

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 57 (1984)
Heft: 4

Vereinsnachrichten: Frühjahrstagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft
(SPG)
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: 16.01.2026

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

Frühjahrstagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft (SPG)

Sektionen: Festkörperphysik, Angewandte Physik, Theorie, Kern- und Teilchen-
physik 5. und 6.4.84 in Bern

Teilnahme der Sektion Kernphysik an der Frühjahrstagung der Oesterreichischen
und der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Innsbruck vom 26.–30.3.84

Vorstand der SPG:

Präsident	Prof. J. Kern, Freiburg
Vizepräsident	Prof. P. Minkowski, Bern
Sekretär	Dr. B. Vaucher, Freiburg

Uebrige Mitglieder:

Dr. M. Siegrist	Angewandte Physik
Prof. R. Dändliker	Wissenschaftspolitik
Dr. J. P. Egger	Kern- und Teilchenphysik
Prof. P. Martinoli	Festkörperphysik
Dr. R. Viollier	Theoretische Physik
Prof. H. J. Gerber	Helvetica Physica Acta
Prof. M. Peter	I.U.P.A.P.

Rechnungsrevisoren:

Prof. W. Czaja, EPF Lausanne
Prof. L. Schellenberg, Universität Freiburg

Neue Mitglieder (seit 24. August 1983 bis 24. Februar 1984)

Aubert, Claude (Basel), Bagnoud, Xavier (Fribourg), Bona Gian-Luca (Zürich),
Brunner, Andreas J. (Basel), Burtscher, Heinz (Zürich), Grab Christophorus
(Villigen), Derendinger, Jean-Pierre (Genève), Desarzens, Claude (Tour-de-
Peilz), Jorand, Miguel (Lausanne), Kaspar, Heinz Franz (Villigen), Leemann,
Christian (Neuchâtel), Merki, Peter (Bern), Mueller, Peter (Zürich), Phan, Tuong-
Quang (Fribourg), Pillonel, Roland-Pierre (Fribourg), Schneider, Sandro (Mur-
ten), Schoeri, Olivier (Lausanne), Schurtenberger, Peter (Zürich), Studer, Walter
(Villigen), Wahl, François (Genève), Weise, Edgar (Neuchâtel).

Adresse der SPG:

Société Suisse de Physique,
Institut de Physique de l'Université, Pérolles,
CH-1700 Fribourg

Protokoll der Generalversammlung vom 6. April 1984, 10.15h Anwesend: 70 Personen

1. *Protokoll der Generalversammlung vom 13. Oktober 1983 in Delémont*

Das Protokoll wird ohne Einwände genehmigt.

2. *Mitteilungen des Vorstandes*

- *‘EPS General Conference 1987’*: Als Tagungsort für diese Konferenz wurde Genf vorgeschlagen. Der Präsident würdigt mit anerkennenden Worten die Bereitschaft der Kollegen von der Universität Genf, die Organisation dieser Tagung zu übernehmen.
- *Ehrenvolle Wahl eines Mitgliedes der SPG*: Prof. H. R. Striebel ist in den Regierungsrat von Basel-Stadt gewählt worden. Der Präsident hat ihn im Namen der Gesellschaft dazu beglückwünscht.
- *Werbung*: Im Monat März 84 wurden den ‘EPS-News’ eine Werbebroschüre des Verlages John Wiley beigelegt. Damit konnten die Versandkosten für diese Sendung gedeckt werden.
- *Gemeinsame Tagung mit der Oesterreichischen Physikalischen Gesellschaft 1985*: Eine gemeinsame Tagung mit Vertretern aller Fachrichtungen wird vom Vorstand nicht als sinnvoll erachtet. Hingegen sind gemeinsame Tagungen einzelner Fachrichtungen (Sektionen) äusserst nützlich und sollten weiterhin durchgeführt werden.
- *Prioritäten der physikalischen Forschung in den nächsten 10–15 Jahren*: Die SPG hat auf die diesbezügliche Vernehmlassung des Schweizerischen Wissenschaftsrates geantwortet. Der Text der Stellungnahme kann vom Sekretariat der SPG angefordert werden.
- *Herbsttagung 1984*: Die Herbsttagung findet vom 4.–7. Oktober 1984 an der Universität Zürich-Irchel statt. Es sind Poster und mündliche Kurzvorträge vorgesehen. Einsendeschluss für die Kurzbeiträge ist der 10. August 1984.
- *Frühjahrstagung 1985*: Die Tagung wird am 28./29. März 1985 in Freiburg stattfinden.

3. *Jahresrechnung 1983*

Der Sekretär erläutert die Jahresrechnung 1983 und die Bilanz auf den 31. Dezember 1983. Nach dem Bericht des Revisors wird die Rechnung genehmigt. Der Präsident dankt dem Sekretär, seiner Mitarbeiterin und den Revisoren für ihre Arbeit.

4. *Mitgliederbeiträge*

Der Mitgliederbeitrag für Einzel- und Kollektivmitglieder, sowie für Bibliotheken bleibt unverändert. Wer Mitglied auf Lebenszeit werden möchte, bezahlt Fr. 700.–abzüglich 50% bereits bezahlter Mitgliederbeiträge. Diese Vorschläge des Vorstandes werden von der Generalversammlung einstimmig gutgeheissen.

5. *Mitteilungen der Präsidenten der Fachgruppen*

- Prof. P. Martinoli orientiert über das erstmals an dieser Tagung durchgeführte Podiumsgespräch. Er fordert die Teilnehmer auf, Kritik und Verbesserungsvorschläge zu unterbreiten. Er gratuliert den Herren Dr. G. Binnig und H. Rohrer zu dem ihnen verliehenen ‘Hewlett Packard Europhysics Prize 1984’.

6. Mitteilungen der Kommissionspräsidenten

– *Helvetica Physica Acta*:

Prof. H. J. Gerber gibt bekannt, dass die Jahresrechnung HPA 1983 ausgeglichen ist. Hingegen zeichnet sich nach Prof. Ph. Martin, Redaktor, eine bedrohliche Entwicklung ab: die Anzahl der Abonnenten und die Anzahl der eingereichten Arbeiten nimmt ab. Die Mitglieder werden erneut aufgefordert, vermehrt gute Arbeiten in den *Helvetica Physica Acta* zu veröffentlichen. Anregungen aus der Versammlung (Ohlsen), das Abonnement für Mitglieder der SPG zu verbilligen und längere Manuskripte von den Tagungsbeiträgen anzunehmen, werden vom Redaktionskomitee zur Prüfung entgegengenommen.

– *Stellenvermittlung*

1983 wurden drei Zirkulare (Auflage: 345 Exemplare) versandt. Es konnten vier Stellen vermittelt werden (Dr. F. Thiébaud in Vertretung von Prof. F. Kneubühl).

7. Wahlen

Dr. J. P. Egger (Kern- und Teilchenphysik) und Prof. P. Martinoli (Festkörperphysik) werden für ein weiteres Jahr im Amt bestätigt. Anstelle des zurückgetretenen Dr. K. Appert (Angewandte Physik) wird Dr. M. Siegrist, CRPP/EPFL gewählt. Der Präsident dankt K. Appert für die guten geleisteten Dienste und die Impulse, die er der Sektion Angewandte Physik gegeben hat.

8. *Europhysics Letters*

Der Präsident und der Delegierte in der Arbeitsgruppe für diese Zeitschrift, H. J. Gerber, orientieren über die Entwicklung der Lage seit Oktober 1983. Nebst den Argumenten für eine Teilnahme der SPG am Gemeinschaftswerk (Bulletin der SPG, Vol. 1, 1984,13) gibt es noch offene Fragen, welche eine heutige, bedingungslose Zusage der SPG nicht rechtfertigen lassen. Es fehlen noch die Zusagen wichtiger europäischer Länder. Ausserdem konnten sich die europäischen Partner noch nicht einigen, in welchem Land die Zeitschrift gedruckt werden soll.

Der Vorstand möchte deshalb heute nicht über einen Beitritt entscheiden lassen, sondern ersucht die Generalversammlung um die Vollmacht, zum gegebenen Zeitpunkt, falls der Vertrag den ursprünglich (Herbst 1983) abgesprochenen Bedingungen entspricht, dem Gemeinschaftswerk beitreten zu können. Der Vorstand wird insbesondere darauf achten, dass eine europäische Zeitschrift hohen Niveaus entsteht, ähnlich dem amerikanischen 'Physical Review Letters', dass wichtige europäische Länder nicht abseits stehen, und dass alle Fachrichtungen der Physik vertreten sind.

In der Schlussabstimmung erteilt die Generalversammlung mit grosser Mehrheit – ohne Gegenstimme bei drei Enthaltungen – dem Vorstand die Vollmacht über einen Beitritt zum Gemeinschaftswerk 'Europhysics Letters' zu beschliessen. Der Präsident dankt der Versammlung für das dem Vorstand entgegengebrachte Vertrauen.

9. Verschiedenes

Der Zeitpunkt der Frühjahrstagung 1984 war ungünstig (W. Czaja). Der Vorstand bemüht sich indessen, den Zeitpunkt der Tagungen möglichst früh

bekannt zu geben, damit Ueberschneidungen gemeldet und berücksichtigt werden können.

Schluss der Sitzung 11.10 h

Der Präsident: Prof. J. Kern
Der Sekretär: Dr. B. Vaucher

Festkörperphysik

Defekte – Zentren

Mesure de frottement intérieur par analyse du signal

J. BAUR et A. KULIK, EPFL, DP-Institut de Génie Atomique, PHB-Ecublens, CH-1015 Lausanne

De nombreuses propriétés mécaniques des solides sont contrôlées par la mobilité des dislocations. Cette mobilité est influencée par la présence d'autres défauts dans le cristal, comme les défauts ponctuels.

Dans le but d'étudier les interactions entre dislocations et défauts ponctuels, une nouvelle installation de mesure de frottement intérieur a été mise au point. Le frottement intérieur est mesuré sur des lames encastrées vibrant à la résonance à l'aide d'une nouvelle méthode utilisant la transformée de Fourier de la décroissance libre. Cette technique permet de filtrer les mouvements parasites et augmente grandement la précision de mesure. Une forme d'échantillon a été étudiée afin de limiter les effets perturbateurs dus à l'encastrement. La méthode de mesure ainsi que des résultats expérimentaux seront présentés.

Mécanismes d'interaction entre dislocations et défauts ponctuels dans l'aluminium au voisinage de la température ambiante

G. GREMAUD, LI PING HO et W. BENOIT, DP-Institut de Génie Atomique, EPFL, PHB Ecublens, CH-1015 Lausanne

Par une étude détaillée du comportement anélastique (pic P_c et fond de frottement intérieur), ainsi que par des mesures ultrasonores sous déformation cyclique, des mécanismes d'interaction complexes entre dislocations et défauts ponctuels ont été mis en évidence dans l'aluminium pur au voisinage de la température ambiante. Ces mécanismes, liés à la présence d'une interaction élastique entre dislocations et défauts ponctuels plus ou moins mobiles, font appel à la fois à des processus élémentaires d'ancrage-désancrage des dislocations et de traînage des défauts ponctuels.

Nature des dislocations dans KTN

J.-J. AMMANN, P. BUFFAT, D. RYTZ* et P. STADELMANN, Institut Interdépartemental de Microscopie Electronique, EPFL, CH-1015 Lausanne,

* Hughes Research Laboratory, Malibu, Ca 90265, USA

Abstract. Dislocations in KTN perovskites have been investigated by transmission electron microscopy and contrast simulation using ONEDIS Program. Edge dislocations with a Burgers vector $\mathbf{b} = [1, 0, 0]$ and screw dislocations with $\mathbf{b} = [1, 1, 0]$ have been identified.

A ce jour, de nombreux travaux ont été entrepris sur les propriétés ferroélectriques et électrooptiques des perovskites [1]. Bien que les dislocations

présentes dans ce type de matériaux soient très peu connues, un rôle leur a été attribué dans certains comportements comme le durcissement de la surface ou l'ancrage des domaines ferroélectriques [2, 3]. Nous avons déterminé par microscopie électronique la nature des dislocations les plus fréquemment observées (direction \mathbf{u} , vecteur de Burgers \mathbf{b}) dans un KTN ($\text{K Ta}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$) de concentration $x = 0.009$.

L'étude des dislocations purement vis ou purement coin dans les cristaux isotropes est effectuée par la méthode à deux ondes [4]. En s'aidant de l'image formée par l'onde transmise il est possible de déterminer le vecteur de Burgers \mathbf{b} en utilisant le critère d'invisibilité de la dislocation $\mathbf{g} \cdot \mathbf{b} = 0$ (lorsque le vecteur de diffraction \mathbf{g} est perpendiculaire à \mathbf{b} , le contraste de l'image de la dislocation est nul). Dans les cristaux anisotropes comme le KTN, le critère d'invisibilité ne peut plus être appliqué systématiquement. Il permet cependant de proposer une classe de vecteurs de Burgers potentiels. Le choix final de celui-ci est effectué en comparant les images expérimentales de la dislocation obtenues avec différents vecteurs de diffraction \mathbf{g} aux images simulées sous les mêmes conditions pour chacun des vecteurs de Burgers considérés. Il est déterminé sans ambiguïté lorsque la série d'images simulées avec un des vecteurs \mathbf{b} correspond entièrement à la série expérimentale.

La simulation utilise le programme ONEDIS [5] adapté pour un ordinateur PDP 11/34 sous RSX-11/M. La figure 1 permet de comparer cinq images expérimentales d'une même dislocation aux simulations obtenues dans les mêmes conditions pour cinq vecteurs de Burgers différents. On y constate que les simulations calculées à partir du vecteur $\mathbf{b} = [0, 1, 0]$ correspondent bien aux images expérimentales. Des dislocations de vecteur de Burgers $\mathbf{b} = [1, 1, 0]$ ont été identifiées de la même façon. Dans ce cas, cependant, la correspondance entre images expérimentales et simulées s'avère plus délicate si la longueur d'extinction n'a pas été déterminée soigneusement.

Les dislocations de caractère coin et de vecteur de Burgers $\mathbf{b} = [1, 0, 0]$ sont rares et sont généralement isolées les unes des autres. Celles de vecteur de Burgers $\mathbf{b} = [1, 1, 0]$ sont de caractère vis et elles apparaissent sous forme de bandes rectilignes dans les échantillons préamincis par polissage mécanique jusqu'à une épaisseur de 40 microns environ. Par contre, elles n'ont pas été observées dans les lames amincies uniquement par attaque chimique (acide fluorhydrique) et par bombardement ionique.

Le vecteur de Burgers $\mathbf{b} = [1, 1, 0]$ n'est pas le plus petit vecteur de translation du réseau et de ce fait l'énergie élastique de la dislocation n'est pas minimale. On peut montrer cependant [6] que l'énergie totale de deux dislocations de vecteur $\mathbf{b}_1 = [1, 0, 0]$, $\mathbf{u}_1 = [1, 1, 0]$ et $\mathbf{b}_2 = [0, 1, 0]$, $\mathbf{u}_2 = [1, 1, 0]$ est supérieure à l'énergie de la dislocation $\mathbf{b} = [1, 1, 0]$, $\mathbf{u} = [1, 1, 0]$. L'énergie w par unité de longueur d'une dislocation vis est donnée dans le cadre de l'élasticité isotrope linéaire [7] par

$$w = \frac{\mu b^2}{4\pi} \ln \frac{\alpha R}{b}$$

et pour une dislocation coin par

$$w = \frac{\mu b^2}{4\pi(1-\nu)} \ln \frac{\alpha R}{b}$$

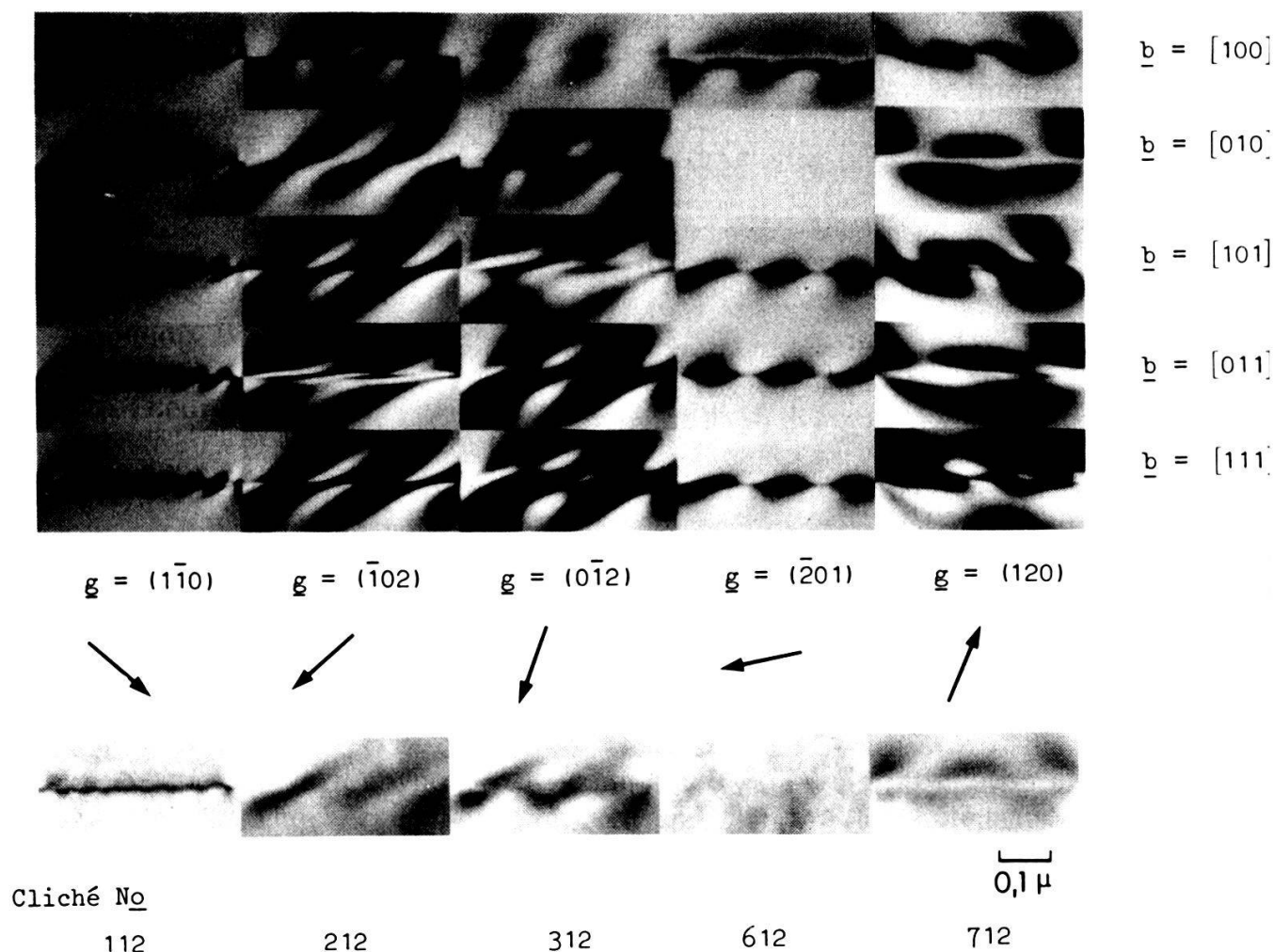


Figure 1

Comparaison de cinq images expérimentales obtenues pour les vecteurs de diffraction $\mathbf{g} = (1, -1, 0)$, $(-1, 0, 2)$, $(0, -1, 2)$, $(-2, 0, 1)$, $(1, 2, 0)$ avec les simulations produites pour les mêmes conditions d'observation avec les vecteurs de Burgers $\mathbf{b} = [1, 0, 0]$, $[0, 1, 0]$, $[1, 0, 1]$, $[0, 1, 1]$, $[1, 1, 1]$. Les clichés No 212 et 612 correspondent à des extinctions parfaites prévues par le critère d'invisibilité $\mathbf{g} \cdot \mathbf{b} = 0$.

Direction de la dislocation: $\mathbf{u} = [2, 0, -1]$.

avec μ le module de cisaillement, $b/\alpha = r_0$ le rayon du coeur de la dislocation, R le rayon extérieur de la dislocation, ν le module de Poisson. Ainsi, les dislocations observées de vecteur de Burgers $\mathbf{b} = [1, 1, 0]$ pourraient être le résultat de la combinaison de deux dislocations: $\mathbf{b}_1 = [1, 0, 0]$ et $\mathbf{b}_2 = [0, 1, 0]$.

En conclusion, le KTN de concentration $x = 0.009$ contient des dislocations coin de vecteur de Burgers $\mathbf{b} = [1, 0, 0]$ et des dislocations vis de vecteur de Burgers $\mathbf{b} = [1, 1, 0]$. Ces dernières, semblables à celles observées par Tanaka [8] dans KNbO_3 , ont pu être créées lors du préamincissement mécanique. Les dislocations de vecteur de Burgers $\mathbf{b} = [0, 2, 1]$ relevées par Dobrikov [9] dans la perovskite PbTiO_3 n'ont pas été observées ici.

RÉFÉRENCES

- [1] D. RYTZ, thèse No 475, EPFL, Lausanne (1983).
- [2] J. P. ANSERMET et al., J. Phys. C 14 (1981) 4541.

- [3] R. C. BRADT et G. S. ANSELL, J. Appl. Phys. 38 (1967) 5407.
- [4] P. B. HIRSCH, et al., Electron Microscopy of Thin Crystals, Butterworths, London, 1966.
- [5] A. K. HEAD et al., *Computed Electron Micrographs and Defects identification*, North Holland, New York, (1973).
- [6] W. BOLLMANN, communication privée.
- [7] J. P. HIRTH et J. LOTHE, *Theory of Dislocations*, McGraw Hill, New York, (1978).
- [8] M. TANAKA et Y. HIMIYAMA, Acta cryst. A31 (1975) 264.
- [9] A. A. DOBRIKOV et al., kristal und Technik, 15 (1980) 207.

The susceptibility of an impurity: change in interatomic forces around implanted H-atoms in metals

G. SOLT and H. BECK, Institut de Physique, Université de Neuchâtel, Rue Breguet 1, CH-2000 Neuchâtel

The interaction between two atoms of a host metal, mediated by the sea of conduction electrons, is strongly modified around a dissolved H^+ ion or μ^+ meson with a doubly occupied bound electronic state. This effect may be essential to explain puzzling experimental results on lattice deformation around H-like impurities. The method of calculating the additional susceptibility due to the presence of the impurity has been developed and applied to a simplified model system, where the main features of the modification in the interatomic forces are expected, however, to be realistic.

Quantum-Beats im Fluoreszenzzerfall von Tetracen-Kristallen

J. FÜNFSCHILLING und I. ZSCHOKKE-GRÄNACHER, Institut für Physik, Klingelbergstr. 82, CH-4056 Basel

S. A. CANONICA und U. P. WILD, Laboratorium für Physikalische Chemie ETHZ, CH-8092 Zürich

Wir haben einen Tetracen-Kristall mit ps-Pulsen eines synchron-gepumpten Farbstofflasers angeregt und den Abfall der Fluoreszenz über einen grossen dynamischen Bereich (5 Dekaden) beobachtet. In Tetracen ist die Fluoreszenz-(Singulett-)Lebensdauer speziell kurz (<0.5 ns), weil die Singulettts in zwei Triplett-Exzitonen aufspalten. Der Fluoreszenzabfall ist deshalb nach kurzer Zeit durch die Re-Annihilation dieser Triplettts bestimmt. Diese Annihilation, deren Reaktionsprodukt wieder Singulettts sind, hängt sowohl von der Spin-Entwicklung wie auch von der Art der Bewegung (Diffusion) der Triplettts ab. Der erste Effekt führt auf Quantum-Beats (z.B. 3 Schwebungsfrequenzen ohne äusseres Magnetfeld), der zweite kann durch ein 2-dimensionales random-walk Modell beschrieben werden. Die Auswertung der Modell parameter liefert Auskunft über die Hüpfzeit, die Annihilationsrate, die Feinstruktur und die Spin-Relaxation der Triplett-Exzitonen in Tetracen.

Etude RPE du Cu^{2+} dans NaF

G. MAGNE et H. BILL, Groupe de Physico-Chimie du Solide, Sciences II, Université de Genève, 30 quai E. Ansermet, CH-1211 Genève 4

La structure électronique et l'environnement du Cu^{2+} dans NaF sont étudiés par RPE (bandes X et Ka) dans un domaine de température de 1.6 K à 300 K. Deux centres de cuivre coexistent dans le NaF, leurs concentrations relatives dépendent fortement de la méthode de préparation des cristaux. La première espèce paramagnétique est de symétrie triclinique à 1.6 K, son spectre évolue lors de l'élévation en température pour devenir tétragonal à $T > 40$ K. Deux modèles possibles sont présentés: l'un fait appel à un centre de type moléculaire et l'autre à un pseudo-effet Jahn-Teller. La seconde espèce est de symétrie tétragonale entre 4.2 et 78 K. A l'inverse du premier centre, il y a structure hyperfine résolue. Dans ce cas, le modèle de l'effet Jahn-Teller ($E_g \otimes e_g$) semble tout à fait adapté.

Radiation induced defects in CrO_4^{2-} doped K_2SO_4 single crystals

Y. RAVI SEKHAR and H. BILL, Groupe Physico Chimie du Solide, Sciences II, Université de Genève, 30 quai Ernest Ansermet, CH-1211 Geneve 4

X-irradiation of chromate doped K_2SO_4 crystals at 300 K and 77 K leads to the formation of two different centers, A and B, respectively. They are identified as CrO_4^{3-} , using ESR, ENDOR, optical absorption and Raman spectroscopies. Center A is found to be associated with a proton trapped in the neighborhood while center B has no defect associated with it. The electronic structure and the ground state have been determined with the help of ESR data in both the cases which exhibit interesting differences. An attempt is made to unify these results with the earlier studies on isoelectronic MnO_4^{2-} ions in K_2SO_4 and other crystals in order to reach a comprehensive picture on the structure of transition metal tetra oxyanions.

Investigation électrométrique et électromécanique de $\text{KTaO}_3:\text{Li}$

M. MAGLIONE,¹⁾ Institut de Physique Expérimentale, EPFL, CH-1007 Lausanne
U. T. HÖCHLI, IBM Zürich Research Laboratory, CH-8803 Rüschlikon.

Résumé. La substitution d'ions Li en site K dans KTaO_3 induit des dipôles électriques locaux dûs à la position 'off-center' de ces atomes de lithium par rapport au site cubique.

La polarisation rémanente est mesurée en fonction de l'histoire de l'échantillon dans l'espace température-champ électrique. Les résultats permettent de déterminer la limite d'ergodicité près de la température de gel qui dépend fortement du champ appliqué.

I. Introduction

Récemment, de nombreuses expériences ont apporté des renseignements importants sur le système $\text{K}_{1-x}\text{Li}_x\text{TaO}_3$ ¹⁾. En particulier, des mesures de

¹⁾ Adresse actuelle: IBM Zurich Research Laboratory, CH-8803 Rüschlikon.

résonnance magnétique nucléaire, de pyroélectricité, de propagation ultrasonore et d'effet raman ont prouvé que les ions lithium se déplacent d'une distance $\delta = 0.9 \text{ \AA}$ dans une des six directions [100] par rapport au site cubique du Potassium. La dynamique des dipôles ainsi créés a été caractérisée à l'aide de la relaxation magnétique nucléaire, de la relaxation diélectrique et de l'absorption ultrasonore [1].

Toutes ces études, effectuées en fonction de la température, posent la question de savoir si on peut détecter une transition de phase de $\text{KTaO}_3:\text{Li}$ à une température donnée. Si certaines expériences, notamment les mesures de la susceptibilité diélectrique, montrent que des effets collectifs entre les dipôles Li apparaissent en-dessous d'une certaine température T (dépendant de la concentration x), les mesures de relaxation magnétique et diélectrique ne font apparaître aucun effet critique.

Le manque de travaux théoriques sur l'interaction à longue distance des dipôles de lithium nous a conduit à chercher une analogie avec d'autres systèmes où des moments distribués dans un 'cristal-hôte' donnent lieu à des effets collectifs dépendant de la température. C'est justement le cas des verres de spins qui font l'objet de nombreux travaux, tant théoriques [2], qu'expérimentaux [3]. Plus précisément, nous avons voulu tester si les prévisions de De Almeida-Thouless concernant la limite d'ergodicité pouvaient s'appliquer aux systèmes dipolaires [4]. Par définition, un système est ergodique quand une mesure donne une valeur représentative de la moyenne de toutes les valeurs possibles dans l'espace de phase [5]. En particulier, cette mesure ne dépend pas de l'histoire de l'échantillon,

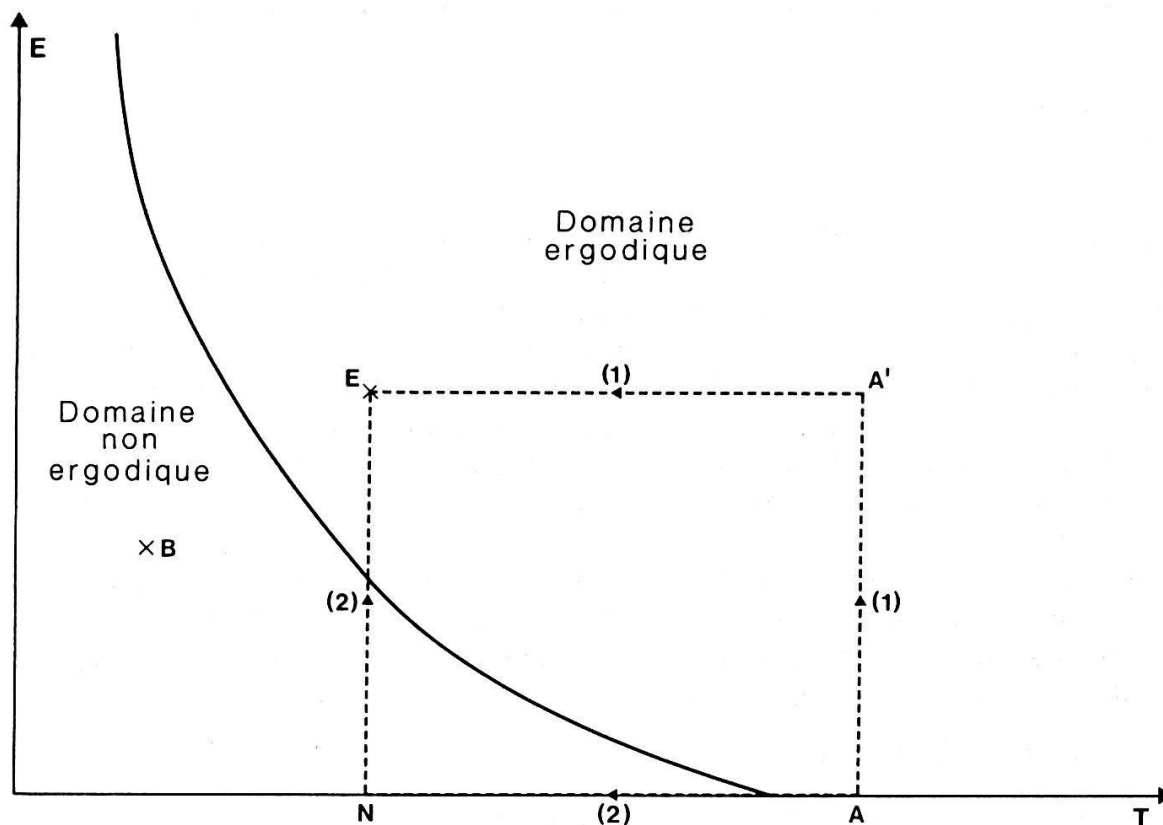


Figure 1

Réprésentation schématique de la limite d'ergodicité. Chemin (1): A-A'-E refroidissement sous champ électrique. Chemin (2): A-N-E refroidissement à champ nul puis application du champ.

c'est à dire du chemin parcouru dans le diagramme E-T dans le passé. Supposons qu'il existe une limite d'ergodicité dans ce diagramme, comme représenté schématiquement dans la figure 1. Une mesure de la polarisation P au point B dépend du chemin si et seulement si B est dans le domaine non-ergodique du diagramme.

II. Mesure de la polarisation

La polarisation rémanente est la grandeur macroscopique qui caractérise l'orientation des dipôles de lithium sous l'influence du champ électrique et des variations de température, elle dépend donc de l'histoire de l'échantillon. Nous avons mesuré cette polarisation par trois méthodes différentes.

1) Mesure directe des charges induites. La mesure de la polarisation au-dessous de T_g s'effectue généralement par effet pyroélectrique: l'échantillon est refroidi sous champ puis la charge libérée au réchauffement est mesurée par un électromètre. On obtient

$$P = Q/S = \int i dt/S \quad (1)$$

Où i est le courant et S la surface des électrodes. Cette méthode nécessite le cyclage isoélectrique. Elle ne s'applique pas à $T > T_g$ où la rémanence disparaît.

2) Mesure de la susceptibilité diélectrique. La détermination de P au-dessus de T_g , peut-être effectuée en mesurant la susceptibilité $\varepsilon(E)$ à basse fréquence et on trouve

$$P = \int_0^{E_{\text{appl}}} \varepsilon(E) dE = \varepsilon_0 \varepsilon_{dc} E \quad (2)$$

où ε_{dc} est la susceptibilité statique indépendante de E . Cette méthode ne s'applique pas à $T > T_g$ ni pour les plus hautes fréquences car la susceptibilité dynamique ε_{ac} n'est pas une bonne mesure de ε_{dc} .

3) Résonnance acoustique. Contrairement aux méthodes précédentes, la méthode ultrasonore s'applique à toutes les conditions. Elle est basée sur le fait qu'une polarisation est toujours accompagnée d'un effet piézoélectrique: une onde ultrasonore est engendrée dans l'échantillon par un champ électrique alternatif et l'évaluation des caractéristiques de sa résonnance permet de déterminer la polarisation.

Les électrodes étant parallèles à la face (100) et le champ électrique perpendiculaire aux électrodes, nous pouvons écrire une expression simplifiée du tenseur des déformations S_1 en fonction de la tension mécanique T_1 et du champ alternatif δE_3 faible par rapport au champ continu E_3 [6]

$$S_1 = s_{11} T_1 + d_{31}^*(E_3) \delta E_3 \quad (3)$$

(les indices 1, 2, 3 correspondent aux axes de référence) où s_{11} représente la compliance élastique et d_{31}^* la constante piezoélectrique transverse dépendant du champ continu E_3 . En multipliant E_3 par la susceptibilité diélectrique statique ε_{dc}^{33} , on peut traduire la dépendance de d_{31}^* en fonction de P_3 . D'autre part, le

rendement acoustique.

$$(k_{31})^2 = (\text{Energie Acoustique})/(\text{Energie Electrique})$$

est relié à d_{31}^* :

$$d_{31}^*(P) = \sqrt{\epsilon_0 \epsilon_{ac}^{33} s_{11}} k_{31} \quad (4)$$

où ϵ_{ac}^{33} est la susceptibilité dynamique. Le coefficient s_{11} peut s'exprimer en fonction des paramètres de la résonance acoustique:

$$s_{11} = 1/v^2 \rho \quad (5)$$

où ρ est la densité et v la vitesse de propagation de l'onde acoustique dans l'échantillon. A la résonance, $v = 2Lf$ où L est la longueur de l'échantillon et f la fréquence de résonance. De même k_{31} s'exprime en fonction de f , de la capacité de l'échantillon C , de la largeur de la résonance à mi-hauteur Δf et de la conductance à la résonance G_{\max} .

En remplaçant k_{31} et s_{11} dans l'équation (4), nous déduisons la polarisation en fonction des coefficients électromécaniques de l'échantillon et des caractéristiques de sa résonance:

$$P_3 = \frac{\sqrt{\pi}}{16} \frac{1}{\epsilon_0 \sqrt{\epsilon_{ac}^{33} \epsilon_{dc}^{33}}} \left(\frac{t}{WL} \right)^{1/2} \frac{1}{L \rho^{1/2}} \frac{1}{g_{31}^* f^2} \sqrt{\Delta f G_{\max}} \quad (6)$$

t et W étant l'épaisseur et la largeur de l'échantillon et g_{31}^* la constante électrostrictive, transformée canonique de celle utilisée par Winter et Rupprecht:

$$g_{31}^* = g_{31}/(\epsilon_0 \epsilon_{dc}^{33})^2.$$

Comparaison entre ces méthodes

A $T > T_g$, une comparaison entre les méthodes ultrasonore et électrométrique laisse comme seule variable le coefficient électrostrictif qui est donc déterminé:

$$g_{31}^*(28K) = 4.6 \times 10^{-3} \text{ m}^4/\text{C}^2$$

A $T > T_g$ la comparaison entra la méthode ultrasonore et celle de la susceptibilité détermine

$$g_{31}^*(49K) = 3.5 \times 10^{-3} \text{ m}^4/\text{C}^2$$

Les variations de g_{31}^* avec la température sont donc faibles par rapport aux variations dues à l'histoire de l'échantillon: le fait que les deux chemins pourraient se terminer en deux points B' et B'' séparés par une incertitude ΔT n'explique en aucun cas la différence expérimentale de la polarisation.

III. Résultats

Nous avons testé l'effet de l'histoire sur la polarisation aux points N et E dans le diagramme de la figure 1. Il est clair qu'une seule mesure a un temps donné ne peut donner la valeur moyenne requise par le postulat d'ergodicité. Il faut donc prendre des mesures successives jusqu'à l'indépendance du temps d'un

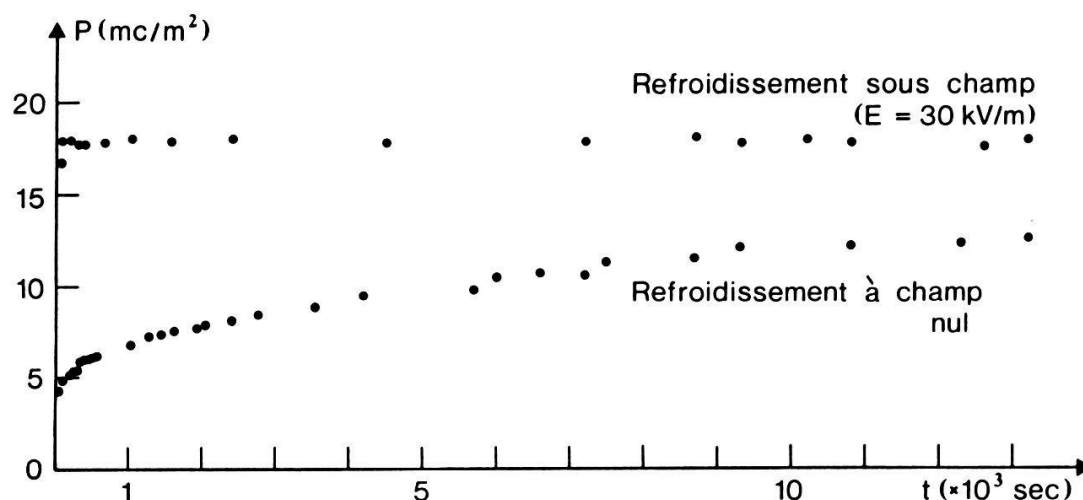


Figure 2

Relaxation de la polarisation après refroidissement de l'échantillon avec ou sans champ électrique - ($T = 30.5$ K).

phénomène. Le temps d'attente est une variable tout à fait arbitraire [5]. En traçant $P(t)$ pour le point E , on trouve le résultat donné dans la figure 2. On conclut qu'il est suffisant d'attendre $\sim 10^4$ s pour trouver le système en équilibre. Appliquant la même condition au point N , on trouve qu'après 10^4 s P n'a changé que d'un pourcent (figure 2).

En conclusion, la méthode ultrasonore permet de mesurer P pour $T \geq T_g$. Grâce à cette méthode, la prévision de De Almeida Thouless sur la dépendance de la limite d'ergodicité en fonction du champ appliqué a été vérifiée pour un verre dipolaire pour la première fois.

Une vérification du diagramme d'ergodicité proposé par De Almeida Thouless est en cours.

REFERENCES

- [1] J. J. VAN DER KLINK, D. RYTZ, F. BORSA et U. T. HOCHLI, *Phys. Rev. B* 27 (1983), p. 89.
- [2] D. SHERRINGTON et S. KIRKPATRICK, *Phys. Rev. Lett.* 35 (1975), p. 1792; plus récemment, J. L. VAN HEMMEN, *Proc. Coloq. on Spin Glasses Heidelberg* (1983), Springer, p. 203.
- [3] J. A. MYDOSH, *Coloq. on Spin Glasses Heidelberg* (1983), Springer, p. 38. Voir aussi R. V. CHAMBERLIN, M. HARDIMAN, L. A. TURKEVITCH and R. ORBACH, *Phys. Rev. B* 25 (1982), p. 6720 et R. V. CHAMBERLIN, G. MOZURKEWICH and R. ORBACH, *Phys. Rev. Letters* 52 (1984), p. 867.
- [4] J. R. L. DE ALMEIDA et D. THOULESS, *J. Phys. A* 11 (1978), p. 983.
- [5] R. G. PALMER, *Coloq. on Spin Glasses Heidelberg* (1983), Springer, p. 234.
- [6] G. RUPPRECHT et W. H. WINTER, *Phys. Rev.* 25 (1967), p. 1019.

Supraleitung – Metalle

Spezifische Wärme der Uranmonopniktide UX (X = N, P, As, Sb) bei tiefen Temperaturen

H. RUDIGIER, H. R. OT und O. VOGT, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH- Hönggerberg, CH 8093 Zürich

Wir haben die spezifische Wärme von UP, UAs und USb im Temperaturbereich zwischen 0.1 K und 1.0 K sowie zwischen 1.5 K und 10 K gemessen. UN wurde im Intervall $1.5 \text{ K} < T < 10 \text{ K}$ untersucht. Aus den gefundenen Werten für die elektronische spezifische Wärme $C_e = \gamma \cdot T$ geht hervor, dass die Leitungselektronen in UN, UP und UAs einen erheblichen Anteil von 5f-Symmetrie aufweisen. Der niedrige γ -Wert für USb ($0.2 \text{ mJ}/(\text{Mol} \cdot \text{K}^2)$) dagegen lässt auf eine Lokalisierung der 5f-Elektronen in diesem Material schliessen. Aus den Daten unterhalb von 1 K geht eindeutig hervor, dass die nukleare spezifische Wärme der ^{235}U - und Anionkerne oberhalb von 1 K vernachlässigbar ist. Die aus unseren Messungen bestimmten Hyperfeinfelder stimmen, wo ein Vergleich möglich ist, sehr gut mit den aus Mössbauerexperimenten bestimmten Werten überein.

Theory of the Heavy Fermion Superconductor CeCu₂Si₂

H. RAZAFIMANDIMBY, P. FULDE and J. KELLER,* Max-Planck Institut für Festkörperforschung, Heisenbergstr. 1, D-7000 Stuttgart 80, and *Fachbereich Physik, Universität Regensburg, D-8400 Regensburg, Federal Republic of Germany

An attempt is made to explain the occurrence of superconductivity in Kondo lattice systems such as CeCu₂Si₂. The Fermi Liquid Theory for a Kondo impurity is generalized to the lattice by means of the Korringa-Kohn-Rostocker method. It is shown that the electron-phonon mechanism which is responsible of the so-called Kondo volume collapse is able to explain why CeCu₂Si₂ is superconductor while LaCu₂Si₂ is not.

Supraconductivité induite sous champ magnétique

H. W. MEUL, C. ROSSEL et Ø. FISCHER, Université de Genève, DPMC, CH-1211 Genève 4, A. BRIGGS et G. REMÉNYI, Max-Planck Institut, F-38042 Grenoble-Cedex

Il est bien établi que l'interaction d'échange est négative dans la série Eu_xSn_{1-x}Mo₆S₈ ce qui permet en principe l'observation d'un état supraconducteur induit par un champ magnétique extérieur. Mais l'existence de cet effet dépend d'une manière très critique des paramètres du système. En utilisant une technique de pressage à chaud nous avons fabriqué des échantillons homogènes et compacts avec des concentrations d'euprium légèrement

différentes ($0.75 \leq x \leq 0.85$). Les échantillons ayant la bonne composition montrent l'effet de la supraconductivité induite d'une manière convaincante: Au-dessous de 1 K, la supraconductivité est d'abord détruite par un faible champ magnétique et la résistance R atteint 50% de sa valeur dans l'état normal. Sous des champs plus élevés, R redescend et disparaît à 10 T. Cet état supraconducteur induit subsiste jusqu'à 20 T à 0.9 K.

Mesure de la chaleur spécifique de EuMo_6S_8 jusqu'à 15 kbar

M. DECROUX, Département de Physique de la Matière Condensée, 24, Quai E. Ansermet, CH-1211 Genève 4

La transition structurale apparaissant à $T_s = 110$ K à pression ambiante est responsable de l'absence de la supraconductivité dans EuMo_6S_8 . L'application d'une pression hydrostatique diminue fortement T_s et la transition structurale disparaît en dessus de 13 kbar lorsque EuMo_6S_8 devient supraconducteur avec $T_c = 12.2$ K. La nature de cette supraconductivité a été l'objet de vives critiques ceci lié à l'absence de l'observation d'un effet Meissner.

Récemment des expériences de chaleurs spécifiques réalisées jusqu'à 15 kbar ont permis de prouver définitivement le caractère intrinsèque de la supraconductivité induite sous pression dans EuMo_6S_8 .

Sur l'existence du $\text{Mo}_8\text{Ga}_{41}$ et ses propriétés

A. BEZINGE, M. DECROUX, J. MULLER and K. YVON, Ecole de Physique, DPMC, 24, quai Ernest Ansermet, CH-1211 Genève 4

Le $\text{Mo}_8\text{Ga}_{41}$ se distingue des autres composés du système Mo-Ga par le fait qu'il possède la température de transition supraconductrice la plus élevée ($T_c = 9.6$ K). Il se synthétise directement à partir des éléments avec un excès de Ga. Une analyse au diffractomètre automatique d'un monocristal de $\text{MoGa}_6\text{Au}_{1/6}$ a permis d'étudier l'influence de l'élément ternaire dans la structure de type rhomboédrique. Ce pseudo ternaire peut être considéré comme un dérivé du $\text{Mo}_8\text{Ga}_{41}$. Tous deux sont caractérisés par une température critique ($T_c \sim 10$ K) et un champ critique ($H_{c_2}(0) \sim 7$ Tesla) semblable. Ils sont diamagnétiques.

Destruction de la supraconductivité par un courant inférieur à I_c

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

Lorsqu'on détruit la supraconductivité dans un fil supraconducteur de type I en appliquant un courant $I \geq I_c$ (courant critique), l'expérience montre que la transition est essentiellement gouvernée par des phénomènes électromagnétiques et qu'elle se fait radialement à partir de la surface externe de l'échantillon. Dans

le cas des supraconducteurs impurs, tel que l'ont signalé Posada et Rinderer [1] ainsi qu'Overton [2], la supraconductivité peut être détruite longitudinalement par des courants $I < I_c$. Ce nouveau processus qui met en jeu des effets thermiques n'a pas pu être expliqué de manière satisfaisante jusqu'à présent. Nous présentons une théorie qui donne une meilleure explication des résultats expérimentaux.

REFERENCES

- [1] E. POSADA and L. RINDERER, J. Low Temp. Phys. 21, Nos. 3/4 (1975).
[2] W. C. OVERTON, J. Low Temp. Phys. 5, 397 (1971).

Elektronische Struktur**Absence of magnetic field dependence of the cyclotron effective masses of electrons on the Fermi surface of Pd¹⁾**

W. JOSS, L. N. HALL and G. W. CRABTREE, Argonne National Laboratory, Argonne (Illinois 60439, USA), J. J. VUILLEMIN, University of Arizona, USA

The de Haas-van Alphen effect was used to search for a field dependent many-body-enhanced cyclotron-effective mass, an effect suggested by the experimentally observed depression of the electronic specific heat by a magnetic field. For the heavy mass orbits on the fifth band open hole sheet we find effective masses approximately 15% higher than reported earlier. Within experimental accuracy, no field dependence of the mass was found for any orbit. The larger values of the masses on the open hole sheet bring the enhanced electronic density of states computed from a KKR parametrization of the masses measured in high fields into agreement with the observed zero field electronic specific heat.

¹⁾ Work supported by US DOE and Schweizerischer Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung.

La structure électronique du CeO₂

E. WUILLOUD, W. D. SCHNEIDER et Y. BAER, Institut de Physique, Université de Neuchâtel, Rue A.-L. Breguet 1, CH-2000 Neuchâtel

Nous avons étudié la structure électronique du CeO₂ par différentes méthodes spectroscopiques (XPS: X-ray Photoemission Spectroscopy; BIS: Bremsstrahlung Isochromat Spectroscopy; EELS: Electron Energy Loss Spectroscopy). Les spectres des états formant les bandes permettent de déterminer que la zone interdite a une largeur d'environ 5 eV. Le niveau inoccupé 4f¹ se situe juste au-dessous de la bande de conduction. Ces résultats confirment la tétravalence et le caractère d'isolateur de cet oxyde. Les spectres des niveaux de coeur révèlent des états finals 3d⁹4f⁰, 3d⁹4f¹ et 3d⁹4f². Le couplage avec de tels états finals localisés doit être attribué à l'existence d'états initiaux délocalisés de symétrie f,

formés par hybridisation des orbitales 2p des atomes d'oxygène. Aucun état 4f localisé n'est donc occupé dans CeO_2 et il faut renoncer à attribuer une valence mixte à ce composé.

Vielkörpereffekte in den Spektren von CeO_2 : Eine Modellrechnung

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

Wir berichten über die Übertragung der Theorie von Gunnarsson und Schönhammer [1] auf einen Isolator. Die Theorie gibt konsistente Vorhersagen für 3d XPS, XAS, EELS Valenz XPS sowie BIS Spektren. Obwohl Ce f Zustände oberhalb der Fermienergie liegen, impliziert das Modell eine starke f Beimischung (~ 0.5 El) im Grundzustand in qualitativer Übereinstimmung mit Dichtefunktional berechnungen. Das Modell zeigt, dass sich die f Beimischung nur im Rumpf XPS Spektrum mit grossen Satelliten-Intensitäten bemerkbar macht. In Absorption dominieren f^1 Endzustände, was frühere Interpretationschwierigkeiten mit f^2 Konfiguration [2] erklärt.

REFERENCES

- [1] GUNNARSSON und SCHÖNHAMMER, Phys. Rev. B28, 4315, 1983.
- [2] BONNELLE et al., Phys. Rev. A9, 1920, 1974.

Elektronenstruktur geladener Microcluster

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

Dichtefunktionalberechnungen (DF) für Pb_{13} zeigen, dass die elektrischen Ladungen nicht lokalisieren. Aufgrund der Resultate kann eine semiempirische Formel für die Kohäsionsenergie neutraler und geladener Metallcluster hergeleitet werden. Ausserdem zeigen detaillierte DF Berechnungen, dass Cluster mit hohen Ladungszahlen metastabil (und nicht instabil) sind.

Ladungsübertragung in Eisenchlorid Graphit-Einlagerungsverbindungen (GEV)

R. SCHLÖGL, Institut für Physik, Klingelbergstr. 82, CH-4056 Basel

Einlagerungsverbindungen von Eisen-II-chlorid und Eisen-III-chlorid in Graphit wurden mit XPS und Mössbauer-Spektroskopie untersucht. Während sich mit beiden Methoden keine messbare Ladungsübertragung auf Eisen-II-chlorid nachweisen liess, wird in Eisen-III-chlorid Akzeptor GEV's Ladung von Graphit in die Fe-Cl Bindung übertragen. Dies ergibt sich aus der Korrelation von Mössbauer-Parametern mit der Grösse der multiplet Aufspaltung im Fe 3d Rump fzustand. Der Befund wird im Rahmen der Ligandenfeldtheorie qualitativ interpretiert.

Oberflächen

Korrosion von rostfreien Stählen: Eine XPS-Untersuchung der Passiv-Filme

P. BRÜESCH, A. ATRENS, K. MÜLLER und H. NEFF, Brown Boveri Forschungszentrum, CH-5405 Baden

Es werden XPS-Untersuchungen von 5 kommerziellen Stählen, angefangen von X20CrMoV121 bis zum Superferrit 29-4-2 präsentiert; zusätzlich wurden ARMCO-Eisen und reines Cr (99.99%) untersucht. Die Korrosion erfolgte in einer weitgehend sauerstofffreien, 0.1 M NaCl-Lösung (pH = 5.6) und die Proben wurden nach der Korrosion in kontrollierter Atmosphäre (Ar) in die XPS-Apparatur eingeschleust. Aus den gemessenen Tiefenprofilen wurden semi-quantitative Konzentrationsprofile (at%) bestimmt. Die Passivfilme haben die folgende Struktur: Eine Verarmung von Cr im Innern, gefolgt von einer Anreicherung von Cr im äusseren Bereich der Filme. Im äusseren Bereich durchläuft die Cr-Konzentration ein Maximum. Mit steigendem Cr-Gehalt nimmt die Höhe dieses Maximums zu und verschiebt sich gegen die Oberfläche, während die mittlere Dicke der Passiv-Filme abnimmt. Unter unseren Korrosionsbedingungen liegt Ni im Passiv-Film weitgehend im metallischen Zustand vor.

On the mechanism of the catalytic oxidation of gases on tin oxide

R. REIS, S. STRÄSSLER and D. WIESER, CERBERUS AG, CH-8708 Maennedorf

The conductivity changes in tin-oxide gas sensors due to the changes in oxygen pressure and the influence of reducing gases was measured as a function of time at atmospheric pressures and at temperatures above 300°C. We show that the simple reaction route $e + O_2 = O_2^-$; $O_2^- + e = 2O^-$, $R + O^- = RO + e$, can explain the observed results. Here R refers to a reducing gas. In particular we find that $[O^-]/[O_2^-] \gg 1$ in the observed pressure and temperature range. We also find that the rate constant for $e + O_2 \rightarrow O_2^-$ is much faster than the rate constant for the process $e + O_2^- \rightarrow 2O^-$.

The influence of surface roughness on the SERS of pyridine on copper and silver surfaces

Y. MO, I. MÖRKE and P. WACHTER, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zürich

We have studied the Surface Enhanced Raman Scattering (SERS) of pyridine adsorbed on copper- and silver surfaces of different roughness. The samples were immersed in a solution of 0.05 M pyridine/0.1 M KCl. The surface roughness was controlled by Scanning Electron Microscopy (SEM).

We found a maximum enhancement for the silver substrates at an average

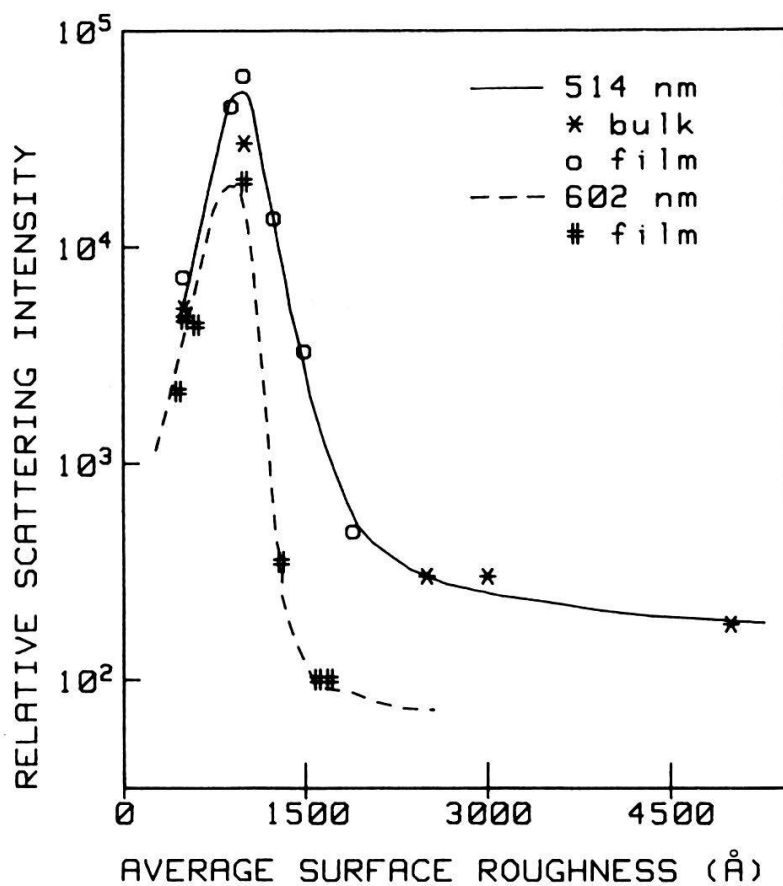


Figure 1
Dependence of the scattering intensity of the 1010 cm^{-1} mode of pyridine/Ag on the average surface roughness.

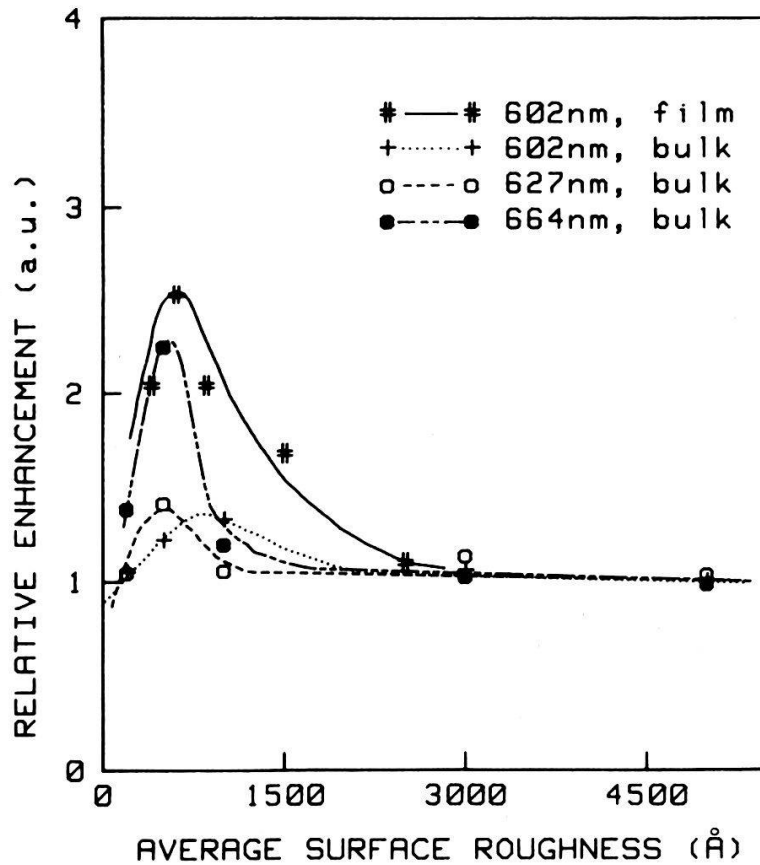


Figure 2
Dependence of the relative enhancement of the 1016 cm^{-1} mode of pyridine/Cu on the average surface roughness.

surface roughness of 1000 Å (Fig. 1), using an incident laser wavelength of 514 or 602 nm.

The maximum enhancement for the copper substrates was found at an average surface roughness of 500 Å, using an incident laser wavelength of either 602, 627 or 664 nm. The relative enhancement of the signal increased as the incident wavelength was increased (Fig. 2).

The values of 1000 Å (Ag) and 500 Å (Cu) of the average surface roughness for which a maximum enhancement was found scales with $\lambda_{\text{inc}}/4\sqrt{\epsilon_1^b}$ for either the Cu or the Ag substrate.

The basic idea behind this formula is the model of the antenna principle, where the micro-roughness is interpreted as a resonator to which the incident wave λ_{inc} couples. In this crude model maximum enhancement is obtained when the length of the antenna $d = \lambda_{\text{mat}}/4$ where λ_{mat} represents the wavelength in the material i.e. $\lambda_{\text{mat}}/4 = \lambda_{\text{inc}}/4\sqrt{\epsilon_1^b}$ with ϵ_1^b the dispersive dielectric constant of the bound electrons of Ag and Cu respectively. ϵ_1^b is obtained after a decoupling procedure of the contributions to ϵ_1 of bound- and free electrons.

Concerning the wavelength dependence of the SERS for optimum roughness it is qualitatively evident that the most advantageous wavelength corresponds to low absorption in Cu or Ag, respectively. The minimum of the absorptive dielectric constant ϵ_2 is in Cu appreciably more in the red and infrared than in Ag in agreement with the experimental observation.

REFERENCE

- [1] H. EHRENREICH and H. R. PHILIPP, Phys. Rev. 128, 1622 (1962).

Anwendung der Hybrid Elektronen-Ionen Kanone in oberflächenanalytischen Systemen

F. STUCKI, E. GISLER und E. B. BAS, Institut für Angewandte Physik, ETH Hönggerberg, CH-8093
Zürich

Das Prinzip der Hybrid Elektronen-Ionen Kanone wird kurz erklärt. Einige charakteristische Eigenschaften über den Elektronen- bzw. den Ionenstrahl werden angegeben und ihre Anwendung anhand zweier Beispiele gezeigt:

a) In einem AES-System zur Untersuchung von Tiefenprofilen, z.B. Al_2O_3 auf Al, wo die Zentrierung der beiden Teilchenstrahlen (Ionen und Elektronen) eine sehr wichtige Rolle spielt.

b) In einem kombinierten ISS/AES-System, wo die Hybrid Kanone axial im CMA eingebaut ist. Quasisimultane Messungen mit ISS und AES an der gleichen Stelle einer Probe werden diskutiert.

Metallische Gläser

Die Elektronenstruktur metallischer Gläser: Yttrium- und Hafnium-Legierungen

P. OELHAFEN, G. INDLEKOFER, R. HAUERT, U. M. GUBLER, A. BRUNNER, R. LAPKA und H.-J. GÜNTHERODT, Institut für Physik, Klingelbergstr. 82, CH-4056 Basel

Wir haben die Elektronenstruktur von glasartigen Y- und Hf-Legierungen mit UPS, hochauflösendem XPS und AES untersucht. Die Y-Legierungen werden mit ASW Bandstrukturechnungen für verschiedene Kristallsymmetrien verglichen. Die Ergebnisse zeigen, dass sich diese Legierungen bezüglich der d-Band Eigenschaften systematisch in die bisher von uns untersuchten Uebergangsmetall-Gläser einordnen lassen.

Ferner soll ein Ueberblick über laufende Forschungsarbeiten gegeben werden. Dabei sind verdünnte Aktinidengläser und die Oberflächeneigenschaften metallischer Gläser, wie z.B. die CO Adsorptionseigenschaften, von besonderem Interesse.

CO Adsorption auf amorphen Metalloberflächen

R. HAUERT, P. OELHAFEN und H.-J. GÜNTHERODT, Institut für Physik, Klingelbergstr. 82, CH-4056 Basel

Die CO Adsorption auf verschiedenen glasartigen Legierungen wurde mit UPS untersucht. Dabei erhält man Information über den Adsorptionsmechanismus (molekular oder dissoziativ), die beteiligten Bindungspartner, die Bindungsenergien der CO-Orbitale und die Bedeckung.

Dabei wurde vor allem das System Ni-Zr bei verschiedenen Temperaturen und Konzentrationsverhältnissen untersucht. Die Oberflächen dieser metallischen Gläser zeigen interessante Adsorptionseigenschaften, die auch im Hinblick auf die Katalyse von Bedeutung sind.

Metallische Urangläser mit verschiedenen 5f Elektronenkonfigurationen

P. OELHAFEN, G. INDLEKOFER und H.-J. GÜNTHERODT, Institut für Physik, Klingelbergstr. 82, CH-4056 Basel

Frühere Photoemissionsmessungen an uranreichen metallischen Gläsern (Fe-U, Co-U, Ni-U) haben gezeigt, dass das Uran in der dreiwertigen $5f^3$ Konfiguration vorliegt [1]. Um starker verdünnte glasartige Uranlegierungen zu untersuchen, haben wir Gläser von Typ $T_L(T_E-U)$ und T_L-U-Si hergestellt ($T_L = Pd, Ni$, $T_E = Zr, Y$). Die UPS and XPS Daten dieser Systeme zeigen, dass das Uran je nach Legierungspartner in der $5f^3$ oder in der vierwertigen $5f^2$ Konfiguration vorkommt. Bei mittleren Urankonzentrationen haben wir Systeme mit gemischter Valenzkonfiguration gefunden.

REFERENZ

- [1] P. OELHAFEN, G. INDLEKOFER et al., Proceedings of the 5th Int. Conf. on Liquid and Amorphous Metals, Los Angeles, 1983, im Druck.

Vergleich verschiedener Methoden zur Untersuchung der Elektronenstruktur binärer Legierungen (metallischer Gläser)

R. LAPKA, P. OELHAFEN, U. M. GUBLER, H.-J. GÜNTHERODT, Institut für Physik, Klingelbergstr. 82, CH-4056 Basel

Wir haben die Elektronenstruktur binärer Uebergangsmetall-Legierungen mit drei verschiedenen Methoden untersucht: UV-Photoelektronenspektroskopie (UPS), Messungen der optischen Reflektivität und selbstkonsistenten Bandstrukturechnungen. Das Ziel dieser Arbeit ist es, einen quantitativen Zusammenhang zwischen der gerechneten Zustandsdichte des besetzten Teiles des Leitungsbandes (= des Valenzbandes) und dem UPS-Valenzbandspektrum einerseits, und der Elektronenstruktur des 'gesamten' Leitungsbandes und der optischen Reflektivität andererseits herzustellen. Als Ergebnis erhält man zusätzliche Information über die Elektronenstruktur wie z.B. relative Photoemissions-Anregungsquerschnitte für d-Metalle.

Photoelektronenspektroskopie an amorphen $\text{Cu}_x\text{Sn}_{1-x}$ - und $\text{Ag}_x\text{Sn}_{1-x}$ Filmen

U. M. GUBLER, P. HÄUSSLER*, P. OELHAFEN, F. BAUMANN* UND H.-J. GÜNTHERODT, Institut für Physik, Klingelbergstr. 82, CH-4056 Basel, und *Physikalisches Institut der Universität Karlsruhe, D-7500 Karlsruhe

Durch in situ Aufdampfen von $\text{Cu}_x\text{Sn}_{1-x}$ und $\text{Ag}_x\text{Sn}_{1-x}$ -Legierungen ($0 \leq x \leq 1$) auf ein kaltes Substrat wurden amorphe Filme hergestellt. Diese Filme wurden durch UPS/XPS charakterisiert. Dabei zeigen sich deutliche Unterschiede zwischen amorphem und kristallinem Zustand: Die Valenzbandspektren in der amorphen Phase zeigen eine Abnahme der Zustandsdichte gegen die Fermienergie E_F , die bei der Kristallisation verschwindet. Diese Abnahme der Zustandsdichte kann als eine von der Struktur induzierte Abnahme verstanden werden. Die Zustandsdichte bei E_F in Abhängigkeit von der Legierungskonzentration, sowie Messungen des elektrischen Widerstandes während der Kristallisation der Filme werden diskutiert.

Die Elektronenstruktur von V-Mo Legierungen

G. INDLEKOFER, P. OELHAFEN, U. M. GUBLER, R. LAPKA und H.-J. GÜNTHERODT, Institut für Physik, Klingelbergstr.82, CH-4056 Basel

K. LÜDERS* und H. R. KHAN* Institut für Atom- und Festkörperphysik, Freie Universität Berlin, D-1000 Berlin

In Ergänzung zu Kernresonanzmessungen haben wir die Elektronenstruktur des Legierungssystems $\text{V}_x\text{Mo}_{1-x}$ mit UPS und XPS untersucht. Im Zusammenhang mit Messungen der Supraleitung ist dabei die Zustandsdichte bei der

Fermienergie $N(E_F)$ von besonderem Interesse. Die Valenzbandspektren zeigen, dass $N(E_F)$ im Bereich $X = 0.05 - 0.15$ ein Minimum aufweist. Dieses Resultat ist in guter Uebereinstimmung mit entsprechenden Werten aus Kernresonanzmessungen und erklärt qualitativ die Konzentrationsabhängigkeit der Sprungtemperatur T_c der Supraleitung.

Optische Eigenschaften – Phononen – Phasenübergänge

Der $f \rightarrow d$ Übergang in $\text{USb}_x \text{Te}_{1-x}$

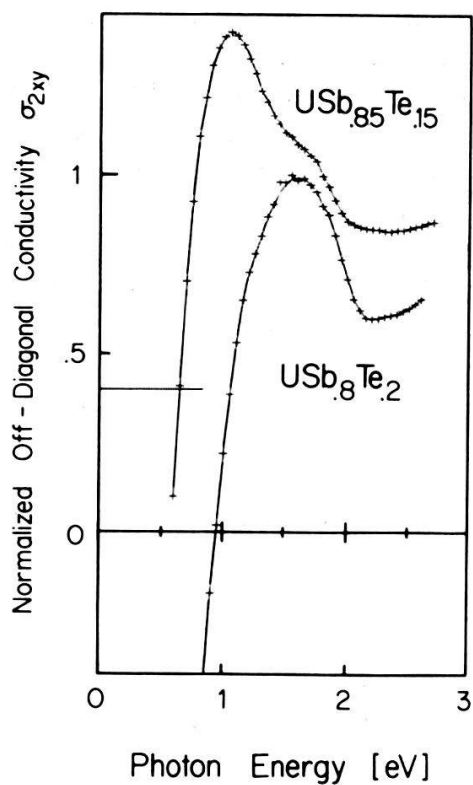
W. REIM, J. SCHOENES und O. VOGT, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Höngerberg, CH-8093 Zürich

Einleitung

Messungen der optischen Reflektivität bei Raumtemperatur [1] an den Uranmonochalkogeniden und -monopniktiden haben gezeigt, dass der $f \rightarrow d$ Uebergang in allen sechs Verbindungen dieselbe Oszillatorstärke $f_{xx} = 0.9 \pm 0.03$ und dieselbe Halbwertsbreite $h\gamma = 1.15 \pm 0.05$ eV aufweist. Diese Aehnlichkeit widerspiegeln auch die magnetooptischen Resultate [2]. Andererseits wurde vor kurzem an $\text{USb}_{0.9}\text{Te}_{0.1}$ beobachtet, dass die Linienform der Kerr-Rotation sich mit zunehmender Probenmagnetisierung ändert [3]. Ein solches Verhalten ist von den Europiumchalkogeniden und anderen magnetischen Halbleitern her gut bekannt und wird interpretiert als das Aufspalten des d-Leitungsbandes in spinpolarisierte Teilbänder. Es besteht allerdings zwischen diesen Halbleitern und den Uran-Verbindungen der grosse Unterschied, dass letztere sich ausnahmslos metallisch verhalten. Während man für UTe etwa 1 Leitungselektron pro Formeleinheit findet, reduziert sich diese Zahl auf weniger als 0.2 El./F.E. in $\text{USb}_x \text{Te}_{1-x}$ wegen des zur Bindung zusätzlich benötigten Elektrons. Das pseudobinäre System $\text{USb}_x \text{Te}_{1-x}$ ist somit prädestiniert zum Studium der spinpolarisierten d-Teilbänder als Funktion des Füllungsgrades.

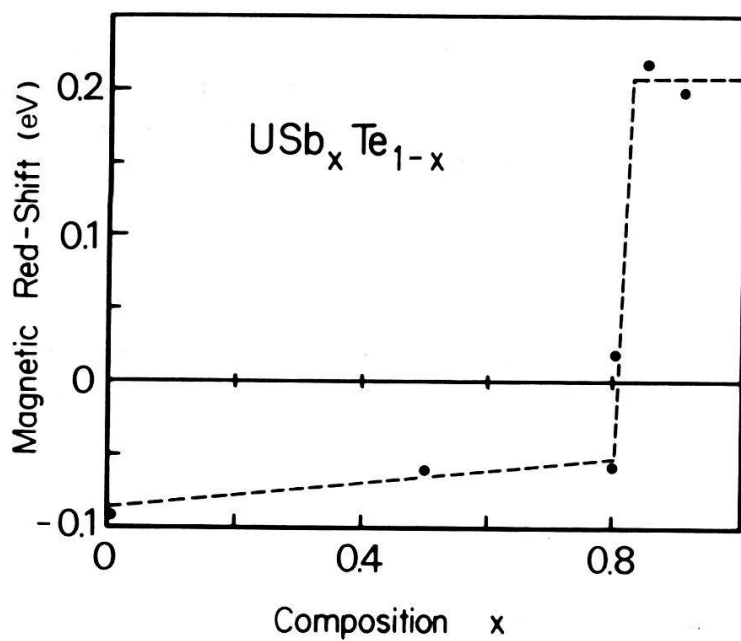
Resultate und Diskussion

In dieser Arbeit berichten wir über Messungen des komplexen magnetooptischen Kerr-Effekts an sechs verschiedenen Verbindungen der Serie $\text{USb}_x \text{Te}_{1-x}$ bei verschiedenen Temperaturen ober- und unterhalb der jeweiligen magnetischen Ordnungstemperatur. Die Resultate lassen sich klassifizieren in zwei Gruppen mit $x > 0.8$ und $x \leq 0.8$, die jeweils charakteristische Temperaturabhängigkeiten des nebendiagonalen Elements $\sigma_{xy} = \sigma_{1xy} + i\sigma_{2xy}$ des Leitfähigkeitstensors [4] aufweisen. Für die erste Gruppe ($x > 0.8$) finden wir für $T \ll T_c = 203$ K eine klar aufgelöste Doppelstruktur im Bereich des $f \rightarrow d$ Uebergangs, deren niederenergetisches Maximum mit steigender Temperatur zu



Figur 1

Normierter, absorptiver Teil des nicht-diagonalen Elements des Leitfähigkeitstensors im Bereich des $f \rightarrow d$ Uebergangs bei magnetischer Sättigung. Die Kurve für $\text{USb}_{0.85}\text{Te}_{0.15}$ ist vertikal um 0.4 verschoben.



Figur 2

Magnetische Rotverschiebung der $f \rightarrow d$ Uebergangsenergie in $\text{USb}_x\text{Te}_{1-x}$ für verschiedene Zusammensetzungen x .

grösseren Energien verschiebt. Die $f \rightarrow d$ Resonanzenergie zeigt also eine magnetische Rotverschiebung. Ganz im Gegensatz hierzu zeigen Proben mit $x \leq 0.8$ nur eine Struktur, die als ganzes mit abnehmender Temperatur leicht zu höheren Energien verschiebt, d.h. eine Blauverschiebung der $f \rightarrow d$ Energie zeigt. Figur 1 illustriert diese grundsätzlich verschiedene Linienform anhand von σ_{2xy} der Proben $x = 0.85$ und $x = 0.8$ bei magnetischer Sättigung.

Die magnetische Verschiebung der $f \rightarrow d$ Uebergangsenergie in $\text{USb}_x\text{Te}_{1-x}$ als Funktion der Zusammensetzung x zeigt Figur 2. Qualitativ kann der Vorzeichenwechsel der magnetischen Verschiebung erklärt werden, wenn man einen \vec{k} -abhängigen fd -Austausch einführt d.h. unter der Annahme, dass sich die spin-polarisierten Teilbänder innerhalb der Brillouin-Zone kreuzen [5].

In diesem Modell wird die Doppelstruktur für Proben mit $x > 0.8$ durch zwei Uebergänge an verschiedenen Symmetriepunkten im \vec{k} -Raum erklärt, während für $x \leq 0.8$ wegen der fortgeschrittenen Auffüllung des d -Bandes nur noch ein Uebergang möglich ist.

REFERENZEN

- [1] J. SCHOENES, Physics Reports 66 (1980) 187.
- [2] W. REIM, J. SCHOENES und O. VOGT, J. Appl. Phys. 55 (1984) 1853 und Phys. Rev. B29 (1984) 3252.
- [3] W. REIM, J. SCHOENES und O. VOGT, HPA 57 (1984) 227.
- [4] σ_{xy} wird berechnet aus der Kerr-Rotation, -Elliptizität und den optischen Konstanten.
- [5] K. LENDI, Phys. Cond. Matter 17 (1974) 189.

Intra-4f-Übergänge und Multiphononemission bei inelastischer Lichtstreuung in SmSe

M. ELMIGER, I. MÖRKE und P. WACHTER, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Hönghenberg, CH-8093 Zürich

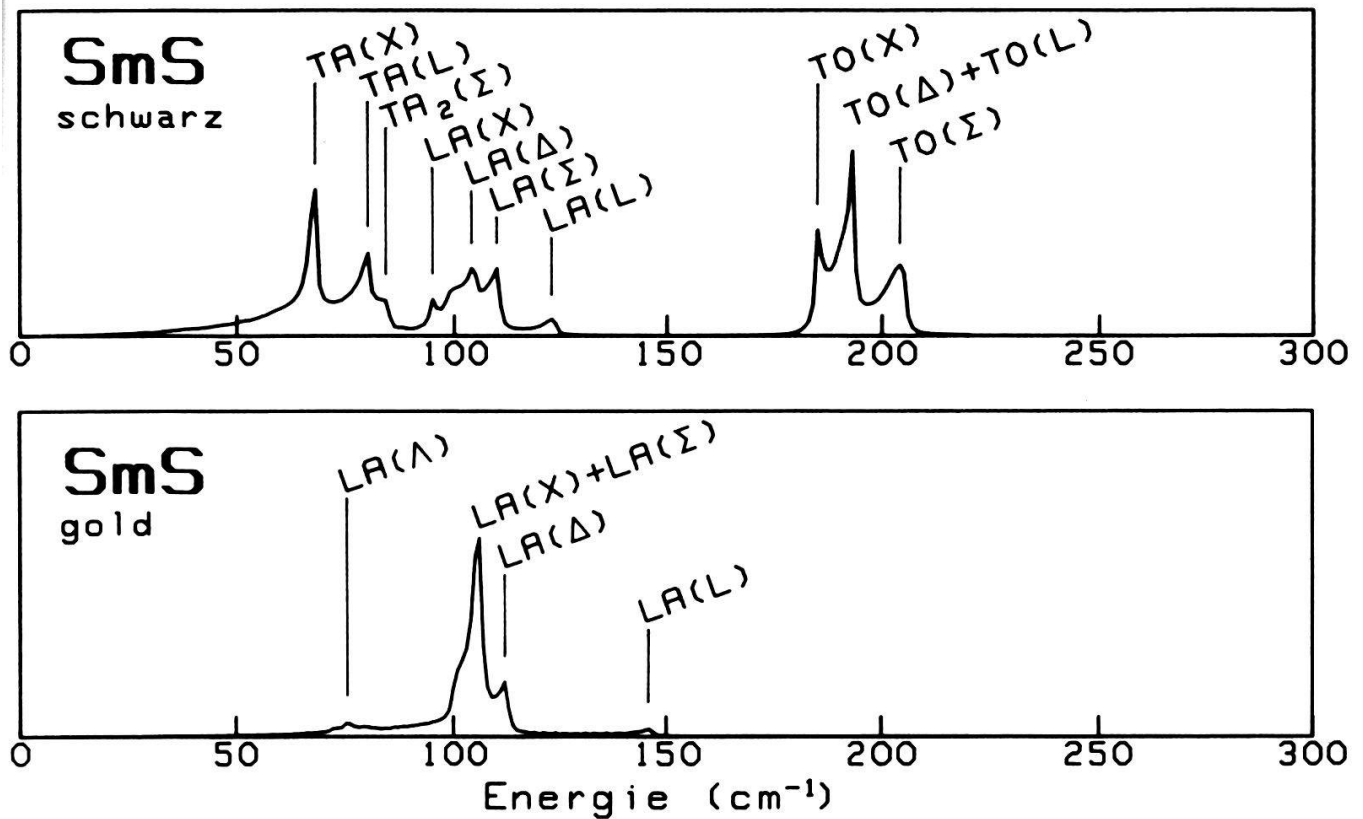
Der Ramaneffekt erster Ordnung ist in den Samariumchalkogeniden SmS, SmSe und SmTe symmetrieverboten. Gitterdefekte erzwingen allerdings eine Aufweichung der k -Erhaltung, sodass die Spektren einen defektinduzierten Anteil proportional zur Zustandsdichte gewichtet mit dem Uebergangsmatrixelement enthalten. Der isostrukturelle druckinduzierte Halbleiter-Metall-Uebergang ist mit einem Weichwerden des $\text{LA}(\Lambda)$ Zweiges verbunden und könnte eine Struktur in der Zustandsdichte ergeben.

Aus Neutronenstreuexperimenten ist die Dispersionsrelation in speziellen Richtungen für SmS [1] unter Druck und $\text{Sm}_{0.75}\text{Y}_{0.25}\text{S}$ [2] bekannt. Die Methode von Houston [3] ermöglicht eine Zustandsdichteapproximation aus den bekannten experimentellen Daten. In

$$g(\omega) = \sum_j \int d^3k \delta[\omega - \omega(\mathbf{k}j)]; \quad j: \text{Astindex} \quad (1)$$

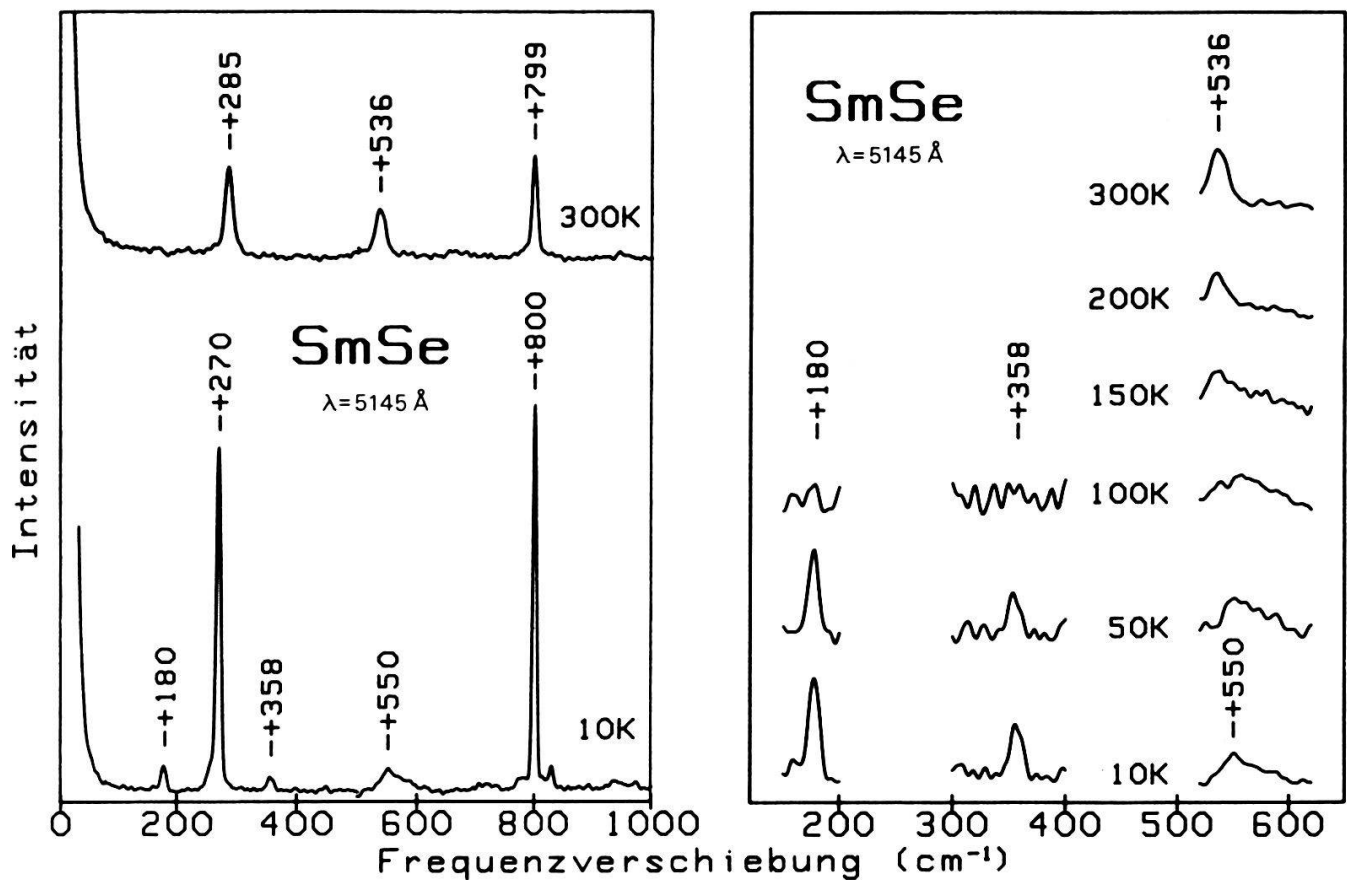
ersetzt man das Raumintegral durch eine Summe von Linienintegralen

$$f(\omega; \lambda) = \sum_j \int dk k^2 \delta[\omega - \omega(\mathbf{k}_\lambda j)]; \quad \lambda = (\theta, \phi): \text{Richtung in der BZ} \quad (2)$$



Figur 1

Approximierte Zustandsdichte für halbleitendes und zwischenvalentes SmS (nur LA-Zweige)



Figur 2

Ramanspektren von SmSe. Links: ${}^7F_J \rightarrow {}^7F_J$ Uebergänge. Rechts: Temperaturabhängigkeit der Multiphononenemission für $n = 1, 2, 3$.

Die Grössen $f(\omega; \lambda)$ sind invariant unter den Symmetrioperationen der isogonalen Punktgruppe G des irreduziblen Teils der BZ und können nach symmetrieadaptierten Kugelfunktionen $\chi_i(\lambda)$ von G entwickelt werden:

$$f(\omega; \lambda) = \sum_{i=0}^{\infty} a_i(\omega) \chi_i(\lambda); \quad \chi_i \sim \Gamma_1^+; \quad \chi_0 = 1 \quad (3)$$

Mit der Orthogonalität der Kugelfunktionen folgt

$$g(\omega) = \int d\Omega_k f(\omega; \lambda) = \sum_{i=0}^{\infty} a_i(\omega) \int d\Omega_k \chi_i(\lambda) = a_1(\omega) \quad (4)$$

Die Funktion $a_1(\omega)$ folgt für $G = 0_h$ und den drei Richtungen Δ , Σ , Λ aus dem Gleichungssystem (3)

$$g(\omega) \approx 10f(\omega; \Delta) + 16f(\omega; \Sigma) + 9f(\omega; \Lambda) \quad (5)$$

wobei die Approximation darin besteht, dass man in (3) nach drei Summanden abbrechen muss. In Figur 1 sind die Resultate gezeigt; die Anomalie des LA-Astes ist klar erkennbar.

Das Ramanspektrum eines unter Argon gespaltenen SmSe Kristalles ist in Figur 2 gezeigt. Es enthält keinen defektinduzierten Anteil, dagegen sind die Raman erlaubten Intra-4f-Uebergänge zwischen dem in der verbotenen Zone liegenden 7F_J -Septett sichtbar. Die Energien der ${}^7F_0 \rightarrow {}^7F_J$ Anregungen liegen bei 300 K für die vier tiefsten Spin-Orbit-Zustände bei 285, 799, 1505 und 2300 cm^{-1} und der ${}^7F_1 \rightarrow {}^7F_2$ Uebergang bei 536 cm^{-1} . Der letztere verschwindet bei tiefen Temperaturen, da das $J = 1$ Niveau thermisch nicht mehr populierte ist.

Bei $T = 10 \text{ K}$ erscheinen bei 180 und 358 cm^{-1} zwei scharfe Strukturen; eine Dritte konnte im breiten Buckel bei ca. 550 cm^{-1} neben dem ${}^7F_1 \rightarrow {}^7F_2$ Uebergang aufgrund des Temperaturverhaltens identifiziert werden (Figur 2 rechts). Da die Temperatur weit unterhalb der Debyetemperatur liegt, kann es sich nicht um einen gewöhnlichen Ramanprozess handeln. Die Strukturen zeigen ein ausgeprägtes Resonanzverhalten in Abhängigkeit von der Laserenergie. Dies ist typisch für den ultraschnellen Relaxationsprozess, der bereits in den Eu- und Yb-Chalkogeniden [4], [5] beobachtet wurde und mit dem Kaskadenmodell [6] verstanden werden kann: Ein einfallendes Photon erzeugt ein heisses (d.h. nicht thermalisiertes) Photoexziton in einem (reellen) Leitungsbandzustand, das schrittweise auf den Grund des Bandes relaxiert indem es sukzessive $1 \dots n$ Phononen emittiert. In jedem Zwischenzustand kann das Elektron mit dem stark lokalisierten Loch in der 4f-Schale rekombinieren und gibt so Anlass zur beobachteten Sekundärstrahlung. Bei höherer Temperatur öffnen sich neue Thermalisierungskanäle, weshalb die Obertonsequenz mit zunehmender Temperatur verschwindet.

REFERENZEN

- [1] H. A. MOOK, D. B. MCWHAN und F. HOLTZBERG, Phys. Rev. B25, 4321 (1982).
- [2] H. A. MOOK, R. M. NICKLOW, T. PENNEY, F. HOLTZBERG und M. W. SHAFER, Phys. Rev. B18, 2925 (1978).
- [3] W. V. HOUSTON, Rev. Mod. Phys. 20, 161 (1948).
- [4] J. C. TSANG, M. S. DRESSELHAUS, R. L. AGGARWAL und T. B. REED, Phys. Rev. B9, 984 (1974).
- [5] J. VITINS und P. WACHTER, Solid State Commun. 17, 911 (1975).
- [6] R. M. MARTIN und C. M. VARMA, Phys. Rev. Lett. 26, 1241 (1971).

Optical properties of Ru doped TiO₂

P. TRIGGS and F. LÉVY, Institut de Physique Appliquée, EPF-Lausanne, CH-1015 Ecublens-Lausanne

The optical transitions associated with the Ru⁴⁺ ion in TiO₂ have been studied in the visible range. A weak absorption maximum at 1.8 eV and a strong absorption band extending from around 1.9 eV to the fundamental edge are thought to be due to valence band to impurity transitions. Both features are virtually temperature independent. Photoelectrochemical measurements confirm carrier creation for energies above about 2 eV.

Reduction, or addition of the donor Ta to the system leads to a strong, temperature independent absorption edge in the near infra-red. This is attributed to excitations involving Ru²⁺ ions. The transition from the visible to the NIR edge is studied as a function of stoichiometry or Ta concentration. The samples doped with both Ta and Ru show appreciable electrical conductivity at high temperature, with an activation energy of around one electron volt.

Coherent phonon state and multiphoton emission in solids

W. CZAJA, Institut de Physique Appliquée, EPFL CH-1015 Lausanne

Giorgetti and Terzi have proposed [1] that there are multiphonon luminescence bands in crystals where the phonons are in a coherent state. Assuming this to be the case, the intensity of the individual phonon replica should follow a Poisson distribution $e^{-s}s^n/n!$ where the running index n is the number of phonons emitted during the particular transition. In addition the halfwidth of the individual phonon replica should increase linearly with the number n of phonons emitted. Earlier measurements [2] which have indicated such a behaviour have been repeated with improved accuracy and are confronted with the model of the coherent phonon state.

REFERENCES

- [1] A. GIORGETTO and N. TERZI, *Solid State Comm.* 39, 635 (1981).
- [2] W. CZAJA and A. BALDERESCHI, *J. Phys C* 12, 405 (1979).

Das Verhalten von Tm_{1-x}Eu_xSe unter Druck

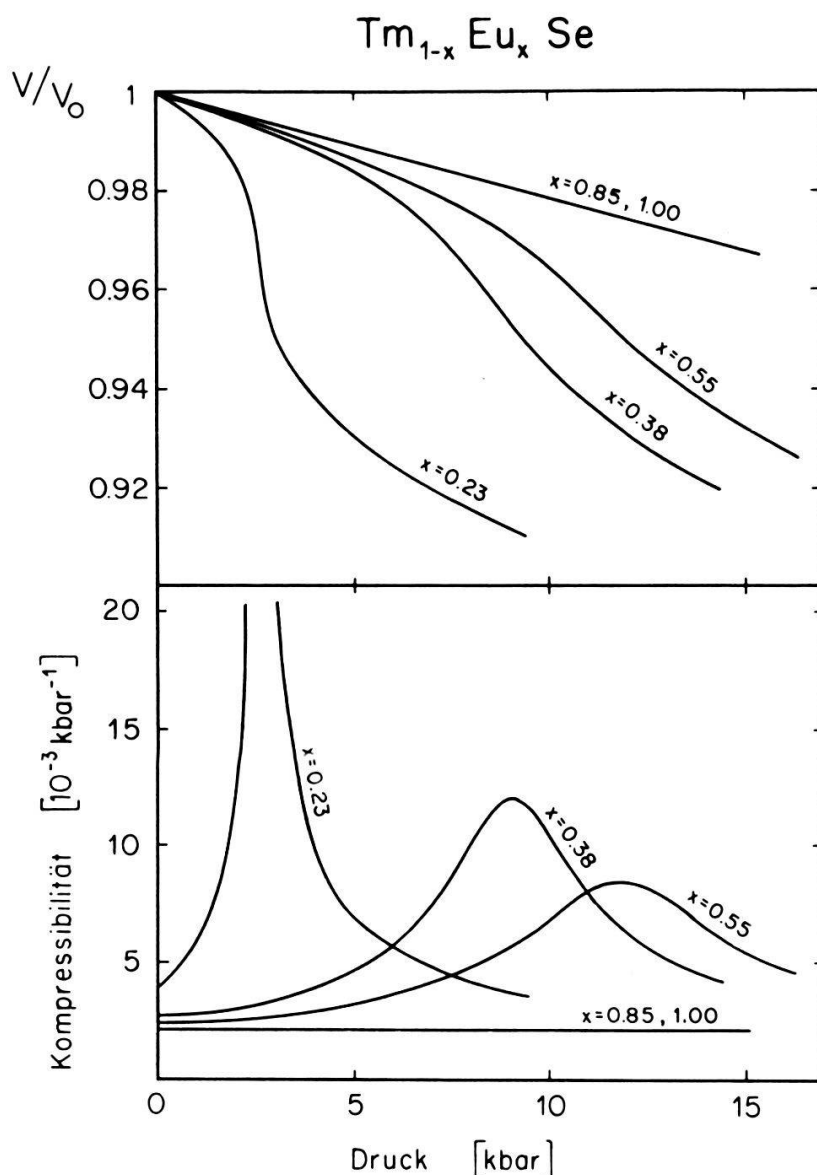
J. NEUENSCHWANDER, H. BOPPART und P. WACHTER, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zürich

Das Mischsystem Tm_{1-x}Eu_xSe zeigt einen chemisch induzierten Halbleiter-Metall Uebergang [1]. Die Verbindungen sind für $x < 0.2$ metallisch und für $0.2 \leq x \leq 1$ halbleitend. Die Energielücke im halbleitenden Bereich ist bestimmt durch den energetischen Abstand des Tm 4f¹³ Niveaus vom unteren Rand des kristallfeldaufgespaltenen 5d Bandes [2]. Die halbleitenden Verbindungen

können durch Anlegen von äusserem hydrostatischem Druck im Bereich von kbar ebenfalls in den metallischen Zustand transformiert werden [3].

Der spezifische elektrische Widerstand nimmt exponentiell unter Druck ab, bis er ab einem, von x abhängigen, Uebergangsdruck konstant bleibt. Einfache statistische Verhältnisse vorausgesetzt, kann der Widerstand geschrieben werden als $\rho = \rho_0 e^{\Delta E/kT}$. Im Rahmen dieses Modelles impliziert die exponentielle Abnahme von ρ ein lineares Schliessen der Energielücke unter Druck. Aus dem Uebergangsdruck und einer mittleren Steigung der $\log \rho(p)$ Kurve kann die Grösse der Energielücke bei Normaldruck abgeschätzt werden. Wir finden für $x = 0.23, 0.38, 0.55$ die Werte 30, 60, 100 meV.

Zur Charakterisierung der Valenz der Tm Ionen haben wir das spezifische Volumen mehrerer halbleitender Verbindungen in Abhängigkeit des Druckes gemessen (Figur 1). Das spezifische Volumen ist deshalb ein Indikator für die Wertigkeit der Tm Ionen, weil der Radius von Tm^{3+} (0.87 Å [4]) bedeutend



Figur 1

Druckabhängigkeit des spezifischen Volumens (oben) und der Kompressibilität (unten) mehrerer halbleitender $\text{Tm}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Se}$ Verbindungen.

kleiner ist als derjenige von Tm^{2+} (1.045 \AA [4]). Das Verhalten einer rein 2 wertigen Verbindung über dem Druckbereich 0–15 kbar wird durch reines EuSe gezeigt: man findet eine lineare Abnahme des Volumens. Mischt man genügend TmSe zu EuSe , so werden die $V/V_0(p)$ Kurven nichtlinear: sie werden umso steiler, je grösser der TmSe Gehalt ist. Die Kompressibilitäten durchlaufen ausgeprägte Maxima bei Drücken, die in etwa mit den Uebergangsdrücken des Widerstandes übereinstimmen. Wir stellen die Regel fest: je kleiner der Uebergangsdruck, umso grösser ist die maximale Kompressibilität. Bemerkenswert ist das Verhalten der Substanz mit 77% TmSe Gehalt. Sie zeigt den ausserordentlich tiefen Uebergangsdruck von 2.5 kbar und die extrem hohe maximale Kompressibilität von $67 \times 10^{-3} \text{ kbar}^{-1}$ (dies entspricht dem 100 fachen Wert von Cu ! [6]). Das deutliche Abweichen der $V/V_0(p)$ Kurven von $x = 0.23, 0.38, 0.55$ von der einer rein 2 wertigen Kurve zeigt eine Valenzmischung an. Die Verkleinerung der Energielücke erlaubt, dass den lokalisierten 4f Zuständen der Tm Ionen ausgedehntere 5d Wellenfunktionen beigemischt werden. Die Valenz der Tm Ionen ist nicht mehr ganzzahlig, sondern sie liegt zwischen $2+$ und $3+$. Der Radius der Tm Ionen wird durch Anlegen von Druck deutlich reduziert.

Die Anfangskompressibilitäten liegen bei gleicher Energielücke ($<200 \text{ meV}$) deutlich tiefer als beim System $\text{TmSe}_{1-x}\text{Te}_x$ [5]. Dies ist im Einklang mit der Vorstellung, dass die Tm Ionen im $\text{TmSe}_{1-x}\text{Te}_x$ Kristall durch die grossen Te Ionen vorgespannt sind. Die Tm Ionen sind bereits bei Normaldruck zwischenvalent. Beim System $\text{Tm}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Se}$ hingegen haben die Tm^{2+} Ionen als Substituenten für Eu^{2+} Ionen genügend Freiraum zwischen den sie umgebenden Se Ionen. Ohne äusseren Druck tritt keine Zwischenvalenz auf.

REFERENZEN

- [1] B. BATLOGG und P. WACHTER, *J. de Phys.* 41-C5, (1980), 59.
- [2] H. BOPPART und P. WACHTER in *Physics of Solids under High Pressure*, J. S. Schilling, R. N. Shelton (eds.), North Holland Publ. Company (1981) p. 301.
- [3] B. BATLOGG, E. KALDIS und P. WACHTER, *J. de Phys.* 40-C5 (1979) 370.
- [4] B. FRITZLER, Dissertation Nr. 7058, ETH Zürich (1982).
- [5] H. BOPPART, Dissertation Nr. 7327, ETH Zürich (1983).
- [6] LANDOLT-BÖRNSTEIN, Neue Serie III/11, Springer Verlag, Berlin (1979).

Etude Raman des transitions de phase dans $(\text{EtNH}_3)_2\text{MCl}_4$ (=EAMC) avec $\text{M}=\text{Mn}, \text{Cd}$

H. HAGEMANN et H. BILL, Groupe de Physico-Chimie du Solide, Université de Genève, 30 quai E. Ansermet, CH-1211 Genève 4

Nous présentons les spectres Raman complets du cristal EACdC dans les trois phases cristallines rencontrées entre 10 et 300 K. Les deux transitions de phase à 114 et 216 K sont discutées. Nos mesures permettent de confirmer la symétrie monoclinique de la phase au-dessous de 114 K. La transition de phase ordre-désordre à 216 K dans EACdC est comparée avec celle de EAMnC à 225 K.



Transporteigenschaften – Materialien

Inkohärenter Energietransport auf fraktalen Strukturen

G. ZUMOFEN, Laboratorium für Physikalische Chemie, ETH-Zentrum, CH-8092 Zürich

A. BLUMEN, Lehrstuhl für Theoretische Chemie, Technische Universität München

J. KLAFTER, Exxon Research and Engineering Co., New Jersey, USA

Die Beschreibung dynamischer Prozesse in ungeordneten Systemen, wie die inkohärente Energieübertragung in dotierten Molekulkristallen, ist eine schwierige theoretische Aufgabe: Die Problematik entsteht durch das gleichzeitige Auftreten mehrerer statistischer Größen, da sowohl das unterliegende Gitter als auch die Wanderung (random walk) zufälligen Charakter haben. Zur Analyse setzen wir daher numerische Simulationsverfahren ein. Um auch analytische Ausdrücke zu gewinnen, betrachten wir Modellsysteme: Rekombinations- und Energieeinfangprozesse auf fraktalen Gittern. Diese Gitter sind dilatationsinvariant, besitzen aber keine Translationssymmetrie. Wir vergleichen unsere analytischen Resultate mit denen der Simulationsrechnungen.

Persistent photoconductivity (PPC) in a modulation doped GaAs/Al_{0.31}Ga_{0.69}As heterojunction

ULF GENNSER, PETER ZÜRCHER and M. ILEGEMS, Inst. de Microélectronique, EPFL, CH-1015 Lausanne

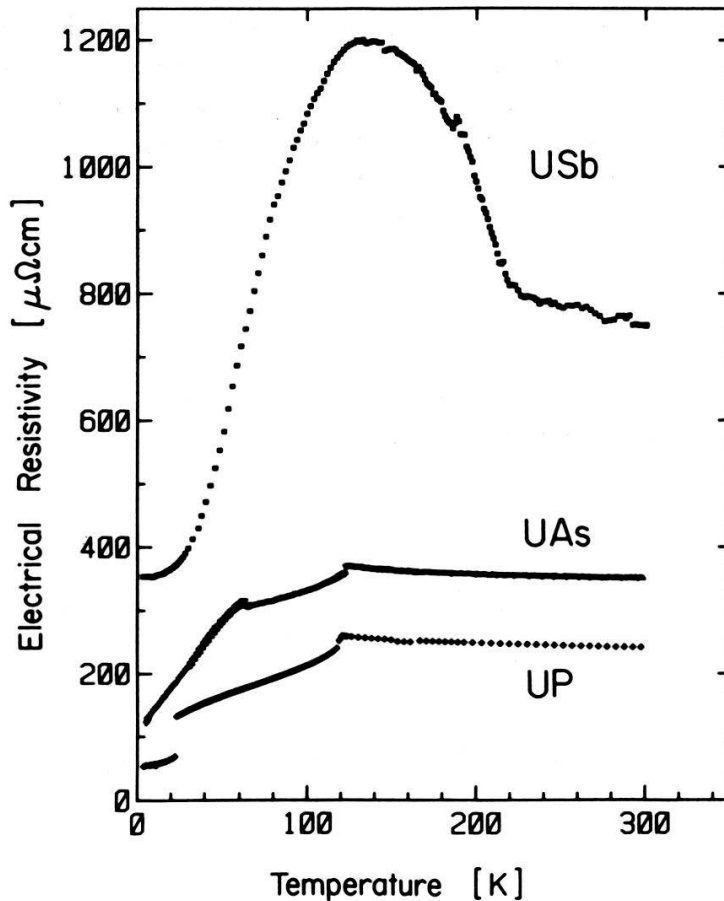
G. WEIMANN, Forschungsinstitut der Deutschen Bundespost, Darmstadt, FRG.

The conductivity increase in a MBE-grown modulation doped GaAs/AlGaAs heterojunction upon illumination at temperatures below ~ 130 K persists for hours or days after switching off the light and leaving the sample in the dark. We have investigated this PPC-effect by measuring the conductivity, the sheet carrier concentration, the Hall mobility, and the decay time as a function of temperature down to ~ 9 K for different excitation energies between the near IR and the visible ($h\nu = 2.2$ eV). In contrast to other groups, we found a much smaller increase in conductivity and the PPC-effect exists up to ~ 130 K, 45 K higher than reported by others. No photoquenching of the PPC is observed while exposed to sub-band gap energy light. No conclusions can be made yet, but it seems that the details of the PPC are very much sample dependent.

Elektrischer Widerstand der Uranmonopniktide

B. FRICK, K. SCHOENES und O. VOGT, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Höggerberg, CH-8093 Zürich

Im Gegensatz zu den einfach ferromagnetisch ordnenden Uranmonochalkogeniden (US, USe, UTe) werden in den Uranmonopniktiden (UP, UAs, USb) verschiedene antiferromagnetische Phasen mit teilweise komplizierten multi k Spinstrukturen beobachtet. In der Reihe der Monopniktide tritt mit steigender Anionenordnungsanzahl d.h. mit wachsendem Uran-Uran-Abstand eine Zunahme des geordneten Uranmomentes und der Lokalisierung des Uran f -Zustandes auf.



Figur 1

Elektrischer Widerstand der Uranmonopniktide UP, UAs und USb in Funktion der Temperatur. Die Kurve von UAs ist um $100 \mu\Omega \text{ cm}$ und die von USb um $200 \mu\Omega \text{ cm}$ verschoben.

Wir haben die elektrische Leitfähigkeit von UP, UAs und USb bei Temperaturen von 2 K bis 300 K und in Magnetfeldern bis zu 10 T untersucht (Figur 1). Die harten Antiferromagneten USb und UP zeigen einen nahezu Magnetfeld unabhängigen Widerstandsverlauf. In UAs hingegen kann das magnetische Phasendiagramm in Funktion von Temperatur und Feld beobachtet werden. Die aus der Unstetigkeit des $\rho(T)$ -bzw. einem Maximum im $|d\rho/dT|$ -Verlauf bestimmten Ordnungstemperaturen (UP: $119 \pm 1 \text{ K}$, UAs: $123 \pm 1 \text{ K}$ und USb: $215 \pm 1 \text{ K}$) und die Temperaturen der AFI nach AFIA Phasenumwandlung (in UP $23 \pm 1 \text{ K}$ und in UAs $63 \pm 1 \text{ K}$) sind in guter Übereinstimmung mit Literaturwerten. Das Widerstandsverhalten unterhalb der Ordnungstemperatur ist gegeben durch die Streuung von Elektronen an Anregungen des geordneten Spinsystems. Ein Fit ($\rho \approx T^4$) für Elektron-Magnonstreuung im Antiferromagneten zeigt gute Übereinstimmung mit den Experimenten in USb, versagt aber in UAs. Wie schon mit Neutronenmessungen gezeigt wurde, existieren einzig in den schweren Pniktiden und Chalkogeniden USb und UTe propagierende magnetische Anregungen. Die streng Temperatur proportionale Widerstandszunahme in UAs von 5 K bis 50 K ist folglich auf Elektronenstreuung an lokalen (dispersionsfreien) thermischen Spinanregungen zurückzuführen. In der Hochfeld ferrimagnetischen Phase von UAs ist ein Fit ($\rho \approx T^2$) analog der Magnonstreuung in Ferromagneten möglich.

Das breite Widerstandsmaximum in USb unmittelbar unterhalb T_N wird auf

eine Faltung der Brillouinzone in der antiferromagnetischen Phase zurückgeführt. Die Empfindlichkeit dieses Maximums auf die Lage der Fermienergie zeigt sich in den pseudobinären Mischsystemen U(Sb, Te) und (U, Th)Sb wo Substitutionen von 10% Sb bzw. U das Maximum nahezu zum Verschwinden bringen. Oberhalb T_N zeigen die drei untersuchten Monopniktide einen mit steigender Temperatur fallenden Widerstand; in UAs und UP bis zu Temperaturen von mindestens $2T_N$. Der Widerstandsverlauf lässt sich mit einem Kondo-Term ($\rho = \log T$) beschreiben. Widerstandsmessungen an diesen Uranverbindungen bei höheren Temperaturen sind in Vorbereitung.

Thermokraft von α -Cer

CH. FIERZ, M. DECROUX und J. SIERRO, DPMC, Section de Physique, 24, Quai Ernest Ansermet, CH-1211 Genève 4

Die Schwierigkeit, unter atmosphärischem Druck und bei tiefen Temperaturen reines α -Cer herzustellen, verunmöglichte bisher die Messung der Transportkoeffizienten dieses Metals. Um diese Lücke zu schliessen, haben wir die Thermokraft von α -Cer unter hydrostatischem Druck (5, 6 und 9.5 kbar) gemessen. Ein Vergleich mit Resultaten für metallische Ce-Verbindungen zeigt, dass die Valenz der α -Phase wie die der γ -Phase nahe bei drei liegt.

Pouvoir thermoélectrique sous champ magnétique de TmS et Tm_xSe

A. AMATO et J. SIERRO, DPMC, Section de Physique, 24, Quai Ernest Ansermet, CH-1211 Genève 4

A basse température, les coefficients thermoélectriques du TmS trivalent et du Tm_xSe de valence intermédiaire présentent tous deux un pic positif en dessous de la température d'ordre antiferromagnétique. Nous avons mesuré le pouvoir thermoélectrique sous des champs magnétiques suffisamment intenses pour détruire l'ordre antiferromagnétique et ainsi vérifié par la disparition des pics qu'ils sont liés à l'ordre antiferromagnétique.

Electron scattering rate in noble metals at low temperature

R. STUBI, P.-A. PROBST and R. HUGUENIN, Institut de physique expérimentale de l'Université, CH-1015 Lausanne

V. GASPAROV, Academy of Sciences, Chernogolovka, USSR

Scattering frequencies $\nu(T)$ have been determined from amplitudes of the resonance in the radio frequency size effect in copper and silver in the temperature range 0.5 to 10 K. Our measurements have an accuracy of 10^{-3} that is enough to reveal deviations from the usual T^3 law for electron-phonon scattering. We have analyzed the data adding a term αT^2 representing a possible contribution from electron-electron scattering. The value of α obtained depends however on the orbit and the introduction of αT^2 is not sufficient to explain the overall behaviour of $\nu(T)$. This cast some doubt about the interpretation of this term.

Phasendiagramm La-H und die Kristallisation von LaH_{3-x}

R. BISCHOF, E. KALDIS und M. TELLEFSEN, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Höggerberg, CH-8093 Zürich

LaH_{3-x} ist eine Verbindung mit interessanten physikalischen und strukturellen Eigenschaften (Metall-Halbleiter Uebergang abhängig von der Zusammensetzung, strukturelle Umwandlungen, Ueberstrukturen). Eine endgültige Abklärung dieser Vorgänge kann nur durch Benützung von Einkristallen stattfinden. Ihre Züchtung hat sich bis jetzt als unmöglich erwiesen, im Einklang mit dem vorhandenen Phasendiagramm [1]. Dieses ist sehr merkwürdig, weil es einen kritischen Punkt des 2-Phasen Bereiches $\text{La} + \text{LaH}_2$ zeigt und als Folge davon ein Homogenitätsbereich zwischen La (krz) und LaH_2 (kfz) aufweist! Kristallchemisch ist dieses nicht zulässig. Wir haben das P-T-X Phasendiagramm von La-H im Temperaturbereich $875 < T < 1100^\circ\text{C}$ gemessen. Die Existenz des kritischen Punktes kann nicht bestätigt werden. Wir schlagen ein peritektisches Diagramm vor, welches eine Fällung von Hydrid-Einkristallen erlaubt. Durch Anwendung geeigneter Strategien lassen sich während der Messung der Isothermen LaH_{3-x} Einkristalle mit Dimensionen ($3 \times 2 \times 1 \text{ mm}$) herstellen. Ueber die Charakterisierung der Kristalle wird berichtet.

REFERENZ

[1] D. T. PETERSON et al. Phys. Chem. 70, 289 (1966).

Magnetische Kernresonanz – Magnetismus

Kernmagnetische Resonanz unter hohen Drucken in MAg_4I_5 -Superionenleitern

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

Für NMR-Messungen unter hohen Drucken bis 7 kbar mit Helium als Druckmedium für den Temperaturbereich 77 K bis 300 K wurde ein kompakter Probenkopf entwickelt, der speziell für supraleitende Magnete mit enger Bohrung geeignet ist. Die neue Apparatur wurde benutzt, um an Hand der Quadrupolaufspaltung des ^{87}Rb -bzw. des ^{39}K -NMR-Spektrums das Druck-Temperatur-Phasendiagramm der Superionenleiter MAg_4I_5 ($\text{M} = \text{Rb}, \text{K}$) zu erweitern. Diese Verbindungen weisen bei Normaldruck zwei hochleitende Phasen α und β und eine niedrigleitende Tieftemperaturphase γ auf. In RbAg_4I_5 wurde eine bislang unbekannte Hochdruckphase δ gefunden, deren ionische Leitfähigkeit vermutlich mit jener der γ -Phase vergleichbar ist, was aus Untersuchungen der Ag-Kernresonanz geschlossen wurde. Messungen an KAg_4I_5 weisen auf ähnliche Phasenverhältnisse hin.

NMR-Messung der ^{109}Ag -Diffusionskonstanten in $\text{Ag}_{26}\text{I}_{18}\text{W}_4\text{O}_{16}$ mit der Methode der gepulsten Magnetfeldgradienten

A. DOMMANN, H. LOOSER, M. MALI, J. ROOS und D. BRINKMANN, Physik-Institut der Universität Zürich, Schönberggasse 9, CH-8001 Zürich

$\text{Ag}_{26}\text{I}_{18}\text{W}_4\text{O}_{16}$ ist ein Superionenleiter, in dem die Ag-Leitfähigkeit mit sinkender Temperatur in den vier Phasen α , β , γ und δ stark abnimmt. Mittels der im Titel genannten Methode haben wir die Temperaturabhängigkeit der Diffusionskonstanten D von ^{109}Ag in der α - und β -Phase gemessen, und zwar jeweils längs der a - und c^* -Achse und der Winkelhalbierenden von $\angle(a, c^*)$. D ist gemäss $D = D_0 \exp(-E/kT)$ aktiviert mit E -Werten, die in der α -Phase um 0.16 eV und in der β -Phase um 0.28 eV liegen. Von den drei untersuchten Orientierungen ist D längs der a -Achse am grössten und längs der c^* -Achse am kleinsten, bei 257 K betragen diese Werte $1.7 \times 10^{-11} \text{ m}^2/\text{s}$ bzw. $1.1 \times 10^{-11} \text{ m}^2/\text{s}$. Die Bedeutung der Ergebnisse im Hinblick auf Leitfähigkeitsmessungen wird diskutiert.

NMR-Messung der ^7Li -Diffusionskonstanten in Li_3N mit gepulsten Magnetfeldgradienten

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

Li_3N ist ein anisotroper Li-Superionenleiter mit schichtartigem Aufbau. Mittels der im Titel genannten Methode haben wir die Temperaturabhängigkeit der Diffusionskonstanten D der ^7Li -Ionen parallel und senkrecht zu den Schichten gemessen. Die Diffusion ist thermisch aktiviert, d.h. es ist $D = D_0 \exp(-E/kT)$ mit

$$D_{0\parallel} = 3.0 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s} \quad \text{und} \quad E_{\parallel} = 0.41 \text{ eV},$$

$$D_{0\perp} = 8.1 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s} \quad \text{und} \quad E_{\perp} = 0.68 \text{ eV}.$$

Diese Ergebnisse stimmen gut mit dem aus früheren Kernresonanzmessungen entwickelten Modell [1] für die Li-Diffusionsprozesse überein.

REFERENZ

- [1] D. BRINKMANN, M. MALI, J. ROOS, R. MESSER and H. BIRLI, Phys. Rev. B26, 4810 (1982).

Un dispositif de mesure de la dispersion de la relaxation nucléaire

B. BORCARD et G. J. BÉNÉ, Laboratoire de Physique, Université de Genève, CH-1254 Jussy

Nous avons développé une méthode originale de mesures du temps de relaxation T_1 en fonction du champ magnétique. Le système de spins est polarisé dans un premier champ magnétique (160 G), on donne ensuite à ce champ le temps τ , on le supprime alors rapidement. Le système de spins se trouve dans le seul champ magnétique terrestre, et si l'arrangement expérimental est tel que

l'aimantation est perpendiculaire au champ terrestre, les moments magnétiques vont précesser autour de ce champ. 30 valeurs différentes de τ permettent de tracer $M(\tau)$ qui donne T_1 . Actuellement, notre gamme de mesure s'étend de 600 kHz à 50 Hz pour les fréquences de Larmor.

Identification de la dynamique moléculaire de milieux aqueux par dispersion de la relaxation protonique

G. J. BÉNÉ, Université de Genève, DPMC, 24, Quai Ernest-Ansermet, CH-1211 Genève 4

Le diagnostic médical a renouvelé l'intérêt des mesures de relaxation protonique de l'eau des tissus vivants. Nous pensons pourtant que les résultats obtenus peuvent être améliorés. Une étude approfondie de la dispersion de la relaxation rend possible une meilleure exploitation des données expérimentales.

Dans le cas des moments nucléaires, la possibilité de mesurer par résonance les temps de relaxation T_1 et T_2 des protons d'un milieu aqueux permet d'atteindre indirectement *les temps de corrélation* caractéristiques de ce milieu et *les échanges d'énergie* qui leur sont associés. On peut, par exemple, mesurer T_1 et T_2 à température constante dans un très large spectre de valeurs du champ appliqué B_0 . Les courbes obtenues permettent la détermination des deux groupes de paramètres mentionnés ci-dessus. Une telle possibilité résulte directement de l'analyse de la relaxation protonique dans les milieux étudiés. On peut établir, en effet, dans le cas assez fréquent de l'interaction magnétique dipolaire entre protons d'une même molécule d'eau, de molécules d'eau voisines, de molécules d'eau et de macromolécules voisines (appartenant à un réseau ou simplement en solution dans l'eau) une relation simple entre les temps de relaxation mesurés, l'amplitude B_0 du champ appliqué, et la grandeur des temps de corrélation τ_c caractéristiques du milieu. Sans entrer ici dans le détail de cette analyse, mentionnons que T_1 n'est déterminé que par les τ_c plus petits que l'inverse de la fréquence de Larmor ν_0 qui caractérise le champ de mesure B_0 pour les protons du milieu, mais que, par contre, T_2 est sensible à l'ensemble des temps de corrélation, les plus longs d'entre eux ayant un effet prépondérant.

La mesure de T_1 dans un spectre aussi étendu que possible de fréquences de Larmor, permet donc par un tel balayage du champ B_0 , de déterminer les valeurs de ν_0 correspondant aux échanges d'énergie caractéristiques des temps de corrélation τ_c du milieu. En particulier, la mesure de T_1 à la valeur la plus élevée de B_0 (ν_0 max) permet de déterminer l'effet des temps de corrélation plus courts que $(\nu_0 \text{ max})^{-1}$. De même, la comparaison de T_1 mesuré dans le champ le plus faible possible (ν_0 min) et de T_2 , mesuré également en champ faible permet de déterminer l'effet des τ_c plus longs que $(\nu_0 \text{ min})^{-1}$.

Il est relativement facile, à partir d'un tel spectre de déterminer les temps de corrélation (variation rapide de T_1 dans la région où $\tau_c \approx \nu_0^{-1}$) et l'importance relative des échanges d'énergie correspondant à la transition correspondante (qu'on peut repérer par la variation totale de T_1 dans la zone correspondante). Le nombre de paramètres ainsi disponibles est la somme du nombre de temps de corrélation et de valeurs de ΔT_1 .

Chaque tissu biologique (et particulièrement chaque fluide physiologique, comme nous en avons fait l'expérience) peut être ainsi décrit par un spectre de

dispersion de la relaxation protonique, lequel est évidemment modifié lorsque le milieu est altéré par une atteinte pathologique. Dans les cas étudiés, l'importance de cette atteinte se traduit aussi par une variation monotone des τ_c et des échanges d'énergie correspondants.

On dispose ainsi d'une méthode permettant de décrire avec précision un milieu physiologique donné et, quantitativement, ses altérations pathologiques.

Nous n'insisterons pas ici sur les techniques d'obtention de tels spectres de relaxation [1, 2], ni sur les applications au diagnostic médical, même *in vivo* [3], qui sont décrites ailleurs. Elles sont à la base d'une exploitation rationnelle de la relaxation nucléaire en vue du diagnostic.

REFERENCES

- [1] A. G. REDFIELD et al., Rev. Scient. 39 710–715 (1968).
- [2] B. BORCARD, (1984) en cours de publication.
- [3] B. BORCARD et al., CR. Ac. Sc. Paris 295 11, 1073–75 (1982).

Lineare Polarisation der spektralen thermischen Emission von ferromagnetischem Eisen

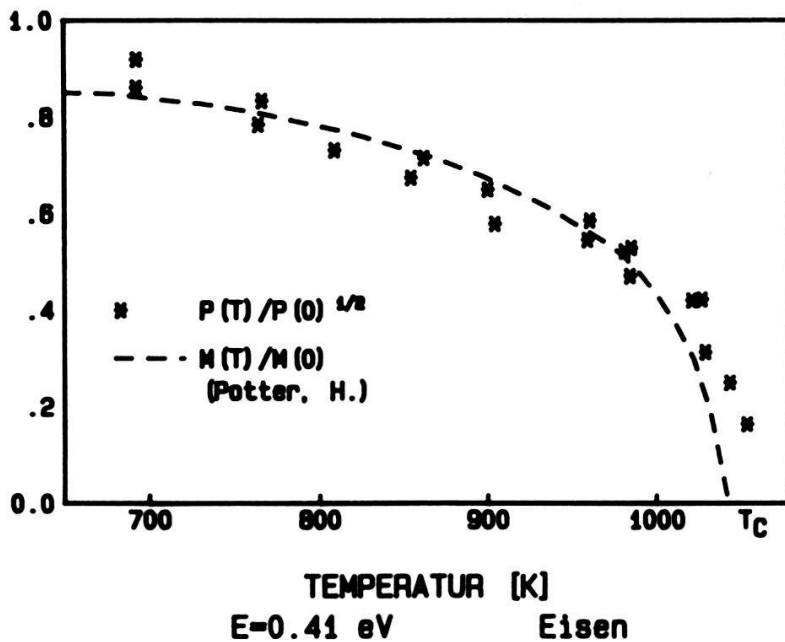
R. BRÖNNIMANN und F. K. KNEUBÜHL, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Höggerberg,
CH-8093 Zürich

Die thermische spektrale Emission von ferromagnetischen Materialien, die parallel zur Oberfläche magnetisiert sind, ist teilweise linear polarisiert [1]. Dieser neue magneto-optische Effekt konnte erstmals an einer Eisenprobe nachgewiesen werden. Er ist verwandt mit der von uns früher entdeckten partiellen zirkularen Polarisation der spektralen thermischen Emission von Ferromagneten, die senkrecht zur Oberfläche magnetisiert sind [2].

Unser Experiment basiert auf der Messung von magneto-optischen Eigenschaften in Emission. Auf der Stirnseite des stabförmigen Ofens, der sich in einer Hochvakuumkammer befindet, ist die Eisenprobe befestigt. Die polierte Oberfläche der Probe steht senkrecht zur optischen Achse. Ausserhalb der Kammer befindet sich ein Magnet. Dieser erzeugt das transversale Feld. Durch Rotation des Magneten um die optische Achse wird der Polarisierungseffekt moduliert. Die von der geheizten Probe emittierte Strahlung verlässt durch ein NaCl-Fenster die Kammer. Die Intensitäten I_p und I_s der Strahlung, die parallel und senkrecht zum äusseren Magnetfeld polarisiert sind, werden durch einen Soleil-Babinet-Kompensator in links- und rechtszirkuläre Strahlung zerlegt. Anschliessend wandelt ein photoelastischer Modulator die links- und rechtszirkulären Komponenten periodisch in vertikal polarisierte Strahlung um. Die Intensität dieser Strahlung ist folglich mit der Differenz $I_p - I_s$ moduliert. Durch einen Polarisator und einen Monochromator wird die Strahlung analysiert. Ein Lock-In-Verstärker misst das Signal des InSb-Detektors. Die Polarisation P ist nun definiert als

$$P = \frac{I_p - I_s}{I_p + I_s}$$

Die lineare Polarisation P wurde im Bereich von $1.8\text{--}5\ \mu\text{m}$ gemessen. Sie ist



Figur 1
Temperaturabhängigkeit der partiellen linearen Polarisation.

negativ und nimmt mit der Photoenergie zu. Sie ist von der Grössenordnung 10^{-4} . Für die Wellenlänge $3\ \mu\text{m}$ wurde die Temperaturabhängigkeit der Polarisation gemessen. In Figur 1 ist die Quadratwurzel der normalisierten Polarisation $P(T)/P(0\text{ K})$ als Funktion der Temperatur aufgetragen. Im Vergleich dazu ist die normalisierte spontane Magnetisierung $M(T)/M(0\text{ K})$ eingezeichnet (Potter [3]).

Die relativ gute Uebereinstimmung bestätigt die Annahme, dass es sich bei der partiellen linearen Polarisation um einen geraden magnetooptischen Effekt handelt.

Verdankung

Die vorliegende Untersuchung wird vom SNF und von der ETHZ unterstützt.

REFERENZEN

- [1] R. BRÖNNIMANN und F. K. KNEUBÜHL, wird im International Journal of Infrared and Millimeter Waves 5, 531–536 (1984).
- [2] F. FUCHS und F. K. KNEUBÜHL, Infrared Physics 21, 127–147 (1981).
- [3] H. POTTER, Proc. Roy. Soc., A131, 243 (1931).

Ce_{0.8}(La_{0.76}Y_{0.24})_{0.2}Sb, ein beinahe vollständig frustriertes magnetisches System

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

Der magnetische Phasenübergang in den Systemen Ce_x(La_{0.76}Y_{0.24})_{1-x}Sb, wobei $x = 1.0, 0.9$ und 0.8 , wurde mittels diffuser kritischer Neutronenstreuung

untersucht. CeSb zeigt multikritisches Verhalten bei $T_N = 16.4$ K [1]. Durch Substitution der magnetischen Ce Ionen durch nichtmagnetische Ionen zwingen wir das System schrittweise zur Frustration. Für $x = 0.8$ beobachten wir unterhalb $T \sim 8$ K gleichzeitig zwei verschiedene Arten von Spinfluktuationen, welche gegenseitig bis hinunter zu Temperaturen von 1 K jede langreichweitige magnetische Ordnung unterbinden. Diese neue Art von magnetischem Verhalten im Zusammenhang mit Frustration wird diskutiert.

REFERENZ

- [1] B. HÄLG, A. FURRER, W. HÄLG und O. VOGT, J. Phys. C14, L961 (1981).

Biquadratischer Austausch in $\text{CsMn}_x\text{Mg}_{1-x}\text{Br}_3$

U. FALK und A. FURRER, Institut für Reaktortechnik der ETH, CH-5303 Würenlingen
H. U. GÜDEL, Institut für anorganische Chemie, Universität, CH-3000 Bern

Das magnetische Anregungsspektrum von isolierten Mn^{2+} -Paaren wurde an $\text{CsMn}_x\text{Mg}_{1-x}\text{Br}_3$ Einkristallen ($x = 0.14, 0.28$) mittels inelastischer Neutronenstreuung gemessen. Die Mn^{2+} -Ionen sind durch bilinearen und biquadratischen Austausch gekoppelt. Es zeigt sich, dass der biquadratische Austausch einen bedeutenden Anteil der Wechselwirkungsenergie der hoch angeregten Zustände liefert. Die Bewegungsgleichung für einen eindimensionalen Antiferromagneten wurde gelöst. Das mit den experimentell aus den Paarübergängen bestimmten Austauschparametern gerechnete Spinwellenspektrum ist in guter Übereinstimmung mit der beobachteten Dispersion in CsMnBr_3 [1].

REFERENZ

- [1] W. BREITLING, W. LEHMANN, R. WEBER, N. LEHNER and V. WAGNER, J. Magn. Magn. Mater. 6, 113 (1977).

Angewandte Physik

Kombination verschiedener Isotopenmethoden bei hydrologischen Untersuchungen

H. H. LOOSLI und W. BALDERER, Physikalisches Institut, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern

Radioaktive und stabile Isotope wurden an drei Muster-Grundwasserleitern angewandt: Dazu wurden ^3H , ^{85}Kr , ^{32}Si , ^{39}Ar , ^{14}C , ^{222}Rn , $^{234}\text{U}/^{238}\text{U}$, $\delta^{18}\text{O}/\text{D}$, $\delta^{13}\text{C}$, Edelgasgehalte und chemische Komponenten durch verschiedene Institute gemessen. Die Kombination dieser Methoden erlaubt, die Grenzen ihrer Anwendbarkeit zu erkennen. Geeignete Modellannahmen werden zur konsistenten Erklärung der Messresultate vorgestellt.

Ueber parametrische Resonanzen in Schrittmotoren

S. M. O. L. SCHNEIDER, Sodeco-Saia, CH-3280 Murten

Einleitung

Ein PM-Schrittmotor (permanent magnet) wird durch seine Drehmomentkurve charakterisiert. Bei hohen Geschwindigkeiten stellt man gewisse Frequenzbereiche mit Drehmomenteinbrüchen fest. Die Ausmessungen mit mechanischen Dämpfern ergeben, dass es sich nicht um einen Drehmomentverlust im üblichen Sinne handelt. Man beobachtet viel mehr, dass der Rotor zusätzlich zu seiner konstanten Winkelgeschwindigkeit Oszillationen ausführt, deren Amplitude in diesen kritischen Bereichen stark anwachsen, so stark, dass der Motor seinen Synchronismus verliert und stehen bleibt.

Transformation ins rotierende Koordinatensystem

Betrachtet man die dynamische Momentenkurve, wie sie sich aus dem Kuo-Singh-Marion (KSM) Modell [1] berechnen lässt, erkennt man sofort, dass sich der Rotor bei konst. Geschwindigkeit, ω_0 , auf einen festen nominellen Lastwinkel, γ , einstellen wird [2]:

$$M_{\text{dyn}} = M_{\text{dyn}}(\omega_0, \gamma)$$

Der Lastwinkel, γ , ergibt sich aus der Kenntnis der Motorparameter und der äusseren Reibung, M_r und B :

$$\gamma = \gamma(\text{Motorparam.}, M_r, B)$$

Unter Motorparameter versteht man: die angelegte Spannung, den Widerstand der Wicklungen, deren Induktion, die Drehmomentkonstante, das Trägheitsmoment des Rotors und, N , die Polpaarzahl. Führt man nun eine Transformation in ein rotierendes Koordinatensystem durch mit der neuen Azimuthalkoordinate

$$q = \frac{\omega_0 t - \gamma}{N}$$

erhält man in diesem bewegten System eine Schwingungsgleichung:

$$\ddot{q} + \lambda q = 0$$

Der Eigenwert lässt sich aus der Steigung in γ berechnen, $(\partial M_{\text{dyn}} / \partial \theta)|_{\gamma}$. man sieht aber sofort, dass diese Näherung nur für kleine Amplituden zutrifft, d.h. der Eigenwert wird durch einen zeitabhängigen Term gestört und der allgemeine Ansatz lautet:

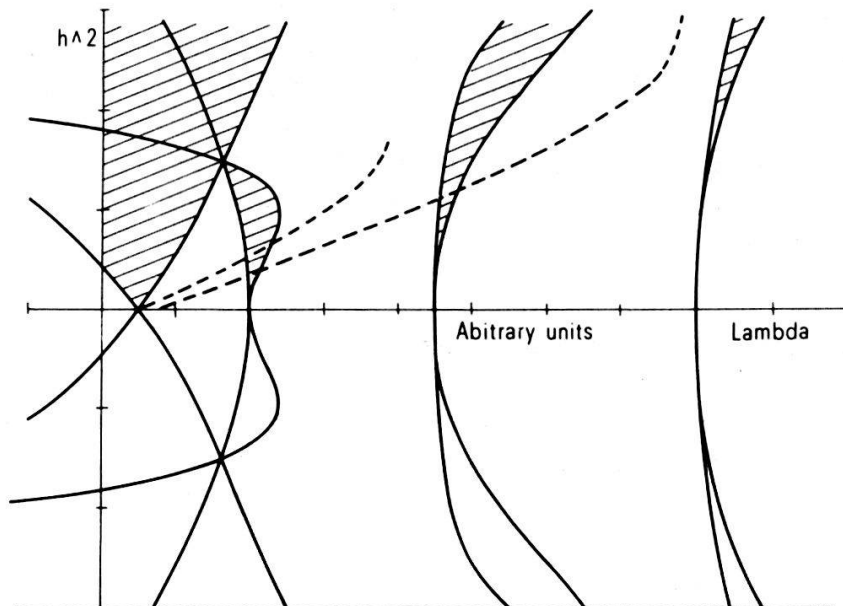
$$\ddot{q} + \lambda(1 + \Delta \gamma \cos 2\sqrt{\lambda}t)q = 0$$

Mit der neuen unabhängigen Veränderlichen $z = \sqrt{\lambda} \cdot t$ geht diese Gleichung in die Normalform der Mathieuschen Differentialgleichung über:

$$\frac{d^2 q}{dz^2} + (\lambda + 2h^2 \cos 2z)q = 0.$$

Die Lösung $q(z)$ sind ganze transzendente Funktionen von z , für beliebige komplexe λ , $h^2 \neq 0$, [3]. Sind λ , h^2 reell, — wie das hier der Fall ist — so kann man die sog. Stabilitätskarte mit λ , h^2 als kartesische Koordinaten zeichnen. Betrachtet man die Systemmatrix A , so lässt sich Stabilität im Liapunov'schen Sinn durch $|\text{Spur } A| < 2$ formulieren. Für die labilen Bereiche folgt so:

$$\lambda_{-m}(h^2) \leq \lambda \leq \lambda_m(h^2), \quad \text{für } h^2 > 0, \quad m \in \mathbb{Z}_0.$$



Figur 1
Parameterweg zweier Motoren in der Stabilitätskarte.

Für den charakteristischen Exponenten, ν , der Differentialgleichung gilt bei kleinen Werten von h^2 in den stabilen Gebieten:

$$\nu^2 = \lambda - \frac{h^4}{2(\lambda - 4)} + O(h^8)$$

die Allgemeine Lösung lautet daher mit den zwei willkürlichen Konstanten a , b :

$$q = am_{e\nu}z + bme_{-\nu}z,$$

wobei:

$$me_{\pm\nu}z = e^{\pm i\nu z} \left\{ 1 - \frac{h^2}{2(1 \pm \nu)} e^{i2z} - \frac{h^2}{2(\mp \nu)} e^{-2iz} + O(h^4) \right\}.$$

Schlussfolgerung

Wir erhalten also, wenn wir den Weg der Motorparameter durch diese Karte verfolgen mehrere Instabilitätsbänder. In der Praxis findet man oft nur eines oder zwei selten drei, denn es gilt, dass für noch so kleine Reibung ein Wert h_m existiert für den $h < h_m$ keine Resonanz auftritt, d.h. die Schwingungen sind gedämpft. h_m ist im allgemeinen eine mit m stark wachsende Funktion. Als weiteres Resultat ist hier die Erkenntnis aufzuführen, dass der PM-Schrittmotor

zwischen seinen kritischen Bändern sehr stabil ist und zwar auch bei extrem hohen Winkelgeschwindigkeiten. Man kann den Motor also durch diese instabilen Bereiche beschleunigen, ohne die Information seiner momentanen Position zu verlieren. Dieses Verfahren wurde im offenen Regelkreis über einen Geschwindigkeitsbereich von vier Grössenordnungen (10^4) erfolgreich angewendet.

REFERENZEN

- [1] B. C. KUO, G. SING and R. MARION, *Dynamic Modeling of Permanent-Magnet Step Motors*, Proc. 4th IMCSD (1975).
- [2] S. H. POLLACK, *An Analysis and Prediction of the Mid-Frequency Resonance Phenomenon in PM Step Motors*, Proc. of 7th IMCSD (1979).
- [3] J. MEIXNER, F. W. SCHÄFKE and G. WOLF, *Mathieu Functions and Spheroidal Functions and Their Math. Foundations*, ed. A. Dold and B. Eckman, Springer Verlag (1980).

Stabiler Nd: Phosphatglas-Oszillator mit aktivem Modelocking und Q-switch

E. ROSCHGER, A. P. SCHWARZENBACH und H. P. WEBER, Universität Bern, Institut für angewandte Physik, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern

ND: Glas-Laser erlauben die Verstärkung zu höchsten Pulsleistungen. Voraussetzung ist jedoch ein Laseroszillator mit reproduzierbarer Pulsform und -energie. Energieschwankungen von weniger als 2% konnten mit einem Nd:YAG-System realisiert werden [1]. In unserem entsprechenden Aufbau wurde an Stelle des Nd:YAG das athermische Phosphatglas (Kigre Q-98) verwendet. Nachteile des Glases sind geringere Verstärkung und schlechtere Wärmeleitung. Vorteile sind günstigere Wellenlänge für die nachfolgende Verstärkung mit Nd:Glas ($\lambda = 1.053 \mu\text{m}$) und geringere Kosten des Glasstabes verglichen mit YAG oder YLF. Trotz einfacher Blitzlampen-Stromversorgung wurden vielversprechende Resultate erreicht: Pulsenergieschwankungen $\pm 3\%$, minimale Pulsdauer 150 psec.

REFERENZ

- [1] IEEE of Quant. Electr., QE-17, p. 1699, 1981.

Exothermic reactions, selfignition and dust explosions of food products

A. RAEMY, F. MICHEL, P. LAMBELET and R. BERROCAL, Nestle Products Technical Assistance Co. Ltd., P.O. Box 88, CH-1814 La Tour-de-Peilz

Exothermic reactions may present a hazard in industrial operations or during storage. The resulting rise in temperature can denature the product, lead to a rise in pressure or even to selfignition if sufficient oxygen is available. This can result in the bursting of an autoclave, a fire or a dust explosion. Techniques allowing the simulation and study of these phenomena are outlined briefly: DTA, heat flux DSC, adiabatic calorimetry and bomb calorimetry in addition to Hartmann's tube, the 20 l sphere and the 1 m³ cylinder [1]. The parameters obtained are described.

The exothermic phenomena presented by many foods in various states are discussed.

REFERENCE

- [1] W. BARTKNECHT, Explosionen, Springer Verlag, Berlin, 1980.

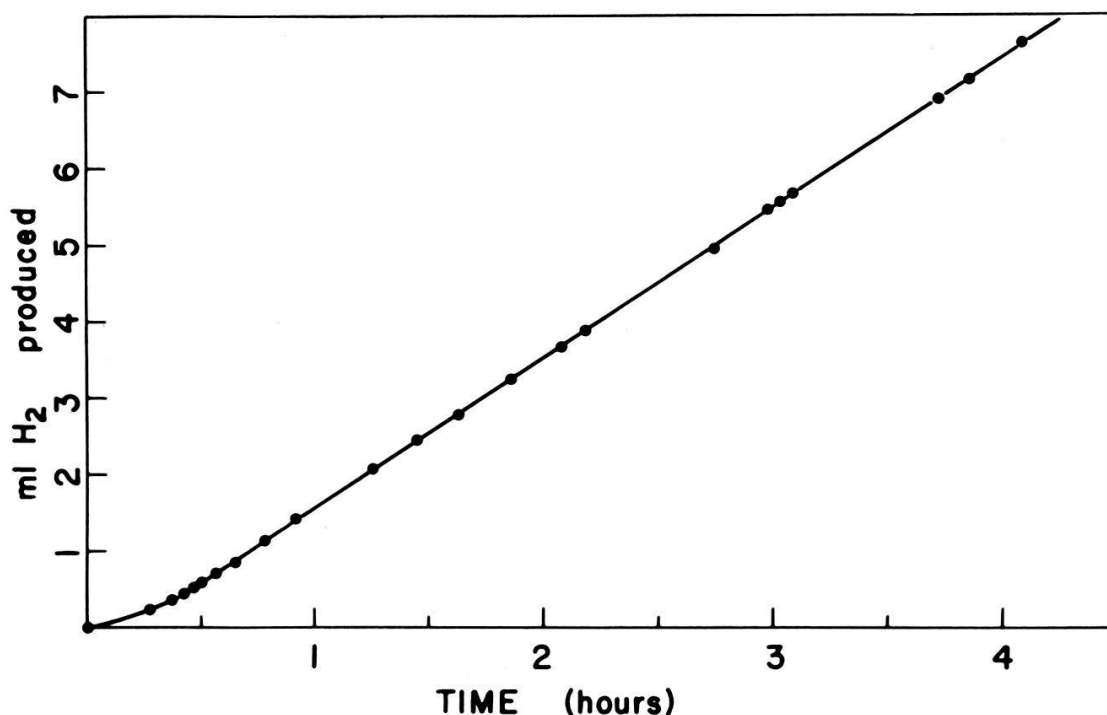
Wasserstoff-Entwicklung auf belichteten Halbleiterelektroden vom Typ MeP_2 ($\text{Me} = \text{Cu}, \text{Zn}, \text{Cd}$)

H. VON KÄNEL, L. GANTERT, R. HAUGER und P. WACHTER, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zürich

Unter den Metalldiphosphiden MeP_2 befinden sich p -leitende Halbleiter mit optimal gelegenen Bandlücken für photovoltaische Anwendungen (CuP , $\beta\text{-ZnP}_2$: $E_g \sim 1.4 \text{ eV}$). Untersuchungen an der Elektrolyt-Halbleiter-Grenzfläche haben die Eignung dieser Materialien für Solarzellen bestätigt [1, 2]. Wegen der mangelhaften Stabilität in wässrigen Elektrolyten kommen aber eher trockene als nasse Zellen (Liquid Junction Solar Cells) in Frage. Charakteristisch für den MeP_2 -Elektrolyt-Kontakt ist die ausserordentlich stark negative Lage des Flachbandpotentials V_{fb} . Eine genaue Bestimmung anhand von Messungen der Grenzschichtkapazität war bisher nur für $\beta\text{-ZnP}_2$ möglich. Bei pH 13 in 1 M Na_2SO_4 ergab sich $V_{fb} = -0.7 V_{scc}$. Dies hat starke Auswirkungen auf die Wasserstoff-Entwicklung an einer belichteten $\beta\text{-ZnP}_2$ Elektrode. Für die chemische Speicherung von Sonnenenergie in der Form von Wasserstoffproduktion durch Photoelektrolyse sind in der Regel neben den energetischen Verhältnissen am Halbleiter-Elektrolyt-Kontakt auch die katalytischen Eigenschaften der Halbleiteroberfläche massgebend. Durch das negative V_{fb} von $\beta\text{-ZnP}_2$ wird nun die Protonenreduktion (Redoxpotential $\sim -1 V_{scc}$ bei pH 13) durch Leitungsbandelektronen dermassen stark exotherm, dass die normalerweise schlechten katalytischen Eigenschaften der nackten Halbleiteroberfläche von geringer Bedeutung sind. Zwar wird dadurch die Protonenreduktion am belichteten Halbleiter schnell, aber der grösste Teil der Photonenenergie geht durch Entropieproduktion im Elektrolyten verloren.

Neben den oben erwähnten Halbleitern mit kleiner Bandlücke existieren in der Serie MeP_2 auch solche mit wesentlich grösseren, z.B. $\alpha\text{-ZnP}_2$: $E_g \sim 2.1 \text{ eV}$ und CdP_2 : $E_g \sim 2 \text{ eV}$. Somit stellt sich die Frage nach der Verschiebung der Lage der Bandkanten am Elektrolyt-Kontakt, z.B. beim Uebergang $\beta \rightarrow \alpha\text{-ZnP}_2$ und nach den Implikationen, die sich daraus für die H_2 -Entwicklung ergeben. Da von diesen Verbindungen bisher nur hochohmige ($10^5 \Omega\text{cm}$) Kristalle vorliegen, ist eine genaue Bestimmung des Flachbandpotentials, bzw. der Lage der Bandkanten am Kontakt (z.B. durch Messung der Grenzschichtkapazität), nicht möglich. Aus den Photostrom-Spannungskurven lässt sich immerhin eine obere Grenze für V_{fb} abschätzen. Für $\alpha\text{-ZnP}_2$ beträgt sie bei pH 13 etwa $-0.4 V_{scc}$. Auch hier scheint somit die Protonenreduktion stark exotherm zu sein.

Bei Anwesenheit eines Elektronendonators, der anstelle von Wasser oxidiert werden kann, sollte sich somit auch an belichteten $\alpha\text{-ZnP}_2$ Pulvern H_2 entwickeln lassen. In Fig. 1 ist die Produktion von Wasserstoff aus einer Suspension von



Figur 1

H₂-Entwicklung an einer α -ZnP₂/0.5 at % RuO₂ Suspension in 0.1 M NaOH + 0.1 M EDTA. Die thermostatisierte (40°C) Lösung wurde belichtet mit einer 450 W Xe-Lampe (filtriert durch eine 10 cm Wassersäule und Schott-Filter 113 und GG 13).

RuO₂-beladenen α -ZnP₂ Partikeln in einer alkalischen EDTA-Lösung als Funktion der Zeit dargestellt. Das EDTA übernimmt dabei die Funktion des Elektronendonators. Ohne seine Anwesenheit oder ohne Katalysator RuO₂ nimmt die H₂-Produktion nach kurzer Zeit (1–2 Std.) auf Null ab, da dann das Pulver photokorrodiert [3]. Zur Abklärung einer möglichen Anwendung von α -ZnP₂ für die photokatalytische H₂-Produktion ist nebst der Untersuchung der Photokorrosion eine genaue Bestimmung der energetischen Verhältnisse am Elektrolyt-Halbleiter-Kontakt notwendig.

Verdankungen

Die Autoren danken dem NEFF für finanzielle Unterstützung.

REFERENZEN

- [1] H. VON KÄNEL, R. HAUGER UND P. WACHTER, Solid State Commun. 43, 619 (1982).
- [2] H. VON KÄNEL, L. GANTERT, R. HAUGER UND P. WACHTER, erscheint in Proc. 5th World Hydrogen Energy Conference, Toronto, 1984.
- [3] D. H. M. W. THEWISSEN, A. H. A. TINNEMANS, E. A. VAN DER ZOUWEN-ASSINK, A. MACKOR, H. VON KÄNEL, R. HAUGER UND P. WACHTER, erscheint in J. Electrochem. Soc.

Gain a faible intensité dans de la vapeur de iode de thallium photodissociée

P.-D. HENCHOZ, W. LÜTHY et H. P. WEBER, Institut für angewandte Physik, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern

Le gain à faible intensité dans de la vapeur de iode de thallium, photodissociée à l'aide d'un laser à excimère d'ArF, a été mesuré en fonction de

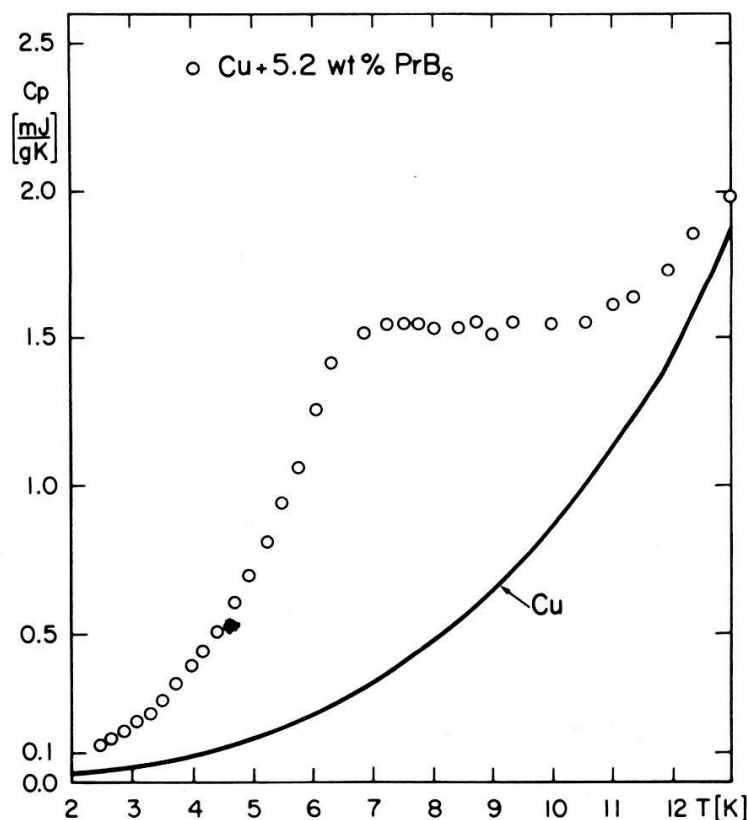
l'énergie de pompage. L'émission d'un petit laser à thallium a été utilisée comme faisceau test. Les mesures de gain ont permis de déterminer la section efficace pour l'émission stimulée à 535 nm, la valeur obtenue étant de $12.5 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$, en tenant compte d'une efficacité de pompage, donnée dans la littérature, de 42%.

Stabilitätsuntersuchungen an technischen Supraleitern

B. BARBISCH, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Höggerberg, CH-8093 Zürich
K. KWASNITZA, Schweizerisches Institut für Nuklearforschung SIN, CH-5234 Villigen

Wir untersuchen die mögliche Stabilisierung von technischen Supraleitern mittels Materialien von besonders hoher spezifischer Wärme. PrB_6 ist eine von uns vorgeschlagene Substanz, die im interessierenden Temperaturintervall von 4 bis 10 Kelvin eine anomal hohe spezifische Wärme zeigt [1]. Um diese Verbindung anwenden zu können, stellten wir in Zusammenarbeit mit der Firma Plansee einen Sinterdraht her, der 5,2 wt% PrB_6 enthält [2]. Figur 1 zeigt die gemessene spezifische Wärme des Sinterdrahtes.

Um die Eigenschaften dieses Sinterdrahtes testen zu können, wurde das Verhalten von quenchpulsinduzierten, normalleitenden Zonen untersucht. Es stellt sich das Problem, die Ausbreitung der Wärme im Supraleiter zu bestimmen,



Figur 1

Gemessene spezifische Wärme des Sinterdrahtes aus Kupfer mit 5.2 wt% PrB_6 . Zum Vergleich ist die spez. Wärme von Kupfer eingezeichnet.

wenn zur Zeit $t=0$ am Ort $x=0$ die Heizenergie Q pro Flächeneinheit im Supraleiter deponiert wird, der thermisch isoliert sei.

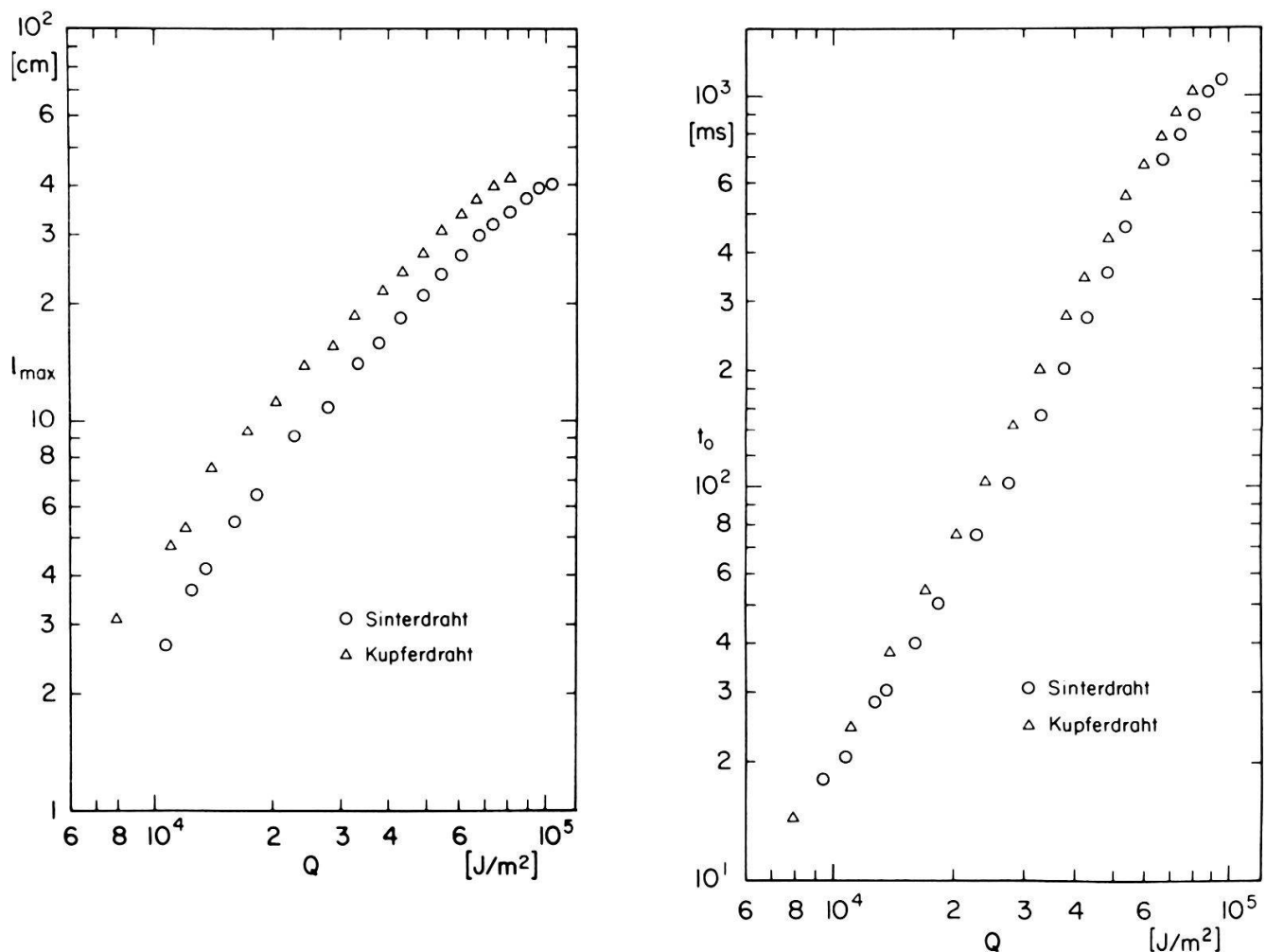
Unter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeiten der Wärmeleitfähigkeit $\lambda = \alpha T$ und der spezifischen Wärme $c = \beta T^3$ erhält man folgende Differentialgleichung

$$\frac{\partial}{\partial x} \alpha T \frac{\partial T}{\partial x} = \rho \beta T^3 \frac{\partial T}{\partial t} \quad (1)$$

Als Randbedingungen zur Lösung von Gleichung (1) gelten die gleichmässige Temperaturverteilung vor dem Wärmepuls und die Konstanz der Enthalpie, über den Gesamtleiter integriert. Für die Ausbreitung der normalleitenden Zone erhält man folgende zwei wichtige Beziehungen

$$l_m = \frac{3\sqrt{3}}{4\pi} \frac{Q}{W_c} \quad (2)$$

$$t_0 = \frac{2}{3\pi^2} \frac{Q}{\kappa_c W_c} \quad (3)$$



Figur 2

Quenchlänge und Quenchdauer der beiden mit dem Sinterdraht respektive Kupferdraht stabilisierten Leiter in Abhängigkeit der Pulsenergie pro Fläche des Supraleiters.

l_m ist die maximale Länge und t_0 die Lebensdauer der normalleitenden Zone; Q die Quenchenergie pro Flächeneinheit, W_c die kritische Enthalpiedifferenz zwischen Ausgangstemperatur und kritischer Temperatur T_c und κ_c ist die Diffusivität der Wärme bei T_c . Durch Messungen an einem einfachen Multifilamentsupraleiter konnte die Gültigkeit der Beziehungen (2) und (3) verifiziert werden: Die gemessenen Werte entsprachen innerhalb der Fehlergenauigkeit von 3% den berechneten.

Zum Test des Sinterdrahtes wurden zwei Testleiter hergestellt. Der eine war ein mit dem Sinterdraht, der andere mit einem Kupferdraht gleicher Wärmeleitfähigkeit stabilisierter Multifilamentsupraleiter. An diesen beiden Testleitern wurde wiederum die Dauer und die maximale Ausdehnung der normalleitenden Zone in Funktion der Quenchenergie gemessen (Figur 2). Ein Vergleich der beiden Kurven ergibt, dass die Quenchdauer um 23% und die Quenchlänge um 22% kürzer ist als beim Sinterdraht stabilisierten Leiter. Berücksichtigt man noch die um 16% grössere Fläche des Sinterdrahtes gegenüber dem Kupferdraht, so reduziert sich die Verbesserung auf 7% für die Quenchdauer bzw. 6% für die Quenchlänge. Zu erwarten wäre theoretisch von der höheren spezifischen Wärme her eine Reduktion von je 32% gewesen. Wir schliessen daher aus diesem Experiment, dass die Wärme nicht in so kurzer Zeit in das PrB_6 eingehen kann. Als Grund hierfür muss angenommen werden, dass der Wärmekontakt zwischen den PrB_6 -Einschlüssen und dem sie umgebenden Kupfer schlecht ist, also keine metallische Bindung zwischen beiden vorherrscht.

REFERENZEN

- [1] K. KWASNITZA, B. BARBISCH und F. HULLIGER, Cryogenics 23, 649 (1983).
- [2] B. BARBISCH und K. KWASNITZA, Proc. 8th Int. Conf. Magn. Tech. MT-8, Grenoble (1983), Journal de Physique 45, C1-1984, 561.

Numerical solution of the non-linear diffusion equations in a moving boundary domain. Application to the microelectronic technology*)

Y. DEPEURSINGE et J. C. STETTLER, Laboratoire Suisse de Recherches Horlogères, CH-2000, Neuchâtel

The phenomenon on which is based the Integrated Circuits technology is the coupled diffusion of several implanted impurities in a Silicon substrate under oxidizing conditions. The simulation of this process involves the solution of a set of non-linear 2nd order parabolic equations in a moving boundary domain. The numerical solution of this transient problem is obtained by the finite element approach. The time discretization is treated by the 2nd order Gear scheme, and the non-linearity, by a fixed point algorithm coupled to an iterative method for the system solving. The displacement of the domain's boundary is governed by an oxide growing law. The moving boundary distorts the mesh in course of time, and the delicate problem of the impurity concentration interpolation at the new nodes is treated by localization method based on an algorithm of sorting by classes. The obtained results are in good agreement with the experimental measurements.

*) This work has been supported in part by the Kommission zur Förderung wissenschaftlicher Forschung.

Bestimmung von Geschwindigkeit, Temperatur und Dichte seltener Ionen im Sonnenwind

J. SCHMID, Physikalisches Institut, Universität Bern, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern

Die Dichte schwerer Ionen ($Z > 14$) im Sonnenwind ist so gering, dass sich in Spektren, wie sie vom Massenspektrometer auf der Raumsonde ISEE-3 aufgenommen werden, z.B. für das Element Eisen, Zählraten von nur etwa 1/sek ergeben. Bei so kleinen Zählraten fällt die Asymmetrie der Poissonverteilung ins Gewicht, was die Anwendung der gängigen Parameterschätzverfahren nach der Methode der kleinsten Quadrate in Frage stellt und die Verwendung der Maximum-Likelihood-Methode nahelegt. Allerdings können aus einem einzelnen Spektrum lediglich die mittlere Geschwindigkeit und eventuell die Ionisationstemperatur von Eisen genügend genau bestimmt werden. Die Schätzung der Dichte und kinetischen Temperatur dagegen ist mit Fehlern von über 100% behaftet.

Die zeitliche Entwicklung der gesuchten Parameter lässt sich als Markov-Prozess mit einer Persistenz von etwa 10 Stunden beschreiben, einzelne Messwerte liegen aber nur ca. 30 Minuten auseinander. Mit einem geeigneten Glättungsverfahren können deshalb die Fehler der geschätzten Parameter verkleinert werden.

Propriétés physiques de couches minces de MoSe_2 élaborées par pulvérisation cathodique magnétron

R. BICHSEL, Institut de Physique Appliquée, EPFL, CH-1015 Lausanne

Des couches minces semiconductrices de MoSe_2 sont élaborées par pulvérisation cathodique magnétron. L'influence des paramètres de la pulvérisation sur la stoechiométrie des échantillons est déterminée par spectroscopie ESCA et par microanalyse X.

Les propriétés électroniques et optiques des couches minces de MoSe_2 sont caractérisées sur la base de mesures électriques, galvanomagnétiques et d'absorption optique. La résistivité électrique des échantillons est mesurée entre 300 K et 20 K. Elle dépend exponentiellement de la température ($\rho = \rho_0 \exp(\Delta E/kT)$) avec une énergie d'activation ΔE de 50 meV entre 300 K et 150 K. Cette valeur est en bon accord avec les résultats obtenus pour des monocristaux.

Trockenextraktion von Gasen aus Luftblasen in Eis

E. MOOR, B. STAUFFER und H. OESCHGER, Physikalisches Institut, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern

Die in den Blasen sehr kalten Eises eingeschlossene Luft hat atmosphärische Zusammensetzung und kann zur Erforschung von Klimamechanismen und -Geschichte dienen. Bei einer Schmelzextraktion der Gase wird die Gaszusammensetzung verfälscht. Aus diesem Grund wurde ein Trockenextraktionssystem gebaut. Eine Eisprobe bis 800 g wird in einem evakuierten Behälter mit einem

Fräser zerkleinert, und die aus den geöffneten Blasen entweichende Luft wird bei 15 K in einem 10 cm³ grossen Kölbchen kondensiert. Die Ausbeute der Extraktion beträgt rund 80%. Die Kontamination durch CO₂ von der Systemoberfläche ist klein, da die Extraktion bei -20°C erfolgt und die Dauer kurz gehalten wird. Erste Testergebnisse werden diskutiert.

Picosekunden Transmission durch optische Fibern

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

Optisch nichtlineare Effekte können in Singlemode-Fibern schon bei Laserleistungen von weniger als 1 W auftreten. Mit den dampfungsarmen Fibern stehen grosse Interaktionslängen zur Verfügung, über die das Licht praktisch fokussiert (einige GW/cm²) mit dem Corematerial wechselwirken kann. In dieser Arbeit wurden ps-Pulse eines synchron gepumpten Farbstoff-Lasers in eine 12 m lange Singlemode-Fiber eingekoppelt und das Ausgangsspektrum in Abhängigkeit von der Pulsintensität gemessen. Ausser der erwarteten Verbreiterung durch Selbstphasenmodulation wurde bei hohen Intensitäten im Core (7 GW/cm²) eine grosse Asymmetrie im verbreiterten Spektrum beobachtet. Die Form des Spektrums zeigt ausserdem eine starke Abhängigkeit von der Justierung des Farbstoff-Lasers, was darauf schliessen lässt, dass die emittierten Pulse eine zeitliche Asymmetrie aufweisen. Durch Resonatorjustierung und gleichzeitige Beobachtung dieses Spektrums konnte die zeitliche Asymmetrie verändert werden.

Bestimmung von Wasserdampfkonzentrationen in der untern Ionosphäre aus Dichtemessungen von Si⁺ und SiOH⁺

H. RAMSEYER, P. EBERHARDT und E. KOPP, Physikalisches Institut, Universität Bern, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern

Die Kenntnis der Wasserdampfkonzentration in der Mesosphäre und untern Thermosphäre ist wichtig für das Verständnis der atmosphärischen Zirkulation und für die Chemie der wasserstoffhaltigen Radikale. Bis heute wurden jedoch in diesem Höhenbereich nur wenige Messungen der H₂O-Dichte durchgeführt. Information darüber lässt sich aber auch aus der Ionenzusammensetzung gewinnen. In dieser Arbeit werden die in sechs Raketenflügen mit Ionenmassenspektrometern im Bereich von 85 bis 120 km Höhe gemessenen Dichten von Si⁺ und SiOH⁺ untersucht und daraus Mischverhältnisse des Wasserdampfes zwischen 0.1 und 10 ppmv abgeleitet. Diese Resultate werden diskutiert und mit den Ergebnissen von Modellrechnungen und Experimenten verglichen.

Photoelektrochemische Untersuchungen an hochohmigen SnS_2 -Schichtkristallen

O. E. HÜSSER, H. VON KÄNEL, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zürich

F. LÉVY, Institut de Physique Appliquée, EPFL, CH-1015 Lausanne

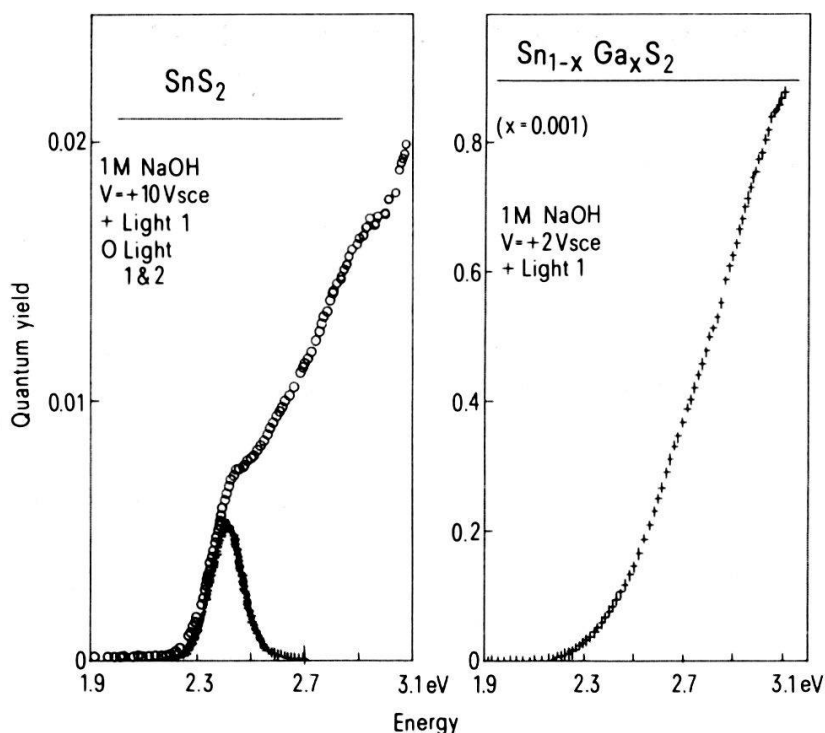
Hochohmige Halbleiter zeigen bei photoelektrochemischen Untersuchungen eine sehr kleine Photonenquantenausbeute. Der Grund liegt darin, dass nach dem Kontakt von beinahe intrinsischen Halbleitern mit einem Elektrolyten in einer weiten Raumladungsschicht ein nur sehr schwaches elektrisches Feld aufgebaut wird. Bei Anlegen einer externen Spannung wird der Feldverlauf näherungsweise linear. Dieses elektrische Feld genügt nicht, um durch Photonen erzeugte Elektron-Loch Paare effizient zu trennen. Für stark absorbiertes Licht verschwindet der Photostrom praktisch ganz, da sich im Bereich der hochohmigen Halbleiteroberfläche ein inneres elektrisches Feld aufbaut, das dem äusseren entgegengesetzt ist. Somit erhält man nur ein Photostromsignal für Photonenenergien im Bereiche der Absorptionskante.

Belichtet man nun den hochohmigen Halbleiter-Elektrolyt Kontakt zusätzlich mit einer zweiten Lichtquelle, deren Licht tief eindringt, d.h. nur schwach absorbiert wird, so wird eine Potentialverteilung aufgebaut, wie man sie in einem dotierten, niederohmigen Halbleiter vorfindet ([1], [2]). Analysiert wird aber nur der Einfluss der ersten Lichtquelle mit Hilfe der phasenempfindlichen Lock-in Technik. Das tief eindringende Licht der zweiten Lichtquelle erzeugt im ganzen Volumen zusätzliche Elektron-Loch Paare. Dadurch wird der hochohmige Halbleiter photoleitend gemacht und der Innenwiderstand erniedrigt. Je nach Substanz und Beweglichkeit der Ladungsträger wird vorwiegend eine Art, Löcher oder Elektronen, von Haftstellen eingefangen. Werden beispielsweise vorwiegend Löcher von Haftstellen eingefangen, so wird der stationäre Strom vorallem durch die Elektronen aufrechterhalten. Dann spielen die von Löchern besetzten Haftstellen die Rolle von positiv geladenen Donatoren und das Fermi-niveau verschiebt sich von der Mitte der Bandlücke Richtung Leitungsband. In diesem Beispiel erhält man somit eine Potentialverteilung im Isolator, wie man sie normalerweise in einem n -Typ Halbleiter vorfindet. Die Stärke der optischen Dotierung kann man mit der Intensität der zweiten Lichtquelle steuern. Der sonst beinahe verschwindende Photostrom für stark absorbiertes Licht kann bei Beleuchtung mit der zweiten Lichtquelle mit geeigneter Intensität um ein Vielfaches ansteigen.

Durch die oben beschriebene Methode ergibt sich die Möglichkeit, Photoelektrochemie an Isolatoren oder fast intrinsischen Halbleitern zu betreiben. Dies ist ein grosser Vorteil in der Materialsuche nach Halbleitern, beispielsweise für die Photoelektrolyse von Wasser mittels Sonnenlicht, da man schnell Kriterien erhält, ob sich eine aufwendige chemische Dotierung lohnt oder nicht.

Im folgenden werden photoelektrochemische Messungen an hochohmigen ($\sim 10^9 \Omega\text{cm}$ bei $T = 300 \text{ K}$) SnS_2 Halbleitern gezeigt. Die Äquivalenz zwischen optischer und chemischer Dotierung wird sichtbar im Vergleich der Resultate für mit Gallium dotierten SnS_2 Kristallen.

SnS_2 ist ein Halbleiter mit schwach Van der Waals gebundenen Schichten mit hexagonaler Symmetrie und CdI_2 -Struktur. Die Bandlücke ist etwa 2.14 eV . Die Photoleitung ist sehr klein bei Beleuchtung mit nur monochromatischem Licht und ist ab etwa 2.7 eV vernachlässigbar (Figur 1). In diesem Falle wird die



Figur 1

Photonenquantenausbeute für hochohmiges SnS_2 , ohne (+) und mit (O) Doppelbelichtung, im Vergleich zu chemisch dotierten $\text{Sn}_{1-x}\text{Ga}_x\text{S}_2$ ($x = 0.001$ nom.).

maximale Photonenausbeute für Photonenenergien im Bereich der Absorptionskante erreicht und liegt weit unter 1% bei 10Vsce und einer Kristalldicke von etwa 25 μm . Bestrahlt man nun den Halbleiter-Elektrolyt Kontakt gleichzeitig mit tief eindringendem Licht optimaler Intensität, so erhält man eine verstärkte Photoleitung bis weit ins Violette. In diesem Falle steigt die Quantenausbeute an bis auf etwa 2% bei 3.1 eV. Genau den gleichen Kurvenverlauf wie bei Doppelbelichtung erhält man für chemisch dotierte $n\text{-Sn}_{1-x}\text{Ga}_x\text{S}_2$ ($x = 0.001$ nom.), wobei aber nun der Photostrom etwa 50 mal grösser ist und die Quantenausbeute gegen 90% bei 3.1 eV ansteigt. Für die Gallium dotierten Halbleiter zeigt eine Beleuchtung mit einer zweiten Lichtquelle keine Verstärkung des Photostroms. Die Strom-Spannungskurve zeigt im chemisch dotierten Falle eine Sättigung bei 3.1 eV, bei den hochohmigen Schichtkristallen jedoch nicht, denn infolge der starken Rekombination kann nur eine schwache optische Dotierung erreicht werden.

Im weiteren zeigt ein Vergleich mit anderen binären wie ternären hochohmigen Halbleitern, dass die Verstärkung des Photostromes für stark absorbiertes Licht ungefähr proportional ist zur Höhe des Photoleitungsmaximums im Falle von ausschliesslich monochromatischer Belichtung (Figur 1).

Die Autoren danken dem NEFF für finanzielle Unterstützung.

REFERENZEN

- [1] H. GERISCHER, M. LÜBKE und B. BRESSEL, J. Electrochem. Soc., 130, 2112 (1983).
- [2] H. VON KÄNEL, E. KALDIS, P. WACHTER und H. GERISCHER, J. Electrochem. Soc., 131, 77 (1984).

Laser induced periodic surface structures: The case of Si <111>

D. JOST, R. SALATHÉ, W. LÜTHY and H. P. WEBER, Institute of Applied Physics, University of Berne, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern

Spontaneous periodic surface structures are often observed as the result of the interaction of an intense laser beam and a solid. We have studied the case of a focused pulsed 514.5 nm laser beam incident on a polished Si single crystal. We have generated several types of topological features which have a periodicity in the submicron region, these do not have a common origin and compete with each other. Their dependence on the orientation of the incident electric field, power, scanning speed and crystal orientation have been studied in order to elucidate the generating mechanism.

Time-resolved mass spectrometry on a SF₆ arc

W. RÜEGSEGG, R. MEIER, H. J. SCHÖTZAU* and F. K. KNEUBÜHL, Physics Department, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zurich, and * Sprecher & Schuh AG, Physiklabor, CH-5001 Aarau

SF₆ is used in high-voltage current breakers because of its high electrical breakdown voltage as well as its high thermal conductivity in the temperature range near 2000 K, where the electrical conductivity disappears. Both, spectroscopic and theoretical studies of the particle composition during arcing [1, 2] show that the SF₆-gas is dissociated to a great extent into ions and neutral atoms. In the decaying arc these particles recombine rapidly and form precursor-molecules. These undergo further reactions with electrode or wall materials as well as with impurities in the SF₆-gas and eventually form the long lived decomposition products SOF₂, SO₂F₂, SOF₄, SO₂, CF₄, COF₂, WF₆, CuF₂, HF, etc. [3]. Time-resolved mass spectroscopy is well suited for the study of the formation of these decomposition products and their precursors.

Our experimental setup has been described previously in detail [4]. It consists of an arcing chamber connected to a differentially pumped molecular beam apparatus, which transfers the gaseous sample to the time-of-flight mass spectrometer. Before and after each measurement the system is calibrated with known SF₄/SF₆ and CF₄/SF₆ mixtures.

Figure 1 shows the most frequent decomposition products of SF₆ as a function of the energy dissipated in the arc. The main product is SF₄ formed by the reaction



The SF₄ molecule density is measured by comparing the intensities of the SF₄⁺ and the SF₂⁺ ions. SF₄ is also the precursor molecule to the formation of SOF₂. It reacts with water according to (2):



The F₂ molecules react with the electrode material and form CF₄, which is a good

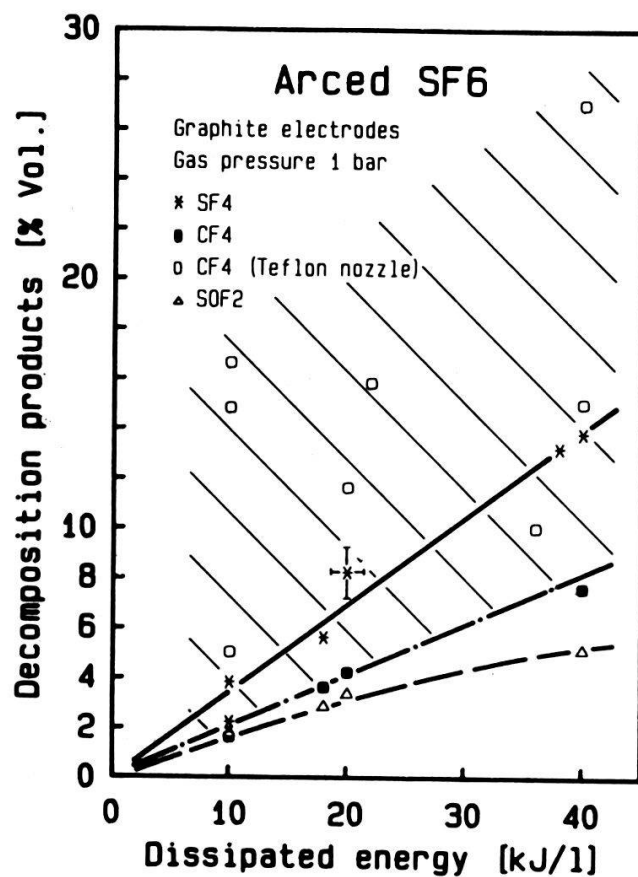


Figure 1
 Formation of decomposition products as a function of the total energy dissipated per l SF₆.

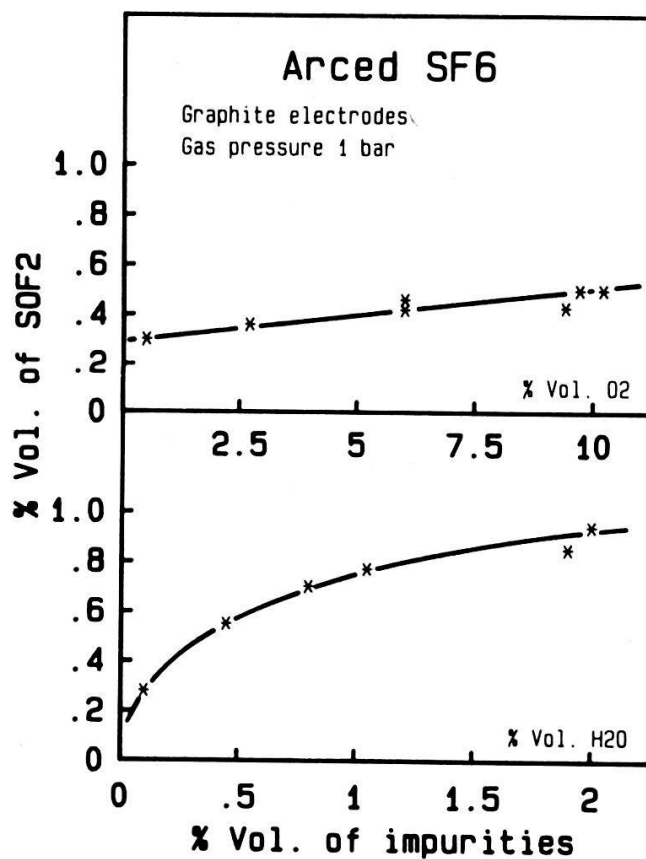


Figure 2
 Influence of O₂ and H₂O impurities on the formation of SOF₂.

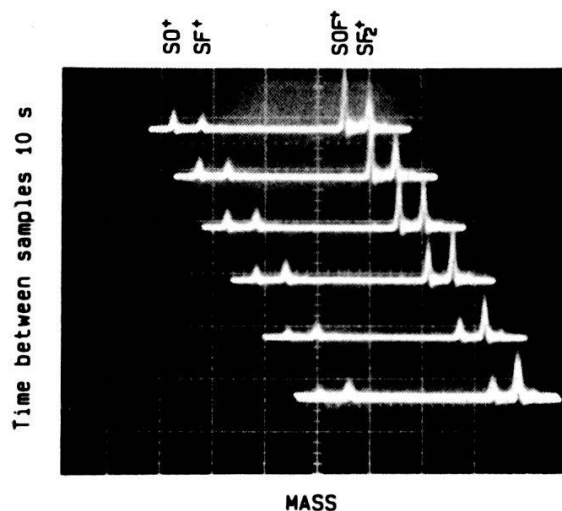


Figure 3
Time evolution of formation of SOF_2 and SO_2 from SF_4 and H_2O .

insulating non-toxic gas.



When we use P.T.F.E. (Teflon) as an insulating material the CF_4 production rises dramatically. However, the data are not reproducible because the amount of the thermally degraded Teflon is extremely dependent on the position of the burning arc. This phenomenon corresponds to the situation of nozzle clogging in a high-voltage circuit breaker with a Teflon nozzle [5].

Figure 2 demonstrates that the SOF_2 production is not much affected by the amount of oxygen in the SF_6 -gas, yet it is strongly coupled to the water-vapor impurity. These results show that the SOF_2 molecule is formed by reaction (2) rather than by the following reaction



The time evolution of the gas decomposition is measured by the method described in [4] or by simply displaying complete mass spectra on an oscilloscope as shown in Figure 3. From these measurements we can determine rate constants k of reactions which are poorly known at present:

$$k(\text{SF}_4 + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{SOF}_2 + 2\text{HF}) = (2 \pm 0.6) \times 10^{-19} \text{ cm}^3/\text{s}$$

$$k(\text{SOF}_2 + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{SO}_2 + 2\text{HF}) = (4 \pm 0.9) \times 10^{-20} \text{ cm}^3/\text{s}$$

These values hold for $T = 320 \text{ K}$.

This study is supported by the Kommission zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung, Project No. 1026 and ETH Zurich.

REFERENCES

- [1] B. SCHULZ-GULDE, J. Appl. Phys. 13, 793 (1980).
- [2] W. FRIE, Z. Phys. 201, 269 (1967).
- [3] C. BOUDÈNE et al., R.G.E., Special issue 45-84 (1974).
- [4] W. RÜEGSEGGER, H. J. SCHÖTZAU and F. K. KNEUBÜHL, Appl. Phys. B. 31, 9 (1983).
- [5] B. AESCHBACH, CH. STURZENEGGER and H. J. SCHÖTZAU, CIRGE (1984) in print.

How to cross the $q=3$ stability window in TCA

A. D. CHEETHAM, A.N.U., Plasma Research Laboratory, Canberra 2600, Australia
A. DE CHAMBRIER, G. A. COLLINS, P. A. DUPERREX, M. GROSSMANN, A. HEYM, F. HOFMANN, CH. HOLLENSTEIN, B. JOYE, R. KELLER, A. LIETTI, J. B. LISTER, J. M. MORET, S. NOWAK, A. POCHELON and W. SIMM, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne, Switzerland

Low integer q -values like 3, where q is the stability safety factor of a Tokamak discharge, can represent a difficult current limit to cross. A good way of forming the Tokamak discharge has to be found by adequate current ramping and gas-feed. A window at low electron density and high plasma current time derivative has allowed us to obtain discharges in the range 10^{14} cm^{-3} , a plasma current of 160 kA (design value 135 kA), ion temperatures of 500 eV and confinement times of nearly 10 ms.

Messanordnungen zur Untersuchung der Röntgenstrahlung von lasererzeugten Plasmen

W. LAMPART, A. P. SCHWARZENBACH und H. P. WEBER, Institut für angewandte Physik, Universität Bern, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern

Lasererzeugte Plasmen erreichen Temperaturen von mehreren Millionen Grad und emittieren daher ein breites Strahlungsspektrum, das bis in den Röntgenbereich reicht. Die spektroskopische Untersuchung der emittierten X-Rays liefert wichtige Informationen über die Licht-Plasma-Wechselwirkungen.

Im Vortrag werden Messmethoden zur Bestimmung der spektralen Röntgenemission einander gegenübergestellt. Grundlegend für eine Analyse sind die dispersiven Eigenschaften von Absorberfolien und natürlichen Kristallgittern. Zusammen mit diversen röntgensensitiven Detektoren können so verschiedene Messanordnungen aufgebaut werden. Drei davon werden näher vorgestellt und bezüglich ihrer Eignung für eine Plasma-Temperaturbestimmung diskutiert.

Capteurs 1

Back scattering of electrons from the inertial confinement fusion (ICF) targets

YU. SAYASOV, Institute of Physics, University of Fribourg, CH-1700 Fribourg

According to the ion-driven fusion concept based on the use of spherical pellets the ion will enter the pellet from all sides losing their energy. Simple considerations show that this process must lead to appearance of a strong positive charge inside of the pellet. Even if one assumes that positive charge in the ion beam is completely compensated by accompanying electrons, the ion will enter the pellet losing these electrons, which must be back-scattered away as a result

of interaction with metallic ablator-pusher shell of the pellet. This conclusion follows immediately from the theory of multiple scattering of electrons described in [1]. It shows that transmission coefficient of electrons for a metal or plasma slab of thickness d is equal to

$$D = \lambda \left(1 + \frac{3d}{2\lambda} \right)$$

or (for $d \gg \lambda$)

$$D \approx \frac{2\lambda}{3d}.$$

Here

$$\lambda = 1 / \left(\frac{\pi}{4} \left(\frac{Ze^2}{W} \right)^2 \Lambda n \right)$$

is the electron transport mean free path, Z is the total nuclear charge, n is the total density of atoms and ions, $W = m_e v^2/2$ is the electron energy, $\Lambda = \ln(2m_e v a / \hbar Z^{1/3})$ is the Coulomb logarithm, a being the Bohr radius. (The transmission coefficient D is defined as a fraction of electron impinging normally to the slab, which passes through it). The electrons in the beam must have the same velocity as the ions, i.e. the electron energy must be equal to $W = m_e W_b / m_b$, where m_b , W_b are mass and energy of the beam ions. For a proton beam of energy $W_b \approx 2$ MeV we have $W \approx 1$ KeV, i.e. the beam electrons must be rather slow. This means that the mean free path λ must be very small for a metal or dense plasma slab. For instance, in case of a lead metallic shell ($Z = 82$, $n = 3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$) we have $\lambda = 10^{-7} \text{ cm}$. In case of a lead slab of thickness $d = 0.1 \text{ cm}$ the transmission coefficient $D = 10^{-6}$. Considering a thin lead shell of the pellet as a slab, we can state that the electrons neutralising the ion beam must be almost completely scattered away in this case. On the other hand, the beam protons having energy of the order of 1 MeV do not experience any appreciable back-scattering. Thus, the process of accumulation of the positive charge inside of the pellet must take place, leading to appearance of a radial electric field E at the pellet accelerating the beam electrons. As a consequence of increase of the electron energy and the action of the field E inside of the shell, the transmission coefficient D must be enhanced. Thus, the problem of evaluation of the coefficient D taking the field E into consideration arises. Assuming that the electric field E is imposed normally to the slab and remains constant inside of it, we can use the same kinetic equation for the electron distribution function $f(x, \mu)$, complemented by the term containing the field E , as in [1]:

$$\mu \frac{\partial f}{\partial x} = \frac{1}{\lambda} \frac{\partial}{\partial \mu} (1 - \mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} + \frac{eE}{2W} (1 - \mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu}. \quad (1)$$

Here x is the coordinate measured normally to the slab, $\mu = \cos \theta$, θ is the angle between the electron velocity and the x -axis. (This approach based on assumption of the negligible change of the electron energy inside of the slab is valid if $Z \gg 1$). Using the same method of solution of (1) and the same boundary conditions as in

[1] we get following expression for the transmission coefficient D :

$$D = \frac{1}{1 + (d/\lambda g(\varepsilon))}, \quad g(\varepsilon) = \left[2 + \frac{(1 - \varepsilon)(1 - e^{2\varepsilon})}{\varepsilon} \right] \varepsilon^2 \quad (2)$$

where $\varepsilon = (eE\lambda/2W) > 0$. For $\varepsilon \rightarrow 0$ we have in accordance with [1] $g \rightarrow \frac{2}{3}$ and for $\varepsilon \gg 1$, $D = \lambda e^{2\varepsilon}/d\varepsilon^2$. It must be stressed here that for not too high electron energies W and for not too high fields E the parameter ε remains small, i.e. $D \approx \lambda/\alpha$, according to [1], in this case. For instance, for $E = 1$ MV/cm, $W = 1$ KeV we have $\varepsilon = 5 \times 10^{-5}$. With increase of the field E and the electron energy W the coefficient D must increase too, and further accumulation of the positive charge inside of the pellet can cease. A crude estimate of the charge Q and the field E arising thereby at the pellet can be obtained by assuming that the charge Q is not screened by the back-scattered electrons*. In this case the electrons must acquire an additional energy eQ/R in the field of a pellet of the radius R . Assuming that $eQ/R \gg W$ and using the condition $D \approx 1$, i.e. $eE\lambda \approx W \ln(d/\lambda)$ we get a critical field

$$E_c = (eQ/R^2) = \left(Z^2 e^2 n \Lambda \ln \frac{d}{\lambda} R \right)^{1/2}.$$

For $Z = 82$, $n = 3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, $R = 1$ cm we have $E_c \approx 1$ MV/cm. Thus, the fields of the order of $E \approx 1$ MV/cm can arise at the pellet as a result of back-scattering of the electrons, which may influence stability of the ion beam in the vicinity of the pellet. These fields can also provoke a strong perturbation of the electron distribution function in the pellet plasma and thus influence the energy deposition of the ion beam there. The work was performed during author's stay at the Kernforschungszentrum Karlsruhe.

REFERENCE

- [1] H. A. BETHE, M. E. ROSE and L. P. SMITH, Proc. American Phil. Soc. 78, 573, (1938).

*) A more realistic estimate of the fields E can be obtained by assuming that the back-scattered electrons undergo thermalisation and, thus, form a screening sheath at the surface of the pellet. In this way we arrive at a conclusion that strong fields can exist (outside of the pellet) only in a narrow Debye-layer. These fields can, however, influence essentially stability of the ion beam impinging on the pellet.

Fiberoptischer akustischer Sensor

Q. MUNIR und H. P. WEBER, Institut für angewandte Physik, Universität Bern, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern

Es wird über einen neuartigen fiberoptischen, akustischen Sensor berichtet. In einer photoakustischen Zelle wurde das üblicherweise verwendete Mikrophon durch einen Fibersensor ersetzt, eine Anordnung in der Form eines Mach-Zehnder Interferometers. Die Zelle war mit einer Mischung von NO_2 und Ar oder Kr gefüllt. Ein modulierter Laserstrahl von einem Ar^+ -Laser dient zur Erzeugung des akustischen Signals im Gas. Das akustische Signal moduliert die optische Länge des Sensorarmes, und die resultierende Phasenverschiebung wird mit Hilfe einer Photodiode detektiert. Dieses experimentelle System wurde ausgetestet und bezüglich seiner Empfindlichkeit erprobt. Die Signal-zu-Rausch

Verhältnisse zeigten, dass das System in der Lage ist, eine Konzentration <1 ppm von NO_2 Molekülen nachzuweisen. Das entspricht einer Absorption von $8 \mu\text{W}$. Durch einige kleine Änderungen, die gegenwärtig untersucht werden, z.B. akustische Isolation der Zelle, kleben des Sensorarmes auf den druckempfindlichen Zylinder, ist zu erwarten, dass sich die Empfindlichkeit noch stark erhöhen lässt.

Usinage anisotrope des structures convexes et concaves pour capteurs miniatures en silicium

A.-H. KAYAL, Fondation Suisse pour la Recherche en Microtechnique, Jaquet-Droz 7, CH-2000 Neuchâtel

L'usinage chimique du silicium est une technique simple utilisée pour réaliser des cellules miniatures de transduction mécano-électrique et mécano-optique; elle est compatible avec des procédés de fabrication des circuits intégrés. Les formes, les dimensions et la qualité des géométries ainsi réalisées dépendent fortement des paramètres d'attaque (composition et température du liquide, orientation et dopage du Si). Afin d'avoir les moyens de conception des géométries réalisables, nous avons identifié les directions cristallines dominantes de l'évolution des structures convexes et concaves et déterminé les relations qui gouvernent cette évolution lors de l'attaque au KOH (10 M, 60°C) de plaquettes Si ((100), faiblement dopées). Ces résultats nous permettent de réaliser des membranes avec 'mesa' à déplacement parallèle pour capteurs de grandeurs mécaniques. Ces travaux ont bénéficié du concours de Monsieur B. Stauffer (IMT-Université de Neuchâtel).

Reversible changes of electrical dark conductivity of microcrystalline silicon due to gas adsorption

F. MATTENBERGER and S. VEPŘEK, Institute of Inorganic Chemistry, University of Zürich, CH-8057 Zürich

An appropriately prepared microcrystalline silicon, $\mu\text{c-Si}$, with partially oxidized grain boundaries shows large changes of dark electrical conductivity, σ , upon adsorption of gases [1]. Electronegative and electropositive gases cause a decrease and increase of σ , respectively. With respect to possible application of $\mu\text{c-Si}$ for selective gas sensors we have studied the reversibility, reproducibility and time response of this phenomena. $\mu\text{c-Si}$ appears to be a promising material for these applications.

REFERENCE

[1] S. VEPŘEK et al., J. Phys. C: Solid State Phys. 16 (1983) 6241.

A new Hall-Sensor in CMOS technology

J. L. BERCHLIER and R. POPOVIC, Central Research & Development, Landis & Gyr Zug AG, CH-6301 Zug

A new Hall-Sensor realized in CMOS technology is presented. Its particularity is that it is sensitive to magnetic field applied parallel to the chip surface.

Furthermore, its sensitivity can be externally controlled through the change of its effective thickness by adjusting the potential of a p-n junction-ring surrounding the sensor. A typical sensitivity is 600 V/A·T, which is about 3 times larger than that of conventional GaAs-Hall-Sensor. Experimental results are presented and compared to a model.

Experiments with DC polarization on the RF-antennae of the TCA Tokamak

A. DE CHAMBRIER, G. A. COLLINS, P. A. DUPERREX, M. GROSSMANN, A. HEYM, F. HOFMANN, Ch. HOLLENSTEIN, B. JOYE, R. KELLER, A. LIETTI, J. B. LISTER, F. B. MARCUS, J. M. MORET, S. NOVAK, J. O'ROURKE, A. POCHELON and W. SIMM, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne

The TCA Tokamak is mainly dedicated to the study of additional heating of the plasma by the absorption of Alfvén waves. RF-waves are launched by the antennae to heat the plasma core. Unwanted edge dissipation can reduce the heating scheme efficiency and may lead to spurious edge heating. An adequate bias of the antennae decreases the antenna RF impedance, which should be considered as an improvement in this context.

Der dissoziative Zustand $Tl^* + I$ in Thalliumjodid

S. SCHNELL, W. LÜTHI und H. P. WEBER, Institut für angewandte Physik, Universität Bern, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern

Die photolytische Anregung von Thalliumjodid mit UV im Bereich von 200 nm führt zur Emission von Tl -Resonanzstrahlung bei einer Wellenlänge von 535 nm. Es wurden Experimente zur Bestimmung der Intensität der Fluoreszenz bei 535 nm in Abhängigkeit der eingestrahnten Wellenlänge durchgeführt. Der untersuchte Wellenlängenbereich lag zwischen 182 nm und 209 nm. Die Messung erlaubte, zusammen mit der bekannten Struktur des molekularen Grundzustandes die Form des dissoziativen Potenzials von $Tl^* + I$ im Bereich des internuklearen Abstandes von 2–1,9 Å zu bestimmen.

Caractérisation de revêtements de TiN obtenus par pulvérisation cathodique réactive et leur adhésion à différents substrats

J. P. BUCHER, K. P. ACKERMANN et F. W. BUSCHOR, Brown Boveri & Cie., Labor für angewandte Physik und Messtechnik, CH-5401 Baden

Le TiN est un matériau dont la grande résistance à l'usure et la dureté élevée sont bien connues. Il constitue un revêtement de prédilection pour les outils de couple. Dans ce travail, des couches de TiN ont été préparées par pulvérisation cathodique réactive de Ti dans une atmosphère de Ar-N₂. Des propriétés telles que dureté, résistivité électrique, adhérence et composition des

dépôts ont été étudiées en fonction des paramètres de déposition. Il apparaît que les couches stoechiométriques qui donnent une dureté élevée ne sont obtenues que pour des conditions bien définies de pression de N_2 et Ar ainsi que de puissance r.f. appliquée. L'adhérence de ces couches a été mesurée sur différents matériaux.

Photodissoziation von TII mit 248 nm Licht

M. DÄTWYLER und W. LÜTHY, Institut für angewandte Physik, Universität Bern, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern

TII Dampf wurde mit einem KrF Exeimer-Laser photodissoziiert. Das Fluoreszenzspektrum im nahen IR und die Besetzungsdichte des erzeugten metastabilen TII $6^2P_{3/2}$ Zustandes wurde gemessen. Es zeigt sich, dass diese Dichte nicht proportional zur Pumpenergie ist. Nach der Bevölkering des metastabilen Zustandes durch Photodissoziation von TII wird in einem zweiten Schritt metastabiles TI durch ein zweites 248 nm Photon hoch angeregt. Dadurch reduziert sich die Besetzungsdichte im metastabilen Niveau. Der Vergleich der Theorie mit den Messungen gestattet eine Bestimmung der Wirkungsquerschnitte sowohl der Dissoziation durch 248 nm Licht in den Metastabilen, als auch von diesen Zustand aus, in hoch angeregtes TI.

Energiebilanz von Verglasungen

F. THIÉBAUD und F. K. KNEUBÜHL, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Hönggerberg, CH-8093 Zürich

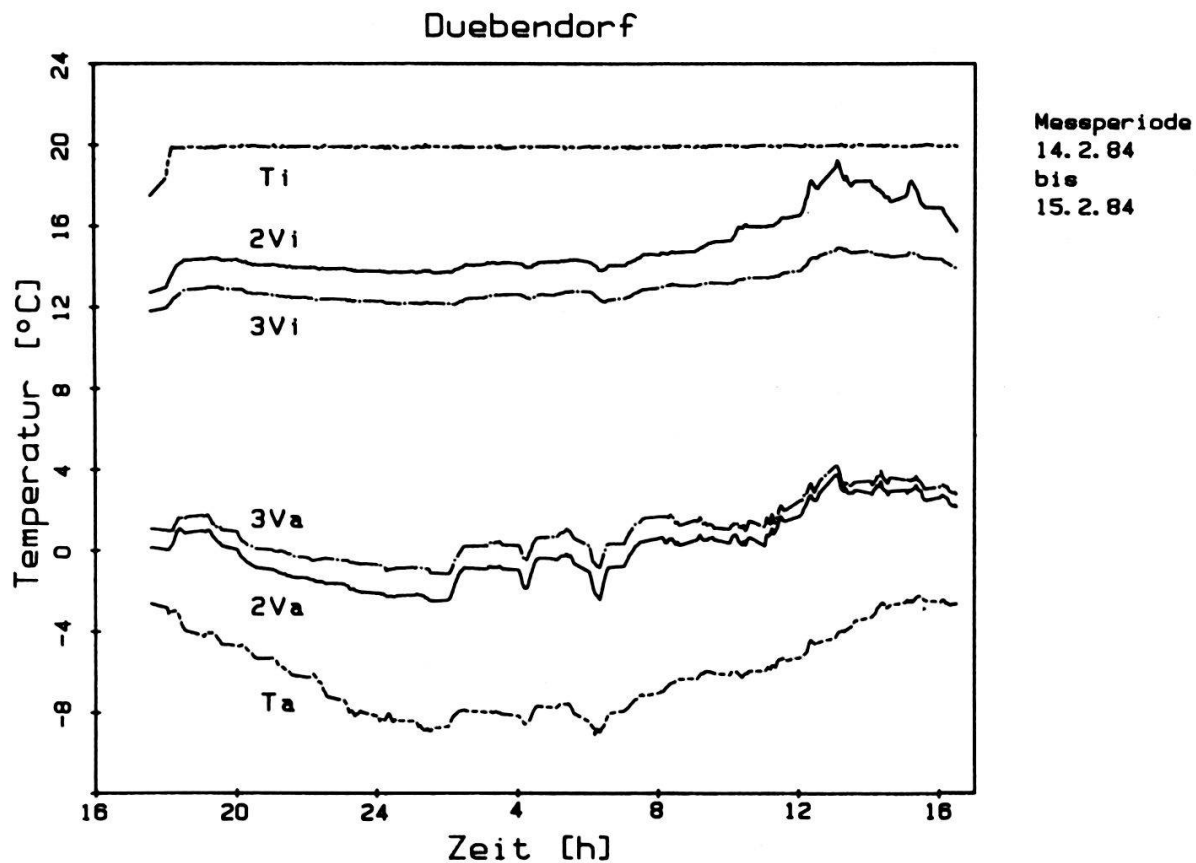
Wegen der Energieverteuerung hat auf dem Baugewerbe ein Umdenken auf energiebewusstes Bauen stattgefunden. Gebäudeverglasungen wurden bisher entweder als rein ästhetische Elemente verwendet, wie z.B. in sogenannten Glaspalästen, oder als unnütze Elemente betrachtet und daher möglichst klein gehalten, weil sie grosse Energieverluste verursachen. Eine optimale Sonnenenergienutzung setzt die Anwendung von stark wärmedämmenden Verglasungen mit einer hohen Transmission für die Sonnenstrahlung voraus. Sehr viele Produkte mit unterschiedlichen Wärmedämmeigenschaften und unterschiedlichen Spektralverhalten werden im Handel angeboten. Ueber spektroskopische Messungen an Verglasungen wurde in einer früheren Veröffentlichung berichtet [1]. Wir haben gezeigt, dass eine hohe Wärmedämmung zurzeit meist auf Kosten einer hohen Sonnenenergienutzung geht. Ein Kompromiss zwischen einer möglichst hohen Wärmedämmung und einer hohen Transmission für die Sonnenenergie muss gefunden werden. Um die Energiebilanz von Verglasungen unter verschiedenen Wetterbedingungen beurteilen zu können, haben wir in-situ Messungen an einem Testhaus an der EMPA Dübendorf durchgeführt. Besonders interessant sind Messungen unter Sonneneinstrahlung. Die gemessenen Daten vergleichen wir mit Modellrechnungen.

In-situ Messungen

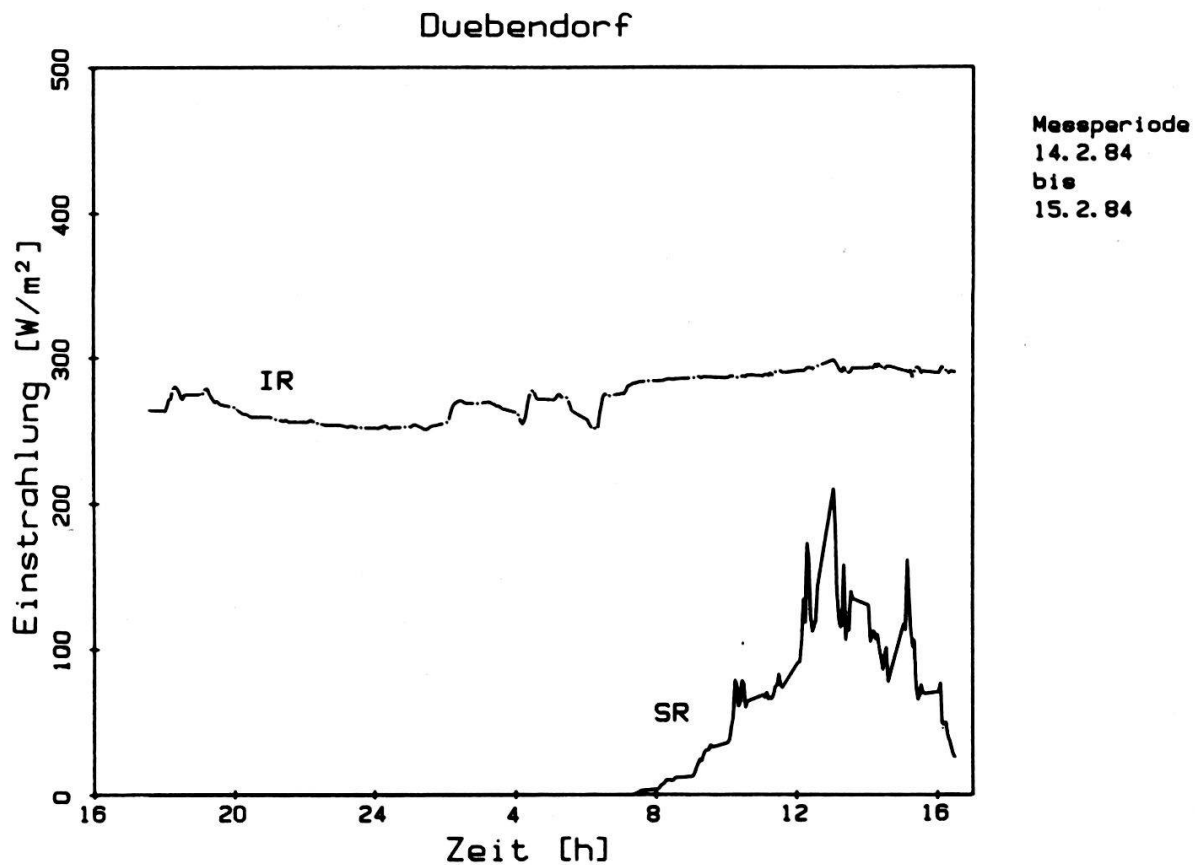
Auf dem EMPA-Gelände in Dübendorf haben wir eine Messkabine mit zwei Fenstern von $83\text{ cm} \times 183\text{ cm}$ auf ihrer Süd-West-Fassade ausgestattet. Die Messkabine mit einer Dimension von $4.8\text{ m} \times 2.8\text{ m} \times 2.6\text{ m}$ besteht aus 7 cm dicken Wänden aus Alucopan. Um die Wärmekapazität des Systems zu erhöhen wurden Backsteine an der Rückwand und am Boden angebracht. Dank dieser Anordnung der Fenster ist es möglich zwei verschiedene Verglasungen unter gleichen Bedingungen simultan zu prüfen. Für die Winterperiode 1983–1984 haben wir als erstes Fenster eine Dreifachisolierverglasung bestehend aus drei 4 mm dicken Floatgläsern mit 8 mm Abstand gewählt und als zweites eine Doppelisolierverglasung mit einer selektiven Schicht vom Typ 'Comfort' der Firma Glaverbel und einer Glasdicke von 4 mm. Die selektive Schicht besteht aus dotiertem SnO_2 welches pyrolytisch aufgetragen wurde. Für diese Schicht haben wir eine Emissivität von $\varepsilon = 0.11$ gemessen. Diese niedrige Emissivität führt zu einer wesentlichen Verbesserung der Wärmedämmung im Vergleich zu einer normalen Doppelverglasung. Vom Hersteller wird ein K-Wert von $1.55\text{ W/m}^2\text{K}$ angegeben. Für diese Doppelverglasung haben wir eine Transmission von 49%, eine Reflexion von 16% für die Sonnenstrahlung und eine Lichtdurchlässigkeit von 63% gefunden. Für die Dreifachverglasung aus herkömmlichem Floatglas haben wir im Vergleich eine Transmission für die Sonnenstrahlung von 62%, eine Reflexion für die Sonnenstrahlung von 21% und eine Lichtdurchlässigkeit von 68% gemessen. Der K-Wert für eine solche Verglasung liegt bei $2.1\text{ W/m}^2\text{K}$.

Die Lufttemperatur in der Kabine wurde mit einer Heizung konstant gehalten. Die Glasoberflächentemperatur wurde in Abhängigkeit der Meteodaten registriert. Oberflächentemperaturen wurden mit Thermofühlern und Infrarot-Radiometern aufgenommen. Der Einsatz von Radiometern ist unbedingt notwendig bei Sonneneinstrahlung, weil die Thermofühler von dieser nicht genügend abgeschirmt werden können. Zwei Radiometer mit einer Temperaturlösung von 0.1°C wurden eingesetzt. In der Kabine wurde ein Pyrometer PH01 der Firma Keller verwendet, aussen ein Strahlungsradiometer KT4 der Firma Heimann. Dank einer Abtastvorrichtung war es möglich, mit einem Radiometer die Oberflächentemperatur beider Verglasungen zu messen. Als Meteodaten wurden gemessen globale und diffuse Sonneneinstrahlung auf einer horizontalen Fläche sowie in der Fensterebene, Infraroteinstrahlung und Windgeschwindigkeit auf dem Dach der Kabine und in der Nähe des Fensters. Figures 1 und 2 zeigen einige Daten für die Messperiode vom 14.2.84 um 17 h bis am 15.2.84 um 16 h. Auf Figur 1 stellen die obere und die untere Kurve die Lufttemperatur aussen und in der Kabine dar. Die vollen Kurven entsprechen den Temperaturen in der Mitte der äussersten und der innersten Glasoberfläche der Doppelverglasung. Die strich-punktierten Kurven zeigen dasselbe für die Dreifachverglasung. Figur 2 stellt die auf den Fenstern einfallende globale Sonnenstrahlung und die thermische Infrarot-Einstrahlung von Atmosphäre und von Umgebung dar. Aus dieser Messung ist ersichtlich, dass die Wärmekapazität der Verglasungen vernachlässigbar ist. Der Vorteil der selektiven Doppelverglasung während der Nacht ist offensichtlich. Man stellt fest, dass schon bei wenig Sonneneinstrahlung die beschichtete innere Scheibe der Doppelverglasung sich wegen der absorbierenden Schicht erwärmt.

Unsere Messungen zeigen, dass eine selektive Doppelverglasung vom Typ



Figur 1
Luft- und Glasoberflächentemperatur für Messperiode vom 14.2.84 bis 15.2.84. LTa und LTi: Lufttemperatur aussen und innen. 2Va und 2Vi: Oberflächentemperatur der 'Comfort' Doppelverglasung aussen und innen. 3Va und 3Vi: Oberflächentemperatur Dreifachverglasung aussen und innen.



Figur 2
Globale Sonneneinstrahlung SR sowie Infraroteinstrahlung IR von Atmosphäre und Umgebung für die Messperiode vom 14.2.84 bis 15.2.84.

'Comfort' eine bessere Wärmedämmung aufweist als eine normale Dreifachverglasung. Sie zeigt Vorteile insbesondere während der Nacht. Bei Sonneneinstrahlung erwärmen sich derartige selektive Verglasungen. Nur ein Teil der absorbierten Sonnenenergie wird sekundär ins Gebäudeinnere abgegeben. Der Rest geht verloren durch Konvektion und Abstrahlung nach aussen.

Zur Zeit werden die vorliegenden Messdaten im Detail ausgewertet und mit Resultaten anderer Arbeiten [2, 3] verglichen.

Dieses Forschungsprojekt wird vom NEFF und von der ETHZ unterstützt. Wir danken der EMPA Dübendorf für die Erlaubnis zur Benützung des Testhauses und des Datenerfassungssystems.

REFERENZEN

- [1] F. THIÉBAUD und F. K. KNEUBÜHL, *Helv. Phys. Acta*, 57, 227-280 (1984).
- [2] M. RUBIN, LBL Report-12486, May 1981: *Calculating heat transfer through windows*.
- [3] J. B. GAY, Ch. ERIKSON, Y. REY und A. FAIST, EPF Lausanne: *Bilanz thermique dynamique des fenêtres*, Projet NEFF N. 48, juillet 1982.

Ionisation in der Atmosphäre: natürliche und künstliche Beiträge

H. H. LOOSLI, Physikalisches Institut, Universität Bern, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern

In der Diskussion um Waldsterben und sauren Regen wird unter anderem auch die Kernenergie (mit-) verantwortlich gemacht: künstliche Nuklide wie ^{85}Kr , ^{14}C und ^3H würden Aerosol- und Spurengasbildung beeinflussen. Als Grundlage zur Diskussion dieser Frage werden die Produktionsraten von Ionen in der Atmosphäre durch natürliche und künstliche Quellen angegeben. Es zeigt sich, dass im regionalen und grösseren Masstab die Produktion durch künstliche Quellen gegenüber derjenigen durch natürliche Quellen und gegenüber ihren recht grossen örtlichen und zeitlichen Variationen nicht ins Gewicht fällt. Langfristig und in grösseren Entfernungen von Kernkraftwerken ändern deren Immissionen die natürliche Ionenproduktion auch nicht merklich.

Diffractive two-dimensional diffuser for CCD Color Camera

M. T. GALE and K. KNOP, Laboratories RCA Ltd., Badenerstrasse 569, CH-8048 Zürich

Diffractive structures based upon relief phase gratings have been developed for use as two-dimensional diffusers with applications in a single-chip CCD color camera. The diffuser is required to destroy image spatial frequencies close to the chroma carrier frequencies, which would otherwise lead to beats and moirés in the demultiplexed color picture. Two-dimensional relief phase grating structures can closely approximate the required MTF behaviour with zeros at the horizontal and vertical Nyquist frequencies. The 4-level relief structures are fabricated initially in oxidised silicon wafers and then replicated into UV-curable epoxy.

Die physikalischen Wechselwirkungen (ww): Beispiel DNS-Reduplikation

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

Die WW scheinen den Schlüssel zu den fundamental einfachsten Prozessen der 'toten' wie belebten Natur abzugeben. Makro- und Mikrokosmos gehorchen gleichartigen Gesetzmässigkeiten. Nur Dimensionen und Umstände ändern gemäss WW-Stärke. Die Natur handhabt grundsätzlich das ganze Kopplungskontinuum. Es scheint aber angezeigt, 6 Haupt- und eine Anzahl Neben-WW zu unterscheiden. Die Feinstrukturkonstanten sind im Nebeneinander von einem ladungsmässigen Bild (Coulomb-Bild) des verallgemeinerten Bohratoms und einem Austausch- oder Ballteilchen-Bild (Compton-Bild) sehr einfach ableit- und exakt angebbar.

In einer kürzlichen Arbeit [1a] wurde gezeigt, dass im verallgemeinerten Parametermodell die elektrische Elementarladung e_s , und damit die elektromagnetische (Sommerfeld-) Feinstrukturkonstante $\alpha_s = e_s^2/\hbar c$ bei bekanntem \hbar und c aus anderweitig berechenbaren kosmologischen Parametern bestimmt werden können. Es gilt:

$$\alpha_s = \frac{e_s^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} = \sqrt{\frac{2e\hbar f_g H_g}{m_g c^2}} \sqrt{\frac{m_e}{M_{P1}}} = \frac{1}{136.92} \quad (8.5 \times 10^{-2} \%)$$

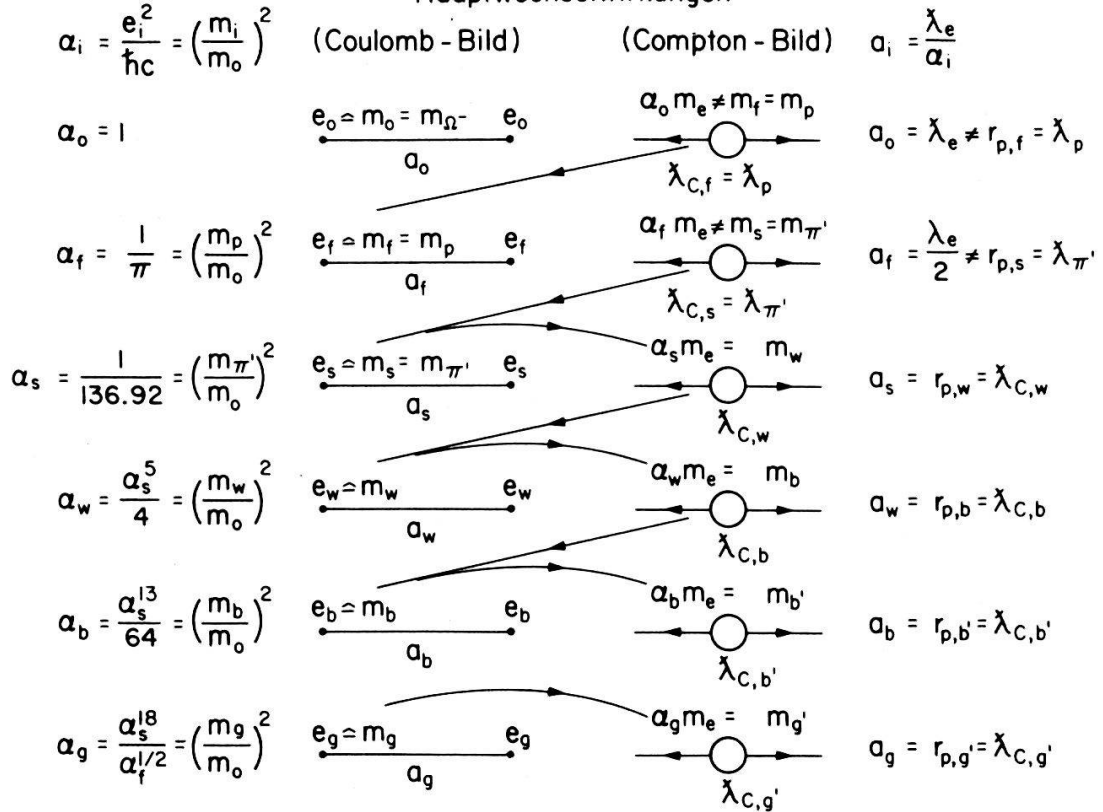
Wir zeigen nun, dass alle Haupt- und Neben-WW in einfacher Weise verknüpft sind und sich quantitativ bestimmen lassen. Aus dem Hubble-Gesetz (bzw. Phasenraumrelation bzw. Unschärferelation) in formaler Schreibweise $\alpha_{f0}(m) = R(m)/R_{g,v \rightarrow c}(m_0) = (m/m_0)^2$, wo m eine kontinuierliche Menge durchläuft, entsprechend einem Kopplungskontinuum, gehen die Haupt-WW so hervor, dass m prominente Massenwerte annimmt [1b]. Für $i = o, f, s, w, b, g$ mit den Bedeutungen Ur- oder Einheit (o), stark (f), elektromagnetisch (s), schwach (w), superschwach (b) und gravitativ (g), gilt approximativ für die ladungsäquivalenten Massen $m_i \triangleq e_i$ der i -ten Feinstrukturkonstante $\alpha_i = e_i^2/\hbar c$: $m_o = m_{\Omega^-}$, $m_f = m_p$, $m_s = m_{\pi'}$, $m_w = \alpha_s m_e$, $m_b = \alpha_w m_e$, und $m_g = m_H \sqrt{\pi/\zeta_{g,H}}$ mit $\zeta_{g,H} = 1/\sqrt{\alpha_{g,H}}$, $\alpha_{g,H} = Gm_H^2/\hbar c$. Eine andere unabhängige Methode der α_i -Bestimmung ergibt sich aus den Bildkugeln. [1b].

Das Ladungsbild entspricht einem verallgemeinerten Bohratom. Das Massensystem besteht wie beim gewöhnlichen H-Atom aus Protonmasse und Elektronmasse, aber anstelle von e_s wirkt bei i -ter WW die formale Ladung e_i . Der i -te Bohrradius $a_i = \chi_e/\alpha_i$ entspricht dem Abstand $m_p(e_i^+)/(m_e(e_i^-))$. Beim historischen Bohratom ist $i = s$, mit $a_{\text{Bohr}} = a_s = \chi_e/\alpha_s = \hbar/(\alpha_s m_e)c = \hbar/m_w c = \chi_{C,w}$; d.h. das Bohratom belegt material die 'schwache' Comptonsphäre. Analog dazu belegt das Proton im Atomkern material die 'elektromagnetische' Comptonsphäre, denn angenähert gilt für den elektromagnetischen Protonradius $r_{p,s} \triangleq \lambda_{C,\pi'} = \hbar/m_{\pi'}c$, wo gleichzeitig $e_s \triangleq m_{\pi'}$ ($m_{\pi'}$ ist angenähert gleich der Pionmasse). Daraus folgt: beim Bohratom sitzt das Elektron im Grundzustand gewissermassen auf der schwachen Protonsphäre. Daher gilt: $a_s = r_{p,w} = \chi_{C,w}$.

Aus Schema I der Haupt-WW geht hervor, dass für $i = o, f$ gilt: $a_o = \chi_e \neq r_{p,f} = \chi_{C,f} = \chi_p$ und $a_f = \lambda_e/2 \neq r_{p,s} = \chi_{C,s} = \chi_{\pi'} = \hbar/m_{\pi'}c$, mit $\alpha_o = 1$ und $\alpha_f = 1/\pi$. Der Grund ist, dass für Ur- und starke WW die Ballteilchenmassen m_p und $m_{\pi'}$ nicht als Fraktionen aus der Elektronenmasse hervorgehen, da $m_p \neq \alpha_o m_e$ und $m_{\pi'} \neq \alpha_f m_e$. Hingegen sind m_p und $m_{\pi'}$ ladungsäquivalent zu den Ladungen

Schema I

Hauptwechselwirkungen



der nächstschwächeren (in I tieferen) WW: $e_f \hat{=} m_p$; $e_s \hat{=} m_{\pi'}$. Daraus ergeben sich zwei einfache Regeln: (i) für die nichtstarken WW ist die Ballteilchenmasse gleich dem Produkt aus der zugehörigen Feinstrukturkonstante α_i und der Elektronenmasse m_e (α_i -Fraktion der Elektronenmasse!) Dies gilt für $i = s, w, b$ und g . In diesem Fall stimmen Bohrradius a_i und Comptonradius $\lambda_{C,i+1}$ überein. (ii) Andererseits liefert für $i = o, f, s, w$ das Ballteilchen die ladungsäquivalente Masse für die nächstschwächere WW. Die Verknüpfung fehlt von b nach g . Der Grund ist folgender: s, w, b bilden eine zusammengehörige (elektromagnetische) Gruppe. Die Zusammengehörigkeit manifestiert sich z.B. darin dass α_s, α_w und α_b gemeinsam der Phasenraumrelation $r^2 \lambda = \lambda_e^3$ genügen [1b]. Das Ballteilchen $m_{b'} = \alpha_b m_e$ von $i = b$ führt auf eine WW, die viel schwächer ist als die gravitative.

Zu interessanten Ergebnissen gelangt man nun, wenn man bei voller Anwendung der Regeln (i) und (ii) aus dem Schema I der Haupt-WW auf der Basis der gravitativen Haupt-WW nach oben die Neben-WW aufbaut (Vgl. Schema II). Aus der gravitativen ladungsäquivalenten Masse m_g erhält man gemäss (ii) den gravitativen Comptonradius des Protons $r_{p,g} = \lambda_{C,g} = \hbar/m_g c \cdot r_{p,g}$ ist gemäss (i) gleich einem Bohrradius $a_z = \lambda_e/\alpha_z$, wo $\alpha_z = m_g/m_e = e_z^2/\hbar c$ und $e_z \hat{=} m_z$.

Nach dem gleichen Muster hat das Ballteilchen der Q-WW den Comptonradius $\lambda_{C,z} = \hbar/m_z c$, welcher gemäss (i) gleich dem Bohrradius $a_Q = \lambda_e/\alpha_Q$ ist, mit $\alpha_Q = m_z/m_e \cong \alpha_s^2$, sowie $e_Q \hat{=} m_Q = m_{\pi'}/\zeta_s$, $\zeta_s = 1/\sqrt{\alpha_s}$. m_Q entspricht ruhemassenenergetisch annähernd einem 24-Elektronenquantikel. m_z ist angenähert gleich der Masse von 1 Hartree = 2 Rydberg = 27.2 eV. Der genaue Wert von m_z ist aber etwas niedriger. Er bestimmt sich aus der Phasenraumrelation in der Form

Schema II

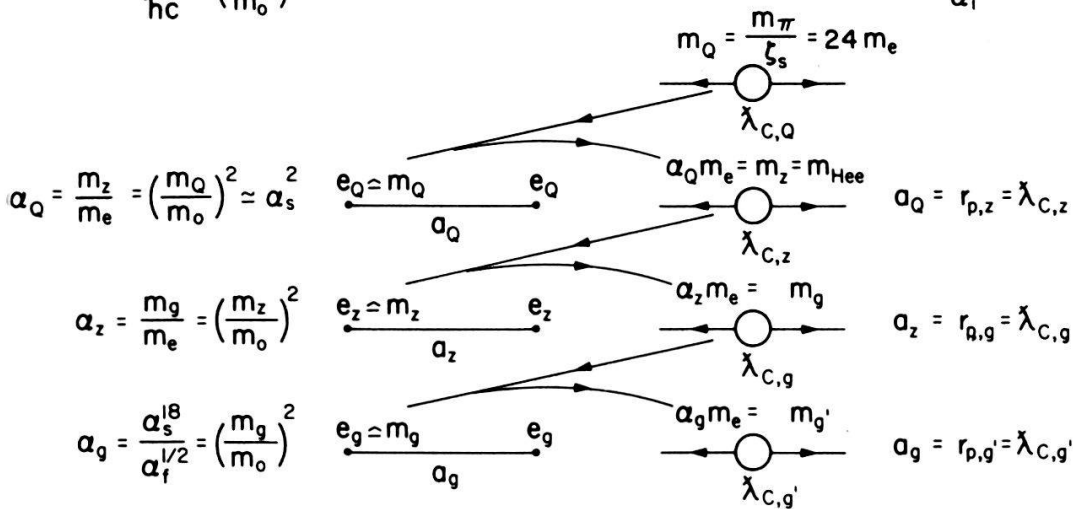
g-basierte Wechselwirkungen

$$\alpha_i = \frac{e_i^2}{\hbar c} = \left(\frac{m_i}{m_0}\right)^2$$

(Coulomb - Bild)

(Compton - Bild)

$$\alpha_i = \frac{\lambda_e}{\alpha_i}$$



$\alpha_{fo}(m) = (m/m_0)^2$. Für $m = m_z$ wird $\alpha_{fo}(m_z) = \alpha_z = (m_z/m_{\Omega^-})^2 = m_g/m_e$, mit $m_0 = m_{\Omega^-}$. Daraus folgt $m_z c^2 = 26.46 \text{ eV}$. Die Nähe dieses Wertes zu 2 Ry ist wahrscheinlich physikalisch unwesentlich, nicht so aber die Nähe zu 1 Ry . Dies kann folgendermassen eingesehen werden. Q- und z-WW haben einen engen Bezug zur interaktiven Struktur der (typischen) lebenden Zelle von Organismen. Ähnlich wie gravitativuniversale Rezession und schwach wechselwirkende Funkenplasmarezession, bzw. kosmischer Fleck und Funkenfleck, sich als formal identisch erwiesen [1c], ergibt sich nun ein fundamentaler Zusammenhang zwischen Funkenfleck-Geschehen und Zellmitose (gleich 'biologischer' Fleck). Der Funkenfleck des Festkörperfunkkenmassenplasmas desintegriert – wie generell jeder Fleck! – kohärent in S_γ materiale Quantenzellen oder Atome bzw. Ionen (in diesem Zusammenhang steht vereinfachend der Bohrradius des H-Atoms a_s anstelle des aktuellen Atomradius). S_γ ist das Photon/Nukleon-Verhältnis. Der zugehörige Fleckradius ist $r_{F,w} = \sqrt[3]{S_\gamma} \lambda_{C,w} = 5.22 \times 10^{-8} \text{ m}$ bei sphärisch gedachtem Fleck. Da der Zellkern bei der Mitose interaktiv einem kohärenten desintegrativen 'rezedierenden' Fleckgeschehen in z-WW entspricht, so ist $r_{F,z}$ gleichzeitig Radius des Zellkerns R_{ZK} , und $r_{F,z}/\sqrt[3]{S_\gamma} = \lambda_{C,z}$ ist der Comptonradius der Quantenzelle, also des z-'Atoms'. Im Fall des Zellkerns mit z-WW ist diese 'Atom' – oder Quantenzelle aber identisch mit der Comptonzelle, in der material die DNS eingebettet ist.

Bei der materialen Belegung der z-Comptonshäre vom Volumen $(4\pi/3)\lambda_{C,z}^3$ mit den Nukleinsäuren der Doppelhelix hat die Natur offenbar die Comptonkugel isochor zu einem langen Schlauch deformiert. Von grosser Bedeutung ist nun die allgemeine, für beliebige WW gültige Tatsache, dass jede der S_γ Quantenzellen eines kohärenten 'Fleck-Jets' durch den Fleckbereich energetisch unterstrukturiert wird. In erster Näherung lässt sich die material belegte Quantenzelle durch diesen Prägungseffekt energetisch als harmonischer Oszillator beschreiben, bei dem der 'konstante' Unterschied benachbarter Niveaux gerade durch die Fleck-Comptonmasse mal c^2 gegeben ist. Der Niveauabstand ist somit festgelegt durch die kleinstmögliche, mit dem Fleckgeschehen

gerade noch verträgliche Teilungsmasse, eben der Fleck-Comptonmasse. Uebersetzt man sinngemäss aus dem gut bekannten Funkenmassenplasma, so entspricht der Niveauunterschied gerade $k_B T_{\text{DNS}}$, wo T_{DNS} die Quantentemperatur der DNS-Reduplikation bzw. der Zellmitose ist. T_{DNS} regiert die kohärente Abspaltung bzw. Anlagerung von einzelnen Nukleotiden. Diesem Vorgang entspricht im Plasma die Erzeugung der multipositiven Atomionen, wobei die Ionisierungsstufen in erster Näherung ebenfalls einen harmonischen Oszillator bilden, d.h. energetisch abstandsgleich erfolgen [1d]. (Die erste Näherung ist beim Plasmaatom allerdings sehr grob, da in dritter Näherung sogar einzelne Elektronenbahnen zutage treten). Wegen der grösseren Stärke der w-WW ist die Quantentemperatur aber wesentlich höher, nämlich $T_c = 20\text{--}30\,000\text{ K}$. Interessant ist nun, dass T_{DNS} fast ideal mit der Körpertemperatur T_{KT} des menschlichen Organismus übereinstimmt. Der Vorgang ähnelt einem idealen Schmelzen bzw. Erstarren. Aus

$$k_B T_{\text{DNS}} = \Delta E_z = \frac{m_z}{\sqrt[3]{S_\gamma}} c^2 = \frac{m_{\Omega^-}}{3\sqrt{S_\gamma}} \sqrt{\frac{m_g}{m_e}} c^2$$

folgt für die Körpertemperatur

$$\vartheta_{\text{KT}} = T_{\text{DNS}} - T_{\text{Eis}} = 36.59^\circ\text{C}$$

wo $m_z = 4.717 \times 10^{-35}\text{ kg}$, $m_{\Omega^-} = 2.9809 \times 10^{-27}\text{ kg}$, $m_g = 2.292 \times 10^{-46}\text{ kg}$, m_e (Modell) $= 0.91074 \times 10^{-30}\text{ kg}$, $S_\gamma = 9.7469 \times 10^8$, $c = 2.9979 \times 10^8\text{ ms}^{-1}$, $T_{\text{Eis}} = 273.16\text{ K}$, $k_B = 1.3806 \times 10^{-23}\text{ J grad}^{-1}$.

ϑ_{KT} ist wahrscheinlich zufällig gut, da $m_0 \cong m_{\Omega^-} \cong \sqrt{\pi} m_H$ nicht unendlich exakt bekannt ist. ϑ_{KT} entspricht der Körpertemperatur des Menschen bei Sonnenaufgang. Wegen $T_{\text{DNS}} = T_{\text{KT}}$ reicht zur 'Anregung' gerade ein Wärmequant des Körpers aus. Der zirkadiane Gang verläuft anscheinend mit der Stärke der F_2 -Schicht der Ionosphäre. Wichtig erscheint auch, dass die z-WW, obwohl nach Stärke im optischen Bereich (2 Ry) liegend, sich von der protonisch-gravitativen WW ableitet. Dem Zellkernradius $R_{\text{ZK}} (\sim 2\text{ Ry}) = 7.39\mu = eR_0$ ist der Zellplasmarradius $R_{\text{Z,P1}} (1\text{ Ry}) = r_{\text{F},\gamma} = 14.3\mu$ zuzuordnen, zu welchem die Neben-WW α_γ mit $e_\gamma \hat{=} m_\gamma = 1\text{ Ry}/c^2$ Anlass gibt. $R_0 = 2.746\mu$ ist dabei der Radius des Ur-Universums, und e die Eulersche Zahl [1a]. Daraus folgt: der Zellkern ist exakt in die Hubble-Sphäre des Ur-Bohratoms vom Radius R_0 eingebettet. Für den Fadenabstand der Doppelhelix ergibt sich $r = 16.9\text{ \AA}$ und für die mutmassliche Ganghöhe $2r = 33.8\text{ \AA}$.

LITERATUR

- [1] J. T. MUHEIM, *Helv. Phys. Acta* a) 57, 221 (1983); b) 56, 925 (1983); c) 54, 596 (1981); d) 50, 584 (1977).

Epitaktisches Wachstum und MIS-Verhalten von BaF_2 auf PbSe

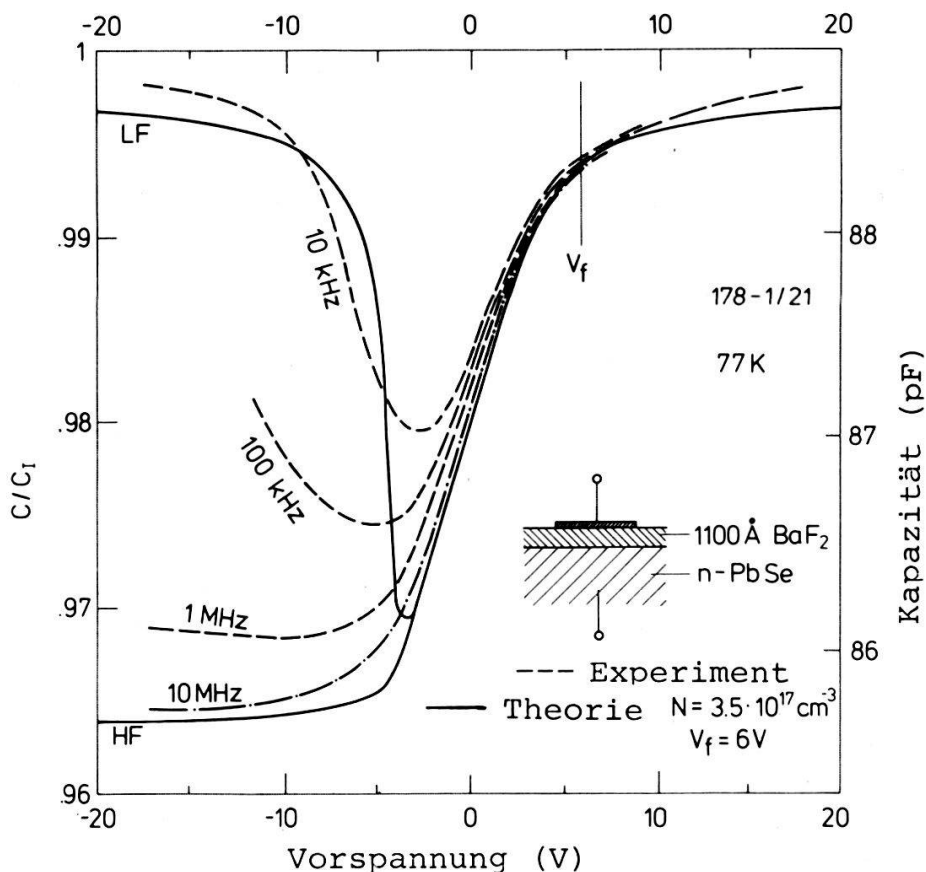
H. ZOGG und W. VOGT, Institut für angewandte Physik/AFIF, ETH, CH-8093 Zürich

Fluoride der Gruppe IIa (CaF_2 , BaF_2 und SrF_2) haben kürzlich Aufmerksamkeit als epitaktisch auf Halbleiter wie Si, Ge und GaAs aufwachsable Isolato-

ren gefunden [1–3]. Zum epitaktischen Wachstum durch Aufdampfen genügen Vakua im 10^{-7} mbar Bereich, Probertemperaturen von 250–800°C und Unterschiede in den Gitterkonstanten zwischen Substrat und Schicht bis über 10% sind zulässig. Die durch die stark verschiedenen thermischen Ausdehnungskoeffizienten der Fluoride und Substrate entstehenden hohen mechanischen Spannungen können jedoch zu Rissen in den Schichten führen.

Die Ausdehnungskoeffizienten der Bleichalkogenide (Pb, Sn)Te, (Pb, Sn)Se und Pb(S, Se) passen dagegen mit BaF₂ fast exakt zusammen. Massive BaF₂ Einkristalle werden schon seit längerer Zeit als Substrate zum epitaktischen Aufwachsen dieser Schmalbandhalbleiter verwendet, die z.B. als Infrarotsensoren eingesetzt werden können [4].

In der vorliegenden Arbeit wurde erstmalig ein Fluorid auf eine IV–VI Verbindung epitaktisch aufgewachsen. PbSe-Schichten wurden dazu auf (111)-BaF₂ mit einer konventionellen Heisswandepitaxie Methode frisch gezüchtet. Unmittelbar danach wurden auf die noch heissen Probenoberflächen im selben Rezipienten ($p \lesssim 10^{-7}$ mbar) ~ 1000 Å BaF₂ bei Raten $\lesssim 1$ Å/sec aufgedampft. Die Epitaxie der erhaltenen BaF₂ Schichten wurde mit Elektronenbeugung und ⁴He⁺-Rückstreuung (RBS, Rutherford Backscattering Spectroscopy) verifiziert. Das aus dem RBS-Ba-Signal erhaltene $X_{\min} < 0.1$ (= Ausbeute bei Probenausrichtung $\langle 111 \rangle$ parallel zum He-Strahl/Ausbeute ohne Ausrichtung) lässt auf eine gute Qualität der Epitaxieschicht schließen. Ebenfalls mit RBS wurde festgestellt, dass das Gitter der aufgewachsenen BaF₂ Schicht eine kontinuierliche Fortsetzung des PbSe Gitters bildet und nicht um 180° um die $\langle 111 \rangle$ -Richtung rotiert ist, wie dies umgekehrt bei einem auf BaF₂ epitaktisch aufgewachsenen Bleichalkogenid der Fall wäre [4].



Die Figur zeigt die Kapazitäts-Vorspannungs (C-V)-Kurven einer aus epitaktischem $\text{BaF}_2\text{-PbSe}$ hergestellten MIS-Kapazität bei verschiedenen Messfrequenzen. Die experimentellen Werte folgen im wesentlichen der mit Hilfe eines Kane-Bandmodells berechneten theoretischen Kurve. Dotierung in der Verarmungszone und Flachbandspannung V_f wurden für die Rechnung als Anpassungsparameter verwendet. Infolge der hohen Dielektrizitätskonstanten von PbSe ($\epsilon_s = 220$) gegenüber BaF_2 ($\epsilon_1 = 7.3$) treten nur kleine Kapazitätsänderungen auf. Hohe Feldstärken im Isolator sind nötig, um die Halbleiteroberfläche von Akkumulation bis Inversion durchzusteuern. Die besten Proben zeigten Durchbruchfeldstärken $> 4 \text{ MV/cm}$ bei 77 K.

Aus den ebenfalls gemessenen Leitwerten in Inversion können die massgebenden Ladungsträgerlebensdauern abgeschätzt werden. Werte im ps Bereich, $\sim 10^4$ mal kleiner als theoretisch erwartete und mit anderen Messmethoden in PbSe auch tatsächlich gefundene [5] – wurden auf diese Weise erhalten. Diese kurzen Werte sind vermutlich durch Tunneleffekt über Haftstellenniveaus oder durch Verarmung der Halbleiteroberfläche neben der Metallelektrode bedingt und dürften bei optimierteren Herstellungsbedingungen der MIS-Kapazitäten wesentlich verbessert werden können.

Dr. Pixley und Dr. Knobel sei an dieser Stelle für ihre freundliche Hilfe bei der Benutzung des van-de-Graaf Generators an der Universität Zürich herzlich gedankt.

REFERENZEN

- [1] R. F. C. FARROW, P. W. SULLIVAN, G. M. WILLIAMS, G. R. JONES and D. C. CAMERON, *J. Vac. Sci. Technol.* 19, 415 (1981).
- [2] T. ASANO, H. ISHIWARA and N. KAIFU, *Jpn. J. Appl. Phys.* 22, 1474 (1983).
- [3] J. M. GIBSON and J. M. PHILLIPS, *Appl. Phys. Lett.* 43, 828 (1983).
- [4] H. HOLLOWAY, *Physics of Thin Films* 11, 105 (1980).
- [5] H. ZOGG, W. VOGT, and W. BAUMGARTNER, *Solid-St. Electron.* 25, 1147 (1982).

Un gradiomètre à protons pour repérer les victimes d'avalanches

E. HILTBRAND, Hôpital de Bonneville. Laboratoire de RMN, F-74130 Bonneville.
H. MEHIER. Laboratoire de Biophysique. Faculté de Médecine. F-69008 Lyon

Dans la recherche des victimes ensevelies sous une avalanche, le chien est encore aujourd'hui irremplaçable. C'est ce qui ressort d'expériences récentes faites en Suisse [1]. Car si l'utilisation de divers appareils sophistiqués a été proposée, ils sont pour la plupart d'entre eux tributaires d'un signal émis à l'endroit de la victime qui doit porter sur elle un élément actif (émetteur) ou passif (réflecteur d'ondes).

En modifiant un magnétomètre à protons pour en faire un gradiomètre, il est très facile de détecter une perturbation locale du champ magnétique terrestre due à une masse ferromagnétique telle que ski ou piolet.

Partant d'un magnétomètre à protons tel que celui utilisé par l'un de nous sur des sites archéologiques au Mexique [2], on a remplacé la bobine unique servant à recueillir le signal de précession libre (FID) par une paire de bobines, toutes deux identiques, montées en série et maintenues à une distance de 1 mètre par une armature non-métallique. Au centre de chacune des bobines, on a placé un

échantillon d'un liquide riche en protons: de l'eau, éventuellement additionnée d'un produit antigel.

Dans un endroit où le champ magnétique terrestre est parfaitement homogène, de l'ordre du ppm sur une distance de 1 mètre, valeur prévisible en montagne, on obtient le signal de précession libre tel que celui de la Figure 1.

Ce signal contient la fréquence de Larmor ν_L liée au champ magnétique local B_T par la relation:

$$\nu_L = \gamma_0 B_T$$

γ_0 étant le rapport gyromagnétique du proton.

Si le champ magnétique terrestre est perturbé par la présence des skis ou du piolet, on aura un gradient de champ dont l'effet se traduit par une fréquence légèrement différente dans chaque bobine: ν'_L et ν''_L ; au signal de précession libre se superpose un battement à la fréquence:

$$\Delta\nu = |\nu'_L - \nu''_L|$$

et ce battement nous renseigne sur la grandeur de la perturbation. On apprécie sans peine si l'on s'en rapproche ou si au contraire on s'en éloigne. Un battement de 1 Herz comme celui de la Figure 2 correspond à un gradient de 250 μ gauss par mètre.

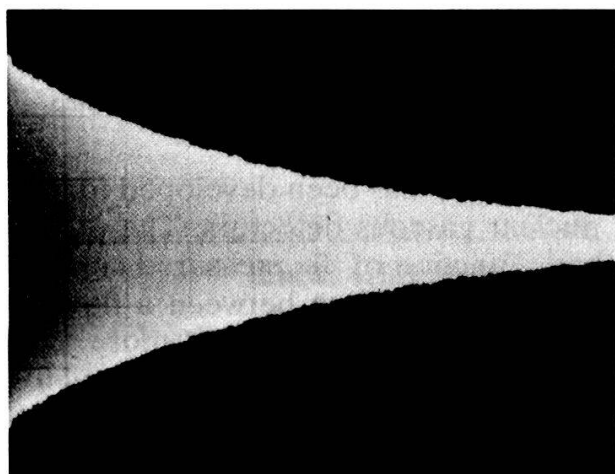


Figure 1

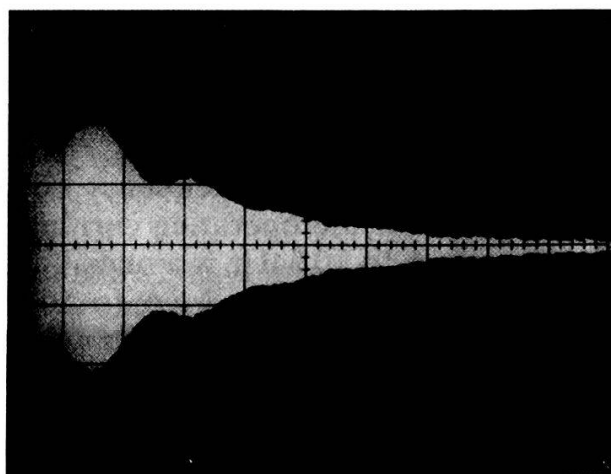


Figure 2

Il est obtenu avec un seul ski placé à 1 mètre des bobines ou un marteau à 1.50 mètre. On augmente fortement la sensibilité de la méthode en remplaçant le ski par un aimant au Samarium-Cobalt de 50 g et le même effet que ci-dessus est obtenu à une distance de 4 mètres.

Ce travail n'a pas pu être réalisé sur le terrain d'une avalanche compte-tenu du fait que nous ne disposions plus d'un appareil portable.

Un appareil portable devrait en outre être muni d'un système permettant d'évaluer le battement à l'oreille, procédé infiniment plus simple et plus maniable que la visualisation sur un écran d'oscilloscope. Avec une version légère de bobines construites en fil d'aluminium, l'ensemble de l'appareil ne devrait pas dépasser 3 kg, batteries comprises.

Conformément à ce qui avait été proposé pour les mesures sur les sites archéologiques, des essais pratiques en montagne montreront qu'une évaluation conjointe du temps de relaxation T_2 contenu dans le signal de précession améliore encore la sensibilité de la méthode.

Si nous ne croyons pas avoir évincé le chien dans sa suprématie, nous pensons néanmoins que notre système, par sa nature et sa fiabilité, se rapproche beaucoup du flair de l'animal et dans le rapport 'poids du matériel/distance de repérage', nous sommes bien placés. Cela d'autant plus que, vu le faible poids de l'appareil, ce n'est pas un appareil que devraient emporter les équipes de secours, mais plusieurs, notre gradiomètre remplaçant alors les cannes de sondage.

REFERENCES

- [1] Journal REGA, 12/3/84, Zürich.
- [2] E. HILTBRAND, C. R. Soc. Phys. & Hist. Nat. Genève 14, pp. 47-61 (1979).

Capteurs 2

Current-to-frequency isolation converter

J.-F. LOUDE, Institut de Physique nucléaire, Université de Lausanne, BSP, CH-1015 Lausanne

A simple current-to-frequency isolation converter has been developed for the measurement of the operating currents of nuclear gaseous detectors. The output frequency of 5 to 10 MHz is a quasi-logarithmic function of the measured current, in the range of less than 1 μ A to 50 μ A. Magnetic coupling between a floating varicap tuned circuit and a grounded tunnel diode oscillator allows more than 7 kV of isolation. A single twisted pair is used both for signal transmission and for the T.D. bias current. A strobed multiplexed system is used for the remote readout of up to 256 currents in a severe very high-energy particles radiation environment.

Microcourbures périodiques sur fibre multimode et applications capteurs

H. BERTHOU, F. COCHET et O. PARRIAUX, Fondation Suisse pour la Recherche en Microtechnique, B.P. 31, CH-2000 Neuchâtel.

Une fibre optique multimode présente un profil d'indice de réfraction radial quasi-parabolique. La résolution de l'équation d'onde sous les conditions de

continuité d'une telle structure montre que les constantes de propagation sont équidistantes. De ce fait, l'existence de microcourbures le long de la fibre, présentant une période spatiale réalisant un accord de phase entre groupes de modes consécutifs, engendrera un couplage résonant entre ceux-ci, qui se soldera par une fuite de lumière par couplage des modes guidés de la fibre aux modes radiés. Cet effet de résonance peut être utilisé comme capteur de toute grandeur pouvant se traduire par l'induction de microcourbures, comme une force, une pression, etc.

Telemetriesystem mit passivem Drucksensor für den medizinischen Einsatz

H. R. HIDBER, A. NASSENSTEIN, P. ABT und H.-J. GÜNTHERODT, Institut für Physik der Universität Basel, Klingelbergstr. 82, CH-4056 Basel

W. DICK und E. MORSCHER, Orthopädische Universitätsklinik, Burgfelderstr. 101, CH-4012 Basel

Das Ziel dieser Arbeit ist die drahtlose Messung der Druckverteilung in einer Hüftgelenkprothesenpfanne im menschlichen Körper. Die lange Implantationsdauer einer instrumentierten Prothese, sowie das für den Sensor zur Verfügung stehende Volumen ($\varnothing 7 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$), veranlasste uns zur Wahl eines passiven Messfühlers. Dieser besteht aus einem Schwingkreis, dessen Resonanzfrequenz durch einen druckabhängigen Kondensator geändert wird. Ein neuartiges Mess-System erlaubt es mit je einer Sende- und Empfangsspule, die ausserhalb des Körpers angebracht sind, die Resonanzfrequenz telemetrisch zu erfassen. Durch geeignete Modulation des HF-Wobbelgenerators und den Einsatz eines Lock-In-Verstärkers ist es möglich die notwendige Distanz von 30 cm zu erreichen, dies bei einer Standardabweichung von 20 ppm für die Frequenzmessung. Der Sensor ist hiermit überall im Körper zu orten, dies eröffnet auch andere Einsatzmöglichkeiten.

Farbkodierungsverfahren für Ein-Chip-Kameras

K. KNOP und R. MORF, Laboratories RCA Ltd., Badenerstrasse 569, CH-8048 Zürich

In einfacheren Farbfernsehkameras mit nur einem Bildsensor wird die Farb-information durch optische Multiplex-Verfahren erzeugt. Mittels eines in der Bildebene überlagerten Farbstreifen- oder Mosaikfilters erhält man eine sequentielle Abtastung der Farbe, womit sich durch passende elektronische Verarbeitung die drei Farbkomponenten erzeugen lassen.

Wir diskutieren verschiedene Farbfilter und Kodierungsverfahren und die dabei auftretenden Fehler wie Farbmoirés, Auflösungsverlust usw. Ein speziell für CCD-Halbleiter Bildsensoren geeignetes Verfahren wird kurz vorgestellt.

La méthode du rayon propagé (BPM) pour l'étude des composants intervenant dans un capteur optique.

F. COCHET, Fondation Suisse pour la Recherche en Microtechnique, B.P. 31, CH-2000 Neuchâtel

L'optique guidée utilise souvent des structures non uniformes dans la direction de propagation (jonctions hybrides, virages, etc.). Les méthodes rigoureuses sont mal adaptées au calcul des performances de ces composants. Une nouvelle approche sera présentée: la 'Beam Propagation Method': une décomposition en ondes planes du champ électromagnétique permet de simuler sa propagation, puis sa refocalisation, pas à pas. Elle donne une représentation très parlante de l'évolution du champ et de son spectre et fournit également les données essentielles permettant la conception et le dimensionnement des composants de l'optique guidée. Plusieurs exemples d'application seront décrits. De plus, les possibilités d'application de cette méthode à d'autres champs de la physique seront discutées.

Capteurs 3

Optimization of signal-to-noise ratio of lateral magnetotransistors

R. WIDMER and R. S. POPOVIĆ, AFIF, ETH Hönggerberg (HPT), CH-8093 Zürich, and Central Research and Development, Landis & Gyr Zug AG, CH-6301 Zug

The lateral magnetotransistors (LMT) with an accelerating field in the base region are investigated. Series of experiments are made in order to determine the influences of geometry and DC biasing conditions on sensitivity and noise behavior. An optimum in signal-to-noise ratio is found. At low frequencies, the performances of the LMT are better than that of the conventional Hall-effect devices.

L'interaction plasmon de surface – onde guidée

P. JACCARD, H. BERTHOU et O. PARRIAUX, Fondation Suisse pour la Recherche en Microtechnique, B.P. 31, CH-2000 Neuchâtel.

Une structure planaire composée d'un guide monomode, d'une couche tampon de bas indice puis d'un film métallique épais, propage trois modes: un mode TE et deux modes TM. Le mode TM se propageant dans le guide diélectrique et le plasmon de surface TM se propageant à l'interface métal-tampon ont des caractéristiques de propagation très différentes: pour une épaisseur de tampon donnée, il existe une longueur d'onde pour laquelle les courbes de dispersion se coupent; ou bien, pour une longueur d'onde donnée, il existe une épaisseur de tampon réalisant cette situation. Le mode de plasmon se propageant aux fréquences optiques avec des pertes importantes, on obtient une atténuation différentielle entre le mode TE et le mode TM, ce qui permet de

réaliser par exemple un polariseur en guide d'onde, ou alors un capteur d'intensité d'une grande sensibilité.

Mesure interférométrique des propriétés élasto-optiques d'une fibre monomode

A. BERTHOLDS et R. DÄNDLIKER, Institut de Microtechnique, rue de la Maladière 71, CH-2000 Neuchâtel

Un interféromètre optique hétérodyne de Mach-Zehnder, utilisant des fibres monomodes pour guider la lumière cohérente, a été développé et construit. Le déphasage optique induit par la déformation d'une des fibres de l'interféromètre a été mesuré avec une haute précision à l'aide d'un système de mesure de phase hétérodyne ayant une résolution de 1° . L'élongation directe d'une fibre par poids calibrés a été étudiée. Pour une charge de 500 gr, provoquant une déformation relative de la fibre de 0.3%, on a obtenu une résolution de 2.5 mg correspondant à une élongation de 3 nm. Une nonlinéarité dans la relation entre la charge appliquée et la déformation induite a été observée et mesurée.

Numerical simulation of a lateral magnetotransistor

G. C. D'EMMA and H. U. SCHWARZENBACH, Central Research and Development, Landis & Gyr Zug AG, CH-6301 Zug

We present a two-dimensional model for a lateral magnetotransistor. This model takes into account only the diffusion current. We compute the influence of the magnetic induction on the minority carrier density and on the collector currents. The calculated sensitivity of collector current in function of the base width is in good agreement with the measurements.

1. Introduction

The lateral *n*p*n*-magnetotransistor [1] we analyse here is a sensor for magnetic fields. Its structure is shown in Figure 1a. The collector-base junctions

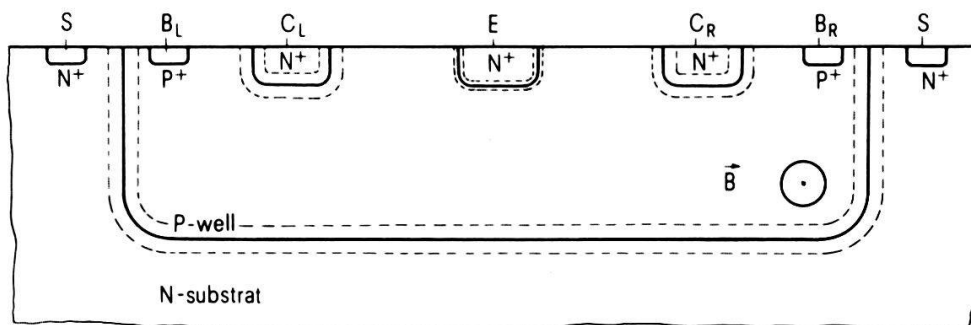


Figure 1a
Device structure

and the well-substrate junction are reverse-biased (the substrate is also a collector). The emitter-base junction is forward-biased. It follows that electrons are injected from the emitter into the base. With no magnetic induction, the main part of these injected electrons joins the substrate; very few electrons are collected by the two collectors C_L and C_R . With a uniform and static magnetic induction \vec{B} , parallel to the plane of the device surface (see Figure 1a), more electrons reach one collector and less the other collector.

Generally speaking, two mechanisms are responsible for this deviation of the collector currents in magnetotransistors:

- 1) deflection of injected electrons, due to the Lorentz force [2];
- 2) asymmetric injection of electrons, due to the Hall voltage built up around the emitter-base junction and magnetoconcentration effect [3].

Both effects are important, but one or the other dominates, depending on the structure and bias conditions of the device. Our actual device is such that the sensor action is due to the first mechanism.

2. Model

Our aim is to compute the sensitivity of the device as a function of the base width W_b (Figure 1b). The sensitivity S is defined as follows:

$$S = \frac{1}{B} \cdot \frac{I_C(B) - I_C(0)}{I_C(0)}.$$

Because of the symmetry, we consider only one of the two collectors (e.g. C_R). $I_C(0)$ is the (right) collector current without any magnetic induction, $I_C(B)$ is the (right) collector current with a magnetic induction \vec{B} . Our first approximation is to consider the potential as constant in the p -well because of the reverse-biased collector-base junctions. Our second approximation is to exclude the diffused highly n -doped regions C_L , E and C_R of the 'analysed' region (Figure 1b). With these assumptions, the basic equations [4] for semiconductor-device operation are reduced to the continuity equation of the electron diffusion current density \vec{J} :

$$\text{div } \vec{J} = 0, \quad (1)$$

where

$$\vec{J} = \vec{J}_0 + \mu_{H_n} \vec{B} \times \vec{J}_0 \quad \text{and} \quad \vec{J}_0 = \mu_n kT \vec{\text{grad}} n. \quad (2)$$

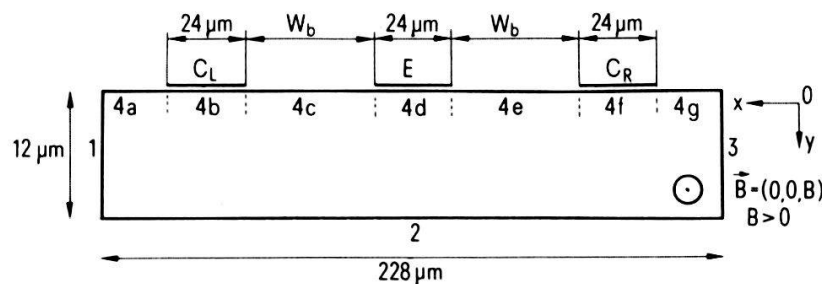


Figure 1b
'Analysed' region

n is the electron density, which is a function of \vec{B} ; k is the Boltzmann constant, T the temperature, μ_n the electron mobility and μ_{H_n} the electron Hall mobility. Both mobilities are assumed to be constant [5]. The boundary conditions are given by:

$$\vec{J}_\perp = 0 \quad \text{between the contacts,} \quad (3)$$

$$n = 0 \quad \text{on the } p\text{-side of the depletion layer of the collector-base junctions,} \quad (4)$$

$$n = \frac{n_i^2}{p} \exp(qV_{BE}/kT) \quad \text{on the } p\text{-side of the depletion layer of the emitter-base junction.} \quad (5)$$

n_i is the intrinsic carrier density, q is the elementary charge and V_{BE} is the emitter-base potential (0.6 Volt). The hole density p is approximated by the acceptor density N_A , which is a function of y . We assume that the p -side of the depletion layer is at ~ 1 micron. N_A is explicitly given by:

$$N_A(y) = 2 \times 10^{22} \exp(-y^2/34 \times 10^{-12}) \text{ m}^{-3}.$$

With (2), the continuity equation (1) becomes the Laplace equation for the electron density n :

$$\Delta n = 0, \quad (6)$$

with the following boundary conditions:

$$\frac{\partial n}{\partial y} + \mu_{H_n} B \frac{\partial n}{\partial x} = 0 \quad \text{on the segments 4a, 4c, 4e and 4g of Figure 1b,} \quad (3')$$

$$n = 0 \quad \text{on the sides 1, 2, 3 and on the segments 4b and 4f of Figure 1b,} \quad (4')$$

$$n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \quad \text{on the segment 4d of Figure 1b.} \quad (5')$$

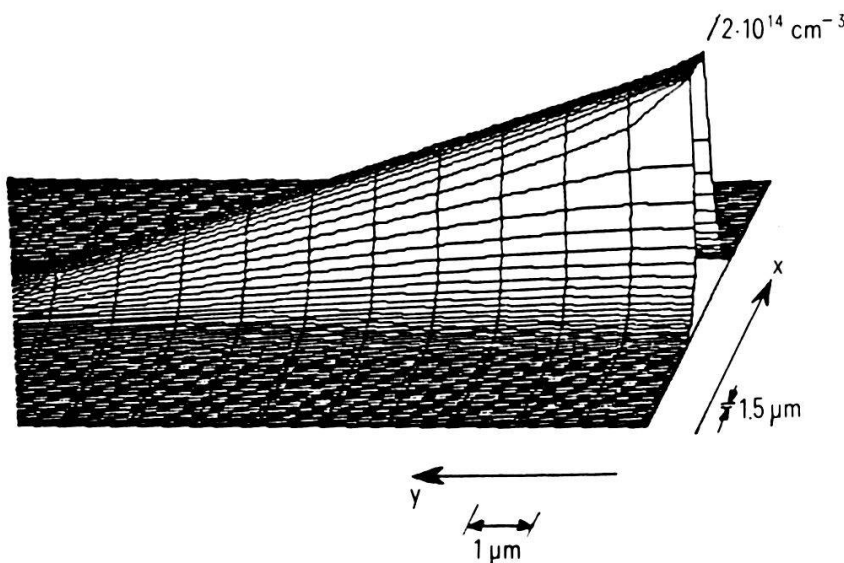


Figure 2

Electron density $n(0)$, $W_b = 30$ microns

3. Numerical procedure

The influence of \vec{B} on n is so small that we must compute the electron density difference $v(B)$ instead of $n(B)$ itself:

$$v(B) := n(B) - n(0).$$

We solve first the problem without \vec{B} to get $n(0)$, then with \vec{B} to get $v(B)$. Note that the unique explicit dependence on \vec{B} appears only in (3'). We solve these problems with the finite element method using a non-homogeneous triangular mesh. We use the IMSL-Twodep Program [6]. The results are shown in Figures 2 and 3. The computed sensitivity is shown in Figure 4, where a comparison with some experimental results [7] is given. The agreement between this very simple model and experience is good.

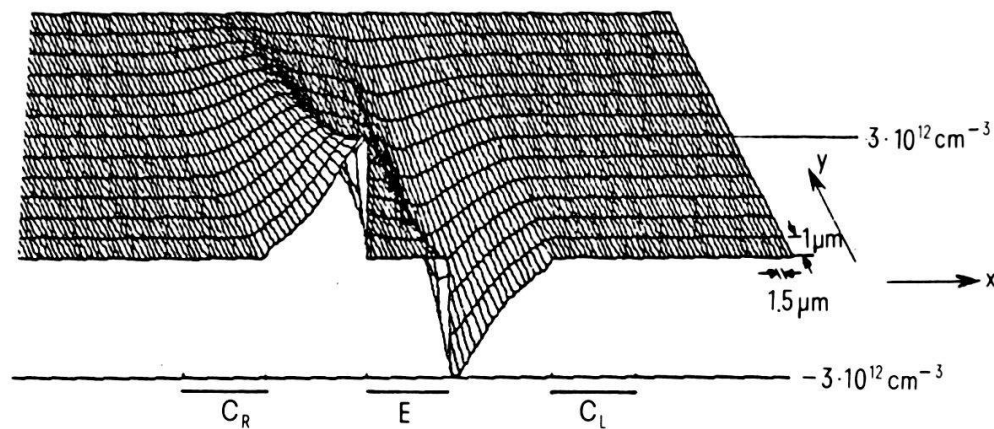


Figure 3
Electron density difference $v(B)$, $W_b = 30$ microns, $B = 0.2$ Tesla

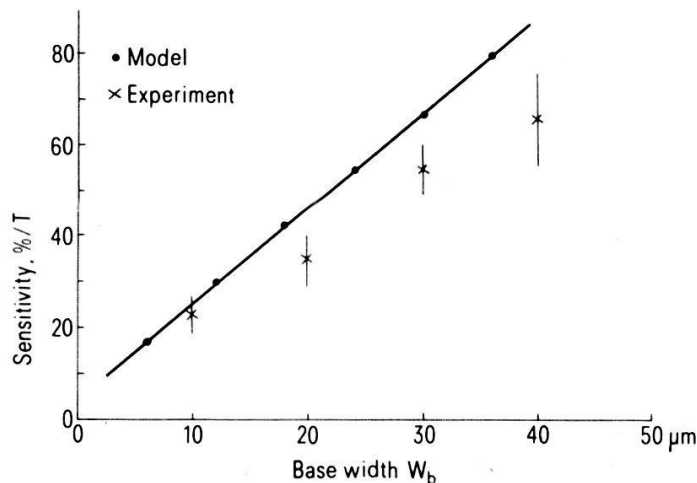


Figure 4
Sensitivity as function of W_b , $B = 0.2$ Tesla

REFERENCES

- [1] R. S. POPOVIĆ and H. P. BALTES, "A Bipolar Magnetotransistor in CMOS Technology, XI Yugoslav Conf. on Microelectronics, Miel '83, Zagreb, April 25-27, 1983.
- [2] R. S. POPOVIĆ and H. P. BALTES, H.P.A. 55, 599 (1982).

- [3] R. S. POPOVIĆ and H. P. BALTES, IEEE Electron Device Letters *EDL*-4, 51 (1983).
- [4] There are many textbooks on semiconductor devices. One may consult e.g. S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd edition, Wiley-Interscience, New York 1981, § 1.7.1.
- [5] C. JACOBONI et al., Solid-State Electronics 20, 77 (1977).
- [6] Twodepep Program, International Mathematical & Statistical Libraries, Inc. Houston, Texas (USA).
- [7] R. WIDMER and R. S. POPOVIĆ, *Optimization of signal-to-noise ratio of lateral magnetotransistors*, presented at this session of the Swiss Physical Society.

Hall mobility and carrier concentration in the inversion layer of a p-type Si-MOSFET

P. ZÜRCHER, D. MONSELESAN, H. J. BÜHLMANN, and M. ILEGEMS, Inst. de Microélectronique, EPFL, CH-1015 Lausanne

Electron mobility and sheet electron concentration of a Si(100) *n*-channel inversion layer have been measured in a metal-oxide semiconductor field-effect transistor for temperatures between ~ 9 K and ~ 340 K as a function of applied gate voltage. At low temperatures the mobility increases strongly with gate voltage (increasing sheet carrier concentration) indicating a better electrostatic screening of microscopic Coulomb scattering centers near the Si/SiO₂ interface at higher electron densities. In the acoustic phonon scattering regime, the mobility is prop. to $T^{-1.6}$ which is very close to the theoretical value of $T^{-3/2}$. The large difference to the value for bulk *n*- or *p*-type Si might be due to reduced inter-valley scattering in the quasi 2-dimensional channel.

Properties of RF sputtered thin permalloy films

K. SOLT, Research and Development, Landis & Gyr Zug AG, CH-6301 Zug,

Resistivity, magnetoresistance ratio, magnetic hysteresis loop and structure were studied on RF sputtered Ni₈₀Fe₂₀ films with thickness in the range of 200–1500 Å and compared with those of *e*-beam evaporated permalloy films.

We have found, that from a magnetic point of view the sputtered films have the same qualities as the evaporated ones, though the magnetoresistance ratio of the sputtered permalloy films has been somewhat lower. To get the right H_c , H_K and α values, the sputtered films had to be heat treated in magnetic field but nevertheless it is more difficult to have good reproducibility of these values than with evaporated films. However in the case of permalloy films the sputtering method has some advantages for the massproduction.

Theoretische Physik

Kriterien für die elementare Integrierbarkeit von stationären Fokker-Planck Gleichungen

D. RYTER, Institut für Physik, Klingelbergstrasse 82, CH-4056 Basel

Stationäre Fokker-Planck Gleichungen sind oft auch dann durch Integrale lösbar, wenn kein detailliertes Gleichgewicht vorliegt. Notwendige Bedingungen dafür können relativ einfach getestet werden.

Real-space renormalization of random walks in a random medium

J. BERNASCONI and W. R. SCHNEIDER, Brown Boveri Research Center, CH-5405 Baden

One-dimensional random walks with random transition probabilities are analyzed within the framework of a new real-space renormalization approach. Through repeated application of the renormalization procedure, the original process is transformed into a non-random directed walk with a transition time distribution $\rho(\tau)$. For different types of disorder, the Laplace transform $\tilde{\rho}(z)$ of $\rho(\tau)$ is evaluated with Monte Carlo methods. Under certain conditions, the small z behavior of $\tilde{\rho}(z)$ is of the form $\tilde{\rho}(z) \simeq 1 - z^\nu G(\beta^{-1} \ln z)$, with $\nu < 1$ and $G(x)$ a periodic function with period 1. This implies that the corresponding processes exhibit a fractal temporal behavior, i.e. the set of transition times shows self-similar clustering with an average fractal dimension ν . It further follows that the mean displacement $\langle x(t) \rangle$ varies asymptotically as $\langle x(t) \rangle \propto t^\nu F(\beta^{-1} \ln t)$, $t \rightarrow \infty$, with $F(x)$ periodic with period 1.

Correlation effects in conducting polymers

D. BAERISWYL and K. MAKI, University of Southern California, Los Angeles, USA

The influence of Coulomb interaction on the electronic structure and the lattice distortions of polymeric chains is studied in the framework of the SSH Hamiltonian, adding a Hubbard term. We use a variational procedure which includes local correlation effects in terms of a Gutzwiller Ansatz. We find that these effects strongly modify the nature of the ground state, electronic excitations and various defect states ('solitons'). Our analytical results are complementary to recent Quantum Monte Carlo calculations. We discuss also to what extent correlation effects are relevant for the interpretation of experiments which up to now have been analyzed mostly in terms of a single-particle model.

Uniaxial ferromagnet in a transverse field: phase transitions in domain walls near the Ising limit

E. MAGYARI und H. THOMAS, Institut für Physik der Universität Basel, Klingelbergstr. 82, CH-Basel

We have examined an Ising–Heisenberg ferromagnet with uniaxial anisotropy in a transverse field, governed by the Hamiltonian

$$H = -J \sum_i \{g(S_i^x S_{i+1}^x + S_i^y S_{i+1}^y) + S_i^z S_{i+1}^z\} - \sum_i \{A(S_i^z)^2 + g_M \mu_B B S_i^x\}$$

where $J, A, g > 0$. Our attention was focussed on the domain-wall (DW) structure in the Ising-sector $g < g_0 = 1 + A/J$ of the model (in the Heisenberg-sector $g > g_0$ the magnet is planar, and the behaviour is well understood). One of the surprising results found is that near the Ising limit $g = 0$, the 360° -DW in the hard XY-plane (!) becomes stable if the applied field is large enough. We discuss the detailed structure of the phase diagram reflecting the ‘hierarchical melting’ of the DW’s involved.

Ein didaktisches Modell zum Verständnis der Divergenzen der Störungsrechnung in der Festkörpertheorie

P. ERDÖS und A. SÜTÖ,¹⁾ Institut de Physique Théorique, Université de Lausanne, B.S.P., CH-1015 Lausanne

Wir konstruieren ein vereinfachtes quantenmechanisches Modell eines Vielteilchensystems das in Festkörpern vorkommt. Ein Beispiel dafür ist ein Fremdatom in einem Leiter mit Bandstruktur. Die Eigenzustände des Modells werden genau gefunden, aber auch mit Störungsmethoden, wie die von Rayleigh-Schrödinger und Brillouin-Wigner behandelt.

Die Ursache und Art der bei der Störungsrechnung auftretenden Divergenzen wird erläutert, und der Nutzen von Partialsummen divergenter Reihen wird abgeklärt. Beziehungen zum Lee-Modell der Feldtheorie und zum BCS-Modell der Supraleitung werden aufgezeigt.

¹⁾ Ständige adresse: Zentralforschungsinstitut für Physik der Ung. Akad. der Wissenschaften, H-1525, Budapest 114, Pf. 49.

Kontinuumslikes des Dicke–Haken–Laxschen Lasersmodells

C. GÜNTHER und K. HEPP, Institut für theoretische Physik, CH-8093 Zürich

Für das DHL-Modell liefert ein Limes zu unendlicher Dichte und endlichem Volumen unter geeigneten Skalenannahmen und bei reskaliertter Kopplungskonstanten eine klassische Feldtheorie für die intensiven Observablen. Die Evolutionsgleichungen sind dabei nicht lineare und nicht lokale ‘Laser-Bloch-Gleichungen’.

Die Fluktuationen, welche geeignet vergrößerte Abweichungen von obigen

klassischen Lösungen sind, werden im Limes zu Bosefeldern, deren Zeitentwicklung durch Langevin-Gleichungen beschrieben wird. Der deterministische Teil dieser Gleichungen entsteht dabei durch Linearisieren aus den Laser-Bloch-Gleichungen.

Dies ist das entsprechende Ergebniss für eine kontinuierliche Modenverteilung, das Hepp und Lieb [1] im thermodynamischen Limes für den 1-Modenfall erhielten.

Phasenübergängen treten auf, falls ein Eigenwert des linearisierten Vektorfeldes die imaginäre Achse kreuzt. In Spezialfällen konnten solche Phasenübergänge nachgewiesen werden.

REFERENCES

[1] s.298ff in: *Constructive Quantum Field Theory*, Springer LNP Bd 25.

Monte Carlo calculation for electromagnetic-wave scattering from random rough surfaces

N. GARCIA and E. STOLL, IBM Zurich Research Laboratory, Säumerstrasse 4, CH-8803 Rüschlikon

A Monte Carlo calculation for light intensities scattered from a random Gaussian correlated surface is presented for the first time. It is shown that small randomness on a grating surface can considerably change the intensities and, in particular, the surface polariton resonances. These results should be used to check perturbation-theory calculations.

Fraktale Struktur des dielektrischen Durchbruchs

H. J. WIESMANN, Brown Boveri Forschungszentrum, CH-5405 Baden

Der Dielektrische Durchbruch in Gasen, Flüssigkeiten und Festkörpern erfolgt in Entladungskanälen, welche vielfach eine kompliziert verzweigte zufällige Struktur bilden. Zur Untersuchung dieser globalen Struktur formulieren wir ein stochastisches Gittermodell. Die Grundannahme besteht darin, dass die lokale Wachstumswahrscheinlichkeit der Entladungspfade eine Funktion $(-\text{grad } \phi)^\eta$ des elektrischen Feldes sei. Dieses ist seinerseits durch die Lösung eines Randwertproblems für das Potential ϕ bestimmt, in welchem die Entladungskonfiguration ein Aequipotentialgebilde darstellt. Computersimulationen auf dem zweidimensionalen quadratischen Gitter ergeben fraktale Strukturen, deren Hausdorff-Dimension von η abhängt.

Etats liés en théories $P(\phi)_2$ faiblement couplées

E. FROCHAUX, Institut de physique théorique, BSP, CH-1015 Lausanne

Ce travail reprend et complète celui de P. Perreux [1]. En utilisant une méthode variationnelle et perturbative, brièvement discutée, on montre qu'au

premier ordre de perturbation intéressant, les états les plus liés à 2 particules (et à 3 particules si la théorie est paire) sont décrits par une équation de Schrödinger, avec le potentiel prédit par la limite non relativiste des éléments de la matrice de diffusion.

REFERENCE

- [1] P. PERREAUX, H.P.A. 51 (1978) p. 516.

Indépendance de jauge: une nouvelle méthode de démonstration

O. PIGUET, Dépt de Physique Théorique, 24, quai Ernest-Ansermet, CH-1211 Genève 4,
K. SIBOLD, Max-Planck Institut für Physik, Postfach 40.12.12, D-8000 München 40

L'étude d'une théorie de jauge en série de perturbation nécessite l'introduction de paramètres non physiques définissant la 'condition de jauge'. Les quantités physiques n'en dépendent pas. Pour le démontrer, nous élargissons la théorie, qui est invariante sous les transformations de BRS, en considérant les paramètres de jauge comme *variant* sous ces transformations. Nous présentons explicitement l'exemple d'une théorie de Yang-Mills pure. Parmi les généralisations possibles, nous mentionnons le cas des théories de jauge supersymétriques: dans celles-ci le nombre de paramètres de jauge est infini et les fonctions de Green en dépendent d'une manière compliquée, ce qui rend nécessaire la méthode présentée ici.

Kern- und Teilchenphysik

Tagung in Bern

Experimentelle Beobachtung von Baryonium Zuständen bei der \bar{p} Annihilation in ^4He

L. TAUSCHER, L. ADIELS, G. BACKENSTOSS, I. BERGSTRÖM, P. BLÜM, K. FRANSSON, A. KEREK, H. KOCH, P. PAVLOPOULOS, B. RICHTER, J. REPOND, M. SUFFERT, D. TRÖSTER und K. ZIOUTAS, Physik-Institut, Universität Basel, CH-4056 Basel; Kernforschungszentrum und Universität Karlsruhe, D-7500 Karlsruhe 1; AFI, Stockholm, Schweden; Centre de Recherches Nucléaires, F-67037 Strasbourg, France; Universität, Thessaloniki, Griechenland

Im Anschluss an das Auffinden schmaler gebundener Zustände im γ -Spektrum der $\bar{p}p$ Annihilation in Ruhe [1] wurden ähnliche Messungen an ^4He durchgeführt mit dem Ziel zu untersuchen, ob solche Zustände auch in Kernen auftreten. Das γ -Spektrum wurde mit einem hochauflösenden modularen NaI(TL) Spektrometer [2] gemessen. Nach Abzug des Untergrunds der quantitativ aus den bekannten $\bar{p}p$ Annihilationskanälen konstruiert werden konnte, wurden 2 Linien beobachtet. Diese können in Beziehung zu 2 der im $\bar{p}p$ -System beobachteten Linien gesetzt werden. Sie sind breiter als aufgrund der Fermibewegung der Nukleonen im α -Teilchen erwartet wird und energetisch verschoben,

was aufgrund der Kinematik der Reaktion $\bar{p} + {}^4\text{He} \rightarrow \bar{p}\text{N} + 3\text{N}$; $\bar{p}\text{N} \rightarrow \text{X} + \gamma$ verstanden werden kann. Exakte kinematische Rechnungen ergeben für die Massen der schmalen Zustände X 1678 ± 14 MeV und 1633 ± 17 MeV in guter Uebereinstimmung mit den Ergebnissen der $\bar{p}p$ Messung [1]. Die Konfidenz ist besser als 4σ . Die Ausbeute der Linien ist erstaunlicherweise 3–5 mal grösser als beim $\bar{p}p$ -System, während andererseits 2 dort nachgewiesene Zustände nicht beobachtet wurden. Die damit zusammenhängenden Fragen sollen diskutiert werden.

REFERENZEN

- [1] B. RICHTER et al., Phys. Lett. 126B (1983) 284.
- [2] P. BLÜM et al., Nucl. Instr. Meth. 213 (1983) 251.

‘Time expansion chamber’ – Eine neuartige Driftkammer

H. ANDERHUB, U. BIERMANN, V. COMMICHAU, M. DEUTSCHMANN, K. DRAHEIM, J. FEHLMANN, P. FRITZE, U. HAERTEN, K. HANGARTER, P. HAWELKA, H. HOFER, D. LINNHÖFER, J. PARADISO, E. RODERBURG, M. TONUTTI, G. VIERTEL, A. H. VALENTA, RWTH Aachen, D-5100 Aachen, BRD; GHS Siegen, Siegen, BRD; ETH, Hönggerberg, CH-8093 Zürich

Im Rahmen des LEP-Experimentes L3 wird eine hochauflösende Driftkammer als Zentraldetektor entwickelt. Ein Kammergas mit kleiner Diffusion, die extrem niedrige Driftgeschwindigkeit, die Trennung von Drift- und Detektionsregion und die Auslese geformter Signale mit Flash-ADC's (100 MHz) unterscheidet den Detektor von Standarddriftkammern. Testmessungen am DESY ergaben eine Ortsauflösung von $30 \mu\text{m}$ and $60 \mu\text{m}$ für eine Driftdistanz von 1 cm bzw. 5 cm.

Die elektroschwachen Quanten W und Z am CERN – letzter Stand

K. BORER, B. HAHN, H. HÄNNI, P. MANI, J. SCHACHER, F. STOCKER und W. ZELLER, UA2-Kollaboration (Bern – CERN – Kopenhagen – Orsay-Pavia-Saclay) Mitarbeiter des Laboratoriums für Hochenergiephysik der Universität Bern CH-3012 Bern

Nach zweimal dreimonatiger Datennahme am Proton-Antiproton-Collider bei der Schwerpunktsenergie von 540 GeV soll Bilanz gezogen werden: Die intermediären Vektorbosonen W^\pm und Z^0 mit Massen zwischen 80 und 100 GeV/c² sind eindeutig nachgewiesen worden. Es gilt nun, ihre Produktions- und Zerfallseigenschaften zu untersuchen und die experimentellen Resultate mit den Vorhersagen der elektroschwachen SU(2)×U(1)-Theorie von Glashow, Salam und Weinberg zu vergleichen.

**Gemeinsame Tagung mit der Deutschen und
österreichischen Physikalischen Gesellschaft
in Innsbruck**

**Hyperfeinübergänge myonischer Deuteriumatome in flüssigen
Wasserstoff-Deuterium-Gemischen**

W. H. BERTL, W. H. BREUNLICH, P. KAMMEL, H. G. MAHLER, W. L. REITER, C. PETITJEAN, W. J. KOSSLER, L. A. SCHALLER und L. SCHELLENBERG, Institut für Radiumforschung und Kernphysik der Universität Wien, A-1090 Wien; SIN, CH-5234 Villigen; College of William and Mary, Williamsburg, VA 23185, USA; Physik-Institut, Universität Fribourg, CH-1700 Fribourg

In flüssigen Wasserstoff-Deuterium-Gemischen wurde bei verschiedenen Konzentrationsverhältnissen mittels Koinzidenzmethode die absolute Ausbeute der Fusionsgammastrahlung aus der Reaktion $p\mu d \rightarrow \mu^3\text{He} + \gamma$ bestimmt. Dabei wurde ein überraschend hoher Wert der Hyperfeinübergangsrate $\lambda_p^{\mu d}$ im Prozeß $\mu d(F=\frac{3}{2}) + p \rightarrow \mu d(F=\frac{1}{2}) + p$ mit $\lambda_p^{\mu d} = (4.7 \pm 0.2) \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ gefunden. Dieser Wert stellt eine untere Grenze dar, wenn man die Möglichkeit einer langsamen Thermalisierung der μd Atome, einräumt. Ein ausführlicher Bericht ist in Kern-technik 43 (1983) 184 und als SIN-Preprint PR-83-07 erschienen.

Polarisationseffekte von $1d_{3/2}$ Nukleonen

L. A. SCHALLER, L. SCHNELLENBERG, H. SCHNEUWLY, P. BERGEM, T. Q. PHAN, G. PILLER, Institut de Physique, Université de Fribourg, CH-1700 Fribourg, D. RYCHEL, H. MISKA, G. FRICKE, H. J. EMRICH, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, D-6500 Mainz, BRD

Es wird über Messungen der Isotopie- und Isotonieverschiebungen berichtet, welche im Rahmen der Mainz-Fribourg Kollaboration am Mainzer Linearbeschleuniger und am SIN Ringbeschleuniger durchgeführt worden sind. Eine gemeinsame Auswertung der elastischen Elektronenstreuungen und der myonischen Atomdaten führt zu einer modellunabhängigen Beschreibung der Kernladungsdifferenzen der gg-Isotope $^{32,34,36}\text{S}$ und ^{40}Ca . Anhand der experimentell gewonnenen Ladungsdichtedifferenzen ^{32}S - ^{36}S und ^{40}Ca - ^{36}S werden Core-Polarisationseffekte beim Einbau von 4 Neutronen, bzw. 4 Protonen in die $1d_{3/2}$ Schale unter Zugrundelegung eines Kernmodells diskutiert. Hiernach ist die Proton-Proton Core-Polarisation stärker als der Neutron-Proton Polarisationseffekt. Dies steht im Gegensatz zu Untersuchungen in der $1f_{7/2}$ Schale [1].

REFERENZ

[1] H. D. WOHLFAHRT et al., Phys. Rev. C23 (1981) 533.

Elektronische Röntgenenergien in myonischen Atomen

M. BOSCHUNG, P. BERGEM, F. BIENZ, T. Q. PHAN, G. PILLER, L. A. SCHALLER, L. SCHELLENBERG und H. SCHNEUWLY, Physik-Institut, Universität Fribourg, CH-1700 Fribourg

Ein in einem Atom eingefangenes Myon erreicht über Röntgen- und Augerübergänge den 1s Zustand. Die elektronische K-Schale wird während der Myonenkaskade wieder aufgefüllt. Die Energien der elektronischen Röntgenlinien werden durch die Abschirmung der Kernladung durch das Myon und die unvollständig besetzten L- und M-Schalen beeinflusst. Wir berichten über Messungen am SIN von elektronischen Röntgenenergien in myonischen Atomen mit $40 < Z \leq 82$ und diskutieren vorläufige Ergebnisse.

Bestimmung der Kernradien von ^{124,129,131,132,134,136}Xe und deren Differenzen aus Messungen myonischer Röntgenlinien¹⁾

T. HENNEMANN, G. MALLOT und G. FRICKE, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg Universität, D-6500 Mainz, BRD, G. PILLER, L. A. SCHALLER, L. SCHELLENBERG und H. SCHNEUWLY, Institut de Physique, Université de Fribourg, CH-1700 Fribourg

Mit einem Wasserstoff-Hochdrucktarget wurden unter Ausnutzung des Myon-Transfers vom Wasserstoff zum Xenon die Energiespektren der stabilen, angereicherten Xenon-Isotope gemessen. Aus den Energien der $2p \rightarrow 1s$ Röntgenübergänge wurden die modellunabhängigen Barrett-Äquivalentradien und deren Differenzen bestimmt. Die Ergebnisse werden mit optischen Isotopieverschiebungsmessungen verglichen und im Rahmen der systematischen Untersuchung der Kernladungsradien interpretiert.

¹⁾ Gefördert durch BMFT.

Mesomolekulare Prozesse und Myoninduzierte Kernfusion in Deuterium-Tritium Gemischen

P. KAMMEL, J. ZMESKAL, W. H. BREUNLICH, M. CARGNELLI, J. MARTON, P. PAWLEK, J. WERNER, P. ACKERBAUER, M. FUCHS, N. NÄGELE, A. JANETT, C. PETITJEAN, R. H. SHERMAN, K. M. CROWE, J. KURCK, H. BOSSY und W. NEUMANN, Institut für Radiumforschung und Kernphysik der Universität Wien, A-1090 Wien; SIN, CH-5234 Villigen; Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM 87545, USA; Technische Universität München, D-8046 Garching, BRD

Durch einen Resonanzeffekt können die Bildungsraten von $d\mu t$ Molekülen die Myonzerfallsrate um mehrere Größenordnungen übertreffen. Es entsteht ein Reaktionszyklus, bei dem nach theoretischen Vorhersagen ein einziges Myon etwa 100 Kernfusionen katalysieren kann. Diese myoninduzierte Fusion wurde in unserem Experiment erstmals in flüssigen und gasförmigen Targets bei tiefen Temperaturen (30–300 K) in einem großen Bereich von Tritiumkonzentrationen untersucht. Die Verwendung von Targets geringer Gasdichte ermöglicht die Auflösung von extrem schnellen Reaktionskomponenten, die zum Verständnis der komplexen Reaktionskinetik, insbesondere der Hyperfeineffekte, unerlässlich sind. Erste, zum Teil überraschende Resultate werden diskutiert.

Untersuchung der Proton-Proton-Streuung im Niederenergiebereich mit polarisierten Protonen¹⁾

A. RAUSCHER, R. GEBHARDT, W. KRETSCHMER, H. LÖH, R. SCHMITT und W. SCHUSTER, Physik-Institut, Universität Erlangen-Nürnberg, D-8520 Erlangen, BRD, W. GRÜEBLER, K. ELSENER, Ch. FORSTNER, V. KÖNIG, P. A. SCHMELZBACH und J. ULBRICHT, Laboratorium für Mittlere Energiephysik, ETH Höggerberg, CH-8093 Zürich

Zur Untersuchung der spinabhängigen NN-Wechselwirkung wird die Analysierstärke der Proton-Proton-Streuung für $E_{\text{Lab}} \leq 12$ MeV mit hoher Präzision gemessen. Dazu wurde das Erlanger fensterlose Gastarget hoher Dichte an der ETH Zürich installiert. Die unter extremen Vorwärtswinkeln ($5^\circ \leq \theta_{\text{Lab}} \leq 20^\circ$) gestreuten Protonen werden mit Plastiksintillatoren nachgewiesen, wobei zur Verringerung des Untergrundes die rückgestreuten Protonen in schneller Koinzidenz gemessen werden. Aufbau und Test der Apparatur sowie erste Polarisationsmessungen werden diskutiert.

¹⁾ Defördert durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft.

Energy and angular dependence of the tensor polarization t_{20} in π -d elastic scattering

P. A. SCHMELZBACH, W. GRÜEBLER, J. ULBRIGHT, V. KOENIG, K. ELSENER, CH. FORSTNER, M. BITTCHER, D. SINGY, B. VUARIDEL and W. Z. ZHANG, Institut für Mittlere Energiephysik, ETH, CH-8093 Zürich, A. CHISHOLM, Physics Department, University of Auckland, Auckland 1, New Zealand

The tensor polarization t_{20} of the recoil deuterons from π^+ -d elastic scattering has been measured between $T_\pi = 100$ and 150 MeV. The quantity t_{20} shows in the backward hemisphere a strong angular and energy dependence. An excitation curve of t_{20} at $\theta_{\text{cm}} = 150^\circ$ shows a clear peak near the mass 2.14 GeV with a structure about 10 MeV wide. A phase-shift analysis of all available π^+ -d scattering data in this energy range has been performed. The observed behaviour is believed to manifest evidence for non-conventional dynamics. A new experimental approach using a new type of deuteron polarimeter, which is able to measure all vector- and tensor polarization components (it_{11} , t_{20} , t_{21} , t_{22}) simultaneously, will be discussed.

SINDRUM I, ein magnetisches Spektrometer für seltene Zerfälle

SINDRUM-Kollaboration: IMP der ETHZ, CH-5234 Villigen; Physik-Institut der Universität Zürich, CH-8001 Zürich; SIN, CH-5234 Villigen; CEN Saclay, F-91190 Gif-sur-Yvette

Das magnetische Spektrometer SINDRUM I besteht aus einem normalleitenden Magneten, der in einem Volumen von $75 \text{ cm } \phi \times 110 \text{ cm}$ ein auf $<2\%$ homogenes Feld von bis zu 6 kG erzeugt, 5 konzentrischen zylindrischen Vieldrahtproportionalkammern und einem Szintillatorhodoskop aus 64 Elementen. Das Gerät wird verwendet zum Studium seltener Zerfälle, insbesondere solcher, bei denen mehrere Elektronen im Endzustand auftreten ($\mu \rightarrow 3e$, $\mu \rightarrow 3e2\nu$,

$\pi \rightarrow 3e\nu$, $\pi^0 \rightarrow 4e$). Die aus Rohacell-Kapton-Sandwiches aufgebauten Kammern sind nur 35–60 mg/cm² dick. Die Koordinate von Teichenspuren parallel zur Symmetrieachse wird in Kammer 1, 3 und 5 mit Hilfe der auf Kathodenstreifen induzierten Ladungsverteilung mit einer Genauigkeit von ca. 0.5 mm (FWHM) bestimmt, der Drahtabstand beträgt ca. 2 mm. Testresultate der einzelnen Komponenten sowie der Gesamtapparatur am Strahl werden präsentiert.

Suche nach dem myonenzahl-verletzenden Zerfall $\mu \rightarrow 3e$ mit SINDRUM I

SINDRUM-Kollaboration: IMP der ETHZ, CH-5234 Villigen; Physik-Institut der Universität Zürich, CH-8001 Zürich; SIN, CH-5234 Villigen; CEN Saclay, F-91190 Gif-sur-Yvette

In diesem Beitrag berichten wir über erste Testmessungen während einer 6-wöchigen Strahlzeit mit dem neuen SINDRUM I Spektrometer. 28 MeV/c μ^+ wurden mit einer Rate von $3 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$ in einem doppelkonusförmigen Target von 20 mg/cm² Dicke gestoppt. Zum Nachweis von e^\pm wurden 4 der geplanten 5 Kammern in einem Magnetfeld von 3.2–4 kG benutzt. Das fünfstufige programmierbare Triggersystem verlangte der Reihe nach: (i) eine 20 ns Hodoskopkoinzidenz von 3 Teilchen, (ii) das Auftreten eines Teilchens mit negativer Krümmung, (iii) das Auftreten von 2 Teilchen mit positiver Krümmung, (iv) eine Transversalimpulssumme von $< 20 \text{ MeV/c}$, (v) Spurerkennung auf Drahtbasis. Es wurden erlaubte $\mu \rightarrow 3e2\nu$ Ereignisse gefunden sowie eine neue obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis für $\mu \rightarrow 3e$ bestimmt.

Messung des nuklearen Myon-Einfangs in Deuterium

M. CARGNELLI, W. H. BREUNLICH, H. FUHRMANN, P. KAMMEL, J. MARTON, P. PAWLEK, J. WERNER, J. ZMESKAL, C. PETITJEAN, W. BERTL, Institut für Radiumforschung und Kernphysik der Universität Wien, A-1090 Wien, Oesterreich; SIN, CH-5234 Villigen; ETH, Hönggerberg, CH-8093 Zürich

In einem Experiment am SIN wurde der μ -Einfang an Deuterium erstmals in kaltem, hochreinem Deuteriumgas gemessen. Da die Häufigkeit dieses Prozesses stark vom Gesamtspin-Zustand des μd -Atoms abhängt, ist die Kenntnis der Hyperfeinpopulationen unumgänglich. Man erhält letztere, wie in früheren Experimenten unserer Gruppe gezeigt wurde, aus der Beobachtung der resonanten $d\mu d$ Molekülbildung. Hohe Empfindlichkeit auf Gasverunreinigungen ($< 0.01 \text{ ppm!}$), niedrige echte Rate bei hohen Untergründen sowie die Notwendigkeit einer Neutronen-Absolutmessung stellen hohe Ansprüche an die Experimentiertechnik. Systematische Probleme werden diskutiert und Resultate vorgestellt.

The angular correlation between xn and f of Tl-209 ($\alpha; xn, f$) and U-238 ($\alpha; xn, f$) at $E_\alpha = 118$ MeV

H. JASICEK, E. MERSITS and P. RIEHS, Atominstitut Wien
H. H. MÜLLER, W. REICHART, P. SCHÖBER und S. STEINER, Universität Zürich
Z. LEWANDOWSKI and R. WAGNER, Universität Basel

The correlation of neutron spectra is sensitive to V , the velocity components of neutron sources in fragment flight direction. Usually, it is assumed that two neutron sources with isotropic emission are responsible: 1. Prefission neutrons, emitted at $V = 0$, prior to fission and 2. Postfission neutrons with $V = V_{\max}$, the maximum possible fragment velocity.

As shown by the present experiment the above reactions are incompatible with the assumption of pre- and postfission neutron emission alone. To explain neutron spectrum shapes it is necessary to drop the assumption of an isotropic emission, or, and more likely, to introduce additional isotropic sources with velocity components V in the interval $0 \leq V \leq V_{\max}$.

Analyse von Riesenresonanz-Strukturen mittels der Analysierstärke der Reaktion (d, d') bei $E_d = 56$ MeV am Zr-Kern

H. H. MUELLER, P. SCHÖBER, K. ZILLNER und W. REICHERT, Physik Institut der Universität Zürich, CH-8001 Zürich
Z. LEWANDOWSKI und R. WAGNER, Institut für Physik der Universität Basel, CH-4056 Basel
H. JASICEK und P. RIEHS, Atominstitut Wien

Im Bereich von 12 bis 18 eV Anregungsenergie haben wir die Winkelverteilung der Analysierstärke von 15 bis 60° der Reaktion (\vec{d}, d') am ^{90}Zr -Kern gemessen. Wir versuchen, durch den Vergleich von experimentellen mit theoretischen Winkelverteilungen der Analysierstärke einen theoretisch vorhergesagten $L = 4$ Beitrag im Bereich der $L = 2$ Resonanz (G.Q.R.) bei $E_x = 14$ MeV zu ermitteln.

Erste Ergebnisse vom Lear p -STRAHL

P. BLÜM, A. D. HANCOCK, J. HAUTH, H. KOCH, TH. KÖHLER, A. KREISSL, H. POTH, U. RAICH und D. ROHMANN, Kernforschungsinstitut Karlsruhe
M. SUFFERT, Centre de Recherches Nucléaires, F-67037 Strasbourg, France
A. NILSSON und S. CARIUS, AFI Stockholm, Schweden
S. CHARALAMBUS, M. CHARDALUS und S. DEDOUSSIS, Universität Thessaloniki, Griechenland
L. TAUSCHER, C. FINDEISEN und J. REPOND, Physik-Institut, Universität Basel, CH-4056 Basel

Es werden erste, am LEAR gemessene Spektren antiprotonischer Atome vorgestellt. Beeindruckend ist das ausgezeichnete Signal-Rausch-Verhältnis der Röntgenserien von \bar{p} - $^{16,17,18}\text{O}$, die zum Teil bis zur Seriengrenze beobachtet werden konnten. Die Spektren sind frei von Störlinien, was erst durch die Reinheit des Antiprotonen-Strahls des LEAR ermöglicht wurde. Durch die Starke Wechselwirkung hervorgerufene Effekte manifestieren sich deutlich in dem letzten beobachtbaren ($3d$ -) Zustand, für die drei Sauerstoff-Isotope unterschiedlich

stark. Erstmals wurde in antiprotonischem Sauerstoff ein nichtzirkularer, abgeschwächter Übergang beobachtet.

Häufige \bar{p} -Annihilation mit einem Nukleon (in $^{17,18}\text{O}$) wurde anhand von γ -Spektren der Restkerne festgestellt.

Teilchenspektroskopie mit supraleitenden Tunneljunctions

V. ZACEK, Phys.-Dept. E15, TU München, Garching

D. TWERENBOLD und A. ZEHNDER, Schweizerisches Institut für Nuklearforschung, CH-5234 Villigen

Die im Vergleich zum Halbleiter um einen Faktor 1000 kleinere Energielücke eines Supraleiters ($E \approx 1 \text{ meV}$) legt die Anwendung von Supraleitern zur hochauflösenden Teilchenspektroskopie nahe. Die beim Teilchenbeschuss eines Supraleiters aufgebrochenen Cooperpaare können in einer Tunneljunction bei geeigneter Vorspannung ($U_g < U_g/e$) über den quantenmechanischen Tunnelstrom gesammelt werden. Voraussetzung für gute Energieauflösung beim Detektorbetrieb ist die Minimierung von Ladungsträgerverlusten durch Rekombination zu Cooperpaaren bzw. Ladungsträgerdiffusion aus der Junction. Erste Messungen sowie mögliche zukünftige Anwendungen werden diskutiert.

Unterstützt durch das BMFG.

Paritätsverletzung in der elastischen $p\alpha$ -Streuung

J. LANG, TH. MAIER, R. MUELLER, F. NESSI-TEDALDI, TH. ROSER, M. SIMONIUS und J. SROMICKI, Institut für Mittelenergiephysik, Eidg. Technische Hochschule, CH-8093 Zürich

W. HAERBERLI, University of Wisconsin, Madison, Wisconsin 53706, USA

S. JACCARD, Schweiz. Institut für Nuklearforschung, CH-5234 Villigen

Die Grösse der Paritätsverletzung in den Kernkräften wird aus einem Vergleich der Wirkungsquerschnitte der elastischen Streuung von 46 MeV Protonen mit positiver bzw. negativer Helizität an ^4He bestimmt. Die Resultate einer Messung, die die Bestimmung der longitudinalen Analysierstärke A_z auf eine Genauigkeit besser als 1×10^{-7} erlaubt und deren Auswertung noch im Gange ist, werden diskutiert. Eine theoretische Rechnung lieferte für A_z einen Wert von -5.6×10^{-7} .

Paritätsverletzung im γ -Zerfall von polarisierten $^{19}\text{F}^*$ -Kernen

K. ELSENER, W. GRÜEBLER, V. KÖNIG, P. A. SCHMELZBACH, J. ULBRICHT, D. SINGY, CH. FORSTNER, B. VUARIDEL und W. Z. ZHANG Institut für Mittelenergiephysik der ETH Zürich, CH-8093 Zürich

Die paritätsverletzende Asymmetrie im $^{19}\text{F}^*$ -(110 keV) Zerfall wurde am ETHZ-Tandembeschleuniger mit hoher Genauigkeit gemessen. Die polarisierten $^{19}\text{F}^*$ -Kerne sind mit Hilfe des intensiven polarisierten Protonenstrahls über die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\bar{p}, \alpha)^{19}\text{F}^*$ erzeugt worden. Zwei symmetrisch zum Strahl aufgestellte Ge-Detektoren dienten zur Messung der 110 keV γ -Strahlung. Mögliche

systematische Fehler in der Messung von A_γ wurden zusätzlich unterdrückt, indem man das Vorzeichen der Polarisation im Protonenstrahl schnell umschaltete. Das Experiment ergibt eine paritätsverletzende Asymmetrie im $^{19}\text{F}^*$ -Zerfall von

$$A_\gamma = -(6.8 \pm 1.8) \times 10^{-5}.$$

Beiträge von systematischen Fehlern sind wesentlich kleiner als der statistische Fehler. Dieses neue Resultat, zusammen mit verbesserten Schalenmodellrechnungen, schränkt den Wertbereich der schwachen Meson-Nukleon-Kopplungskonstanten wesentlich ein. Die Uebereinstimmung mit Voraussagen basierend auf der Weinberg-Salam Theorie und des Quarkmodells ist gut.

Messung der Lebenszeit des Metastabilen 2s-Zustandes von Myonischen Heliumionen

H. P. VON ARB, F. DITTUS, P. EGELHOF, H. HEEB, H. HOFER, F. KOTTMANN, S. NIGGLI, R. SCHAEAREN, D. TAQQU und J. UNTERNÄHER, IHP der ETH Zürich und Institut für Physik der Universität Basel, CH-4056 Basel

Es wird über eine Messung der Lebensdauer des 2s-Zustandes von $(\mu^- \text{He})^+$ -Ionen bei tiefen Gasdrucken berichtet. Bei einem He-Druck von 30 Torr (300 K) ist diese Lebensdauer genügend gross, um eine Präzisionsmessung der 2s-2p-Energiedifferenz im myonischen Helium mit Laserspektroskopie zu ermöglichen. Daraus kann der Kernladungsradius von ^3He und ^4He auf 0.2% genau bestimmt werden.

Mikroskopisches Modell für Vorgleichgewichts-Transferreaktion

H. JASICEK, H. MARKUM, CH. DORNINGER, Institut für Kernphysik, TU Wien
H. H. MÜLLER, Physik Institut, Univ. Zürich, CH-8093 Zürich
R. WAGNER, Institut für Physik, Univ. Basel, CH-4056 Zürich

Am Beispiel von $(p, ^3\text{He})$ - und (p, α) -Reaktionen, bei denen der Endkern im Vorgleichgewichtsbereich verbleibt, wird gezeigt, daß Winkelverteilungen und Analysierstärken mit einem mikroskopischen CCBA-Modell beschrieben werden können, sofern Mehrstufenprozesse berücksichtigt werden.

Myonkatalysierte Kernfusion

W. H. BREUNLICH, M. CARGNELLI, P. KAMMEL, J. MARTON, P. PAWLEK, J. WERNER, J. ZMESKAL, P. ACKERBAUER, M. FUCHS, N. NÄGELE (ÖAW-Wien), A. JANETT, C. PETITJEAN (SIN, Villigen), R. H. SHERMAN (LANL, Los Alamos), J. BISTIRLICH, K. M. CROWE, J. KURCK (UC Berkeley), H. BOSSY, H. DANIEL, T. VON EGIDY, F.-J. HARTMANN, W. NEUMANN, G. SCHMIDT (TU München)

In den letzten Jahren hat das Gebiet der myonkatalysierten Kernfusion durch die Entdeckung von Resonanzeffekten bei der Bildung von myonischen Wasserstoffmolekülen neue Aktualität erlangt. Das Ziel unseres Forschungsprogrammes

ist es, die mesomolekularen Prozesse in Gemischen von Deuterium und Tritium zu untersuchen, um die volle Komplexität des myoninduzierten Fusionszyklus zu verstehen. Ein Überblick über unser Forschungsprojekt und erste Resultate werden präsentiert.

Transferreaktionen mit leichten Ionen

H. JASICEK, H. LEEB, H. OBERHUMMER und P. RIEHS, Atominstitut der Oesterreichischen Universitäten, A-1020 Wien, Oesterreich

H. J. HAUSER, F. HOYLER, T. ROHWER und G. STAUDT, Institut für Physik, Universität Tübingen, D-7400 Tübingen, BRD

H. H. MÜLLER, W. PFEIFER und P. SCHÖBER, Physik Institut der Universität Zürich, CH-8001 Zürich

Die besonderen Eigenschaften der Transferreaktionen mit leichten Ionen, insbesondere deren Selektivität und Empfindlichkeit auf das Kerninnere, machen diese zu einem wichtigen Hilfsmittel in der Kernspektroskopie. Im Rahmen des Projekts wurden sowohl direkte als auch Vergleichgewichtsprozesse bei Projektilenergien zwischen 25 und 72 MeV experimentell und theoretisch untersucht. Die Messungen wurden am Isochronzyklotron der KFA-Jülich, am Tandembeschleuniger des MPI für Kernphysik, Heidelberg und am Injektorzyklotron des SIN durchgeführt. Die theoretische Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärken erfolgt in einem mikroskopischen Ein- und Zweistufenmodell in der DWBA und CCBA. Neben dem Verständnis für den Reaktionsmechanismus werden auch die Abhängigkeiten des verwendeten theoretischen Modells von den optischen Potentialen, der Wellenfunktionen des Atomkerns und den effektiven Nukleon-Nukleon-Potentialen diskutiert. Besonderes Augenmerk wird der Diskrepanz zwischen den Absolutgrößen der theoretischen und experimentellen Wirkungsquerschnitte gewidmet.

Diagnostik eines polarisierten Protonenstrahls für $E_p \approx 5$ MeV

B. VUARIDEL, K. ELSNER, V. KOENIG und W. GRÜEBLER, Institut für Mittelenergiephysik der ETH Zürich, CH-8093 Zürich

Ein Strahlprofilmonitor für polarisierte Protonenstrahlen bei tiefen Energien ($E_p = 4\text{--}12$ MeV) wurde an der ETHZ konstruiert und getestet. Er liefert die Intensitätsprofile, die Profile der zwei transversalen Komponenten der Polarisation sowie die systematischen Strahlschwankungen bezüglich der beiden Polarisationszustände des Strahls. Erste Resultate bei $E_p = 5$ MeV haben gezeigt, dass der Strahlprofilmonitor ein wertvolles Hilfsmittel bei der Durchführung von Präzisionsexperimenten mit niederenergetischen polarisierten Protonenstrahlen ist.

Elektronenstreuung an Kernen der Uebergangsregion axial deformiert – triaxial

W. BOEGLIN, P. EGELHOF und I. SICK, Institut für Physik, Universität Basel CH-4056 Basel
 J. P. BAZANTAY, J. B. BELLICARD, J. M. CAVEDON, J. C. CLEMENS, B. FROIS, D. GOUTTE, X.-H. PHAN,
 S. K. PLATCHKOV und S. WILLIAMSON DphN/HE, CEN Saclay, F-91190 Gif-sur-Yvette, France

Inelastische Elektronenstreuung an $^{188,190,192}\text{Os}$ und $^{194,196}\text{Pt}$ ermöglicht die Bestimmung von Uebergangsladungsdichten im Massenbereich, in dem die Kerndeformation von axial deformiert nach triaxial wechselt. Elastische und inelastische Wirkungsquerschnitte wurden bei $E_{\text{Lab}} = 200 \text{ MeV}$ und $E_{\text{Lab}} = 500 \text{ MeV}$ bei Impulsüberträgen $0.5 < q < 2.7 \text{ [fm}^{-1}\text{]}$ mit einer Energieauflösung von 50 keV gemessen. Erste Ergebnisse der Datenanalyse werden gezeigt.

Ambiguities in the $pp \rightarrow \pi d$ amplitudes analysis

F. FOROUGH, University of Neuchâtel, CH-2000 Neuchâtel

Amplitudes for this production reaction were fitted to data from 447 to 800 MeV. The parametrization uses the zeroes of the amplitudes. Particular emphasis has been given to the ambiguities of the analysis. These ambiguities will be presented and discussed.

Pion Absorption im Flug an ^3He

S. CIERJACKS, S. LJUNGFELT, U. MANKIN, G. SCHMIDT, H. ULLRICH, G. BACKENSTOSS, M. IZYCKI, M. STEINACHER, P. WEBER, H.-J. WEYER, K. VON WEYMARN, M. FURIC und T. PETKOVIC, Kernforschungszentrum und Universität Karlsruhe, Postfach 3640, D-7500 Karlsruhe 1, BRD; Institut für Physik, Universität Basel, CH-4056 Basel; Ruder Boskovic Institut, Postfach 1016, YU-41001 Zagreb, Yugoslavia

Am SIN wurden kinematisch vollständige Messungen zur Pionabsorption mit π^+ und π^- mit 80 MeV, 120 MeV und 165 MeV kinetischer Energie durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen eine unerwartet starke Unterdrückung der quasi-freien Absorption an Nukleon Paaren mit Isospin 1. Die Energieabhängigkeit dieses Effekts wurde untersucht und mit theoretischen Ansätzen verglichen. Desweiteren werden Absorptionsprozesse diskutiert, bei denen alle 3 Nukleonen beteiligt sind.

 π^+ and π^- elastic and inelastic scattering on ^6Li at 100, 180 and 240 MeV

L. E. ANTONUK,¹⁾ D. BOVET, E. BOVET, Y. DE COULON, J.-P. EGGER, F. GOETZ, P. GREILLAT, C. LUNKE and E. SCHWARZ, Institut de Physique, Université de Neuchâtel, CH-2000 Neuchâtel,
 G. S. ADAMS, G. S. BLANPIED and B. M. FREEDOM, Physics Dept., University of South Carolina,
 Columbia SC 29208, USA
 R. HOFMANN, K. JUNKER and E. LEVIN, SIN, CH-5234 Villigen, Swit

The results of a series of measurements for elastic and inelastic scattering of π^+ and π^- on ^6Li are reported. ^6Li with its non zero spin is an inviting choice for

¹⁾ Now at Laboratoire National Saturne, Saclay, F-91190 Gif-sur-Yvette.

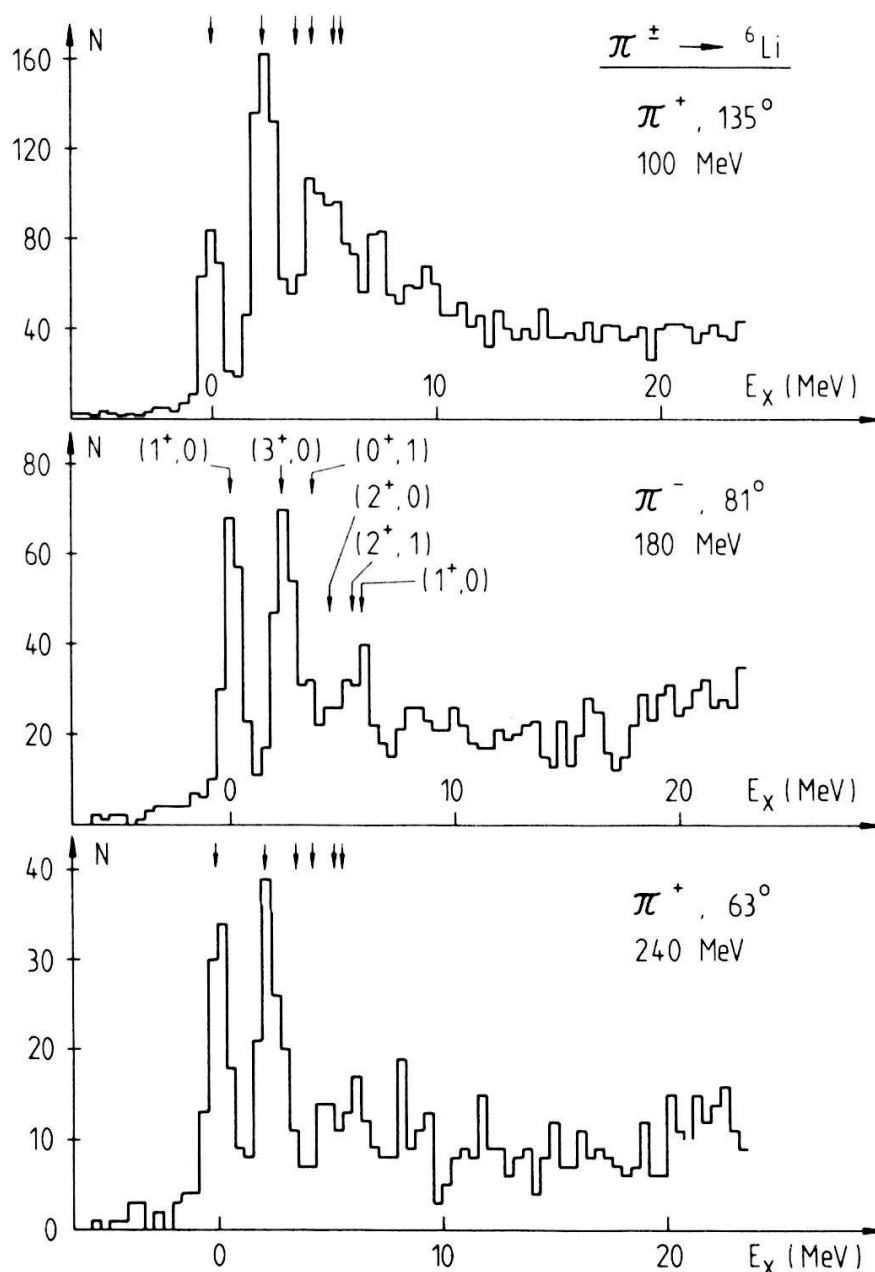


Figure 1

Scattering spectrum for three incident pion energies.

various theoretical studies such as Δ -hole or cluster models. Measurements were carried out at SIN with the SUSI pion spectrometer. Data were taken across the $\pi N(3.3)$ resonance at 100, 180 and 240 MeV. Figure 1 shows a typical spectrum at each energy. Differential cross sections have been extracted for the elastic ($J^P = 1^+, T = 0$) and for the first excited state ($J^P = 3^+, T = 0, E_x = 2.19$ MeV). The cross section values for the $J^P = 0^+, T = 1, E_x = 3.56$ MeV state were found to be very small as is evidenced by Figure 1. The results are presented in Figure 2 for π^+ and π^- scattering at 100 MeV. They are compared with theoretical results obtained in the Δ -hole formalism. These theoretical calculations include explicitly all the p -shell rearrangement channels. The calculated angular distributions in Figure 2 have been obtained using values of the Δ -nucleus interaction ('spreading potential') which are similar to those derived from analyses of π - ^4He , π - ^{12}C and π - ^{16}O scattering. Theoretical analysis of π inelastic scattering is in progress.

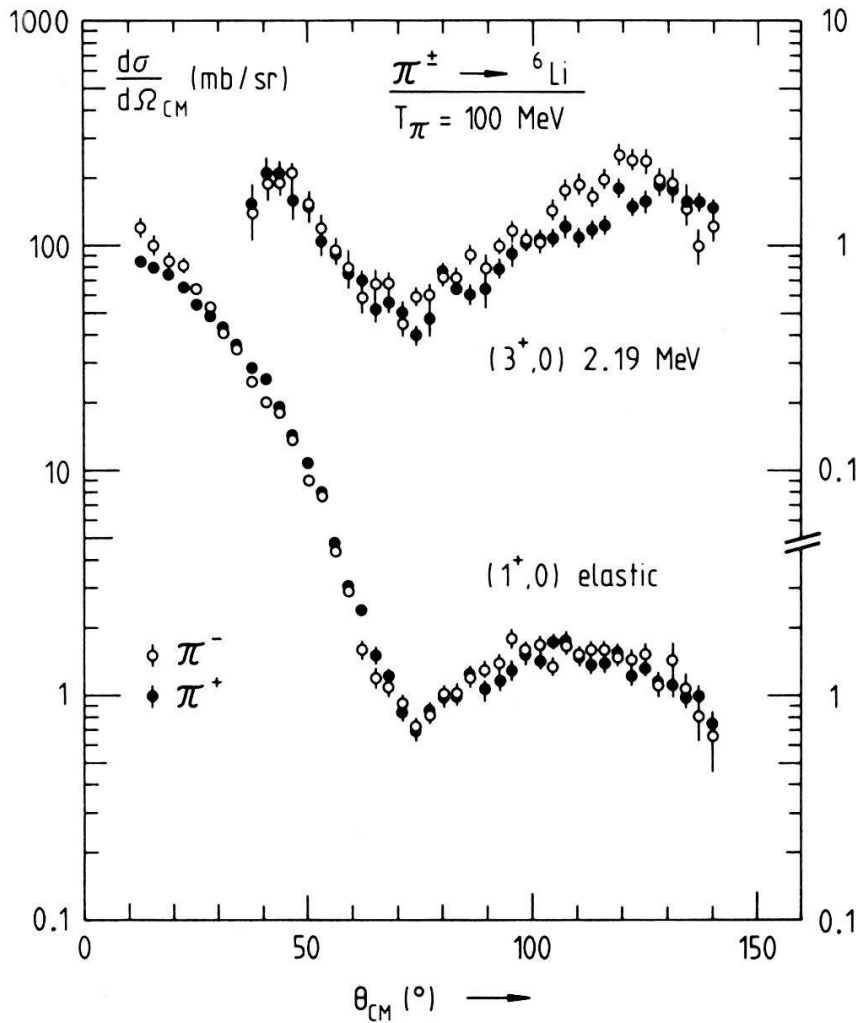


Figure 2

Differential cross section versus CM scattering angle for elastic and inelastic ($J^P = 3^+$) pion scattering on ${}^6\text{Li}$ at 100 MeV.

Pion-lithium scattering in the α - n - p cluster model

J.-F. GERMOND and P. HUGUENIN, Institut de Physique, Université de Neuchâtel, CH-2000 Neuchâtel

Pion elastic scattering by ${}^6\text{Li}$ in the region of the Δ resonance is calculated within the eikonal framework. The ${}^6\text{Li}$ nucleus is described by a realistic three-body α - n - p cluster wave function. Using the experimental pion-alpha and pion-nucleon scattering amplitudes as input, the model agrees fairly well with the differential and total cross sections data from SIN. Predictions for the vector analysing power will also be presented and discussed.

Messung der Reaktion $^{16}\text{O}(\pi, \pi p) ^{15}\text{N}_{\text{g.st}}$ bei $T_\pi = 240$ und 162 MeV

P. AMAUDRUZ, Th. S. BAUER, G. KYLE, J. J. DOMINGO, C. H. Q. INGRAM, J. JANSEN, D. RENKER und J. ZICHY, Schweiz Institut für Nuklearforschung (SIN), CH-5234 Villigen
R. STAMMINGER und F. VOGLER, Physikalisches Institut, Universität Erlangen-Nürnberg, D-8520 Erlangen, BRD

Die Reaktion $^{16}\text{O}(\pi, \pi p) ^{15}\text{N}$ wurde kinematisch vollständig gemessen, wobei der Grundzustand des Endkerns ^{15}N von den angeregten Zuständen getrennt werden konnte. Die Messungen wurden am πMI des SIN durchgeführt. Mit dem Spektrometer SUSI wurden die ausgehenden Pionen nachgewiesen, die Protonen in einem weiteren, 600 msr grossen Detektor, der aus 3 Szintillator-Teleskopen und 2 Violdrahtkammern besteht. Es wurden fünf Pionenwinkel zwischen 30° und 134° bei den Energien 162 MeV und 240 MeV gemessen. Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von π^+/π^- zeigt starke Variationen als Funktion der Kinematik und des Endzustandes in ^{15}N . In der Nähe des quasi-freien Punktes wurden Verhältnisse gefunden, die ein Vielfaches von dem der freien π^\pm -p Streuung erreichen. Eine Interpretation im Rahmen des Δ -hole Formalismus wird vorgeschlagen.

The study of carbon breakup by negative pions at 150 MeV

F. GOETZ, L. E. ANTONUK, G. S. BLANPIED, D. BOVET, J.-P. EGGER, P. GRETILLAT, C. LUNKE, C. PERRIN, J.-P. PERROUD, B. M. PREEDOM and E. SCHWARZ, Collaboration Grenoble – Lausanne – Neuchâtel – South Carolina

The object of this experiment is to study the (π, π') and (π^-, π^-N) reactions on ^{12}C and ^{13}C at 150 MeV. The measurements were performed at SIN on the πMI channel and the SUSI magnetic spectrometer. For a complete description of the beamline see for example the article by Albanèse [1]. In addition to the beamline and spectrometer that were in their normal configuration, a nucleon detector was used in coincidence with the spectrometer. This nucleon detector, which was built at the University of Lausanne, consists of two arrays of plastic scintillator, bars, and its efficiency for neutron detection is about 20%. The surface of the detector is 1 m^2 and it was placed at 3 m from the target. The energy of the nucleon was determined by a time of flight measurement and charged particles were discriminated from neutrons with an additional thin scintillator placed between the target and the detector. Furthermore, the pulse amplitudes were measured thus also enabling a discrimination between protons and deuterons (Figure 1).

In order to study the breakup of ^{12}C and ^{13}C by pions, two types of measurements were done. First an angular distribution for (π, π') inelastic scattering and second an angular distribution of $(\pi, \pi N)$ data in which the scattered pion was detected in coincidence with the nucleon.

Figure 2 shows the excitation energy spectra obtained for scattering on ^{12}C , and on Figure 3 the inelastic cross sections are compared for ^{12}C and ^{13}C . Each of the points on Figure 3 were obtained by integrating the energy spectrum over the whole continuum.

The solid curve is to guide the eye, and the dashed curve was obtained by

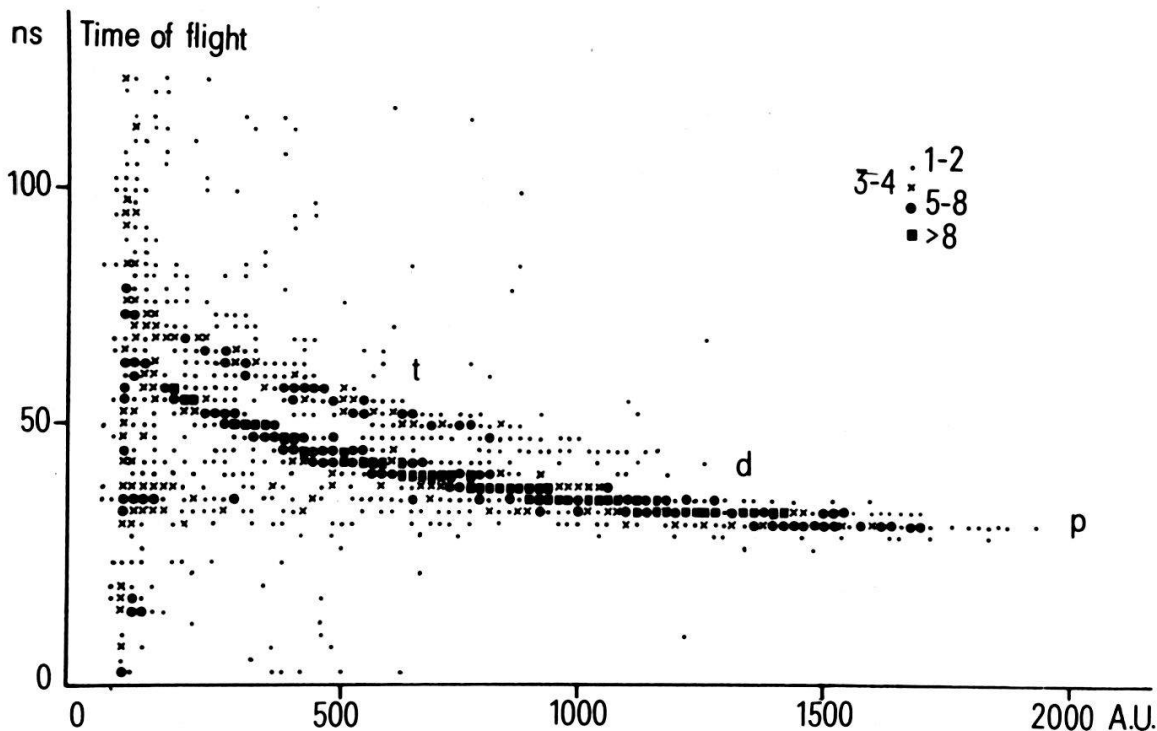


Figure 1

Discrimination between different charged particles. The time of flight (nanoseconds) is plotted as a function of the light output (arbitrary units) of the particles in the plastic scintillator.

calculating a weighted average of the pion nucleon cross section:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = N_{\text{eff}} \cdot \left[\frac{z}{A} \frac{d\sigma}{d\Omega} (\pi^- p) + \frac{N}{A} \frac{d\sigma}{d\Omega} (\pi^- n) \right]$$

where A , N and Z are the number of nucleons, neutrons and protons in the target nucleus. In this simple picture, N_{eff} can be interpreted as the effective number of nucleons taking part in the reaction. Because the pion does not penetrate far into the nucleus, but reacts on the surface, it cannot 'see' all the nucleons inside the target. N_{eff} was estimated to be 3.6 for ^{13}C and 3.3 for ^{12}C . The agreement between the data and this simple calculation is better at backward angles than at forward angles because of Pauli blocking effects.

In previous measurements by Ingram et al. [2] and by Baumgartner et al. [3], N_{eff} was estimated to be 4.8 for ^{16}O and 1.4 for ^4He .

If the impulse approximation is applicable to the description of the $(\pi, \pi N)$ reaction, then there must be a correlation between the excitation energy and the recoil momentum of the residual nucleus. According to the I.A. the recoil momentum is equal and opposite to the momentum the nucleon had inside the nucleus before the reaction. For light nuclei it is known from (e, ep) scattering that if the nucleon was ejected from a p shell state, its momentum was most likely on the order of 100 MeV/c, and because of its small binding energy, the residual nucleus will be left with little or no excitation energy. In the case of the ejection of an S state nucleon, the recoil momentum will be very low and the corresponding excitation energy about 30 MeV.

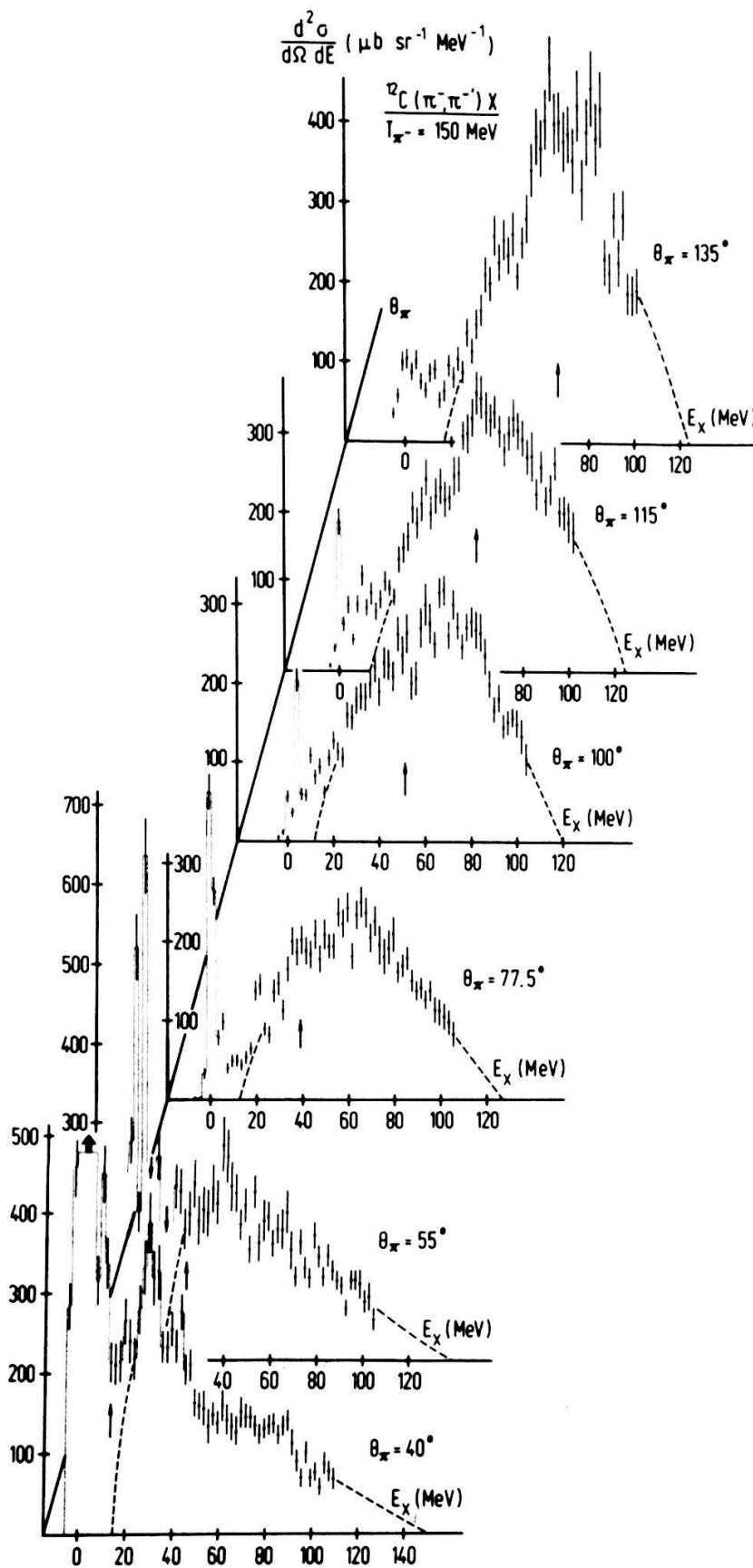


Figure 2
Excitation energy spectra for an angular distribution of π^- scattering on ^{12}C .

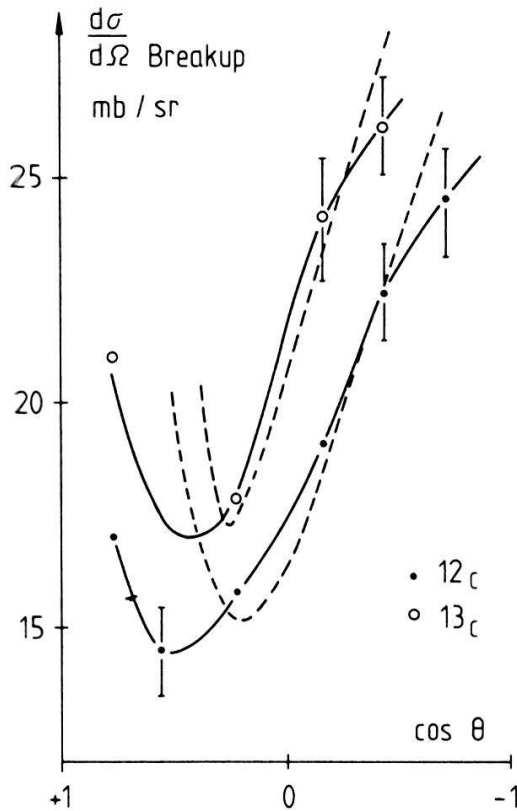


Figure 3

Inelastic scattering cross section as function of $\cos \theta$ for ^{12}C and ^{13}C . The solid curve is to guide the eye. The dashed curve was calculated according to the expression indicated in the text.

Such a correlation was indeed observed for the $(\pi, \pi N)$ reaction as illustrated by Figure 4.

Figures 5 to 8 show the excitation energy spectra of the residual nucleus for $(\pi, \pi N)$ reactions on ^{12}C and ^{13}C . The resolution is due to the straggling of the pion and the nucleon in the target. Although the vertical scale units are arbitrary,

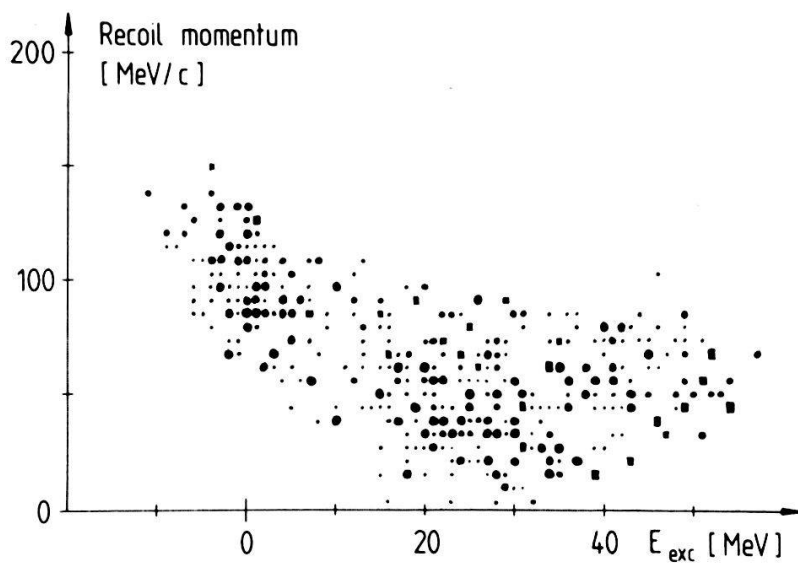


Figure 4

$^{12}\text{C}(\pi, \pi p)^{11}\text{B}^*$ $\theta_\pi = 115^\circ$ $\theta_p = 25^\circ$.

The recoil momentum of the residual nucleus is plotted as a function of its excitation energy.

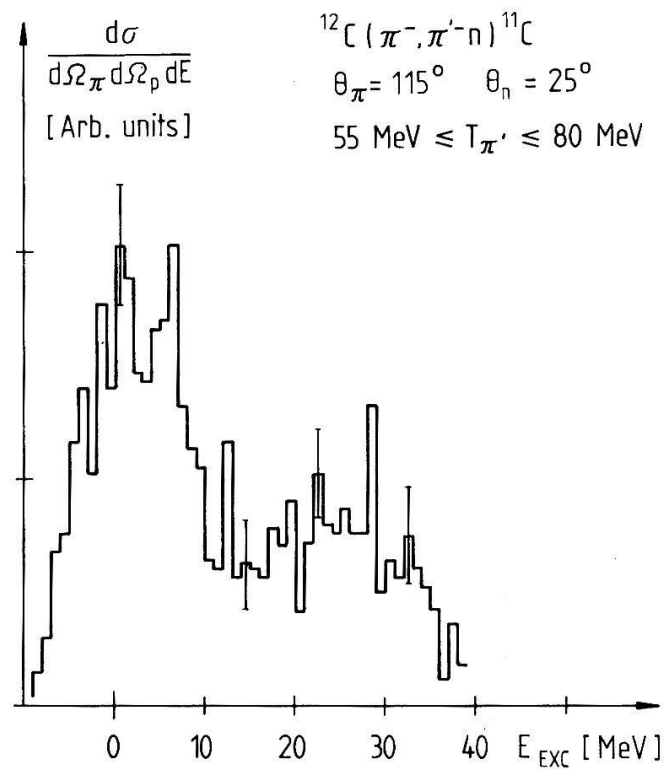


Figure 5
 $^{12}\text{C}(\pi, \pi n)^{11}\text{C}^* \quad \theta_\pi = 115^\circ \quad \theta_n = 25^\circ$.
 Excitation energy spectrum of the residual nucleus.

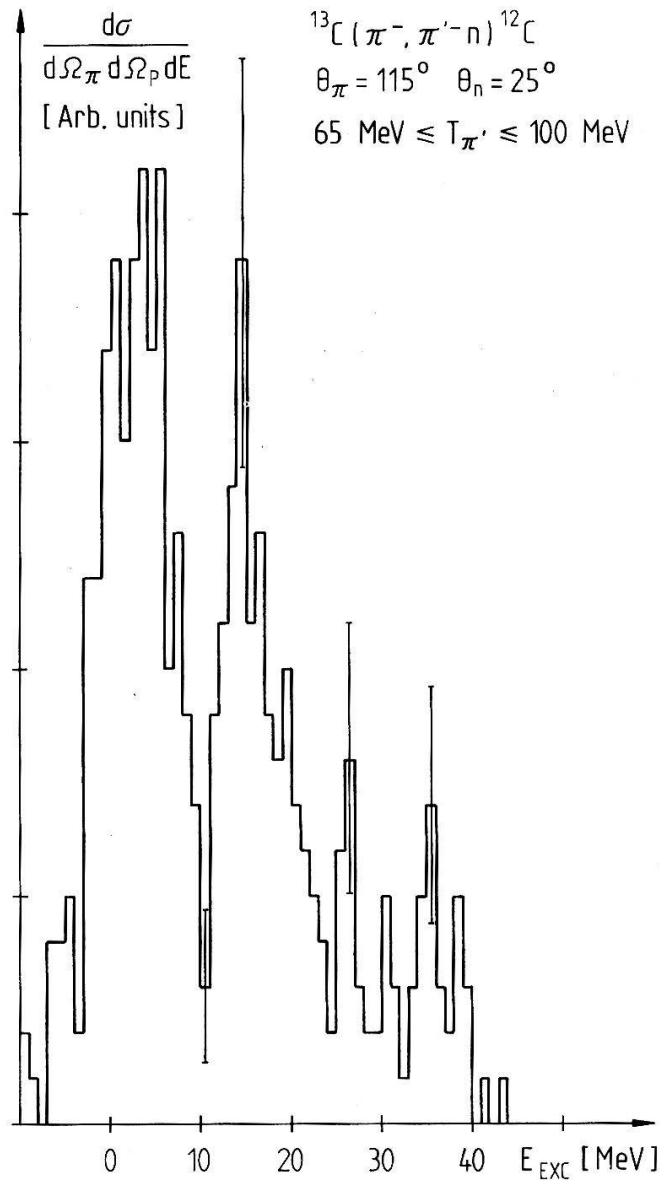


Figure 6
 $^{13}\text{C}(\pi, \pi n)^{12}\text{C}^* \quad \theta_\pi = 115^\circ \quad \theta_n = 25^\circ$.
 Excitation energy spectrum of the residual nucleus.

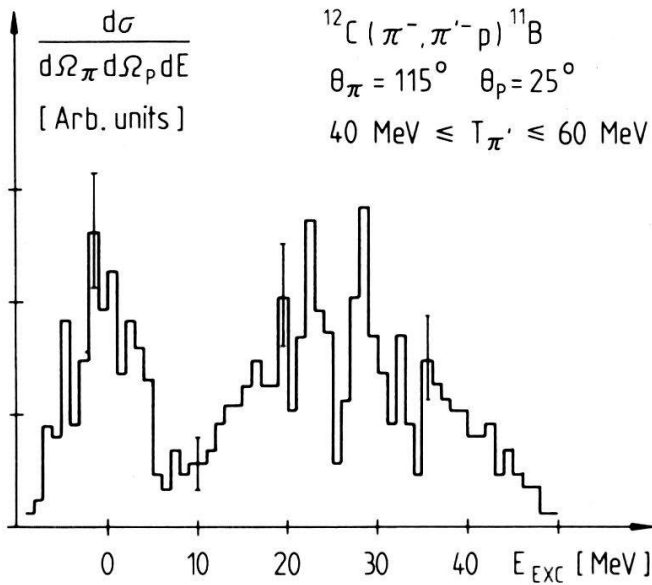


Figure 7

 $^{12}\text{C}(\pi, \pi p)^{11}\text{B}^* \quad \theta_{b_p} = 115^\circ \quad \theta_p = 25^\circ.$

Excitation energy spectrum of the residual nucleus.

they are the same for the two $(\pi, \pi n)$ and $(\pi, \pi p)$ spectra. It is interesting to observe the similarity between $^{12}\text{C}(\pi, \pi p)^{11}\text{B}$ and $^{13}\text{C}(\pi, \pi p)^{12}\text{B}$, and the difference between $^{12}\text{C}(\pi, \pi n)^{11}\text{C}$ and $^{13}\text{C}(\pi, \pi n)^{12}\text{C}$ due to the additional $1p_{1/2}$ neutron in ^{13}C . It must be emphasized that these data are preliminary and that instrumental effects (like the finite acceptance of the spectrometer) will be taken into account more carefully. In particular, the relative importance of the two peaks, and the relative number of counts between ^{12}C and ^{13}C are not well understood.

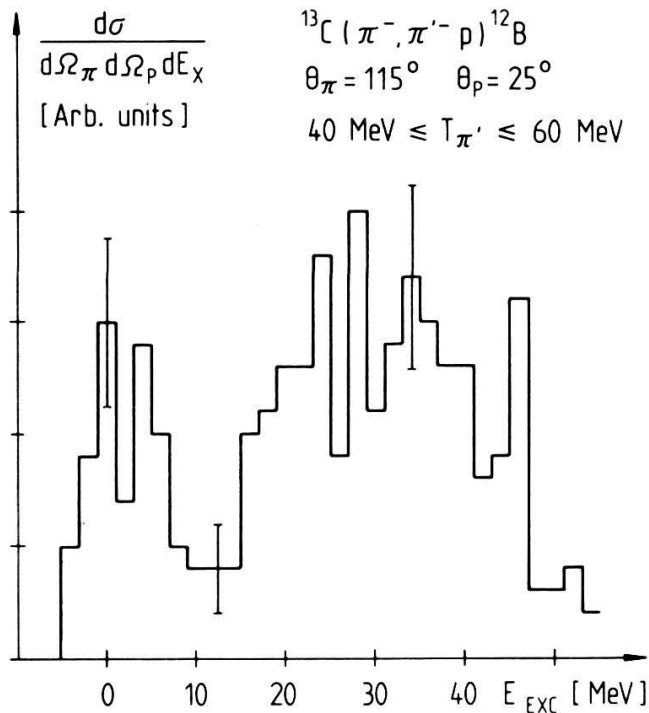


Figure 8

 $^{13}\text{C}(\pi, \pi p)^{12}\text{B}^* \quad \theta_\pi = 115^\circ \quad \theta_p = 25^\circ.$

Excitation energy spectrum of the residual nucleus.

The absolute normalization of these measurements has not been determined yet, but this can be done by the analysis of the coincidence measurement of π^- scattering on hydrogen. This normalization will enable us to determine what the contribution of $(\pi, \pi N)$ quasifree scattering is to the total inelastic scattering (π, π') cross section.

Furthermore, the results of this analysis will be compared to calculations based on the impulse approximation and on the Δ -hole theory.

REFERENCES

- [1] J.-P. ALBANÈSE et al., Nucl. Instr. and Meth. 158 (1979) 363.
- [2] C. H. Q. INGRAM, Meson-Nuclear Physics, ed. E. V. Hungerford, AIP 54 (1979) 455.
- [3] M. BAUMGARTNER et al., Nucl. Phys. A399 (1983) 451.

Rapport de la réunion de printemps 1984 de la Société Suisse de Physique	470
Baur, J., et Kulik, A.: Mesure de frottement intérieur par analyse du signal	474
Gremaud, G., Li Ping Ho, et Benoit, W.: Mécanismes d'interaction entre dislocations et défauts ponctuels dans l'aluminium au voisinage de la température ambiante	474
Ammann, J.-J., Buffat, P., Rytz, D., et Stadelmann, P.: Nature des dislocations dans KTN	474
Solt, G., and Beck, H.: The susceptibility of an impurity: change in interatomic forces around implanted H-atoms in metals.	477
Fünfschilling, J., Zschokke-Gränacher, I., Canonica, S. A., und Wild, U. P.: Quantum-Beats im Fluoreszenzzerfall von Tetracen-Kristallen	477
Magne, G., et Bill, H.: Etude <i>RPE</i> du Cu^{2+} dans NaF	478
Ravi Sekhar, Y., and Bill, H.: Radiation induced defects in CrO_4^{2-} doped K_2SO_4 single crystals	478
Maglione, M., et Höchli, U. T.: Investigation électrométrique et électromécanique de $\text{KTaO}_3\text{:Li}$	478
Rudigier, H., Ot, H. R. and Vogt, O.: Spezifische Wärme der Uranmonopniktide UX ($\text{X} = \text{N}, \text{P}, \text{As}, \text{Sb}$) bei tiefen Temperaturen	483
Razafimandimby, H., Fulde, P., and Keller, J.: Theory of the Heavy Fermion Superconductor CeCu_2Si_2	483
Meul, H. W., Rossel, C. et Fischer, Ø.: Supraconductivité induite sous champ magnétique	483
Decroux, M.: Mesure de la chaleur spécifique de EuMo_6S_8 jusqu'à 15 kbar	484
Benzing, A., Decroux, M., Muller, J., and Yvon, K.: Sur l'existence du $\text{Mo}_8\text{Ga}_{41}$ et ses propriétés	484
Holguin, E., et Rinderer, L.: Destruction de la supraconductivité par un courant inférieur à I_c	484
Joss, W., Hall, L. N., and Crabtree, G. W., and Vuillemin, J. J.: Absence of magnetic field dependence of the cyclotron effective masses of electrons on the Fermi surface of Pd	485
Wuilloud, E., Schneider, W. D., et Baer, Y.: La structure électronique du CeO_2	485
Delley, B., und Beck, H.: Vielkörpereffekte in den Spektren von CeO_2 : Eine Modellrechnung	486
Delley, B.: Elektronenstruktur geladener Microcluster	486
Schlögl, R.: Ladungsübertragung in Eisenchlorid Graphit-Einlagerungsverbindungen (GEV)	486
Brüesch, P., Atrons, A., Müller, K., und Neff, H.: Korrosion von rostfreien Stählen: Eine XPS-Untersuchung der Passiv-Filme	487
Reis, R., Strässler, S., and Wieser, D.: On the mechanism of the catalytic oxidation of gases on tin oxide	487
Mo, Y., Mörke, I., and Wachter, P.: The influence of surface roughness on the SERS of pyridine on copper and silver surfaces.	487
Stucki, F., Gisler, E., and Bas, E. B.: Anwendung der Hybrid Elektronen-Ionen Kanone in oberflächenanalytischen Systemen	489
Oelhafen, P., Indlekofer, G., Hauert, R., Gubler, U. M., Brunner, A., Lapka, R., and Güntherodt, H.-J.: Die Elektronenstruktur metallischer Gläser: Yttrium- und Hafnium-Legierungen	490
Hauert, R., Oelhafen, P., und Güntherodt, H.-J.: Adsorption auf amorphen Metalloberflächen	490
Oelhafen, P., Indlekofer, G., und Güntherodt, H.-J.: Metallische Urangläser mit verschiedenen 5f Elektronenkonfigurationen	490
Lapka, R., Oelhafen, P., Gubler, U. M., und Güntherodt, H.-J.: Vergleich verschiedener Methoden zur Untersuchung der Elektronenstruktur binärer Legierungen (metallischer Gläser)	491
Gubler, U. M., Häussler, P., Oelhafen, P., Baumann, F., und Güntherodt, H.-J.: Photoelektronenspektroskopie an amorphen $\text{Cu}_x\text{Sn}_{1-x}$ - and $\text{Ag}_x\text{Sn}_{1-x}$ Filmen	491
Indlekofer, G., Oelhafen, P., Gubler, U. M., Lapka, R., Güntherodt, H.-J., Lüders, K., und Khan, H. R.: Die Elektronenstruktur von V-Mo Legierungen	491
Reim, W., Schoenes, J., und Vogt, O.: Der $f \rightarrow d$ Übergang in $\text{USb}_x\text{Te}_{1-x}$	492
Elminger, M., Mörke, I., und Wachter, P.: Intra-4f-Übergänge und Multiphonoemission bei inelastischer Lichtstreuung in SmSe	494
Triggs, P., and Lévy, F.: Optical properties of Ru doped TiO_2	497
Czeja, W.: Coherent phonon state and multiphoton emission in solids	497

Neuenschwander, J., Boppart, H., and Wachter, P.: Das Verhalten von $\text{Tm}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Se}$ unter Druck	497
Hagemann, H., et Bill, H.: Etude Raman des transitions de phase dans $(\text{EtNH}_3)_2\text{MCl}_4$ (= EAMC) avec $\text{M} = \text{Mn}, \text{Cd}$	499
Zumofen, G., Blumen, A., und Klafter, J.: Inkohärenter Energietransport auf fraktalen Strukturen	500
Gennser, U., Zürcher, P., Ilegems, M., and Weimann, G.: Persistent photoconductivity (PPC) in a modulation doped $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.31}\text{Ga}_{0.69}\text{As}$ heterojunction	500
Frick, B., Schoenes, K., und Vogt, O.: Elektrischer Widerstand der Uranmonopnik-tide	500
Fierz, Ch., Decroux, M., und Sierro, J.: Thermokraft von α -Cer	502
Amato, A., et Sierro, J.: Pouvoir thermoélectrique sous champ magnétique de TmS et Tm_xSe	502
Stubi, R., Probst, P.-A., Huguenin, R., and Gasparov, V.: Electron scattering rate in noble metals at low temperature	502
Bischof, R., Kaldis, E., und Tellefsen, M.: Phasendiagramm La-H und die Kristallisation von LaH_{3-x}	503
Huber, H., Mall, M., Roos, J., und Brinkmann, D.: Kernmagnetische Resonanz unter hohen Drucken in MgAgI_5 -Superionenleitern	503
Dommann, A., Looser, H., Mali, M., Roos, J., und Brinkmann, D.: NMR-Messungen der ^{109}Ag -Diffusionskonstanten in $\text{Ag}_{26}\text{I}_{18}\text{W}_4\text{O}_{16}$ mit der Methode der gepulsten Magnetfeldgradienten	504
Schweickert, E., Roos, J., Mali, M., und Brinkmann, D.: NMR-Messung der ^7Li -Diffusionskonstanten in Li_3N mit gepulsten Magnetfeldgradienten	504
Borcard, B., et Béné, G.J.: Un dispositif de mesure de la dispersion de la relaxation nucléaire	504
Béné, G.J.: Identification de la dynamique moléculaire de milieux aqueux par dispersion de la relaxation protonique	505
Brönnimann, R., und Kneubühl, F.K.: Lineare Polarisation der spektralen thermischen Emission von ferromagnetischem Eisen	506
Hälg, B., Furrer, A., und Vogt, O.: $\text{Ce}_{0.8}(\text{La}_{0.76}\text{Y}_{0.24})_{0.2}\text{Sb}$, ein beinahe vollständig frustriertes magnetisches System	507
Falk, U., und Furrer, A.: Biquadratischer Austausch in $\text{CsMn}_x\text{Mg}_{1-x}\text{Br}_3$	508
Loosli, H.H., und Balderer, W.: Kombination verschiedener Isotopenmethoden bei hydrologischen Untersuchungen	508
Schneider, S.M.O.L.: Über parametrische Resonanzen in Schrittmotoren	509
Roschger, E., Schwarzenbach, A.P., und Weber, H.P.: Stabiler Nd: Phosphatglas-Oszillator mit aktivem Modelocking und Q-switch	511
Raemy, A., Michel, F., Lambelet, P., und Berrocal, R.: Exothermic reactions, selfignition and dust explosions of food products	511
von Känel, H., Gantert, L., Hauger, R., und Wachter, P.: Wasserstoff-Entwicklung auf belichteten Halbleiterelektroden vom Typ MeP_2 ($\text{Me} = \text{Cu}, \text{Zn}, \text{Cd}$)	512
Henchoz, P.-D., Lüthy, W., et Weber, H.P.: Gain a faible intensité dans de la vapeur de iodure de thallium photodissociée	513
Barbisch, B., und Kwasnitza, K.: Stabilitätsuntersuchungen an technischen Supraleitern	514
Depeursinge, Y., et Stettler, J.C.: Numerical solution of the non-linear diffusion equations in a moving boundary domain. Application to the microelectronic technology	516
Schmid, J.: Bestimmung von Geschwindigkeit, Temperatur und Dichte seltener Ionen im Sonnenwind	517
Bichsel, R.: Propriétés physiques de couches minces de MoSe_2 élaborées par pulvérisation cathodique magnétron	517
Moor, E., Stauffer, B., und Oeschger, H.: Trockenextraktion von Gasen aus Luftblasen in Eis	517
Valk, B., Hodel, W., und Weber, H.P.: Picosekunden Transmission durch optische Fibern	518
Ramseyer, H., Eberhardt, P., und Kopp, E.: Bestimmung von Wasserdampfkonzentrationen in der untern Ionosphäre aus Dichtermessungen von Si^+ und SiOH^+	518
Hüsler, O.E., von Känel, H., und Lévy, F.: Photoelektrochemische Untersuchungen an hochohmigen SnS_2 -Schichtkristallen	519

Jost, D., Salathé, R., Lüthy, W., and Weber, H.P.: Laser induced periodic surface structures: The case of Si(111)	521
Rüegsegger, W., Meier, R., Schötzau, H.J. und Kneubühl, F.K.: Time-resolved mass spectrometry on a SF ₆ arc	521
Cheetham, A.D., de Chambrier, A., Collins, G.A., Duperrex, P.A., Grossmann, M., Heym, A., Hofmann, F., Hollenstein, Ch., Joye, B., Keller, R., Lietti, A., Lister, J.B., Moret, J.M., Novak, S., Pochelon, A., and Simm, W.: How to cross the q = 3 stability window in TCA	524
Lampart, W., Schwarzenbach, A.P., und Weber, H.P.: Messanordnungen zur Untersuchung der Röntgenstrahlung von lasererzeugten Plasmen	524
Sayasov, Yu.: Back scattering of electrons from the inertial confinement fusion (ICF) targets	524
Munir, Q., und Weber, H.P.: Faseroptischer akustischer Sensor	526
Kayal, A.-H.: Usinage anisotrope des structures convexes et concaves pour capteurs miniatures en silicium	527
Mattenberger, F., and Vepřek, S.: Reversible changes of electrical dark conductivity of microcrystalline silicon due to gas absorption	527
Berchler, J.L., and Popovic, R.: A new Hall-Sensor in CMOS technology	527
Chambrier de, A., Collins, G.A., Duperrex, P.A., Grossmann, M., Heym, A., Hofmann, F., Hollenstein, Ch., Joye, B., Keller, R., Lietti, A., Lister, J.B., Marcus, F.B., Moret, M.J., Novak, S., O'Rourke, J., Pochelon, A., and Simm, W.: Experiments with DC polarization of the RF-antennae of the TCA Tokamak	528
Schnell, S., Lüthy, W., und Weber, H.P.: Der dissoziative Zustand Ti ⁺ +I in Thalliumjodid	528
Bucher, J.P., Ackermann, K.P., et Buschor, R.W.: Caractérisation de revêtements de TiN obtenus par pulvérisation cathodique réactive et leur adhésion à différents substrats	528
Dätwyler, M., und Lüthy, W.: Photodissoziation von TII mit 248 nm Licht	529
Thiébaud, F., und Kneubühl, F.K.: Energiebilanz von Verglasungen	529
Loosli, H.H.: Ionisation in der Atmosphäre: natürliche und künstliche Beiträge	532
Gale, M.T., and Knop, K.: Diffractive two-dimensional diffuser for CCD Color Camera	532
Muheim, J.T.: Die physikalischen Wechselwirkungen (ww): Beispiel DNS-Reduplikation	533
Zogg, H., und Vogt, W.: Epitaktisches Wachstum und MIS-Verhalten von BaF ₂ auf PbSe	536
Hiltbrand, E., et Mehier, H.: Un gradiomètre à protons pour repérer les victimes d'avalanches.	538
Loude, J.-F.: Current-to-frequency isolation converter.	540
Berthou, H., Cochet, F., et Parriaux, O.: Microcourbures périodiques sur fibre multimode et application capteurs	540
Hidber, H.R., Nassenstein, A., Abt, P., Güntherodt, H.-J., Dick, W., und Morscher, E.: Telemetriesystem mit passivem Drucksensor für den medizinischen Einsatz.	541
Knop, K., und Morf, R.: Farbkodierungsverfahren für Ein-Chip-Kameras	541
Cochet, F.: La méthode du rayon propagé (BPM) pour l'étude des composants intervenant dans un capteur optique	542
Widmer, R., and Popović, R.S.: Optimization of signal-to-noise ratio of lateral magnetotransistors.	542
Jaccard, P., Berthou, H., et Parriaux, O.: L'interaction plasmon de surface – onde guidée	542
Bertholds, A., et Dändliker, R.: Mesure interférométrique des propriétés élasto-optiques d'une fibre monomode	543
D'Emma, G.C., and Schwarzenbach, H.U.: Numerical simulation of a lateral magnetotransistor	543
Zürcher, P., Monselesan, D., Bühlmann, H.J., and Ilegems, M.: Hall mobility and carrier concentration in the inversion layer of a p-type Si-MOSFET	547
Solt, K.: Properties of RF sputtered thin permalloy films	548
Ryter, D.: Kriterien für die elementare Integrierbarkeit von stationären Fokker-Planck Gleichungen.	548
Bernasconi, J., and Schneider, W.R.: Real-space renormalization of random walks in a random medium	548
Baeriswyl, D., and Maki, K.: Correlation effects in conducting polymers	548

Magyari, E., und Thomas, H.: Uniaxial ferromagnet in transverse field: phase transitions in domain walls near the Ising limit	549
Erdős, P., and Sütő, A.: Ein didaktisches Modell zum Verständnis der Divergenzen der Störungsrechnung in der Festkörpertheorie	549
Günther, C., und Hepp, K.: Kontinuumslimites des Dicke-Haken-Laxschen Lasermodells	549
Garcia, N., and Stoll, E.: Monte Carlo calculation for electro-magnetic-wave scattering from random rough surfaces	550
Wiesmann, H.J.: Fraktale Struktur des dielektrischen Durchbruchs	550
Frochoux, E.: Etats liés en théories $P(\emptyset)_2$ faiblement couplées	550
Piguet, O., et Sibold, K.: Indépendance de jauge: une nouvelle méthode de démonstration	551
Tauscher, L., Adiels, L., Backenstoss, G., Bergström, I., Blüm, P., Fransson, K., Kerek, A., Koch, H., Pavlopoulos, P., Richter, B., Repond, J., Suffert, M., Tröster, D., und Zioutas, K.: Experimentelle Beobachtung von Baryonium Zuständen bei der \bar{p} Annihilation in ^4He	551
Anderhub, H., Biermann, U., Commichau, V., Deutschmann, M., Draheim, K., Fehlmann, J., Fritze, P., Haerten, U., Hangarter, K., Hawelka, P., Hofer, H., Linnhöfer, D., Paradiso, J., Roderburg, E., Tonutti, M., Viertel, G., und A.H.: 'Time expansion chamber' – Eine neuartige Driftkammer	552
Borer, K., Hahn, B., Hänni, H., Mani, P., Schacher, J., Stocker, F., und Zeller, W.: Die elektroschwachen Quanten W und Z am CERN-letzter Stand	552
Bertl, W.H., Breunlich, W.H., Kammel, P., Mahler, H.G., Reiter, W.L., Petitjean, C., Kossler, W.J., Schaller, L.A., und Schellenberg, L.: Hyperfeinübergänge myonischer Deuteriumatome in flüssigen Wasserstoff-Deuterium-Gemischen	553
Schaller, L.A., Schellenberg, L., Schneuwly, H., Bergem, P., Phan, T.O., Piller, G., Rychel, D., Miska, H., Fricke, G., und Emrich, H.J.: Polarisierungseffekte von $\text{Id}_{3/2}$ Nukleonen	553
Boschung, M., Bergem, P., Bienz, F., Phan, T.Q., Piller, G., Schaller, L.A., Schellenberg, L., und Schneuwly, H.: Elektronische Röntgenenergien in myonischen Atomen	554
Hennemann, T., Mallot, G., Fricke, G., Piller, G., Schaller, L.A., Schellenberg, L., und Schneuwly, H.: Bestimmung der Kernradien von $^{124}, ^{129}, ^{131}, ^{132}, ^{134}, ^{136}\text{Xe}$ und deren Differenzen aus Messungen myonischer Röntgenlinien	554
Kammel, P., Zmeskal, J., Breunlich, W.H., Cargnelli, M., Marton, J., Pawlek, P., Werner, J., Ackerbauer, P., Fuchs, M., Nägele, N., Janett, A., Petitjean, C., Shermann, R.H., Crowe, K.M., Kurck, J., Bossy, H., und Neumann, W.: Mesomolekulare Prozesse und Myoninduzierte Kernfusion in Deuterium-Tritium Gemischen	554
Rauscher, A., Gebhardt, R., Kretschmer, W., Löh, H., Schmitt, R., Schuster, W., Gruebler, W., Elsener, K., Forstner, C., König, V., Schmelzbach, P.A., und Ulbricht, J.: Untersuchung der Proton-Proton-Streuung im Niederenergiebereich mit polarisierten Protonen	555
Schmelzbach, P.A., Gruebler, W., Ulbricht, J., König, V., Elsener, K., Forstner, Ch., Bittcher, M., Singy, D., Vuaridel, B., und Zhang, W.Z.: Energy and angular dependence of the tensor polarization t_{20} in π -d elastic scattering	555
SINDRUM-Kollaboration: SINDRUM I, ein magnetisches Spektrometer für seltene Zerfälle	555
SINDRUM-Kollaboration: Suche nach dem myonenzahl-verletzenden Zerfall $\mu \rightarrow 3e$ mit SINDRUM I	556
Cargnelli, M., Breunlich, W.H., Fuhrmann, H., Kammel, P., Marton, J., Pawlek, P., Werner, J., Zmeskal, J., Petitjean, C., und Bertl, W.: Messung des nuklearen Myon-Einfangs in Deuterium	556
Jasicek, H., Mersits, E., Riehs, P., Müller, H.H., Reichart, W., Schober, P., Steiner, S., Lewandowski, Z., und Wagner, R.: The angular correlation between χn and f of Ti-209 ($\alpha; \chi n, f$) and U-238 ($\alpha; \chi n, f$) at $E_\alpha = 118 \text{ MeV}$	557
Müller, H.H., Schober, P., Zillner, K., Reichert, W., Lewandowski, Z., Wagner, R., Jasicek, H., und Riehs, P.: Analyse von Riesenresonanz-Strukturen mittels der Analysierstärke der Reaktion (d, d') bei $E_d = 56 \text{ MeV}$ am Zr-Kern	557
Blüm, P., Hancock, A.D., Hauth, J., Koch, H., Köhler, Th., Kreissl, A., Poth, H., Raich, U., Rohmann, D., Suffert, M., Nilsson, A., Carius, S., Charalambus, S., Chardalus, M., Dedoussis, S., Tauscher, T., Findeisen, C., und Repond, J.: Erste Ergebnisse vom Lear p -STRAHL	557

Zacek, C., Twerenbold, D., und Zehnder, A.: Teilchenspektroskopie mit supraleitenden Tunneljunctions.	558
Lang, J., Maier, Th., Müller, R., Nessi-Tedaldi, F., Roser, Th., Simonius, M., Sromicki, J., Haerberli, W., und Jaccard, S.: Paritätsverletzung in der elastischen $p\alpha$ -Streuung	558
Elsener, K., Grüebler, W., König, V., Schmelzbach, P.A., Ulbricht, J., Singy, D., Forstner, Ch., Vuaridel, B., und Zhang, W.Z.: Paritätsverletzung im γ -Zerfall von polarisierten $^{19}\text{F}^*$ -Kernen	558
von Arb, H.P., Dittus, F., Egelhof, P., Heeb, H., Hofer, H., Kottmann, F., Niggli, S., Schaeren, R., Taqqu, D., und Unternäher, J.: Messung der Lebenszeit des Metastabilen 2s-Zustandes von Myonischen Heliumionen.	559
Jasicek, H., Markum, H., Dorninger, Ch., Müller, H.H., und Wagner, R.: Mikroskopisches Modell für Vorgleichgewichts-Transferreaktion	559
Breunlich, W.H., Cargnelli, M., Kammel, P., Marton, J., Pawlek, P., Werner, J., Zmeskal, J., Ackerbauer, P., Fuchs, M., Nägele, N., Janett, A., Petitjean, C., Sherman, R.H., Bistirlich, J., Crowe, K.M., Kurck, J., Bossy, H., Daniel, H., Egidy von, T., Hartmann, F.-J., Neumann, W., und Schmidt, G.: Myonkatalysierte Kernfusion	559
Jasicek, H., Leeb, H., Oberhummer, H., Riehs, P., Hauser, H.J., Hoyler, F., Rohwer, T., Staudt, G., Müller, H.U., Pfeifer, W., und Schober, P.: Transferreaktionen mit leichten Ionen.	560
Vuaridel, B., Elsener, K., König, V., und Grüebler, W.: Diagnostik eines polarisierten Protonenstrahls für $E_p \approx 5\text{MeV}$	560
Boeglin, W., Egelhof, P., Sick, I., Bazantay, J.P., Bellicard, J.B., Cavedon, J.M., Clemens, J.C., Frois, B., Goutte, D., Phan, X.-H., Platchkov, S.K., und Williamson, S.: Elektrenstreuung an Kernen de Übergangsregion axial deformiert – triaxial	561
Foroughi, F.: Ambiguities in the $pp \rightarrow \pi d$ amplitudes analysis.	561
Cierjacks, S., Ljungfelt, S., Mankin, U., Schmidt, G., Ullrich, H., Backenstoss, G., Izycki, M., Steinacher, M., Weber, P., Weyer, H.-J., von Weymarn, K., Furic, M., Petkovic, T.: Pion Absorption im Flug an ^3He	561
Antonuk, L.E., Bovet, D., Bovet, E., Coulon de, Y., Egger, J.-P., Goetz, F., Gretillat, P., Lunke, C., Schwarz, E., Adams, G.S., Blanpied, G.S., Freedom, B.M. Hofmann, R., Junker, K., and Levin, E.: π^+ and π^- elastic and inelastic scattering on ^6Li at 100, 180 and 240 MeV.	561
Germond, J.-F., and Huguenin, P.: Pion-lithium scattering in the α - n - p cluster model	563
Amaudruz, P., Bauer, Th.S., Kyle, G., Domingo, J.J., Ingram, C.H.Q., Jansen, J., Renker, D., Zichy, J., Stamminger, R., und Vogler, F.: Messung der Reaktion $^{16}\text{O}(\pi, \pi p)^{15}\text{N}_{\text{g.st}}$ bei $T_\pi = 240$ und 162MeV	564
Goetz, F., Antonuk, L.E., Blanpied, G.S., Bovet, D., Egger, J.-P., Gretillat, P., Lunke, C., Perrin, C., Perroud, J.-P., Freedom, B.M. and Schwarz, E.: The study of carbon breakup by negative pions at 150 MeV	564