and we correct for the modified situation of momentum and mass conservation. In addition some small modifications are necessary for (c, d, e, f).

(h) The counting loss due to the neutron detection limits at high and at low energies are extrapolated separately for each point of the mass scale in Fig. 1.

The results for  $\bar{\nu}(M)$  are shown in Fig. 1 for three different sets of corrections: The complete set is used for curve 2, corrections (a, b, c, h) are leading to full circles and without (g) – the assumption of an early neutron emission – we obtain the values marked by '×'. The error bars indicate statistical errors. Much better statistics is achieved in curve 1 taken from Ref. [2]. This measurement [2] is due to a large neutron efficiency arrangement and should be compared with '●'-values. Good agreement is achieved. The implication of early emitted neutrons seems to be without remarkable effects as shown by ○- and ×-values.

The differences between full circles and curve 2 are considerable and are caused by the corrections (d) and (e, f). The correction (d) for the explicit neutron recoil is known already [1, 4, 10, 18, 20] and is found to be in some respect smaller than the corrections (e, f) for the coincidence probability.

Restricting the discussion on corrections to that ones of the coincidence probability we have the feeling that still some uncertainties exist which are beyond the analysing capability with the present experimental data:

- (i) A more accurate correction (e, f) would be of considerable interest, but would need some more informations about the correlation of neutron emission between fragments.
- (ii) Using eq. (1) we are dealing with mass distributions  $Z(M)$  and  $Y(M)$ . According to the detection probability different average  $\nu$ -values and therefore different average  $M$ -values belong to  $Z(M)$  and  $Y(M)$ , and eq. (1) is only useful as long as the dependence of  $Y$  as a function of  $\nu$  is sufficiently small.

## REFERENCES

- [1] C. SIGNARBIEUX, J. POITOU, M. RIBRAG and J. MATUSZEK, *Phys. Lett.* **39B**, 503 (1972).
- [2] R. L. WALSH and J. W. BOLDEMAN, *Nucl. Phys.* **A276**, 189 (1977).
- [3] P. RIEHS, *Acta Phys. Austr.* in press.
- [4] H. NIFENECKER, C. SIGNARBIEUX, R. BABINET and J. POITOU, *Proc. Physics and Chemistry of Fission, Rochester 1973 IAEA Proc. Ser. (IAEA, Vienna, 1974) vol. II*, p. 117.
- [5] J. W. BOLDEMAN, *Proc. Neutron Standards and Applications, Gaithersburg 1977*, ed. C. D. Bowman, A. D. Carlson, H. O. Liskien and L. Steward (NBS Special Publication 493, Nat. Bur. Stand., 1977) p. 182.
- [6] H. W. SCHMITT, J. H. NEILER and F. J. WALTER, *Phys. Rev.* **141**, 1146 (1965); H. W. SCHMITT, W. E. KIKER and C. W. WILLIAMS, *Phys. Rev.* **137**, B837 (1965).
- [7] L. C. NORTHCLIFFE and R. F. SCHILLING, *Nucl. Dat. Tab.* **A7**, 233 (1970).
- [8] W. REISBERG, J. P. UNIK, H. C. GRIFFIN and L. E. GLENDENIN, *Nucl. Phys.* **A177**, 337 (1971).
- [9] H. R. BOWMAN, S. G. THOMPSON, J. C. D. MILTON and W. J. SWIATECKI, *Phys. Rev.* **129**, 2133 (1963).
- [10] A. GAVRON, *Nucl. Instr. and Meth.* **115**, 99 (1974).
- [11] C. SIGNARBIEUX, R. BABINET, H. NIFENECKER and J. POITOU, *Proc. Physics and Chemistry of Fission, Rochester 1973, IAEA Proc. Ser. (IAEA, Vienna, 1974) vol. II*, p. 179.
- [12] A. GAVRON and Z. FRAENEKEL, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 1148 (1971).

### **Coulombstreuung identischer Teilchen: ein quantenmechanisches Lehrstück**

W. BOEGLIN, J. JOURDAN, G. R. PLATTNER und I. SICK  
(Institut für Physik, Universität Basel, CH-4056 Basel)

Um den Teilchen-Wellen Dualismus und das quantenmechanische Verhalten identischer Bosonen und Fermionen zu demonstrieren, eignet sich besonders gut die Coulombstreuung identischer Teilchen. Die Winkelverteilungen weisen starke Interferenzstrukturen auf, die für Bosonen und Fermionen drastisch verschieden sind. Als experimentell besonders günstig erweist sich die  $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}-^{13}\text{C}$  und  $^{13}\text{C}-^{12}\text{C}$  Streuung bei  $E_{\text{Lab}} \approx 4 \text{ MeV}$ . Die bei diesem von Studenten durchgeführten Experiment aufgetretenen praktischen Probleme werden erläutert.

### **Spektroskopische Quadrupolmomente von $^{25}\text{Mg}$ und $^{27}\text{Al}$ aus muonischen X-Ray Übergängen**

B. JECKELMANN, J. KERN, U. KIEBELE, J.-A. PINSTON, R. WEBER  
(Physikinstitut der Universität, CH-1700 Fribourg)

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

Die elektrische Wechselwirkung zwischen Müon und deformiertem Kern führt zur Hyperfeinaufspaltung der Energiezustände im müonischen Atom. Mit dem Kristallspektrometer am Müonenkanal des SIN haben wir den Uebergang  $3d_{5/2} - 2p_{3/2}$ , mit der H.f. Aufspaltung des  $2p_{3/2}$  Zustandes im müonischen  $^{25}\text{Mg}$  und  $^{27}\text{Al}$  gemessen. Die daraus resultierenden Quadrupolmomente konnten wir mit einer relativen Genauigkeit von 2% bzw. 4% bestimmen. Weil diese Werte modellunabhängig sind, können wir sie zum Vergleich verschiedener Feldgradientrechnungen der entsprechenden elektronischen Atomen benützen.

### **Corrections eikonales pour un potentiel spin-orbite**

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

R. J. LOMBARD  
(Div. de Physique Théorique, IPN, F-91406 Orsay Cedex)

D. WAXMAN et C. WILKIN  
(University College London, London WC1E 6BT, England)

Nous avons évalué explicitement les premières corrections à la phase eikonale dans le cas de la diffusion d'une particule de spin  $\frac{1}{2}$  par un potentiel du



type central plus spin-orbite. Notre dérivation généralise les techniques proposées par Wallace [1]. Il s'avère que dans le traitement du couplage spin-orbite il est nécessaire de séparer la dépendance de la phase eikonale en impulsion et moment cinétique et non pas en impulsion et paramètre d'impact.

Nous avons appliqué ce formalisme au cas de la diffusion élastique  $p$ - $^{12}\text{C}$  à 800 MeV et nous avons trouvé que les corrections eikonales à la polarisation et au paramètre de rotation de spin étaient significatives.

#### REFERENCE

- [1] S. J. WALLACE, Ann. Phys. 78 (1973) 190; Phys. Rev. D8 (1973) 1846.

### Potentiel de Kisslinger en approximation eikonale

F. GUILLOD et J.-F. GERMOND

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

Nous avons calculé par deux techniques différentes l'amplitude de diffusion eikonale correspondant à la diffusion élastique d'une particule par un potentiel non local du type Kisslinger  $\vec{\nabla}\alpha(r)\vec{\nabla}$ . Dans la première approche, la fonction d'onde est transformée afin d'obtenir un potentiel local équivalent dépendant de l'énergie, ce qui permet d'appliquer le formalisme eikonale habituel. La seconde approche consiste à trouver une fonction d'onde eikonale à partir de l'équation de Schrödinger originale. En développant en puissance de  $\alpha$  les amplitudes de diffusion obtenues, nous retrouvons dans les deux cas la première approximation de Born du potentiel  $\vec{\nabla}\alpha(r)\vec{\nabla}$ . L'application numérique au cas de la diffusion  $\pi$ - $^4\text{He}$  à 180 MeV sera présentée à titre d'exemple.

### Angular distribution of cross section and analyzing power for the reactions $^{12}\text{C}(p, \alpha)^9\text{B}_{\text{g.s.}}$ and $^{58}\text{Ni}(p, \alpha)^{55}\text{Co}_{\text{g.s.}}$ at $E_p = 72$ MeV

C. DORNINGER and H. H. MÜLLER

(Physikinstitut der Universität Zürich, Schönberggasse 9, CH-8001 Zürich)

S. PINCK and R. WAGNER

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

To investigate how well the pickup model can describe angular distributions of cross section and analyzing power of the  $(p, \alpha)$ -reaction induced by polarized protons of  $E_p = 72$  MeV, we have analyzed our data of the reactions  $^{12}\text{C}(p, \alpha)^9\text{B}_{\text{g.s.}}$  and  $^{58}\text{Ni}(p, \alpha)^{55}\text{Co}_{\text{g.s.}}$  applying the distorted-wave Born approximation (DWBA) with a triton cluster form factor for the transferred nucleons.

The experiment was performed with the SIN injector cyclotron using a polarized proton beam of 72.0 MeV for the  $^{12}\text{C}$  and 72.4 MeV for the  $^{58}\text{Ni}$  target. The experimental setup contained on-line  $\alpha$ -particle identification with  $\Delta E/E$

counter telescopes. The beam polarization, as measured with a polarimeter employing proton elastic scattering from carbon [1], was typically 95%. The analyzing power  $A_y(\theta)$  was obtained by reversing the polarization of the beam at the source and was calculated using the relation

$$A_y = \frac{\sigma_+(\theta) - \sigma_-(\theta)}{p_y^- \sigma_+(\theta) + p_y^+ \sigma_-(\theta)}$$

where  $\sigma_+(\theta)$ ,  $\sigma_-(\theta)$  and  $p_y^+$ ,  $p_y^-$  are the cross sections and the polarizations respectively, for spin-up and spin-down beams. In our DWBA analysis we compare results obtained using the zero range approximation with results including finite range effects [2]. The optical model parameters for the entrance channels were taken from a systematic analysis of elastic proton scattering experiments at various energies on a large number of nuclei [3]. For the exit channels, in the case of  $^{55}\text{Co}(\alpha, \alpha)$ , we used optical model parameters reproducing elastic scattering data at 64.3 MeV for  $^{58}\text{Ni}$  [4] and in the case of  $^9\text{Be}(\alpha, \alpha)$  we tried a number of alpha optical potentials, given in the literature [5–9], all reproducing elastic scattering data in the energy range of 48 to 104 MeV of the mirror nucleus  $^9\text{Be}$  (Table I). The best fits to the  $(p, \alpha)$  cross section data were given by a potential of Ref. 9 (last row in Table I) i.e. by the deepest potential of the family and this was finally used in our calculation. The bound state parameters of the transferred triton cluster were arbitrarily varied to reproduce the known binding energies of the triton in  $^{58}\text{Ni}$  (21.2 MeV) and in  $^{12}\text{C}$  (27.6 MeV). The appropriate triton potentials and bound state parameters are given in Table I.

In Fig. 1 the results for  $^{58}\text{Ni}(p, \alpha)^{55}\text{Co}_{\text{g.s.}}$  are shown for zero range and finite range calculations. There is only a rather small difference between the two approaches. The agreement between theory and experiment is good. The interpretation of the data from the light target nucleus  $^{12}\text{C}$  has proven difficult in particular concerning the analyzing power which could not be reproduced with zero range calculations. The inclusion of finite range effects gave an encouraging improvement of the description of the cross section and the analyzing power, but only for small angles up to  $\theta_{\text{cm}} = 45^\circ$ . Looking for shortcomings of the applied

Table I  
Optical and bound state potential parameters

Reaction	$V_0$ (MeV)	$r_0$ (fm)	$a_0$ (fm)	$W_i$ (MeV)	$r_i$ (fm)	$a_i$ (fm)	$V_{\text{so}}$ (MeV)	Ref.
$^{58}\text{Ni}(p, p)$	38.02	1.150	0.744	7.49	1.317	0.46	6.80	(3)
$^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha)$	158.90	1.357	0.629	21.00	1.641	0.438	—	(4)
Triton-bound state of $^{58}\text{Ni}$ ; $L$ -Transfer = 3; $J$ -Transfer = $\frac{7}{2}$ :	95.69	1.500	0.760					
$^{12}\text{C}(p, p)$	25.79	1.265	0.609	4.82	1.223	0.931	3.92	(3)
$^9\text{Be}(\alpha, \alpha)$	175.20	1.37	0.57	15.00	1.50	0.60	—	(5)
	148.90	1.49	0.58	29.50	1.49	0.58	—	(6)
	66.0	1.48	0.66	35.00	1.10	1.05	—	(7)
	195.5	1.30	0.60	27.6	1.44	0.63	—	(8)
	70.9	1.55	0.66	23.87	1.55	0.66	—	(9)A
	207.10	1.545	0.475	26.98	1.545	0.475	—	(9)B
Triton-bound state of $^{12}\text{C}$ ; $L$ -Transfer = 1; $J$ -Transfer = $\frac{3}{2}$ :	101.82	1.233	0.352					

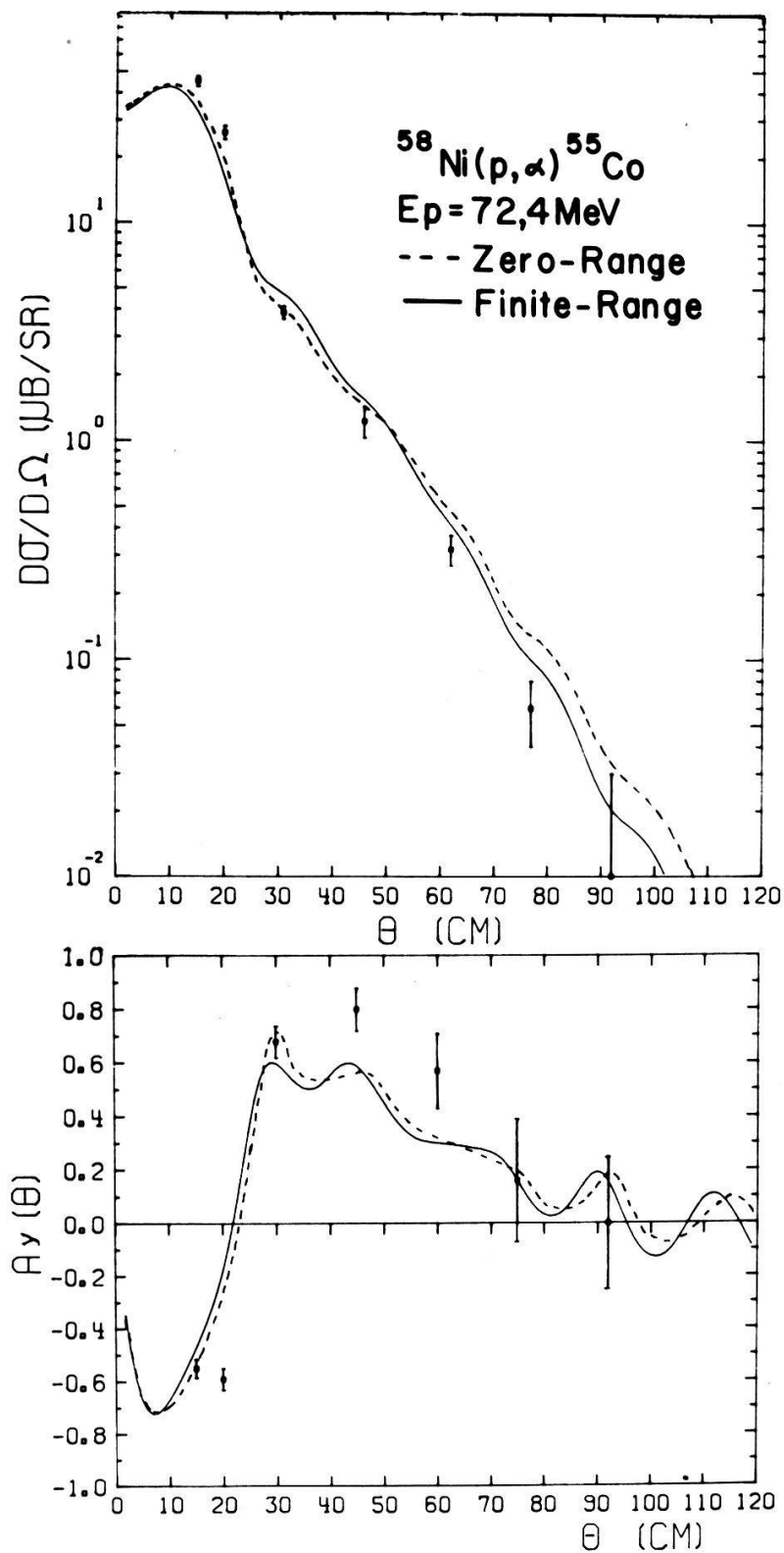


Figure 1  
Angular distribution of cross section and analyzing power of the reaction  $^{58}\text{Ni}(p, \alpha)^{55}\text{Co}_{\text{g.s.}}$  with zero-range approximation and finite-range-formalism.

model, we tried to obtain an improvement by taking into account a contribution of the heavy particle pickup process in which a  $^8\text{Be}$ -cluster is transferred. For light target nuclei the heavy particle transfer process may be important [10].

In Fig. 2 the coherent sum of the two processes, the triton cluster and the  $^8\text{Be}$  cluster pickup, is shown for the cross section and the analyzing power, compared to the experiment data. In addition, the contributions of the two mechanisms is

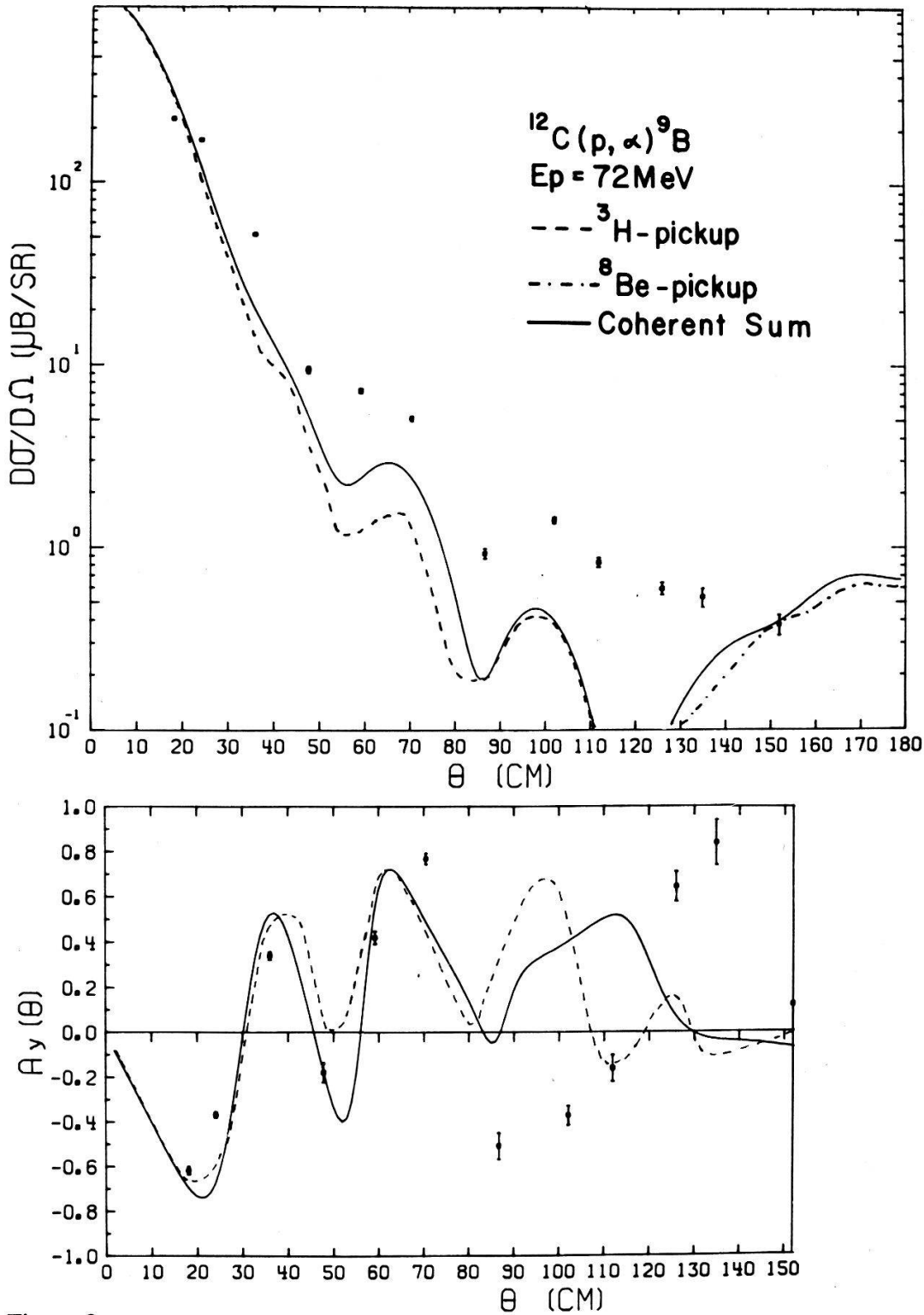


Figure 2. Angular distribution of cross section and analyzing power of the reaction  $^{12}\text{C}(p, \alpha)^9\text{B}_{g.s.}$  showing  $^3\text{H}$ -pickup,  $^8\text{Be}$ -heavy particle pickup and the coherent sum of the two mechanisms.

shown separately in Fig. 2. As can be seen, the analyzing power is slightly better reproduced by the admixture of a  $^8\text{Be}$  pickup amplitude and the fit to the cross section is moderately improved, in particular at backward angles. To get the optimal fit one needs a strength of  $2.4 \cdot 10^{-2}$  for the  $^8\text{Be}$  pickup relative to the triton pickup and the ratio of the total inelastic cross sections of the two mechanisms considered contributing alone is

$$\frac{\sigma_{\text{tot}}(^8\text{Be-pickup})}{\sigma_{\text{tot}}(^3\text{H-pickup})} = 5.2 \cdot 10^{-3}$$

The compared cross sections were calculated by the code DWUCK [11]. In conclusion, from our analysis of the  $(p, \alpha)$  reaction at  $E_p = 72$  MeV it follows that the simple triton pickup model gives a good account of the  $^{58}\text{Ni}(p, \alpha)^{55}\text{Co}_{\text{g.s.}}$ -reaction, but that this model gives a less satisfactory description of the  $^{12}\text{C}(p, \alpha)^9\text{B}_{\text{g.s.}}$ -reaction. The reason may be that contributions from two-step and knock-on processes, not included in our analysis, become important for  $(p, \alpha)$  reactions at  $E_p = 72$  MeV on light target nuclei. The inclusion of the analyzing power in the analysis provides a valuable tool for selecting alpha optical potentials and exhibiting shortcomings of approximations which otherwise could not be judged easily. For light target nuclei the zero range approximation, often used in the DWBA analysis, seems to be particularly questionable, since using this approach the analyzing power of the  $^{12}\text{C}(p, \alpha)^9\text{B}_{\text{g.s.}}$ -reaction cannot be reproduced.

The authors wish to thank the Schweizerischer Nationalfonds for financial support.

#### REFERENCES

- [1] C. ROLLAND, Nucl. Phys. 80 (1966) 625.
- [2] H. OBERHUMMER and H. H. MÜLLER, Hel. Phys. Acta, 51 (1978) 573.
- [3] H. LEEB, Dissertation, TU-Wien, 1978.
- [4] D. C. WEISSER, Phys. Rev. C2 (1970) 544.
- [5] B. KUZNETSOV, Sov. J. Nucl. Phys. 20 (1975) 340.
- [6] S. K. DATTA, Phys. Rev. C21 (1980) 1987.
- [7] C. M. PEREY and F. G. PEREY, Nucl. Data T.17 (1976) 81.
- [8] T. KAMMURI et al., Phys. Lett. 90B (1980) 197.
- [9] T. LI and B. HIRD, Phys. Rev. 174 (1968) 1130.
- [10] R. M. DEVRIES et al., Nucl. Phys. A178 (1972) 424.
- [11] P. D. KUNZ, Univ. of Colorado report, unpublished (1971).

### Elastische Streuung von Protonen an $^{64}\text{Zn}$

J. RAMM-ARNET und V. MEYER

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

Zwischen den Laborenergien von 2.88 MeV und 5.02 MeV ( $E_x$ : 6.774 MeV–8.881 MeV) wurden für die Winkel  $90^\circ$ ,  $125^\circ$ ,  $141^\circ$  und  $165^\circ$  die differentiellen Wirkungsquerschnitte bei der Reaktion  $^{64}\text{Zn}(p, p)^{64}\text{Zn}$  in Schritten von 0.3 keV bis 0.7 keV gemessen. Dabei konnten von 282 Resonanzen die Parameter nach der  $R$ -Matrix-Theorie bestimmt werden. Die  $s_{1/2}$ -Protonen



‘Strength Function’ im Laborenergiebereich von 3.24 MeV bis 5.02 MeV beträgt  $S = 0.039$  und ist damit kleiner als der Wert für den Bereich von 2.50 MeV bis 3.24 MeV ( $S = 0.050$ ) [1]. Die lokale ‘Strength Function’ schliesst bei 3.24 MeV gut an den oben genannten Wert an und zeigt im weiteren Verlauf, dass man sich im optischen Potential beim  $^{65}\text{Ga}$  im Ausgang der  $3s_{1/2}$ -Schale befindet.

Bei den Laborenergien von 3.7746 MeV, 3.8053 MeV, 4.7337 MeV, 4.9654 MeV und 5.0214 MeV wurden Analogresonanzen zu folgenden Zuständen im  $^{65}\text{Zn}$  gefunden: 1.911 MeV ( $\frac{1}{2}^+$ ), 1.941 MeV ( $\frac{1}{2}^-$ ), 2.880 MeV ( $\frac{5}{2}^-$ ), 3.104 MeV ( $\frac{3}{2}^+$ ), 3.170 MeV ( $\frac{5}{2}^-$ ). Daraus ergibt sich für die Coulombenergieverschiebung der Wert  $\Delta E_c = (9.769 \pm 0.005)$  MeV.

Die grosse Zahl der  $\frac{1}{2}^+$ -Resonanzen (227) ermutigte zu einer statistischen Betrachtung der Kernniveaux. Die Zahl schmaler Resonanzen ( $\Gamma < 50$  eV), die, bedingt durch eine Auflösung von 550 eV und Ueberlappen der Resonanzen im oberen Energiebereich, nicht beobachtet werden konnten, wurde mit der Porter-Thomas-Verteilung auf etwa 150 geschätzt. Aus der korrigierten Niveaudichte erhält man für den  $^{65}\text{Ga}$ -Compoundkern eine Kerntemperatur von 0.97 MeV.

#### LITERATUR

[1] E. G. BILPUCH et al., Annual Report 1979, TUNL.

### Diffusion quasi libre de pions

L. E. ANTONUK, D. BOVET, E. BOVET, J.-P. EGGER, F. GOETZ, P. GRETILLAT, C. LUNKE  
et E. SCHWARZ

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

C. PERRIN

(I.S.N., Université de Grenoble, F-38026 Grenoble)

J.-P. PERROUD

(I.P.N., BSP Dorigny, CH-1015 Lausanne)

G. S. BLANPIED et B. M. FREEDOM

(University of South Carolina, Columbia, U.S.A.)

Une expérience de diffusion quasi libre de pions est en cours au SIN avec le spectromètre SUSI. Des pions négatifs de 150 MeV sont incidents sur des cibles de  $^{12}\text{C}$  et  $^{13}\text{C}$ . On détecte le pion diffusé en coïncidence avec un neutron éjecté hors du noyau cible lors de la diffusion. Le détecteur de neutrons est constitué de deux couches de dix scintillateurs et a pour surface totale  $1 \text{ m}^2$ . La connaissance des angles et énergies des particules sortantes permet de déterminer l'état d'excitation du noyau résiduel. Cette expérience permet l'étude de l'interaction pion-noyau.

## Mesure de la réaction $^{176}\text{Yb}(p, 3n)^{174}\text{Lu}$ avec un spectromètre à cristal incurvé

J.-CL. DOUSSE, M. GASSER, J. KERN, R. LANNERS  
(Institut de Physique, Université, CH-1700 Fribourg)

Des transitions suivant la réaction  $^{176}\text{Yb}(p, 3n)^{174}\text{Lu}$  ont été observées pour la première fois à l'aide d'un spectromètre à cristal incurvé.

Notre spectromètre est du type DuMond et est installé près du cyclotron injecteur du SIN. Sa résolution est très supérieure à celle des détecteurs semiconducteurs dans le domaine d'énergies 30–300 KeV; ceci nous a permis de résoudre plusieurs multiplets, d'observer de nouvelles transitions et de déterminer les énergies avec une précision plus grande et ainsi d'améliorer notre connaissance des niveaux de  $^{174}\text{Lu}$ .

## Développement d'un "driver CAMAC" pour PDP11 sous RSX11M

P. CHATELAIN et C. NUSSBAUM  
(Institut de Physique, Rue A.-L. Breguet 1, CH-2000 Neuchâtel)

Dans le cadre d'élaboration de programmes d'acquisition de données d'expériences nucléaires, le développement d'un 'driver CAMAC' a permis d'améliorer un certain nombre de caractéristiques. En particulier, la vitesse d'acquisition et la souplesse d'utilisation des programmes sous RSX11M ont été optimisées.

## Formules pour les observables de spin à partir d'un programme en FORTRAN

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

Le nouveau FORTRAN 77 permet une manipulation très simplifiée des chaînes de caractères. Cela nous donne la possibilité de réaliser des programmes de 'mini' manipulations algébriques. A titre d'exemple, on donne le calcul des observables de spin dans les réactions  $pp \rightarrow \pi d$  et  $pp \rightarrow pp$ .

## **Theoretische Physik**

### **Bond length and bond strength in intercalated graphite**

L. PIETRONERO and S. STRÄSSLER

(Brown Boveri Research Center, CH-5405 Baden)

The change of the bond length and the force constant of the carbon-carbon bond in intercalated graphite is calculated as a function of the stage. The theory explains the experimental results rather well. The relevance of this result with respect to the theoretical maximum conductivity is discussed.

### **Théorie de réseaux Josephson**

L. WEISS et B. GIOVANNINI

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

On discute un réseau de grains supraconducteurs séparés par des jonctions de type Josephson. A partir d'un Hamiltonien avec interaction effective entre électrons de type BCS intra-grains et inter-grains, on établit les équations diagrammatiques pour le système dans une base qui conserve le nombre de particules. Dans le cas d'un couplage inter-grains nul, on est guidé par le résultat BCS dont on peut reproduire les caractéristiques essentielles. Une approximation de couplage inter-grains uniforme donne une seconde transition distincte de la transition supraconductrice de chaque grain. On discute les caractéristiques de ces deux transitions.

### **Rydberg series of valence and core excited rare-gas atoms: Effects of electron relaxation**

S. BARONI and A. QUATTROPANI

(Laboratoire de Physique Théorique, EPFL, CH-1006 Lausanne)

A. BALDERESCHI

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPFL, CH-1006 Lausanne)

The similarities between core and valence Rydberg series observed in rare-gas atoms are explained in terms of electronic relaxation. Comparative Hartree-Fock calculations based on both the frozen-atom and the frozen-ion schemes show that the effects of relaxation on the electronic charge density extend up to the outer atomic shell regardless of the principal quantum number of the hole.

## **Defektlinien-Modell zur Beschreibung des smektisch-A-nematischen Phasenüberganges in flüssigen Kristallen**

FRANZ RYS und W. HELFRICH

(Institut für Festkörpertheorie, Freie Universität Berlin, Arnimallee 3, D-1000 Berlin 33-West)

Das Aufbrechen der Ordnung der smektischen Schichtstruktur beim Übergang in die nematische Phase (AN-Übergang) wird beschrieben durch ein statistisches Ensemble thermisch erzeugter nichtkreuzender, geschlossener, gerichteter Defektlinien. Wir vernachlässigen die (schwache) elastische Energie und betrachten ein Gittergas gerichteter, geschlossener nicht kreuzender Linien ('loop-gas') und studieren die Natur und das kritische Verhalten des Phasenübergangs. Die Ergebnisse werden mit experimentellen Daten verglichen. Auf dem zweidimensionalen quadratischen Gitter ist das Gittergas einfacher 'loops' äquivalent zum 8-Vertexmodell im alternierenden Feld.

## **Gibt es quantenmechanische Markoff Prozesse?**

P. TALKNER

(Institut für Physik, Universität Basel, CH-4056 Basel)

Die Quantenregressionshypothese postuliert, dass Korrelationsfunktionen allein durch die Relaxation der Mittelwerte bestimmt sind. Sie stellt eine Verallgemeinerung Markoffscher Dynamik auf quantenmechanische Systeme dar. Für quantenmechanische Systeme, die ins thermische Gleichgewicht relaxieren erfüllen die nach der Quantenregressionshypothese bestimmten Gleichgewichtskorrelationsfunktionen nicht das Fluktuations-Dissipationstheorem und besitzen nicht die durch detailliertes Gleichgewicht bedingten Symmetrien. Mit der Regressionshypothese werden also wesentliche Beiträge von Quantenfluktuationen vernachlässigt.

## **Utilité de l'induction thermique**

D. BOVET

(Institut des Sols, Roches et Fondations, EPFL-Ecublens, CH-1015 Lausanne)

Il y a place, dans les équations fondamentales de la thermodynamique, pour une grandeur vectorielle dont la différentielle, multipliée par le flux d'entropie, serait un terme de la différentielle de la densité d'énergie. Ce vecteur, que nous proposons de nommer *induction thermique*, est généralement supposé nul; comme sa détermination dépend du choix d'un état de référence, cette hypothèse est toujours admissible. Mais il peut être *utile* d'en disposer autrement, par exemple dans la description d'un gaz très raréfié; dans le cas de l'hélium liquide, l'emploi de l'induction thermique se ramène à la théorie des deux fluides par un simple changement de variables.

## **Two-photon transitions to exciton states in semiconductors**

A. QUATTROPANI

(Laboratoire de Physique Théorique, EPF, P.O. Box 1024, CH-1001 Lausanne)

R. GIRLANDA

(Istituto di Struttura della Materia, Università di Messina, Messina, Italy)

and P. SCHWENDIMANN

(Gruppe für Rüstungsdienste, DSA, CH-3000 Bern 25)

We discuss the gauge invariance of the two-photon transition rate in the dipole approximation for systems described by a non-local Hamiltonian. We show that, in order to preserve the gauge invariance of the two-photon transition rate, the form of the electron-photon interaction in the velocity gauge has to be modified. We apply this result to two-photon transitions between the groundstate and the exciton state in a two-band semiconductor.

## **How to simplify total energy and electron-phonon calculations in solids?**

J. ASHKENAZI, M. DACOROGNA and M. PETER

(University of Geneva, DPMC, 24, Q.E.-Ansermet, CH-1211 Geneva 4)

The energy minimum property, within the HKS density functional approach, enables us to approximate total energy differences by differences between one electron energies, with the same potential around the atoms. This explains the success of the *d*-bond model in calculations of the cohesive energy and the heat of formation in transition metals and their alloys. For shear and phonons, two terms are present: one describes a renormalized 'bare phonon', and the other is expressed again by differences between one-electron energies under a 'frozen potential' condition. This was found successful for shear calculations in transition metals. Furthermore, electron-phonon coupling processes can be based on a one-electron picture. Many body effects are largely included in these methods because under the frozen potential condition (they reproduce) the self-consistency and the screening effects are mutually cancelled.

## **Failure of the soft-phonon picture?**

T. SCHNEIDER and E. STOLL

(IBM Zurich Research Laboratory, CH-8803 Rüschlikon)

Nontrivial systems exhibiting distortive phase transitions are nonlinear. A prominent model is the  $\varphi^4$ -system in *d*-dimensions. We present and discuss molecular-dynamics results in one, two, three and four-space dimensions, revealing the failure of the soft-phonon picture. These results offer a unified picture of the critical dynamics in the Ising universality class.



## The two-dimensional one-component plasma on a periodic strip

PH. CHOQUARD

(Institut de Physique Théorique, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 14, Avenue de l'Eglise-Anglaise, CH-1006 Lausanne)

We consider the 2-D Coulomb O.C.P. subject to semi-periodic boundary conditions (a periodic strip parallel to the  $x$  direction and of width  $w$  in the  $y$  direction). The interaction potential is

$$\varphi_w(x, y) = \sum_k \frac{1}{w} \int_{\mathbb{R}_1} \frac{dq}{2\pi} \frac{2\pi}{q^2 + k^2} e^{iqx +iky}, \quad k = \frac{2\pi n}{w}, \quad n \in \mathbb{Z},$$

We show that for the particular value of the plasma parameter  $\gamma \equiv e^2/k_B T = 2$ , the model is exactly soluble and that for  $0 < w < \infty$  the one particle correlation function  $\rho_1(x)$  is periodic with a period  $= 1/\rho w$  where  $\rho$  is the particle density. In fact,  $\rho_1(x)$  is given by the simple Poisson sum

$$\rho_1(x) = \sum_{n \in \mathbb{Z}_1} \frac{1}{w} \sqrt{2\rho} \exp \{-2\pi\rho(x - n/\rho w)^2\}$$

In the limit  $w \rightarrow \infty$ ,  $\rho_1(x) \rightarrow \rho$  and we recover results established by Alastuey and Jancovici [1] for the same model in a disk shaped domain.

### REFERENCE

[1] A. ALASTUEY and B. JANCOVICI, J. Physique 42, 1 (1981).

## Vollständiges System kommutierender, symmetrischer Observablen für $n$ Spins $s$

A. RODRIGUEZ und H. P. BADER

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

Für  $n$  Spins  $s$  gelte die Permutations- und Rotationssymmetrie, sodass der Gesamtspin, seine  $z$ -Komponente und die Darstellung der Permutationsgruppe  $S_n$  gute Quantenzahlen liefern. Nach Weyl genügen diese für  $s = \frac{1}{2}$ . Für grössere  $s$  sind weitere Operatoren nötig. Der Hilbertraum wird nach der Gruppe  $SU(2s + 1) \otimes S_n$  ausreduziert. Unabhängig von  $n$  verbleibt das Problem, die Darstellungen von  $SU(2s + 1)$  nach Darstellungen  $D_s$  von  $SU(2)$  auszureduzieren und durch die zusätzlichen Operatoren zu unterscheiden. Dies wird für  $s = 1$  durchgeführt.

## Frequency dependent conductivity of disordered one-dimensional systems

J. BERNASCONI and W. R. SCHNEIDER  
(Brown Boveri Research Center, CH-5405 Baden)

We investigate the behavior of the complex frequency dependent conductivity  $\sigma(\omega)$  of one-dimensional systems whose dynamics can be described by a master equation with random nearest neighbor transfer rates. We derive an exact  $\omega \rightarrow \infty$  asymptotic expansion for  $\sigma(\omega)$  and determine its  $\omega \rightarrow 0$  asymptotic behavior with the help of a general scaling hypothesis. Comparison is made with the predictions of an Effective-Medium-type treatment, and explicit scaling arguments are used to discuss several crossover effects. We apply our results to a specific random barrier model which quantitatively explains the anomalous behavior of the ionic conductivity in the one-dimensional superionic conductor hollandite. We discuss the observability of the mobility transition predicted by our random barrier model, and, finally, we use a variant of this model to describe the peculiar behavior of the ac conductivity recently observed in several TCNQ salts.

## La méthode des répliques dans la théorie des systèmes désordonnés

STEPHANE SARBACH  
(Institut für Festkörperforschung, Kernforschungsanlage Jülich, Postfach 1913, D-5170 Jülich)

Le modèle d'Ising avec des interactions et des champs aléatoires est examiné dans quelques cas simples pour tester la méthode des répliques. Le problème se ramène à l'étude d'un ensemble de  $n$  copies du système original avec des interactions gouvernées par un hamiltonien effectif. L'énergie libre et les fonctions de corrélations sont calculées dans la limite  $n \rightarrow 0$  et comparées à des résultats obtenus sans l'emploi des répliques.

## Spin glasses with long-range interactions

Y. UENO  
(Institut de Physique théorique, Université de Lausanne, CH-1015 Lausanne)  
and S. OKAMOTO  
(Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, 153 Tokyo, Japan)

In the spin glasses of magnetic dilute alloys localized spins interact through the RKKY interaction which has a long-range character. It is quite interesting to consider what properties this character brings to the spin glasses and what is the difference between these spin glasses and those with short range interactions. For this purpose we consider a model system in which the exchange interaction has a Gaussian distribution  $P_r(J) \propto \exp(-J^2/2\Delta^2)$  that depends on distance  $r$  through the variance  $\Delta(r) = \Delta_0 r^{-d-\sigma_0}$ . We use the replica method and give the phase

diagram in the  $d - \sigma_0$  plane that determines the region where the mean field approximation (MFA) is valid. It shows that the MFA is clearly not valid for the system with the RKKY interaction ( $d = 3, \sigma_0 = 0$ ). The details are given in a paper to be published in Phys. Lett. A.

### **Kinks and periodons at $T = 0$ first-order phase transition in one-dimensional anharmonic lattices**

E. MAGYARI

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

One-dimensional lattices with harmonic coupling between neighboring lattice sites and an on-site anharmonic potential  $V(\Phi) = A\Phi^{2n+2} + B\Phi^{n+2} + C\Phi^2 + D$  are examined in the displacive limit. The kink solutions interpolating between the coexistent phases  $\Phi = 0, \pm\Phi_0$  at the  $T = 0$  first-order phase transition point  $B^2 = 4AC, A, C > 0, B > 0, D = 0$  are explicitly calculated, and their dependence on the degree of anharmonicity is discussed. In the two-phase region  $B^2 > 4AC$ , finite-energy nontopological soliton solutions and periodic nonlinear waves ('periodons') with finite energy density have been found in simple analytic forms.

### **Renormierungsgruppenmethode für Quantenspinsysteme**

D. MATTIS

(Institute of Physics, Univ. of Utah, Salt Lake City, USA)

und R. SCHILLING

(Institut für Physik, Universität Basel, CH-4056 Basel)

Auf den 1-dim., nächste Nachbar Heisenberg-Antiferromagnet:

$$H = J \sum_{n=1}^N \vec{S}_n \vec{S}_{n+1}, \quad J > 0$$

wird die Renormierungsgruppenmethode (RG) für Quantenspinsysteme bei  $T = 0^\circ\text{K}$  angewandt, um für *alle* Spin  $s$  die Grundzustandsenergie pro Gitterplatz:  $e_0$  für  $N = \infty$  approximativ zu berechnen. Das Resultat ist:

$$e_0(s) = \lim_{N \rightarrow \infty} E_0^{(N)}(s)/N = -Js^2 \left[ 1 + \frac{5}{8} \cdot \frac{1}{s^2} \frac{1 + \frac{4}{5s}}{1 + \frac{5}{2s} + \frac{11}{8s^2}} \right]$$

Für  $s = \frac{1}{2}$  erhält man daraus das schon bekannte Resultat [1].

Dass kein linearer Term  $a \cdot s$  in  $e_0(s)$  auftritt, zeigt, dass die (RG) im Gegensatz zu anderen Näherungsmethoden in diesem Fall zu schlechteren Resultaten führt.

#### LITERATUR

[1] J. M. RABIN, Phys. Rev. B21, 2027 (1980).

## **Invariance euclidienne des états d'équilibre classiques**

C. GRUBER, P. MARTIN et C. OGUEY

(Laboratoire de Physique Théorique, EPF, CH-1006 Lausanne)

Par une méthode basée sur la hiérarchie BBGKY on montre que, si la décroissance asymptotique des corrélations est assez rapide (hypothèse de 'clustering' intégrable), alors le système se trouve nécessairement dans un état invariant par rotation. Cette étude complète les résultats déjà démontrés concernant l'invariance par translations.

Des raffinements de la méthode permettent d'étendre ces propriétés de symétrie aux cas où les forces d'interactions à deux corps présentent, d'une part, une portée infinie (force de Coulomb, par exemple), d'autre part, une divergence fortement répulsive aux points de contact (modèle des coeurs durs en particulier). En conséquence tout brisement de symétrie euclidienne dans l'état (ex.: coexistence de phases, structure cristalline) implique une décroissance lente des corrélations.

Bericht der Frühjahrstagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft, Neuenburg, 9./10. April 1981 .....	219
Maeder, D.G., Ryser, P., Sanderson, B.I., Sillou, A., et Steiner, A.: Emissions acoustiques lors d'une transformation martensitique .....	222
Kreibich, U.T.: Glasübergang in Polymeren .....	225
Fritzler, B., Kaldis, E., und Jilek, E.: Phasenumwandlungen und $T$ - $x$ Phasendiagramme von Verbindungen mit Valenzinstabilität: $TmSe$ und $TmSe_{1-x}Te_x$ .....	225
Cornaz, P., Höchli, U.T., and Weibel, H.E.: Birefringence study of $KTaO_3:Li$ , an electric-dipole glass .....	226
Zeller, H.R.: Der Zusammenhang zwischen dielektrischer Relaxation und nematischer Ordnung in Flüssigkristallen .....	230
Zeller, H.R., Osman, M.A., Pietronero, L., and Scheffer, T.: Farbstoffe für dichroitische Flüssigkristallanzeigen .....	231
Kaldis, E., Steinmann, B., und Fritzler, B.: Kalorimetrische Untersuchungen an Verbindungen mit Valenzinstabilität: $CeN$ .....	231
Plesko, S., Kind, R., und Arend, H.: Neue Tieftemperaturphase in $Cs_2HgBr_4$ .....	231
Acker, F., et Huguenin, R.: Susceptibilité magnétique de $TiBe_2$ .....	232
Barberis, D., Pauli, L., Waldner, F., and Arend, H.: Observation of a forbidden magnetic resonance at the spinflip transition in a layered compound .....	232
Savić, I.M., and Keller, H.: Critical behavior of the antiferromagnet $RbFeF_4$ .....	234
Hälg, B., Furrer, A., und Vogt, O.: Kritische magnetische Streuung in $CeAs$ .....	236
Ott, H.R., Keller, G., Odoni, W., Woolf, L.D., Johnston, D.C., Maple, M.B., and Mook, H.B.: $HoRh_4B_4$ : An ideal metallic mean-field ferromagnet? .....	236
Boppart, H., und Wachter, P.: $Tm_{0.15}Eu_{0.85}Se$ : ein ferromagnetischer Halbleiter .....	237
Stasch, A., und Wachter, P.: Raman Streuung an den Spin Flip und Magnon-Spin Flip Anregungen in magnetischen Halbleitern .....	237
Mörke, I., Stasch, A., und Wachter, P.: Mikroskopisches Modell der Wechselwirkung zwischen optischen Phononen und Magnonen in Magnetit .....	238
Reim, W., und Schoenes, J.: Magneto-optische Untersuchungen an $UO_2$ -Filmen .....	238
Fuchs, F., and Kneubühl, F.K.: Circular polarization of the spectral thermal emission from ferromagnets .....	238
Gubler, U.M., Oelhafen, P., und Güntherodt, H.-J.: Beobachtung direkter Übergänge an Alkali- Graphiteinlagerungsverbindungen (AGEV) mit niederenergetischer Photoemission .....	241
Krieg, J., Oelhafen, P., und Güntherodt, H.-J.: Sekundärelektronenspektroskopie an Donator- Graphiteinlagerungsverbindungen (GEV) .....	241
Schüpfer, E., Pfluger, P., Lapka, R., und Güntherodt, H.-J.: Optische Reflexion an Li-Graphit- einlagerungsverbindungen .....	241
Cartier, E., Heinrich, F., Pfluger, P., und Güntherodt, H.-J.: Nachweis prägnanter Unterschiede in der elektronischen Struktur von $C_6Li$ - und $C_8K$ -Graphiteinlageverbindungen durch Positronen- experimente .....	242
Posternak, M., Wimmer, E., and Freeman, A.J.: Self-consistent electronic structure of lithium graphite $LiC_6$ .....	242
Celio, M., and Monnier, R.: Lattice dynamics of mixed valent $Tm_{0.99}Se$ .....	243
Collet, B., MacInnes, W.M., et Huguenin, R.: Mesure de la fréquence de diffusion $\nu(T)$ dans les 1ère et 2ème bandes du Zinc .....	243
Iqbal, Z.: Electron-phonon coupling in quasi-1D K-TCNQ .....	243
Vepřek, S., Iqbal, Z., Oswald, H.R., Sarott, F.A., Wagner, J.J., and Webb, A.P.: Lattice expansion of small silicon crystallites - implications for $\alpha$ -Si .....	244
Sadeghi, H.R., et Châtelain, A.: Mesures par RPE de la température de fusion de petites particules de sodium préparées dans du $NaN_3$ .....	244
Estreicher, S., and Meier, P.F.: Spin densities at muons in ferromagnetic metals .....	248
Hintermann, A., Stoneham, A.M., and Harker, A.H.: Cluster calculations of muon Knight shift in Be .....	248
Gygax, F.N., Hintermann, A., Rüegg, W., Schenck, A., Studer, W., and Wehr, H.: Measurement of the muon Knight shift in a single crystal of high purity Zinc .....	249
Gygax, F.N., Hintermann, A., Kaplan, N., Rüegg, W., Schenck, A., and Studer, W.: New measurements on the magnetic field and orientation dependence of $\mu^+$ spin-depolarization in Nb single crystals .....	249
Lapka, R., Gubler, U., Oelhafen, P., Güntherodt, H.-J., und Mizoguchi, T.: Konzentrationsab- hängigkeit der Elektronenstruktur des metallischen Glases Cu-Ti .....	249
Oelhafen, P., Lapka, R., und Güntherodt, H.-J.: Relative Photoionisations-Querschnitte für $d$ - Band Zustände in Übergangsmetall-Legierungen .....	250
Armbruster, E., DasGupta, A., Künzi, H.-U., und Güntherodt, H.-J.: Wasserstoffpeaks in der inneren Reibung von metallischen Gläsern .....	250



Künzi, H.-U., Armbruster, E., und Güntherodt, H.-J.: Magnetoelastische Wechselwirkung in metallischen Gläsern .....	250
Cartier, E., Heinrich, F., and Güntherodt, H.-J.: Free-electron behaviour in the metallic glasses Mg <sub>70</sub> Zn <sub>30</sub> , Ca <sub>70</sub> Mg <sub>30</sub> and Ca <sub>70</sub> Al <sub>30</sub> observed by positron annihilation .....	251
Affolter, K., von Allmen, M., und Wittmer, M.: Laserproduzierte metallische Gläser: V-Si und Nb-Si .....	251
Modesti, S., Frova, A., Staehli, J.L., et Guzzi, M.: Luminescence du plasma electron-trou dans les alliages GaAs <sub>1-x</sub> P <sub>x</sub> .....	252
Magne, G., Czaja, W., and Hediger, H.: Absorption related to iodine in AgBr .....	252
de Siebenthal, J.M., and Bill, H.: SO <sub>4</sub> <sup>-</sup> , an anionic Jahn-Teller system in SrCl <sub>2</sub> .....	255
Salathé, R.P., Gilgen, H.H., und Rytz-Froidevaux, Y.: Lasererzeugtes, stabiles Lumineszenzband hoher Effizienz in (Al, Ga)As .....	255
Salathé, R.P., und Gilgen, H.H.: Elektrolumineszenz mit verbessertem Wirkungsgrad aus laserbestrahlten (Al, Ga)As Doppelheterostruktur-Dioden .....	256
Thiébaud, F., und Kneubühl, F.K.: Infraroteigenschaften von SiO <sub>2</sub> -Fasern .....	256
Fünfschilling, J.: Der Zusammenhang Site-Energie/Elektron-Phonon-Kopplung in einem organischen Glas .....	259
Travaglini, G., und Wachter, P.: Vergleich der optischen Eigenschaften von K <sub>0,3</sub> MoO <sub>3</sub> und K <sub>0,33</sub> MoO <sub>3</sub> .....	259
Schoenes, J., Küng, M., und Henkie, Z.: Elektronische Struktur von U <sub>3</sub> P <sub>4</sub> und Th <sub>3</sub> P <sub>4</sub> .....	260
Mörke, I., und Wachter, P.: Ramanstreuung an gemischtvalentem SmB <sub>6</sub> .....	260
Vaterlaus, H.P., Lévy, F., Berger, H., und Sthioul, H.: Optische und elektrische Eigenschaften von Titan-Dichalkogeniden substituiert mit Nb und V .....	261
Bauer, J., Baldereschi, A., et Maschke, K.: Réponse électronique à une variation de ionicité dans les semiconducteurs .....	261
Steigmeier, E.F., und Auderset, H.: Lumineszenz und Raman-Streuung an Pt-Ketten-Salzen .....	262
Baeriswyl, D., Harbeke, G., Kiess, H., und Meyer, W.: Dotierung von (CH) <sub>x</sub> mit I <sub>2</sub> und SbF <sub>5</sub> : eine vergleichende Studie .....	262
Martins, J.L., and Car, R.: Pseudopotential spin-density-functional calculation of the electronic properties of small potassium clusters .....	262
Zysset, B., Böni, P., und Bilgram, J.H.: Lichtstreuung an der Phasengrenze fest/flüssig von D <sub>2</sub> O .....	265
Böni, P., und Bilgram, J.H.: Fluktuationen in der Grenzschicht zwischen Eis und Wasser (H <sub>2</sub> O) .....	266
Bilgram, J.H., und Dürig, U.: Periodische Fluktuationen an der Phasengrenze fest-flüssig von Salol .....	267
Baumann, K., und Bilgram, J.H.: Überhitztes Eis .....	268
Peter, M.: Bernd Matthias, chercheur et trouveur .....	268
Binnig, G., und Baratoff, A.: Mechanismus der Supraleitung in dotiertem SrTiO <sub>3</sub> .....	270
Holguin, E., Posada, E., Robin, D., Rinderer, L., et Rothen, F.: Statique de la couche mixte à deux dimensions (M) dans des échantillons creux d'étain en présence d'un courant axial .....	271
Seeber, B., Rossel, Ch., et Fischer, Ø.: Fils supraconducteurs à champ élevé à base de PbMo <sub>6</sub> S <sub>8</sub> .....	271
Decroux, M., Fischer, Ø., Lachal, B., Chevrel, R., et Sergent, M.: Etude de la limitation paramagnétique dans Mo <sub>6</sub> Se <sub>8-x</sub> S <sub>x</sub> .....	271
Dierker, S.B., Klein, M.V., Merlin, R., Blue, J., and Chandrasekhar, B.S.: Raman scattering and phonon density of states in <i>p</i> -irradiated V <sub>3</sub> Si .....	272
Nsabimana, M., Racine, G.-A., Beck, H., and Martinoli, P.: Complex impedance measurements of superconducting films at RG-frequencies .....	272
Rivera, J.-P., et Schmid, H.: Caractérisation de boracites Ni-I .....	273
Acker, F., et Ku, H.C.: Ordre magnétique dans les composés RE(Ir <sub>x</sub> Rh <sub>1-x</sub> ) <sub>4</sub> B <sub>4</sub> (RE = Dy, Ho) .....	273
Khanna, S.N., Car, R., Martins, J.L., and Buttet, J.: Self consistent pseudopotential calculation of the electronic structure of C <sub>2</sub> , O <sub>2</sub> and CO .....	273
Meier, F., und Pescia, D.: Spin-polarisierte Photoelektronen aus Germanium durch Verwendung von zirkular-polarisiertem Licht .....	274
Mauri, D., und Landolt, M.: Spinpolarisierte Photoemission an ferromagnetischen Gadolinium-Filmen .....	274
Niedermann, Ph., Landolt, M., und Mauri, D.: Spinpolarisierte Photoemission von ferromagnetischen Ni-Fe-Legierungen .....	275
Erbudak, M., John, C., and Ravano, G.: Spin dependent diffuse scattering of electrons from gold .....	275
Schlapbach, L.: Zur Elektronenstruktur von LaNi <sub>5</sub> .....	276
Schärli, M., und Brunner, J.: Bremsstrahlung-induzierte AES an elementarem roten Phosphor .....	276
Kobayashi, T., Kaldis, E., and Muheim, J.: Control of material parameters in the HgI <sub>2</sub> $\gamma$ -ray detectors .....	277
Zimmermann, U., Stucki, F., Heinrich, F., und Küng, M.: Positronenstudien an den Wasserstoffspeichern FeTi, ErFe <sub>2</sub> , LaNi <sub>5</sub> und Mg <sub>2</sub> NiH <sub>x</sub> .....	277
Peteler, W., und Kaldis, E.: Simultane Oberflächenreaktion und Verdampfung von YbTe .....	277

Nguyen, T.Q., Kausch, H.H., et Jud, K.: Cicatrisation des fissures dans le poly(styrène-co-acrylonitrile) réticulé .....	278
Muheim, J.T.: Liefert das Festkörperfunkenmassenplasma (FK-FMP) ein Quantenmodell der Hubble-Rezession des Universums? .....	281
Carrard, M., Bonneville, J., et Martin, J.L.: Microstructure de fluage dans l'aluminium monocristallin aux températures moyennes .....	282
Rechsteiner, R., Monot, R., Wöste, L., Zellweger, J.M., and van den Bergh, H.: The effect of infrared laser light on the formation of SF <sub>6</sub> van der Waals clusters in a supersonic jet .....	282
Rivera, J.-P.: Mesures piézoélectriques automatiques par la méthode du cercle d'admittance .....	287
Georg, C., Triggs, P., et Lévy, F.: Croissance épitaxiale en phase de vapeur de (Ru-Ir)O <sub>2</sub> sur TiO <sub>2</sub> .....	288
Imanaka, K., Kayal, A.-H., Mezger, A., and Rossel, J.: Tunnelling recombination emission in X-ray irradiated CsI:Na crystals via self-trapped exciton state .....	288
Kayal, A.-H., Mezger, A., Imanaka, K., et Rossel, J.: Mesures des temps de déclin de l'émission à 420 nm du CsI:Na <sup>+</sup> irradié aux RX .....	288
Schweika, W., Werner, K., and Solt, G.: Volume change and internal strain in the dilute solid solution Al-Ga studied by coherent diffuse neutron scattering .....	289
Schwarzenbach, P., Balmer, J., und Lädach, P.: Dynamik der Laser/Plasma-Wechselwirkung .....	290
Graf, H.P., and Kneubühl, F.K.: Fluorescence measurements on radicals in a laser induced plasma in methane .....	290
Semenzato, S., Gruber, R., et Troyon, F.: Calcul de la configuration magnétique d'une colonne de plasma hélicoïdale .....	292
Egger, E., Vaucher, B.G., Ritz, Ch., und Hoegger, B.: Korrelationsmessungen im stark inhomogenen RF-Plasma .....	292
Egger, E., Hoegger, B., Ritz, Ch., Schneider, H., und Vaucher, B.G.: Driftwelleninduzierte Turbulenzen im stark inhomogenen RF-Plasma .....	293
Hoegger, B., Kühne, G., und Nowak, S.: Divergierender und konvergierender Resonanzkegel im inhomogenen Plasma .....	293
Weibel, E.S., and Festeau-Barrioz, M.C.: Ponderomotive effect of an ion cyclotron wave in a two-ion species plasma .....	294
Sayasov, Yu.S.: Anomalous skin effect in magnetized bounded plasmas .....	294
Sayasov, Yu.S.: On the anomalously low magneto-acoustic resonances (MAR) observed in the low density cylindrical plasmas .....	294
Kocian, P., Mayor, J.M., Bourquard, S., und Merk, E.: Diagnostik des Heliumsilanentladungsplasmas .....	295
Burkhard, P., und Lüthy, W.: Effizienter Thallium-Resonanzlinien-Gaslaser .....	295
Lüthy, W., und Burkhard, P.: Superfluoreszenz bei 535 nm durch Zwei-Photonen-Dissoziation von Thalliumbromid .....	296
Ryter, D., and von Allmen, M.: Intensity of hot spots in multimode laser beams .....	296
Gnepf, S., Preiswerk, H.P., and Kneubühl, F.K.: Dispersion relations of distributed feedback lasers with strong modulations .....	296
Preiswerk, H.P., Rozkwitalski, Z., Gnepf, S., Hüsler, O., Tölle, R., und Kneubühl, F.K.: Distributed Feedback Gas Laser .....	300
Fischer, E., Rozkwitalski, Z., und Kneubühl, F.K.: Eigenschaften eines Plasmabeschleunigers .....	302
Bonani, G., Balzer, R., Suter, M., Wölfli, W., Beer, J., Oeschger, H., and Stauffer, B.: Radioisotope dating of small samples using an EN-tandem accelerator .....	305
Thomann, P., Burnett, K., et Cooper, J.: Observation de corrélations dynamiques dans la dépolarisation de la lumière par redistribution collisionnelle .....	306
Kunz, R.E., Gordon, J.G. II, and Philpott, M.R.: Surface enhanced Raman scattering (SERS) from azide on silver .....	306
Kunz, R.E., Philpott, M.R., and Gordon, J.G. II: Plasmon surface polariton contribution to scattered light from silver gratings .....	306
Wiltzius, P., Känzig, W., Hofmann, V., und Straub, P.W.: Untersuchung des Frühstadiums der Umwandlung von Fibrinogen in Fibrin mit Lichtstreuung .....	307
Dietler, G., Wiltzius, P., Känzig, W., Hofmann, V., und Straub, P.W.: Die Aggregation von Fibrin vor der Sol-Gel Umwandlung .....	307
Finger, G., und Kneubühl, F.K.: Messung der thermischen Emission der Atmosphäre .....	308
Randin, J.P., et Viennet, R.: Diffusion protonique dans les films minces de WO <sub>3</sub> .....	311
Perrin, D.: Situation actuelle des états baryonium. Résultats expérimentaux et aspect phénoménologique .....	311
Aprile, E., Eisenegger, C., Hausammann, R., Heer, E., Hess, R., Lechanoine-Leluc, C., Leo, W.R., Mango, S., Morenzoni, S., Onel, Y., and Rapin, D.: A direct experimental reconstruction of the <i>pp</i> elastic scattering matrix at 579 MeV .....	311
Schacher, J.: Physik im neuen Bereich um 500-GeV-Schwerpunktenergie .....	312

Abela, R., Daum, M., Eaton, G.H., Frosch, R., Jost, B., Kettle, P.-R., and Steiner, E.: Search for heavy neutrinos .....	313
Baer, H.W., Bistirlich, J.A., Crowe, K.M., Dahme, W., Joseph, C., Perroud, J.P., Lebrun, M., Martoff, C.J., Straumann, U., and Truöl, P.: $T=2$ states in the $A=14$ -system: radiative pion capture in $^{14}\text{C}$ .....	314
Ramseyer, E., Hahn, B., und Hugentobler, E.: Anwendung der Holographie bei Miniatur-Blasenkammern .....	314
Falciano, S., Freudenreich, K., Juillot, P., Wallace-Hardrill, J.S., Anderson, L., Coc, A., Kluberg, L., Romana, A., Salmerson, R., Varela, J., Betev, B., Blaising, J.J., Degré, A., Gudewicz, P., Morand, R., Gsponer, A., Guanziroli, M., Hofer, H., Le Coultre, P., Strolin, P., Suter, H., Tarnopolsky, G., Telegdi, V.L., and Viertel, G.: High resolution study of the inclusive production of massive muon pairs by intense pion beams .....	315
Aas, B., Beer, W., Beltrami, I., Ebersold, P., Eichler, R., von Ledebur, Th., Leisi, H.J., Ruckstuhl, W., Sapp, W.W., Vacchi, A., Kern, J., Pinston, J.-A., and Weber, R.: Vacuum polarization test and search for direct muon-hadron interaction from muonic X-rays .....	315
de Bellefon, A., Billoir, P., Brunet, J.M., Tristram, G., Sonderegger, P., Gago, J., Bachmann, L., Bogdanski, M., Perrin, D., and Schwarz, R.: Large angle scattering between 3 and 12 GeV/c ..	316
Collaboration: Bristol-Cambridge-Genève-Heidelberg-Lausanne-Queen Mary College-Rutherford Laboratory: Interactions des hyperons $\Xi^-$ dans l'hydrogène et le deutérium à 100 et 135 GeV/c .....	316
-; Diffusion élastique et modes de désintégration des hyperons $\Xi^-$ , mesurés entre 100 et 135 GeV/c .....	316
Fricke, G., Mallot, G., Phan, T.Q., Piller, G., Rüetschi, A., Schaller, L.A., Schellenberg, L., et Schneuwly, H.: Etude du déplacement isotopique à partir des transitions muoniques dans l'Argon .....	317
Morenzoni, E., Bonani, G., Bürgy, P., Stoller, Ch., Suter, M., and Wölfl, W.: X-ray transitions in superheavy quasimolecules .....	317
Riehs, P., Prasad, R., Eder, G., Jasicek, H., Müller, H.H., Reichart, W., and Steiner, S.: Measurement and analysis of prompt fission neutrons of $^{252}\text{Cf}(sf)$ .....	317
Boeglin, W., Jourdan, J., Plattner, G.R., und Sick, I.: Coulombstreuung identischer Teilchen: ein quantenmechanisches Lehrstück .....	321
Jeckelmann, B., Kern, J., Kiebele, U., Pinston, J.-A., Weber, R., Aas, B., Beer, W., Beltrami, I., Bos, K., deChambrier, G., Goudsmit, P.F.A., von Ledebur, Th., Leisi, H.J., Ruckstuhl, W., Strassner, G., und Vacchi, A.: Spektroskopische Quadrupolmomente von $^{25}\text{Mg}$ und $^{27}\text{Al}$ aus muonischen X-Ray Übergängen .....	321
Germond, J.-F., Lombard, R.J., Waxman, D., et Wilkin, C.: Corrections eikonales pour un potentiel spin-orbite .....	321
Guillod, F., et Germond, J.-F.: Potentiel de Kisslinger en approximation eikonale .....	322
Dorninger, C., Müller, H.H., Pinck, S., and Wagner, R.: Angular distribution of cross section and analyzing power for the reactions $^{12}\text{C}(p, \alpha)^9\text{B}_{g.s.}$ and $^{58}\text{Ni}(p, \alpha)^{55}\text{Co}_{g.s.}$ at $E_p = 72$ MeV .....	322
Ramm-Arnet, J., und Meyer, V.: Elastische Streuung von Protonen an $^{64}\text{Zn}$ .....	326
Antonuk, L.E., Bovet, D., Bovet, E., Egger, J.-P., Goetz, F., Gretillat, P., Lunke, C., Schwarz, E., Perrin, C., Perroud, J.-P., Blanpied, G.S., et Preedom, B.M.: Diffusion quasi libre de pions ...	327
Dousse, J.-Cl., Gasser, M., Kern, J., et Lanners, R.: Mesure de la réaction $^{176}\text{Yb}(p, 3n)^{174}\text{Lu}$ avec un spectromètre à cristal incurvé .....	328
Chatelain, P., et Nussbaum, C.: Développement d'un «driver CAMAC» pour PDP11 sous RSX11M .....	328
Foroughi, F.: Formules pour les observables de spin à partir d'un programme en FORTRAN ...	328
Pietronero, L., and Strässler, S.: Bond length and bond strength in intercalated graphite .....	329
Weiss, L., et Giovannini, B.: Théorie de réseaux Josephson .....	329
Baroni, S., Quattropiani, A., and Baldereschi, A.: Rydberg series of valence and core excited rare-gas atoms: Effects of electron relaxation .....	329
Rys, F., und Helfrich, W.: Defektlinien-Modell zur Beschreibung des smektisch-A-nematischen Phasenüberganges in flüssigen Kristallen .....	330
Talkner, P.: Gibt es quantenmechanische Markoff Prozesse? .....	330
Bovet, D.: Utilité de l'induction thermique .....	330
Quattropiani, A., Girlanda, R., and Schwendimann, P.: Two-photon transitions to exciton states in semiconductors .....	331
Ashkenazi, J., Dacorogna, M., and Peter, M.: How to simplify total energy and electron-phonon calculations in solids? .....	331
Schneider, T., and Stoll, E.: Failure of the soft-phonon picture? .....	331
Choquard, Ph.: The two-dimensional one-component plasma on a periodic strip .....	332
Rodriguez, A., und Bader, H.P.: Vollständiges System kommutierender, symmetrischer Observablen für $n$ Spins $s$ .....	332

Bernasconi, J., and Schneider, W.R.: Frequency dependent conductivity of disordered one-dimensional systems .....	333
Sarbach, St.: La méthode des répliques dans la théorie des systèmes désordonnés .....	333
Ueno, Y., and Okamoto, S.: Spin glasses with long-range interactions .....	333
Magyari, E.: Kinks and periodons at $T=0$ first-order phase transition in one-dimensional anharmonic lattices .....	334
Mattis, D., und Schilling, R.: Renormierungsgruppenmethode für Quantenspinsysteme .....	334
Gruber, C., Martin, P., et Oguey, C.: Invariance euclidienne des états d'équilibre classiques .....	335