

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 53 (1980)
Heft: 2

Vereinsnachrichten: Bericht über die Frühjahrstagung der Schweizerischen
Physikalischen Gesellschaft in Zürich, 10. + 11. April 1980
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: 08.08.2025

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

Bericht über die Frühjahrstagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Zürich, 10.+11. April 1980

Präsidentin Frau Prof. I. Zschokke, Universität Basel

Vizepräsident Prof. P. Dinichert, L.S.R.H. Neuchâtel

Sekretär Dr. I. Sick, Universität Basel

Vorstandsmitglieder:

Prof. H. P. Baltes, Landis & Gyr, Zug, Wissensch. Politik	(78)
Dr. P. Brüesch, BBC, Baden, Kondensierte Materie	(78)
Prof. Ch. Gruber, EPFL, Lausanne, Theorie	(78)
Prof. A. Heym, EPFL, Lausanne, Angewandte	(77)
Prof. M. Peter, Uni. Genf, I.U.P.A.P.	(79)
Dr. G. R. Plattner, Uni. Basel, H.P.A.	(80)
Prof. H. Rudin, Uni. Basel, Interuniversitäre Zusammenarb.	(77)
Prof. P. Truöl, Uni. Zürich, Kern- u. Teilchen	(78)
Dr. H.-J. Wiesmann, BBC, Baden, Berufssituation	(79)

I. Administrativer Teil

Seit der letzten GV am 5. April 1979 in Basel sind folgende neue Mitglieder in die Gesellschaft aufgenommen worden: ABELA Rafael (Villigen), ACKERMANN Karl-Peter (Baden), ERBUDAK Mehmet (Zürich), GLASS Andrew (Zug), JENNY Beat (Zürich), MARTIN Heinz (Zürich), MEZGER Anton Ch. (Neuchâtel), MUHLEMANN Peter (Genève), MURALT Paul (Zürich), PFISTER Gustav (Männedorf), RYSER Peter (Genève), RYTZ Daniel (Lausanne), RYTZ Yolande (Bern), SENNHAUSER Urs (Villigen), SCHEFER Jürg (Würenlingen), TAUSCHER Ludwig (Basel), TIRBONOD Bernard (Lausanne).

Die Gesellschaft zählt heute 1113 Einzelmitglieder, 6 Kollektivmitglieder, sowie 13 Bibliotheken.

II. Generalversammlung (Protokoll)

Abgehalten im Hörsaal 20 der neuen Universität Zürich Irchel, am 10. April 1980. Beginn: 16.45. Anwesend: 80 Mitglieder.

ad 1) *Protokoll der GV vom 5. April 1979 (Basel)*

Es wird kein Einwand erhoben. Das Protokoll ist damit akzeptiert.

ad 2) *Mitteilungen des Büros*

- Die 17 Mitglieder, die im letzten Jahr der Gesellschaft beigetreten sind, werden begrüsst.
- Die Präsidentin bittet, die Fragebogen für die Erstellung des neuen Mitgliederverzeichnisses auszufüllen und unbedingt zurück zu schicken. Ca. 700 Bogen sind bis jetzt eingetroffen, ca. 400 stehen noch aus. Mitglieder, die den Bogen nicht einschicken, werden mit den letzten Angaben, die das Sekretariat besitzt im Verzeichnis erscheinen.
- Die Aktion, jedes Mitglied einmal persönlich über den Stand seiner Beitragszahlungen zu orientieren, hatte Erfolg. Es sind heute nur noch ca. 300 Beiträge ausstehend. Die Präsidentin erwähnt, dass laut Statuten Mitglieder, die mehr als 2 Jahre keine Beiträge bezahlt haben, ausgeschlossen werden sollten.
- Die SPG hat im letzten Jahr den Workshop 'Current Problems in Superconductivity' mit Fr. 2,000.-- unterstützt. In diesem Jahr werden bis jetzt zwei Workshops von der SPG unterstützt.

ad 3) *Jahresrechnung 1979, Bericht der Revisoren*

Herr Sick verliest den Revisorenbericht der Herren I. Lang und A. Quattropiani, der der GV empfiehlt, die Jahresrechnung zu genehmigen und dem Sekretär Décharge zu erteilen. Der Bericht wird mit Akklamation akzeptiert, die Rechnung genehmigt.

ad 4) *Bericht über die Stellenvermittlung*

Herr Kneubühl weist darauf hin, dass er im Herbst 1978 zum letzten Mal Bericht erstattet hat. Er zeigt eine Uebersicht, die sich wie folgt präsentiert:

Zirkular Nr.	Datum Versand	Anzahl Kandidaten	Anzahl Zirkul.	Anzahl Angeb.	Anzahl Firmen + Inst.	Anzahl Vermit- telter	Dipl. Phys.	Dr. sc. nat.	Diverse
4	4.1.79	8	357	38	12	3	2	5	1
5	25.4.79	18	357	54	19	2	7	11	—
6	16.8.79	13	357	68	26	6	6	7	—
7	21.12.79	19	356	71	24	9	8	11	—

Zürich, 9. April 1980

Diese Tabelle zeigt, dass das Interesse an der Stellenvermittlung stetig wächst. Nicht nur die Zahl der Stellensuchenden, sondern auch die Zahl der Angebote ist angestiegen. Der Arbeitsmarkt für Physiker ist günstig. Die vermittelten Physiker kamen vor allem an Hochschulen unter.

Die Rechnung der Stellenvermittlung für 1979 schloss mit einem Defizit von Fr. 70.--.

ad 5) *Mitteilungen des Redaktors der H.P.A. und der Fachgruppen-Präsidenten*

- Hr. Wanders, Redaktor der H.P.A. berichtet, dass die Anzahl und Qualität der eingesandten Artikel in den vergangenen Monaten erheblich zugenommen hat.
- Gemeinsam haben alle 4 Fachgruppenvertreter einen Brief an die Exponenten der Physik in der ganzen Schweiz gesandt, der die Gestaltung und Reaktivierung künftiger SPG-Tagungen zum Inhalt hatte. Herr Brüesch informiert über Inhalt und Reaktionen darauf. Der Brief wurde 240 Personen zugestellt und hatte ein gutes Echo. Es wurden viele Vorschläge gemacht, wie die Tagungen attraktiver gestaltet werden könnten. Am meisten wurden genannt:
 - ‘Übersichtsvorträge kompetenter Referenten zum Themenkreis der nachfolgenden Kurzvorträge (wie z.T. in der Kondensierten Materie schon praktiziert)’.
 - ‘Kurzvorträge auch von Professoren und Forschungsgruppenleitern (als Anreiz und Muster)’.

Es werden Abschnitte aus einzelnen Briefen vorgelesen. Die Präsidentin bittet abschliessend, sich weiter über die Verbesserung der SPG-Tagungen Gedanken zu machen und Vorschläge einzureichen.

ad 6) *Mitteilungen der Kommissionspräsidenten*

- Hr. Wiesmann (Berufs-Situation) informiert kurz über den Stand der neuesten Umfrage. Der Bericht soll der GV an der Herbstsitzung vorgelegt werden.
- Frau Zschokke (anstelle des Präsidenten Hr. H. P. Baltes) informiert über den Katalog ‘Physikalische Forschung in der Schweiz 1980’, der von der Wissenschaftspolitischen Kommission in Zusammenarbeit mit dem Amt für Wissenschaft und Forschung erstellt wird. Es darf angenommen werden, dass der Wissenschaftsrat sich mit Fr. 10,000.-- an der Finanzierung des Katalogs beteiligen wird. Die restlichen Fr. 10,000.-- müssen von der SPG aufgebracht werden, die ihrerseits ein Gesuch an die SNG gestellt hat.
- Herr Peter, Nationalkomitee der I.U.P.A.P. informiert darüber, dass dieses Komitee einen Bericht mit dem Titel ‘Programme d’aide aux Physiciens des pays en voie de développement en Suisse’ zuhanden des Generalsekretärs der I.U.P.A.P. erstellt hat.

Dieser Bericht kann bei Herrn Peter angefordert werden.

ad 7) *Wahl von vier Mitgliedern der H.P.A. Redaktionskommission*

Die vom Vorstand vorgeschlagenen Mitglieder – J. P. Eckmann, Genf, P. Extermann, Genf und H.-J. Gerber, S.I.N., werden mit Akklamation gewählt. Als Präsidenten-Nachfolger für den zurückgetretenen Hr. P. F. Meier, wird neu Hr. G. R. Plattner (Basel) gewählt.

ad 8) *Tagungsdaten*

Die GV genehmigt das Datum für die Frühjahrstagung 1981 in Neuchâtel, vom 9. + 10. April.

Die Herbsttagung zusammen mit der SNG, vom 16./17. Okt. 1980 in Winterthur, wird noch einmal erwähnt.

ad 9) *Neudruck und Revision der Statuten*

Die GV wird über die beabsichtigten Aenderungen, die eine Anpassung an das seit mehreren Jahren praktizierte Vorgehen bedeuten, orientiert. Die Erweiterung des Vorstandes durch die Kommissions- und Fachgruppenpräsidenten, sowie weitere kleine Aenderungen, werden von der GV akzeptiert.

ad 10) *Bericht über die Sitzung des Vorstandes vom 9.4.1980*

- Die Präsidentin informiert die GV, dass ins EPS Advisory Committee 'Applied Physics and Physics in Industry' Hr. Gustav Pfister, von der Cerberus AG, Männedorf, gewählt wurde.
- Ferner wurde an Stelle des zurückgetretenen Revisors Hr. I. Lang neu Hr. W. Czaja gewählt.
- Als Delegierter der SPG im Senat der SNG wurde neu Hr. Gaston Fischer, NE (bisher Suppleant) gewählt. Neuer Suppleant wird Hr. P. Martinoli, NE.

ad 11) *Diverses*

- Die Präsidentin informiert, dass im Vorstand die Schaffung eines SPG-Preises diskutiert wird, und fordert auf, sich dazu zu äussern. Herr Jost, Zürich, findet ihn überflüssig, da es genug Preise gebe. Herr Aegerter vom Nationalfonds erläutert kurz, dass ein solcher Preis Publicity für die Physik machen könnte und dass eine solche erwünscht wäre. Die Präsidentin gibt bekannt, dass der Vorstand an einen Förderungspreis für junge Wissenschaftler denke und bittet die Versammlung, sich bis zur nächsten GV über einen solchen Preis Gedanken zu machen.
- Herr Sick orientiert über den Brief, der in Sachen Prof. A. Sacharov vom Vorstand an die russische Akademie der Wissenschaften geschickt werden soll. Diese Ankündigung erhält grosse Akklamation.

Ende der Sitzung 17.40 Uhr.

Physik der Kondensierten Materie***Muon spin rotation*****Muonium in diamond**

E. HOLZSCHUH, W. KÜNDIG and B. D. PATTERSON
(Physik-Institut, Universität Zürich, CH-8001 Zurich)

and H. APPEL
(Universität Karlsruhe)

In an extension of our Muon Spin Rotation (μ SR) research of the semiconductors Si and Ge, diamond was investigated. Measurements on a high purity powder sample at 4 K showed two muonium states as in Si and Ge. In an external field up to 200 G two μ SR frequencies were observed. They are described by an isotropic hyperfine interaction and the Zeeman terms: $\mathcal{H} = A\vec{I} \cdot \vec{S} - g_e \mu_B \vec{S} \cdot \vec{H} - g_\mu \mu_\mu \vec{I} \cdot \vec{H}$. The hyperfine frequency A/h was found to be 3700 ± 50 MHz ($0.83 \times$ vacuum value). In zero field three frequencies of 112.2, 280.2 and 392.8 ± 0.2 MHz were seen. These frequencies correspond to an anomalous muonium state with the hyperfine interaction $A_\perp(I_x S_x + I_y S_y) + A_\parallel I_z S_z$ given by the values $A_\perp = \nu_1 + \nu_2 = \nu_3 = 392.5 \pm 0.4$ MHz and $A_\parallel = \nu_2 - \nu_1 = 168.1 \pm 0.4$ MHz. Measurements on single crystals are in progress.

 μ SR Measurements at the 'Magic field' in Si

P. F. MEIER, C. BOEKEMA, E. HOLZSCHUH, W. KÜNDIG and B. D. PATTERSON
(Physik-Institut, Universität Zürich, CH-8001 Zürich)

The anomalous muonium Mu^* in Si, Ge and diamond is described by the spin Hamiltonian $\mathcal{H} = A_\perp(I_x S_x + I_y S_y) + A_\parallel I_z S_z - g_e \mu_B \vec{S} \cdot \vec{H} - g_\mu \mu_\mu \vec{I} \cdot \vec{H}$ [1]. In order to determine the hyperfine interaction constants A_\perp and A_\parallel extended single crystal or difficult zero field measurements are required. In an effective field approximation it is shown that at a 'magic field' $B_M = (A_\perp + A_\parallel)/(4\gamma_\mu)$ the transition frequency $\nu_{23} = (A_\perp - A_\parallel)/4$ is independent of the crystal orientation. In a powder sample at the field B_M , 11/30 of the μ^+ polarization in Mu^* oscillates with the frequency ν_{23} , 4/30 are time independent and 15/30 is unobservable. It is therefore possible to determine A_\perp and A_\parallel without the need of a precisely oriented single crystal. The measurements were made on a Si powder sample at 112 K near B_M . The relaxation rate shows a sharp minimum at $B_M = 1990 \pm 4$ G. The observed frequency at B_M is $\nu_{23} = 18.94 \pm 0.01$ MHz. From these values the hyperfine interaction constants determined are $A_\perp = 91.84 \pm 0.12$ MHz and $A_\parallel = 16.08 \pm 0.12$ MHz. A numerical calculation using the exact Hamiltonian results in $A_\perp = 92.00 \pm 0.01$ MHz and $A_\parallel = 16.80 \pm 0.10$ MHz.

REFERENCE

- [1] B. D. PATTERSON et al., *Phys. Rev. Lett.* 40, 1347 (1978).

Coherent excitation of a muonium hyperfine transition

B. D. PATTERSON, C. BOEKEMA, E. HOLZSCHUH, W. KÜNDIG, P. F. MEIER, W. REICHART and K. RÜEGG

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

Muonium (μ^+e^-) atoms are formed when muons are stopped in quartz; the atoms occupy interstitial sites and are only weakly perturbed by the host lattice. In a static magnetic field, the transitions among the Zeeman split triplet $1s$ states may be directly observed using the μ SR technique. In a recent experiment at Los Alamos [1] an rf magnetic field with random phase was applied to a quartz sample at resonance with one of the μ SR transitions. This generated frequency splittings and side bands in excellent agreement with a simple theory. We have extended these investigations to the case of coherence between the μ^+ arrival time and the rf phase and have observed dramatic phase dependent changes in the μ SR frequency spectrum.

REFERENCE

[1] J. A. BROWN et al., Phys. Rev. Lett. 43, 1751 (1979).

Muon spin rotation on magnetite

C. BOEKEMA, E. HOLZSCHUH, W. KÜNDIG, B. D. PATTERSON and K. J. RÜEGG

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

Magnetite (Fe_3O_4) shows a metal insulator transition at the Verwey temperature ($T_V = 120$ K). Fe_3O_4 is a ferrimagnet ($T_{FN} = 858$ K) and has the inverse spinel structure. By means of the muon spin rotation (μ SR) technique, zero field signals have been observed in single crystals of magnetite above and below T_V . The effect of applying an external magnetic field along a particular direction has been investigated. The results may be compared with our experiments on the insulating antiferromagnetic oxides Fe_2O_3 (haematite) and RFeO_3 (rare earth orthoferrites) [1, 2]. At room temperature a strong μ SR signal is observed in magnetite, corresponding to an internal local field: $B_{\text{int}} = 4.09 \pm 0.01$ kG. The signal becomes weaker as the temperature is lowered to 250 K and B_{int} remains approximately constant, but for a further decrease to 225 K B_{int} increases suddenly to 4.36 ± 0.01 kG. B_{int} follows roughly the magnetization curve, until T_V is reached, whereupon a sudden 6% decrease in B_{int} occurs. Below 100 K no signals are observed.

Measurements in an external field (B_{ext}), applied parallel to the $\langle 110 \rangle$ axis at 164 and 297 K, showed a shift in the local field, describable by

$$\mathbf{B}_{\text{loc}} = \mathbf{B}_{\text{ext}} + \mathbf{B}_{\text{int}} + \mathbf{B}_{\text{dem}},$$

where $B_{\text{dem}} \approx 60$ G is the demagnetization field of the sample. The signal strength at 164 K is a factor of 6 weaker than that at 297 K.

It is unclear, whether the anomaly between 250 and 225 K is a property of the pure host or of the muon state. Sudden local field changes, unrelated to

known phase transitions, have been observed in Fe_2O_3 and YFeO_3 [1, 2], but there is experimental evidence [3], which suggests that precursors to the Verwey phase transition occur between T_V and room temperature in magnetite.

REFERENCES

- [1] K. J. RÜEGG et al. *Proc. Int. Conf. on Magnetism*, München, 1979, in press.
- [2] (a) E. HOLZSCHUH et al. *Hyperfine Interactions*, to be published. (b) E. HOLZSCHUH et al., this conference.
- [3] *Proc. Int. Meeting on Magnetite and other materials showing a Verwey transition*. Cambridge, 1979, *Phil. Mag. B*, in press.

Muon Knight shift studies in single crystals of Cd and Zn

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

H. WEHR and R. SCHULZE
(Institut für Physik, Universität Mainz, D-6500 Mainz)

We report on first Knight shift results obtained by the μ^+ SR-technique in single crystals of Cd and Zn. In Cd the Knight shift shows a large anisotropy of $\sim 30\%$ and is positive. This result is interpreted in terms of a nonspherical charge distribution around the μ^+ . In contrast the Knight shift in Zn is negative and of the order of -160 ppm. This large negative value, the absolute number being the largest observed in non transition metals so far, rises a number of interesting theoretical questions.

Kleine Teilchen, 1-dim. Systeme

Auger electron spectroscopy of small gold particles

L. OBERLI, R. MONOT, and J. BUTTET
(Laboratoire de Physique Expérimentale, EPF-Lausanne, CH-1007 Lausanne)

H. MATHIEU and D. LANDOLT
(Laboratoire de Métallurgie Chimique, EPF-Lausanne, CH-1007 Lausanne)

The band-like or atomic-like character of core-valence-valence Auger spectra depends on the ratio of the intraatomic Coulomb repulsion U between the two holes created in the valence band and the width B of the valence band. In a small aggregate both parameters are different, in particular the Coulomb repulsion U is expected to increase because of reduced screening. The Auger transition $N_{6,7}VV$ has been observed for small gold aggregates deposited on an amorphous carbon substrate and on Aluminium oxide. A slight broadening of the Auger line and a shift of the line position toward smaller energies has been measured for particles of diameter comprised between 20 \AA and 100 \AA . At 20 \AA the shift is equal to $0.6 \pm 0.2 \text{ eV}$.

Finite jellium model of small metallic particles

JOSÉ LUIS R. J. MARTINS, R. CAR and J. BUTTET

(Laboratoire de Physique Expérimentale, EPF-Lausanne, CH-1007 Lausanne)

We study the electronic properties of small metallic particles, using a model in which the positive ions are replaced by a spherical uniform positive charge background and the valence electrons are free to relax. The total energy of the clusters is computed variationally, using a finite square well effective potential within the local density approximation of the Kohn–Sham density functional theory.

By repeating the calculation for different particle radii, we obtain the size dependence of the total energy, of the ionization potential and of the electron affinity. Our results show qualitative agreement with the existing experimental data for simple metals.

NMR-Relaxation von ^{13}C in $\text{K}_2\text{Pt}(\text{CN})_4\text{Br}_{0,3} \cdot 3,2\text{H}_2\text{O}$ (KCP)

P. BRENNI, D. BRINKMANN, M. MALI und J. ROOS

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

und H. AREND

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

Kürzlich durchgeführte Pt-NMR-Untersuchungen im KCP [1, 2] haben zum ersten Male Evidenz erbracht, dass zwischen 30 und 100 K nicht-lineare Anregungen (eventuell Solitonen) der Ladungsdichtewelle vorhanden sein können. Um den Mechanismus und die Reichweite der Wechselwirkung zwischen diesen Anregungen und den Kerspins zu erforschen, haben wir ^{13}C -NMR-Messungen in KCP-Einkristallen begonnen, die zu etwa 20% mit ^{13}C angereichert sind. Erste Messungen ergeben zwischen 120 und 300 K eine thermisch aktivierte Relaxation mit einer Energie von 0.02 eV, die mit dem Soliton-Modell in Einklang gebracht werden kann. Andererseits scheint zwischen 80 und 120 K die Relaxationsrate ein Minimum zu erreichen, was mit der dreidimensionalen Korrelation der Ladungsdichtewelle zusammenhängen könnte.

LITERATUR

[1] M. MALI, O. KANERT, M. MEHRING und D. BRINKMANN, Phys. Rev. B 20, 4442 (1979).

[2] M. MEHRING, O. KANERT, M. MALI und D. BRINKMANN, Solid State Comm. 33, 225 (1980).

Electron transmission through a one-dimensional chain of potentials with long-range order

G. EBERLE

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

Abstract. The exact average reflection-to-transmission ratio has been calculated for a monoenergetic beam of particles through a one-dimensional, disordered chain of potentials. Arrays of δ -function and rectangular potentials are considered in which long-range order is preserved. Consistent with previous results on other models, the transmitted intensity shows an exponential decrease as a function of the chain length for the disordered system.

Many quasi one-dimensional conductors have been discovered and studied in recent years [1, 2]. It has been shown that the conductivity of a quasi one-dimensional electron gas may be calculated by considering the transmission of a monoenergetic beam of electrons through a one-dimensional array of potentials [3, 4]. Erdős and Herndon [5] have developed a general methodology for the exact calculation of the average reflection-to-transmission ratio for a disordered one-dimensional array of potentials. As an example they treated the case of a disordered array of δ -function potentials having short-range order. Here their formalism is applied to another example in which arrays of rectangular as well as δ -function potentials are used in a model in which long-range order is preserved.

The method used here to calculate the exact average reflection-to-transmission ratio is essentially the same used in [5]. This makes use of the transfer matrix formalism in which a localized potential is represented by a (2×2) unimodular, complex matrix. This treatment may be extended to an array of potentials so that as far as the transmission properties are concerned, the array may be described by a transfer matrix whose algebraic properties are the same as that for a single potential. It is then possible to express the reflection-to-transmission ratio, S_N , for N potentials as the square of the modulus of an element of this total transfer matrix. By a relabeling procedure it is possible to express the ensemble average $\langle S_N \rangle$ as an element of single (4×4) matrix, \mathbf{Z} , raised to the N th power.

This expression for $\langle S_N \rangle$ may be simplified further by diagonalizing the matrix \mathbf{Z} and expressing $\langle S_N \rangle$ in terms of the eigenvalues E_i and eigenvectors associated with the diagonalization. As a result of the conservation of current, one of these eigenvalues is always unity so that we may write $\langle S_N \rangle$ as

$$\langle S_N \rangle = -\frac{1}{2} + \frac{1}{2}(\rho_1 E_1^N + \rho_2 E_2^N + \rho_3 E_3^N),$$

where the E_i may be complex and the ρ_i are various combinations of the eigenvector components which make up the matrix which diagonalizes \mathbf{Z} . It should be emphasized that the N dependence of $\langle S_N \rangle$ occurs explicitly as an exponent of the E_i . Since it is possible for certain values of the energy to obtain complex eigenvalues, there may be an oscillatory modulation of the exponential behavior of $\langle S_N \rangle$ as a function of N .

We will present here some preliminary results for the cases of arrays of δ -function and rectangular potentials for a model in which long-range order is preserved. For both cases the positions of the potentials are given by

$$x_n = (n-1)l + \varepsilon_n l, \quad 1 \leq n \leq N,$$

where l is a spacing parameter and $\varepsilon_n l$ is the deviation of the location of the n th potential from its average position. The distribution function governing the positions of the potentials within the array is given by

$$g(\varepsilon_n l) = (2\sqrt{3}\sigma l)^{-1}, \quad |\varepsilon_n l| \leq \sqrt{3}\sigma l, \\ = 0, \quad |\varepsilon_n l| > \sqrt{3}\sigma l,$$

where σ is the disorder parameter and is restricted to the interval $0 \leq \sigma \leq 0.28$ to ensure no potential overlap.

Figure 1 is a representative curve showing the dependence of $\langle S_N \rangle$ on N , for a spacially disordered array of δ -function potentials each of strength ξ . Here the energy, κ^2 , of the incident electrons is such that two of the eigenvalues E_i are complex which shows up as an oscillatory behavior. One of the eigenvalues is always real (and greater than unity for $\sigma \neq 0$) and determines the dominant exponential behavior of $\langle S_N \rangle$ as N increases.

We have also studied the case of arrays of rectangular potentials. These potentials are defined by their height ξ and their width $2r$. The distribution function governing the positions of the potentials is the same as in the preceding example, but now σ is restricted to the interval $0 \leq \sigma \leq 1/2\sqrt{3} - r/\sqrt{3}$ to ensure no potential overlap.

Figure 2 shows the moduli of the eigenvalues E_i as functions of κl . We observe two types of zones as a function of the energy κl . In one type, we have three real eigenvalues which determine a purely exponential increase of $\langle S_N \rangle$ (see Fig. 4). In the other zone two of the eigenvalues are complex conjugates and determine an oscillatory behavior of $\langle S_N \rangle$ (see Fig. 3).

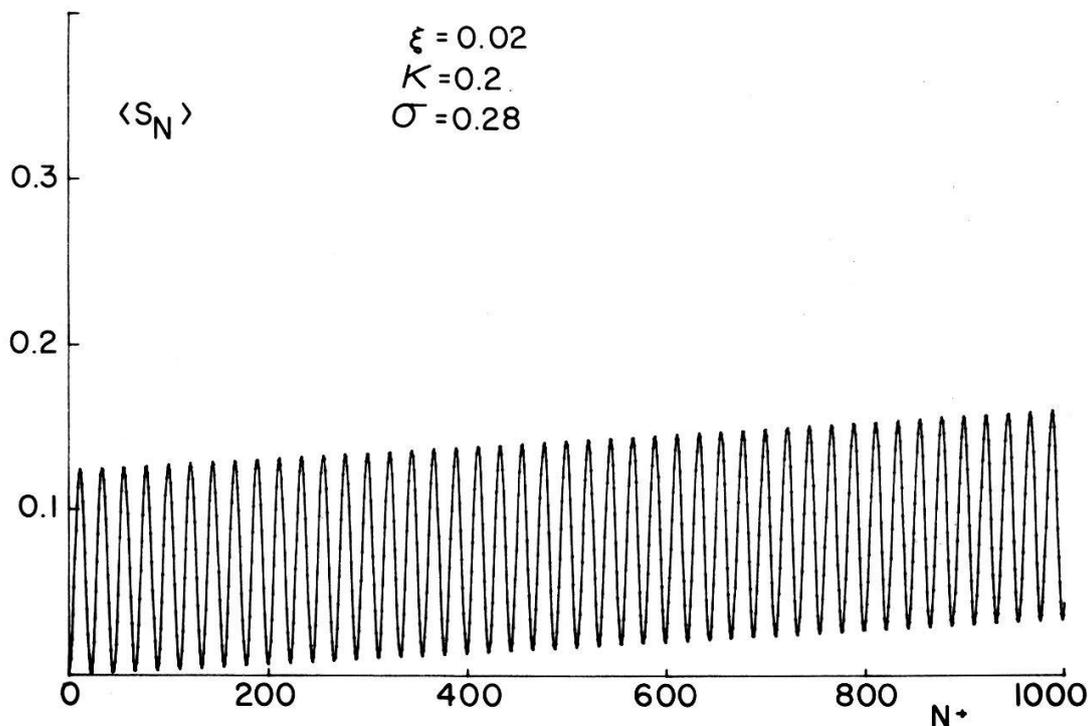


Figure 1

$\langle S_N \rangle$ as a function of the number, N , of δ -function potentials in the chains. ξ is the strength of the δ -functions, κ is the wave number of the incident electrons and σ is the standard deviation of the distribution of the position of the potentials. The average interpotential spacing l is unity.

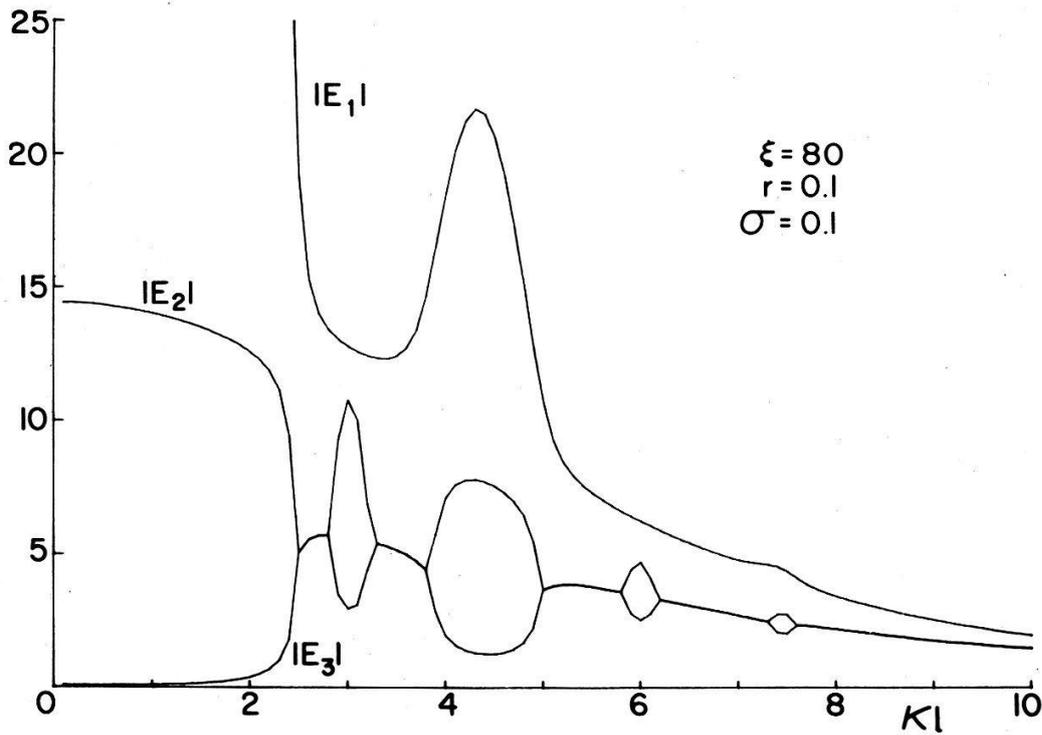


Figure 2
 Moduli of the eigenvalues E_i for sets of rectangular potentials as a function of the dimensionless wave number κl . ξ is the height of the rectangular potentials and r is their half-width. σ is the standard deviation of the distribution of the positions of the centers of the potentials. The average interpotential spacing is unity.

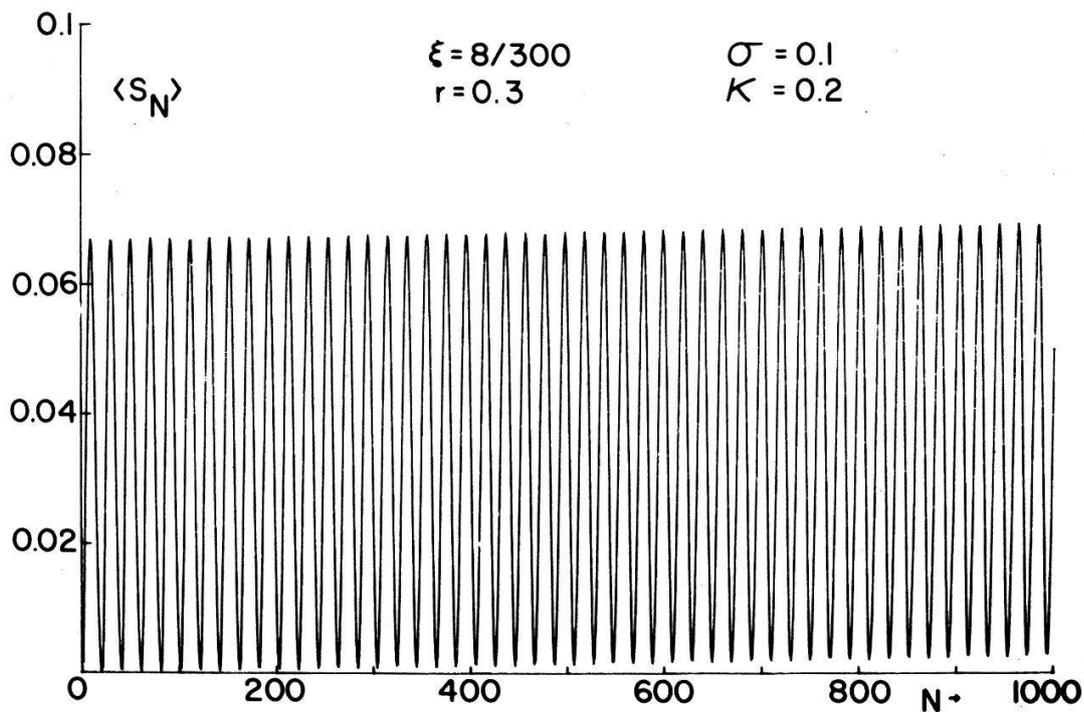


Figure 3
 $\langle S_N \rangle$ as a function of N for chains of rectangular potentials. ξ , the height, and r , the half-width, define the shape of the rectangular potentials. κ is the wave number of the incoming electrons and σ is the standard deviation of the distribution of the positions of the potentials. The average interpotential spacing is unity.

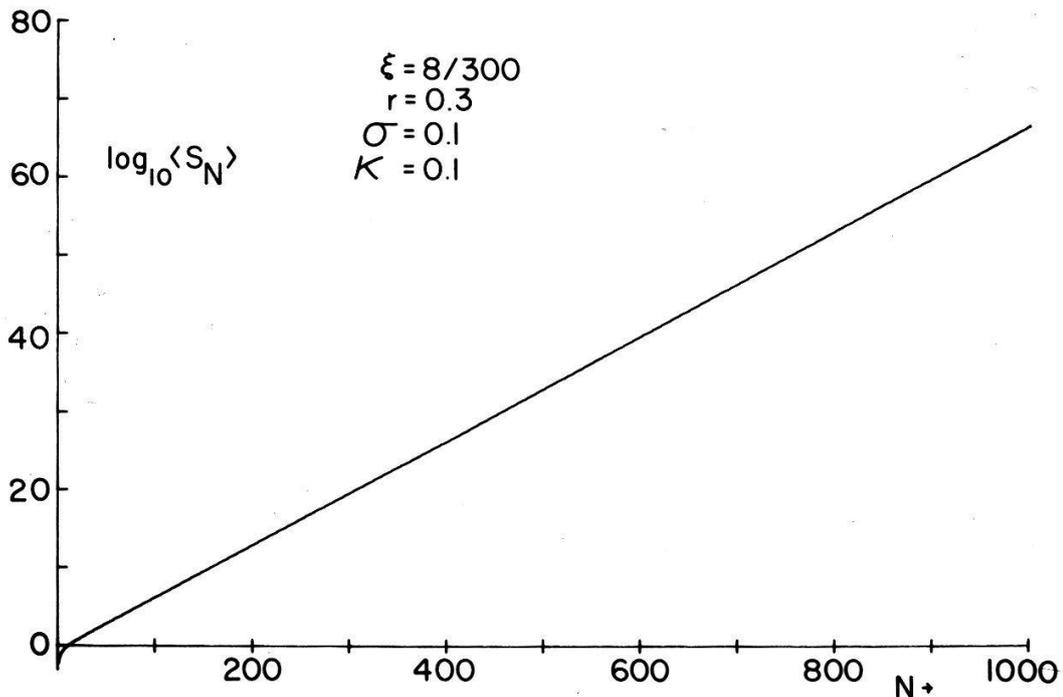


Figure 4
Same as Fig. 3, but for a value of κ in a zone where all the eigen values are real.

For comparison, we show in Fig. 3, a curve similar to Fig. 1, but in this case for an array of rectangular potentials. One observes a slower exponential increase of $\langle S_N \rangle$ and a decrease in the amplitude of the oscillations with increasing width of the potentials.

In Fig. 4 we have plotted $\langle S_N \rangle$ as a function of N , but for a value of κ which corresponds to a zone where we have three real eigenvalues. As expected, we see a purely exponential increase of $\langle S_N \rangle$ as a function of the chain length for $N \geq 10$.

A future paper will present in detail the results of this model and also make comparisons with the results for the model calculated in [5]. In addition, results will be presented concerning the standard deviation of S_N which is important in understanding the convergence properties of the distribution of the resistance as N gets large.

REFERENCES

- [1] *Highly Conducting One-Dimensional Solids*, J. T. DEVREESE, R. P. EVRARD and V. E. VAN DOREN eds., Plenum, New York (1979).
- [2] *Quasi One-Dimensional Conductors*, S. BARISIC, A. BJELIS, J. R. COOPER and B. LEONTIC eds., Springer, Berlin (1979).
- [3] R. LANDAUER, *Phil. Mag.*, 21, 863 (1970).
- [4] P. W. ANDERSON, D. J. THOULESS, E. ABRAHAMS and D. S. FISHER, unpublished report (1980).
- [5] P. ERDÖS and R. C. HERNDON, *Proc. Symposium for Computational Methods for Large Molecules and Localized States in Solids*, Plenum Press (1972), p. 275; and to be published (1980).

Infraroteigenschaften von Mineralfasern

F. THIEBAUD und F. K. KNEUBÜHL
(ETH Hönggerberg, 8093 Zürich)

Auf Grund von 'size and shape' Effekten sind die Infraroteigenschaften von Fasernstrukturen von denjenigen der grösseren Kristalle merklich verschieden. Um darüber Auskunft zu erhalten wurden Mineralfasern mit einem Durchmesser von $0.5 \mu\text{m}$ bis $3 \mu\text{m}$ untersucht. Die Fasern sind aus Dislokationen während des Kristallwachstums entstanden und sind demzufolge gebunden und geordnet.

Die reflektierte Infrarotstrahlung setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: der spiegelnden Reflexion an der glatten oder rauhen Oberfläche und der diffus mehrfach zurückgestreuten Intensität. Letztere muss mit einer speziellen spektrometrischen Einrichtung gemessen werden. Der Messbereich unserer Apparatur reicht von $2.5 \mu\text{m}$ bis $30 \mu\text{m}$. Die Spektren der diffusen Reflexion entsprechen den Absorptionsspektren der Kristalle in einer KBr Matrix. Der Einfluss der Kristallgrösse auf die Absorptions- und Reflexionsspektren wird diskutiert.

LITERATUR

[1] VAN DE HULST, *Light Scattering by small particles* (New York: John Wiley) 1957.

Supraleitung

Dependence of the flux flow viscosity coefficient on the Ginzburg–Landau parameter κ in superconducting indium films

T. TAKAYAMA, A. K. RAYCHAUDHURI and L. RINDERER

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

The flux flow viscosity coefficient b^{-1} (in units of $\phi_0 H_{c\perp} \rho_n^{-1} c^{-2}$) of vacuum deposited indium thin films with low κ values ($1.0 \sim 2.8$) is measured at temperatures between $0.5 T_c$ and $0.98 T_c$ in the weak magnetic field region. At each temperature, b^{-1} decreases as κ increases for κ larger than 1.7. The decrease of b^{-1} with increasing κ is more rapid as the temperature increases. From an analysis of the present results as well as the existing data on intermediate and high κ superconducting alloys, the relation between b^{-1} and κ is established over a wide range of κ . The dependence of b^{-1} on κ is qualitatively explained by taking into account the contribution of the normal electron dissipation to the viscosity coefficient in the Bardeen–Stephen model.

Pinning forces of dirty indium films

A. K. RAYCHAUDHURI, T. TAKAYAMA and L. RINDERER

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

Pinning forces of vacuum deposited dirty indium films with low values of Ginzburg–Landau parameter have been studied as functions of temperature and

magnetic field. At a fixed temperature the pinning force attains a maximum at a value of the reduced field ($H/H_{c\perp}$) of about 0.55. In the high field region beyond the pinning maximum the pinning forces obey perfectly well a scaling law with respect to temperature. The parameters of the scaling law have been determined in the high field region. In the low field region below the pinning maximum the scaling law is less perfectly obeyed. It has been found that the degree of perfection of the scaling law in the low field region as well as the position of the pinning maximum are slightly sample-dependent and these are believed to be due to difference in microstructure of the samples.

Statique de l'état mixte à deux dimensions dans des fils cylindriques creux de plomb

E. HOLGUIN, E. POSADA, D. ROBIN et L. RINDERER

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

Nous avons mis en évidence expérimentalement l'existence de la couche de l'état mixte à deux dimensions (M) dans des échantillons cylindriques de plomb pur dont les diamètres extérieurs (ϕ_{ext}) et intérieurs (ϕ_{int}) ont quelques dixièmes de millimètres. Ces expériences montrent que lorsqu'on détruit la supraconductivité dans l'échantillon au moyen d'un courant $I_0 \geq I_c$, la part de ce courant qui circule dans M est voisin de $I_M = (\phi_{\text{int}}/\phi_{\text{ext}})I_c$. Des comportements semblables ont déjà été observés dans d'autres métaux [1, 2]. Les résultats expérimentaux sont comparés avec la théorie.

REFERENCES

- [1] I. L. LANDAU et YU. V. SHARVIN, JETP Lett. 10, 121 (1969).
[2] D. ROBIN, F. ROTHEN et L. RINDERER, H.P.A., 49, 697 (1976).

Influence des effets thermiques sur la cinétique de la destruction de la supraconductivité par un courant dans des fils cylindriques creux d'étain

D. ROBIN, F. ROTHEN et L. RINDERER

(Institut de Physique Expérimentale de l'Université de Lausanne)

et E. POSADA

(Institut de Physique de l'Université de Bogota, Colombie)

La cinétique de la destruction isotherme de la supraconductivité de type I a été étudiée théoriquement [1] et expérimentalement [2] dans des fils pleins. Nous avons étendu cette théorie pour expliquer nos résultats expérimentaux basés sur la mesure de la tension le long de nos échantillons creux. Si le courant appliqué I est suffisamment supérieur au courant critique $I_c(T_0)$, où T_0 est la température du bain d'hélium, l'accord avec cette théorie est bon. Près de I_c les temps de

transition mesurés sont beaucoup plus grands que ceux donnés par cette théorie. Nous donnons une explication de ce désaccord qui tient compte des effets thermiques.

REFERENCES

- [1] F. ROTHEN et W. BESTGEN, *Phys. Kondens. Materie* 12, 311 (1971).
- [2] E. POSADA et L. RINDERER, *J. of Low Temp. Phys.*, 21, 27 (1975).

Transporteigenschaften in magnetischen Supraleitern

W. ODoni und H. R. Ott

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

Das Problem der Koexistenz von Magnetismus und Supraleitung in verschiedenen Systemen hat in letzter Zeit zu Messungen und Experimenten verschiedener Art angeregt. Da sich die elektronischen Leitfähigkeiten sowohl elektrisch wie auch thermisch im supra- und im normalleitenden Zustand deutlich unterscheiden, geben Messungen dieser Transporteigenschaften wichtige Hinweise auf den Zustand der Leitungselektronen und damit den supraleitenden Ordnungsparameter.

Verbindungen der Art $SERh_4B_4$ (SE = Seltene Erde) zeigen eine starke Wechselwirkung von Magnetismus und Supraleitung und wir demonstrieren das unterschiedliche Verhalten solcher Substanzen, wo SE = Sm, Nd, Er, oder Tm bedeutet, anhand von Messungen der elektrischen und thermischen Leitfähigkeiten zwischen 0.05 und 4 K und in Magnetfeldern bis 5 kOe.

The stability of force free configurations in superconductors

A. M. CAMPBELL

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

The mechanism which limits the current which a Type II superconductor will carry in a parallel external field is not known. Flux lines are believed to adopt a force free helical configuration, but in this paper it is shown that such a configuration is unstable above a certain current. The instability allows the current to take a helical path on the surface of the specimen where flux cutting can occur, and this will produce a voltage. The predicted critical current density is in reasonable agreement with experiment at low fields, but at high fields some other factor must be dominant. The effect of pinning on the instability is also discussed.

Propriétés métallurgiques et supraconductrices de la phase de type A15 du Nb-Sn

H. DEVANTAY, J.-L. JORDA et M. DECROUX

(Département de Physique de la Matière Condensée, 32, Bd. d'Yvoy, CH-1211 Genève 4)

Pour la première fois, nous avons réussi à préparer des échantillons massifs et homogènes couvrant tout le domaine d'existence de la phase A15 du système Nb-Sn. Ces alliages ont été obtenus par frittage suivi d'une fusion sous pression dans un creuset à lévitation. Nous avons mesuré la variation de différentes propriétés supraconductrices ainsi que la résistivité électrique. Contrairement à d'autres systèmes du même type, les mesures de la température supraconductrice en fonction des traitements thermiques indiquent que la phase A15 du système Nb-Sn est bien ordonnée même à haute température.

Synthèse par réaction chimique en phase vapeur (C.V.D.) de couches supraconductrices de structure A15 du système Nb-Sn-Si

H. DEVANTAY

(Département de Physique de la Matière Condensée, 32, Bd. d'Yvoy, CH-1211 Genève 4)

Les méthodes de déposition en phase vapeur permettent actuellement la préparation de composés métastables dont les températures supraconductrices sont les plus élevées. Nous avons synthétisé par C.V.D. la phase A15 du ternaire Nb-Sn-Si. Le transport a été fait par les chlorures des éléments de base et la déposition sur différents substrats par réduction avec H_2 . Nous avons observé la morphologie des couches par microscopie électronique à balayage. La température supraconductrice a été mesurée en corrélation avec la constante réticulaire, la composition chimique de la couche et les paramètres de synthèse.

Interkaliertes Graphit, organische Leiter, Ionenleiter

Die Elektronenstruktur der Lithium-Graphiteinlagerungsverbindungen

P. OELHAFEN, E. HAUSER, F. GREUTER, P. PFLUGER und H.-J. GÜNTHERODT

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

Lithium-Graphiteinlagerungsverbindungen (LiGIC) der ersten Stufe (C_6Li) und höhere Stufen ($n = 2$ und 4) wurden mit UPS, AES und XPS untersucht. Es wird gezeigt, wie durch die Elektronenspektroskopie ein vollständiges Bild über die Ladungsverschiebung von den Alkaliatomen zum Graphitsystem, die Verschiebung der Fermienergie und die absolute Elektronenzustandsdichte gewonnen werden kann. In einer Uebersicht werden die Eigenschaften der LiGIC mit den anderen Alkali-GIC verglichen.

Graphiteinlagerungsverbindungen und ihre optischen Eigenschaften: neue Ergebnisse

P. PFLUGER, V. GEISER, S. STOLZ, H. U. KÜNZI, R. JEKER, K. P. ACKERMANN, E. HAUSER,
P. OELHAFEN und H.-J. GÜNTHERODT

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

Ueber neue Resultate in der Präparation von Graphiteinlagerungsverbindungen (GEV) wird berichtet. Insbesondere werden einige Zusammenhänge zwischen Stöchiometrie, Stufen und Farben in GEV beleuchtet. Eine elektrochemische Präparationsmethode für Donator-GEV liefert Farbumschläge, die ein neues Anwendungspotential für GEV im Bereich elektrochromer Anzeigen eröffnet. Die Kurven der optischen Reflexion von Akzeptor-GEV im Energiebereich $0.5 \text{ eV} \leq h\omega \leq 6 \text{ eV}$ werden als Funktion der Interkalat-Konzentration diskutiert und mit neuesten Bandstrukturmodellen für Akzeptor-GEV der Stufen 1–4 verglichen.

Sekundärelektronenspektroskopie an Alkali-Graphiteinlagerungsverbindungen

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

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

Hohe Zustandsdichten in den unbesetzten Energiebändern von reinem Graphit verursachen Feinstrukturen in der Energieverteilung von Sekundärelektronen.

Die Alkali-Graphiteinlagerungsverbindungen C_8K , C_8Rb und C_8Cs wurden mit Hilfe der Sekundärelektronenspektroskopie untersucht und mit Messungen an reinem Graphit verglichen.

Damit können zusammen mit UPS-Daten Fermienergie- und Bänderverschiebungen in diesen Graphiteinlagerungsverbindungen bestimmt werden.

Zur Dotierung von $(\text{CH})_x$ -Filmen mit Jod

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

(Laboratories RCA Ltd., CH-8048 Zürich)

$(\text{CH})_x$ -Filme können durch Dotieren mit Jod eine hohe Leitfähigkeit erlangen. Der sehr steile Anstieg der Leitfähigkeit mit der Jod-Konzentration wurde als Isolator-Metall-Uebergang gedeutet. Wir haben diesen Phasenübergang mit Hilfe elektrischer Leitfähigkeitsmessungen und optischer Transmissionsmessungen untersucht und gefunden, dass im Bereich des Phasenübergangs und auch in der hochleitenden Phase der Bandabstand praktisch erhalten bleibt. Vor der Eigenabsorptionskante baut sich mit zunehmendem Jodgehalt eine Störstellenabsorption auf und man findet insbesondere keine Absorption, die charakteristisch für freie Ladungsträger wäre. Modelle, die einen Isolator-Metall-Uebergang beschreiben können, werden im Zusammenhang mit unseren Ergebnissen diskutiert.

The mixed conductor properties of AgCrS_2

T. HIBMA

(Brown Boveri Research Center, CH-5405 Dättwil)

The second order phase transition of the layered compound AgCrS_2 at 400°C is caused by a disordering of the Ag^+ -ions. The ionic conductivity increases strongly up to this temperature and is quite large in the disordered phase ($0.3 (\Omega \text{ cm})^{-1}$). The electronic part of the conductivity is small and thermally activated due to localization of the d -electrons of Cr. The separate contributions of the electrons and holes were determined using polarized cells of the type $\oplus \text{Pt}/\text{AgCrS}_2/\text{Ag}\ominus$. The above properties change drastically if a few percent of the Cr is substituted by V or Ti. The transition temperature, determined from specific heat measurements, decreases with V or Ti content, showing that the repulsive interaction between the Ag^+ -ions is more effectively screened in the doped materials.

NMR-Untersuchungen von Ionen-Sprung-Prozessen im Superionenleiter Li_3N

D. BRINKMANN, M. MALI und J. ROOS

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

Durch neuere Messungen der temperatur- und winkelabhängigen Frequenzverschiebung der Li-Resonanz haben wir qualitativ das Modell des chemischen Austausches in Li_3N [1, 2] bestätigt, wonach Li-Ionen der Lagen (1) und (2) mittels thermisch aktivierter Sprungprozesse ihre Plätze wechseln, während Röntgenmessungen [3] keine Evidenz für Bewegungen der Li (1) ergaben. Die NMR-Daten stimmen ausgezeichnet mit theoretischen Berechnungen überein, falls für die Feldgradienten in (1) und (2) entgegengesetzte Vorzeichen angenommen werden. Ferner sind die berechneten Sprungfrequenzen im Einklang mit jenen Werten, die aus Relaxationsmessungen gewonnen wurden [1, 2].

LITERATUR

- [1] D. BRINKMANN, W. FREUDENREICH und J. ROOS, *Solid State Comm.* 28, 233 (1978).
- [2] D. BRINKMANN, M. MALI und J. ROOS, *Fast Ion Transport in Solids* (North-Holland, 1979), 483.
- [3] H. SCHULZ and V. ZUCKER, *Fast Ion Transport in Solids* (North-Holland 1979), 495.

NMR von ^7Li in Einkristallen des Superionenleiters LiAlSiO_4 (β -eukryptit)

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

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

Wir haben die Quadrupolaufspaltung und die Relaxation des ^7Li -NMR-Spektrums zwischen 25 und 470°C an Einkristallen untersucht, die uns von P. M. Richards (Sandia Lab.) and U. v. Alpen (M.P.I. Stuttgart) zur Verfügung gestellt

wurden. In allen Proben stehen die Resultate im Einklang mit neueren Strukturbestimmungen, widersprechen jedoch älteren NMR-Messungen [1]. Der eindimensionale Charakter der Li-Diffusion in Haupt- bzw. Nebenkanälen spiegelt sich wider in der Anisotropie der Relaxation. Es sind mindestens zwei Typen von Diffusionsprozessen vorhanden, die zu einer frequenzabhängigen Relaxation führen, was im Widerspruch zu dem in Ref. [2] vorgeschlagenen Modell steht. Die Li-Diffusion ist also von langreichweitiger Natur und führt zu einem chemischen Austausch von Li-Ionen des Haupt- und Nebenkanals, was den Phasenübergang bei 480°C auszulösen scheint. Dieser Uebergang ist vermutlich von zweiter Ordnung.

LITERATUR

- [1] L. V. DMITRIEVA, Z. N. ZONN und G. M. SHAKHDINAROV, *Soviet Physics-Solid State* 12, 32 (1970).
[2] D. M. FOLLSTAEDT and P. M. RICHARDS, *Phys. Rev. Letters* 37, 1571 (1976).

NMR von ^7Li in Einkristallen des Ionenleiters LiIO_3

D. BRINKMANN, C. HAUSER, M. MALI und J. ROOS
(Physik-Institut, Universität Zürich, CH-8001 Zürich)

Diese Struktur existiert bei Zimmertemperatur in den beiden stabilen Phasen α und β , wobei in der α -Phase Li-Ionen in Kanälen parallel zur pyroelektrischen Achse zu diffundieren scheinen [1]. Der strukturelle Phasenübergang bei etwa 247°C scheint mit einem Uebergang in einen superionenleitenden Zustand verknüpft zu sein. Wir haben die Quadrupolaufspaltung und Relaxation des ^7Li -Spinsystems in verschiedenen Einkristallen (erhalten von M. Peyrard, Universität Dijon) gemessen, die bei unterschiedlichen Bedingungen gezüchtet wurden. In allen Exemplaren wurden 4 nicht-äquivalente Li-Lagen gefunden, es scheint also im Gegensatz zu bisherigen Daten eine Ueberstruktur der α -Phase zu existieren. In Kristallen, die bei einem Wert $\text{pH}=2$ gezüchtet wurden, konnten mehrere Li-Diffusionsprozesse und das Einsetzen des α - γ Phasenüberganges nachgewiesen werden. Dagegen scheint in Kristallen, die bei $\text{pH}=6.6$ gezogen wurden, die Diffusion sehr gering und nur wenig von der Temperatur abhängig zu sein.

LITERATUR

- [1] M. REMOISSENET, J. GARANDET und H. AREND, *Mat. Res. Bull.* 10, 181 (1975).

Phasenübergänge

NMR- und DK-Messungen an der eindimensionalen Struktur $(\text{CH}_3)_3\text{NDCdCl}_3$

U. WALTHER und D. BRINKMANN

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

und H. AREND

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

NMR-, DTA- und Röntgenuntersuchungen haben gezeigt [1, 2], dass die strukturellen Phasenübergänge bei 342, 374 und 415 K in dieser Säulenstruktur durch Bewegungen der organischen Gruppen ausgelöst werden. Insbesondere wurden zwei Typen von schnellen Bewegungen festgestellt: Rotationen der CH_3 -Gruppen um ihre dreizählige Achse und Rotationen der organischen Gruppe um die ND-Achse. Aus Messungen der Dielektrizitätskonstanten und der Deuteron-Quadrupolaufspaltung zwischen 250 und 340 K wurde jetzt die Existenz einer weiteren Bewegung nachgewiesen: temperaturabhängige, langsame Bewegungen im KHz-Bereich der gesamten organischen Gruppe (Umorientierungen der $\text{N-H} \cdots \text{Cl}$ Wasserstoffbrücken) sind für den Phasenübergang bei 342 K verantwortlich.

LITERATUR

- [1] U. WALTHER, D. BRINKMANN, G. CHAPUIS und H. AREND, Solid State Comm. 27, 901 (1978).
[2] G. CHAPUIS und F. J. ZUNIGA, Acta Crystall. (1979).

^{81}Br NQR Untersuchung in Cs_2ZnBr_4 und Cs_2HgBr_4

S. PLESKO, R. KIND und H. AREND

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

Cs_2ZnBr_4 und Cs_2HgBr_4 haben bei Zimmertemperatur die $\beta\text{-K}_2\text{SO}_4$ Struktur (Raumgruppe Pnma , $Z = 4$). Aus ^{81}Br NQR Messungen folgt, dass diese Struktur in Cs_2ZnBr_4 im Temperaturbereich 5 K bis 350 K stabil bleibt. Cs_2HgBr_4 zeigt drei Phasenübergänge bei $T_{c1} = 243$ K (2. Ordnung), $T_{c2} = 228$ K (1. Ordnung) und bei $T_{c3} = 166$ K (2. Ordnung). Im Bereich zwischen T_{c1} und T_{c2} ist Cs_2HgBr_4 höchstwahrscheinlich inkommensurabel.

Elastic constants of the equiatomic NiTi as a function of temperature and external loads

G. GREMAUD and B. TIRBONOD

(Lab. génie atomique, EPF-Lausanne, CH-1007 Lausanne)

and O. MERCIER

(Brown Boveri Forschungszentrum, CH-5405 Baden)

The equiatomic NiTi compound is an alloy with a mechanical shape memory effect. This effect is linked to a thermoelastic martensitic transformation, which occurs for this alloy below -5°C . The elastic constants have been measured for the first time in a single crystal of nominal composition 45 wt.% Ti and 55 wt.% Ni, between -5°C and $+80^{\circ}\text{C}$. The results show that the elastic constants C' and C_{44} both have a low value and a positive slope with temperature. The variation of the elastic constants as a function of external loads is also reported. Their anomalous behaviour and some resulting nucleating mechanisms of the martensite are discussed.

Lattice instability in the intermetallic compound NiTi

O. MERCIER and P. BRÜESCH

(Brown Boveri Forschungszentrum, CH-5405 Baden)

and W. BÜHRER

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

Abstract. The equiatomic intermetallic compound NiTi undergoes a martensitic transformation near -5°C , preceded by a second order transformation from the CsCl-structure to an intermediate phase.

The phonon dispersion has been measured at 150°C for \vec{q} parallel to the [110]-direction. At small values of \vec{q} the TA- and LA-phonons show the normal linear behaviour with slopes in agreement with the observed elastic constants. At medium values of \vec{q} a softening of the TA-mode occurs and with decreasing temperatures the frequencies are completely smeared out near $\vec{q} = (\frac{2}{3}, \frac{2}{3}, 0)$. The condensation of the TA-mode and the corresponding superlattice structure are discussed.

The equiatomic intermetallic compound NiTi undergoes a martensitic transition near 0°C . In addition above the temperature of the martensitic transition M_s , anomalies have been observed in resistivity measurements [1], X-ray and electron diffraction [2] and internal friction measurements [3]. These effects – the so-called premartensitic effects – were explained either by a rhombohedral trigonal transition structure [2], by a crystallographic distortion [4] or by an $\alpha \rightarrow \omega$ -like transformation [1]. Until now, no unambiguous interpretation of these premartensitic effects was possible, due mainly to the failure to obtain large single crystal for the measurements. However, Mercier et al. [5] recently reported the first successful growth of a large single crystal of nominal composition 45 wt.% Ti and 55 wt.% Ti and the elastic constants were measured [5]. Despite the large mosaic spread of the crystal, inelastic neutron scattering experiments were initiated and the first results are reported. The measurements were conducted on a triple-axis crystal spectrometer [6] at the reactor Saphir at Würenlingen.

The phonon branches were first investigated in the $[110]$ direction, because the elastic constant C' is the most anomalous (5). The results are shown in Fig. 1, i.e.

- the longitudinal acoustical (LA) branch along $[110]$, done at 20°C (white circles), the solid line being the slope at the origin, deduced from the elastic constant C_L .
- the transverse acoustical (TA) branch along $[110]$, done at about 150°C (black circles), the solid line being also the slope at the origin, deduced from C' .

One notes a good agreement between the elastic constants measurements and the phonon branches at small wave vector \vec{q} ; however, the transverse branch does not increase as a function of \vec{q} according to a sinus type function, but stays low and has in addition a minimum located around $\vec{q} = (\frac{2}{3}, \frac{2}{3}, 0)$. Furthermore, when

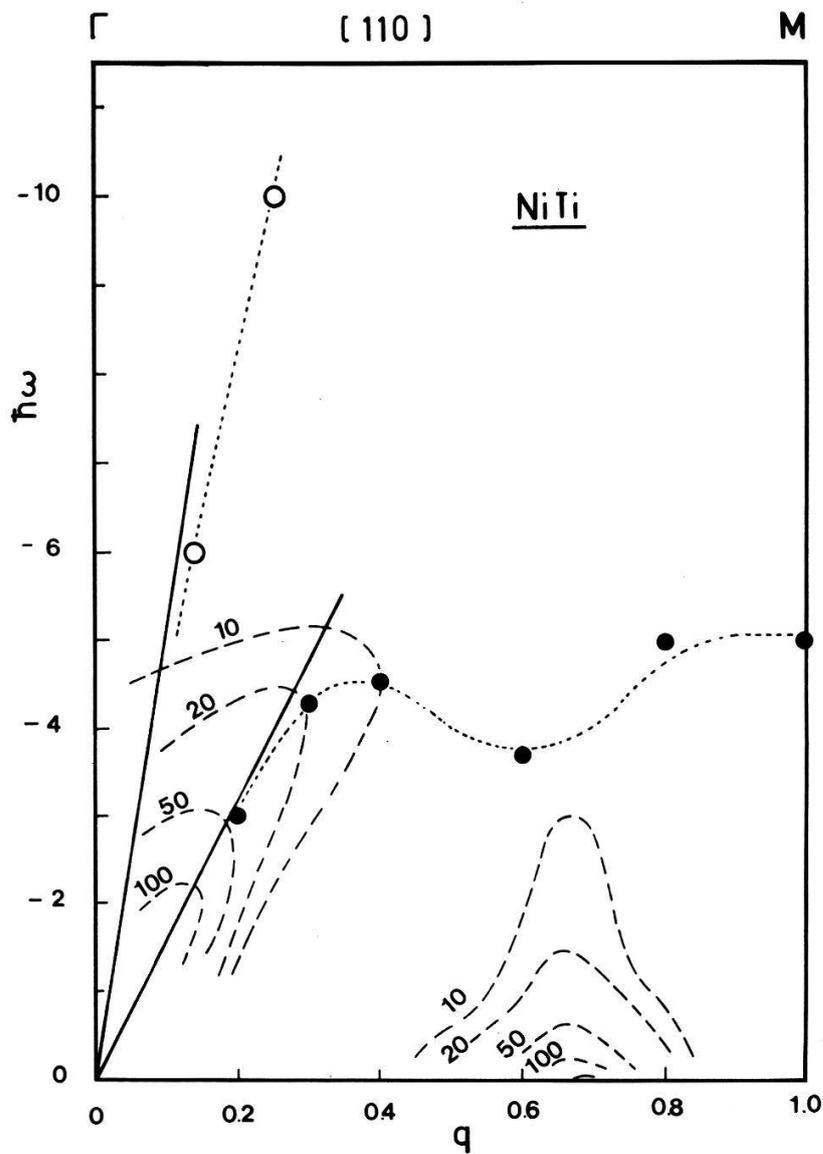


Figure 1

Phonon dispersion branches along $[110]$ direction; LA branch at 25°C (white circles) and TA branch at 150°C (black circles); slopes at the origin, deduced from the elastic constants C_L and C' (solid line) and intensity maps at 25°C (dashed lines).

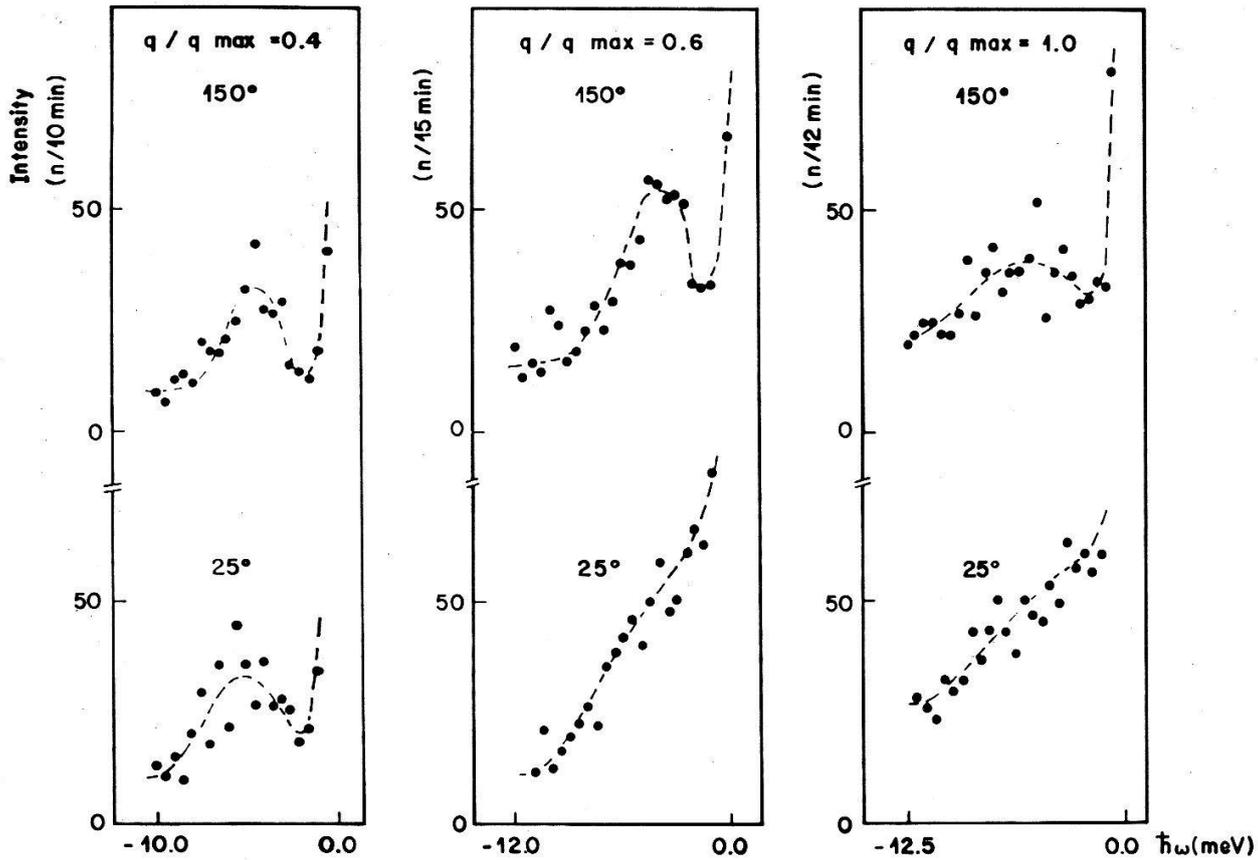


Figure 2

Intensity of the scattered neutrons at 150°C and 25°C ($q/q_{\max} = 0.4, 0.6, 0.8$) for the TA mode along [110].

the temperature is decreased from 150°C to 25°C, the frequency of this TA branch is more and more smeared out, specially for large values of \vec{q} . This is illustrated in Fig. 2, where the intensity of the scattered neutrons, recorded at 3 different \vec{q} vectors ($q/q_{\max} = 0.4, 0.6$ and 0.8) is reported. At 150°C, the inelastic peaks are clearly observed on the tail of the elastic incoherent diffusion, whereas at 25°C, only the one at $q/q_{\max} = 0.4$ is visible. In addition, when the intensity of the elastic scattered neutrons is measured along the line [110] in cooling the specimen from 150°C to M_s , a new peak appears near $\vec{q} = (\frac{2}{3}, \frac{2}{3}, 0)$ (Fig. 3). Furthermore, this peak does not extend in the perpendicular region (\vec{v} direction of Fig. 3). The height of this superlattice peak increases and its position moves towards $(\frac{2}{3}, \frac{2}{3}, 0)$ between 150°C and 10°C (Table 1). At room temperature, the behaviour of the TA branch is therefore best represented by an intensity map (dashed lines of Fig. 1).

From these measurements, it can be deduced without ambiguity that a phase transition occurs above the temperature of the martensitic phase transition. This new phase appears progressively with decreasing temperatures from 150°C to 10°C, which suggests a kind of second order phase transition, triggered by a soft acoustic mode (TA along [110]).

At 75°C, it seems that the extra reflection is not exactly at $(\frac{2}{3}, \frac{2}{3}, 0)$ which could indicate that the phase transition is incommensurate. Between 10°C and 3°C, no change in the superlattice peak occurs, whereas the maximum increase of

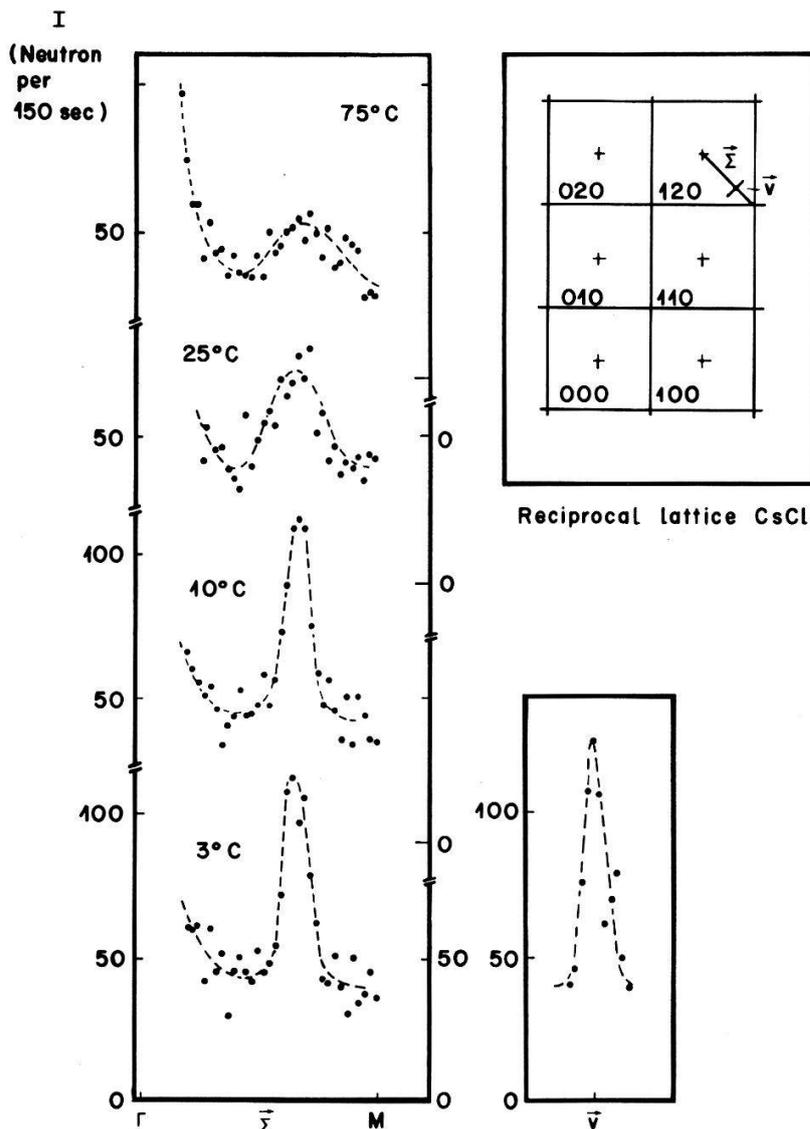


Figure 3
Intensity of elastically scattered neutrons along [110] (superlattice peak) as a function of temperature (75°C, 25°C, 10°C, 3°C).

resistivity [1] and the internal friction peak [3] attributed to the premartensitic phase transition are observed at these temperatures. Salamon et al. suggested in a similar case a 'lock-in' transition, following the incommensurate phase transition [7]; our results are not in contradiction with this hypothesis.

The exact crystallographic structures of these new phases are not yet known, even if a rhombohedral distortion of the β -phase to form an intermediate trigonal

Table 1
Position and relative height of the superlattice peak at different temperatures.

Temperature (°C)	Peak position ($\delta, \delta, 0$)	Peak height (count/min.)
75	$\delta = 0.75 \pm 0.10$	~20
25	$= 0.66 \pm 0.03$	~38
10	$= 0.67 \pm 0.02$	~73
3	$= 0.66 \pm 0.02$	~73

structure is supposed. Further work with X-ray, electron microscopy and neutron diffusion on more perfect single crystals is needed to succeed in the exact description of these new phase transitions, which seem to be similar, in a 3 dimensional solid, to the incommensurate charge density waves in layered compounds.

REFERENCES

- [1] G. D. SANDROCK, A. J. PERKINS and R. F. HEHEMANN, *Metall. Trans.* 2, 2769 (1971).
- [2] D. P. DAUTOVICH and G. R. PURDY, *Can. met. Quat.* 2, 129 (1965).
- [3] O. MERCIER, K. N. MELTON and Y. DE PRÉVILLE, *Acta Met.* 27, 1467 (1979).
- [4] F. E. WANG, S. J. PICKART and H. A. ALPERIN, *J. Appl. Phys.* 43, 97 (1972).
- [5] O. MERCIER, K. N. MELTON, G. GREMAUD and J. HÄGI, *J. of Appl. Phys.* 51, 1833 (1980).
- [6] Review of experimental methods. G. DOLLING, in *Dynamical properties of solids*, Eds. G. K. HORTON and A. A. MARADUDIN, North-Holland Vol. 1 (1974).
- [7] M. B. SALAMON, M. MEICHLE, C. M. WAYMAN and C. M. HWANG, unpublished research, University of Illinois, Urbana, Illinois and Brookhaven National Laboratory, Upton, N.Y. (1979).

Elastisches Verhalten von K_2SeO_4 in der kommensurablen und inkommensurablen Phase

W. REHWALD und A. VONLANTHEN
(Laboratories RCA Ltd., CH-8048 Zürich)

J. K. KRUEGER und R. WALLERIUS
(Exp. Phys. Universität Saarbrücken)

Wir haben mit Hilfe von Ultraschall (Pulsechoüberlapp) und Lichtstreuung (Brillouin) sämtliche elastischen Steifigkeiten c_{ij} von einkristallinem Kaliumselenat zwischen 80 und 300 K gemessen. In der Umgebung des Ueberganges in die inkommensurable Phase ($T_2 = 127$ K) erweicht c_{33} infolge Wechselwirkung mit Energiedichtefluktuationen, während c_{44} unterhalb T_2 als Folge biquadratischer Wechselwirkung mit dem Ordnungsparameter hart wird. Beim Uebergang in die kommensurable Phase ($T_3 = 93$ K) zeigt nur die Schersteifigkeit c_{55} eine merkliche Variation, die aber mehr als 20 K in die inkommensurable Phase hineinreicht. Wir führen diesen Effekt auf Phasensolitonen zurück.

Neue IR- und Raman-Messungen an Magnetit

I. MOERKE, G. TRAVAGLINI und P. WACHTER
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, CH-8093 Zürich)

Magnetit macht bei einer Temperatur von $T_v \sim 120$ K einen Phasenübergang, die Verwey-Transition. Dieser Uebergang äussert sich in einem scharfen Abfall der Leitfähigkeit und in einer Aenderung der Kristallsymmetrie. Fe_3O_4 ordnet oberhalb T_v in der inversen Spinel-Struktur, in der die Tetraeder-Plätze mit Fe^{3+} -Ionen und die Oktaeder-Plätze sowohl mit Fe^{2+} als auch mit Fe^{3+} -Ionen besetzt sind. Bei Temperaturen $T < T_v$ ist die Kristallsymmetrie erniedrigt. Eine

Änderung der Phononenmodes in IR- und Raman-Spektren konnte aber bisher nicht nachgewiesen werden.

Der hier untersuchte Kristall war nach dem Polieren auf spezielle Art getempert worden und zeigte bei $T = 110$ K einen scharfen Anstieg in der Reflektivität. Sowohl im IR- wie im Raman-Experiment traten signifikante Änderungen im Phononen-Spektrum auf.

Structural and infrared properties of $Ti_{1-x}V_xSe_2$

S. ANSERMET, H. P. VATERLAUS, M. PY and F. LEVY

(Laboratoire de Physique appliquée, EPFL, Av. Ruchonnet 2, CH-1007 Lausanne)

The crystals of the system $Ti_{1-x}V_xSe_2$ ($0 \leq x \leq 0.05$) undergo a second order structural phase transition. Electron diffraction studies show that the transition temperature decreases with increasing impurity concentration. The phase transition has profound effects on infrared reflectivity measured at 300 and 77 K in the range $40-4000$ cm^{-1} .

The spectra are interpreted by optical phonon and free carrier behaviour. At room temperature a phonon feature is centered at about 140 cm^{-1} . For the first time a series of new phonon features below 220 cm^{-1} could be observed at low temperature, up to a concentration of 5% as direct consequence of superlattice formation. At room temperature the plasma-edge shifts to higher frequencies as the Vanadium concentration increases. This confirms that V-centers act as traps of electrons, as suggested by transport and magnetic measurements.

Metallische Gläser, Legierungen

Glasbildungseigenschaften, d -Bandverschiebungen und Legierungsbildungswärmen von Übergangsmetallgläsern

P. OELHAFEN, E. HAUSER, F. GREUTER, T. GABRIEL und H.-J. GÜNTHERODT

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

Eine systematische UPS/XPS Untersuchung von 12 Übergangsmetallgläsern hat gezeigt, dass d -Bandverschiebungen (DBV) bei der Bildung dieser Substanzgruppe ein gemeinsames Merkmal darstellen. Die auftretenden DBV hängen quantitativ von den relativen Positionen der Legierungskomponenten im Periodensystem ab. In einer Uebersicht wird gezeigt, dass zwischen den DBV und den Glasbildungseigenschaften ein Zusammenhang besteht. Da andererseits die d -Band Positionen in Übergangsmetall-Legierungen die Bildgswärmen ganz wesentlich bestimmen, soll die Legierungsbildungswärme als Glasbildungskriterium diskutiert werden.

Optische Eigenschaften metallischer Gläser

R. LAPKA, H. RUDIN und H.-J. GÜNTHERODT

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

Die optische Reflexion der glasartigen Legierungen von Zr mit den späten Uebergangsmetallen, wie Fe, Co, Ni, Cu, sowie Pd und Pt wurde im Energieintervall zwischen 0.5 eV und 6 eV gemessen. Ausserdem wurde eine analoge Messung an reinem kristallinem Zr durchgeführt. Die Reflexionskurven weisen bereits bei kleinen Energien einen starken Abfall infolge Interbandabsorption auf und zeigen, je nach Legierungspartner, eine mehr oder weniger ausgeprägte Struktur, die im Zusammenhang mit den entsprechenden Photoemissionskurven steht und diskutiert werden kann.

Elektrischer Widerstand und Hall-Effekt metallischer Gläser

M. LIARD, G. INDLEKOFER, M. MÜLLER und H.-J. GÜNTHERODT

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

Temperaturabhängige Messungen des elektrischen Widerstandes und des Hall-Effekts wurden an folgenden metallischen Gläsern durchgeführt: $(\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x)_{77}\text{B}_{13}\text{Si}_{10}$, $\text{T}_{L25}\text{Zr}_{75}$, $\text{La}_{1-x}\text{Al}_x$ und $\text{RE}_{65}\text{Co}_{35}$ (T_L : Fe, Co, Ni, Cu, Pd; RE: Seltene Erdmetalle). Die Untersuchungen erstrecken sich über den Bereich von Zimmertemperatur bis zu den entsprechenden Kristallisationstemperaturen. Der elektrische Widerstand, insbesondere dessen Temperaturabhängigkeit wird im Rahmen der Zimantheorie diskutiert. Wir finden Anzeichen für Ladungsverschiebungen bei den Seltenen Erdlegierungen. Für paramagnetische $(\text{Fe}_{1-x}\text{Ni})_{77}\text{B}_{13}\text{Si}_{10}$ -Gläser konnten durch Korrelieren der temperaturabhängigen Hall-Effekt-Daten mit der magnetischen Suszeptibilität die ordentlichen Hall-Koeffizienten bestimmt werden. Diese Resultate werden verglichen mit Hall-Koeffizienten von flüssigen Fe- und Ni-Legierungen.

Negative Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstandes flüssiger Legierungen vom Typ Sm-Co und Cu-Zr

T. LAUBSCHER, B. DELLEY, H. U. KÜNZI und H.-J. GÜNTHERODT

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

Negative Temperaturkoeffizienten (NTK) des elektrischen Widerstandes treten sehr häufig bei flüssigen und glasartigen Legierungen auf. Insbesondere im flüssigen Zustand können diese gut mit der Ziman-Theorie erklärt werden. NTK treten auf, wenn $2k_F \sim Kp$ ist, d.h. der Durchmesser der Fermikugel mit der Wellenzahl des ersten Maximums des Strukturformfaktors übereinstimmt. Hier wird über Messungen an flüssigen Legierungen berichtet, bei denen entsprechend den bisherigen Kenntnissen keine NTK erwartet wurden. Die dennoch beobachteten NTK lassen sich mit der Ziman-Theorie nur in Einklang bringen durch spezielle Annahmen über die Elektronenstruktur.

Wasserstoff in metallischen Gläsern

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

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

Viele metallische Gläser absorbieren ähnlich wie kristalline Metalle beachtliche Mengen von Wasserstoff. In dieser Arbeit wurden insbesondere die Systeme $\text{Pd}_{80}\text{Si}_{20}$ und $\text{Pd}_{77.5}\text{Cu}_6\text{Si}_{16.5}$ mit H_2 untersucht. Diese beiden Gläser nehmen nur relativ wenig Wasserstoff auf (~ 1 At.-% H). Dieser Wasserstoff hat aber einen grossen Einfluss auf ihre elastischen und anelastischen Eigenschaften. Die innere Reibung der mit Wasserstoff beladenen Proben zeigt bei 180 K thermisch aktivierte Relaxationseffekte deren Aktivierungsenergie und charakteristische Relaxationszeit bestimmt wurden. Der mit dem Relaxationspeak verbundene Moduldefekt kann deutlich beobachtet werden und verschwindet wie der Relaxationspeak nach vollständiger Desorption des Wasserstoffs.

Defects in amorphous and crystalline rare earth cobalt alloys studied by positron annihilation

E. CARTIER and F. HEINRICH

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

M. LIARD and H.-J. GÜNTHERODT

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

Alloys of the type $\text{RE}_{67}\text{Co}_{33}$ (RE = Nd, Sm, Gd, Tb, Dy and Er) have been investigated in the amorphous and in the crystalline state using the 2γ -angular correlation method. The amorphous alloys were prepared by the melt spinning technique. The correlation spectra measured at room temperature in the amorphous and in the crystalline state differ drastically. Their behaviour is comparable to that in pure metals: The glassy phase of the alloy corresponds to a defect-rich state in a metal, whereas the annealed crystalline alloy corresponds to a defect-free metal. The variation of the peakrate \hat{N} (center of the angular correlation function) during isochronal heating the crystalline alloy from room temperature to near the melting point is dominated by thermal vacancy formation. The data were analyzed in terms of the positron trapping model. The monovacancy formation enthalpies derived increase with the atomic number of the RE-element, from 0.41 ± 0.13 eV in $\text{Nd}_{67}\text{Co}_{33}$ up to 0.81 ± 0.06 eV in $\text{Er}_{67}\text{Co}_{33}$. These values are smaller by a factor of ~ 2 than the expected monovacancy formation enthalpies E_{1v} in the rare earth elements and also considerably smaller than $E_{1v} = 1.38$ eV in cobalt. We therefore conclude that the positron trapping observed in crystalline $\text{RE}_{67}\text{Co}_{33}$ is due to Co-vacancies. The peakrate $\hat{N}(T)$ during crystallization shows two well separated steps appearing at the same temperatures where significant vacancy formation occurs in the crystalline alloy. This suggests that the trapping sites in the glassy phase are vacancy-like. The extrapolation of the peakrate \hat{N} in the glassy phase to the melting point coincides with the peakrate of the crystalline alloy just before melting. On the other hand \hat{N} of the amorphous phase differs

drastically from that of the crystalline alloy at room temperature. Both observations lead to the conclusion that the defect structure in the metallic glass must be similar to that of the crystalline alloy near the melting point.

A detailed publication is in preparation.

Mechanische Eigenschaften

Etude de la mobilité des dislocations

G. GREMAUD et W. BENOIT

(Laboratoire de génie atomique, EPF-Lausanne, CH-1007 Lausanne)

La plupart des phénomènes anélastiques et plastiques dans les métaux sont contrôlés par la mobilité des dislocations. Des mesures de frottement intérieur, c'est-à-dire d'amortissement des vibrations mécaniques en fonction de la température, présentent des phénomènes de relaxation liés aux mécanismes microscopiques agissant sur la mobilité des dislocations (interaction des dislocations avec le réseau ou avec des défauts ponctuels). Ces pics de frottement intérieur sont difficiles à interpréter, car les divers mécanismes d'interaction donnent naissance à des pics très semblables.

Une technique nouvelle de couplage de contraintes basse (1 Hz) et haute fréquence (10 MHz) a été mise au point. Les résultats obtenus (courbes de l'atténuation de la contrainte haute fréquence en fonction de la contrainte basse fréquence) présentent des différences très significatives suivant le mécanisme d'interaction mis en jeu. Un modèle théorique basé sur les phénomènes d'activation thermique a été développé. Il est en très bon accord avec l'expérience et fournit une explication à l'échelle microscopique des phénomènes d'interaction observés.

Evolution du frottement intérieur lors de la recristallisation des alliages Al-Ag

R. SCHALLER et W. BENOIT

(Laboratoire de génie atomique, EPF-Lausanne, CH-1007 Lausanne)

L'évolution de la microstructure d'un alliage Al-Ag lors de la précipitation et de la recristallisation donne lieu à d'importantes modifications du spectre de frottement intérieur.

Ainsi, la précipitation peut être suivie au moyen de trois pics de relaxation anélastique dus à des mouvements d'atomes dans les solutions solides trempées et réverties, et dans la phase précipitée ξ ($\text{Ag}_2\text{Al-hc}$).

Les échantillons écrouis présentent un spectre complètement différent: aucun pic n'est décelable aussi bien après trempe qu'après vieillissement. La recristallisation s'accompagne d'une restitution du spectre caractéristique des échantillons non déformés.

Emissions acoustiques dans le peraluman

D. G. MAEDER, B. I. SANDERSON et MME A. SILLOU

(Univ. de Genève, CH-1211 Genève 4)

L'adjonction d'un convertisseur analogique-numérique lent (temps de conversion $100 \mu s$) à notre système de flexion [1] nous permet désormais de digitaliser les paramètres mécaniques (force et flèche) et la tension r.m.s. intégrée provenant d'une chaîne d'amplification (généralement pour un capteur résonnant à 5 MHz). en outre, nous avons pu disposer d'un enregistreur de transitoires (2 kmots, fréquence d'échantillonnage 1 MHz) qui a permis la photographie et la digitalisation d'événements d'émission acoustique (E.A.). Ces données sont stockées sur disquette 'souple' à l'aide d'un système de développement MCZ 1/05 basé sur le microprocesseur Z80. L'abondance des E.A. observée dans le peraluman [1] nous a conduit à étudier l'influence du revenu appliqué à un peraluman 260 'dur' sur le taux d'émissions. Peu d'E.A. sont décelables lors de la flexion de peralumans fortement écrouis (Fig. 1) revenus une heure à une température inférieure à $270^\circ C$; au-delà, une nette augmentation de la puissance acoustique est observée en même temps qu'une plasticité accrue. La composition du peraluman¹⁾ semblerait indiquer qu'à la phase β' cohérente succède la phase d'équilibre β (Al_8Mg_5) qui se précipite sur les joints de grain [2], facilitant ainsi les glissements. La décroissance lente du taux d'E.A. au cours du maintien d'une flèche constante est à rapprocher avec le phénomène de 'delayed yielding' caractéristique des alliages Al-Mg [3].

La digitalisation rapide de l'enveloppe du signal (5 MHz) révèle la présence de 'microbursts' de grande amplitude (Fig. 2 et 3) se détachant d'un bruit d'émissions continues. Les courbes de la répartition des énergies montrent que ce dernier obéit à une distribution de Boltzmann caractérisée par une température qui est simplement une mesure de l'énergie moyenne de ce bruit.

Les Figs. 3b, 3c, 3d résument les premières analyses d'une expérience réalisée sur le Peraluman 260 à l'état 'mou' ($300^\circ C$, 1 heure). Une extension prochaine de l'équipement nous permettra de digitaliser simultanément les enveloppes de quatre bandes de fréquence ce qui rendra possible des analyses temporelles croisées.

RÉFÉRENCES

- [1] D. G. MAEDER, B. I. SANDERSON et A. SILLOU, H.P.A. 52 397 (1979).
- [2] L. F. MONDOLFO, *Aluminium alloys: structure and properties*. Butterworths London (1976).
- [3] L. A. SHEPARD and J. E. DORN, J. Met. 1229 (October 1956).

¹⁾ Peraluman 260: Al Mg 2.7, Mn 0.83, Fe 0.23, Cr 0.13, Si 0.12, Zn 0.02; Peraluman 460: Al Mg 4.3, Mn 0.82, Fe 0.19, Cr 0.11, Si 0.08, Zn 0.02.

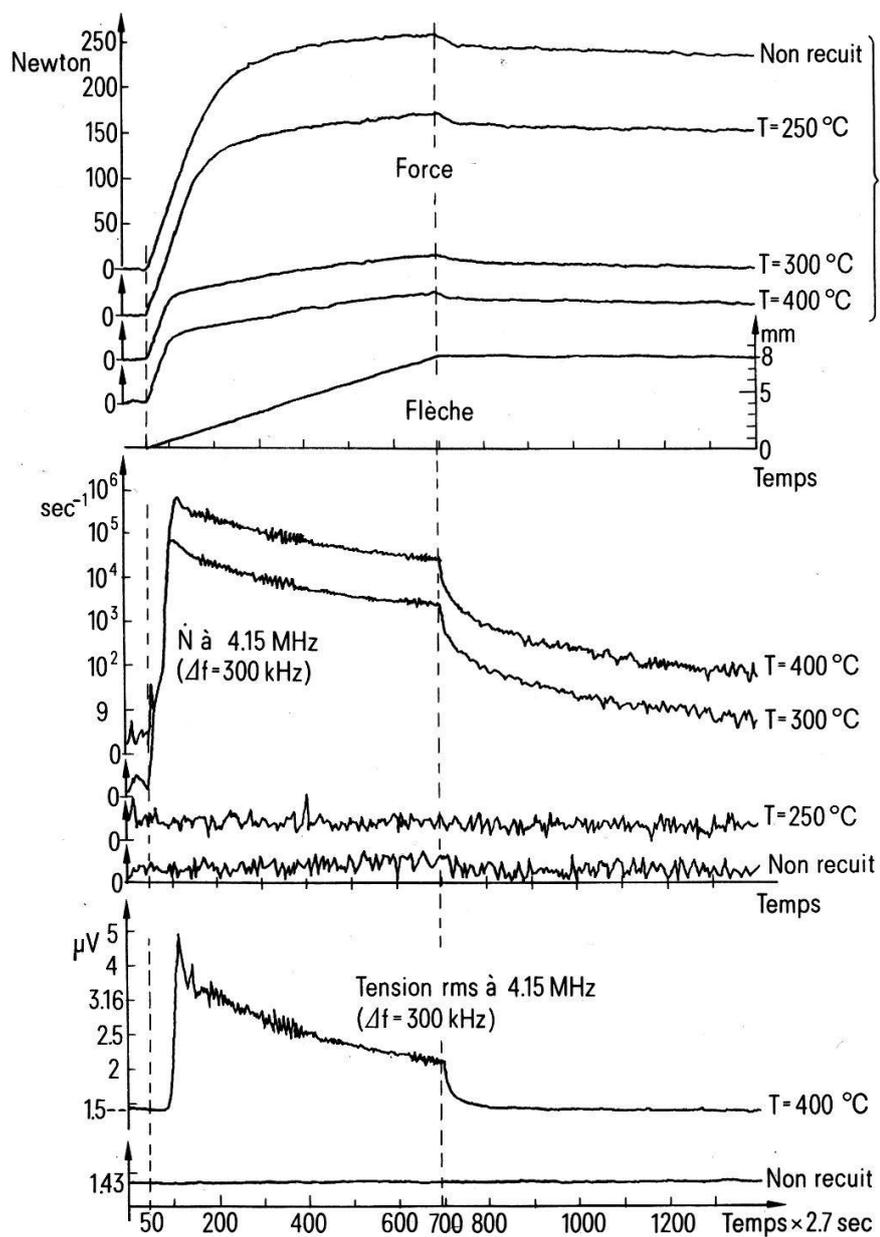


Figure 1

Courbes force, taux de comptage E.A. pour un seuil de $6.2\text{ }\mu\text{V}$ ($\sim 1.5 \times 10^{-17}\text{ J}$), tension r.m.s. pendant la flexion d'échantillons de peraluman 260 (1 heure de revenu); $\dot{\epsilon} = 0.02\%/ \text{sec}$.

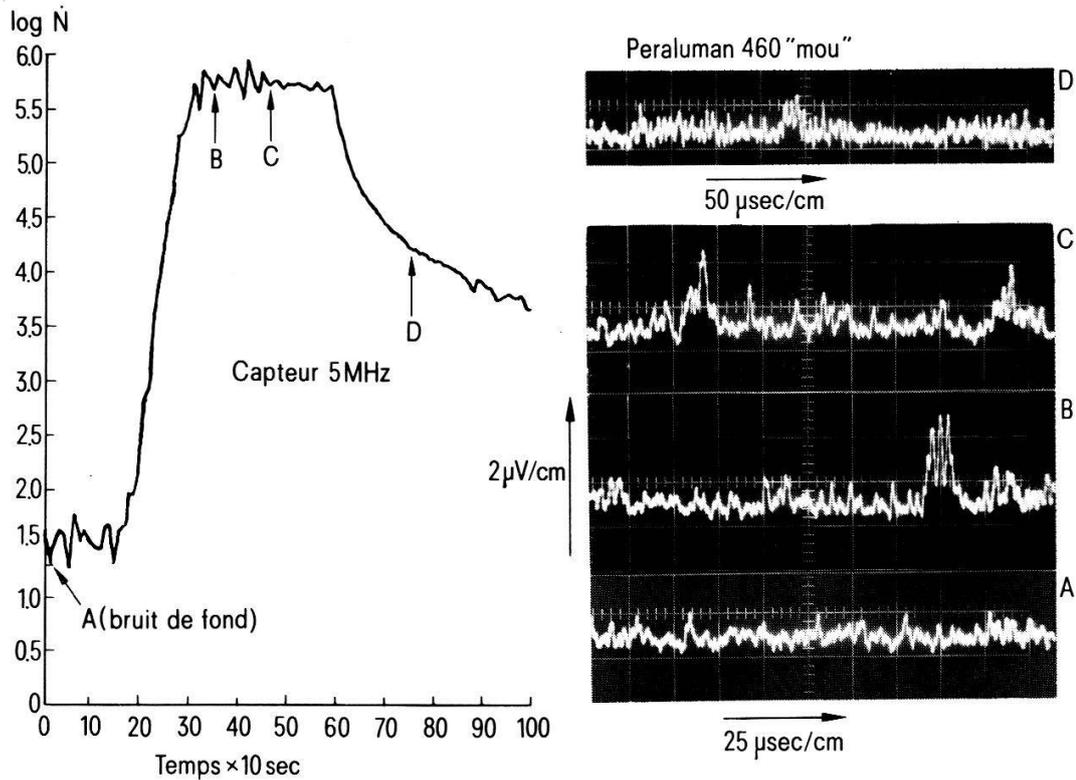


Figure 2

Allure des signaux E.A. 'microbursts' en différentes zones d'expérience: A) bruit d'amplificateur, B) et C) E.A. pendant la déformation plastique imposée, D) E. A. 'retardées' pendant le maintien d'une flèche constante.

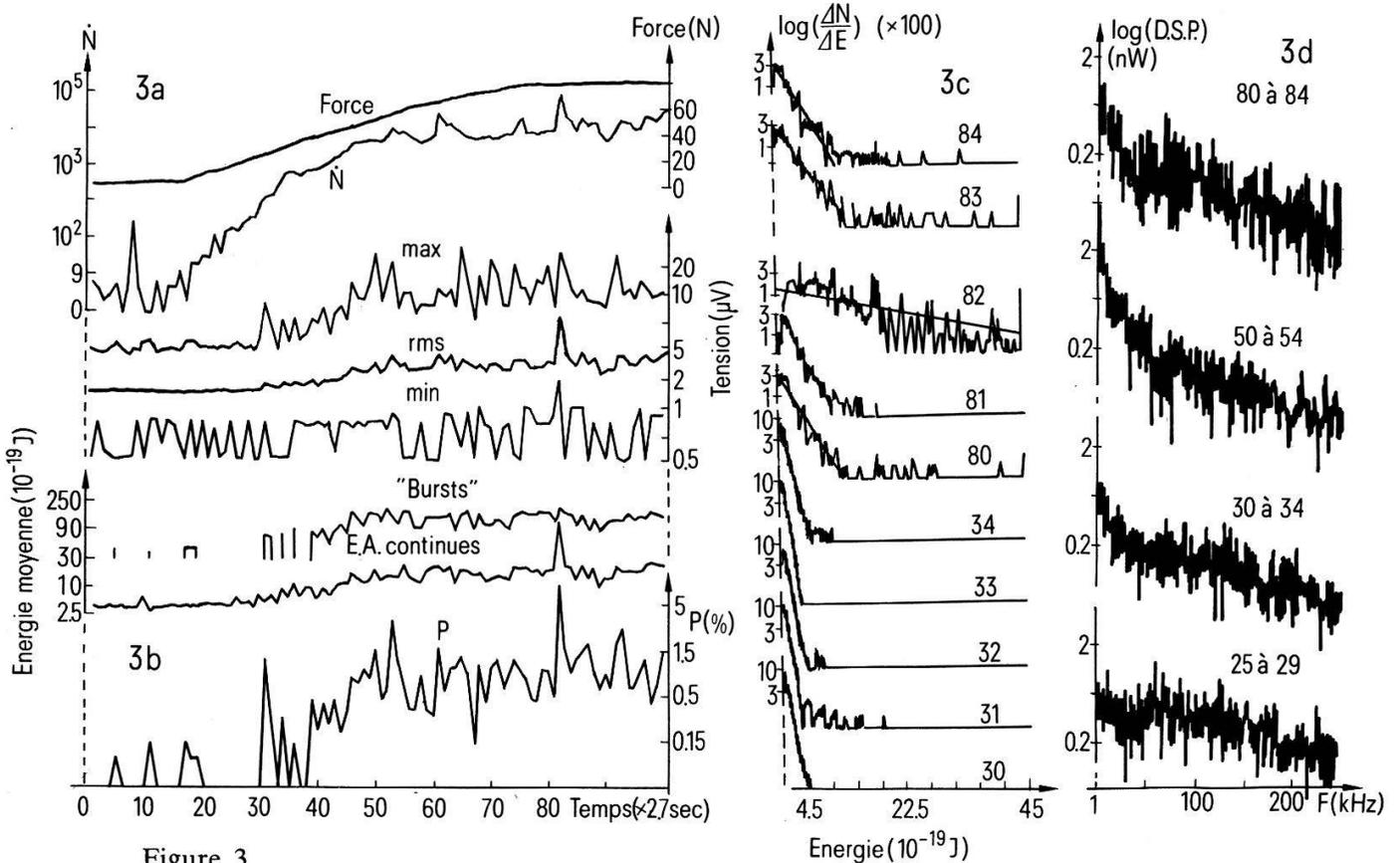


Figure 3

a) Courbes force, taux de comptage E.A., extrêmes de l'enveloppe évalués sur des durées de 2 ms (1 mes./2.7s) pendant la flexion. b) Séparation des E.A. en émissions continues et 'µ bursts', obtenues à partir des distributions en énergie (exemples, Fig. 3c); P est le pourcentage de 'µ bursts'. d) Moyenne de la densité spectrale de puissance de l'enveloppe sur 1 ms (F.F.T.) dans quelques phases de l'expérience.

Negative Elastizitätskonstante in zwischenvalentem TmSe

H. BOPPART, A. TREINDL und P. WACHTER

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

Uniaxialer Druck auf einen kubischen Kristall erlaubt die Bestimmung seiner elastischen Konstanten. Im Gegensatz zur dynamischen Ultraschallmethode ist es mit der Dehnmessstreifentechnik möglich, die elastischen Konstanten statisch zu bestimmen. Uniaxialer Druck auf einen Körper bewirkt eine Kontraktion längs der Druckachse und normalerweise eine Dilatation in der Querrichtung, was durch ein positives Poissonverhältnis ausgedrückt wird. In $\text{Tm}_{0,99}\text{Se}$ findet man, bei uniaxialem Druck, sowohl in Längs- wie auch in Querrichtung eine Kontraktion. Der zwischenvalente Zustand der Tm-Ionen in TmSe erklärt diese Anomalie.

Anomalies du comportement en température des constantes élastiques d'alliages $\text{Nb}_x\text{Mo}_{1-x}$

P. BUJARD, E. WALKER et J. ASHKENAZI

(Université de Genève, 32 Bd d'Yvoy, CH-1205 Genève)

Nous avons étudié l'évolution du comportement anormal de c_{44} du Nb avec le remplissage des bandes de valence. Par mesure de la vitesse du son depuis la température de l'hélium liquide jusqu'à la température de fusion de l'alliage, nous avons déterminé les constantes élastiques de 20 monocristaux $\text{Nb}_x\text{Mo}_{1-x}$ avec $1 \geq x \geq 0$. Les résultats sont interprétés avec le modèle de la bande rigide en utilisant la structure de bande et les constantes de couplage électrons-phonons du Nb.

Magnetische Eigenschaften

Transporteigenschaften in hohen Magnetfeldern

J. SCHOENES, G. TRAVAGLINI, O. VOGT und P. WACHTER
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, CH-8093 Zürich)

Der spezifische elektrische Widerstand und der Hall-Effekt von US, eines 5 f Ferromagneten, wurden untersucht.

Der elektrische Widerstand als Funktion der Temperatur zeigt einen quadratischen Verlauf von 0 bis 130 K, der auf Magnon-Elektronstreuung zurückzuführen ist. In der Nähe von $T_C = 180$ K tritt ein Maximum in $d\rho/dT$ auf dessen Höhe und Temperatur sich als Fkt. des Feldes B ändert. T -Abhängigkeitsmessungen des Hall-Effektes für B gleich 1, 2, 4 und 6 T wurden in einen anomalen bzw. normalen Anteil nach der Beziehung $\rho_H = 4\pi R_S \pi + R_0 B$ zerlegt; R_0 ist positiv für $T > 85$ K und negativ unterhalb dieser Temperatur. Nach dem 'Ein-Band-Modell' beträgt die Ladungsträgerkonzentration bei 4 K 1.5 Elektronen bzw. 0.06 Löcher pro Formeleinheit. Der spontane Anteil zeigt bis 130 K einen T^2 Verlauf (SPIN-Bahn-Kopplungsterm) und für $T > T_C$ fällt er rasch auf den Spinkorrelationsterm ab. Die Feldabhängigkeit des Hall-Effektes wurde bis 10 T gemessen und durch die obige Formel gefittet.

Hysteresisverhalten von magnetischen Oberflächen

D. PESCIA, M. ERBUDAK, F. MEIER und O. VOGT
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, CH-8093 Zürich)

Durch Messung der Spinrichtung photoemittierter Elektronen, deren Austrittstiefe nur wenige Atomschichten beträgt, ist es gelungen, Hysteresiskurven von magnetischen Oberflächen zu bestimmen und zwar an dem stark anisotropen Ferromagneten Uransulfid, US, und am Magnetit, Fe_3O_4 . Ebenfalls wurde die Hysterese der totalen Magnetisierung dieser Kristalle gemessen. Für US stimmen die beiden Kurven genau überein, während für Fe_3O_4 deutliche Abweichungen auftreten. Die Gründe für dieses unterschiedliche Verhalten werden diskutiert.

Partielle zirkulare Polarisation der thermischen Emission von Ferromagneten

F. FUCHS, F. LEIBUNDGUT und F. K. KNEUBÜHL
(ETH, Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

Wir haben experimentell nachgewiesen, dass die spektrale thermische Emission von magnetisiertem Fe [1], Co und Ni partiell zirkular polarisiert ist. Der Polarisationsgrad in der Größenordnung 1% wurde im Bereich 0.2 eV bis 2.0 eV in Funktion der Temperatur und der Wellenlänge gemessen. Fe und Ni zeigen

einen Vorzeichenwechsel der spektralen zirkularen Polarisation bei 1.3 eV resp. 0.3 eV. Erste Messungen an Co im Bereich der Strukturumwandlung hcp-fcc bei ca. 690 K werden diskutiert.

LITERATUR

- [1] F. FUCHS, K. MÜLLER und F. KNEUBÜHL, *Phys. Lett.* 64A, 249, (1977); F. FUCHS, T. BISCHOFBERGER und F. KNEUBÜHL, *J. Magn. Mat.* (1980) in print.

Investigation of the Morin transition in $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ by the Mössbauer effect

L. TOBLER, W. KÜNDIG and P. F. MEIER

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

The Morin (spin-flip) transition in $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ($T_M \cong 260$ K) was investigated by the Mössbauer effect. The transition was found to show a thermal hysteresis of 9 ± 1 K. The quadrupole interaction of 0.1965 ± 0.0007 mm/s just below T_M changes by a factor of -2.03 ± 0.02 in going through the transition, clearly indicating a spin rotation of 90° . The local magnetic field jumps at T_M from 534.7 below to 526.5 kG above T_M . This field change of $\Delta B = 8.27 \pm 0.03$ kG is explained by a change of the dipolar field produced by the neighbouring Fe ions. The calculated dipolar fields^[1] are +6.52 kG below and -3.26 kG above T_M , resulting in an expected field change of 9.8 ± 0.1 kG. The deviation of 16% from the measured value may be due to errors in the lattice parameters used. To our knowledge this is the first time that dipolar fields are observed by the Mössbauer effect.

REFERENCE

- [1] P. F. MEIER et al., *Hyperfine Interactions* 5 (1978) 311.

Varia

Ein hydrodynamisches Modell für Transportphänomene in Metallen

R. JAGGI

(IBM Forschungslaboratorium Zürich, CH-8803 Rüschlikon)

Die Leitungselektronen in Metallen verhalten sich in mancher Hinsicht wie eine Flüssigkeit. In dem vorliegenden Modell wird die kollektive Bewegung einer Elektronen flüssigkeit (Konzentration N , Elementarladung e , Elektronmasse m) durch eine Driftgeschwindigkeit \mathbf{v} beschrieben. Als Bewegungsgleichung wird die Navier-Stokes-Gleichung folgendermassen formuliert:

$$Nm \frac{D\mathbf{v}}{Dt} + \mathbf{F} + \text{grad } P = Ne(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) - N \frac{m}{\tau} \mathbf{v}, \quad (1)$$

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \text{grad})\mathbf{v} = \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \frac{1}{2} \text{grad } v^2 - \mathbf{v} \times \text{rot } \mathbf{v}. \quad (2)$$

Die innere Reibung

$$\mathbf{F} = -\eta(\Delta\mathbf{v} + \frac{1}{3}\text{grad div } \mathbf{v}) \quad (3)$$

wird charakterisiert durch den Viskositätskoeffizienten η . Im allgemeinen tritt ein Gradient des Druckes $P(N)$ auf. Auf der rechten Seite von Gl. (1) ist die Lorentz-Kraftdichte (mit elektrischem Feld \mathbf{E} und magnetischer Induktion \mathbf{B}) und der Ohm-Term, in dem die Wechselwirkung der Elektronenflüssigkeit mit dem Kristallgitter durch eine Relaxationszeit τ beschrieben wird. Die Randbedingungen an einer stationären festen Grenzfläche werden ebenfalls von der klassischen Hydrodynamik übernommen:

$$v_{\text{normal}} = 0, \quad v_{\text{tangential}} = 0. \quad (4)$$

Kronig [1] führte zu Gl. (3) und (4) analoge Ausdrücke für ein Plasma in Metallen ein. Gl. (1) mit $\mathbf{F} = 0$ wurde benutzt zur Erklärung nichtohmscher Phänomene in Halbleitern [2]. Hier soll das System (1) bis (3) linearisiert werden für den Fall einer inkompressiblen Elektronenflüssigkeit ohne Halleffekt und Magnetowiderstand. Im besonderen wird die räumliche Verteilung der Stromdichte $\mathbf{J} = Ne\mathbf{v}$ und des Magnetfeldes \mathbf{H} für Gleich- und Wechselstrom berechnet. Nach Einführung von

$$\sigma_0 = \frac{Ne^2\tau}{m} \quad (5)$$

und

$$\lambda^2 = \alpha^{-2} = \frac{\eta\tau}{Nm}, \quad (6)$$

wobei σ_0 die Leitfähigkeit und λ eine charakteristische Länge bedeuten, wird eine phänomenologische Behandlung durchgeführt. Unter den gemachten Einschränkungen liefert das Modell ein verallgemeinertes Ohmsches Gesetz

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\sigma_0}(\mathbf{J} + \tau\dot{\mathbf{J}} + \lambda^2 \text{rot rot } \mathbf{J}). \quad (7)$$

In einem ersten Anwendungsbeispiel wird ein unendlich langer Zylinder vom Radius α betrachtet, durch den ein Gleichstrom I der mittleren axialen Stromdichte \bar{J}_z fließt. Gl. (7) lautet hier

$$\frac{d^2 J_z}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dJ_z}{dr} - \alpha^2 J_z = -\alpha^2 \sigma_0 E_z \quad (8)$$

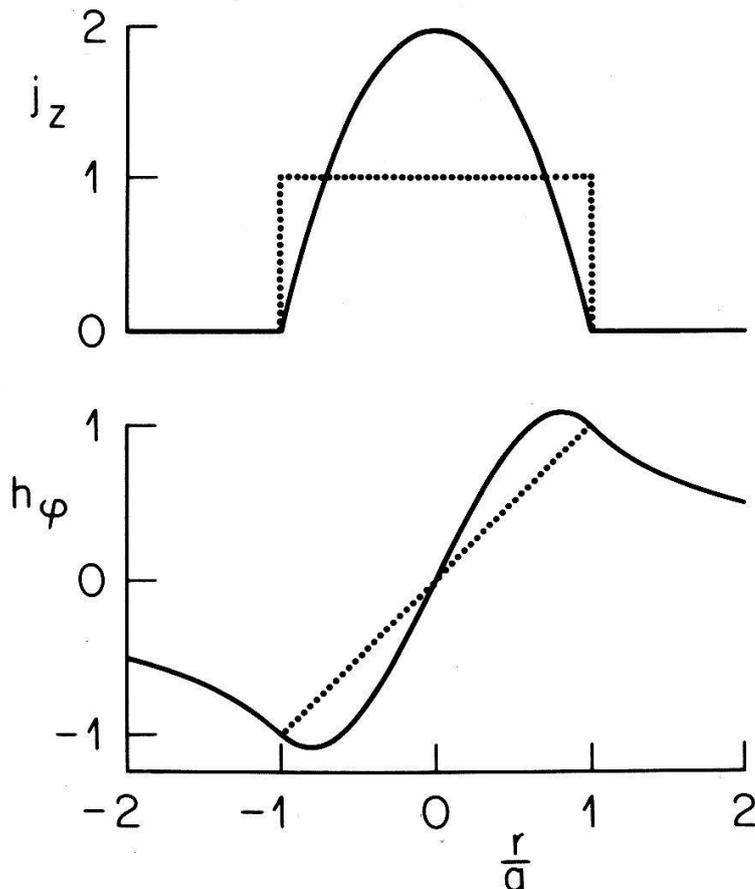
mit der Lösung

$$J_z(r) = \sigma_0 E_z \left[1 - \frac{J_0(i\alpha r)}{J_0(i\alpha a)} \right]. \quad (9)$$

Die zweite Maxwellsche Gleichung liefert das Magnetfeld

$$H_\varphi(r) = \sigma_0 E_z \frac{r}{2} \left[1 - 2 \frac{-iJ_1(i\alpha r)}{\alpha r J_0(i\alpha a)} \right]. \quad (10)$$

J_0 und J_1 sind Bessel-Funktionen nullter und erster Ordnung.



Figur 1

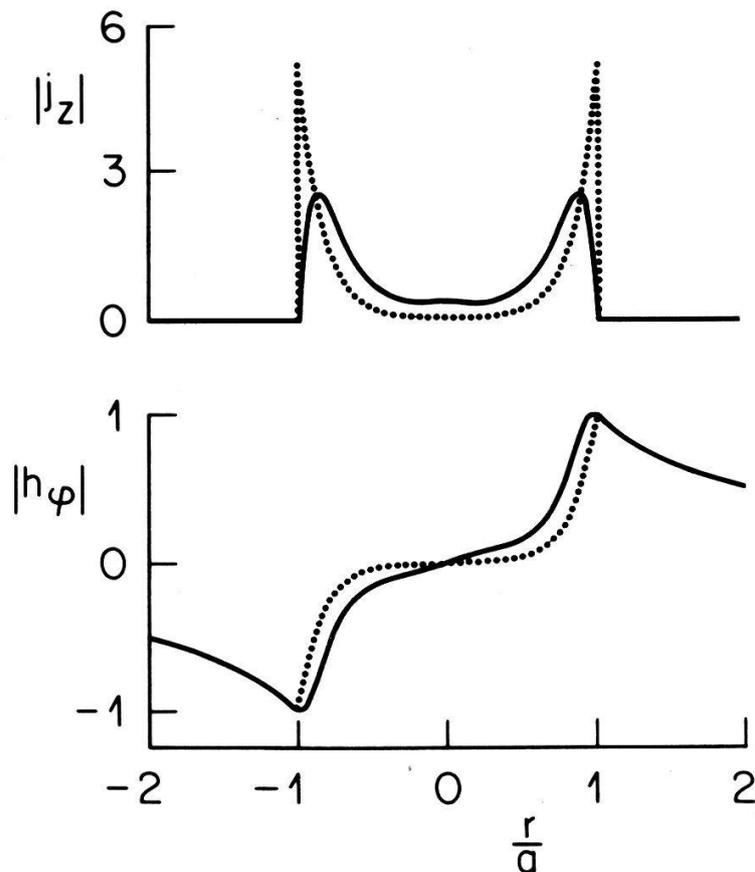
Normierte Stromdichte $j_z = J_z(r)/\bar{J}_z$ und Magnetfeld $h_\varphi = H_\varphi(r)/H_\varphi(a)$ als Funktion von r/a für die klassische Theorie ($\alpha a = \infty$, punktiert) und für das vorliegende Modell ($\alpha a = 1$) in einem Zylinder unter stationären Bedingungen.

Figur 1 zeigt Stromdichte und Magnetfeld im Vergleich mit den bekannten Funktionen der klassischen Theorie, in die das Modell in der Grenze $\alpha a = \infty$ übergeht. Für endliche Werte von αa ist die Stromdichte maximal in der Zylinderachse. Als Folge der Randbedingung $J_z(a) = 0$, Gl. (4), verläuft das Magnetfeld mit stetiger Tangente durch die Oberfläche und hat Extrema im Innern des Leiters. Diese Strom- und Feldverteilungen geben Anlass zu einer Abhängigkeit der effektiven Leifähigkeit und der inneren Induktivität von den Probedimensionen. Dabei ist der Size-Effekt des Widerstandes stärker ausgeprägt als bei der Standardtheorie nach Fuchs [3].

Als zweites Beispiel sei ein nicht-stationäres Problem gewählt. Aus dem System der Maxwell'schen Gleichungen und dem verallgemeinerten Ohmschen Gesetz (7) folgt

$$\text{rot}^4 \mathbf{J} + \varepsilon \mu \text{rot}^2 \ddot{\mathbf{J}} + \alpha^2 [\text{rot}^2 \mathbf{J} + \mu \sigma_0 \dot{\mathbf{J}} + \tau \text{rot}^2 \dot{\mathbf{J}} + \varepsilon \mu (\ddot{\mathbf{J}} + \tau \ddot{\ddot{\mathbf{J}}})] = 0. \quad (11)$$

Figur 2 zeigt Lösungen für einen Zylinder mit Wechselstrom der Dichte $J_z(r, t) = J(r) \exp(i\omega t)$ (wobei $\alpha a = \kappa a = 10$, $\kappa^2 = \omega \mu \sigma_0$). Es ist deutlich, wie die Strom- und Feldverteilung gegenüber dem klassischen Skineffekt ($\alpha a = \infty$) modifiziert ist, was sich durch Experimente überprüfen lässt.



Figur 2

Normierte Beträge von Stromdichte $|j_z|$ und Magnetfeld $|h_\varphi|$ als Funktion von r/a für den klassischen Skineneffekt ($\alpha a = \infty$, punktiert) und für das vorliegende Modell ($\alpha a = 10$), jeweils für $\kappa a = 10$.

LITERATUR

- [1] R. KRONIG, *Physica (Utrecht)* 15, 667 (1949), C. W. BENTHEM und R. KRONIG, *Physica (Utrecht)* 20, 293 (1954).
- [2] R. JAGGI, *Helv. Phys. Acta* 43, 481 (1970).
- [3] K. FUCHS, *Proc. Cambridge Philos. Soc.* 34, 100 (1938).

Die Bedeutung der Gelzüchtung von Kristallen in der Festkörperforschung

H. AREND

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

Gele können in der Kristallzüchtung entweder als Wachstumsmedium oder als Mittel zur Kontrolle des Materialtransports eingesetzt werden. Durch eine geeignete Auswahl der Gelbildner und die Verwendung einiger möglicher Selbstregelmechanismen können Kristalle interessanter Verbindungen, wie z.B. $\text{PbH}_{1-x}\text{D}_x\text{PO}_4$ und CsGeCl_3 , erhalten werden. Die Methode eignet sich namentlich für schwerlösliche, leicht zersetzbare Verbindungen und ist wegen der Verfügbarkeit der Hilfsmittel und der Leichtigkeit der Durchführung als geeignete Ergänzung der Methodik bei der Suche neuer Materialien zu betrachten.

Kristallisation amorpher Ge-Filme durch Laserbestrahlung

G. BADERTSCHER, R. P. SALATHE und H. P. WEBER

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

Glassubstrate mit einem 200 nm dicken, aufgedampften Germanium Film wurden auf einem rotierenden Halter befestigt und örtlich mit einem Kryptonlaser bestrahlt. Bei der Phasenumwandlung amorph-kristallin nimmt die Transmission der Filme zu; die Messung des transmittierten Laserlichts ermöglichte daher, die Bestrahlungsdauer (Drehgeschwindigkeit) und Laserintensität festzulegen. Die bestrahlten Filme wurden optisch, im TEM und mittels Ramanstreuung untersucht. Es wurde ein 'blumenartiges' Kristallwachstum festgestellt mit einkristallinen Zonen bis zu 20 μm Länge. Intensität und Linienbreite des Ramansignals lassen sich mit der Grösse der Kristalle korrelieren.

Spectres de gain de GaSe¹⁾

J. L. STAEHLI, V. CAPOZZI²⁾ M. GUZZI³⁾

(Physique appliquée, EPFL, CH-1007 Lausanne)

En utilisant la méthode proposée par Hvam [1], nous avons mesuré le spectre de gain dans la région spectrale qui se trouve juste au dessous de la transition de l'exciton direct (de 5870 à 6250 Å environ). Pour tous les échantillons, nous trouvons la bande d'émission stimulée qui s'étend de 5950 à 6050 Å et qui a déjà été observée auparavant [2]. Pour une intensité d'excitation de 1 MW cm^{-2} cette émission a un gain maximum de l'ordre de 100 cm^{-1} . En outre, dans les cristaux Bridgman, une raie supplémentaire très étroite apparaît à 5905 Å. Par contre, les cristaux crûs par réaction de transport ont une raie dont la position varie entre 6100 et 6200 Å selon l'intensité d'excitation et selon la longueur de la surface excitée sur l'échantillon. Cette dernière émission pourrait être due à une distribution de niveaux partiellement saturés au dessous de la bande interdite.

¹⁾ Travail subventionné par le Fonds National Suisse.

²⁾ Adr. perm.: Istituto di Fisica, Univ. di Lecce.

³⁾ Adr. perm.: Istituto di Fisica, Univ. di Milano.

[1] Hvam: Sol. State Comm. 26 (1978), 373.

[2] MERCIER et al., Phys. Rev. B11, (1974) 2243.

Croissance et quelques propriétés physiques d'oxydes mixtes de ruthenium et d'iridium

C. A. GEORG et F. LEVY

(Laboratoire de physique appliquée, EPFL, CH-1007 Lausanne)

et S. STUCKI

(Brown Boveri Forschungszentrum, CH-5405 Dättwil)

Des cristaux d'oxydes mixtes $(\text{Ru}_x\text{Ir}_{1-x})\text{O}_2$ de différentes concentrations ont été préparés par une méthode de transport chimique en phase gazeuse. La

croissance de ces cristaux nécessite un réacteur ouvert à flux continu et à haute température (1200°C). Ces oxydes, connus pour leurs propriétés électrocatalytiques, tous deux conducteurs métalliques et cristallisant dans une structure du type rutile, forment des solutions solides pour toutes concentrations. Les cristaux atteignent des dimensions de $3 \times 2 \times 1 \text{ mm}^3$. Ils ont été étudiés à l'aide de techniques de diffraction de rayon-x (paramètres cristallins) et de mesures thermogravimétriques (stoechiométrie). La variation de leurs paramètres cristallins avec la concentration correspond à ce qui a été déterminé pour des poudres préparées par traitement thermique [1].

REFERENCE

- [1] C. L. McDANIEL et S. J. SCHNEIDER, J. Res. NBS 73A, No. 2, 213-219 (1969).

Self-consistent electric structure of the ideal and contracted tungsten (001) surface¹

M. POSTERNAK

(Laboratoire de physique appliquée, EPF-Lausanne, CH-1007 Lausanne)

H. KRAKAUER and A. J. FREEMAN

(Northwestern University, Evanston, IL 60201, USA)

Experimental studies have concluded that the clean W(001) surface, while retaining its (1×1) symmetry at and above room temperature, shows $\sim 6\%$ contraction of the topmost surface layer spacing. Self-consistent LAPW calculations for a seven layer W(001) slab have been performed in order to elucidate the possible effects of surface contractions on the electronic structure. Comparison of surface-resonance states, charge densities, densities of states and surface core level shifts for the uncontracted and contracted surface, shows that these results are relatively insensitive to a contraction up to 6%. The nature of the temperature dependent reconstruction of the clean surface to a $c(2 \times 2)$ structure is also discussed.

¹) Supported by U.S. NSF, AFOSR and the Swiss NSF.

Phénomène d'anélasticité dû à une interaction entre les dislocations et les boucles de dislocation créées par irradiation aux neutrons dans l'aluminium pur

F. BAUDRAZ

(Laboratoire de génie atomique, EPF-Lausanne, CH-1007 Lausanne)

Les boucles de dislocations créées par irradiation aux neutrons à 80 K dans l'aluminium pur peuvent interagir avec des dislocations créées par écrouissage. Le phénomène d'anélasticité qui en résulte provoque un pic vers 250 K lorsque le frottement intérieur est mesuré en fonction de la température (fréquence de

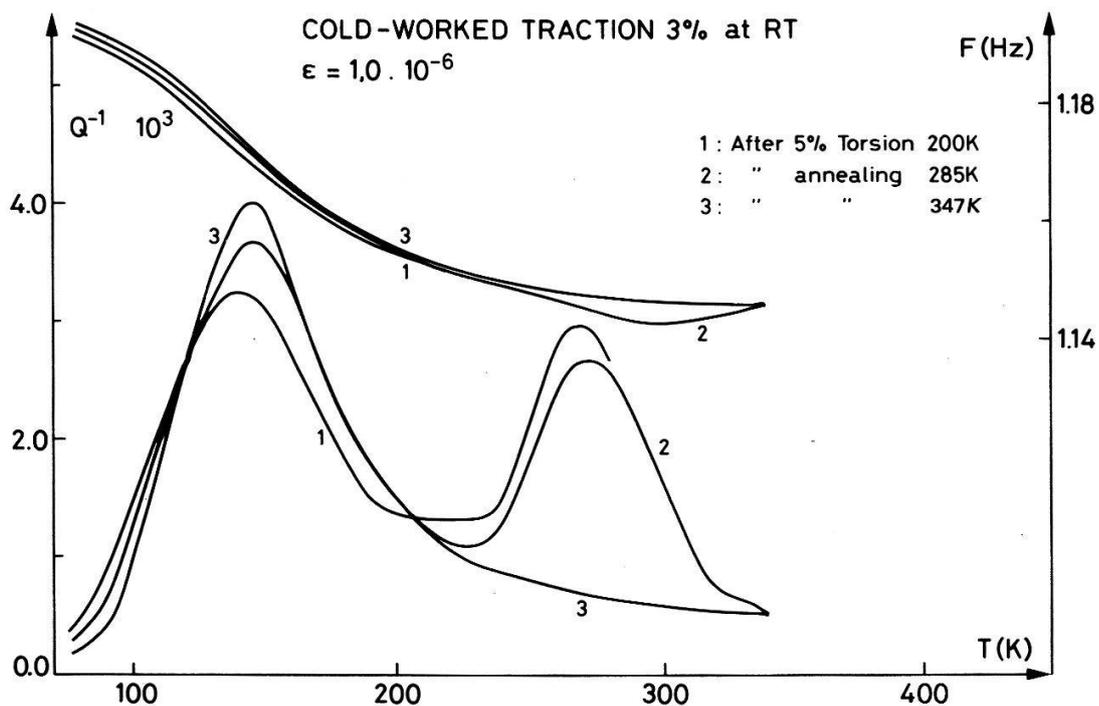
mesure ≈ 2.5 Hz). Ce pic présente les mêmes caractéristiques qu'un pic observé après fatigue et attribué à l'interaction dislocation-boucles de dislocation créées par déformation cyclique.

Influence de la restauration des dislocations vis sur l'observation du pic γ dans le niobium

F. DE LIMA

(Laboratoire de génie atomique, EPF-Lausanne, CH-1007 Lausanne)

Par des mesures de frottement intérieur dans le niobium, on a recherché le pic γ dû au DKG (double kink generation) sur les dislocations vis. On a trouvé un pic de relaxation à 1 Hz dont la température $T_p = 270$ K correspond à la température critique des courbes limites élastiques en fonction de T (voir figure). Ce pic se restaure en deux stades, dont le premier w à 215 K correspond probablement à la restauration des dipôles de dislocations vis et le second x à 320 K correspond probablement à l'annihilation des dislocations vis éloignées.



Recrystallization and precipitation in Al-Mn alloys

C. DIALLO, M. MONDINO and W. BENOIT

(Laboratoire de génie atomique, EPFL, 33, av. de Cour, CH-1007 Lausanne)

The recrystallization and precipitation behaviour of Al-Mn alloys after different thermomechanical treatments have been investigated by internal friction techniques.

Measurements during the first heating run up to 650 K show an always increasing internal friction background which rapidly decreases once the recrystallization temperature is reached. Measurements on cooling indicate the presence of

a stable relaxation peak at 440 K for $f = 1$ Hz. The evolution of the internal friction spectra during isochronal and isothermal treatments gives interesting information about the interaction between both phenomena. In the present experimental conditions, heating rates of $2^\circ/\text{min}$, the isochronal curves show an increase of the I.F. background due to the increase of the dislocation mobility when the Mn atoms leave the solid solution to decorate the subgrain boundaries. The rate of this increase is faster for the samples with the highest Fe content (052 wt%) which would confirm that the presence of Fe effectively accelerates the decomposition of the solid solution as observed by other techniques.

On the other hand, the rapid decrease of the I.F. background would be related to a diminution of the dislocation density when recrystallization occurs. In samples treated as to contain a fine dispersion of second phase particles this phenomenon appears at higher temperatures indicating a pinning of the recrystallization front.

Fort amortissement dans les alliages martensitiques NiTi et CuZnAl et dislocations d'interface

B. TIRBONOD et S. KOSHIMIZU

(Laboratoire de génie atomique, EPF Lausanne, CH-1007 Lausanne)

Les alliages NiTi et CuZnAl présentent dans leur phase martensitique un fort amortissement tout en possédant de bonnes propriétés mécaniques. La phase martensitique est constituée d'un ensemble de plaquettes définies par l'orientation

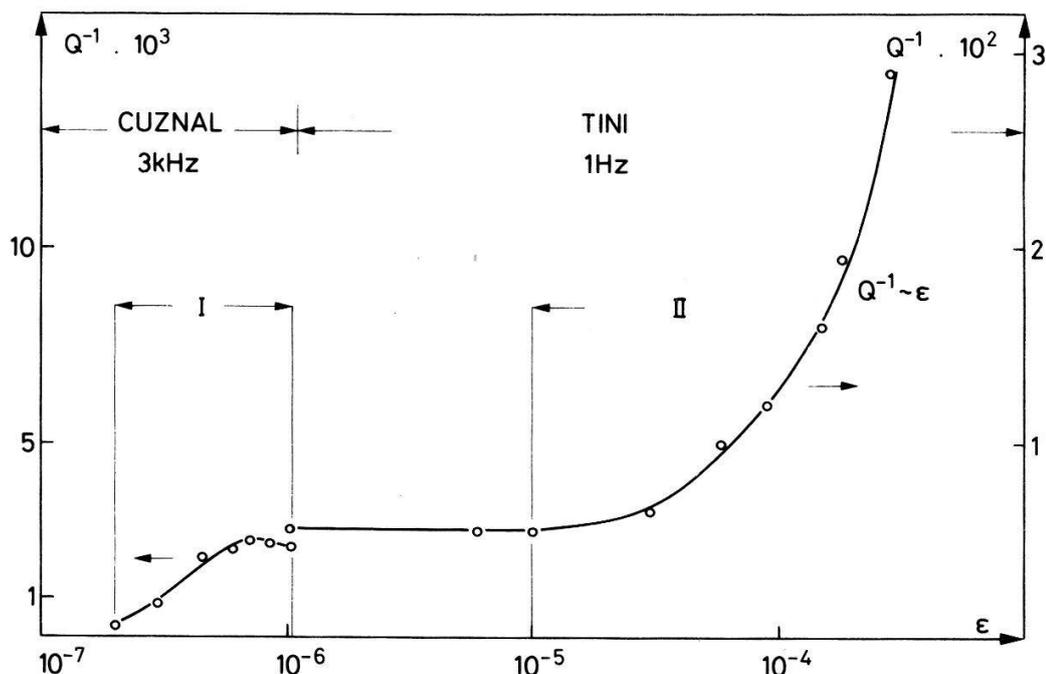


Figure 1

Spectre de frottement intérieur mesuré dans la phase martensitique des alliages CuZnAl (1 kHz) et TiNi (1 Hz) en fonction de l'amplitude de mesure ϵ . I correspond au désancrage des dislocations d'interface et II à la réorientation des plaquettes

du plan de base et la direction de croissance de la martensite, en relation directe avec la distribution des contraintes dans l'échantillon. Si cette distribution change par suite de l'application d'une contrainte, les plaquettes peuvent se réorienter. La réorientation est alors assurée par un mouvement de dislocations aux interfaces [1]. Des mesures de frottement intérieur en fonction de la déformation de mesure ϵ (Fig. 1) ont été réalisées à 3 kHz sur du CuZnAl et à 1 Hz sur du TiNi fourni par Brown Boveri. Dans l'hypothèse où ce sont les dislocations d'interface qui sont responsables du frottement intérieur, il apparaît principalement deux stades pour le mouvement de ces dislocations. Le premier stade (I), en bon accord avec le modèle de Granato-Lücke [2] montre un désancrage des dislocations [3]. Le deuxième stade (II) où le frottement intérieur est proportionnel à la déformation peut être interprété par le modèle phénoménologique de De Jonghe [4] qui correspond à la réorientation des plaquettes de martensite. L'hypothèse des dislocations d'interface est donc capable d'expliquer le spectre de frottement intérieur en fonction de la déformation ϵ . Un article plus complet et discutant la mobilité et la nucléation de ces dislocations est en préparation.

REFERENCES

- [1] G. OLSON et M. COHEN, *Acta Met.*, 27, 1907 (1979).
 [2] A. V. GRANATO et K. LÜCKE, *J. Appl. Phys.*, 27, 583 (1956).
 [3] S. KOSHIMIZU, M. MONDINO et W. BENOIT, *Proc. of ECIFUAS 1*, Manchester 1979, to be published.
 [4] W. DE JONGHE, R. DE BATIST et L. DELAYE, *Scripta Met.* 10, 1125 (1976).

Neutronenbeugungsuntersuchungen an den Wasserstoffspeicher-Systemen FeTi und Mg₂Ni

J. SCHEFER, P. FISCHER und W. HÄLG

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

L. SCHLAPBACH und F. STUCKI

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

Neutronenbeugungsmessungen an β -FeTiD_x haben eine Änderung der Besetzungswahrscheinlichkeit der Oktaederplätze DI/DII von 0.12/0.88 bei $x = 1.0$ auf 0.42/0.92 bei $x = 1.4$ gezeigt, die als Uebergang einer β_2 -Phase (FeTi)₃D₄ interpretiert werden kann [1]. Die Symmetrie der Metallstruktur entspricht der Raumgruppe P222₁. In Uebereinstimmung mit [2] besitzt FeTiD_{1.9} monokline Symmetrie (P2/m).

Die Strukturbestimmung von α -Mg₂Ni wurde durch Neutronenprofilanalyse verfeinert. Mg₂NiD_{3.9} zeigt bei 235°C einen Phasenübergang. Die Hochtemperaturphase (β') besitzt kubische Symmetrie (Fm3m). Ni besetzt die Positionen (4a, 000), Mg (8c, $\frac{1}{4}\frac{1}{4}\frac{1}{4}$) und D (24e, x00, x = 0.229). Die Strukturbestimmung von β -Mg₂NiD_{3.9} wurde begonnen.

LITERATUR

- [1] J. SCHEFER et al., *Mat. Res. Bull.* 14, 1281 (1979).
 [2] P. THOMPSON et al., *J. Phys. F* 9, L61 (1979).

Ionic, covalent, metallic surface states of an arbitrary periodic potential with arbitrary step surface

J. JOLLER

(FB Math. Postfach 940 D-5800 Hagen)

We derive a general selection rule for the existence/nonexistence of surface states for arbitrary periodic potentials:

$$H(\mathbf{x})\psi(\mathbf{x}, E) = E\psi(\mathbf{x}, E) \quad \text{with} \quad H(\mathbf{x} + \mathbf{a}) = H(\mathbf{x})$$

for \mathbf{x} in a semiinfinite crystal. The surface is idealized by a step potential at Z_0 (hyperplane). Certain limiting cases show ionic, covalent or even metallic surface state structure. The ex./nonex. is discussed as a function of energy and/or termination Z_0 .

Positron studies of the crystallization kinetics in the metallic glass $\text{Fe}_{78}\text{Mo}_2\text{B}_{20}$

E. CARTIER and F. HEINRICH

(Laboratory of Solid State Physics, Swiss Federal Institute of Technology, CH-8093 Zurich)

2γ -angular correlation experiments in some commercially available metallic glasses (METGLAS[®] 2826, 2826A and 2605, Allied Chemical, Morristown, N.J.) have been reported recently [1]. In agreement with positron lifetime investigations on several glasses ([2]–[4]), very small differences have been observed between the amorphous and the crystalline phase. In contrast to these results a very pronounced difference between these two phases is detected in $\text{Fe}_{78}\text{Mo}_2\text{B}_{20}$ (2605A) (see Fig. 1). This is the reason why we have chosen METGLAS 2605A for the present study.

The measurements were performed with a zero-angle 2γ -spectrometer described elsewhere [5]. ^{64}Cu was used as a positron source. All the heat treatments and measurements were carried out under a vacuum of 10^{-6} Torr. Great care was taken to avoid geometrical changes of the samples during heating and particularly during crystallization.

The variation of the peakrate \hat{N} (2γ -coincidence rate at zero correlation angle) in $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$ and $\text{Fe}_{78}\text{Mo}_2\text{B}_{20}$ during isochronal heating and cooling is shown in Fig. 1. In both glasses $\hat{N}(T)$ is nearly reversible up to the crystallization temperature T_c (\square pre-annealing). In $\text{Fe}_{78}\text{Mo}_2\text{B}_{20}$ however, a very steep decrease of \hat{N} occurs near T_c . The difference of \hat{N} in the glassy and in the crystalline state amounts to 5%, even at room temperature. The step near T_c is significantly dependent on the heating rates $0.1^\circ\text{C}/\text{min}$ (\times) and $0.5^\circ\text{C}/\text{min}$ (\circ), respectively. The indicated values T_c^x and T_c^0 were taken from calorimetric measurements at the same heating rates [6]. The general trends and the magnitude of these effects are similar to those observed during thermal annealing of deformed metals [7]. This and also the Doppler broadening studies of Kajcsos et al [8] give strong evidence for the existence of a high density of positron trapping sites in the glassy phase. The fact that \hat{N} does not only depend on T but also on dT/dt is used to

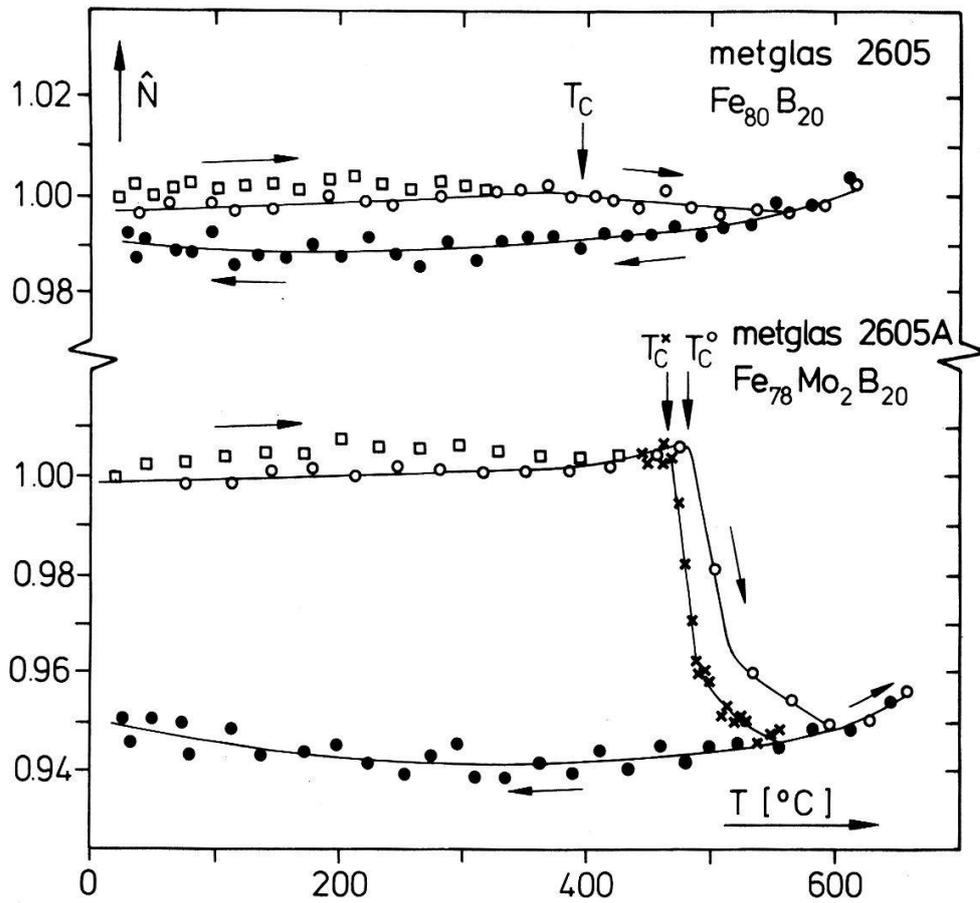


Figure 1
Peakrate vs. temperature during isochronal heating ($\square \times$) and cooling (\bullet). The heating rates are $0.1^\circ\text{C}/\text{min}$ (\times) and $0.5^\circ\text{C}/\text{min}$ (\circ), respectively. The errors correspond to the point diameters.

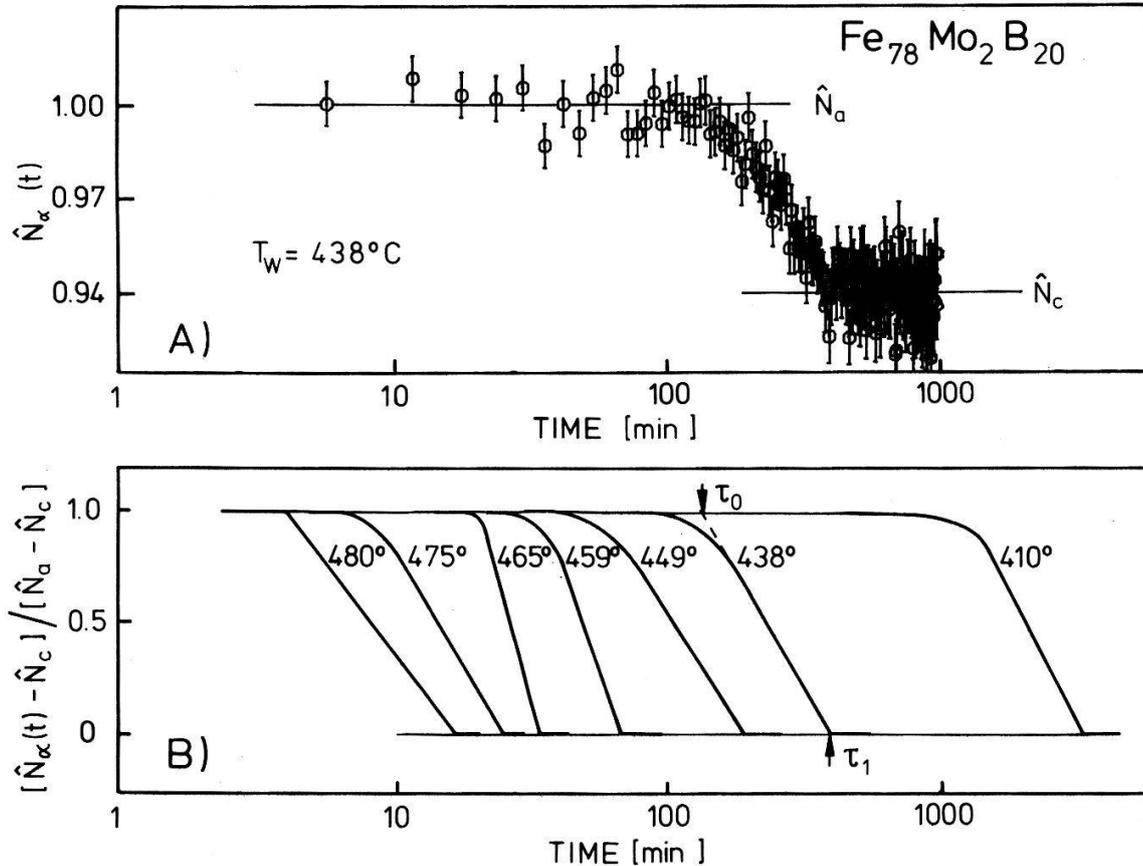


Figure 2
Variation of the peakrate \hat{N} during isothermal heat treatment. A: typical measurement at $T_w = 438^\circ\text{C}$. B: Normalized peakrates vs. time for 7 different working temperatures.

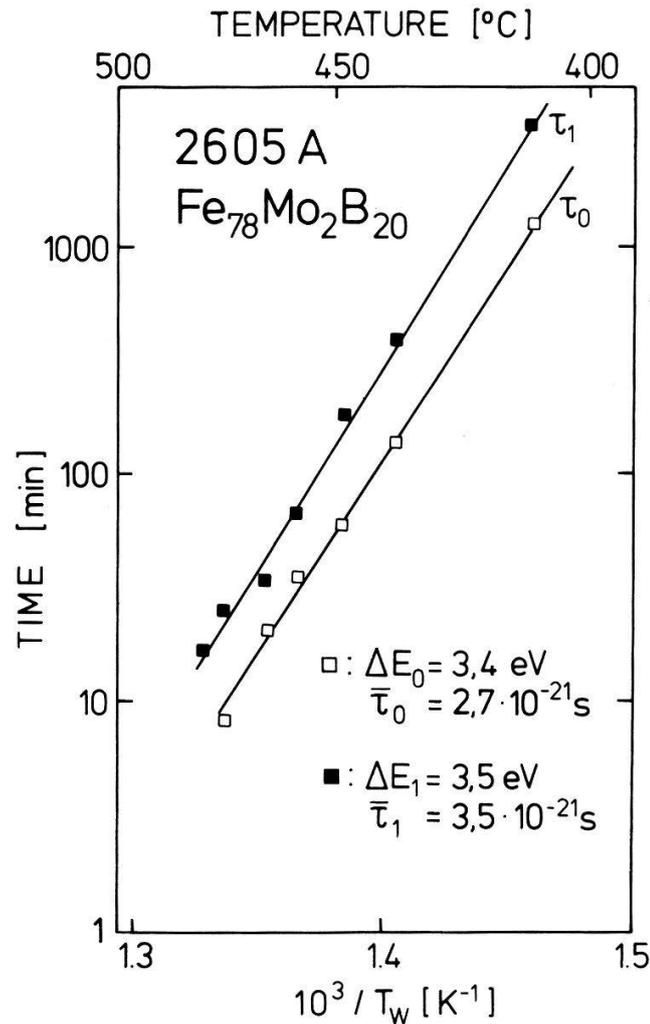


Figure 3

Arrhenius representation of the start τ_0 and the end τ_1 of the isothermal crystallization process. τ_0 and τ_1 are defined in Fig. 2B.

study the crystallization kinetics at constant temperature. The following procedure was used. The sample is heated very fast (40°C/min) to the desired working temperature T_w . T_w is then kept constant and the peakrate \hat{N} is measured as a function of time. A typical measurement is shown in Fig. 2A. If \hat{N}_a and \hat{N}_c are the peakrates in the amorphous and the crystalline phase, respectively, the peakrate $\hat{N}_\alpha(t)$ for different degrees of crystallization can be written as $\hat{N}_\alpha(t) = (1 - \alpha)\hat{N}_a + \alpha\hat{N}_c$. Thus, the quantity $(\hat{N}_\alpha(t) - \hat{N}_c)/(\hat{N}_a - \hat{N}_c) = 1 - \alpha$ is plotted in Fig. 2B for 7 different working temperatures. The decrease of $(1 - \alpha)$ has been approximated by straight lines defining the start τ_0 and the end τ_1 of the crystallization process. In Fig. 3 τ_0 and τ_1 are plotted in an Arrhenius representation. A linear dependence with the same slopes is obtained in both cases. Thus, the temperature dependence of τ_0 and τ_1 can be expressed by

$$\tau_0 = \bar{\tau}_0 \exp(\Delta E_0/kT) \quad \text{and} \quad \tau_1 = \bar{\tau}_1 \exp(\Delta E_1/kT)$$

Since the activation energies at the start and the end of the crystallization are practically equal $\Delta E_0 \approx \Delta E_1 \approx 3.5$ eV we conclude that the transition from the glassy to the crystalline state is a thermally activated first order process. Calorimetric studies in $\text{Fe}_{78}\text{Mo}_2\text{B}_{20}$ under non-isothermal conditions [6] lead to the same conclusions and to a similar value (3.6 eV) for the activation energy.

REFERENCES

- [1] E. CARTIER, *Helv. Phys. Acta* 52, 383 (1979).
- [2] S. TANIGAWA, K. HINODE, R. NAGAI, K. KANBE, M. DOYAMA and N. SHIOTANI, *Phys. Status Solidi (a)* 51, 249 (1979).
- [3] Y. Y. WANG, T. B. CHANG and S. Y. WANG, *Proc. 5th Int. Conf. Positron Annihilation (Japan, 1979)*.
- [4] H. S. CHEN and S. Y. CHUANG, *J. Electron. Mater.* 4, 783 (1975).
- [5] F. HEINRICH and U. ZIMMERMANN, *Helv. Phys. Acta* 52, 200 (1979).
- [6] C. ANTONIONE, L. BATTEZZATI, A. LUCCI, G. RIONTINO and G. VENTURELLO, *Scr. Metall.* 12, 1011 (1978).
- [7] E. CARTIER, *Helv. Phys. Acta* 52, 347 (1979).
- [8] Zs. KAJCSOS, S. MANTL, W. TRIFTSHÄUSER and J. WINTER, *Proc. 5th Int. Conf. Positron Annihilation (Japan, 1979)*.

Müonische Zustände in Orthoferriten

E. HOLZSCHUH, C. BOEKEMA, W. KÜNDIG, P. F. MEIER,
B. D. PATTERSON und K. RÜEGG

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

In den schwach ferromagnetischen Orthoferriten $RFeO_3$ ($R = Er, Dy, Eu, Ho, Y$) wurden mit der μ SR Methode μ^+ -Präzessionsfrequenzen in Abhängigkeit der Temperatur und eines äusseren Magnetfeldes gemessen. Bei Raumtemperatur RT beobachtet man eine Frequenz, entsprechend einem inneren Feld im Bereich von 1.17 kG ($R = Eu$) bis 2.51 kG ($R = Er$). Bei tiefen Temperaturen erscheinen weitere Linien. Der Temperaturverlauf der Linienintensitäten und Relaxationsraten zeigt, dass mehrere Zustände bevölkert werden, unter denen thermisch aktivierte Uebergänge stattfinden. Die Richtung des inneren Feldes bei RT ist parallel zum schwach ferromagnetischen Moment. Ein Beitrag der antiferromagnetischen Komponenten der Fe-Momente zum inneren Feld wird nicht beobachtet. Messungen in Funktion eines äusseren Feldes und der Kristallorientierung zeigen, dass der Betrag und die Richtung des beobachteten Feldes nicht alleine durch die Dipolfelder der Eisenionen erklärt werden kann.

Diffusion von positiven Muonen in α - Fe_2O_3

K. RÜEGG, C. BOEKEMA, E. HOLZSCHUH, W. KÜNDIG und B. D. PATTERSON

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

Die Relaxation der Spinpräzession von positiven Müonen im antiferromagnetischen Isolator α - Fe_2O_3 zeigt drei Temperaturbereiche: Unterhalb von 500 K ist das Müon lokalisiert, über dieser Temperatur verschwindet das Signal durch Diffusion; oberhalb von 750 K mittelt das Müon die inneren Felder durch 'motional narrowing' zu Null, sodass in einem äusseren Magnetfeld wieder ein Signal erscheint.

Die Interpretation der Relaxation dieser Signale mit einem Sprungmodell ergibt eine effektive Anregungsenergie von 580 meV.

Angewandte Physik und andere Domänen

Photoelektrischer Effekt an kleinsten in Gas schwebenden Partikeln

P. SCHURTENBERGER und A. SCHMIDT-OTT

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

Photoelektronen aus in Gas schwebenden kleinen Partikeln bewirken eine elektrische Leitfähigkeit des Gases. Diese Photoleitung im Aerosol wird durch Anlegen eines Wechselfeldes gemessen, wobei der durch die Zitterbewegung der Ladungsträger induzierte Strom mit einer Brückenschaltung bestimmt wird. Mit der vorhandenen hochempfindlichen Messapparatur können noch Aerosole mit Teilchenkonzentration, wie sie typischerweise in der Atmosphäre auftreten ($> 5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$), untersucht werden.

Die photoelektrische Ausbeute $Y(h\nu)$ in der Nähe der Photoschwelle ϕ wurde an Partikeln aus Ag und Au ($R = 40 \cdots 400 \text{ \AA}$) in $\text{N}_2 + \text{O}_2$ gemessen. Dabei wurde die Beziehung $Y(h\nu) \cong C \cdot (h\nu - \phi)^2$ bestätigt, wobei C ca. 10^2 -mal grösser ist als bei ausgedehnten Oberflächen. C und ϕ reagieren sehr empfindlich auf Unterschiede in der Partikelherstellung und auf Adsorption von Gasen an der Partikeloberfläche. Die durch das Coulombpotential bewirkte Erhöhung der Photoschwelle $e^2/4\pi\epsilon_0 \cdot 1/R$ konnte experimentell verifiziert werden.

Lichtstreuuntersuchungen an Polycarbonat als Beitrag zum Thema 'Struktur und mechanische Eigenschaften amorpher Polymerer'

M. DETTENMAIER und H. H. KAUSCH

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

I. Einleitung

Polymere zeichnen sich durch eine grosse Variationsbreite ihrer physikalischen Eigenschaften aus, die auf der Vielfalt möglicher Strukturformen beruht. Sowohl aus theoretischer Sicht als auch im Hinblick auf ihre Anwendung als Werkstoffe ist eine detaillierte Kenntnis ihrer eigenschaftsbestimmenden strukturellen Merkmale wünschenswert. Von besonderem Interesse sind die mechanischen Eigenschaften Polymerer. Sie hängen im allgemeinen nicht nur von der Art der jeweiligen mechanischen Belastung, sondern auch von der Vorgeschichte des Materials ab. Einen wesentlichen Einfluss kann eine thermische Vorbehandlung ausüben. Häufig wird dieser Effekt auf eine starke Zunahme der intermolekularen Orientierungskorrelation zwischen den Kettensegmenten mit fortschreitender Temperatur zurückgeführt [1]. Im folgenden soll nachgeprüft werden, inwieweit eine solche Annahme gerechtfertigt ist.

II. Experimentelles

Die Untersuchungen wurden an dem Poly 4,4'-Dihydroxy-diphenyl-2,2 propan-carbonat (PC), Makrolon 3200, der Firma Bayer durchgeführt. Das viskosimet-

risch bestimmte Molekulargewicht betrug $M_v = 27000$ g/mol. Die Lichtstreuungen erfolgten unter Verwendung eines Argon-Lasers, der bei einer Wellenlänge von 514.5 nm betrieben wurde.

III. Ergebnisse und Diskussion

Die depolarisierte Lichtstreuung eines Streukörpers steht in unmittelbarem Zusammenhang mit den in ihm vorhandenen Anisotropiefluktuationen. PC zeigt im amorphen Zustand (0 h Kristallisationszeit) eine winkelunabhängige depolarisierte Streuung (Abb. 1).

Für diesen Fall lässt sich eine einfache Beziehung zwischen dem Rayleighverhältnis V_H der depolarisierten Lichtstreuung und einem für den Grad der Orientierungskorrelation zwischen den Monomereinheiten charakteristischen Parameter p angeben:

$$V_H = \frac{16\pi^4}{15\lambda_0^4} f(n) N \delta_0^2 p$$

λ_0 bezeichnet die Lichtwellenlänge in Vakuum, N die Anzahl der Monomereinheiten pro cm^3 und δ_0 die Anisotropie einer einzelnen Einheit. $f(n)$ beschreibt die Abhängigkeit des elektrischen Feldes im Inneren der Probe vom Brechungsindex n .

Es konnte gezeigt werden [2], dass der für PC im amorphen Zustand aus der Höhe der in Abb. 1 für eine Temperzeit von 0 h eingezeichneten V_H -Komponente bestimmte Wert $p = 3.2$ im wesentlichen durch eine intramolekulare

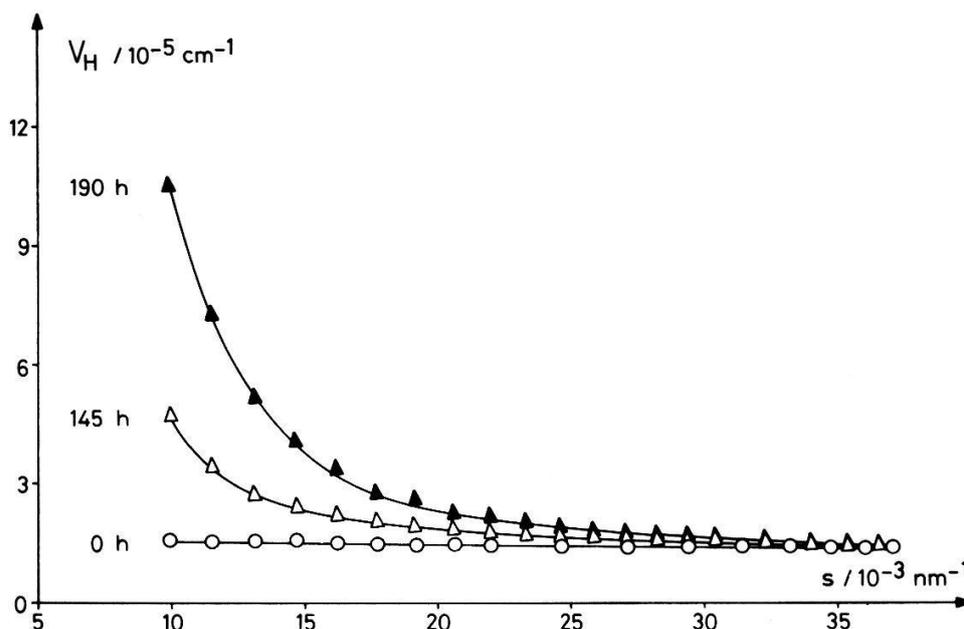


Abb. 1

Winkelabhängigkeit der depolarisierten Lichtstreuung V_H von PC gemessen bei $T = 190^\circ\text{C}$ als Funktion der Temperzeit

$$S = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2},$$

$\theta =$ Streuwinkel

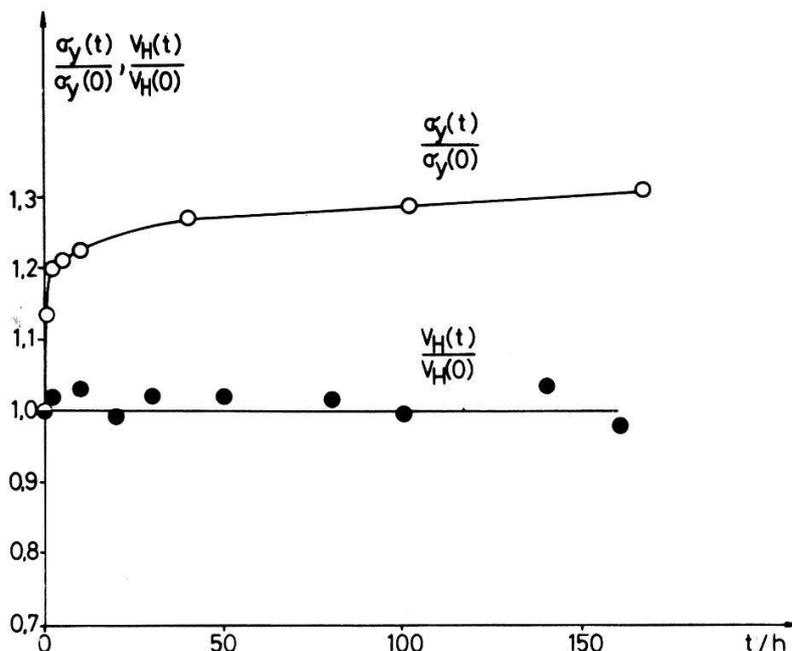


Abb. 2

Verstreckspannung σ_y und depolarisierte Lichtstreuung V_H von PC als Funktion der Tempervzeit bei $T = 130^\circ\text{C}$.

Orientierungskorrelation der Monomereinheiten zustande kommt. Aus Abb. 2 kann entnommen werden, dass beim Temperv bei einer Temperatur $T = 130^\circ\text{C}$ und damit unterhalb der Glasumwandlungstemperatur ($T_g = 149^\circ\text{C}$) die depolarisierte Streuung zeitlich konstant bleibt. Folglich entsteht durch diese thermische Behandlung keine zusätzliche intermolekulare Orientierungskorrelation zwischen den Kettensegmenten. Eine Erhöhung der Tempertemperatur auf 145°C führt zu dem gleichen Resultat. Demgegenüber ändern sich beim Tempervvorgang die mechanischen Kenngrößen, wie in Abb. 2 am Beispiel der Verstreckspannung gezeigt wird, beträchtlich. Dies bedeutet, dass die Aenderung der mechanischen Eigenschaften des Materials nicht auf strukturelle Aenderungen zurückgeführt werden kann, die mit der Entstehung anisotroper Mikrobereiche verbunden sind. Wird PC längere Zeit bei Temperaturen um 190°C und damit oberhalb der Glastemperatur erhitzt, so setzt eine thermische Kristallisation ein. Die dabei entstehenden kristallinen Ueberstrukturen führen zu dem in Abb. 1 gezeigten Anstieg der depolarisierten Streuung bei kleinen Streuwinkeln.

Verdankung

Diese Arbeit ist Teil eines Projektes, das vom Schweizerischen Nationalfonds gefördert wurde. Die Lichtstreuexperimente wurden in der Abteilung Experimentalphysik der EPFL durchgeführt. Herrn Prof. Dr. P. Cornaz möchten wir für wertvolle Hinweise beim Aufbau der Lichtstreuapparatur danken.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] K. NEKI und P. H. GEIL, J. Macromol. Sci.-Phys. B 8 (1), 295 (1973).
- [2] M. DETTENMAIER und H. H. KAUSCH, 10th Europhysics Conference Abstracts (1980).

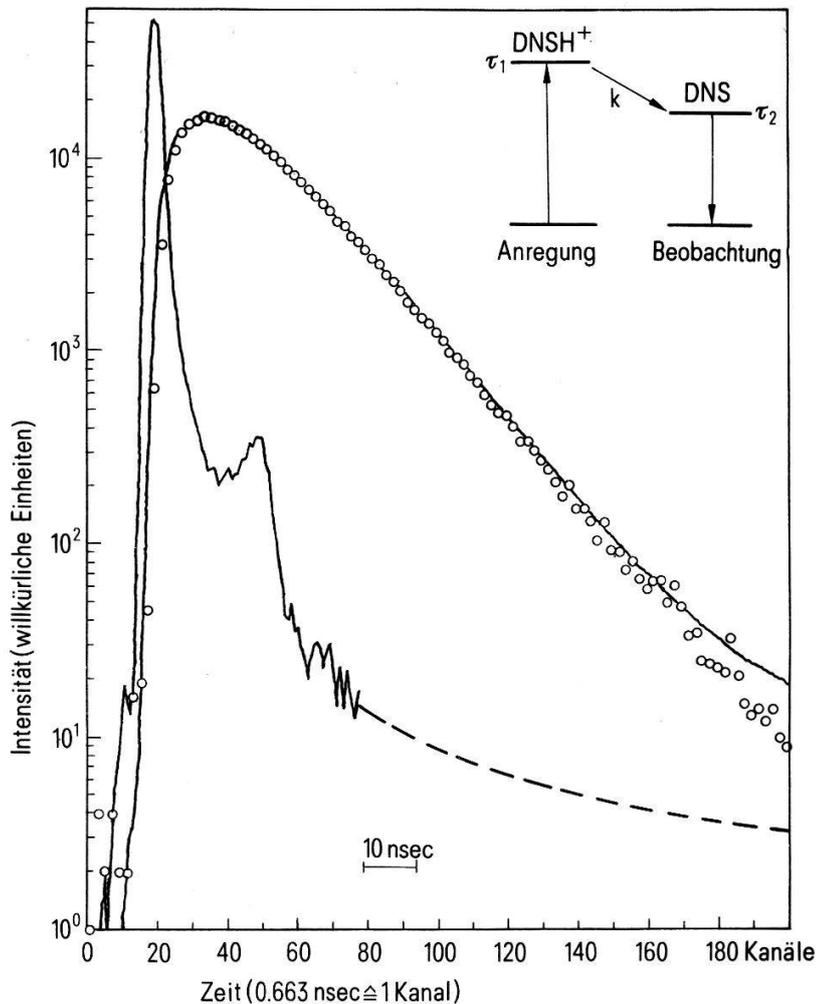
Fluoreszenzkinetik des Farbstoffes Dansyl

J. AERNI

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

Für die Fluoreszenzmarkierung von Aminosäuren bzw. Proteinen wird häufig Dansyl verwendet. Dansylsäure fluoresziert in Wasser in zwei Formen, abhängig vom pH: Am Stickstoffatom kann sich ein Proton anlagern. Beiden Formen entsprechen spezifische Absorptions- und Emissionsspektren. Darauf basiert ein allgemeines Modell der Reaktionskinetik, welches Absorption und Fluoreszenz beider Molekülformen, sowie Protonierung und Deprotonierung im Grund- und im angeregten Zustand beinhaltet [1].

Es wurde das Fluoreszenzabklingen im pH-Bereich zwischen 2.4 und 5.6 gemessen. Alle Messungen wurden mit einer Einphotonapparatur durchgeführt (Anregung mit Funkenstreckenblitzlampe, FWHM = 1.5 ns). Beide Molekülformen wurden gleichzeitig angeregt; die Fluoreszenzemission wurde für



Figur 1

Gemessenes nicht-exponentielles Abklingen des unprotonierten Dansyl DNS bei pH = 2.4 (⊙ ⊙ ⊙) und das berechnete Modell (—). Diese stimmen bei vorgegebenen Parametern $1/\tau_1$, $1/\tau_2$ und Extinktionen mit dem angepassten Dissoziationsratenparameter k über zwei Dekaden gut überein. Im Niveauschema rechts oben sind die für diese Kurve verantwortlichen Prozesse eingetragen: Angeregt wird vorwiegend das protonierte Dansyl DNSH^+ , welches ein Proton verlieren kann. Nur von DNS wird die Fluoreszenzemission gemessen. Die spitze Kurve ist die gemessene Anregungsfunktion.

jede Form separat ausgefiltert. Die protonierte Form emittiert zeitlich exponentiell; Abklingzeit ist $\tau_1 = 7.7 \pm 0.1$ ns. Deutlich nicht-exponentielles Abklingen zeigt die unprotonierte Form (Differenz zweier Exponentialfunktionen). Je weniger protoniertes Dansyl aber angeregt wird (d.h. je grösser der pH), desto besser wird auch diese Abklingfunktion eine Exponentialfunktion; Abklingzeit $\tau_2 = 12.8 \pm 0.1$ ns.

Aus diesen experimentellen Ergebnissen wird geschlossen, dass der Ratenparameter für die Protonierung im angeregten Zustand im betrachteten pH-Bereich vernachlässigbar ist. Der Dissoziationsratenparameter für den angeregten Zustand wurde durch die Angleichung der Modellkurve an die experimentelle nicht-exponentielle Kurve berechnet. Dazu wurden vorgängig die Extinktionen der beiden Dansylformen aus den Absorptionsspektren, sowie die Abklingparameter der beiden exponentiellen Abklingkurven bestimmt.

Damit ergab sich der Dissoziationsratenparameter zu $k = 3.1 \times 10^7 \text{ s}^{-1} \pm 30\%$, d.h. die molekulare Relaxation der protonierten Form findet zu einem Viertel durch Abdissoziation des Protons statt.

LITERATUR

- [1] D. LAGUNOFF und P. OTTOLENGHI; Compt. Rend. Trav. Lab. Carlsberg, 35 (1966), 63–83.

Puls-Fluorometrie ohne Anregungsfunktion

J. RICKA

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

Die Puls-Fluorometrie liefert Messungen, die Faltungen des Fluoreszenzabklings $F(t)$ mit einer Anregungsfunktion $L(t)$ darstellen. Um $F(t)$ zu bestimmen, wird auch $L(t)$ experimentell ermittelt und zur Entfaltung der Messung verwendet. $L(t)$ ist im allgemeinen von der Anregungs- und Beobachtungswellenlänge (λ_a, λ_b) abhängig, exakt deshalb nicht direkt messbar. Die explizite Kenntnis von $L(t)$ ist aber in wichtigen Spezialfällen nicht nötig: Oft ist es möglich, zwei unabhängige Messungen bei gleichen λ_a und λ_b durchzuführen, die zu verschiedenen Abklingfunktionen $F_1(t)$ und $F_2(t)$ führen, wovon eine ($F_1(t)$) als einfach-exponentiell angenommen werden kann. In diesem Fall kann $F_1(t)$ als eine Anregungsfunktion aufgefasst werden, und die Entfaltung liefert ein $F^*(t)$, das F_1 und F_2 eindeutig bestimmt. Ihre wichtigste Anwendung findet diese Methode bei der Auswertung von Fluoreszenzdepolarisationsdaten, wo solche unabhängige Messungen sowieso schon vorliegen.

Measurements of laser-induced fluorescence of CH and C₂ molecules in a laser-produced plasma

H. P. GRAF and F. K. KNEUBÜHL

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

A plasma is produced by focusing the radiation of a TEA-CO₂-Laser on metal and graphite targets situated in a gas cell filled with methane. The pressure

of the methane is varied between 1 and 30 Torr. The velocity of the expanding shock wave is determined by Schlieren photographs. The electron density of the plasma is measured with the aid of interferometric photographs recorded at two different wavelengths. At maximum laser intensities of $5 \cdot 10^8$ W/cm² the formation of a laser-driven detonation wave is observed for methane pressures above 5 to 10 Torr. The formation of the CH and C₂ molecules in the recombining plasma is studied using laser-induced fluorescence. With a nitrogen laser pumped dye laser the CH ($A^2\Delta \leftarrow X^2\Pi_r$, O-O) and C₂ ($d^3\Pi_g \leftarrow a^3\Pi_u$, O-O) vibronic transitions are excited. The resulting fluorescence signal is separated from stray light and plasma luminescence by a prism-monochromator.

CO₂-Laser induzierte Multiphotonen-Dissoziation von CH₃CCl₃

H. P. PREISWERK, T. BISCHOFBERGER und F. K. KNEUBÜHL
(ETH, Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

Im Wellenlängenbereich eines gepulsten TEA-CO₂ Lasers haben wir die Dissoziation von gasförmigem Trichloräthan (CH₃CCl₃) in einer Absorptionszelle untersucht. Die durch die fokussierte Laserstrahlung induzierte Reaktion, die Dissoziation von CH₃CCl₃ in CH₂CCl₂ und HCl, erwies sich als wellenlängenabhängig.

Um den Effekt von Kollisionen auf diesen Multiphotonenprozess zu studieren, haben wir den Partialdruck von CH₃CCl₃ selbst, wie auch die Partialdrücke von zugegebenen Puffergasen variiert. Während die Reaktionsrate mit zunehmendem Fremdgas-Partialdruck exponentiell abnahm, konnte durch Druckerhöhung beim reinen CH₃CCl₃ eine leichte Zunahme der Rate gemessen werden.

Une station de diagnostic par relaxation protonique 'in vivo' en milieu hospitalier

B. BORCARD, E. HILTBRAND, P. MAGNIN et G. J. BÉNÉ
(DPMC, Université de Genève, CH-1211 Genève 4)

H. MEHIER et J. O. PEYRIN
(Biophysique UER, Médecine Grange Blanche, Université Lyon I)

La détermination des temps de relaxation de l'eau des fluides physiologiques en champ faible s'est avérée être une méthode fiable de diagnostic [1]. L'objet de cette communication est de décrire une cellule de mesure de T₂ dans le champ terrestre, installée à l'Hôpital de Bonneville (F-74) et de décrire les premiers résultats obtenus en vivo sur le fluide amniotique de femmes enceintes.

REFERENCE

- [1] G. J. BÉNÉ, B. BORCARD, V. GRAF, E. HILTBRAND, F. NOACK et P. MAGNIN, C. R. Académie des Sciences, Paris D-284, 1275 (1979).

Hochleistungs-Glaslasersystem mit aktiv-passiv modengekoppeltem Oszillator

J. BALMER, P. SCHWARZENBACH und P. LÄDRACH

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

Reproduzierbarkeit, gutes Strahlprofil und hohe Vorpulsunterdrückung sind die wesentlichen Voraussetzungen für einen in experimentellen Untersuchungen der Licht-Plasma-Wechselwirkung eingesetzten, gepulsten Hochleistungslaser. Im Falle des Neodym-Glaslasers beeinflussen Materialfehler, optische Nichtlinearitäten sowie thermische Effekte die genannten Grössen. Durch Auswahl geeigneten Materials (Phosphatglas) und entsprechende Massnahmen im Oszillator (aktives Modelocking) lassen sich einige dieser Einflüsse jedoch drastisch reduzieren. Reproduzierbarkeit von $\pm 10\%$ und Kontrastwerte von 10^6 wurden bei maximalen Pulsleistungen von 30 GW erreicht.

Realisierung eines Distributed Feedback Gaslasers

E. AFFOLTER und F. KNEUBÜHL

(ETH, Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

Distributed Feedback (DFB) Gaslaser sind gekennzeichnet durch periodische Resonatoren oder einen periodischen Verlauf der Verstärkung in der Achsenrichtung, welche durch Bragg Reflexion denselben Effekt erzielen wie Resonatorspiegel. Ihr Vorteil besteht unter anderem darin, dass sie durch Bandstruktureffekte eine Selektion unter den longitudinalen Moden gestatten. DFB Farbstoff- und Dioden-Laser funktionieren seit Beginn der siebziger Jahre. Wir berichten hier über Theorie, Bau und Arbeitsdaten des ersten DFB Gaslasers, eines opt. gepumpten $496 \mu\text{m}$ CH_3F DFB Lasers.

Entwicklung eines plasmadynamischen Lasers

E. FISCHER, T. BISCHOFBERGER and F. K. KNEUBÜHL

(ETH, Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

Zur Realisierung eines plasmadynamischen Lasers wird in einem LC-Netzwerk eine Energie von 15 kJ gespeichert. Die auf 5 kV aufgeladenen Kondensatoren werden über zylinderförmigen, koaxial angeordneten Elektroden, deren Zwischenraum auf 10^{-5} Torr evakuiert ist durch einen Strom von 24 kA in ca. 300 μs entladen. Der Einlass verschiedener Gase in den Zwischenelektrodenraum erfolgt mit einem elektromagnetischen Ventil, welches Druckdifferenzen bis 10 bar standhalten kann. Die schnelle Expansion des entstandenen Plasmas, durch welche dieses rasch abgekühlt wird, soll eine Inversionslage erzeugen. Die Elektronentemperatur expandierender Plasmen verschiedener Gase wie Ar, H_2 , N_2 wird mit der Methode der relativen Linienintensitäten bestimmt und beträgt unmittelbar bei den Elektroden einige eV. Innerhalb weniger Zentimeter ist sie infolge der Expansion ebenso wie die Elektronendichte auf einen Bruchteil ihres Anfangswertes abgefallen. Letztere beträgt maximal einige 10^{16}cm^{-3} gemessen mit Hilfe der Starkverbreiterung der $\text{H}\beta$ -Linie.

A study of strong far-infrared laser emission from optically-pumped molecules

I. KJELBERG, M. GREEN, P. D. MORGAN and M. R. SIEGRIST

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

Recent experimental results from a study of laser emission obtained by optically pumping D_2O , CH_3OH and NH_3 with a powerful CO_2 laser chain will be presented. The goal of the investigation is to develop a far-infrared laser ($\lambda = 50\text{--}500\ \mu\text{m}$) of sufficient power to measure the ion temperature of a tokamak plasma by Thomson scattering.

Interferenzeffekte auf der Oberfläche von Nd:YAG Laser bestrahlten Metallsilizid-Schichten

K. AFFOLTER und W. LÜTHY

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

und M. WITTMER

(Brown Boveri Forschungszentrum, CH-5405 Dättwil)

Das Aufschmelzen von dünnen Oberflächenschichten einer Scheibe aus Halbleitermaterial mit Hilfe eines Laserpulses ist eine neue Technik, welche vielversprechende Anwendungen in der Halbleitertechnologie in sich birgt. So können z.B. zur Herstellung von Ohmschen Kontakten Metallschichten mit dem Siliziumsubstrat durch Laserbestrahlung legiert werden. Oft weist aber die bestrahlte Oberfläche eine Welligkeit auf. Sie wird erzeugt durch eine inhomogene Reaktion des Metalls mit dem Silizium, hervorgerufen durch Interferenzeffekte des einfallenden Laserlichtes. An Hand von Beispielen werden diese Effekte beschrieben und Möglichkeiten zu ihrer Beseitigung angegeben.

Mikrostrukturen hergestellt durch thermisch induzierte Dissoziation von Molekülen

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

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

Mit einem fokussierten Laserstrahl wird auf der Oberfläche eines Festkörpers ein Temperaturprofil erzeugt. Thermisch induzierte Dissoziation von Metallalkyl-Molekülen in der Nähe der Oberfläche führen zu Aetzstrukturen oder Metallabscheidungen. Säulen aus Zink oder Aluminium von etwa $20\ \mu\text{m}$ Durchmesser und $200\ \mu\text{m}$ Höhe sind auf GaAs aufgewachsen worden. Die Möglichkeiten zur direkten Herstellung von Mikrodiffusionen und Mikroepitaxien in Halbleitern werden diskutiert.

Bearbeitung von (Al,Ga)As-Schichtstrukturen mittels Kr-Laser

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

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

Die Bearbeitung der Oberfläche von (Al,Ga)As-Kristallen ist wegen des hohen As-Dampfdruckes am Schmelzpunkt schwierig: rekristallisierte Zonen zeigen infolge von Kristalldefekten keine Lumineszenz mehr. In unseren Experimenten wurden (Al,Ga)As Schichten unter einer Deckschicht mit hohem Al-Gehalt, welche für das Laserlicht transparent ist, aufgeschmolzen. Die Lumineszenz des rekristallisierten Materials bleibt erhalten. Das beobachtete Lumineszenzlicht ist gegen längere Wellenlängen hin verschoben, was auf eine Umverteilung des Aluminiums bei der Abkühlung hindeutet. Die erhaltenen Resultate können anhand des Phasendiagrammes für den Mischkristall erklärt werden.

Rekristallisieren von Siliziumschichten auf Saphir mit einem Nd:YAG Laser

K. AFFOLTER und W. LÜTHY

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

und M. E. ROULET

(Centre Electronique Horloger S.A., CH-2000 Neuchâtel)

Das Rekristallisationsverhalten amorphisierter und polykristalliner Siliziumschichten auf (1 $\bar{1}$ 02) Saphirsubstrat unter gepulster Nd:YAG Laserbestrahlung wurde untersucht. Zeitaufgelöste Reflexionsmessungen zeigten, dass bei diesem Verfahren ein Schmelzen der Siliziumoberfläche zur epitaktischen Rekristallisation notwendig ist. Es wird gezeigt, dass zudem die Schmelze in Kontakt mit dem einkristallinen Saphirsubstrat erstarren muss.

Laserunterstützte Rekristallisation von Siliziumschichten auf amorphem Substrat

W. LÜTHY, K. AFFOLTER und M. R. T. SIREGAR

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

M. E. ROULET und M. DUTOIT

(Centre Electronique Horloger S.A., CH-2000 Neuchâtel)

Laserunterstütztes Rekristallisieren von 0.3 μ m dicken, feinkörnig (50 nm) polykristallinen Schichten auf amorphem SiO₂-Substrat wurde untersucht. Die Siliziumschichten wurden durch Deposition aus der Gasphase bei niederem Druck erzeugt (LPCVD). Die Laserbestrahlung erfolgte mit einem gepulsten Nd:YAG Laser oder mit kontinuierlichen Argon- oder Kryptonlasern. Gute Resultate wurden erzielt, wenn die Laserbestrahlung zum Schmelzen der Siliziumschicht führte. Die Korngrösse in der wiedererstarteten Schicht betrug bis zu einigen Mikrometern.

Electrical properties of CW laser annealed ion-implanted LPCVD polycrystalline silicon

M. E. ROULET and M. DUTOIT

(Centre Electronique Horloger S.A., CH-2000 Neuchâtel)

W. LÜTHY and K. AFFOLTER

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

We have studied the electric properties of $0.3 \mu\text{m}$ thick polycrystalline Si films implanted with 3×10^{10} – 5×10^{14} B or P/cm² that were annealed by irradiation from CW Ar or Kr ion lasers. The increase in grain size produced by this treatment [1] drastically alters their resistivity ρ and mobility μ . The largest effect occurs for doping levels between 10^{16} and 10^{18} cm⁻³, where ρ decreases by up to 4 and μ increases by up to 2 orders of magnitude. At high doping, the values for annealed films approach those of single crystal Si. These results are compared to theoretical calculations based on published models. *n*- and *p*-channel MOS transistors were produced in these films with significant reductions in threshold voltages and increases in gain factors. Leakage currents of *pn* diodes are strongly reduced. These results show that laser annealing holds promise as a means of fabricating inexpensive, perhaps even 3-dimensional, silicon on insulator integrated circuits.

REFERENCE

[1] Previous paper.

Temperaturabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von Silizium bei $10.6 \mu\text{m}$

M. R. T. SIREGAR, K. AFFOLTER und W. LÜTHY

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

Mit Hilfe von Transmissionsmessungen wurde der Absorptionskoeffizient von Silizium bei der CO₂-Laserwellenlänge ($10.6 \mu\text{m}$) als Funktion der Temperatur gemessen. Die Absorption zeigt eine erhöhte Zunahme bei Temperaturen über ca. 600°K , was wir dem Einfluss thermisch induzierter freier Ladungsträger zuschreiben. Die Möglichkeit, den Temperaturverlauf einer Siliziumprobe während cw Laserbearbeitung mit Hilfe einer Transmissionsmessung bei $10.6 \mu\text{m}$ zu bestimmen, wird diskutiert.

Optical absorption and electrical resistivity of a-Si films prepared by DC glow discharge deposition method

P. KOCIAN, E. MERK, J. M. MAYOR, S. BOURQUARD and D. ERNI

(Laboratory of Applied Physics, Federal Institute of Technology, CH-1007 Lausanne)

DC glow discharge deposition (DCGDD) is a new method which makes possible to produce a-Si films under well defined and reproducibles plasma conditions. It has been found that the structure of films, their optical as well as the

electrical properties depend on the plasma parameters by deposition, namely on the electron density and electron energy. Analysing the properties of films it is possible to find the correlation between these properties and the plasma parameters. Our measurements were realised in the pressure range 0.1–1 torr and in the discharge current range 10–50 mA. The substrates were placed in the positive column, i.e. in the discharge plasma, as well as in the electrode region to show the influence of space charges and of ions on the properties and on the structure of a-Si films.

Internationale magnetosphärische Studie (IMS): Messung der Komposition des heissen magnetosphärischen Plasmas mit sechs Satelliten

H. BALSIGER, P. EBERHARDT, J. GEISS und D. T. YOUNG
(Physikalisches Institut der Universität Bern, CH-3012 Bern)

und R. G. JOHNSON
(Lockheed Palo Alto Research Laboratory)

Im Rahmen der Internationalen Magnetosphärischen Studie wurden während zwei geomagnetischen Stürmen koordinierte massenspektrometrische Untersuchungen des heissen Plasmas mit mehreren Satelliten durchgeführt. Dadurch war es möglich, Daten über die ganze Sturmentwicklung und in einem weiten Gebiet der Magnetosphäre zu gewinnen. Für Zeiten, in denen zwei oder mehrere Massenspektrometer gleichzeitig in Betrieb waren, können zeitliche von örtlichen Variationen unterschieden werden. Sowohl der Sonnenwind wie die irdische Ionosphäre sind mit unterschiedlichen Beiträgen – je nach Sturmphase und Region – Quellen des magnetosphärischen Plasmas.

Über die Entstehung von leuchtenden Nachtwolken

E. KOPP, P. EBERHARDT und U. HERRMANN
(Physikalisches Institut der Universität Bern, CH-3012 Bern)

Am 30. Juli und 13. August 1978 wurden die positiven Ionenzusammensetzungen in der polaren Mesosphäre (60–100 km) oberhalb Kiruna gemessen. Die Messungen hatten zum Ziel, die schweren Ionen nachzuweisen, an welchen sich Eiskristalle der 'Leuchtenden Nachtwolken' bilden können. Aus Verteilung und Totaldichte der für die Mesosphäre typischen Protonhydratationen $H^+(H_2O)_n$ lassen sich Temperaturen und Wassergehalte berechnen.

Im Gegensatz zu allen bisherigen Messungen wurden extrem schwere Protonhydratationen zwischen 77 und 90 km gefunden, und zwischen 66 und 77 km war ausnahmsweise die Dichte der O_2^+ -Ionen höher als die der Protonhydrate.

Neue Resultate vom Sonnenwindspektrometer auf der ISEE-3 Raumsonde

S. KUNZ, P. BOCHSLER, M. A. COPLAN und J. GEISS
(Physikalisches Institut der Universität Bern, CH-3012 Bern)

und K. W. OGILVIE
(NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland)

Aus den Temperaturen von $^4\text{He}^{++}$ und $^1\text{H}^+$ im Sonnenwind wurde schon früher die einfache Temperatur-Masse-Beziehung $T_i \sim m_i$ vermutet. Sie ist nun auch für die Ionen O^{6+} , O^{7+} und weniger sicher für $^3\text{He}^{++}$ nachgewiesen. Dieses Ergebnis wird im Zusammenhang mit theoretischen Modellen über Beschleunigungs- und Aufheizmechanismen in der Sonnenkorona diskutiert. Die gefundene Zusammensetzung von Helium ($^4\text{He}/^3\text{He} = 2150$) liegt nahe bei dem mit dem Apollo-Sonnenwindexperiment gefundenen Wert (2350). Auch die Häufigkeiten einiger anderer Ionen sind mit den bisher im Sonnenwind und in der Korona gefundenen Werten verträglich. Mit Hilfe des $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ -Verhältnisses kann eine Koronatemperatur bestimmt werden; deren Korrelationen mit andern Sonnenwindparametern werden diskutiert.

Der Mondstaub als Detektor für solare Teilchenstrahlung

R. WIELER und P. SIGNER
(Institut für Kristallographie und Petrographie, ETH Zürich, CH-8092 Zürich)

und G. POUPEAU
(C.N.R.S., Gif-sur-Yvette, Frankreich)

Vergleichende Untersuchungen der Einwirkungen des Sonnenwindes (solare Edelgase) und der solaren Stürme (Aetzspuren schwerer Ionen) in rezent und vor langer Zeit bestrahlten Mondstaubproben stellen eine der wenigen Möglichkeiten dar, über zeitliche Veränderungen an der Sonnenoberfläche Aufschluss zu erhalten. Bevor jedoch aus den solaren Edelgasen in Mondproben Rückschlüsse auf deren Häufigkeit im Sonnenwind gezogen werden können, muss die Fraktionierung der leichten Edelgase in den Proben geklärt werden. Der Vergleich von solarem ^{36}Ar und der Aetzspurendichte in Plagioklasen aus rezent bestrahlten Proben ergibt, unabhängig von der Bestrahlungsdauer, eine lineare Korrelation der beiden Messgrößen. Dies zeigt, dass einerseits ^{36}Ar nicht durch Rückdiffusion verlorengeht und andererseits in keiner der untersuchten Proben in Sättigung ist.

Messungen an einzelnen Mineralkörnern einer gasarmen und einer gasreichen Probe bestätigen diesen Befund. Zwei Tiefenproben, die vor mindestens 500 Millionen Jahren bestrahlt wurden, lassen vermuten, dass in jener Zeit das Intensitätsverhältnis Sonnensturm-/Sonnenwindteilchen verschieden vom heutigen Wert war.

³⁹Ar-Messungen an Grund- und Ozeanwasser

H. LOOSLI und H. OESCHGER

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

Für den Nachweis der geringen natürlichen ³⁹Ar-Aktivität in Wasserproben wird ein Zählsystem mit äusserst kleinem Nulleffekt benötigt. Nulleffektmessungen mit Hochdruck-Proportionalzählern im unterirdischen Labor von Bern werden diskutiert. ³⁹Ar-Resultate an Eisproben bekannten Alters zeigen, dass mit diesem Isotop richtige Alterswerte erhalten werden können. Die bisher an ca. 20 Grundwasserproben gemessenen ³⁹Ar-Resultate werden mit andern Isotopenuntersuchungen verglichen. Dabei zeigt sich insbesondere eine grosse Diskrepanz zwischen ³⁹Ar- und ¹⁴C-Altern. Zudem werden die Resultate der ersten ³⁹Ar-Messungen an Ozeanwasserproben vorgestellt.

Deutlich geringerer CO₂-Gehalt der Atmosphäre während der letzten Eiszeit?

H. OESCHGER, J. SCHWANDER und B. STAUFFER

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

Im Zentrum der polaren Eiskappen wird bei mittleren Jahrestemperaturen von unter -30°C trockener Schnee zu Eis gesintert. Bei diesem Prozess wird in die Blasen des Eises atmosphärische Luft eingeschlossen, sodass altes Eis Proben atmosphärischer Luft aus der Zeit seiner Entstehung enthält. Die aus Eisproben extrahierte Luft weist aber in Bezug auf die Zusammensetzung Abweichungen von derjenigen atmosphärischer Luft auf. Diese Abweichungen haben verschiedene Ursachen und sind im Falle des CO₂ besonders gross. Sie können teilweise erklärt und berücksichtigt werden. Gasanalysen an Eisproben, die während der letzten Eiszeit gebildet wurden, lassen vermuten, dass der CO₂-Gehalt der Atmosphäre während einem Teil der letzten Eiszeit bedeutend niedriger war als heute.

Messung von Raumladungseffekten an Gletschereis

A. NEFTEL und B. STAUFFER

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

Wird an eine Eisprobe über zwei Elektroden eine Gleichspannung angelegt, ist der Stromauschlag ein Mass für die beweglichen Ladungsträger. Die so gemessene Dichte der beweglichen Ladungsträger korreliert sehr gut mit dem pH-Wert der geschmolzenen Eisprobe, solange der pH-Wert unter 7 liegt. Dies erlaubt, an Bohrkernen aus Gletschern rasch und zerstörungsfrei die Acidität des Eises in Funktion der Tiefe zu messen. Die Acidität von Niederschlägen weist andererseits jahreszeitliche Schwankungen auf und hat stark erhöhte Werte nach Vulkanausbrüchen. So ist es möglich, einen Eiskern in Funktion der Tiefe zu datieren, indem Jahresschichten abgezählt oder indem die Auswirkungen historisch bekannter Vulkanausbrüche lokalisiert werden.

Trace isotope analysis at the ETH-tandem accelerator

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

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

For applications to radioisotope dating and related topics as well as for the detection of isotopic traces of undetermined origin, the Nuclear Physics Laboratory of the Swiss Federal Institute of Technology in Zürich (ETH) in collaboration with the Institute of Physics of the University of Berne are engaged in improving the existing EN-Tandem accelerator facility to enable the measurement of the isotopic composition of all elements of interest. A brief summary of the isotope analyzing system will be given. The new accelerator technique will be compared with the conventional radioisotope measuring methods.

^{14}C und Ausbreitungsmodelle in der Umgebung des Kernkraftwerks Mühleberg (KKM)

G. SCHRIBER, H. LOOSLI und H. OESCHGER
(Physikalisches Institut, Universität Bern, CH-3012 Bern)

Im Rahmen eines Gemeinschaftsprojekts (KUeR, KKM, ASK, ISM-Payerne) wurden experimentell Kurzzeitverdünnungsfaktoren für die Ausbreitung der gasförmigen Abgaben vom Kernkraftwerk Mühleberg bestimmt. Damit konnten Parameter für das Gaussmodell der Ausbreitung gewonnen werden, welches unter anderem auch die Abschätzung von zusätzlichen Jahresdosen in der Umgebung des KKM erlaubte. Die Übereinstimmung zwischen Mess- und Modellwerten für Kurzzausbreitung konnte dadurch verbessert werden, dass eine Potentialströmung angenommen wurde.

Um zusätzlich eine Information über die von den Pflanzen in der Umgebung aufgenommene Radioaktivität zu erhalten, wurde in den beiden Hauptwindrichtungen bis ca. 5 km Entfernung ^{14}C in einigen Baumblattproben gemessen. Die gemessene $\Delta^{14}\text{C}$ -Erhöhung betrug maximal ca. 90‰. Die mit dem Ausbreitungsmodell berechneten Erwartungswerte für die ^{14}C -Aktivität stimmen mit den Messwerten ca. innerhalb eines Faktors 2 überein.

Comments on the diagnostic of a turbulent low density plasma

CH. HOLLENSTEIN, M. GUYOT and E. S. WEIBEL
(Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse EPFL, CH-1007 Lausanne)

The diagnostic of a plasma with high level fluctuations still poses many unsolved problems. A lot of different methods are commonly described in the literature. We report here on the application of Langmuir probes, hot probes,

energy analyzers in order to measure the basic plasma parameters and the characteristic quantities such as turbulent level, spectra, correlation associated with the turbulence. The development and application of capacitive probes, which are more suitable for noise measurements than the usual Langmuir probe, are also presented.

Characteristics of an emissive probe in a magnetized plasma¹⁾

H. FUJITA, B. A. HOEGGER, S. NOWAK and H. SCHNEIDER

(Physikalisches Institut der Universität Freiburg i.Ue., CH-1700 Freiburg)

The characteristics of an emissive probe in a magnetized plasma are described. The method of potential measurements is found to be still useful even with magnetic effects on electron current emitted and collected by the probe. The probe biased at high negative potential serves as a cathode.

¹⁾ Diese Arbeit wurde durch die finanzielle Unterstützung des Schweizerischen Nationalfonds ermöglicht.

Resonance cone technique for density measurement in microwave discharge plasma¹⁾

H. FUJITA²⁾, B. A. HOEGGER, G. KÜHNE, H. SCHNEIDER and B. G. VAUCHER

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

Resonance cones have been measured in a microwave discharge plasma ($n_e = 5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 3 \text{ eV}$, $B_0 = 220 \text{ Gauss}$) at frequencies between 50 and 300 MHz. The electron density is derived and compared with the density obtained with double probe technique. At high frequencies ($> 150 \text{ MHz}$) these values agree well considering the remaining uncertainties in both methods and experimental errors. At low frequencies ($\leq 100 \text{ MHz}$) a systematic deviation is observed which can not be explained by ion motion. But here the errors are also large and represent the limit of the method.

¹⁾ Supported by the Swiss National Science Foundation.

²⁾ On leave from Dept. of El. Eng., Saga University, Honjo-cho 1, Saga 840, Japan.

Magnetoakustische Resonanz in einem stark inhomogenen Mikrowellenplasma¹⁾

B. A. HOEGGER, CH. RITZ, H. SCHNEIDER and B. G. VAUCHER

(Physikalisches Institut der Universität Freiburg i.Ue., CH-1700 Freiburg)

Die Magnetoakustische Resonanz wurde in einem stark inhomogenen Mikrowellenplasma ($p_0 = 10 \text{ mTorr}$, $\langle n_3 \rangle = 4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $\langle T_e \rangle = 5 \text{ eV}$) theoretisch und

experimentell untersucht. Die gemessene Feldverstärkung sowie die radiale Verteilung können mit einer Dreiflüssigkeitstheorie unter Berücksichtigung der Temperatur und Dichteprofile beschrieben werden. Während die Inhomogenität des Plasmas die Feldverteilung nur schwach beeinflusst, wird die radiale Feldverteilung wesentlich durch sie bestimmt.

¹⁾ Diese Arbeit wurde durch die finanzielle Unterstützung des Schweizerischen Nationalfonds ermöglicht.

Negative hydrogen ion production in a cw plasma source¹⁾

B. G. VAUCHER²⁾ and K. W. EHLERS

(Lawrence Berkeley Laboratory, University of California, Berkeley, California)

The output of negative hydrogen ions which are extracted directly from a hot-cathode Philips-ion-gauge type of discharge is investigated for different ion source operating parameters. Up to a critical arc chamber pressure (typically 0.1 Torr) the extracted negative ion current is directly proportional to the gas flow rate. At higher pressure the negative ion output decreases drastically due to losses of electrons in the central part of the discharge column and destruction of H⁻ ions by collisions. At the maximum arc power (1.8 kW) a 7 mA beam or a current density of 0.1 A/cm² of negative hydrogen ions have been obtained.

¹⁾ Work supported by the U.S. Department of Energy.

²⁾ Permanent address: Physics Department, University of Fribourg/Switzerland; Supported by the Swiss National Science Foundation.

Strahlungswechselwirkung zwischen Gebäudehülle und Atmosphäre und deren Einfluss auf den Energieverbrauch

CH. ZÜRCHER, F. KNEUBÜHL, G. FINGER, F. THIEBAUD,
TH. FRANK and R. SAGELSDORFF

(ETH-Z, CH-8093 Zürich, und EMPA Dübendorf, CH-8600 Dübendorf)

Der Gesamtenergieverbrauch von Häusern hängt von verschiedenen Parametern wie Gebäudeoberfläche oder -volumen, Luftwechsel, Konvektion, Wärmeleitung, Feuchtigkeit, Speicherkapazität ab, unter anderem aber auch von den Strahlungseigenschaften sowohl der Baumaterialien wie auch der Umwelt (Atmosphäre, Sonne, Erde). Periodische Messungen meteorologischer Eigenschaften der Atmosphäre unter Einbezug der Strahlung im sichtbaren Bereich (Sonne) wie im IR-Gebiet (atm. Gegenstrahlung) ermöglichen zusammen mit spektroskopischen Daten gebräuchlicher Fassaden- und Fenstermaterialien eine genaue Abschätzung des Strahlungsanteils am Energieverbrauch von

Gebäuden. Basierend auf Messungen der atm. Eigenschaften ergeben Berechnungen der Wärmestrombilanz mit Hilfe eines einfachen Gebäudemodells Energieeinsparung von ca. 10% für ein 'infrarot-verspiegeltes' Einfamilienhaus gegenüber einem 'schwarzen Haus'. Diese Resultate werden derzeit an Testbauten, deren Aussenhüllen einerseits wärmestrahlend schwarz, andererseits IR-reflektierend sind, überprüft.

Mesures d'ensoleillement à Genève

A. M. FELKEL, J. M. GREMAUD, O. GUISAN, P. INEICHEN et A. MERMOUD
(Groupe Physique appliquée, Université de Genève, CH-1211 Genève 4)

Des mesures continues des rayonnements global et diffus, ainsi que de température extérieure ont été effectuées à Genève du 1er juillet 1978 au 30 juin 1979. Les valeurs des rayonnements sous diverses orientations et incidences, ainsi que les degrés-jours, ont été calculés à partir de ces mesures.

Une deuxième étape, démarrée au 1er juillet 1979, doit permettre de compléter ces premières données par un plus grand nombre de paramètres mesurés sur plusieurs années. Nous présenterons des résultats caractéristiques de la première étape, ainsi que le système d'acquisition de données actuel.

Mur capteur-stockeur (mur trombe)

Y. REY et J. B. GAY
(Laboratoire de Physique Théorique, EPFL, CH-1006 Lausanne)

Afin de décrire le comportement d'un mur capteur-stockeur de l'énergie solaire (mur trombe), deux modèles mathématiques ont été développés: l'un simple à une seule dimension, l'autre plus élaboré à deux dimensions.

Les résultats des deux types de simulation sont comparés à des mesures effectuées en climat réel sur un mur de 5 m² accolé à une cellule de mesure calorifugée.

Ce travail doit permettre d'une part de calculer les performances d'un tel système de captage, d'autre part de fournir une méthode de dimensionnement aussi simple que possible.

Kompensation von Ganzkörperbewegung bei gepulster holographischer Interferometrie

F. HEINIGER und T. TSCHUDI
(Institut für angewandte Physik, Universität Bern, CH-3012 Bern)

Bei Deformationsmessungen von bewegten Objekten mit holographischer Interferometrie verursacht die Ganzkörperbewegung des Objekts zusätzliche

Interferenzstreifen. Die Deformationen können nur gemessen werden, wenn die Ganzkörperbewegung bezüglich der Messung kompensiert wird. Im allgemeinen ist jedoch eine Abtrennung der durch Deformation beziehungsweise Ganzkörperbewegung verursachten Interferenzstreifensysteme nicht einfach. Für Objekte, deren Trajektorie der Eigenbewegung genau gemessen werden kann, wird ein einfaches Verfahren zur Kompensation vorgestellt. Dabei werden im wesentlichen zwei Pulshologramme des bewegten Objekts bzw. des ruhenden unbelasteten Objekts in derselben räumlichen Position überlagert. Im Experiment wurden derartige auswertbare Doppelbelichtungshologramme von bewegten, schwingenden Objekten hergestellt.

Abbildung periodischer Strukturen mittels Linsenraster

K. KNOP

(Laboratories RCA Ltd., CH-8048 Zürich)

Linsenraster, bestehend aus periodisch aneinandergereihten sphärischen oder zylindrischen Linsen, erlauben die optische Abbildung von periodischen Vorlagen (z.B. Streifenmuster) auf engstem Raum. Jede einzelne Linse des Rasters erzeugt ein scharfes Bild von der Vorlage. Die Periode des Rasters und der Vorlage sind so gewählt, dass sich die einzelnen Bilder überlagern. Wir beschreiben die optischen Eigenschaften einer solchen Anordnung im besonderen im Hinblick auf die Verwendung in Farfernsehkameras mit Halbleiter Bildabtaster (CCD). Typische Dimensionen der untersuchten Raster: Periode 50–100 μm , Brennweite 0.5–2 mm, Tiefe der Reliefstruktur 0.5–5 μm .

Lichtmodulator für die optische Informationsverarbeitung

F. LAERI, B. SCHNEEBERGER und T. TSCHUDI

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

In der optischen Signalverarbeitung besteht das Bedürfnis nach optisch ansteuerbaren Stellgliedern. Verschiedene Stellglieder wurden bereits beschrieben. Wir berichten über die Anforderungen an diese Stellglieder und stellen einen 2-dim., passiven, räumlichen Lichtmodulator vor. Die Ansteuerung erfolgt mit einem optischen Signal im blauen Spektralbereich. Dieses moduliert gemäss seiner 2-dim. Intensitätsverteilung die Phase eines HeNe-Lasers. Experimente zur Bestimmung der Grenzen der Auflösung, Ansprechzeit und Empfindlichkeit wurden durchgeführt.

Canal de communication optique bidirectionnel par faisceau infrarouge

Y. WELTE et D. MAEDER

(D.P.N.C., Université de Genève, CH-1211 Genève 4)

Nous avons établi cette liaison entre deux bâtiments de l'université pour transmettre des données sur une distance de 300 m (expérience ondes gravitationnelles).

Estimation de la puissance lumineuse nécessaire: cette valeur est dictée par le rapport signal sur bruit lumineux équivalent désiré. Il doit être choisi beaucoup plus grand (300 par exemple) que pour une transmission par fibres optiques en raison des variations locales de l'indice de réfraction de l'air [1, 2]. En simplifiant, on peut dire que l'essentiel du bruit électronique provient de la résistance servant à mesurer le courant de la photodiode réceptrice. Avec les éléments choisis: BPX 66 [3] fournissant un courant de 0.55 A par W de puissance infrarouge, une résistance de 25 K Ω et une bande passante de 250 KHZ, nous obtenons un courant de bruit Johnson de 400 pA correspondant à 727 pW d'intensité lumineuse équivalente. La puissance nécessaire sur la surface réceptrice (1 mm²) sera donc de 218 nW (300 \times 727 pW).

La diode LED utilisée à l'émission CQY 77 [3] ne fournit cette puissance, sur une surface de 1 mm², que jusqu'à une distance de 38 cm pour un courant d'excitation de 1 A; une focalisation du flux lumineux reçu à l'aide d'une lentille de 70 mm de diamètre augmente la surface utile de réception d'un facteur 3200, permettant de porter la distance précédente à 21 m. La même lentille utilisée à l'émission permet de concentrer le faisceau émis (environ 15 fois), portant la distance de transmission à 320 m. Les turbulences atmosphériques provoquent une fluctuation lente (environ 100 Hz) de la valeur moyenne de l'intensité reçue (7% au maximum); cet effet nous oblige à transmettre les données par modulation de fréquence. Nous avons choisi une modulation PFM (pulse frequency modulation). La largeur des impulsions est de 1.2 μ s; la fréquence centrée sur 50 kHz présente une excursion maximale de ± 6 kHz pour un signal modulant de ± 2 V. Du côté récepteur, la démodulation se fait par un PLL [4]. Le rapport signal sur bruit global obtenu (filtre passe-bas du PLL réglé à 10 kHz) est de 1750 (65 db), le débit maximum de ce canal de transmission est de $10^4 \cdot \log_2 1750 = 107$ kbits/s.

Un laser à faisceau étroit éliminerait les problèmes de puissance mais nécessiterait un alignement et un maintien mécanique extrêmement précis du faisceau et la liaison serait beaucoup plus sensible aux scintillations atmosphériques [5]. Nous avons aussi adopté les LED pour des raisons de simplicité, prix et entretien.

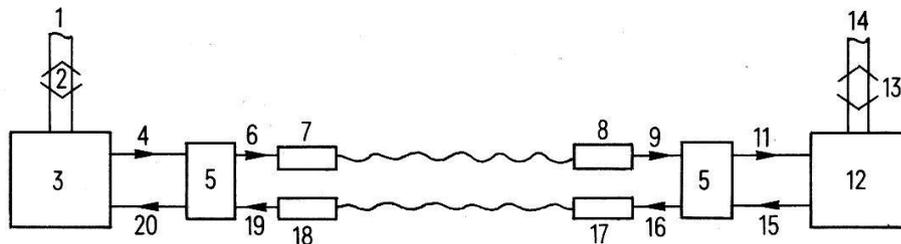


Figure 1

Schéma-bloc du système de communication: 1 et 2: Câble de liaison avec le mod/dém., 3 et 12: VCO (modulation) et PLL (démodulation), 4 et 15: Câble (80 m) BNC 60 Ω transmettant les impulsions TTL vers 5, 5 et 10: Relais de mise en forme des impulsions (émission) Discriminateur de seuil (réception) avec sortie TTL, 6 et 16: Câble (1 m) BNC 50 Ω transmettant les impulsions (12 V) vers 7, 7 et 17: Tube d'émission avec amplificateur et LED CQY 77, 8 et 18: Tube de réception avec amplificateur et photodiode BPX 66, 9 et 19: Câble (1 m) BNC 50 Ω transmettant les impulsions analogiques reçues vers 5, 13 et 14: Câble de liaison vers le système d'enregistrement des ondes gravitationnelles.

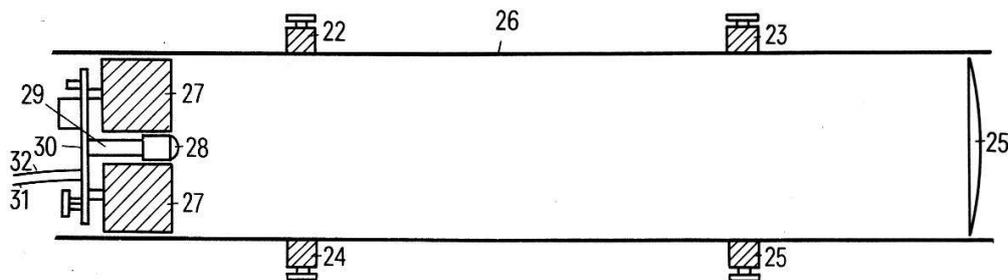


Figure 2

Vue en coupe d'un tube d'émission (7, 17, 8, 18); 21: Tube en inox, longueur 45 cm, diamètre 72 mm, 26: Lentille de focalisation, puissance de 3 dioptries, diamètre 70 mm, 27: Piston coulissant pour la mise au point, 28: Photodiode BPX 66 ou LED CQY 77, 29: Fils d'alimentation de la diode, 30: Circuit imprimé de l'amplificateur d'émission ou réception.

En conclusion, on peut dire que cette liaison en 'full duplex' a fonctionné pendant deux ans avec une interruption d'une journée provoquée par le brouillard et de brèves interruptions dues aux oiseaux (en moyenne une toutes les 20 mn ou $10^{-3}\%$ du temps). Une amélioration possible consisterait à porter la longueur d'onde qui est de $0.85 \mu\text{m}$ à une longueur $\sim 10 \mu\text{m}$ (diamètre maximum d'une goutte de brouillard) et à augmenter le diamètre des lentilles (diamètre supérieur à un oiseau). Nous n'avons jamais pu mettre en évidence des interruptions produites par la pluie. L'atténuation qu'elle produit est, en effet, trop faible sur 300 m^5 .

REFERENCES

- [1] V. I. TATARSKI, *Wave propagation in a turbulent medium*. McGraw-Hill (New York 1961).
- [2] D. H. Höhn, *Appl. Opt.* 5 (9), 1427 (1966).
- [3] *Optoelektronik Halbleiter Katalog*. Datenbuch 1975/76 Siemens München.
- [4] F. M. GARDNER, *Phaselock Techniques*. Wiley (New York 1966).
- [5] V. E. ZNEV, *Propagation of visible and infrared radiation in the atmosphere*. Wiley (New York 1974).

Laser-induced dissociation of monomers and dimers of bromine

M. W. SIGRIST,¹⁾ D. J. KRAJNOVICH, F. HUISKEN, Z. J. ZHANG, Y. T. LEE and Y. R. SHEN

(Materials and Molecular Research Division, Lawrence Berkeley Laboratory and Department of Physics, University of California, Berkeley, California 94720, USA)

Abstract. In recent years various aspects of laser-induced processes in molecules have been studied. In our laboratory we used photofragment spectroscopy in order to probe excited states of bromine. The crossed laser and molecular beams experiment is described. The results on the monomer dissociation are discussed and compared with previous studies. In addition, the dissociation of dimers has been investigated for the first time using the same technique, and preliminary results are presented.

Photofragment spectroscopy has been shown to be a suitable method for dissociation studies of molecules [1]. In this paper we would like to report on

¹⁾ Permanent address: Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Hönggerberg, CH 8093 Zürich, Switzerland.

experiments that have been performed on bromine in our laboratory. A crossed laser and molecular beams arrangement has been used for the excitation of the bromine molecules. Our setup is similar to the one described in [2]. Briefly, the supersonic molecular beam is formed by expansion of a Br_2/Ar gas mixture at a total stagnation pressure of 260 Torr from a 0.1 mm diameter quartz nozzle. The Br_2 molecule density in the beam is controlled by a constant temperature bath surrounding the bromine reservoir. The nozzle can be heated and its temperature monitored during the experiment. By introducing different skimmers along the beam, its diameter at the intersection with the laser beam is kept at approximately 2 mm.

We used two linearly polarized lasers for our experiments, both with a linewidth of 1 cm^{-1} . First a frequency-doubled, pulsed Nd:YAG laser (Quanta Ray) with a wavelength of 5324 \AA , a pulse width of 10 ns and a pulse energy of up to 200 mJ. Thus at a pulse repetition frequency of 10 Hz the maximum average power was 2 W. In addition a flashlamp-pumped, selfmade tunable dye laser was used. Its output consisted of pulses with 600 ns width and a maximum energy of 20 mJ yielding 200 mW average power at 10 Hz. This laser was operated with Coumarin 480, solved in a methanol/water mixture of 1:1.

With the aid of an interference filter it was tuned to a wavelength of 4844 \AA . The absorption into the continuum of the B O_u^+ ($^3\Pi$) electronic state of Br_2 peaks at this wavelength.

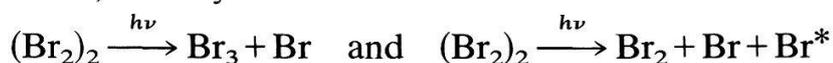
The photodissociation fragments were analyzed by a detector which was located several centimeters away from the intersection volume. The detector consists of an ionizer, a quadrupole mass spectrometer, and a gated counting system. In contrast to the setup described in [1], our detector can be rotated within the plane given by the laser beam and the molecular beam around an axis perpendicular to this plane through the intersection point. Therefore, angular distributions of fragments can be recorded with a resolution better than $\pm 0.5^\circ$. Velocity distributions of the fragments were measured with a 256-channel scaler which was gated by the laser pulse. Usually, a time-of-flight spectrum was taken for a given mass and angle.

At a wavelength of 5324 \AA ($18\,783 \text{ cm}^{-1}$) only ground state bromine atoms can be produced either by absorption into the continuum of the $\text{A } 1_u$ ($^3\Pi$) state and subsequent dissociation or by absorption into a discrete level of the B O_u^+ ($^3\Pi$) state followed by predissociation. By changing the polarization of the laser beam from vertical to horizontal the two processes can be distinguished because the $\text{A} \leftarrow \text{X}$ transition is perpendicular whereas $\text{B} \leftarrow \text{X}$ is a parallel transition. In this notation X means the electronic ground state which is a O_g^+ ($^1\Sigma$) state. At vertical polarization the time-of-flight spectrum for Br shows a narrow peak. The corresponding flight time is in agreement with the velocity of the bromine atoms calculated from the excess energy $\Delta E = h\nu - E_{\text{diss}}$, where $h\nu$ and E_{diss} represent the photon energy and the dissociation energy respectively. Since the fragments are atoms, all the excess energy is transformed into translational energy. Thus the width of the peak in the time-of-flight spectrum reflects the velocity distribution in the original molecular beam. In fact, the position of this peak can be used to calibrate the velocity of the molecular beam which has also been measured independently. This velocity is $5.2 \cdot 10^4 \text{ cm s}^{-1}$. The measured dependence of the time-of-flight spectrum on the polarization of the laser beam indicates that predissociation does not contribute to the fragmentation at this particular

wavelength. This is in agreement with the observations made by Oldman et al. [1] and is not surprising mainly for two reasons. First, we may not hit a discrete level in the B state which favours predissociation. It is known [3], at least for iodine, that the predissociation rate strongly depends on the vibrational, the rotational and even on the hyperfine level excited. Second, F. Zaraga et al. [4] conclude from their studies that the optimum wavelength range for predissociation of bromine is near 5580 Å. Nevertheless we observed several peaks in the time-of-flight spectrum at horizontal laser polarization which have to originate from a $B \leftarrow X$ transition. One of the peaks is due to the absorption of two 5324 Å photons yielding one ground state Br ($^2P_{3/2}$) and one spin-orbit excited Br* ($^2P_{1/2}$) atom. Whereas this two photon process has also been reported in [1], the additional peaks that we observed have not been mentioned. They correspond to slower velocities indicating smaller excess energies. Our analysis of the corresponding flight times shows that they arise from hot band absorption. Starting from $v'' = 3, 4$ etc. in the electronic ground state, the photon energy is large enough to exceed the dissociation threshold of the B state and thus absorption into the continuum of the B state occurs. This process results in the production of 'slow' Br ($^2P_{3/2}$) and Br* ($^2P_{1/2}$) atoms. Although only 2.4% of all the molecules are in the $v'' = 3$ state at the nozzle temperature of 407 K, the corresponding signal in the time-of-flight spectrum is very distinct. The reason is that the absorption cross section for the continuum of the B state is appreciably higher than for the continuum of the A state. By heating the nozzle to 533 K the signals which are due to hot band absorption increased at the same rate as the corresponding populations of the higher vibrational levels of the ground state.

In the following the first results of our dimer dissociation studies are summarized.

The composition of the Br₂/Ar molecular beam depends on various parameters such as nozzle geometry, Br₂/Ar gas mixture, stagnation pressure and nozzle temperature. It can thus be varied within a wide range. For the investigation of the dimer dissociation we used a 0.1 mm diameter nozzle at room temperature, a temperature of the bromine reservoir of -22°C which corresponds to a vapour pressure of approximately 15 Torr, and a total stagnation pressure of 260 Torr. Under these conditions the ratio of the dimers [(Br₂)₂] in the molecular beam is approximately 11% of the Br₂ concentration. The dimer studies discussed here were performed with the pulsed dye laser at a wavelength of 4844 Å. In this case we investigated the time-of-flight spectra for both Br₂ and Br₃ fragments. In contrast to the monomer dissociation experiments both spectra show a broad peak indicating that the excess energy is distributed among kinetic, vibrational and rotational energy of the fragmentation products. The flight time of the fastest products agrees well with the calculated velocity assuming that all excess energy is transformed into translational energy. The fact that the two spectra do not overlap with respect to the flight time indicates that Br₂ is not just produced by fragmentation in the ionizer from Br₃ but that Br₂ and Br₃ originate from different sources. We conclude that two different dissociation channels occur for the dimer, namely



No dependence of the Br₂ and Br₃ time-of-flight spectra on the laser polarization was found. This indicates that the dimer cannot be a linear molecule. Our results

support recent dipole moment measurements on the basis of which an L-shaped structure had been suggested for the bromine dimer [5].

A more detailed report on the subject is in preparation and will be published elsewhere.

Acknowledgement

We are grateful to S. Durbin, R. W. Smith and H. S. Kwok for their gracious lending of the laser equipment and helpful advice. One of us (M. W. Sigrist) wishes to acknowledge a postdoctoral fellowship of the Emil Berthele Fonds.

This work was supported by the Division of Advanced Systems Materials Production, Office of Advanced Isotope Separation, U.S. Department of Energy, under contract No. W-7405-ENG-48.

REFERENCES

- [1] R. J. OLDMAN, R. K. SANDER and K. R. WILSON, J. Chem. Phys. 63 (10), 4252 (1975).
- [2] M. J. COGGIOLA, P. A. SCHULZ, Y. T. LEE and Y. R. SHEN, Phys. Rev. Lett. 38 17 (1977).
- [3] M. BROYER, J. VIGUE and J. C. LEHMANN, J. Chem. Phys. 64 (11), 4793 (1976).
- [4] F. ZARAGA, N. S. NOGAR and C. B. MOORE, J. Mol. Spectr. 63, 564 (1976).
- [5] Private communication.

Kern- und Teilchenphysik

Hohe und mittlere Energien

Suche nach gebundenen $\bar{p}p$ Baryonium Zuständen

L. ADIELS,³ G. BACKENSTOSS,¹ I. BERGSTRÖM,³ P. BLÜM,² K. FRÄNSSON,³
 R. GUIGAS,² M. HASINOFF,¹ A. KEREK,³ H. KOCH,² P. PAVLOPOULOS,¹
 H. POTH,² B. RICHTER,² M. SÜFFERT,⁴ L. TAUSCHER¹ und K. ZIOUTAS⁵
 (Basel¹-Karlsruhe²-Stockholm³-Strassburg⁴-Thessaloniki⁵-Kollaboration)

Wir untersuchen die Reaktion $\bar{p} + p \rightarrow B + X$ in Ruhe, wobei B der Baryoniumzustand und X entweder ein γ oder ein π^0 ist. Der Anfangszustand ist ein energetisch wohldefinierter atomarer $\bar{p}p$ -Zustand. Die bei dem Uebergang vom atomaren in das nukleare System emittierten γ 's oder π^0 's werden mit einem modularen NaI-Detektor und einem bzw. zwei $10'' \times 12''$ NaI-Detektoren gemessen. Wir werden die jüngsten Fortschritte auf experimenteller Seite vorstellen und neue Messungen der γ -Spektren als auch der π^0 -Spektren diskutieren.

**Search for dibaryon resonance signals in the $\pi^+ \rightarrow d$
excitation function at 180°**

R. FRASCARIA, I. BRISAUD and J.-P. DIDELEZ
(I.P.N. Orsay, France)

and C. PERRIN
(I.S.N. Grenoble, France)

J. L. BEVERIDGE, J.-P. EGGER, F. GOETZ, P. GRETILLAT, R. R. JOHNSON, C. LUNKE and E. SCHWARZ
(Institut de Physique, Université de Neuchâtel, CH-2000 Neuchâtel)

and B. M. FREEDOM
(U.S.C., Columbia, South Carolina, USA)

The $\pi^+ \rightarrow H$ and $\pi^+ \rightarrow D$ elastic scattering excitation functions for $\theta_\pi = 180^\circ$ were measured between 130 and 280 MeV kinetic energy. The $\pi^+ \rightarrow D$ results show some evidence for a structure in the vicinity of 250 MeV which could be due to a dibaryon resonance formation. The results will be presented and discussed.

**Study of the reaction $pp \rightarrow \pi^+ d$ with a polarized beam and target
between 500 and 600 MeV**

E. APRILE, R. HAUSAMMANN, E. HEER, R. HESS, C. LECHANOINE-LE LUC,
W. LEO, Y. ONEL and D. RAPIN
(D.P.N.C., University of Geneva, CH-1211 Genève 4)

and S. MANGO
(S.I.N., CH-5234 Villigen)

Polarization data on $pp \rightarrow \pi^+ d$ scattering were obtained at SIN using a polarized proton beam and a $\approx 60\%$ polarized butanol target, both of which could be polarized transversely or longitudinally. Different spin correlation parameters: A_{yy} , A_{y0} , A_{0y} , A_{0x} , A_{zz} , A_{zx} , A_{yx} , A_{xx} , A_{xz} , A_{yz} and in some cases various linear combinations of them have been measured at 578, 536, 514 and 494 MeV. The two subscripts on the A 's correspond to different orientations of the beam and target proton spins, z being the incident beam direction, y the vertical transverse and x the horizontal. Available results will be shown together with theoretical predictions by J. A. Niskanen, the only presently existing.

Measurement of the spin-correlation parameters A_{00kk} , A_{00ks} and A_{00ss} in the p - p elastic scattering between 400 and 600 MeV

E. APRILE, R. HAUSAMMANN, E. HEER, R. HESS, C. LECHANOINE-LE LUC,
W. LEO, Y. ONEL and D. RAPIN

(D.P.N.C., University of Geneva, CH-1211 Genève 4)

and S. MANGO

(S.I.N., CH-5234 Villigen)

These measurements are part of a series in progress at SIN with the objective of determining the nucleon-nucleon amplitudes in the p - p elastic scattering between 400–600 MeV from the complete experiment.

We have used a longitudinally polarized beam and a polarized butanol target in the horizontal plane. Due to the restrictive geometric acceptance of the target, the polarization axis of the target had to be oriented at an angle α with respect to the beam direction. Therefore we have measured parameters $A_{kk} + A_{ks}$ as a linear combination at 577, 536, 514, 494 and 445 MeV. These experiments were extended for the measurement of $A_{ks} + A_{ss}$ by using a transversally polarized beam.

Incident beam polarization was $41.65 \pm 0.43\%$ and butanol target could be polarized in the horizontal plane with a 60% polarization. Outgoing protons were detected by two telescopes, each containing multiwire proportional chambers. Data were taken with fast on-line event reconstruction technique [1].

In the first case data were taken for two different beam-target angles ($\alpha_1 = 78.5^\circ$, $\alpha_2 = 32^\circ$) which have covered $\theta_{CM} = 25^\circ \rightarrow 65^\circ$, $\phi = 155^\circ \rightarrow 200^\circ$ and $\theta_{CM} = 28^\circ \rightarrow 92^\circ$, $\phi = -15^\circ \rightarrow 30^\circ$ respectively. In the second case, beam-target angles were $\alpha_1 = 101.5^\circ$; $\alpha_2 = 32^\circ$, $\alpha_3 = -8^\circ$ and which have covered the angular domain of $\theta_{CM} = 30^\circ \rightarrow 60^\circ$, $44^\circ \rightarrow 108^\circ$, $(60^\circ \rightarrow 92^\circ)$, $28^\circ \rightarrow 92^\circ$ respectively. Our preliminary results of A_{pq} vs θ_{CM} are shown in Figs. 1 and 2 where the dotted lines are the predictions of the Saclay [2] phase shifts. The solid lines are the results of a fit which includes our data. Unfortunately, our chosen acceptance for these configurations in ϕ (where ϕ is the angle between y -direction and normal to the scattering plane) was not symmetric, so that non-vanishing terms with factors $\sin^2 \phi$, $\cos^2 \phi$, $\sin \phi$, $\cos \phi$, $\sin \phi \cos \phi$ contribute to the M -matrix equation. Therefore the measured quantity A_{pq} is not only a function of $A_{00ks} + A_{00kk}$ or $A_{00ks} + A_{00ss}$ but also contains small amounts of A_{00nn} and A_{00ss} in the first combination and $A_{00nn} + A_{00kk}$ in the second. Then A_{pq} is given as $F_1(\phi)A_{00nn} + F_2(\phi)A_{00ss} + F_3(\phi)A_{00ks} + F_4A_{00kk}$.

Errors shown on the points of the figures are statistical and do not include the small contribution of the systematic uncertainties (6% relative) due to the beam and target polarization.

REFERENCES

- [1] D. BESSET, thesis, University of Geneva (1978).
[2] J. BYSTRICKY et al., Saclay Report 1-79.

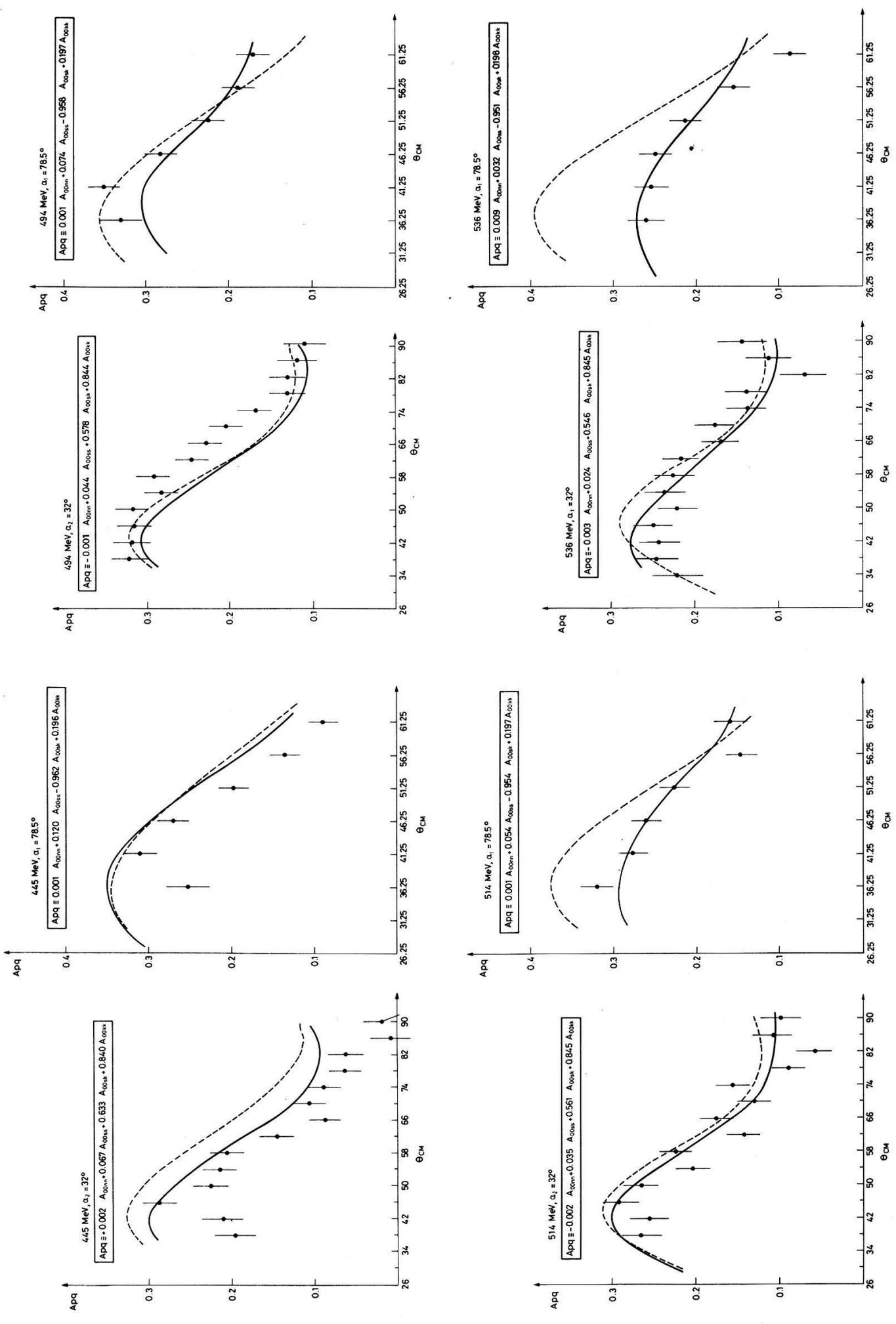


Figure 1

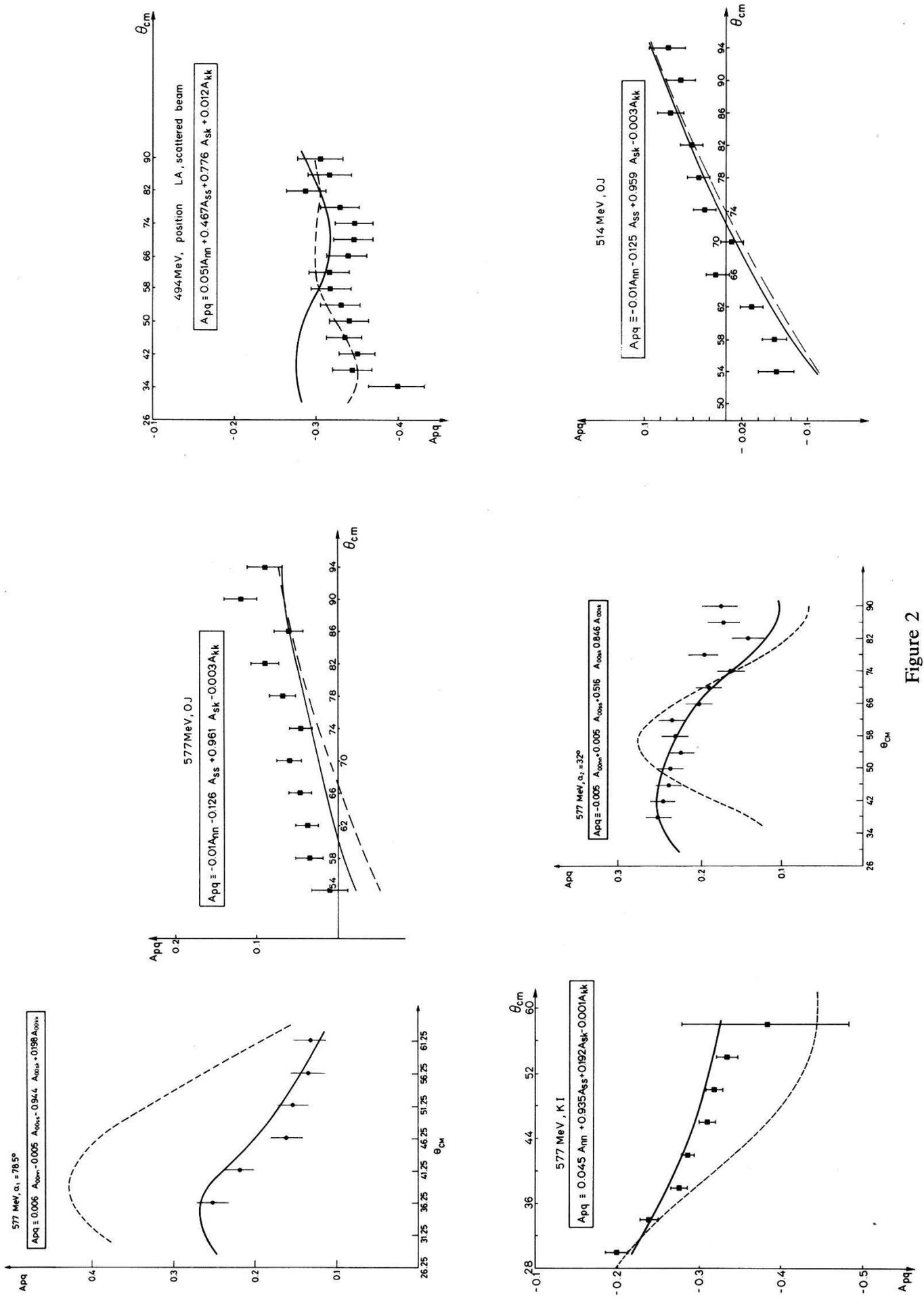


Figure 2

Mesure de la portée effective r_{nn} à partir du spectre des photons de la réaction $\pi d \rightarrow \gamma nn$

B. GABIOUD, J.-C. ALDER, C. JOSEPH, J.-F. LOUDE, N. MOREL, A. PERRENOUD, J.-P. PERROUD, M. T. TRAN, E. WINKELMANN, W. DAHME, H. PANKE, D. RENKER, C. ZUPANCIC, G. STRASSNER et P. TRUÖL

(Collaboration Lausanne-München-Zürich au S.I.N.)

L'analyse du spectre des photons de la réaction $\pi^- d \rightarrow \gamma nn$, à l'aide de spectres théoriques convolués avec la réponse du spectromètre, donnée par la réaction $\pi^- p \rightarrow \gamma n$, a permis d'extraire une valeur de a_{nn} de -18.6 ± 0.5 fm. Des développements récents dans le traitement de cette réaction en théorie du potentiel permettent d'étendre son domaine de validité et d'extraire une valeur de r_{nn} de 2.83 ± 0.15 fm, ce qui représente la première mesure précise de ce paramètre. Cette valeur est compatible avec la symétrie de charge. La valeur de 2.4 fm obtenue en théorie de la dispersion (Omnès-Muskhelishvili) cependant confirme que cette dernière théorie n'est pas applicable à l'interaction nucléon-nucléon.

Measurement of the polarization parameter in pion charge exchange at energies between 237 and 310 MeV

J. C. ALDER, C. JOSEPH, J. P. PERROUD and M. T. TRAN

(Univ. de Lausanne CH-1007 Lausanne);

P. WIEDERKEHR

(Lab. für Hochenergiephysik, ETH Zürich, CH-8093 Zürich)

L. DUBAL, G. H. EATON, R. FROSC, H. HIRSCHMANN, J. MCCULLOCH, S. MANGO, P. SHRAGER and
P. WEYMUTH

(SIN CH-5303 Villigen)

G. STRASSNER and P. TRUÖL

(Univ. Zürich, CH-8001 Zürich)

The polarization parameter P in pion-nucleon charge exchange $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ has been measured for incident pion kinetic energies of 237.9, 291.5 and 310 MeV over a large range of scattering angles. The results are compared with the predictions of pion-nucleon phase shifts derived from elastic scattering data [1, 2] and the consequences for possible isospin nonconservation for S waves [3] in the interaction are discussed.

REFERENCES

- [1] L. DUBAL et al., *Helv. Phys. Acta* 50 (1977) 815.
- [2] J. C. ALDER et al., *Lett. al Nuovo Cim.* 23 (1978) 381.
- [3] P. LAURIKAINEN and N. A. TÖRNQVIST, *Lett. al Nuovo Cim.* 7 (1973) 237.

Diffusion des pions sur le ^{13}C dans la région de la résonance (3, 3)

E. SCHWARZ, J. L. BEVERIDGE, J.-P. EGGER, F. GOETZ, P. GRETILLAT,
C. LUNKE, R. E. MISCHKE, C. PERRIN et B. M. PREEDOM
(Collaboration Neuchâtel, Grenoble, South Carolina, Los Alamos)

La diffusion élastique et inélastique des pions positifs et négatifs a été mesurée à travers la région de la résonance πN (3, 3), c'est-à-dire à 148, 180 et 230 MeV. La mesure a été faite sur le spectromètre à pions de haute résolution du SIN en utilisant une cible de ^{13}C enrichie à 99%. La diffusion élastique présente un décalage dans les distributions angulaires des π^+ et des π^- due au neutron supplémentaire. Les distributions inélastiques présentent des caractéristiques très différentes suivant la nature du niveau excité.

Ces résultats seront présentés et discutés.

Excitation of giant resonances by inelastic pion scattering

N. MARTY, M. MORLET and A. WILLIS
(I.P.N., Orsay, France)

and C. PERRIN
(I.S.N., Grenoble, France)

J. L. BEVERIDGE, J.-P. EGGER, F. GOETZ, P. GRETILLAT, R. R. JOHNSON, C. LUNKE and E. SCHWARZ
(Institut de Physique, Université de Neuchâtel, CH-2000 Neuchâtel)

We studied the region of giant resonances with positive pions of 226 MeV scattered inelastically on ^{90}Zr . Both isoscalar and isovector resonances were seen. The results will be presented and discussed.

Nuclear matter distributions from 180 MeV pion scattering

J.-F. GERMOND
(Institut de Physique, Université de Neuchâtel, CH-2000 Neuchâtel)

and M. B. JOHNSON
(Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, NM, USA)

The sensitivity of 180 MeV pions to nuclear matter distribution is studied within the eikonal approximation. At energies close to the (3, 3) resonance an analytical expression for the pion-nucleus elastic scattering amplitude has been obtained which reproduces accurately the position and depth of the first minimum as well as the magnitude of the first secondary maximum. It also includes the main

effects due to the electromagnetic interaction. The amplitude is characterized by three numbers, one of which is a radius parameter b_1 . These numbers are related in a simple way to the optical potential $U(r)$ for $r \approx b_1$. An application to scattering by the calcium isotopes is taken as an example for the variation of b_1 as the $f_{7/2}$ shell is filled. Analysis of the recent LAMPF and SIN experimental data using U linear in density leads to differences in the tail of the neutron and proton distributions compatible with the predictions of the density-dependent Hartree-Fock theory.

Komponenten hohen Impulses in Kernwellenfunktionen

I. SICK

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

Eine Anzahl Prozesse zur selektiven Bestimmung hoher Impulskomponenten sind in der Vergangenheit untersucht worden, mit wenig Erfolg. Durch niedrigere Impulskomponenten dominierte Zweistufenreaktionen erklären die mit stark wechselwirkenden Sonden durchgeführten Messungen. Zur Elimination dieser Schwierigkeit schlagen wir inklusive Elektronenstreuung bei grossem Impulsübertrag und kleinem Energieübertrag vor. Diese Reaktion ist selektiv auf grosse Impulse empfindlich und unterliegt dank der schwachen elektromagnetischen Wechselwirkung Mehrstufenprozessen kaum. Am SLAC haben wir Daten zur inklusiven Elektronenstreuung am ^3He gemessen, und wir vergleichen diese mit Voraussagen von Faddeev Rechnungen.

Kernladungsradien aus myonischen Roentgenlinien in Beryllium, Bor, Kohlenstoff und Stickstoff

K. KAESER, G. PILLER, B. ROBERT-TISSOT, A. RUETSCHI, L. A. SCHALLER,
L. SCHELLENBERG und H. SCHNEUWLY

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

Am SIN sind die Energien der myonischen K -Serienübergänge in den leichten Elementen Be, B, C und N mit Hilfe einer 2 ccm Diode auf eine Genauigkeit von 5–10 eV bestimmt worden. Daraus können weitgehend modell-unabhängige äquivalente Kernladungsradien R_k berechnet werden. Die Darstellung der Resultate in der Form mittlerer quadratischer Radien $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ erlaubt einen Vergleich mit elastischen Elektronenstreuungsmessungen. Von besonderem Interesse ist der mittlere quadratische Radius von Kohlenstoff, welcher als Referenzwert bei vielen (e, e) -Streuungsmessungen dient. Unser Wert vergleicht sich gut mit den neuesten (e, e) -Streuergebnissen und ist von derselben Genauigkeit.

Eine Publikation dieser Arbeit wird in der Zeitschrift Nuclear Physics folgen.

Suche nach einer EO-Anregung im ^{68}Zn und Bestimmung des Quadrupolmomentes im ^{97}Mo mittels Messung von $2s-2p$ Übergängen in μ -Atomen

R. ABELA

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

W. KUNOLD, M. SCHNEIDER, L. M. SIMONS und P. ZSOLDOS

(Institut für Kernphysik KFZ und Universität Karlsruhe)

Die niederenergetischen $2s-2p$ Uebergänge in μ^- Atomen gestatten das auf Kerneigenschaften empfindliche $2s$ -Niveau mit grosser relativer Genauigkeit zu messen. Andererseits ist die Intensität dieses Ueberganges so schwach, dass dieser bisher nur für Kerne mit $Z > 40$ beobachtet werden konnte. Es gelang uns, diesen Uebergang auch bei kleineren Energien ($Z \sim 30$) zu messen, indem wir ihn in Koinzidenz mit dem hochenergetischen $2p-1s$ Uebergang beobachtet haben. Dies gestattete die Suche nach einer EO-Anregung im μ - ^{68}Zn . Im Falle des μ - ^{97}Mo lieferte die Messung für das Quadrupolmoment den Wert: $Q = (0.27 \pm 0.02)b$.

Neue obere Grenze für $\mu^- e^+$ Konversion

R. ABELA, G. BACKENSTOSS, W. KOWALD und J. WÜEST

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

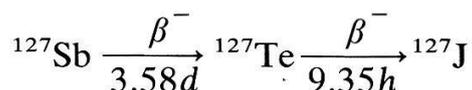
H. G. SEILER und M. SEILER

(Institut für Anorganische Chemie BAsel, CH-4056 Basel)

und L. SIMONS

(Institut für Kernphysik KFZ und Universität Karlsruhe)

Mit Hilfe der Reaktion $\mu^- + ^{127}\text{J} \rightarrow ^{127}\text{Sb}^* + e^+$ wurde nach der $\mu^- \rightarrow e^+$ Konversion gesucht. Der Rückstosskern ^{127}Sb zerfällt in einer Kaskade:



sodass ^{127}Te chemisch absepariert und mittels seines β -Zerfalls nachgewiesen werden kann. Dazu wurde ein spezieller Low-Level-Zähler verwendet, der im interessierenden Energiebereich zwischen 200 und 700 keV eine Untergrundrate von $6/h$ aufweist. $2.8 \cdot 10^{12} \mu^-$ wurden in NaJ gestoppt. Die Anfangsaktivität der $9.35h$ Komponente ergab sich zu $(0.35 \pm 0.22)/h$, woraus sich eine obere Grenze (90% C.L.) für das Verzweungsverhältnis der Konversion von $3 \cdot 10^{-10}$ ergibt.

Properties of hadronic collisions above 10^5 GeV deduced from cosmic ray data in conjunction with model simulations

P. K. F. GRIEDER

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

Various models of multiparticle production have been analyzed within the frame of ASICO, a large system of computer programs to simulate and analyze giant cosmic ray showers and to study correlations among the various observables, in conjunction with a world survey of experimental data, in an attempt to single-out the significant features of multiparticle production at ultra high energies and the most likely model. Moreover, the energy dependence of the multiplicity, of cross sections and the transverse momentum distribution have been investigated, as well as the effects due to heavy primaries and aspects of scaling and its breakdown.

Eine Miniaturblasenkammer zum Nachweis kurzlebiger oder subionisierender Teilchen

E. HUGENTOBLER und E. RAMSEYER

(Abteilung für Hochenergiephysik, Universität Bern, CH-3012 Bern)

Um die Vertexregion von Reaktionen hochenergetischer Elementarteilchen möglichst gut aufzulösen, wurde eine hochempfindliche Miniatur-Schwerflüssigkeitsblasenkammer entwickelt. Das zylindrische sichtbare Volumen von 115 cm^3 weist einen Durchmesser von 6.5 cm auf. Die Kammer enthält C_3F_8 und erreicht eine Expansionsrate von 5 Hz. Die Blasen Spuren werden mit Funkenblitzen nach dem Dunkelfeldverfahren beleuchtet und gleichzeitig mit 3 Kameras fotografiert.

Auflösung, Nachweisempfindlichkeit und Untergrund für paarproduzierte kurzlebige Teilchen wurden an einem $140 \text{ GeV } \pi^-$ -Strahl untersucht. Bei einer Blasengrösse von $30 \mu\text{m}$ erreichen die Spuren einen hohen Kontrast und weisen eine Blasendichte von 290 B/cm auf. Wegen der hohen Empfindlichkeit konnte diese Kammer auch zur Suche subionisierender Teilchen mit Ladungen bis $\frac{1}{25}$ der Elementarladung eingesetzt werden. Gegenwärtig dient sie als Vertexdetektor am CERN in einem Experiment bei 340 GeV zum direkten Nachweis von hadronisch produzierten Charme-Teilchen. (Ein ausführlicher Artikel in H.P.A. folgt).

Zeitlich differentielle und integrale Messungen der Grundzustandspolarisation myonischer Atome

R. ABELA und J. WÜEST

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

W. KUNOLD, M. SCHNEIDER, W. OESTERLE und L. M. SIMONS

(Institut für Kernphysik KFZ und Universität Karlsruhe)

Mit Hilfe einer zeitlich differentiellen Myon-Spin-Rotationsmethode mit negativen Myonen wurde die Restpolarisation im atomaren Grundzustand von

Schwefel und zwei Modifikationen von Selen (Selen amorph und Selen metallisch) im Vergleich zu Kohlenstoff gemessen. Ergebnisse dieser Messungen werden vorgestellt. Neben den zeitlich differentiellen Messungen wurden auch zeitlich integrale, intensitätsmässig nicht limitierte Messungen durchgeführt. Der Polarisationsvektor des Myonenstrahls wurde mittels des Hanle-Effekts bestimmt. Die experimentellen Methoden werden diskutiert.

Kernphysik bei mittleren Energien

Beobachtung von ${}^4\text{H}$ nach π^- -Absorption in ${}^7\text{Li}$

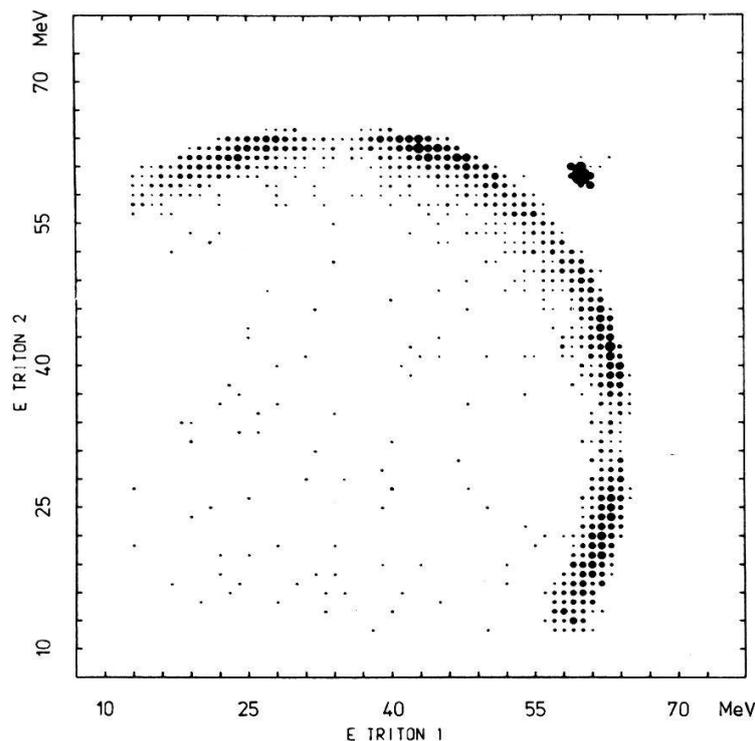
U. SENNHAUSER

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

und F. W. SCHLEPÜTZ

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

Frühere Experimente zur Beobachtung von ${}^4\text{H}$ -Resonanzen wie ${}^3\text{H}(n, n) {}^3\text{H}$ und π^- -Absorption in ${}^7\text{Li}$ sind teilweise im Widerspruch zueinander. In diesem Experiment wurden Triton-Triton-Koinzidenzen nach π^- -Absorption in Ruhe in ${}^7\text{Li}$ gemessen: $\pi^- + {}^7\text{Li} \rightarrow t_1 + t_2 + n$ und $\pi^- + {}^7\text{Li} \rightarrow t_1 + {}^4\text{H}$, ${}^4\text{H} \rightarrow t_2 + n$ mit unterschiedlicher Kinematik. Die Figur zeigt die Energieverteilung eines t - t -Paares nach π^- -Einfang in ${}^{\text{nat}}\text{Li}$ (7.5% ${}^6\text{Li}$, 92.5% ${}^7\text{Li}$). Der Peak entsteht durch die monoenergetischen t - t -Paare beim Einfang an ${}^6\text{Li}$. Die Ueberhöhung über den flachen Phasenraum des 3-Körperzerfalls im Ring zeigt einen Zustand des ${}^4\text{H}$ bei ca. 3 MeV.



Das α^* und die Neutronen Streulänge von ^3He

G. R. PLATTNER, M. BAUMGARTNER, H. P. GUBLER, M. HELLER, I. SICK und H. ROSER
(Institut für Physik, Universität Basel, CH-4056 Basel)

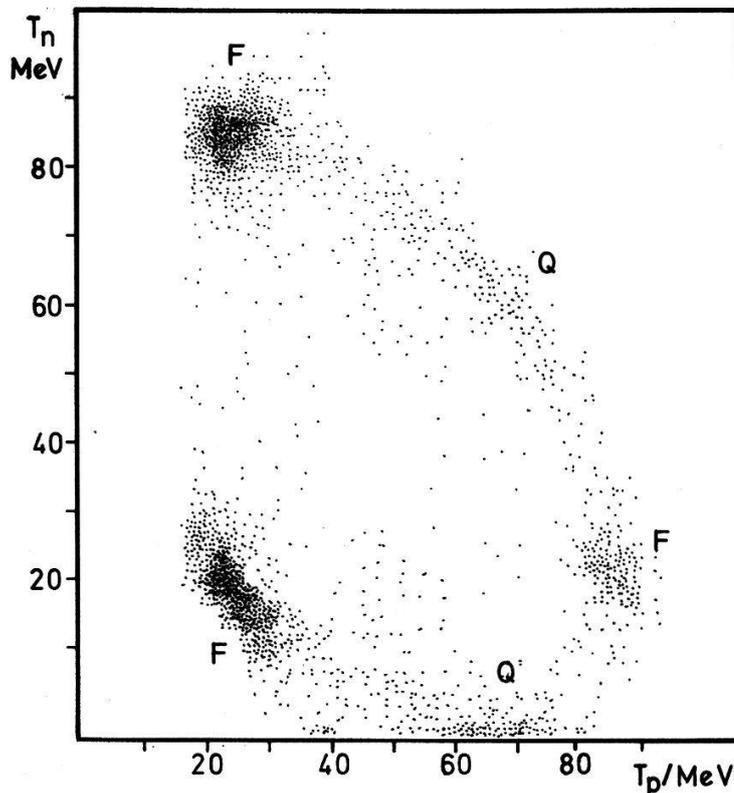
Wir haben die Zustandsdichte von ^4He in der Gegend der Schwellen für Zerfall in $p + T$ ($E_x = 19.815 \text{ MeV}$) und $n + ^3\text{He}$ ($E_x = 20.578 \text{ MeV}$) durch Beobachtung der inelastischen Streuung $^4\text{He} (\alpha, \alpha)^4\text{He}^*$ untersucht. Hier ist sie dominiert durch den bekannten 1. angeregten Zustand mit $J^\pi = 0^+$ (das ' α^* '). Unsere Spektren ermöglichen im Rahmen einer R -Matrix-Darstellung die genaue Bestimmung von Anregungsenergie ($E_x = 20.28 \pm 0.02 \text{ MeV}$), Form und Breite dieses Zustands. Mit dieser Information lässt sich erstmals die genau gemessene kohärente $n + ^3\text{He}$ Streulänge zuverlässig in Triplet- und Singlet-Anteile aufspalten.

π^- -Absorption in ^3He

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

M. DOERR, W. FETSCHER,¹⁾ D. GOTTA, U. RAICH, G. SCHMIDT und H. ULLRICH
(Institut für Kernphysik, KFZ und Universität Karlsruhe, D-7500 Karlsruhe)

Die üblicherweise benutzte Beschreibung der π -Absorption in Atom-Kernen mit dem Quasi-Deuteron-Modell scheint nur für etwa die Hälfte der Absorp-



¹⁾ Jetzige Adresse: Laboratorium für Hochenergiephysik der ETH Zürich, CH-5234 Villigen.

tionsprozesse zuzutreffen. Zur Untersuchung von Mechanismen, bei denen mehr als zwei Nukleonen beteiligt sind, wurde am SIN ein kinematisch vollständiges Experiment mit negativen Pionen an ${}^3\text{He}$ durchgeführt. Die Pionen wurden in einem gasförmigen ${}^3\text{He}$ -Target gestoppt, das auf 5 K abgekühlt war. Zwei der auslaufenden Nukleonen der Reaktion $\pi^{-}{}^3\text{He} \rightarrow \text{pnn}$ wurden in Koinzidenz nachgewiesen.

Zusätzlich wurde eine Dreifachkoinzidenz mit dem $2p-1s$ Röntgen-Übergang gemessen, um den Drehimpuls (s oder p) des π^{-} im $\pi^{-}{}^3\text{He}$ System vor der Absorption festzulegen.

Da die Reaktion unter diesen speziellen kinematischen Bedingungen nur von zwei Parametern abhängt, lassen sich die Daten in Form eines Dalitz Diagramms darstellen mit den Energien des auslaufenden Protons und eines auslaufenden Neutrons als Parameter. Hierbei ist der Phasenraumfaktor konstant und die Häufigkeit der Ereignisse ist direkt proportional zum Matrixelement. Die Abbildung zeigt einen Teil unserer Daten in einem Zwischenwinkelbereich von 178° – 180° . Es zeigen sich deutlich breite Maxima in Gebieten (Q) die quasifreien Reaktionen entsprechen, d.h. wo die Energie eines Nukleons sehr klein ist.

Weitaus mehr Ereignisse sind jedoch in den Gebieten zu beobachten, wo die Energie eines Nukleons maximal ist und die beiden anderen Nukleonen gleichen Impuls haben. Dies sind genau die Gebiete (F), wo Endzustands-Wechselwirkung (Final State Interaction) dominieren sollte.

Ein anderes wesentliches Ergebnis der bisherigen Auswertung ist eine starke Korrelation der Ereignisse bei 180° Relativwinkel.

Die Szintillations-Streamerammer

A. FLÜCKIGER, B. HAHN, H. SCHEIDIGER und W. ZELLER

(Abteilung für Hochenergiephysik, Universität Bern, CH-3012 Bern)

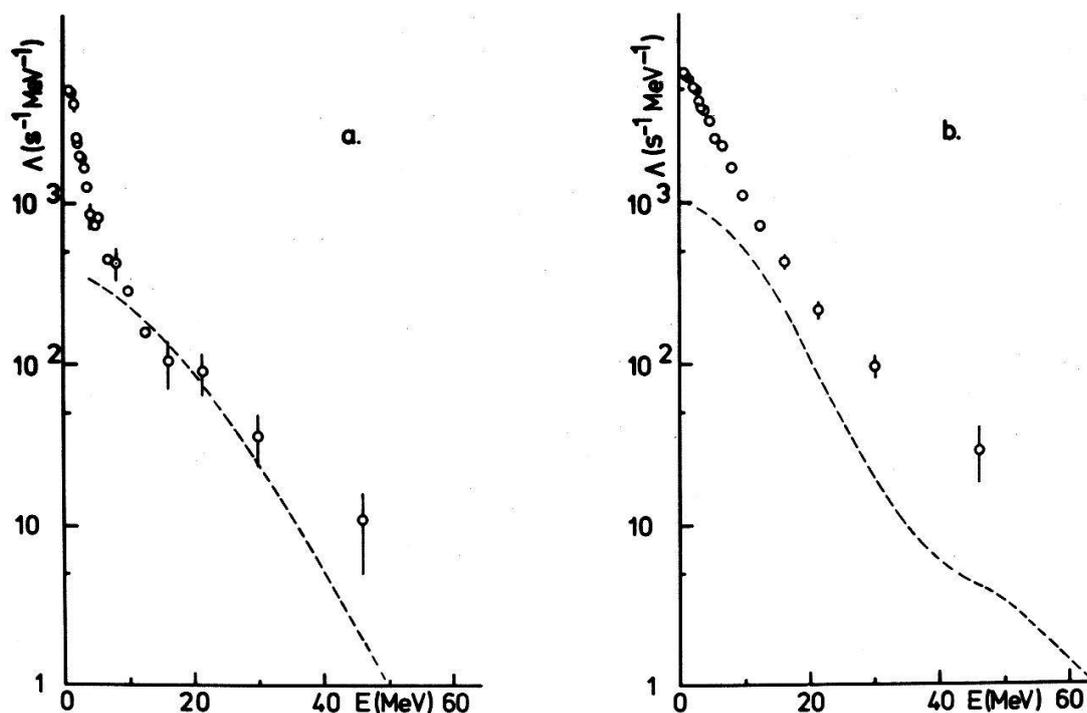
Zum Nachweis von stark ionisierenden Teilchen kurzer Reichweite wurde eine selbstauslösende Streamerammer entwickelt. Die Kammer wird nur dann empfindlich gemacht, wenn die im Kammergas abgebremsten Teilchen eine minimale Menge von Szintillationslicht erzeugen. Das Licht wird mit Photoröhren registriert. Die Streamerammer wird im 'avalanche-mode' betrieben. Das empfindliche Volumen misst $40 \times 30 \times 8 \text{ cm}^3$ und enthält ein Gasmisch von He, Ne, Ar und $\sim 3\%$ N_2 . Die Spuren werden mit Verwendung von Bildverstärkern in stereo photographiert. Mit unserer Apparatur wurden am SIN π^{-} -induzierte Kernreaktionen in leichten Edelgasen untersucht. Der Empfindlichkeitsbereich beginnt mit der Lichtmenge eines stoppenden Pions. Kernfragmentation nach π -Einfang konnte mit guter Ansprechwahrscheinlichkeit registriert werden.

Spectroscopy of neutrons after nuclear muon capture

T. KOZLOWSKI
(LHE der ETH Zürich)

A. ZGLINSKI
(Universität Zürich)

The mechanism of emission of high energy nucleons after nuclear muon capture is not well understood. In order to study nuclear structure and details of the reaction mechanism more carefully, measurements of inclusive neutron spectra, of the asymmetry of neutrons with respect to the muon spin and coincidence measurements of two neutrons have been performed for Si, Ca, Pb. Neutron spectra from ^{16}O connected with transitions to definite states of the final nucleus ^{15}N (5.3 MeV in Fig. a, 6.3 MeV in Fig. b) have been measured and compared with calculations (dashed). The coefficient of the neutron-gamma angular correlation $A_2 = -(0.3 \text{ to } 0.4)$ agrees well with the calculated value -0.45 for a 1^- ($T=1$) state of ^{16}N at 6 MeV.



Produktion niederenergetischer Pionen

J. F. CRAWFORD, M. DAUM, G. H. EATON, R. FROSC, J. GARZON, H. HIRSCHMANN,
P.-R. KETTLE, J. W. MCCULLOCH und E. STEINER
(SIN, CH-5303 Villigen)

An den Sekundärstrahlen πM3 und πE3 des SIN haben wir differentielle Wirkungsquerschnitte für die Produktion niederenergetischer geladener Pionen

durch Protonen der kinetischen Energie 590 MeV in Beryllium, Kohlenstoff und Nickel gemessen (Pionenproduktionswinkel 22.5° und 90° ; kinetische Pionenenergien 6 MeV bis 24 MeV). Diese Messungen waren zur Planung neuer Anlagen des SIN notwendig. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte sind bei den kleinsten Pionenenergien T_π sehr klein und steigen mit wachsendem T_π an. Bei Nickel gibt es sehr wenige langsame π^+ (viel weniger als π^-), da die π^+ nach dem Verlassen des Restkerns durch die elektrostatische Abstossung der Kernprotonen beschleunigt werden.

Transferprozesse bei der elastischen Streuung von ^{10}B an ^9Be

K. BODEK, M. HUGI, L. JARCZYK, J. LANG, R. MUELLER, A. SCHILTZ,
J. SROMICKI, A. STRZAŁKOWSKI und E. UNGRICHT

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

Die elastische Streuung von ^{10}B an ^9Be wurde bei Energien von 9.5 und 14.2 MeV unter Winkeln zwischen 12.7° und 169.0° im Schwerpunktsystem gemessen. Das untersuchte System zeigt einen grossen Anstieg des elastischen Streuquerschnittes für grosse Streuwinkel, welcher durch reine Potentialstreuung nicht erklärt werden kann. Hingegen lässt sich damit der Vorwärtswinkelbereich ausgezeichnet beschreiben. Zwischenkernprozesse liefern nur einen kleinen Beitrag zum elastischen Ausgangskanal. Durch Einbezug eines Protonentransfers gelangt man zu einer zumindest qualitativ befriedigenden Beschreibung der Grosswinkelstreuung. Eine Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment hinsichtlich der Feinstruktur des Wirkungsquerschnittes im Rückwärtswinkelbereich bleibt bestehen.

Fusion und Direktprozesse bei Reaktionen $^6\text{Li}+^{28}\text{Si}$, $^9\text{Be}+^{28}\text{Si}$ und $^{12}\text{C}+^{28}\text{Si}$

M. HUGI, J. LANG, R. MUELLER und E. UNGRICHT

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

K. BODEK, L. JARCZYK, B. KAMYS, A. STRZAŁKOWSKI, G. WILLIM und W. ZIPPER

(Institute of Physics, Jagellonian University, 30059 Krakow, Poland)

Winkelverteilungen der elastischen Streuung und der Reaktionsprodukte p , d , t und α wurden bei mehreren Energien in der Nähe der Coulombbarrieren gemessen. Sie erlauben eine Trennung der Produkte aus Fusions- und Direktprozessen. Die Energieverteilungen der Fusionsprodukte lassen sich gut mit einem statistischen Verdampfungsmodell beschreiben.

Die Summe der Fusions- und Direktquerschnitte stimmt gut mit dem Reaktionsquerschnitt überein. Das Verhältnis $\sigma_{\text{Fus}}/\sigma_{\text{R}}$ ist bei allen Energien deutlich kleiner als 1, aber nicht direkt von der Bindungsenergie des Projektils abhängig.

Die aus einem Optischen-Modell-Fit oder aus Faltungspotentialen von Satchler bestimmten Potentialbarrieren geben gute Voraussagen für den Fusionsquerschnitt.

Azimutale Winkelabhängigkeit der emittierten K-MO-Röntgenstrahlung bei Schwerionenkollisionen

P. BÜRGI, G. BONANI, E. MORENZONI, M. STÖCKLI, M. SUTER und W. WÖFLI
(Laboratorium für Kernphysik, ETH-Zürich, CH-8093 Zürich)

Zur Messung der Azimutalwinkel-Abhängigkeit der bei Schwerionenkollisionen erzeugten Röntgenstrahlung wurde ein Koinzidenzexperiment aufgebaut. Dabei werden neben der Röntgenstrahlung zur Festlegung der Streuebene auch die gestreuten Ionen detektiert. Die Messresultate werden mit theoretischen Voraussagen über die Azimutalwinkel-Abhängigkeit verglichen.

Angular distribution and analyzing power of the $(p, \alpha x)$ -reaction in the continuum

R. WAGNER, Z. LEWANDOWSKI¹⁾ and E. LOEFFLER
(Institut für Physik der Universität Basel, CH-4056 Basel)

F. BRUNNER, H. H. MÜLLER, W. REICHART and P. SCHOBER
(Physik-Institut der Universität Zürich, CH-8001 Zürich)

It is only recently that attempts have been made to calculate angular distributions of complex particles in the continuum region [1, 2, 3, 4, 5, 6]. Therefore it is very interesting to measure a broad range of data for α - and τ ($= {}^3\text{He}$)-emission and to compare it to theoretical predictions. In addition, from experiments using polarized particles in the entrance channel, one can hope to get direct information about the relaxation of the nuclear system. If in the precompound region more or less direct contributions dominate the emission, one would expect a strong analyzing power that could reach deep into the continuum.

We report on our experimental results of α - and τ -angular distributions in the preequilibrium-region at high energies for the following target nuclei: ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{59}\text{Co}$, ${}^{90}\text{Zr}$, ${}^{197}\text{Au}$, ${}^{208}\text{Pb}$ and ${}^{232}\text{Th}$ and on the analyzing power of the ${}^{12}\text{C}(\vec{p}, \alpha x)$ -reaction in the continuum. A 72 MeV proton beam (70.7 MeV in the case of Pb and Th) of the SIN injector cyclotron has been used with target currents between 10 nA and 300 nA, depending on the reaction angle. The α - and τ -particles were detected by two Si-detector telescopes and identified on-line. The spectra have been measured at up to 14 angles in an angular range of 15° to 150° .

Figure 1 shows our angular distributions of high energy α - and τ -particles. The shape of the α -angular distributions is practically the same for all nuclei considered, independent of the mass number. The same is true for the τ -particles. There exists a striking similarity between the angular distribution of α - and τ -particles. We believe that such a finding will prove very useful for developing a theory of τ -emission.

Figure 2 shows our experimental results of the angular distributions of the analyzing power for the ${}^{12}\text{C}(\vec{p}, \alpha x)$ -reaction at 4 different α -channel energies at $E_p = 72$ MeV. One observes a distinct structure that maintains its character even

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

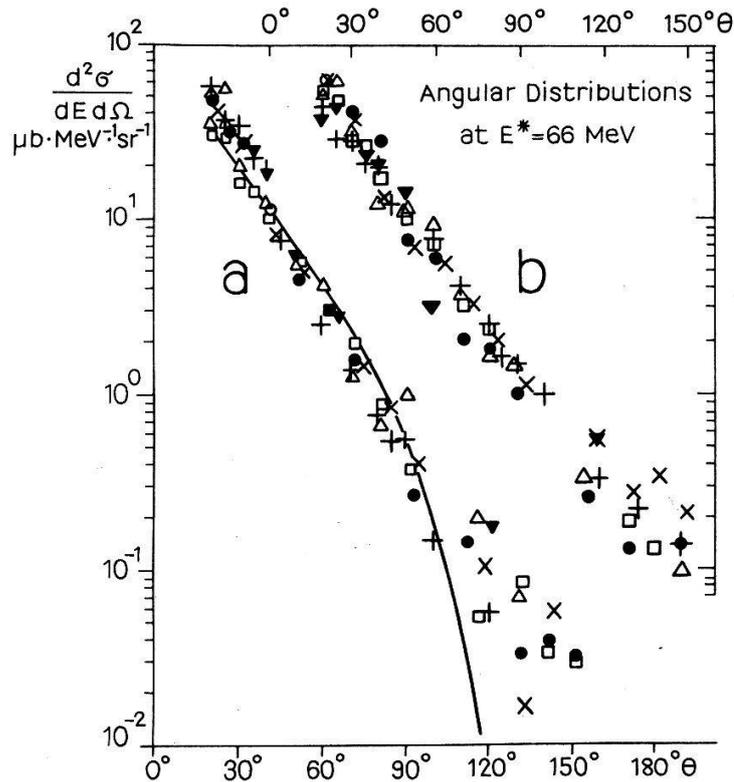


Figure 1

$(p, \alpha x)$ - and $(p, \tau x)$ -angular distributions for the nuclei under investigation. The α - and τ -energies E_α and E_τ have been chosen to correspond to the same excitation $E^* = 66$ MeV above the Fermi-energy of the composite nucleus. The α -distributions (a and lower angular scale) are normalized to ^{27}Al . The τ -distributions (b and upper angular scale) are normalized to ^{90}Zr . The full line represents the theoretical prediction for the α -particles [4, 5]. The target nuclei are identified by the following symbols:

- \times $^{27}\text{Al}(E_\alpha = 57 \text{ MeV}, E_\tau = 43 \text{ MeV})$;
- \bullet $^{59}\text{Co}(60, 47)$; \square $^{90}\text{Zr}(60, 49)$;
- \triangle $^{197}\text{Au}(67, 53)$; \blacktriangledown $^{208}\text{Pb}(70, 55)$;
- $+$ $^{232}\text{Th}(70.55)$.

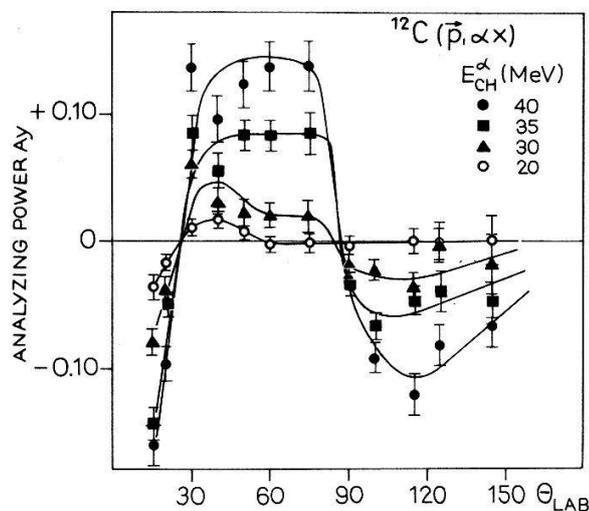


Figure 2

Angular distributions of the analyzing power of the $^{12}\text{C}(\vec{p}, \alpha x)$ -reaction in the continuum at $E_p = 72$ MeV for different α -channel energies E_{CH}^α . The data are averaged over 3 MeV bins and the full lines are to guide the eye only. There exists a surprisingly large analyzing power at backward angles.

in the deep continuum. The relatively large values of the analyzing power at backward angles are very surprising and do not correspond to expectations from conventional precompound-models. Preliminary results of a theoretical analysis are shown in Fig. 3, where our experimental values of the analyzing power at forward angles are compared to the predictions of a one-step quasi free (p, α)-scattering calculation by M. Kozłowski [7]. If the emission of high energy α -particles is dominated by such one-step knock-out processes, the analyzing power of the inclusive (p, α)-reaction is expected to be large and related - by

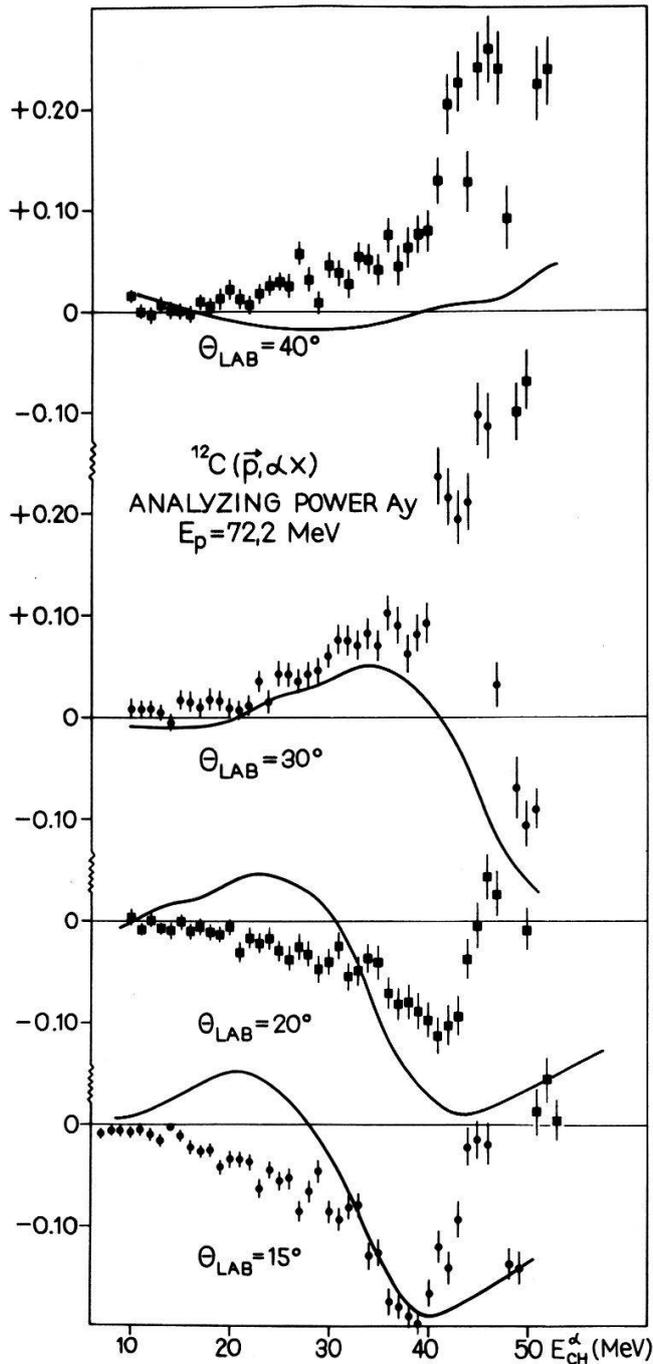


Figure 3
 Analyzing power of the $^{12}\text{C}(\vec{p}, \alpha x)$ -reaction as a function of the α -channel energy E_{CH}^{α} compared to theoretical predictions of a one-step quasi free (p, α)-scattering model [7] for forward angles. All theoretical values are reduced by a factor 5 (see text). Above 40 MeV channel energy, the experimental values begin to oscillate due to transitions to discrete final states.

quasi two-body kinematics – to the analyzing power of the free proton-alpha scattering. If, on the other hand, it is assumed that the incident proton interacts first with the target nucleus by a series of nucleon–nucleon collisions initiating a nuclear cascade, in the evolution of which an α -particle is emitted, one expects a small analyzing power because of large depolarization effects.

In order to reproduce our experimental data satisfactorily, the theoretical predictions had to be reduced by a factor 5 and these reduced values are shown in Fig. 3. This indicates that multistep processes contribute considerably to the emission of α -particles. If one assumes that two-step and higher processes do not contribute significantly to the analyzing power, then the above mentioned reduction factor would indicate a first-step contribution to the total preequilibrium α -emission of only about 20%. It is very interesting to compare this result with the prediction of an exciton-model calculation for the $^{27}\text{Al}(p, \alpha x)$ -reaction at $E_p = 90$ MeV: the corresponding first-step contribution is 18% [8], which is in a surprisingly good agreement with our value.

The authors are grateful to the Schweizerische Nationalfonds for financial support. We are obliged to S. Steiner for his assistance and we wish to express our thanks to the staff of the SIN cyclotron laboratory. Special thanks are due to Dr. Habil. M. Kozłowski from the University of Warsaw for his theoretical analysis.

REFERENCES

- [1] T. TAMURA and T. UDAGAWA, *Phys. Letters* 71B (1977) 273.
- [2] J. BISPLINGHOFF, M. BLANN and H. KEUSER, *Proc. of the Intern. Workshop on Reaction Models for Continuous Spectra of Light Particles*, Bad Honnef, Nov. 1978.
- [3] H. MACHNER, *Phys. Letters* 86B (1979) 129.
- [4] E. GADIOLI, E. GADIOLI ERBA and G. TAGLIAFERRI, *Proc. Intern. Conf. on Nuclear Reaction Mechanisms*, Varenna, Italia, June 79. Clued, Via Celoria 20, Milano.
- [5] R. WAGNER, Z. LEWANDOWSKI, E. LOEFFLER, H. H. MUELLER, W. REICHART, P. SCHOBBER, E. GADIOLI and E. GADIOLI ERBA, *Proc. Intern. Conf. on Nuclear Reaction Mechanisms*, Varenna, Italia, June 79. Clued, Via Celoria 20, Milano.
- [6] A. FERRERO, E. GADIOLI, E. GADIOLI ERBA, I. IORI, N. MOLHO and L. ZETTA, *Z. für Physik* A293 (1979) 123.
- [7] M. KOZŁOWSKI, Warsaw University, Poland, Private communication, to be published.
- [8] J. R. WU, C. C. CHANG and H. D. HOLMGREN, *Phys. Rev.* C19 (1979) 698.

Microscopic analysis of the three-nucleon transfer reaction $^{27}\text{Al}(p, \alpha) ^{24}\text{Mg}$ induced with polarized protons

F. BRUNNER, H. H. MÜLLER, W. REICHART and P. SCHOBBER
(Physik-Institut der Universität Zürich, CH-8001 Zürich)

H. JASICEK and H. OBERHUMMER
(Atominstut der Oesterreichischen Universitäten, Wien, Austria)

and W. PFEIFER
(Kantonsschule Aarau, CH-5000 Aarau)

To investigate how well low-lying levels of the strongly deformed ^{24}Mg nucleus can be described by spherical shell model wave functions we have

performed a large base shell model calculation using the Oak Ridge Rochester shell model code [1]. In this calculation we assume that the ^{16}O core is closed and that 8 nucleons are distributed over the $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$ and $1d_{3/2}$ orbits. The aim of our investigation is to test these wave functions using the three-particle transfer reaction $^{27}\text{Al}(p, \alpha) ^{24}\text{Mg}$. Owing to its coherence properties with respect to components of different configurations in the nuclear wave functions, the (p, α) reaction has proved to be a sensitive spectroscopic tool. In the following we report on our analysis of the ground state transition. Since the absolute normalization of the microscopic DWBA theory is not well established we are not able to test absolute numbers of the spectroscopic amplitudes. We must restrict ourselves to a test of the relative strengths of admixtures of different configurations in the shell model wave functions. Such tests are obtained by comparing experimental angular distributions of the cross section and analysing power with theory.

The experiment was performed with the SIN injector cyclotron using an energy-analysed and polarized proton beam of 12 keV resolution at an energy of 34.73 MeV. The beam polarizations, as measured with a polarimeter employing proton elastic scattering from carbon, were typically 85%. The α -particles were detected by two independently movable counter-telescopes, each consisting of three Si-detectors. The first two were used in a $\Delta E/E$ -combination for on-line particle identification and the third provided a signal to veto events where the reaction products did not come to rest in the second detector.

The optical model parameters for the entrance and exit channels in our calculations are listed in Table 1. In the calculation of the bound state wave function we used the parameters $r_0 = r_{s0} = 1.25$ fm, $a_0 = a_{s0} = 0.65$ fm and $V_{s0} = 8$ MeV. The proton potential parameters reproduce the elastic scattering cross section data and the analysing power data of $^{27}\text{Al}(p, p)$ at $E_p = 35$ MeV [2]. The ambiguities in the α -optical potentials deduced from elastic scattering are well known. The shape of the angular distribution for (p, α) reactions, on the other hand, is very sensitive to the α -potential used. We selected the parameters from a family of potentials [3], which all reproduce the α elastic scattering data on ^{24}Mg at 40.2 MeV [4]. Only the potential, with parameters as listed in Table 1 gives the correct slope to the angular distribution of the cross section. The requirement that the analysing power has to be reproduced imposes severe restrictions on the choice of the α -optical potential.

The results of our shell-model calculations for ^{24}Mg are listed in Table 2. This wave function has been calculated with the Oak Ridge Rochester shell model code [1]. In these calculations the effective two-body matrix elements and the single particle energies have been taken from Chung [5]. We have reduced the order of the Hamiltonian matrix to 150 by 'diagonal energy truncation'. The wave function of the target nucleus ^{27}Al was taken from Wildenthal [6]. Using these

Table 1
Optical potential parameters

Reaction	$V_0^a)$	r_0	a_0	W	r_W	a_W	W_D	r_D	a_D	V_{s0}	r_{s0}	a_{s0}	r_c	Ref.
(p, p)	39.7	1.18	0.70	7.0	1.40	0.70				7.5	1.18	0.70	1.20	[2]
(α, α)	227.3	1.23	0.71				40.6	1.11	0.65				1.40	[3]

a) All energies are in MeV and lengths in fm.

Table 2
Wave functions of ^{24}Mg ground state

Configurations			Quantum numbers for the particle in the $1d_{5/2}$ shell				2 (coupled J 's)-values of the particles in the $2s_{1/2}$ and $1d_{3/2}$ shell	Amplitude ^{a)}
$1d_{5/2}$	$2s_{1/2}$	$1d_{3/2}$	$2J$	$2T$	ν	$2t$		
6	0	2	0	2	0	0	0	-0.3261
6	2	0	0	2	0	0	0	-0.3029
6	2	0	2	0	2	0	2	0.1312
7	0	1	3	1	3	1	3	0.1686
7	0	1	3	1	3	3	3	0.2116
7	1	0	1	1	3	1	1	-0.2853
7	1	0	1	1	5	1	1	-0.1010
8	0	0	0	0	0	0	0	0.4844
8	0	0	0	0	4	0	0	0.2056

ν : seniority, t : reduced isopin.

- ^{a)} amplitudes < 0.1 are not listed; configurations which cannot be reached by the (p, α) reaction have been omitted.

Table 3
Three-nucleon spectroscopic amplitudes $S^{1/2}[\gamma, \text{LSJ}]$ for the ground state. Angular momentum transfer: $L = 2, J = \frac{5}{2}$

Configuration of the transferred nucleons	$S^{1/2}[\gamma, \text{LSJ}]$
$(1d_{5/2})_{0^+}^2; 1d_{5/2}$	0.1070
$(1d_{5/2})_{2^+}^2; 1d_{5/2}$	0.0683
$(1d_{5/2})_{4^+}^2; 1d_{5/2}$	0.0917
$(1d_{5/2})_{0^+}^2; 1d_{3/2}$	-0.0027
$(1d_{5/2})_{2^+}^2; 1d_{3/2}$	-0.0011
$(1d_{5/2})_{4^+}^2; 1d_{3/2}$	-0.0021
$(1d_{5/2})_{2^+}^2; 2s_{1/2}$	0.0101
$(1d_{3/2})_{0^+}^2; 1d_{5/2}$	0.0312
$(2s_{1/2})_{0^+}^2; 1d_{5/2}$	0.0823

wave functions, the three-nucleon spectroscopic amplitudes have been calculated following Towner and Hardy [7] and are listed in Table 3.

The three-nucleon form factors were calculated with a code written by Falk [8]. We have used an improved version of this code which makes it possible to apply a full finite range microscopic formalism [9, 10]. In our calculations we used for the α -particle size parameter the value 0.233 fm^{-1} and for the interaction range $1/\beta = 1.582 \text{ fm}$. Combinations of these form factors, weighted by the spectroscopic amplitudes, were then introduced to the DWBA computer program DWUCK 5 [11]. Details of the microscopic DWBA theory can be found in [8, 12]. The resulting theoretical curves for the angular distribution of the cross section and analysing power are compared with our experimental data in Fig. 1. The agreement between experiment and microscopic theory for both the differential cross section and analysing power is good. In conclusion we can say that using our detailed shell model wave functions in the microscopic theory we obtain a satisfactory account of our experimental data.

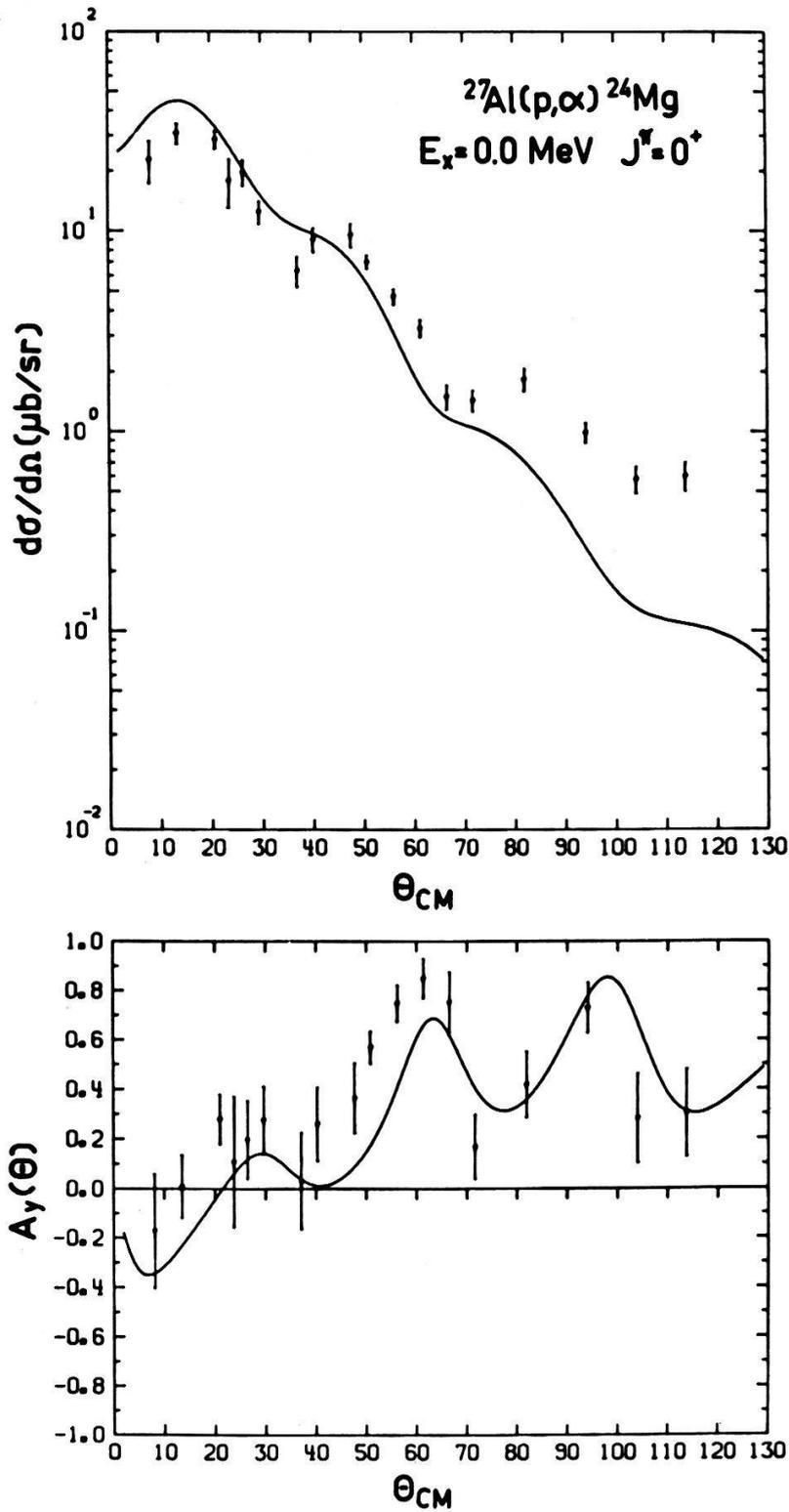


Figure 1

Experimental and theoretical angular distribution of the cross section and analysing power for the reaction $^{27}\text{Al}(\vec{p}, \alpha)^{24}\text{Mg}$ at $E_p = 34.73 \text{ MeV}$ leading to the ground state.

The angular momentum transfers are: $L = 2$, $J = \frac{5}{2}$

We are grateful to H. Leeb for the generation of the α potential family. The authors of the Atominstitut der Oesterreichischen Universitäten, Vienna are grateful to the Fonds zur Förderung der Wissenschaftlichen Forschung and the authors of the University of Zürich wish to thank the Schweizerische Nationalfonds for financial support. We wish to express our thanks to S. Steiner for his assistance and to the staff of the SIN cyclotron laboratory.

REFERENCES

- [1] J. B. FRENCH, E. C. HALBERT, J. B. MCGRORY and S. S. M. WONG, *Adv. Nucl. Phys.* 3, 193 (1969).
- [2] M. P. FRICKE and G. R. SATCHLER, *Phys. Rev.* 139, B567 (1965).
- [3] H. LEEB, Technical University of Vienna, private communication.
- [4] P. P. SINGH, M. D. HIGH, R. E. MALMIN and D. W. DEVINS, *Nucl. Phys.* A163, 289 (1971).
- [5] W. CHUNG, Ph.D. Thesis, Michigan State University (1976).
- [6] B. H. WILDENTHAL and J. B. MCGRORY, *Phys. Rev.* C7, 714 (1973).
- [7] I. S. TOWNER and J. C. HARDY, *Adv. Phys.* 18, 401 (1969).
- [8] W. R. FALK, *Phys. Rev.* C8, 1757 (1973).
- [9] H. OBERHUMMER and H. H. MÜLLER, *Helv. Phys. Acta* 51, 573 (1978).
- [10] H. OBERHUMMER, to be published.
- [11] P. D. KUNZ, University of Colorado, unpublished.
- [12] H. GUYER, V. MEYER, H. H. MÜLLER, W. REICHART, H. JASICEK, H. OBERHUMMER, P. RIEHS, R. WAGNER and W. PFEIFER, *Phys. Rev.* C18, 1626 (1978).

An investigation of shell model wave functions of ^{56}Fe and ^{53}Mn by the (p, α) -reaction using a full microscopic description

H. H. MÜLLER and P. SCHÖBER

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

K. PREISINGER, H. JASICEK, H. OBERHUMMER and P. RIEHS

(Atominstitut der Oesterreichischen Universitäten, Vienna, Austria)

Angular distributions for incident 34 MeV-protons have been investigated in the $^{56}\text{Fe}(p, \alpha)^{53}\text{Mn}$ -reaction leading to the three low-lying states in ^{53}Mn . These data are compared with a fully microscopic DWBA-theory using detailed shell model wave functions. It is shown that interference effects of microscopic form factors belonging to different configurations of the wave functions can explain the data.

Mesure du pouvoir d'analyse de la réaction $D(\vec{p}, 2p)n$ 22.7 MeV

P. CHATELAIN, F. FOROUGH, H. VUILLEME, B. VUILLEUMIER et C. NUSSBAUM

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel, CH-2000 Neuchâtel)

Nous avons mesuré le pouvoir d'analyse A_y de la réaction de fracture $D(\vec{p}, 2p)n$ à 22.7 MeV pour une configuration coplanaire symétrique avec $\theta_1 = -\theta_2 = 41.7^\circ$. Nous présentons les résultats et les comparons à une prédiction théorique due à Bruinsma [1].

Certains détails de la méthode expérimentale utilisée seront présentés, ainsi que les avantages des configurations symétriques.

REFERENCE

- [1] J. BRUINSMA and R. VAN WAGENINGEN, *Nucl. Phys.* A282 1 (1977).

Messung von Polarisationstransferkoeffizienten der elastischen Proton-Deuteron-Streuung bei $E_p = 10$ MeV

F. SPERISEN, W. GRÜEBLER, V. KÖNIG, K. ELSENER, C. SCHWEIZER, B. JENNY, und P. A. SCHMELZBACH

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

Für den Test von Dreinukleonenrechnungen (exakte Lösung von Faddeev-Gleichungen) zur Untersuchung von N - N -Wechselwirkungen wurden von der p - d -Streuung eine Serie von Polarisationstransferkoeffizienten gemessen. Resultate der Koeffizienten $K_x^{x'}$, $K_y^{y'}$ und $K_z^{z'}$ der Streuung ${}^2\text{H}(\vec{p}, \vec{p}){}^2\text{H}$ bei 7 Streuwinkeln zwischen $\theta_{\text{c.m.}} = 30^\circ$ und 104° liegen vor. Ferner wurde auch der Polarisationstransfer der Protonen auf die Rückstoss-Deuteronen mit einem neuen Polari-meter, basierend auf der Reaktion ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$, untersucht. Ergebnisse der Koeffizienten $K_x^{x'}$, $K_x^{y'z'}$, $K_x^{x'y'}$, $K_y^{y'}$, $K_y^{x'z'}$, $K_y^{x'y'}$, $K_y^{z'z'}$, $K_z^{z'}$, $K_z^{y'z'}$ und $K_z^{x'y'}$ der Streuung ${}^2\text{H}(\vec{p}, \vec{d}){}^1\text{H}$ im Streuwinkelbereich zwischen $\theta_{\text{lab}} = 0^\circ$ und 30° ($\theta_{\text{c.m.}} = 180^\circ \div 120^\circ$ bezüglich des gestreuten Protons) werden diskutiert.

Bestimmung des asymptotischen D-zu S-Zustandverhältnisses der Deuteronwellenfunktion

W. GRÜEBLER, V. KÖNIG, P. A. SCHMELZBACH, B. JENNY, F. SPERISEN und C. SCHWEIZER

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

Genaue Messungen des Wirkungsquerschnitts und des Tensoranalysationsvermögen T_{22} der elastischen p - d Streuung im Energiebereich $E_d = 5.0$ bis 45.4 MeV wurden entsprechend einem modifizierten Vorschlag von Amado et al. [1] analysiert. Die Ergebnisse für das asymptotische D/S Verhältnis ρ_D zeigen bei allen zehn untersuchten Energien ein stabiles Verhalten; innerhalb der Messgenauigkeit konnten keine Abweichungen beobachtet werden, die von Coulomb-Einflüssen oder Untergrundbeiträgen anderer Singularitäten als des Neutron-Austauschpols herrühren. Der gefundene Mittelwert, dessen Fehlergrenze 2 bis 3% beträgt, ist mit Voraussagen von modernen Meson-Austausch-Potentialen verträglich.

LITERATUR

[1] R. D. AMADO, M. P. LOCHER und M. SIMONIUS, *Phys. Rev. C* 17 (1978) 403.

Analyse der d - α -Streuung zwischen $E_d = 3$ und 43 MeV mittels eines neuen, allgemeinen Computerprogramms für spin-1-spin-0-Phasenanalysen

B. JENNY, C. SCHWEIZER, W. GRÜEBLER, V. KÖNIG und P. A. SCHMELZBACH

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

Phasenanalysen der d - α -Streuung zwischen 3 und 43 MeV Deuteronen-energie zeigen, dass alle durch die Invarianzen der starken Wechselwirkung

erlaubten Freiheitsgrade zu berücksichtigen sind. Hierzu wurde ein allgemeines Computerprogramm entwickelt. Die Zahl der Drehimpulse und der Datenpunkte ist lediglich durch die verfügbare Anzahl Speicherplätze beschränkt. Es können detaillierte Untersuchungen der χ^2 -Hyperfläche zur Bestimmung allfälliger Mehrdeutigkeiten in den Parametern durchgeführt werden.

Erste Resultate zwischen $E_d = 10$ und 20 MeV zeigen breite F -Wellen-Resonanzen im ${}^6\text{Li}$ -Kern. Der $J^\pi = 1^+$ -Mischungsparameter ist komplex und H -Wellen tragen noch wesentlich zur Streuung bei. Am SIN-Injektorzyklotron gemessene Analysationsvermögen sind die Basis für die Analyse zwischen $E_d = 17$ und 43 MeV.

An improved ionizer for the ETH polarized ion source

P. A. SCHMELZBACH, W. GRÜEBLER, V. KÖNIG and B. JENNY
(Laboratorium für Kernphysik, ETH Zürich, CH-8093 Zürich)

New experiments like high precision measurements of analysing powers, polarization transfer measurements or search for very small polarization effects require beams of high intensity with very good stability and easy handling of the polarization. Since at the present time, the improvement of the conventional atomic beam type polarized ion source seems to be a promising approach to this goal, we built a new electron bombardment ionizer for the ETH polarized ion source with a better control of the electron gun, a longer ionisation region and an improved ion extraction system. Although not all parameters have been yet optimized, the source delivers now up to $1.2 \mu\text{A}$ D^- -ions on the low energy cup of the tandem accelerator. At 12 MeV, $0.9 \mu\text{A}$ of 90% polarized D^+ can be focused through a 3 mm diameter collimator into the scattering chamber, i.e. the beam intensity has been increased by a factor of 10 . A critical analysis of other components shows that further improvement should make it possible to obtain several μA of polarized p and d on target.

Messung der Analysationsvermögen für die elastische d - p Streuung von 3 bis 45 MeV

V. KÖNIG, R. E. WHITE, W. GRÜEBLER, P. A. SCHMELZBACH, H. R. BÜRGI, B. JENNY,
F. SPERISEN und C. SCHWEIZER
(Laboratorium für Kernphysik der ETH, CH-8093 Zürich)

F. SEILER und H. ROSER
(Physikinstitut der Universität Basel, CH-4056 Basel)

Mit den polarisierten Deuteronenstrahlen des ETH Tandem-Beschleunigers und des SIN NE-Zyklotrons wurden für die elastische d - p Streuung Vektor- und Tensoranalysationsvermögen bei den Energien 3.0 , 5.0 , 7.0 , 10.0 , 13.0 , 17.0 , 20.0 , 24.0 , 28.0 , 33.0 und 45.4 MeV gemessen. Für die Energien von 3.0 bis 13.0 MeV wurden die Messungen von T_{20} in Vorwärtsrichtung bis zu CM-

Winkeln von 9° (entsprechend einem Lab-Winkel von 3°) ausgedehnt. Bei diesen kleinen Winkeln zeigt T_{20} ein bemerkenswertes negatives Maximum, das von einer früheren Phasenanalyse vorausgesagt wurde. Für die elastische p - d Streuung wurden bei 2.5, 3.5, 5.0, 6.5, 8.5, 10.0, 12.0, 14.0, 16.5 und 22.7 MeV das Protonenanalysationsvermögen und der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt gemessen. Beide Sätze von Energien entsprechen den gleichen Energien im d - p Schwerpunktsystem. Diese Messungen werden mit Resultaten von Faddeev-Rechnungen verglichen. Sie bilden die Grundlage für eine neue Phasenanalyse.

Isospin-verbotene $T = 3/2$ Analogresonanzen in ^{33}Cl

H. R. WAMPFLER und V. MEYER

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

Mit Hilfe der Protonenstreuung an ^{32}S wurden die $T = \frac{3}{2}$ Analogresonanzen in ^{33}Cl gemessen. Die Auswertung basiert auf der R -Matrix-Theorie. Da oberhalb von ca. 4 MeV Hard-Sphere-Phasen den Untergrund nicht befriedigend beschreiben, werden sie durch einen mit einem Suchprogramm bestimmten Phasensatz ersetzt. Im Gebiet des $T = \frac{3}{2}$, $J^\pi = \frac{5}{2}^+$ Zustandes haben wir bei der Laborenergie 5.276 ± 0.002 MeV eine schmale $J^\pi = \frac{5}{2}^+$ Resonanz mit Breiten von $\Gamma_p = 40$ eV, $\Gamma_{p'} = 10$ eV gefunden. Die Abbildung zeigt diese am untern Ende einer 10 KeV breiten $\frac{5}{2}^+$ Resonanz bei $E_p = 5.295$ MeV, welche von Ref. [1] als

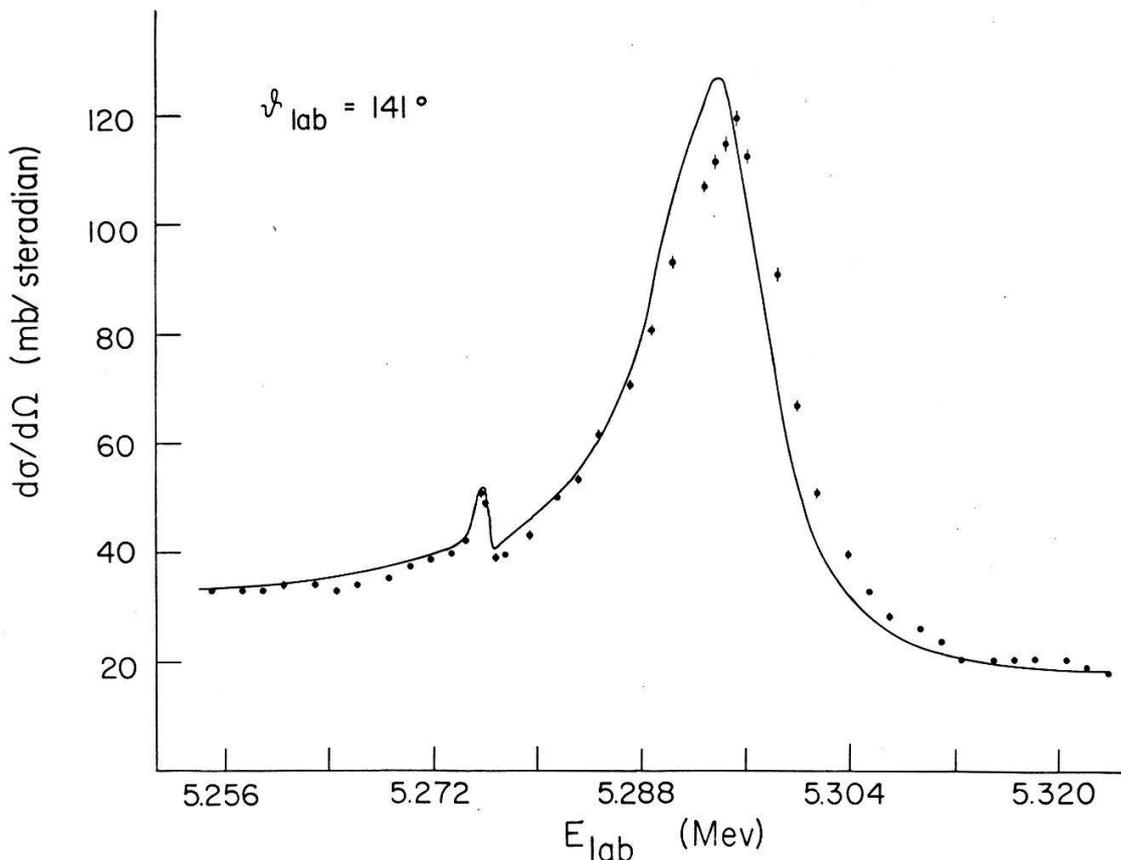


Abbildung
Anregungsfunktion der elastischen Streuung $^{32}\text{S}(p, p)^{32}\text{S}$.

isobarer Analogzustand (bei $E_p = 5.284$ MeV) bezeichnet wurde. Da für einen isospin-verbotenen Analogzustand eine Breite von 10 KeV unvernünftig gross erscheint, ist anzunehmen, dass die 50 eV schmale Resonanz bei $E_p = 5.276$ MeV die isobare Analogresonanz ist.

Die Auswertung der $T = \frac{3}{2}$, $J^\pi = \frac{3}{2}^+$ Resonanz um 4.8 MeV ist noch im Gang. Auch in diesem Gebiet ist zu erwarten, dass die Analogresonanz eine kleinere Breite als die bisher angegebene [1] von 10 KeV hat.

LITERATUR

- [1] U. ABONDANNO et al., Nuovo Cim. 13A 321 (1973).

Precision measurement of proton-proton scattering above 1.0 MeV

A. E. VLIKS and M. KOHLER

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

Cross section measurements at 1.397, 1.855, 2.425 and 3.037 MeV have been completed as part of a continuing program to measure precise proton-proton scattering cross-sections in the energy range 0.35–5.0 MeV. This phase of the program was undertaken to check the results of Knecht et al. [1], who have obtained cross sections at the above energies. When multi-energy phase shift and effective range analyses are performed using all published cross-sections through 10 MeV [2] or 500 MeV [3] discrepancies seem to show up in the data. A second set of experimental results is therefore justified. We estimate a statistical uncertainty for almost all of our cross sections of $\leq 0.1\%$ and an overall systematic uncertainty of 0.22%. This is about the same degree of accuracy as that of Knecht et al. [1] although they do not separate the statistical from the systematic uncertainties.

At present the results at two energies, 1.397 and 1.855 MeV, are in final form. We find for the 1.397 MeV cross-sections agreement within the quoted uncertainties. For the 1.855 MeV results, however, our values seem to be systematically higher by 0.2–0.3%. We are currently analyzing the other two energies so that we will shortly be in a position to discuss more completely any systematic differences that may show up in our comparison.

REFERENCES

- [1] D. J. KNECHT, P. F. DAHL and S. MESSELT, Phys. Rev. 148 (1966), 1031.
[2] M. S. SHER, P. SIGNELL and L. HELLER, Ann. Phys. 58 (1970), 1.
[3] R. A. ARNDT, R. H. HACKMAN and L. D. ROPER, Phys. Rev. C. 9 (1974), 555.

Theoretische Physik

Sur la masse et le point critique dans la théorie $\lambda:\phi^4:2$

B. HIRSBRUNNER

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

Eckmann et Epstein [1] ont démontré que dans la théorie $\lambda:\phi^4:2$ la série perturbative de la masse physique $m^2(m_0^2, \lambda) \sim \sum a_n \lambda^n$ est sommable selon Borel. Nous calculons les coefficients a_n , $n \leq 4$, et leur comportement asymptotique pour n grand: $a_n \sim n! (-a)^{n,b}$. En appliquant divers procédés de resommation nous obtenons alors numériquement des informations sur le point critique λ_c (où la masse physique s'annule) et sur les exposants critiques.

RÉFÉRENCE

[1] ECKMANN et EPSTEIN, *Com. Math. Phys.*, 68 245 (1979).

Dérivation microscopique de l'interface critique de Fisk et Widom

M. ROBERT

(Laboratoire de physique théorique, EPFL, CH-1006 Lausanne)

Utilisant la linéarisation exacte de la 1^{ère} équation de la hiérarchie B.B.G.K.Y. récemment obtenue par Choquard [1], on a dérivé une équation pour le profil de densité de l'interface qui sépare un liquide de sa vapeur au voisinage du point critique; dans l'approximation de Ornstein et Zernike [2], on obtient une solution qui reproduit celle prédite par la théorie heuristique fondamentale de Fisk et Widom [3].

REFERENCES

- [1] P. CHOQUARD, *Helv. Phys. Acta* 52, 143 (1979).
[2] F. ZERNIKE, *Proc. Akad. Sci. (Amsterdam)* 18, 1520 (1916).
[3] S. FISK et B. WIDOM, *Journal of chemical physics* 50, 3219 (1969).

Excitation dynamics in random one-dimensional systems: I. Physics

J. BERNASCONI and W. R. SCHNEIDER

(Brown Boveri Research Center, CH-5405 Baden)

The properties of a general type of one-dimensional lattice systems with random nearest neighbor transfer rates (or interactions), $W_{n,n+1} \geq 0$, are investigated. The dynamics of these model systems is described by an infinite set of coupled rate equations, and the $W_{n,n+1}$ are assumed to be independent random variables, distributed according to a given probability density $\rho(w)$. For two

general classes of $\rho(w)$, the asymptotic behavior of the relevant single site Green function $\langle P_0(\omega) \rangle$ near $\omega = 0$ is determined rigorously (see the following paper). The corresponding asymptotic laws for various physical quantities depend on the functional form of $\rho(w)$ and show a crossover from universal to non-universal behavior. This leads to interesting consequences for a number of different problems studied in solid state physics.

Excitation dynamics in random one-dimensional systems: II. Mathematics

W. R. SCHNEIDER and J. BERNASCONI

(Brown Boveri Research Center, CH-5405 Baden)

The problem of the preceding paper can be reduced to an investigation of the following integral equation

$$f_\omega(x) = \int_0^\infty dy f_\omega(y) \int_0^\infty dw \rho(w) \delta(x - (w^{-1} + (y + \omega)^{-1})^{-1}),$$

where ρ is a given probability density on R_+ . Of special interest are the 'low frequency' properties of the solution f_ω , i.e. its asymptotic behavior as $\omega \rightarrow 0$. We find

(a) If the minus first moment of ρ is finite, then

$$f_\omega(x) = \delta(x - a\omega^{1/2}), \quad a^{-2} = \int_0^\infty dw w^{-1} \rho(w).$$

(b) If $\rho(w) = (1 - \alpha)w^{-\alpha}\phi(1 - w)$, then ($h_\alpha =$ Fox function of type $\frac{20}{12}$)

$$f_\omega(x) = \omega^{-\beta} h_\alpha(\omega^{-\beta} x), \quad \beta(2 - \alpha) = 1.$$

On the exact solution of eigenvalue problems in mathematical physics¹⁾

N. SZABO

(Rue des Alpes, 6, CH-1196 Gland, Switzerland)

Let $A = A_0 + A_1$ be a selfadjoint operator with a given spectrum of A_0 and a perturbation A_1 of polynomial type, then a method to solve the eigenvalue problem of A is developed by connecting the spectrums of A and A_0 . As examples the spectrums of different ϕ^4 -theories are constructed independently of statistics and can be applied to statistical mechanics, field theory or scattering theory of N -particles, i.e. the S -matrix can be constructed explicitly, ϕ^4 -theory of $0(n)$ symmetry belongs to the same universality class, etc.

¹⁾ To appear in H.P.A.

Verres de spins et systèmes dilués

STÉPHANE SARBACH

(Institut für Festkörperforschung, Kernforschungsanlage Jülich,
Postfach 1913, D-5170 Jülich)

On étudie le diagramme de phase du modèle d'Ising dilué avec interactions compétitives entre plus proches voisins et second plus proches voisins dans la théorie du champ moléculaire et dans l'approximation de Bethe. Dans les deux cas le système s'ordonne, à basse température, quand la dilution reste faible. Lorsque la concentration des impuretés non-magnétiques augmente, une phase de verres de spins apparaît. On compare ces résultats aux diagrammes de phase de systèmes réels.

Properties of the noise-induced drift

D. RYTER and U. DEKER

(Institut für theoretische Physik, CH-4056 Basel)

The coefficients of Fokker-Planck equations associated to stochastic differential equations (SDE) may be interrelated, since the diffusion matrix D and the noise-induced drift \mathbf{a} are deduced from the same coefficients of the SDE. The degree of interrelation depends on the rank r of D :

$r = 1$: \mathbf{a} uniquely determined by D

$r = 2$: \mathbf{a} partially determined by D (in typical cases)

$r = 3$: \mathbf{a} independent from D .

As a byproduct we show that any given noise-induced drift \mathbf{a} can be removed globally by a change of the state variables.

Pression du plasma unidimensionnel classique

M. NAVET

(actuellement au laboratoire de Physique théorique EPF Lausanne, CH-1007 Lausanne)

et M. R. FEIX

(CRPE/CNRS, F-45100 Orléans, France)

On montre au moyen d'expériences numériques exactes avec conditions au bord libres (dynamique moléculaire) que le système étudié par Lenard et Prager (1961) présente, en micro-canonique, une pression cinétique proportionnelle à la densité de particules sur le bord. C'est à dire que la différence de pression par rapport au gaz parfait qui résulte de l'interaction coulombienne entre particules est entièrement traduite, au voisinage d'une paroi idéale, par la modification de la densité de particules, à l'exclusion de toute modification de la distribution d'énergie.

On donne une explication dynamique simple du phénomène et on discute la généralité du résultat, déjà connu en géométrie sphérique à toute dimension pour le plasma classique à une composante.

Inference of source structure from far-zone measurements of partially coherent radiation

A. S. GLASS, H. P. BALTES, B. STEINLE

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

and H. A. FERWERDA

(Department of Applied Physics, Rijksuniversiteit Groningen,
NL-9747 AG Groningen, The Netherlands)

Abstract. The far-zone intensity and degree of angular-coherence of partially coherent radiation scattered by a phase grating are calculated. It is shown that in certain cases information on the periodic structure of the grating may be more easily inferred from the angular degree of coherence than from the corresponding angular intensity distribution.

Introduction

We investigate the far-zone intensity and coherence patterns resulting from a radiation source which is assumed to incorporate both *stochastic* and *deterministic* features. The scalar theory is employed. Let $u(\mathbf{r}) = u(\mathbf{r}, \omega)$ be the Fourier transform of the scalar field $\psi(\mathbf{r}, t)$ with respect to time. It propagates from a *planar* aperture according to the Kirchoff–Sommerfeld formula:

$$u(\mathbf{r}') = \frac{-ik}{2\pi} \int_{\text{Aperture}} \frac{e^{ik|\mathbf{r}'-\mathbf{r}|}}{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}|} \left(1 + \frac{i}{k|\mathbf{r}'-\mathbf{r}|}\right) \cos(\hat{n}, \mathbf{r}'-\mathbf{r}) u(\mathbf{r}) d^2r \quad (1)$$

where \hat{n} is a unit vector normal to the aperture and $k = \omega/c$ is the wave number ($= 2\pi/\lambda$, where λ is the wavelength). Let R be the distance from the aperture's centre to the point of observation and a the maximum radius of the aperture. In discussing the 'far-zone' we assume that $kR \gg 1$ and $R \gg ka^2$ (Fraunhofer diffraction); we may then replace (1) by the approximation used in Fourier optics [1]:

$$u(\mathbf{s}) = \frac{-ike^{ikR} \cos \theta}{2\pi R} \int_{\text{Aperture}} e^{-ik\mathbf{r}\cdot\mathbf{s}} u(\mathbf{r}) d^2r \quad (2)$$

where \mathbf{s} (perpendicular to \hat{n}) and θ are defined by $\mathbf{r}' = R(\hat{n} \cos \theta + \mathbf{s})$.

The stochastic behaviour of the field is conventionally described by the *mutual coherence function* [2]:

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, t_1, \mathbf{r}_2, t_2) = \langle \psi^*(\mathbf{r}_1, t_1) \psi(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle \quad (3)$$

where ' $\langle \rangle$ ' refers to a suitable ensemble average. If the stochastic field is *stationary*, i.e. if $\Gamma(\mathbf{r}_1, t, \mathbf{r}_2, t + \tau)$ is independent of t , it is meaningful to consider

the *spectral coherence function*:

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega\tau} \langle \psi^*(\mathbf{r}_1, t) \psi(\mathbf{r}_2, t + \tau) \rangle d\tau \quad (4)$$

which is related to $u(\mathbf{r})$ as follows:

$$\langle u^*(\mathbf{r}_1, \omega_1) u(\mathbf{r}_2, \omega_2) \rangle = \delta(\omega_1 - \omega_2) W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \quad (5)$$

The two measurable quantities thus furnished are the average spectral *intensity*:

$$I(\mathbf{r}) = W(\mathbf{r}, \mathbf{r}) \quad (6)$$

and the spectral *degree of coherence*:

$$\mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)}{[W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1) W(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_2)]^{1/2}} \quad (7)$$

The propagation of the spectral coherence function is analogous to that of $u(\mathbf{r})$. In the far-zone, the formula corresponding to (2) is (see e.g. [3] and refs. cited therein):

$$W(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2) = \frac{k^2 \cos \theta_1 \cos \theta_2}{4\pi^2 R^2} \iint_{\text{Aperture}} e^{ik(\mathbf{r}_1 \cdot \mathbf{s}_1 - \mathbf{r}_2 \cdot \mathbf{s}_2)} W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) d^2r_1 d^2r_2 \quad (8)$$

Scattering of partially coherent radiation from a grating

In this investigation, the spectral coherence of the field is assumed *homogeneous* (i.e. $W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = w(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$) immediately prior to being scattered by the grating. The effect of the grating on the field $u(\mathbf{r})$ is described by an effective transmission function $T(\mathbf{r})$ (i.e. $u(\mathbf{r}) \rightarrow T(\mathbf{r})u(\mathbf{r})$), so that the spectral coherence function in the far-zone becomes:

$$W(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2) \propto \cos \theta_1 \cos \theta_2 \iint_{\text{Aperture}} e^{ik(\mathbf{r}_1 \cdot \mathbf{s}_1 - \mathbf{r}_2 \cdot \mathbf{s}_2)} T^*(\mathbf{r}_1) T(\mathbf{r}_2) w(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) d^2r_1 d^2r_2 \quad (9)$$

If $T(\mathbf{r})$ is assumed uniform in y and periodic in x , it can be written:

$$T(\mathbf{r}) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} g_n e^{in(2\pi/b)x} \quad (10)$$

where

$$g_n = \frac{1}{b} \int_{-b/2}^{b/2} T(\mathbf{r}) e^{-in(2\pi/b)x} dx \quad (11)$$

If $a \gg$ both b and the coherence length l , the resulting far-zone intensity, where ϕ denotes the azimuthal angle, is, to a close approximation, given by:

$$I(\theta, \phi) \propto \cos^2 \theta \sum_{n=-\infty}^{\infty} |g_n|^2 J_{0s}(k\xi_n) \quad (12)$$

where

$$J_{os}(\xi) = \int_0^\infty \rho w(\rho) J_0(\rho \xi) d\rho \quad (12a)$$

and

$$\xi_n^2 = \sin^2 \theta - 2 \sin \theta \cos \phi \left(\frac{n\lambda}{b} \right) + \left(\frac{n\lambda}{b} \right)^2 \quad (12b)$$

$J_0(x)$ is the 0th order Bessel function of the first kind. The far-zone intensity is essentially the *convolution* of the stochastic component $w(\rho)$ of the source with the 'pure' diffraction pattern.

Introducing the notation $\mathbf{s} = \frac{1}{2}(\mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2)$; $\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2$, the degree of coherence in the far zone is given by:

$$\mu(\mathbf{s}, \boldsymbol{\sigma}) = \frac{\sum_{m,n=-\infty}^{\infty} g_m^* g_n \delta_{\boldsymbol{\sigma}, (\mathbf{q}_m - \mathbf{q}_n)} J_{os}(k |\mathbf{s} - \frac{1}{2}(\mathbf{q}_m + \mathbf{q}_n)|)}{\left\{ \left(\sum_{n=-\infty}^{\infty} |g_n|^2 J_{os}(k |\mathbf{s} + \frac{1}{2}\boldsymbol{\sigma} - \mathbf{q}_n|) \right) \left(\sum_{n=-\infty}^{\infty} |g_n|^2 J_{os}(k |\mathbf{s} - \frac{1}{2}\boldsymbol{\sigma} - \mathbf{q}_n|) \right) \right\}^{1/2}} \quad (13)$$

where

$$\mathbf{q}_n = \left(\frac{n\lambda}{b}, 0, 0 \right).$$

In the so-called 'symmetric scan', $\theta_1 = \theta_2$, $\phi_1 = 0$ and $\phi_2 = \pi$; the resulting angular degree of correlation is:

$$\mu(\theta) = \sum_{|j| < 2b/\lambda} \mu_j \delta_{2 \sin \theta, j\lambda/b} \quad (14)$$

where

$$\mu_j = \frac{\sum_{n=-\infty}^{\infty} g_{n+j}^* g_n J_{os} \left(\frac{2\pi}{b} \left| n + \frac{j}{2} \right| \right)}{\left\{ \left(\sum_{n=-\infty}^{\infty} |g_n|^2 J_{os} \left(\frac{2\pi}{b} \left| n + \frac{j}{2} \right| \right) \right) \left(\sum_{n=-\infty}^{\infty} |g_{-n}|^2 J_{os} \left(\frac{2\pi}{b} \left| n + \frac{j}{2} \right| \right) \right) \right\}^{1/2}} \quad (14a)$$

For a *phase grating with rectangular profile* and effective depth $\lambda/2$,

$$g_n \begin{cases} = 0 & \text{if } n \text{ is even} \\ = \frac{2}{n\pi} & \text{if } n \text{ is odd} \end{cases} \quad (15)$$

If the correlation of the source is *Gaussian*, i.e. $w_G(\rho) = \exp(-\rho^2/2l^2)$,

$$J_{os,G}(k\xi) \propto \exp(-\frac{1}{2}k^2 l^2 \xi^2) \quad (16)$$

If the source is *K correlated* [4], i.e. $w_\nu(\rho) = (\rho/l)^\nu K_\nu(\rho/l)$, where $K_\nu(x)$ is the modified Bessel function of the second kind (MacDonald function),

$$J_{os,\nu}(k\xi) \propto (1 + k^2 l^2 \xi^2)^{-\nu-1} \quad (17)$$

If ν is an integer, the series (12) & (14a) can be summed exactly. For instance, the far-zone intensity resulting from a K_1 correlated source is:

$$I(\theta, \phi) \propto \frac{\cos^2 \theta}{(1 + b^2 k^2 \sin^2 \theta)^2} \left\{ 1 + \frac{\alpha}{\pi} \left[\frac{\chi(p^4 + 6p^2 - 3) - 8p(1 - \chi^2) \cos \eta \sin \eta}{(1 + p^2)(\cos^2 \eta + \chi^2 \sin^2 \eta)} \right] \right. \\ \left. - \frac{1}{2}(1 - \chi^2) \left[\frac{(p^2 - 1)(\cos^2 \eta - \chi^2 \sin^2 \eta) + 4p\chi \cos \eta \sin \eta}{(\cos^2 \eta + \chi^2 \sin^2 \eta)^2} \right] \right\} \quad (18)$$

$$p = \frac{bk \sin \theta \cos \phi}{(1 + b^2 k^2 \sin^2 \theta \sin^2 \phi)^{1/2}}; \quad \alpha = \frac{2\pi l}{b(1 + b^2 k^2 \sin^2 \theta \sin^2 \phi)^{1/2}};$$

$$\eta = \frac{bk \sin \theta \cos \phi}{4}; \quad \chi = \operatorname{tanh} \left(\frac{\pi}{2\alpha} \right).$$

The angular degree of coherence for the 'symmetric scan' is:

$$\mu_j = \frac{(3 + \beta^2 j^2) f\left(\frac{\pi}{4\beta}\right) + \frac{\pi}{4\beta} (1 + \beta^2 j^2) \left(f\left(\frac{\pi}{4\beta}\right)^2 - 1 \right)}{\left(\frac{3 - 6\beta^2 j^2 - \beta^4 j^4}{1 + \beta^2 j^2} \right) f\left(\frac{\pi}{4\beta}\right) + \frac{\pi}{4\beta} (1 - \beta^2 j^2) \left(f\left(\frac{\pi}{4\beta}\right)^2 - 1 \right) - \frac{\pi}{2\beta}} \quad (19)$$

where $\beta = \pi l/b$; for $j/2$ even $f(x) = \tanh x$; for $j/2$ odd $f(x) = \coth x$.

Conclusions

Numerical calculations of the far-zone intensity (12) and degree of coherence (14a) resulting from Gaussian and K correlated sources indicate that the angular degree of coherence provides the more sensitive measure of the grating structure when the initial coherence is weak, namely when the correlation length is less than half the grating period. A comprehensive article is forthcoming [5].

REFERENCES

- [1] J. W. GOODMAN, *Introduction to Fourier Optics* (McGraw-Hill, New York, 1968).
- [2] J. R. KLAUDER, E. C. G. SUDARSHAN, *Fundamentals of Quantum Optics* (W. A. Benjamin, New York, 1968).
- [3] H. P. BALTES, J. GEIST, and A. WALTHER, 'Radiometry and Coherence', Chapter 5 in *Inverse Source Problems in Optics*, H. P. Baltes (ed.) (Springer, Heidelberg, 1978).
- [4] B. J. HOENDERS, E. JAKEMAN, H. P. BALTES, and B. STEINLE, *K correlations and facet models in diffuse scattering*, OPTICA ACTA, 26, 1307-1319 (1979).
- [5] H. P. BALTES, H. A. FERWERDA, A. S. GLASS, and B. STEINLE, *Retrieval of structural information from the far-zone intensity and coherence of scattered radiation*, OPTICA ACTA, to be published (1980).

Esquisse d'une théorie mathématique du moteur chimique

D. BOVET

(Institut des sols, roches et fondations de l'Ecole polytechnique fédérale de Lausanne)

Un article sera proposé ultérieurement aux H.P.A.

Core and valence excitations in atoms – application to neon

S. BARONI

(Laboratoire de Physique Théorique EPFL, CH-1006 Lausanne)

Atomic excited states corresponding to excitations from both the valence and core shells are studied with a method based on the Hartree–Fock scheme and using optimized virtual orbitals which are solutions of a simple effective Hamiltonian. Application to Neon gives results in good agreement with experiment and of comparable accuracy with previous more elaborate calculations. The effects on a given excited state due to different core holes are discussed.

Elementary excitations of the anisotropic quantum-spin- $\frac{1}{2}$ chain

M. W. PUGA and H. BECK

(Institut de Physique de l'Université, A.-L. Breguet 1, CH-2000 Neuchâtel)

The elementary excitations of the anisotropic linear spin- $\frac{1}{2}$ chain are presented and their contribution to the total spectrum is emphasized. The changes of these excitations with applied magnetic field and temperature are pointed out and discussed further.

Dynamik des eindimensionalen Quantenantiferromagneten in einem Magnetfeld

G. MÜLLER und H. THOMAS

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

und H. BECK

(Institut de Physique de l'Université, CH-2000 Neuchâtel)

Wir präsentieren analytische und numerische Resultate für die Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeit der Autokorrelationsfunktion $F^{\mu\nu}(\omega)$ des 1D $s = \frac{1}{2}$ Heisenberg Antiferromagneten. Unsere Ergebnisse stützen sich auf analytische (z.T. exakte) Rechnungen im Bethe-Formalismus und auf exakte (numerische) Rechnungen an endlichen Systemen, die bis zu 10 Spins enthalten. Der Vergleich mit neueren Messungen von NMR Protonenspin-Gitter Relaxationsraten $T_1^{-1} \propto F^{\mu\nu}(\omega)$ an $\text{CuSeO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ und $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ [1] zeigt sehr gute Übereinstimmung.

LITERATUR

- [1] J. P. GROEN, H. W. CAPEL, J. H. H. PERK, T. O. KLAASSEN, and N. J. POULIS, *Physica* 97B, 126 (1979).

Quantenmechanische Korrekturen für dünne Domänenwände

G. T. CANTIENI und R. SCHILLING

(Institut theoretische Physik, ETH Zürich, CH-8093 Zürich)

Eine 180° -Domänenwand in einem $1-d$ Ferromagneten wird durch folgendes

Modell beschrieben:

$$H = -J \sum_n \vec{S}_n \vec{S}_{n+1} - A \sum_n (S_n^z)^2; \quad J > 0, \quad A > 0$$

mit Randbedingungen:

$$\langle S_{\pm\infty}^z \rangle = \mp s.$$

Dabei sind J, A die Austauschkopplungs- bzw. Anisotropiekonstanten und s der Spin. Für $(A/J) \cdot (1 - \frac{1}{2}s) \geq 1$ ist der klass. Grundzustand nicht durch eine Schraube, sondern durch folg. Spinstruktur charakterisiert: $\cdots \uparrow \uparrow \uparrow \downarrow \downarrow \downarrow \cdots$. Idem wir quantenmech. Spinfluktuationen in dieser Struktur zulassen, erhalten wir mit Hilfe eines Variationsverfahrens einen Zustand $|\psi\rangle$ mit folg. Eigenschaften:

$$\text{i) } \langle \psi | H | \psi \rangle = E_0^{\text{cl}} - \Delta E \left(\frac{A}{J}, s \right); \quad \Delta E > 0$$

$$\text{ii) } \langle \psi | S_n^z | \psi \rangle = \begin{cases} s[1 - \Delta M \exp(q \cdot n)] & n \leq 0 \\ -s[1 - \Delta M \exp(-q \cdot (n-1))] & n \geq 1 \end{cases}$$

$\Delta E, \Delta M$ und q werden als Funktionen von (A/J) und s berechnet. Die Folgerungen lassen sich auch auf $3-d$ FM' en ausdehnen.

Diffusion quantique dans des systèmes désordonnés bidimensionnels ou en présence d'un champ magnétique

H. KUNZ

(Lab. de Physique Théorique, EPFL, CH-1007 Lausanne)

Nous montrons qu'une particule soumise à un faible potentiel aléatoire présente les caractéristiques suivantes:

- 1) A 2 dimensions, elle diffuse d'une boule dans laquelle elle se trouve placée initialement. Toutefois elle le fait anormalement, car son temps de séjour dans la boule est infini. Ceci suggère l'existence d'un seuil de mobilité.
- 2) A 3 dimensions, en présence d'un champ magnétique constant, cette particule ne diffuse plus du tout. Un champ magnétique fait donc disparaître le seuil de mobilité.

Localité en mécanique quantique galiléenne

J.-P. AMIET et P. HUGUENIN

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel, CH-2000 Neuchâtel)

A l'aide de l'isomorphisme de Weyl–Wigner, nous construisons une expression du courant de probabilité pour un Hamiltonien quelconque. La forme proposée fait apparaître une intégration sur une variable assimilable à la constante de Planck. Elle se réduit à l'expression traditionnelle dans le cas de l'équation de Schroedinger d'une particule dans un champ électromagnétique extérieur. A l'aide de ce courant, nous proposons une définition naturelle de la localité.

Indice de défaut d'opérateurs et théorie classique du flot Hamiltonien

J.-P. AMIET et P. HUGUENIN

(Institut de Physique, Université, de Neuchâtel, CH-2000 Neuchâtel)

Les opérateurs du type $Pf(Q) + f(Q)P$ ou $Qf(P) + f(P)Q$ n'ont pas forcément une extension auto-adjointe unique. Leur indice de défaut peut être relié à des singularités du flot hamiltonien classique de $h = pf(q) + f(q)p$ à l'aide d'une théorie de Hamilton–Jacobi généralisée. L'exemple de $QP^2 + P^2Q$ est présenté à titre d'illustration. De tels opérateurs interviennent en mécanique quantique en tant que constantes du mouvement ou de générateurs de transformations de coordonnées spatiales (ou d'impulsion).

One-band position operator in crystal

J. P. ROUYET

(Laboratoire physique appliquée, EPF-Lausanne, CH-1007 Lausanne)

and J. ZAK

(Institute of Technology, Department of Physics, Technion – Israel)

The one-band position of a Bloch electron is strongly connected with the Bravais lattice operator which has a discrete spectrum coinciding with the Bravais lattice.

It is shown that the spectrum of the one-band position operator is discrete in presence of a center of inversion and continuous in its absence.

A 'covariant' phase definition of the Bloch functions is given.

Das periodische System der Schubnikow Punktgruppen

H. GRIMMER

(19, ch. de la Barge, CH-1232 Lully)

Wir schlagen eine Anordnung der 122 Schubnikow Punktgruppen vor, die wir 'periodisches System' nennen, weil sich eine Reihe von Analogien zum periodischen System der chemischen Elemente ergibt. Die Zeilen entsprechen den Kristallsystemen, ausser dass die monoklinen Gruppen wie üblich in verschiedenen Aufstellungen in der triklinen und der orthorhombischen Zeile erscheinen. Viele Eigenschaften von Punktgruppen müssen nur für jede Kolonne statt für jede Gruppe angegeben werden. Dazu gehört die Position im Untergruppenverband und das Vorkommen von Raum-, Zeit- und Raumzeit-inversion für sich bzw. nur in Kombination mit einer Drehung. Auch die elektromagnetischen Eigenschaften und Effekte, die mit den Punktgruppen aus einer Kolonne kompatibel sind, haben viele gemeinsame Eigenschaften, ändern sich aber systematisch, wenn man die Kolonne von oben nach unten, d.h. vom triklinen zum kubischen System durchläuft.

Sub-poissonian statistics of an anharmonic oscillator in thermal equilibrium

P. SCHWENDIMANN

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

and H. P. BALTES

(Zentrale Forschung und Entwicklung, Landis & Gyr, CH-6300 Zug)

and A. QUATTROPANI

(Laboratoire de Physique Théorique, EPF-Lausanne, CH-1007 Lausanne)

We show that a quantum mechanical oscillator at thermal equilibrium with sufficiently strong anharmonicity leads to sub-Poissonian statistics.

Bericht der Frühjahrstagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft, Zürich, 10. und 11. April 1980	223
Holzschuh, E., Kündig, W., Patterson, B.D., and Appel, H.: Muonium in diamond	227
Meier, P.F., Boekema, C., Holzschuh, E., Kündig, W., and Patterson, B.D.: μ SR Measurements at the 'Magic field' in Si	227
Patterson, B.D., Boekema, C., Holzschuh, E., Kündig, W., Meier, P.F., Reichart, W., and Rüegg, K.: Coherent excitation of a muonium hyperfine transition	228
Boekema, C., Holzschuh, E., Kündig, W., Patterson, B.D., and Rüegg, K.: Muon spin rotation on magnetite	228
Gygax, F.N., Hintermann, A., Rüegg, W., Schenck, A., Studer, W., Wehr, H., and Schulze, R.: Muon Knight shift studies in single crystals of Cd and Zn	229
Oberli, L., Monot, R., Buttet, J., Matthieu, H., and Landolt, D.: Auger electron spectroscopy of small gold particles	229
Martins, José L.R.J., Car, R., and Buttet, J.: Finite jellium model of small metallic particles	230
Brenni, P., Brinkmann, D., Mali, M., Roos, J., and Arend, H.: NMR-Relaxation von ^{13}C in $\text{K}_2\text{Pt}(\text{CN})_4\text{Br}_{0.3} \cdot 3.2 \text{H}_2\text{O}$ (KCP)	230
Eberle, G.: Electron transmission through a one-dimensional chain of potentials with long-range order	231
Thiébaud, F., und Kneubühl, F.K.: Infraroteigenschaften von Mineralfasern	235
Takayama, T., Raychaudhuri, A.K., and Rinderer, L.: Dependence of the flux flow viscosity coefficient on the Ginzburg-Landau parameter κ in superconducting indium films	235
Raychaudhuri, A.K., Takayama, T., and Rinderer, L.: Pinning forces of dirty indium films	235
Holguin, E., Posada, E., Robin, D., et Rinderer, L.: Statique de l'état mixte à deux dimensions dans des fils cylindriques creux de plomb	236
Robin, D., Rothen, F., Rinderer, L., et Posada, E.: Influence des effets thermiques sur la cinétique de la destruction de la supraconductivité par un courant dans des fils cylindriques creux d'étain	236
Odoni, W., und Ott, H.R.: Transporteigenschaften in magnetischen Supraleitern	237
Campbell, A.M.: The stability of force free configurations in superconductors	237
Devantay, H., Jorda, J.-L., et Decroux, M.: Propriétés métallurgiques et supraconductrices de la phase de type A15 du Nb-Sn	238
Devantey, H.: Synthèse par réaction chimique en phase vapeur (C.V.D.) de couches supracon- ductrices de structure A15 du système Nb-Sn-Si	238
Oelhafen, P., Hauser, E., Greuter, F., Pfluger, P., und Güntherodt, H.-J.: Die Elektronenstruktur der Lithium-Graphiteinlagerungsverbindungen	238
Pfluger, P., Geiser, V., Stolz, S., Künzi, H.U., Jeker, R., Ackermann, K.P., Hauser, E., Oelhafen, P., und Güntherodt, H.-J.: Graphiteinlagerungsverbindungen und ihre optischen Eigenschaf- ten: neue Ergebnisse	239
Krieg, J., Oelhafen, P., Pfluger, P., und Güntherodt, H.-J.: Sekundärelektronenspektroskopie an Alkali-Graphiteinlagerungsverbindungen	239
Kiess, H., Meyer, W., Baeriswyl, D., und Harbeke, G.: Zur Dotierung von $(\text{CH})_x$ -Filmen mit Jod Hibma, T.: The mixed conductor properties of AgCrS_2	240
Brinkmann, D., Mali, M., und Roos, J.: NMR-Untersuchungen von Ionen-Sprung-Prozessen im Superionenleiter Li_3N	240
Brinkmann, D., Mali, M., Roos, J., und Schweickert, E.: NMR von ^7Li in Einkristallen des Superionenleiters LiAlSiO_4 (β -eukryptit)	240
Brinkmann, D., Hauser, C., Mali, M., und Roos, J.: NMR von ^7Li in Einkristallen des Ionenlei- ters LiIO_3	241
Walther, U., Brinkmann, D., und Arend, H.: NMR- und DK-Messungen an der eindimensio- nalen Struktur $(\text{CH}_3)_3\text{NDCdCl}_3$	242
Plesko, S., Kind, R., und Arend, H.: ^{81}Br NQR-Untersuchung in Cs_2ZnBr_4 und Cs_2HgBr_4	242
Gremaud, G., Tirbonod, B., and Mercier, O.: Elastic constants of the equiatomic NiTi as a function of temperature and external loads	243
Mercier, O., Brüesch, P., and Bührer, W.: Lattice instability in the intermetallic compound NiTi ..	243
Rehwald, W., Vonlanthen, A., Krueger, J.K., und Wallerius, R.: Elastisches Verhalten von K_2SeO_4 in der kommensurablen und inkommensurablen Phase	247
Moerke, I., Travaglini, G., und Wachter, P.: Neue IR- und Raman-Messungen an Magnetit	247
Ansermet, S., Vaterlaus, H.P., Py, M., und Levy, F.: Structural and infrared properties of $\text{Ti}_{1-x}\text{V}_x\text{Se}_2$	248
Oelhafen, P., Hauser, E., Greuter, F., Gabriel, T., und Güntherodt, H.-J.: Glasbildungseigen- schaften, d -Bandverschiebungen und Legierungsbildungswärmen von Übergangsmetallgläsern ..	248
Lapka, R., Rudin, H., und Güntherodt, H.-J.: Optische Eigenschaften metallischer Gläser	249
Liard, M., Indlekofer, G., Müller, M., und Güntherodt, H.-J.: Elektrischer Widerstand und Hall- Effekt metallischer Gläser	249

Laubscher, T., Delley, B., Künzi, H.U., und Güntherodt, H.-J.: Negative Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstandes flüssiger Legierungen vom Typ Sm-Co und Cu-Zr	249
Armbruster, E., Künzi, H.U., und Güntherodt, H.-J.: Wasserstoff in metallischen Gläsern	250
Cartier, E., Heinrich, F., Liard, M., and Güntherodt, H.-J.: Defects in amorphous and crystalline rare earth cobalt alloys studied by positron annihilation	250
Gremaud, G., et Benoit, W.: Etude de la mobilité des dislocations	251
Schaller, R., et Benoit, W.: Evolution du frottement intérieur lors de la recristallisation des alliages Al-Ag	251
Maeder, D.G., Sanderson, B.I., et Sillou, A.: Emissions acoustiques dans le peraluman	252
Boppart, H., Treindl, A., und Wachter, P.: Negative Elastizitätskonstante in zwischenvalentem TmSe	255
Bujard, P., Walker, E., et Ashkenazi, J.: Anomalies du comportement en température des constantes élastiques d'alliages Nb_xMo_{1-x}	255
Schoenes, J., Travaglini, G., Vogt, O., und Wachter, P.: Transporteigenschaften in hohen Magnetfeldern	256
Pescia, D., Erbudak, M., Meier, F., und Vogt, O.: Hysteresisverhalten von magnetischen Oberflächen	256
Fuchs, F., Leibundgut, F., und Kneubühl, F.K.: Partielle zirkulare Polarisation der thermischen Emission von Ferromagneten	256
Tobler, L., Kündig, W., and Meier, P.F.: Investigation of the Morin transition in α -Fe ₂ O ₃ by the Mössbauer effect	257
Jaggi, R.: Ein hydrodynamisches Modell für Transportphänomene in Metallen	257
Arend, H.: Die Bedeutung der Gelzüchtung von Kristallen in der Festkörperforschung	260
Badertscher, G., Salathé, R.P., und Weber, H.P.: Kristallisation amorpher Ge-Filme durch Laserbestrahlung	261
Stahli, J.L., Capozzi, V., et Guzzi, M.: Spectres de gain de GaSe	261
Georg, C.A., Levy, F., et Stucki, S.: Croissance et quelques propriétés physiques d'oxydes mixtes de ruthenium et d'iridium	261
Posternak, M., Krakauer, H., and Freeman, A.J.: Self-consistent electric structure of the ideal and contracted tungsten (001) surface	262
Baudraz, F.: Phénomène d'anélasticité dû à une interaction entre les dislocations et les boucles de dislocation créées par irradiation aux neutrons dans l'aluminium pur	262
De Lima, F.: Influence de la restauration des dislocations vis sur l'observation du pic γ dans le niobium	263
Diallo, C., Mondino, M., and Benoit, W.: Recrystallization and precipitation in Al-Mn alloys	263
Tirbonod, B., et Koshimizu, S.: Fort amortissement dans les alliages martensitiques NiTi et CuZnAl et dislocations d'interface	264
Schefer, J., Fischer, P., Hälgl, W., Schlapbach, L., und Stucki, F.: Neutronenbeugungsuntersuchungen an den Wasserstoffspeicher-Systemen FeTi und Mg ₂ Ni	265
Joller, J.: Ionic, covalent, metallic surface states of an arbitrary periodic potential with arbitrary step surface	266
Cartier, E., and Heinrich, F.: Positron studies of the crystallization kinetics in the metallic glass Fe ₇₈ Mo ₂ B ₂₀	266
Holzschuh, E., Boekema, C., Kündig, W., Meier, P.F., Patterson, B.D., und Rüegg, K.: Müonische Zustände in Orthoferriten	269
Rüegg, K., Boekema, C., Holzschuh, E., Kündig, W., und Patterson, B.D.: Diffusion von positiven Muonen in α -Fe ₂ O ₃	269
Schurtenberger, P., und Schmidt-Ott, A.: Photoelektrischer Effekt an kleinsten in Gas schwebenden Partikeln	270
Dettenmaier, M., und Kausch, H.H.: Lichtstreuuntersuchungen an Polycarbonat als Beitrag zum Thema «Struktur und mechanische Eigenschaften amorpher Polymerer»	270
Aerni, J.: Fluoreszenzkinetik des Farbstoffes Dansyl	273
Ricka, J.: Puls-Fluorometrie ohne Anregungsfunktion	274
Graf, H.P., and Kneubühl, F.K.: Measurements of laser-induced fluorescence of CH and C ₂ molecules in a laser-produced plasma	274
Preiswerk, H.P., Bischofberger, T., und Kneubühl, F.K.: CO ₂ -Laser-induzierte Multiphotonen-Dissoziation von CH ₃ CCl ₃	275
Borcard, B., Hiltbrand, E., Magnin, P., Béné, G.J., Mehier, H., et Peyrin, J.O.: Une station de diagnostic par relaxation protonique «in vivo» en milieu hospitalier	275
Balmer, J., Schwarzenbach, P., und Lädach, P.: Hochleistungs-Glaslasersystem mit aktiv-passiv modengekoppeltem Oszillator	276
Affolter, E., und Kneubühl, F.K.: Realisierung eines Distributed-Feedback-Gaslasers	276
Fischer, E., Bischofberger, T., und Kneubühl, F.K.: Entwicklung eines plasmadynamischen Lasers	276

Kjelberg, I., Green, M., Morgan, P.D., and Siegrist, M.R.: A study of strong far-infrared laser emission from optically-pumped molecules	277
Affolter, K., Lüthy, W., und Wittmer, M.: Interferenzeffekte auf der Oberfläche von Nd: YAG-Laser-bestrahlten Metallsilizid-Schichten	277
Salathé, R.P., Rytz-Froidevaux, Y., und Gilgen, H.H.: Mikrostrukturen hergestellt durch thermisch induzierte Dissoziation von Molekülen	277
Gilgen, H.H., Salathé, R.P., und Rytz-Froidevaux, Y.: Bearbeitung von (Al,Ga)As-Schichtstrukturen mittels Kr-Laser	278
Affolter, K., Lüthy, W., und Roulet, M.E.: Rekristallisieren von Siliziumschichten auf Saphir mit einem Nd:YAG-Laser	278
Lüthy, W., Affolter, K., Siregar, M.R.T., Roulet, M.E., und Dutoit, M.: Laserunterstützte Rekristallisation von Siliziumschichten auf amorphem Substrat	278
Roulet, M.E., Dutoit, M., Lüthy, W., and Affolter, K.: Electrical properties of CW laser annealed ion-implanted LPCVD polycrystalline silicon	279
Siregar, M.R.T., Affolter, K., und Lüthy, W.: Temperaturabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von Silizium bei 10,6 μm	279
Kocian, P., Merk, E., Mayor, J.M., Bourquard, S., and Erni, D.: Optical absorption and electrical resistivity of a-Si films prepared by DC glow discharge deposition method	279
Balsiger, H., Eberhardt, P., Geiss, J., Young, D.T., und Johnson, R.G.: Internationale magnetosphärische Studie (IMS): Messung der Komposition des heissen magnetosphärischen Plasmas mit sechs Satelliten	280
Kopp, E., Eberhardt, P., und Herrmann, U.: Über die Entstehung von leuchtenden Nachtwolken	280
Kunz, S., Bochsler, P., Coplan, M.A., Geiss, J., und Ogilvie, K.W.: Neue Resultate vom Sonnenwindpektrometer auf der ISEE-3-Raumsonde	281
Wieler, R., Signer, P., und Poupeau, G.: Der Mondstaub als Detektor für solare Teilchenstrahlung	281
Loosli, H., und Oeschger, H.: ^{39}Ar -Messungen an Grund- und Ozeanwasser	282
Oeschger, H., Schwander, J., und Stauffer, B.: Deutlich geringerer CO_2 -Gehalt der Atmosphäre während der letzten Eiszeit?	282
Neftel, A., und Stauffer, B.: Messung von Raumladungseffekten an Gletschereis	282
Balzer, R., Bonani, G., Jung, H., Suter, M., Wölfl, W., Beer, J., Oeschger, H., und Stauffer, B.: Trace isotope analysis at the ETH-tandem accelerator	283
Schriber, G., Loosli, H., und Oeschger, H.: ^{14}C und Ausbreitungsmodelle in der Umgebung des Kernkraftwerks Mühleberg (KKM)	283
Hollenstein, Ch., Guyot, M., und Weibel, E.S.: Comments on the diagnostic of a turbulent low density plasma	283
Fujita, H., Hoegger, B.A., Nowak, S., und Schneider, H.: Characteristics of an emissive probe in a magnetized plasma	284
Fujita, H., Hoegger, B.A., Kühne, G., Schneider, H., und Vaucher, B.G.: Resonance cone technique for density measurement in microwave discharge plasma	284
Hoegger, B.A., Ritz, Ch., Schneider, H., und Vaucher, B.G.: Magnetoakustische Resonanz in einem stark inhomogenen Mikrowellenplasma	284
Vaucher, B.G., and Ehlers, K.W.: Negative hydrogen ion production in a cw plasma source	285
Zürcher, Ch., Kneubühl, F., Finger, G., Thiébaud, F., Frank, Th., and Sagelsdorff, R.: Strahlungswechselwirkung zwischen Gebäudehülle und Atmosphäre und deren Einfluss auf den Energieverbrauch	285
Felkel, A.M., Gremaud, J.M., Guisan, O., Ineichen, P., et Mermoud, A.: Mesures d'ensoleillement à Genève	286
Rey, Y., et Gay, J.B.: Mur capteur-stockeur (mur trombe)	286
Heiniger, F., und Tschudi, T.: Kompensation von Ganzkörperbewegung bei gepulster holographischer Interferometrie	286
Knop, K.: Abbildung periodischer Strukturen mittels Linsenraster	287
Laeri, F., Schneeberger, B., und Tschudi, T.: Lichtmodulator für die optische Informationsverarbeitung	287
Welte, Y., et Maeder, D.: Canal de communication optique bidirectionnel par faisceau infrarouge	287
Sigrist, M.W., Krajnovich, D.J., Huisken, F., Zhang, Z.J., Lee, Y.T., and Shen, Y.R.: Laser-induced dissociation of monomers and dimers of bromine	289
Adiels, L., Backenstoss, G., Bergström, I., Blüm, P., Fränsson, K., Guigas, R., Hasinoff, M., Kerek, A., Koch, H., Pavlopoulos, P., Poth, H., Richter, B., Süffert, M., Tauscher, L., und Zioutas, K.: Suche nach gebundenen $\bar{p}p$ -Baryonium-Zuständen	292
Frascaria, R., Brissaud, I., Didelez, J.-P., Perrin, C., Beveridge, J.L., Egger, J.-P., Goetz, F., Gretillat, P., Johnson, R.R., Lunke, C., Schwarz, E., and Freedom, B.M.: Search for dibaryon resonance signals in the $\pi^+ \rightarrow d$ excitation function at 180°	293

Aprile, E., Hausammann, R., Heer, E., Hess, R., Lechanoine-Le Luc, C., Leo, W., Onel, Y., Rapin, D., and Mango, S.: Study of the reaction $pp \rightarrow \pi^+ d$ with a polarized beam and target between 500 and 600 MeV	293
-: Measurement of the spin-correlation parameters $A_{00kk'}$, A_{00ks} and A_{00ss} in the p - p elastic scattering between 400 and 600 MeV	294
Gabioud, B., Alder, J.-C., Joseph, C., Loude, J.-F., Morel, N., Perrenoud, A., Perroud, J.-P., Tran, M.T., Winkelmann, E., Dahme, W., Panke, H., Renker, D., Zupancic, C., Strassner, G., et Truöl, P.: Mesure de la portée effective r_{nn} à partir du spectre des photons de la réaction $\pi d \rightarrow \gamma nn$	297
Alder, J.C., Joseph, C., Perroud, J.P., Tran, M.T., Wiederkehr, P., Dubal, L., Eaton, G.H., Frosch, R., Hirschmann, H., McCulloch, J., Mango, S., Shrager, P., Weymuth, P., Strassner, G., and Truöl, P.: Measurement of the polarization parameter in pion charge exchange at energies between 237 and 310 MeV	297
Schwarz, E., Beveridge, J.L., Egger, J.-P., Goetz, F., Gretillat, P., Lunke, C., Mischke, R.E., Perrin, C., et Preedom, B.M.: Diffusion des pions sur le ^{13}C dans la région de la résonance (3,3)	298
Marty, N., Morlet, M., Willis, A., Perrin, C., Beveridge, J.L., Egger, J.-P., Goetz, F., Gretillat, P., Johnson, R.R., Lunke, C., and Schwarz, E.: Excitation of giant resonances by inelastic pion scattering	298
Germond, J.-F., and Johnson, M.B.: Nuclear matter distributions from 180 MeV pion scattering	298
Sick, I.: Komponenten hohen Impulses in Kernwellenfunktionen	299
Kaesler, K., Piller, G., Robert-Tissot, B., Ruetschi, A., Schaller, L.A., Schellenberg, L., und Schneuwly, H.: Kernladungsradien aus myonischen Röntgenlinien in Beryllium, Bor, Kohlenstoff und Stickstoff	299
Abela, R., Kunold, W., Schneider, M., Simons, L.M., und Zsoldos, P.: Suche nach einer EO-Anregung im ^{68}Zn und Bestimmung des Quadrupolmomentes im ^{97}Mo mittels Messung von 2s-2p-Übergängen in μ -Atomen	300
Abela, R., Backenstoss, G., Kowald, W., Wüest, J., Seiler, H.G., Seiler, M., und Simons, L.: Neue obere Grenze für $\mu^- e^+$ -Konversion	300
Grieder, P.K.F.: Properties of hadronic collisions above 10^5 GeV deduced from cosmic ray data in conjunction with model simulations	301
Hugentobler, E., und Ramseyer, E.: Eine Miniaturblasenkammer zum Nachweis kurzlebiger oder subionisierender Teilchen	301
Abela, R., Wüest, J., Kunold, W., Schneider, M., Oesterle, W., und Simons, L.M.: Zeitlich differentielle und integrale Messungen der Grundzustandspolarisation myonischer Atome	301
Sennhauser, U., und Schlepütz, F.W.: Beobachtung von ^4H nach π^- -Absorption in ^7Li	302
Plattner, G.R., Baumgartner, M., Gubler, H.P., Heller, M., Sick, I., und Roser, H.: Das a^* und die Neutronen-Streulänge von ^3He	303
Backenstoss, G., Kowald, W., Schwanner, I., Tauscher, L., Weyer, H.J., Doerr, M., Fetscher, W., Gotta, D., Raich, U., Schmidt, G., und Ullrich, H.: π^- -Absorption in ^3He	303
Flückiger, A., Hahn, B., Scheidiger, H., und Zeller, W.: Die Szintillations-Streamerkammer	304
Kozłowski, T., and Zglinski, A.: Spectroscopy of neutrons after nuclear muon capture	305
Crawford, J.F., Daum, M., Eaton, G.H., Frosch, R., Garzon, J., Hirschmann, H., Kettle, P.-R., McCulloch, J.W., und Steiner, E.: Produktion niederenergetischer Pionen	305
Bodek, K., Hugi, M., Jarczyk, L., Lang, J., Mueller, R., Schiltz, A., Sromicki, J., Strzałkowski, A., und Ungricht, E.: Transferprozesse bei der elastischen Streuung von ^{10}B an ^9Be	306
Hugi, M., Lang, J., Mueller, R., Ungricht, E., Bodek, K., Jarczyk, L., Kamys, B., Strzałkowski, A., Willim, G., und Zipper, W.: Fusion und Direktprozesse bei Reaktionen $^6\text{Li} + ^{28}\text{Si}$, $^9\text{Be} + ^{28}\text{Si}$ und $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$	306
Bürgy, P., Bonani, G., Morenzoni, E., Stöckli, M., Suter, M., und Wölfl, W.: Azimutale Winkelabhängigkeit der emittierten K-MO-Röntgenstrahlung bei Schwerionenkollisionen	307
Wagner, R., Lewandowski, Z., Loeffler, E., Brunner, F., Müller, H.H., Reichart, W., und Schober, P.: Angular distribution and analyzing power of the (p, α) -reaction in the continuum	307
Brunner, F., Müller, H.H., Reichart, W., Schober, P., Jasicek, H., Oberhammer, H., and Pfeifer, W.: Microscopic analysis of the three-nucleon transfer reaction $^{27}\text{Al}(p, \alpha) ^{24}\text{Mg}$ induced with polarized protons	310
Müller, H.H., Schober, P., Preisinger, K., Jasicek, H., Oberhammer, H., and Rihs, P.: An investigation of shell model wave functions of ^{56}Fe and ^{53}Mn by the (p, α) -reaction using a full microscopic description	314
Chatelain, P., Foroughi, F., Vuilleme, H., Vuilleumier, B., et Nussbaum, C.: Mesure du pouvoir d'analyse de la réaction $\text{D}(\beta^+, 2p)n$ 22,7 MeV	314
Sperisen, F., Gruebler, W., König, V., Elsener, K., Schweizer, C., Jenny, B., und Schmelzbach, P.A.: Messung von Polarisationstransferkoeffizienten der elastischen Proton-Deuteron-Streuung bei $E_p = 10$ MeV	315

Grüebler, W., König, V., Schmelzbach, P.A., Jenny, B., Sperisen, F., und Schweizer, C.: Bestimmung des asymptotischen D- zu S-Zustandsverhältnisses der Deuteronwellenfunktion ..	315
Jenny, B., Schweizer, C., Grüebler, W., König, V., und Schmelzbach, P.A.: Analyse der <i>d-a</i> - Streuung zwischen $E_d = 3$ und 43 MeV mittels eines neuen, allgemeinen Computerprogramms für spin-1-spin-0-Phasenanalysen	315
Schmelzbach, P.A., Grüebler, W., König, V., and Jenny, B.: An improved ionizer for the ETH polarized ion source	316
König, V., White, R.E., Grüebler, W., Schmelzbach, P.A., Bürgi, H.R., Jenny, B., Sperisen, F., Schweizer, C., Seiler, F., und Roser, H.: Messung der Analysationsvermögen für die elastische <i>d-p</i> -Streuung von 3 bis 45 MeV	316
Wampfler, H.R., und Meyer, V.: Isospin-verbotene $T = 3/2$ Analogresonanzen in ^{33}Cl	317
Vlieks, A.E., and Kohler, M.: Precision measurement of proton-proton scattering above 1.0 MeV	318
Hirsbrunner, B.: Sur la masse et le point critique dans la théorie $\lambda: \varphi^4_2$	319
Robert, M.: Dérivation microscopique de l'interface critique de Fisk et Widom	319
Bernasconi, J., and Schneider, W.R.: Excitation dynamics in random one-dimensional systems: I. Physics	319
Schneider, W.R., and Bernasconi, J.: Excitation dynamics in random one-dimensional systems: II. Mathematics	320
Szabo, N.: On the exact solution of eigenvalue problems in mathematical physics	320
Sarbach, St.: Verres de spins et systèmes dilués	321
Ryter, D., and Dekker, U.: Properties of the noise-induced drift	321
Navet, M., et Feix, M.R.: Pression du plasma unidimensionnel classique	321
Glass, A.S., Baltès, H.P., Steinle, B., and Ferwerda, H.A.: Inference of source structure from far- zone measurements of partially coherent radiation	322
Bovet, D.: Esquisse d'une théorie mathématique du moteur chimique	325
Baroni, S.: Core and valence excitations in atoms - application to neon	326
Puga, M.W., and Beck, H.: Elementary excitations of the anisotropic quantum-spin- $1/2$ chain	326
Müller, G., Thomas, H., und Beck, H.: Dynamik des eindimensionalen Quantenanti-ferromagne- ten in einem Magnetfeld	326
Cantieni, G.T., und Schilling, R.: Quantenmechanische Korrekturen für dünne Domänenwände	327
Kunz, H.: Diffusion quantique dans des systèmes désordonnés bidimensionnels ou en présence d'un champ magnétique	327
Amiet, J.-P., et Huguenin, P.: Localité en mécanique quantique galiléenne	328
-: Indice de défaut d'opérateurs et théorie classique du flot Hamiltonien	328
Rouyet, J.P., and Zak, J.: One-band position operator in crystal	328
Grimmer, H.: Das periodische System der Schubnikow-Punktgruppen	329
Schwendimann, P., Baltès, H.P., and Quattropani, A.: Sub-poissonian statistics of an anharmonic oscillator in thermal equilibrium	329