

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 47 (1974)
Heft: 4

Vereinsnachrichten: Rapport de la session de printemps de la Société Suisse de Physique à Berne les 26 et 27 avril 1974

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: 06.01.2026

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

Rapport de la Session de printemps de la Société Suisse de Physique à Berne les 26 et 27 avril 1974

Président: Prof. J. L. OLSEN, ETH Zürich
Vice-président: Mlle Prof. V. MEYER, Université de Zürich
Secrétaire: Prof. M. GUENIN, Université de Genève
Membres du bureau: Prof. W. BAUMGARTNER, ETH Zürich
Prof. K. A. MÜLLER, IBM Rüschlikon

Partie Administrative

1. Membres

Les membres ordinaires suivants ont été reçus au sein de notre Société:
K. ANTENEN (Neuhausen), A. KÜNDIG (Gampelen), B. LEEMANN (Binningen),
L. BABOCSAY (Basel), J. BENES (Brugg), W. F. BERG (Zürich), N. BEZIC (Villigen),
H. P. BIER (Basel), T. BISCHOFBERGER (Wettingen), P. BLASER (Bern), R. BODMER
(Weinfelden), F. BÜHLER (Bern), M. M. CHADDA (Spreitenbach), C. CHASLAIN
(Colombier), D. T. Y. CHEN (Baden), P. COMTE (Lausanne), E. COURTENS (Rüschlikon),
E. CRETENAND (Genève), R. DINGER (Basel), C. DROSSAART (Kindhausen), M. DUFOUR
(Muri), J. DUPERTUIS (Brugg), R. ENGELBRECHT (Zürich), G. ETTTEL (Zürich), W. FREI
(Greifensee), K. GMÜR (Uster), E. GRIESHABER (Schaffhausen), K. GRUBER (Zürich),
P. GÜNTER (Schlieren), A. GYR (Fällanden), D. HACMAN (Trübbach), H. HALDEMANN
(Bern), R. HATSCHKE (Fribourg), D. HERLACH (Zürich), M. HEYRAUD (Les
Geneveys/Cof.), R. HOFMANN (Bern), CH. HOLLENSTEIN (Fribourg), F. HOLLIGER
(Thalwil), W. HUBER (Balzers), M. HUBMANN (Zürich), J. HUSZAI (Rümlang),
R. JUILLERAT (Greifensee), K. JUNKER (Würenlingen), R. KÄLIN (Dielsdorf),
H. KELLER (Zürich), R. KIND (Feldmeilen), E. KOPP (Bern), B. LAMBERT (Gebenstorf),
J. P. LEBET (Boudry), A. LIENER (Kehrsatz), A. LEIMGRUBER (Zug), W. M. MACINNES
(Lausanne), H. J. MAHLER (Brugg), L. MALACHOWICZ (Winterthur), G. MANDL
(Winterthur), U. MARTENS (Zürich), A. MERCIER (Lausanne), M. MONTANARINI (Thun),
H. MOOR (Winterthur), F. MÜLLER (Zumikon), W. J. MUSTER (Uster), R. OECHSLIN
(Schaffhausen), P. PERREAUX (Crissier), M. PERRINJAQUET (Neuchâtel), J. PFAU
(Genève), O. PIGUET (Genève), S. PRETRE (Würenlingen), H. G. PURWINS (Genève),
CH. RAIS (Lausanne), M. RAJAGOPALAN (Würenlingen), W. REHWALD (Spreitenbach),
N. RICHERT (Lausanne), J. ROOS (Zürich), CH. SABEV (Onex), M. SALZMANN
(Winterthur), C. A. SAVOY (Genève), M. SIDDIQUE (Genève), H. SURBECK (Schaff-
hausen), D. SURDMANN (Wädenswil), R. SUTER (Steffisburg), E. SZABO (Au), F. SCHOCH
(Gerlafingen), P. SCHUMACHER (Neuchâtel), P. SCHWALLER (Endingen), S. SCHWEITZER
(Birr), H. SCHWERY (Sion), R. TAUBENBERGER (Zürich), J.-J. THELER (Neunkirch),
K. TICHY (Würenlingen), R. TOURNAIRE (Genève), G. VERDAN (Grosshöchstetten),
M. VEUVE (Lausanne), J. M. VIRIEUX (Wabern), R. WANNER (Zug), P. WEISS (Dorigny),

W. WIEST (Hettiswil), WILD (Zürich), H. ZOGG (Zürich), E. ZUBKOVSKA (Zürich), F. ZWINGGI (Kastanienbaum).

Comme membre collectif a été reçu: CERBERUS AG – 8708 Männedorf.

Comme membre, catégorie bibliothèques, a été reçu: Bibliothèque de l'Institut de Physique de l'Université de Zürich.

La société comprend actuellement 1157 membres individuels, 8 membres collectifs et 12 bibliothèques.

2. Séance administrative

1. Le président remercie les membres de la commission d'orientation professionnelle (MM. J.-P. AMIET, M. BRÜLLMANN, W. J. MERZ, C. VON PLANTA, F. KNEUBÜHL) pour le considérable travail de la mise au point de l'enquête, ainsi que MM. M. GUENIN et W. J. MERZ pour la rédaction finale du rapport.

2. *Les cotisations ont été fixées comme suit:*

Bibliothèques	Fr. 25.– (\$8.–)
Membres individuels	Fr. 35.– (\$12.–)
Membres collectifs	Fr. 200.–
Membres individuels à vie	Fr. 700.– (paiement unique)
Ces nouveaux traifs entreront en vigueur le 1er janvier 1975.	

3. *Elections:*

Vérificateur de comptes: Dr. E. STEIGMEIER, RCA Zürich (rempl. Prof. MARMIER) (élu par l'AG pour 2 ans)

Service de placement: Prof. R. GOLDSCHMIDT, Lausanne (successeur du Prof. KNEUBÜHL) (élu par l'AG pour 1 à 2 ans)

3^e représentant SSP au Conseil de l'EPS: Prof. M. GUENIN, Genève (élu par l'AG pour 3 ans)

Membre du comité SSP (représentant des HPA): Prof. P. HUGUENIN, Neuchâtel (élu par l'AG pour 3 ans)

Président du comité de rédaction: Prof. P. HUGUENIN, Neuchâtel (successeur du Prof. K. A. MÜLLER) (élu par le comité de rédaction des HPA pour 3 ans)

3. Prochaine Session

La session d'automne 1974 aura lieu les 11 et 12 octobre à Neuchâtel.

Physique de la Matière Condensée

Phasenumwandlungen

Superionic Conductors: Theory of the Phase Transition to the Cation Disordered State

M. J. RICE, S. STRÄSSLER and G. A. TOOMBS¹⁾

(Brown Boveri Research Center, CH-5401 Baden, Switzerland)

It is suggested that it is the interaction of interstitial cation defects with the strain field they induce which is primarily responsible for the phase transition to the cation disordered state of the superionic conductor. The idea is developed in terms of a simple model that yields an analytic solution for the phase transition and relates the necessary strength of the interaction to anomalously large free volumes of cation interstitial formation.

¹⁾ Permanent address: Department of Physics, The University, Nottingham, NG7 2RD.

Pt-Kernresonanz-Untersuchung des Metall-Isolator-Phasenüberganges in $\text{K}_2\text{Pt}(\text{CN})_4\text{Br}_{0,3}\text{H}_2\text{O}$

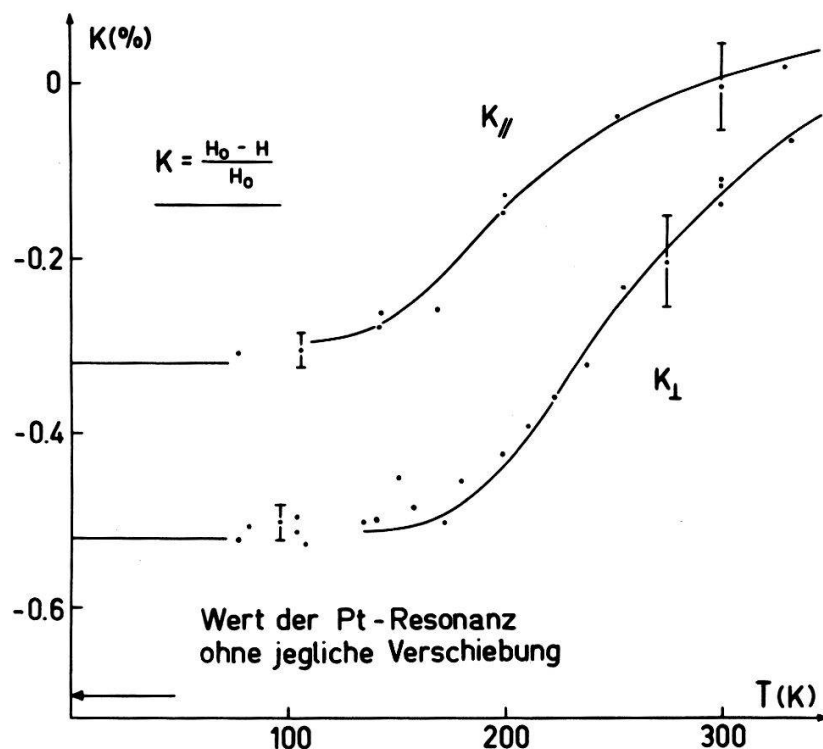
VON D. BRINKMANN UND H. U. KELLER

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

Bisherige Kernresonanzmessungen [1, 2] in der Tieftemperaturphase dieser Verbindung sind im Einklang mit der Vorstellung eines Bandisolators, hervorgerufen durch eine Peierls-Instabilität [3]. Neuere Messungen (Abb. 1) zeigen, dass oberhalb 120 K das Pt-Resonanzfeld H temperaturabhängig wird und monoton wächst (H_0 ist das Feld der Referenzprobe H_2PtCl_6). Bezeichnen wir mit $K(0)$ die temperaturunabhängige Verschiebung unterhalb 120 K, so stellt $K(T) - K(0)$ eine Knight-Verschiebung dar, die proportional zur d_{z^2} -Komponente der statischen Spinsuszeptibilität ist, da andere Einflüsse vernachlässigt werden können. Da $K(T) - K(0)$ sich zu positiven Werten verschiebt, muss ein gewisser s -Charakter der d_{z^2} -Funktionen angenommen werden, der den negativen Effekt der d -Funktionen überwiegt.

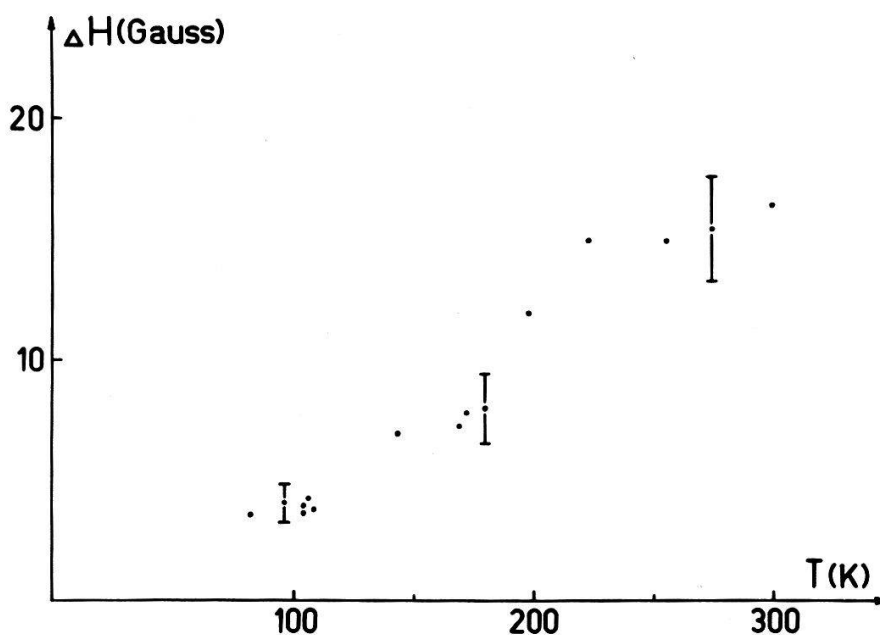
Somit wird die Knightverschiebung hervorgerufen durch eine mit der Temperatur wachsende Zustandsdichte der Elektronen an der Fermikante. Da auch bei 330 K die Verschiebung noch nicht konstant geworden ist, schliessen wir, dass der metallische Zustand bei Zimmertemperatur noch nicht vollständig hergestellt ist, obwohl die Substanz bereits eindimensionales metallisches Verhalten zeigt [4].

Die Pt-Linienbreite ΔH (Abb. 2) nimmt oberhalb 150 K stark zu. Das könnte durch eine sehr rasche Spin-Gitter-Relaxation bedingt sein, die von kritischen Fluktuationen der elektronischen Zustandsdichte hervorgerufen wird. Lee, Rice und Anderson [5] berechneten die Suszeptibilität eines eindimensionalen Leiters unter Berücksichtigung kritischer Fluktuationen. Eine Anpassung unserer experimentellen Verschiebungs-Daten an die theoretischen Werte dieser Autoren ist durch die



Figur 1

ausgezogenen Kurven in Abb. 1 gegeben. Daraus berechnen wir eine Peierls- Uebergangstemperatur von 550 K für $K_{||}$ (wenn $H_0 \parallel \text{Pt-Ketten}$) und 700 K für $K_{\perp}$. Die befriedigende Uebereinstimmung unterstützt unsere Vermutung über den Einfluss kritischer Fluktuationen. Neuere Messungen von H. Niedoba und H. Launois in Orsay haben in der Tat eine sehr starke Spin-Gitter-Relaxation oberhalb 100 K nachgewiesen. Eine gemeinsame Publikation mit der Orsaygruppe wird demnächst erscheinen.



Figur 2

Literatur

- [1] D. BRINKMANN und R. BRUGGER, *Helv. Phys. Acta* **46**, 3 (1973).
- [2] H. NIEDOBA, H. LAUNOIS, D. BRINKMANN, R. BRUGGER und H. R. ZELLER, *Physica status solidi* (b) **58**, 309 (1973).
- [3] R. COMÈS, M. LAMBERT, H. LAUNOIS und H. R. ZELLER, *Phys. Rev. B* **8**, 571 (1973).
- [4] Siehe z.B. F. SCHEGOLEV, *Phys. status solidi* (a) **12**, 9 (1972).
- [5] P. A. LEE, T. M. RICE und P. W. ANDERSON, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 462 (1973).

Optische Kerr-Effekt Messung in einem Plastischen Kristall: Succinonitril

von T. BISCHOFBERGER und E. COURTENS

(IBM Forschungslaboratorium, 8803 Rüschlikon, Schweiz)

Die Messung des optischen Kerr-Effekts (des hochfrequenten elektrooptischen Tensors) eines plastischen Kristalles mit anisotropen Molekel gibt Aufschluss über die Korrelation der Molekülorientierung. Solch eine Messung ist im Bereich der plastischen Phase an Succinonitril gemacht worden [1].

Die Tensorstärke ist eine Suszeptibilität und nimmt nahe der fest-plastischen Phasenumwandlung stark zu. Die Tensoranisotropie widerspiegelt die langreichweitige kubische Ordnung der mittleren Molekülorientierung. Diese Anisotropie ist ein höherer Ordnungsparameter der Orientierung und nimmt in der Nähe der plastisch-flüssigen Phasenumwandlung rasch ab. Die Messungen tragen zum Verständnis der fest-flüssigen Phasenumwandlung von molekularen Festkörpern bei.

Literatur

- [1] T. BISCHOFBERGER und E. COURTENS, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 163 (1974).

Wavevector-Dependent Magnetic Susceptibility of a Dipolar-Coupled Ising Paramagnet

by J. ALS-NIELSEN

(AEC Risø, Roskilde, DK-4000)

L. M. HOLMES

(Lab. für Festkörperphysik, ETH-Zürich, CH-8049)

and H. J. GUGGENHEIM

(Bell Labs., Murray Hill, N.J., USA 07974)

Magnetic dipolar interactions are special because of their anisotropy and long range. We report on a neutron study of a material, LiTbF_4 , in which the dipolar interactions are dominant. A long-wavelength singularity is observed in the wavevector($\mathbf{Q}$)-dependent susceptibility $\chi_T(\mathbf{Q})$. The magnitude and temperature dependence of $\chi_T(\mathbf{Q} \rightarrow 0)$ depends on whether the singular point $\mathbf{Q} = 0$ is approached along the spin axis ($Q_z \rightarrow 0$) or perpendicular to it ($Q_x \rightarrow 0$). The high-temperature

results, $2 < T/T_c < 10$, are explained quantitatively using mean-field theory and exclusively magnetic dipolar coupling. Ferromagnetic ordering occurs below $T_c = 2.86$ K. As $T \rightarrow T_c$, $\chi_T(Q_x \rightarrow 0)$ diverges as a power law, $(1 - T/T_c)^{-\gamma}$, with $\gamma = 1.13 \pm 0.06$, whereas $\chi_T(Q_z \rightarrow 0)$ remains finite and even decreases in magnitude relative to the susceptibility for non-interacting spins.

Untersuchungen der strukturellen Phasenumwandlungen in $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{MnCl}_4$ mit ^{35}Cl -NQR

von R. KIND, J. ROOS und H. AREND

(Lab. für Festkörperphysik ETHZ)

Die Verbindung $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{MnCl}_4$ ist ein quasi zweidimensionaler Perowskit mit einer ebenen, eckenverknüpften Anordnung von MnCl -Oktaedern und organischen Zwischenschichten. Durch optische und thermoanalytische Untersuchungen wurden strukturelle Phasenumwandlungen bei 394 K und 256 K festgestellt [1]. An grösseren Einkristallen wurden NQR-Messungen an den ^{35}Cl -Kernen durchgeführt. Es konnten zwei chemisch inequivalente Chlorplätze festgestellt werden. Durch Berechnungen der el. Feldgradiententensoren anhand eines Punktladungsmodells wurden die beiden NQR-Frequenzen zugeordnet. Bei der unteren Umwandlung finden Frequenzsprünge statt, welche innerhalb der Messgenauigkeit eine Umwandlung 1. Ordnung bestätigen. Die Umwandlung 2. Ordnung bei 394 K zeigt lediglich für die freien Spitzenchlorkerne ein kritisches Verhalten mit dem Exponenten 0,5. Dies ergibt zwangsläufig einen linearen Zusammenhang zwischen Ordnungsparameter und der NQR-Frequenz durch die Verkürzung der entsprechenden (Cl-H-N)-Bindung.

Literatur

- [1] H. AREND, R. HOFMANN und F. WALDNER, Solid State Comm. 13, 1629 (1973).

Ultraschalluntersuchungen an strukturellen Phasenübergängen im System GeTe-SnTe

von W. REHWALD und G. LANG

(Laboratories RCA, Ltd., Zürich)

Einkristalle des Legierungssystems $\text{Sn}_x\text{Ge}_{1-x}\text{Te}$ mit einem Zinntelluridgehalt von $x = 65\text{--}90\%$ wurden nach dem Bridgman-Verfahren gezüchtet. Sie zeigen im Temperaturgebiet 65–260 K einen strukturellen Phasenübergang kubisch-rhomboedrisch.

Wir haben an mehreren Proben Schallgeschwindigkeit und Ultraschallabsorption nach dem Pulsechoverfahren bei Frequenzen zwischen 15 und 200 MHz gemessen und fanden in der Nähe des Umwandlungspunktes einen leichten Abfall der Schallgeschwindigkeiten und einen Anstieg in der Absorption. Die daraus bestimmten elastischen Moduln variieren mit der Temperatur nach einem Gesetz der Form $C_s(T) = A - B \log(T - T_1)$; die Absorption zeigt das übliche kritische Verhalten mit einem

kritischen Exponenten zwischen 1,1 und 3,7, der in definierter Weise vom Schallwellentyp abhängt.

Zur Deutung dient ein phänomenologisches Modell mit einer freien Kopplungsenergie, die, ähnlich wie bei SrTiO_3 , linear von der Deformation aber quadratisch vom Ordnungsparameter abhängt. Der Abfall des Realteiles der elastischen Funktion erfolgt proportional zur spezifischen Wärme und ihrer Divergenz. Die starke Mode-Abhängigkeit des kritischen Exponenten der Absorption hat ihren Grund in der Tatsache, dass eine rhomboedrische Scherdeformation mit den Nichtdiagonalelementen der dynamischen Matrix koppelt. Dadurch wird die Wechselwirkung zusätzlich wellenzahlabhängig, was auf einen höheren kritischen Exponenten führt. Bei der Diskussion des kritischen Verhaltens kann es sich aber nur um Abschätzungen handeln, da der Phasenübergang schwach diskontinuierlich ist.

Hydrodynamic Theory of Central Peak in SrTiO_3

by C. P. ENZ

(Département de Physique Théorique, CH-1211 Genève)

It is proposed that above displative phase transitions driven by a soft transverse R-corner mode a central peak occurs as a consequence of the temperature dependence of the soft mode frequency. This temperature dependence gives rise to a coupling between staggered displacement and temperature variations. This proposal is supported by detailed comparison with neutron scattering and paramagnetic resonance data.

Remark on the Critical Behaviour in Structural Phase Transition

by A. MALASPINAS and N. SZABO

(Department of Theoretical Physics, University of Geneva)

It is shown by introducing several third-order anharmonic phonon interaction terms into the Pytte-Feder model Hamiltonian that the critical behaviour of the model persists. In particular, the third-order interactions of acoustic and optic phonons can be transformed away to give an effective model Hamiltonian studied by Aharony in the renormalization group approach of Wilson. The introduction of pure third-order optical phonon interaction could produce a new cross-over behaviour.

Neutron Scattering and Critical Dynamics Near Structural Phase Transition

by K. H. MICHEL

(Universiteit Antwerpen, 2610 Wilrijk, Belgium)

and N. SZABO

(Department of Theoretical Physics, University of Geneva, Switzerland)

Starting from a model Hamiltonian for structural phase transitions, a microscopic theory is derived for the dynamic density-density scattering function above T_c . In addition to a soft mode doublet, a central mode is found in the ferrodistorptive case.

The relative strength $I_c/2I_B$ of this central mode with respect to the doublet is proportional to κ^2 , where $\hbar\vec{\kappa}$ is the neutron momentum transfer. In the antiferrodistortive case, different coupling mechanisms are discussed to give a possible explanation of the central mode.

Molecular-Dynamics Investigation of Antiferrodistortive Structural Phase Transitions (Film)

by E. STOLL and T. SCHNEIDER

(IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon)

It is shown how the motions of the particles are affected if the two-dimensional model system is about to undergo antiferrodistortive phase transitions. The microscopic origin of the critical slowing down is seen to be due to the formation of clusters and their dynamics. A cluster consists of adjacent particles whose local order parameters have signs opposite to those expected from zero temperature.

Nichtmetalle – Optik, Anregungen

Winkelverteilungen von Röntgen-Photoelektronen aus polykristallinen Proben

VON J. BRUNNER und H. ZOGG

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Die Intensitäten von röntgeninduzierten Photo- und Augerelektronen in Funktion des Austrittswinkels der Elektronen relativ zur Probenoberfläche werden mit einem einfachen geometrischen Modell erklärt. Daraus können inelastische freie Weglängen der Elektronen bestimmt und Aussagen über die Probenzusammensetzung in unmittelbarer Nähe der Oberfläche gemacht werden; dabei gehen nur relative Intensitäten der *selben* Probe ein. – Für die freie Weglänge Λ_0 in adsorbierten Kohlenwasserstoffen wurde für Elektronenenergien zwischen 0,4 und 5 keV die Relation $\Lambda_0 \propto \sqrt{E}$ gefunden. Analog wurde an einer mit einer dünnen Goldschicht überzogenen Ni-Probe festgestellt, dass die Au-‘Schicht’ aus Inseln bestand, die *ca.* 60% der Probenoberfläche bedeckten und die freie Weglänge in Au 9 ± 2 Å bei 1 keV beträgt. Dieser Wert ist etwa zweimal kleiner als der von anderen Autoren gefundene.

Polarized Photoelectrons from Optically Magnetized Semiconductors

by E. L. GARWIN

(Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, California)

D. T. PIERCE and H. C. SIEGMANN

(ETH Lab. für Festkörperphysik, Zürich)

Electrons excited from the top of the spin-orbit split valence band to the bottom of the conduction band by circularly polarized light have been observed to be spin polarized in materials such as GaSb [1] and GaAs [2]. By application of alternating layers of Cs and O₂ to GaAs, a negative electron affinity surface is produced which permits electrons from the conduction band minimum to escape into vacuum, where we propose to measure their polarization by Mott scattering. Because of the high efficiency of negative electron affinity photoemitters, and the simplicity of electron production without applied magnetic fields, an electron source of 50% maximum polarization [2] from GaAs appears attractive. By varying the temperature and the numbers of Cs and O₂ layers, the effects of electron-phonon interaction and scattering on depolarization of emitted electrons can be independently studied.

References

- [1] R. R. PARSONS, Phys. Rev. Letters 23, 1152 (1969).
- [2] B. I. ZAKHARCHENYA, V. G. FLEISHER, R. I. DZHIOEV, YU. P. SHCHUNOV and I. B. RUSANOV, Zh. ETF Pis. Red. 13, 195 (1971).

Auftreten von Photoleitung in der Halbleitenden Phase von VO₂

von M. FISCHER, G. v. SCHULTHESS und P. WACHTER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH-Zürich, 8049 Zürich, Hönggerberg)

VO₂ zeigt einen Metall-Halbleiter Uebergang bei 340 K, der auf eine Paarung der V-Ionen in der monoklinen Tieftemperaturphase zurückgeführt wird. Widersprüchliche Auffassungen werden allerdings vertreten wenn es um den 3d¹ Zustand des V⁴⁺ Ions geht, wobei man einerseits ein ganz besetztes Valenzband annimmt, andererseits durch Korrelations-Effekte lokalisierte Elektronen. In diesem Zusammenhang ist es interessant nach dem Auftreten von Photoleitung zu suchen. In der Tat konnte zum ersten Mal bei VO₂ Einkristallen eine Photoleitung unterhalb etwa 150 K nachgewiesen werden. Aus ihrer spektralen Abhängigkeit ergibt sich eine grössere Beweglichkeitslücke als die aus der optischen Absorptionskante bestimmte Lücke der Zustandsdichten. Daraus folgt, dass VO₂ auch unterhalb des Leitungsbandrandes eine Verteilung von lokalisierten Zuständen hat, die auf der Möglichkeit von Valenzschwankungen des V Ions beruhen können.

Magnetooptik und Spinpolarisation in EuS

VON J. SCHOENES UND P. WACHTER

(Lab. f. Festkörperphysik, ETH Zürich, Hönggerberg)

UND F. RYS

(Institut f. Theoretische Physik, FU Berlin, Arnimallee 3)

Die Faraday Drehung und die Absorption von EuS wurden an dünnen Filmen als Funktion der Photonenenergie (1–5,7 eV), der Temperatur und des Magnetfeldes bestimmt. Ueber eine Kramers–Kronig Transformation wird aus der Faraday Rotation der zirkulare Dichroismus berechnet und aus letzteren beiden und den optischen Konstanten die nichtdiagonalen Elemente des Leitfähigkeitstensors. Ein Vergleich dieser experimentellen Werte mit Resultaten, die sich in einem atomaren Modell für verschiedene mögliche Uebergänge ergeben, erlaubt die Bestimmung des Charakters und der Spinpolarisation der an den optischen Uebergängen beteiligten Zustände. Die grössten Oszillatorstärken ergeben sich für $4f \rightarrow 5d$ und $3p(S^{--}) \rightarrow 5d$ Uebergänge. Wird die Spinpolarisation der $4f$ Zustände 1 gesetzt, so ergibt sich für die unbesetzten $5d_{2g}$ Zustände ein Verhältnis von Austauschaufspaltung zu Bandbreite von 0,5.

Elektrooptische Koeffizienten von KNbO_3

VON P. GÜNTER

(Lab. f. Festkörperphysik der ETH, 8049 Zürich)

Das elektrooptische Verhalten von KNbO_3 in der orthorhombischen Phase wird durch die 5 Koeffizienten r_{13} , r_{23} , r_{33} , r_{42} und r_{51} beschrieben. Alle diese Koeffizienten wurden für Anregungsfrequenzen unter den Piezoresonanzen (mechanisch freier Kristall) und für $\lambda = 632,8$ nm gemessen. Um Erwärmungen des Kristalls und unerwünschte Domänenbildung zu vermeiden wurde eine Methode verwendet bei der die Brechungsindexänderung durch kleine elektrische Felder erzeugt und die dadurch verursachte Intensitätsmodulation mittels phasenrichtiger Gleichrichtung gemessen wird.

Die Dispersion und die Abhängigkeit von der Anregungsfrequenz (bis zu 1 MHz) wurden gemessen. Die Ergebnisse zeigen, dass die elektrooptischen Eigenschaften von KNbO_3 durch das in [1] beschriebene Modell erklärt werden können.

Diese Arbeit wurde finanziell vom Schweiz. Nationalfonds unterstützt.

Literatur

- [1] M. DI DOMENICO und S. H. WEMPLE, *Oxygen octahedra ferroelectrics. I. Theory of electro-optical and nonlinear optical effects*, J. Appl. Phys. **40**, 720 (1969).

Optische Eigenschaften von Natriumhyperoxid

VON M. BÖSCH, W. KÄNZIG UND M. ZIEGLER

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH Zürich)

Das Reflexionsspektrum unter senkrechter Inzidenz von NaO_2 -Einkristallen wurde bei Zimmertemperatur für Photonenergien von 2 bis 10,5 eV gemessen. Es

werden 3 breite Banden beobachtet. NaO_2 ist stark ionogen und es wird erwartet, dass sich die elektronische Struktur des O_2^- -Molekylions, die in den Arbeiten über das O_2^- -Zentrum in Alkalihalogeniden untersucht wurde, auch im Festkörper manifestiert. Im Rahmen einer Molekularfeldapproximation kann man den beiden Reflexionsmaxima im Ultraviolett optische Dipolübergänge vom Grundzustand $^2\Pi_g$ des O_2^- -Moleküls in die angeregten Zustände $^2\Delta_u$ und $^2\Pi_u$ zuschreiben. Im Vakuum-Ultraviolett-Gebiet liegt ein weiteres Maximum bei 8 eV welches vermutlich einem Ladungsübergang vom O_2^- -Molekül auf das Kation entspricht.

Multiphonon Absorption in NaF

von D. W. POHL, P. F. MEIER¹⁾ und T. F. McNELLY²⁾

(IBM Zürich Forschungslaboratorium, 8803 Rüschlikon, Schweiz)

Die Infrarotabsorption von NaF im Multiphonon-Bereich zwischen 600 und 1500 cm^{-1} wurde als Funktion der Temperatur bestimmt ($100\text{--}800^\circ\text{K}$). Die Temperaturabhängigkeit ermöglicht die Zuordnung einzelner Abschnitte des Spektrums zu Kombinationsprozessen mit einer bestimmten Anzahl von Phononen. Dadurch ist es erstmals möglich, die kürzlich dazu ausgearbeiteten Theorien systematisch zu prüfen, welche die Mehrphononen-Absorption aufgrund verschiedener Annahmen über das interionische Potential und die Phononen-Dispersion berechnen. Von besonderem Interesse ist die Absorption bei der experimentell und technisch wichtigen Frequenz des CO_2 -Lasers (940 cm^{-1}); die Temperaturabhängigkeit und Anzahl der beteiligten Phononen wurde deshalb an dieser Stelle besonders genau bestimmt.

¹⁾ Ständige Adresse: Schweiz. Institut für Nuklearforschung, 5234 Villigen.

²⁾ Ständige Adresse: General Electric Company, Res. and Develop. Center, P.O. Box 8, Schenectady, N.Y. 12301.

Some Properties of Short Wavelength Phonons in Layered Structures

by PH. SCHMID

(Laboratoire de Physique Appliquée EPF-Lausanne)

Phonon modes in layered structures are analysed in terms of a simple force constant model. It is shown that there is no stretching of the nearest-neighbour interatomic distances for several phonon branches when the wave vectors are parallel to the plane of the layers and lie on the surface of the Brillouin zone. This property holds, for example, for the LA branch. The frequency of such modes is considerably smaller than in a three-dimensional structure, as exemplified in a dispersion calculation for GaSe. On the basis of deformation potential theory, one concludes that the electron-acoustic phonon interaction is much weaker in covalent layered semiconductors than in three-dimensional crystals.

Anomalien in der Schallgeschwindigkeit in festem hcp He⁴ im Temperaturbereich des nullten Schalls

von R. WANNER und I. IWASA

(Physik-Department, Technische Universität München, BRD)

und S. WALES

(Duke University, Durham, USA)

Messungen der longitudinalen und transversalen Schallgeschwindigkeit bei 8 MHz zwischen $T = 0,16$ und $1,8$ K ergeben eine anomale Temperaturabhängigkeit unterhalb 1 K, welche nicht durch den dort erwarteten Übergang von adiabatischer Ausbreitung zu nulltem Schall erklärt werden kann.

Metalle-Deformation

Frottement intérieur dans des monocristaux de tantale écroui

par G. KNOBLAUCH, H. SCHULTZ

(Max-Planck-Institut für Metallforschung Stuttgart)

et W. BENOIT

(Laboratoire de Génie Atomique de l'Ecole Polytechnique Fédérale Lausanne)

Introduction

La limite élastique des métaux c.c. croît fortement lorsque la température de déformation décroît. En outre, des observations au microscope électronique montrent qu'après déformation à basse température le réseau de dislocations se compose essentiellement de longues dislocations à caractère vis. Ces résultats ayant été obtenus avec des métaux de haute pureté, la dépendance de la limite élastique en fonction de la température doit être attribuée à une propriété intrinsèque des dislocations vis [1, 2], et non pas à une interaction entre les dislocations et les impuretés de type interstitiel (O, N, C et H). Plusieurs modèles ont été proposés pour justifier une forte contrainte de Peierls pour le déplacement des dislocations vis. Si la contrainte appliquée est faible, le mouvement de la dislocation est contrôlé par la formation activée thermiquement de doubles décrochements de manière semblable à ce qui se passe dans les métaux c.f.c., mais avec une énergie d'activation beaucoup plus élevée. De même, l'énergie de migration des décrochements géométriques le long des dislocations vis des métaux c.c. est plus élevée que celle des métaux c.f.c.

Chambers et Schultz [3] distinguent trois groupes de maxima de frottement intérieur dans les métaux c.c. qu'ils appellent les pics α , β et γ . Seeger et Sestak [4] ont suggéré que le pic α , observé à basse température, était lié à la diffusion des décrochements géométriques le long des dislocations vis alors que les pics γ seraient en relation avec la formation de doubles décrochements et correspondraient aux pics de Bordoni dans les métaux c.f.c.

Echantillons et méthode expérimentale

Les échantillons sont des monocristaux de tantale qui ont été purifiés et dégazés sous un vide de $2 \cdot 10^{-9}$. Ils possèdent un rapport de résistivité Γ de 7000 à 8000, ce qui correspond à une concentration en impuretés interstitielles inférieure à 4 ppm. L'échantillon vibre selon un mode longitudinal avec une fréquence comprise entre 16 et 20 kHz. L'amplitude maximale de déformation est de $5 \cdot 10^{-7}$.

Résultats et analyse

La fig. 1 présente un résultat obtenu sur des échantillons déformés de 0,86% à basse température (184 K) et à haute température (354 K). Le pic P_α ($T \cong 260$ K) obtenu après déformation à basse température est plus élevé (facteur 3) que le pic obtenu après déformation à haute température. Ce pic est fortement élargi et pourrait s'analyser en somme de pics voisins. Le fond mesuré au dessous de 50 K est très faible, ce qui signifie que les dislocations sont immobiles dans ce domaine de température contrairement à ce qui est observé dans les métaux c.f.c. En plus du pic P_α on observe un épaulement vers 150 K et un fond élevé du côté haute température lié éventuellement à la présence des pics P_β . Des mesures analogues, avec des pics légèrement plus élevés, ont été obtenues à partir d'échantillons plus fortement écrouis (3%).

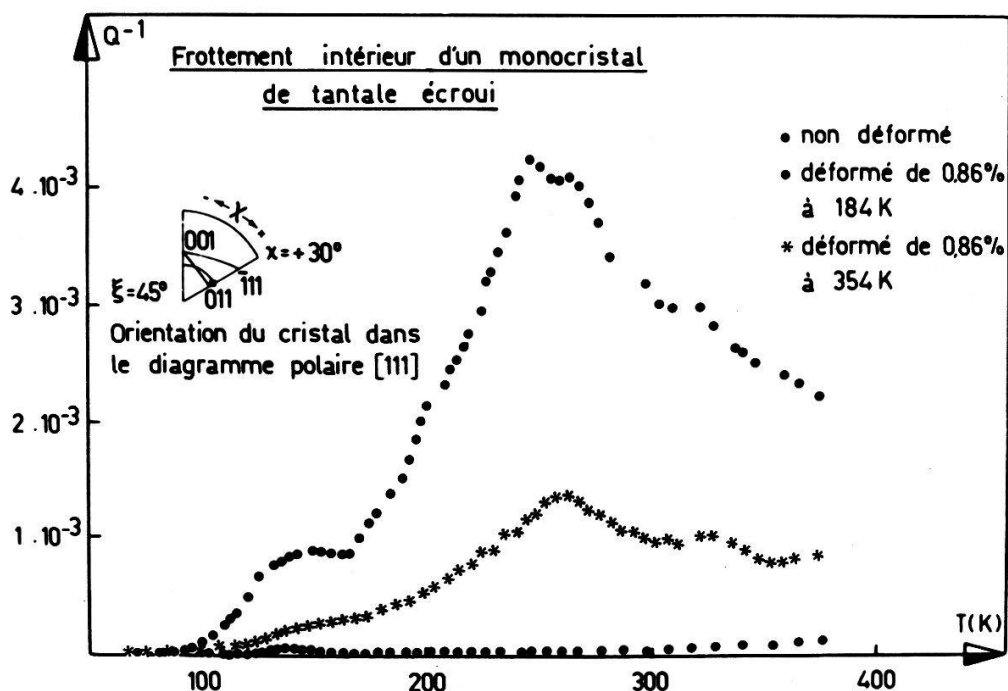


Figure 1
Frottement intérieur d'un monocristal de tantale écroui.

Ces résultats confirment l'idée que les pics P_α sont en relation avec le mouvement des dislocations vis, comme le suggère l'interprétation de Seeger et Sestak.

Remarquons que les pics observés ici sont plus élevés que ceux obtenus par d'autres auteurs dans des mêmes conditions de déformation mais sur des échantillons moins purs. D'autre part, la pureté de l'échantillon semble avoir également un effet important

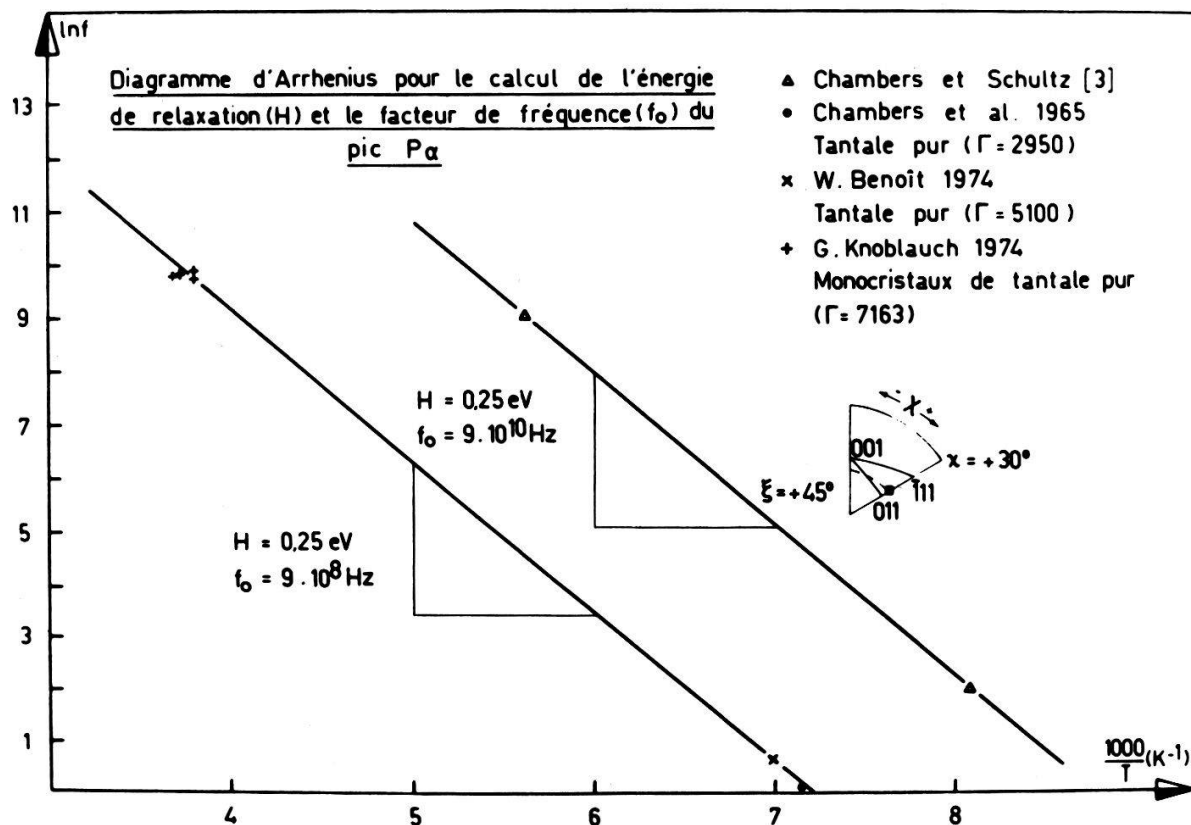


Figure 2

Diagramme d'Arrhenius pour le calcul de l'énergie de relaxation (H) et le facteur de fréquence (f_0) du pic P_α .

sur la température du pic qui se situe dans nos mesures environ 70 K plus haut que dans les mesures de Chambers et Schultz [3]. Sur la fig. 2 nous avons reporté nos résultats et ceux de Chambers et Schultz dans un diagramme d'Arrhenius. Une énergie de relaxation de 0,25 eV est mesurée dans les deux cas alors que la fréquence limite passe de $9 \cdot 10^8$ à $9 \cdot 10^{10}$. Ce phénomène devrait être lié, comme l'effet sur la hauteur du pic, à la diminution de la longueur des dislocations par la présence des impuretés.

Remerciements

Les auteurs remercient Monsieur Weller de leur avoir permis d'effectuer des mesures à basse fréquence sur son pendule de torsion.

Références

- [1] B. SESTAK, III. Int. Symp. Reinstoffe in Wissenschaft und Technik, Dresden 1970 (Akademie-Verlag, Berlin, S.221 1972).
- [2] R. LACHENMANN, Doktorarbeit, Universität Stuttgart (1972).
- [3] R. H. CHAMBERS et J. SCHULTZ, Acta Met. 10, 466 (1962).
- [4] A. SEEGER et B. SESTAK, Scripta Met. 5, 875 (1971).

Etude par frottement intérieur de la transformation ordre-désordre dans les alliages Au-Cu¹⁾

par F. COSANDEY²⁾, C. BONJOUR et M. MONDINO³⁾

(Laboratoire de Génie Atomique de l'Ecole Polytechnic Fédérale de Lausanne)

Introduction

L'existence d'une transformation ordre-désordre dans les alliages Au-Cu a été montrée [1] lors d'une étude de la relaxation de Zener dans ces alliages. Pour des compositions voisines de la composition stoechiométrique, l'alliage peut présenter trois types de structure [2, 3]:

- une phase ordonnée Cu-Au I de maille tétragonale, pour des températures inférieures à 385°C
- une phase ordonnée Cu-Au II de maille orthorhombique, dans un intervalle de température compris entre 385 et 410°C
- une phase D désordonnée Cu-Au de maille cubique faces centrées, pour des températures supérieures à 410°C.

La phase II est une phase métastable de transition entre la phase I, $T(I \rightarrow II) = 385^\circ\text{C}$, et la phase désordonnée $T(II \rightarrow D) = 410^\circ\text{C}$.

Echantillons et techniques expérimentales

Des mesures de frottement intérieur et de fréquence propre ont été réalisées sur des échantillons polycristallins ayant une concentration atomique de 50% Au. Ces alliages ont été préparés au Laboratoire à partir d'or 5 N (Métaux Précieux, Neuchâtel), et de cuivre 5 N (F. Corradi, Rho-Milan). Les mesures de frottement intérieur et de fréquence ont été effectuées dans une installation permettant d'étudier des lames minces vibrant en flexion [4].

Résultats

Lors de montées en température, on observe l'apparition d'un maximum relatif de frottement intérieur Q^{-1} ainsi qu'une variation de fréquence (fig. 1). La température à laquelle s'observe ces phénomènes est celle de la transformation ordre-désordre (410°C). Lors de descentes en températures, les variations de Q^{-1} et de fréquence s'observent à une température plus basse (fig. 1).

Afin de comprendre ces variations de fréquence ainsi que le 'retard' de la transformation lors d'une descente en température, nous avons effectué des mesures de fréquence pendant des recuits isothermes (fig. 2, 3). Pour le recuit à 360°C (courbe 1), nous voyons que le module de la phase I est rapidement atteint, par contre durant le recuit à 400°C (courbe 2), le module de la phase II n'est atteint qu'après un recuit de

¹⁾ Recherche partiellement subventionnée par le Fonds National de la Recherche scientifique, subside no. 2.0720.3.

²⁾ Actuellement Carnegie Mellon University, Pittsburgh, USA.

³⁾ Actuellement Centro Atomico, Bariloche, Argentine.

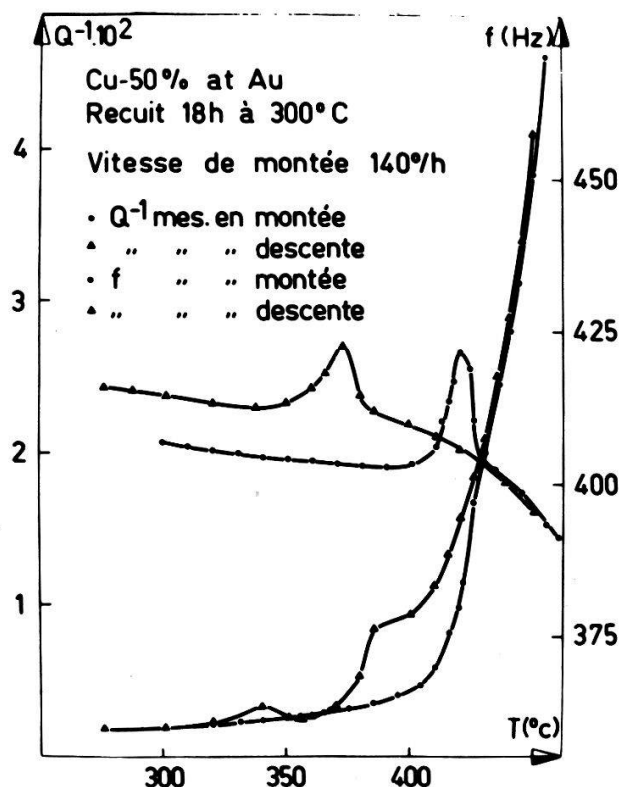


Figure 1

Evolution du frottement et de la fréquence lors d'une montée en température, suivie d'une descente à même vitesse.

5 h. Le module de la phase désordonnée est très rapidement atteint lors du recuit à 440°C (courbe 3).

Lors du recuit à 400°C (courbe 4), nous voyons apparaître un palier correspondant au module élastique de la phase I, suivi d'une évolution vers le module de la phase II. La durée du palier dépend de la température du recuit. Si la température est proche de 385°C (I → II), il est très court, par contre si la température est proche de 410°C (II → D), il est très long. Ce palier correspond au temps d'incubation de la phase II [5].

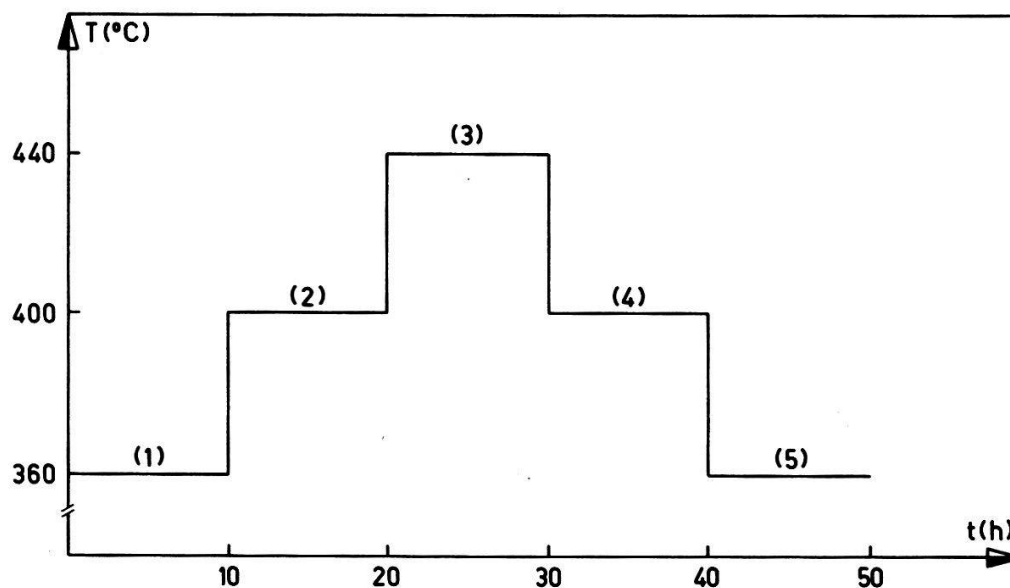


Figure 2

Programme de température.

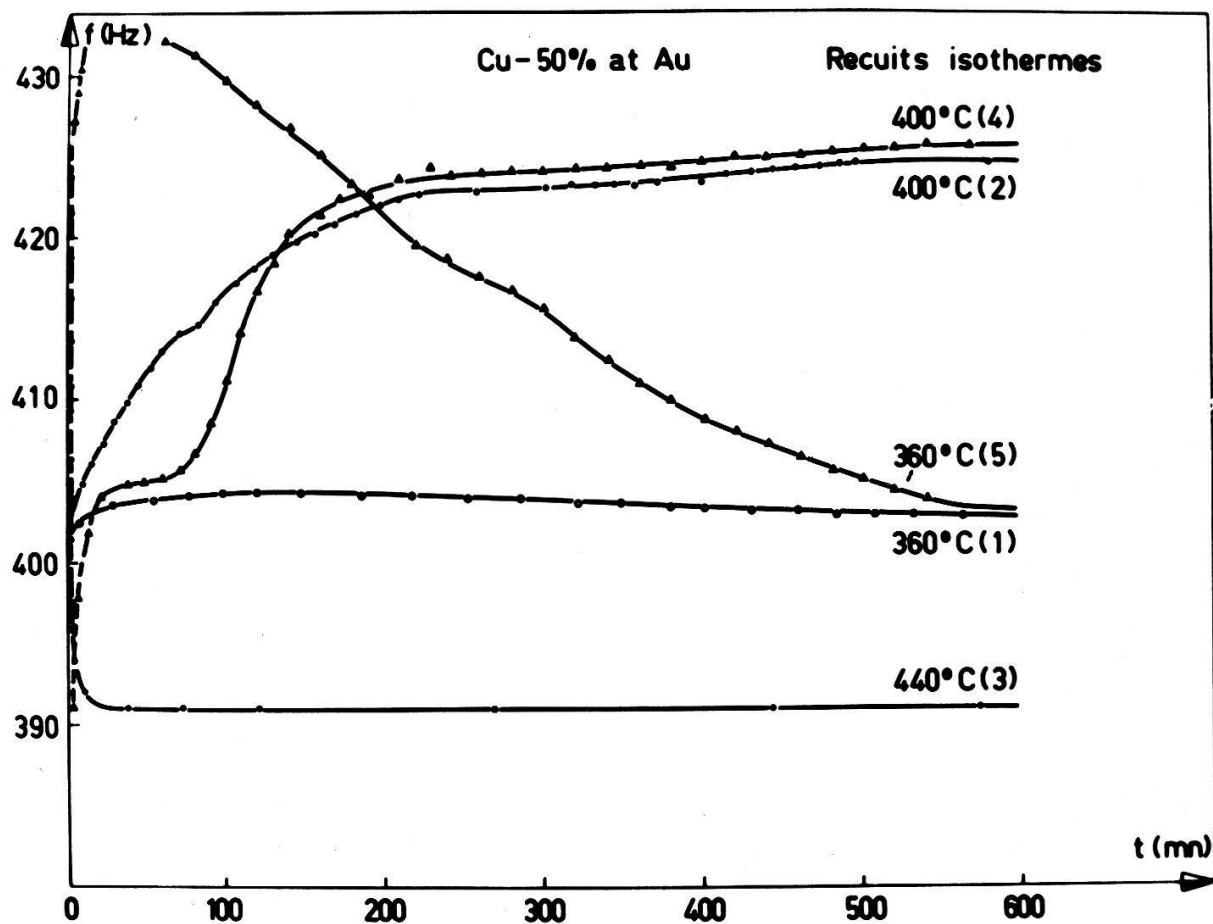


Figure 3

Evolution de la fréquence f lors de recuits isothermes, dont on déduit la variation de module élastique. Les numéros renvoient au programme de température de la fig. 2.

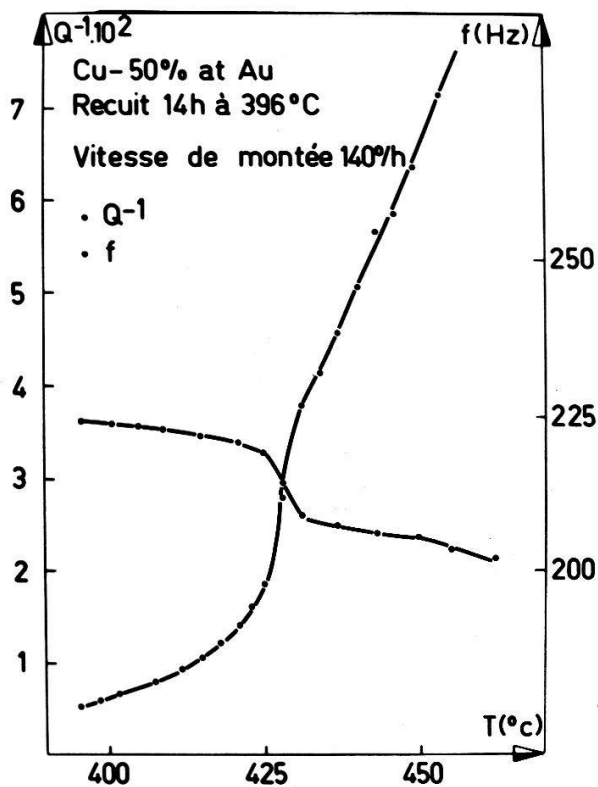


Figure 4

Evolution du frottement intérieur et de la fréquence pour un échantillon recuit 18 h à 390°C.

Nous voyons donc que lors de la transition phase désordonnée-phase ordonnée Au-Cu II, il ne peut y avoir formation de cette dernière que si la phase Au-Cu I a pu se former.

Pendant le recuit à 360°C (courbe 5), nous voyons apparaître un maximum de fréquence déjà observé par Brotzen et al. [6], et dû à la formation des domaines d'antiphase (domaines ordonnés voisins où les séquences sont décalées). Ce maximum est suivi d'une diminution du module qui est attribuée à la croissance des domaines d'antiphase, c'est-à-dire à la diminution des parois d'antiphase.

Ces résultats nous permettent de faire les remarques suivantes:

- Après un recuit à une température où existe la phase I, le maximum obtenu lors de la montée en température est dû à la transformation II $\rightarrow$ D. Par contre le maximum obtenu lors de la descente est dû à la formation des domaines d'antiphase de la phase I, ce qui explique le 'retard' de la transformation.
- Après un recuit à une température où existe la phase II (fig. 4), on observe lors d'une montée en température une baisse de fréquence due à la différence des modules entre les phases II et D. La descente en température effectuée après cette montée permet de retrouver exactement la même évolution que celle d'un échantillon recuit à une température inférieure à 385°C.

Références

- [1] C. BONJOUR et W. BENOIT, *Helv. Phys. Acta* **45**, 23 (1972).
- [2] S. OGAWA et D. WATANABE, *J. Phys. Soc. Japan* **9**, 475 (1954).
- [3] B. W. ROBERTS, *Acta Met.* **2**, 597 (1954).
- [4] T. JALANTI, thèse EPFL, 1974 (à paraître).
- [5] H. C. TONG et C. M. WAYMAN, *Acta Met.* **21**, 1381 (1973).
- [6] F. BROTZEN et R. MCLELLLEN, *Scripta Met.* **5**, 241 (1971).

Evolution du frottement intérieur et de l'anomalie de module élastique des domaines recristallisés de l'Ag 99,995%¹⁾

par P. STADELMANN, A. ISORÉ et W. BENOIT

(Laboratoire de Génie Atomique de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne)

La recristallisation des métaux écrouis est accompagnée par de profonds changements de la structure du réseau des dislocations. Ce changement se traduit dans les mesures de frottement intérieur et d'anomalie de module élastique par de brusques variations de ces grandeurs. A. Isoré [1, 2] a montré que les grains nouvellement recristallisés étaient responsables de ces effets.

Nous développons dans cet article un modèle qui permet de suivre l'évolution isotherme du frottement intérieur Q^{-1} et de l'anomalie de module élastique $\Delta E/E$ des domaines recristallisés. L'évolution des paramètres fondamentaux du réseau des dislocations dans le grain recristallisé en sera déduite.

Partie expérimentale

Nous avons appliqué ce modèle à la recristallisation d'éprouvettes d'Ag 99,995%. Les éprouvettes d'argent sont préalablement usinées sous forme de barreaux, puis

¹⁾ Recherche partiellement subventionnée par le Fonds National de la Recherche Scientifique, subside no. 2.0720.3.

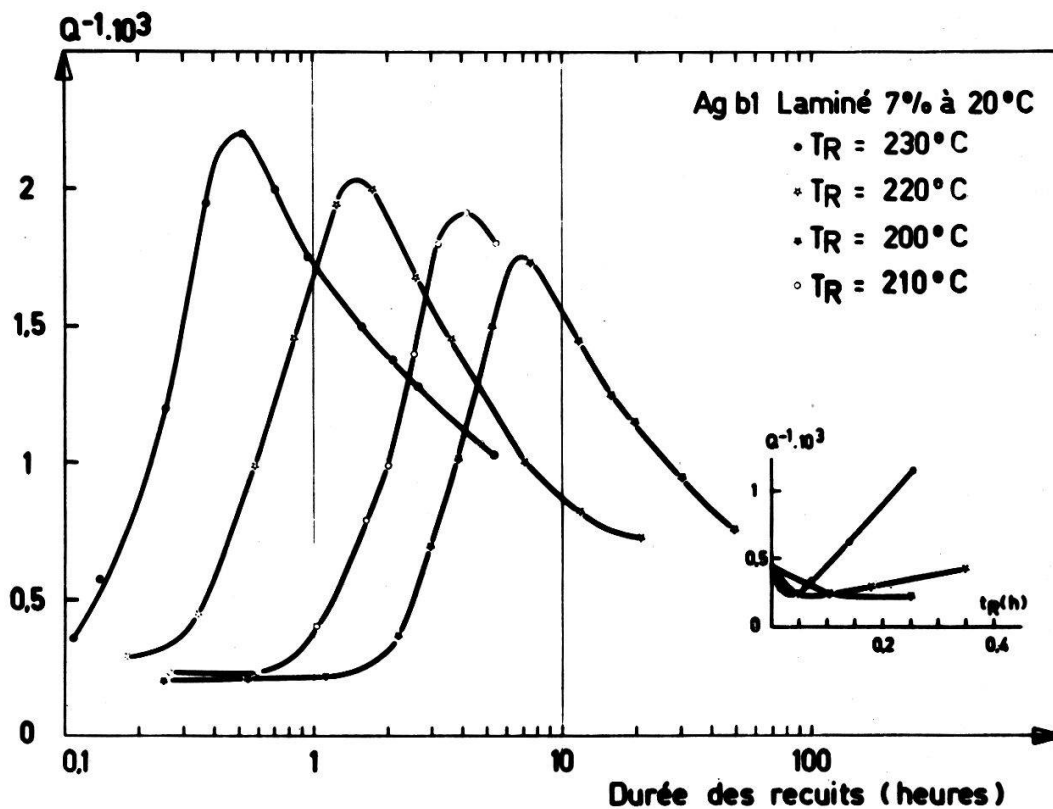


Figure 1
Evolution du frottement intérieur total de l'éprouvette [2].

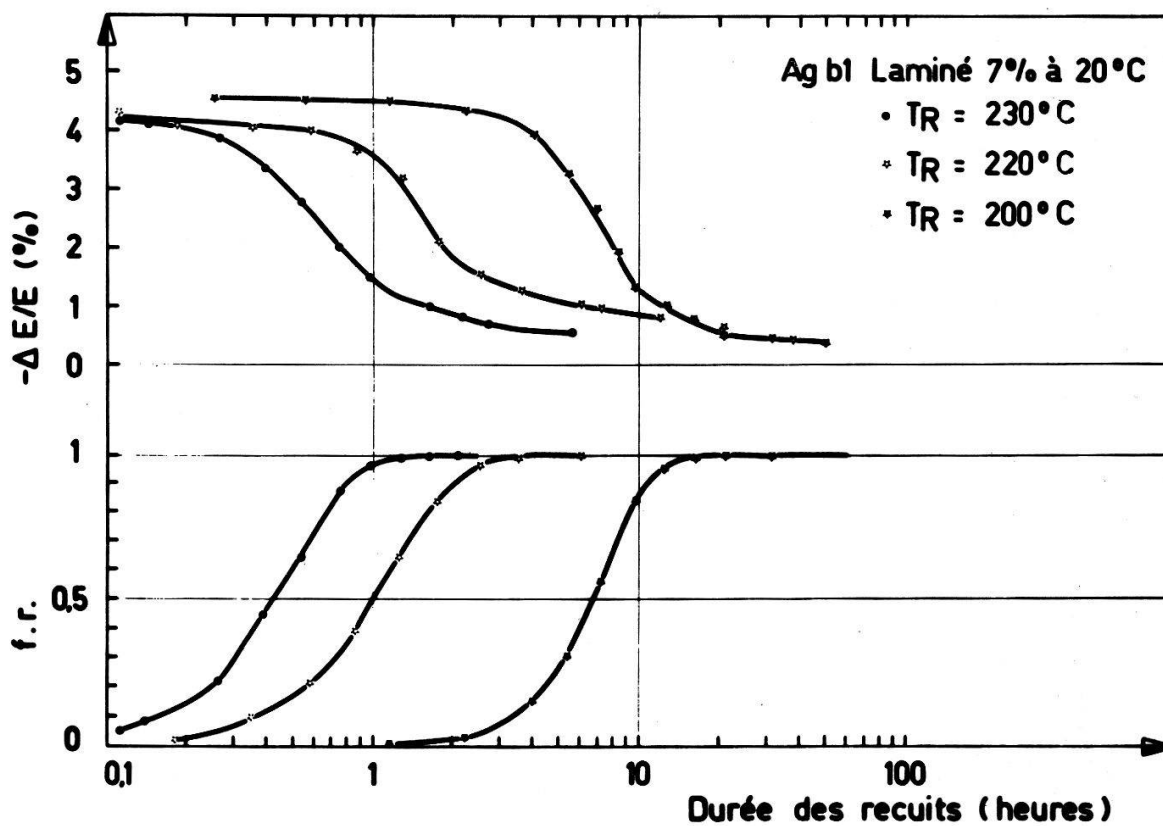


Figure 2
Evolution de l'anomalie de module élastique $\Delta E/E$ et de la fraction recristallisée $f.r.$ de l'éprouvette [2].

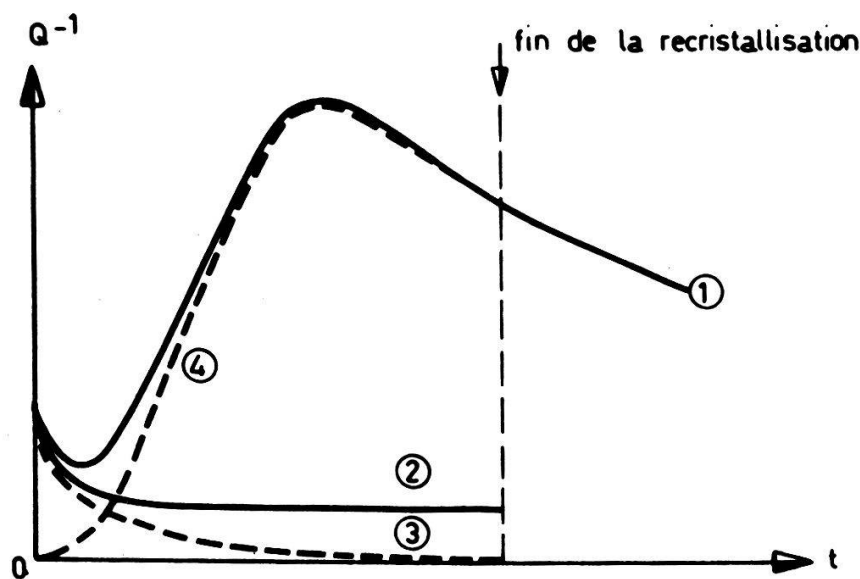
recuites sous vide pendant 4 heures à 600°C. Ces barreaux ont alors tous la même structure cristalline. Ils sont ensuite laminés de 7% par passe de 1%.

On mesure à 20°C le frottement intérieur et la fréquence propre de l'éprouvette après qu'elle ait subi des recuits isothermes à température T_R . Ces mesures se font en flexion à la fréquence de 3 kHz [1, 3]. Sur des échantillons ayant subi exactement les mêmes traitements, on fait des mesures de microdureté qui nous permettent de connaître la fraction recristallisée f.r. de l'éprouvette, c'est-à-dire le rapport des grains recristallisés à l'ensemble des grains écrouis et recristallisés. Les figs. 1 et 2 montrent les résultats de ces mesures [2]. L'évolution isotherme de Q^{-1} , $\Delta E/E$ et f.r., y est représentée pour des températures de recuit de 200, 220, 230°C.

Modele physique

Le modèle physique est basé sur les hypothèses suivantes:

- le frottement intérieur local $Q_{L,R}^{-1}$ d'un domaine élémentaire recristallisé a une évolution temporelle
- le frottement intérieur Q_e^{-1} d'un grain écroui est constant pour une température de recuit donnée. Cette constante est accessible par la mesure
- le frottement intérieur total mesuré Q_m^{-1} est dû uniquement aux contributions des grains écrouis et des grains recristallisés.



① Frottement intérieur mesuré Q_m^{-1}

② Frottement intérieur de la phase écrouie Q_e^{-1}

③ $(1-f) \times Q_e^{-1}$

④ $Q_m^{-1} - (1-f) Q_e^{-1} = Q_{\bar{R}}^{-1}$

Figure 3
Décomposition du frottement intérieur total [1].

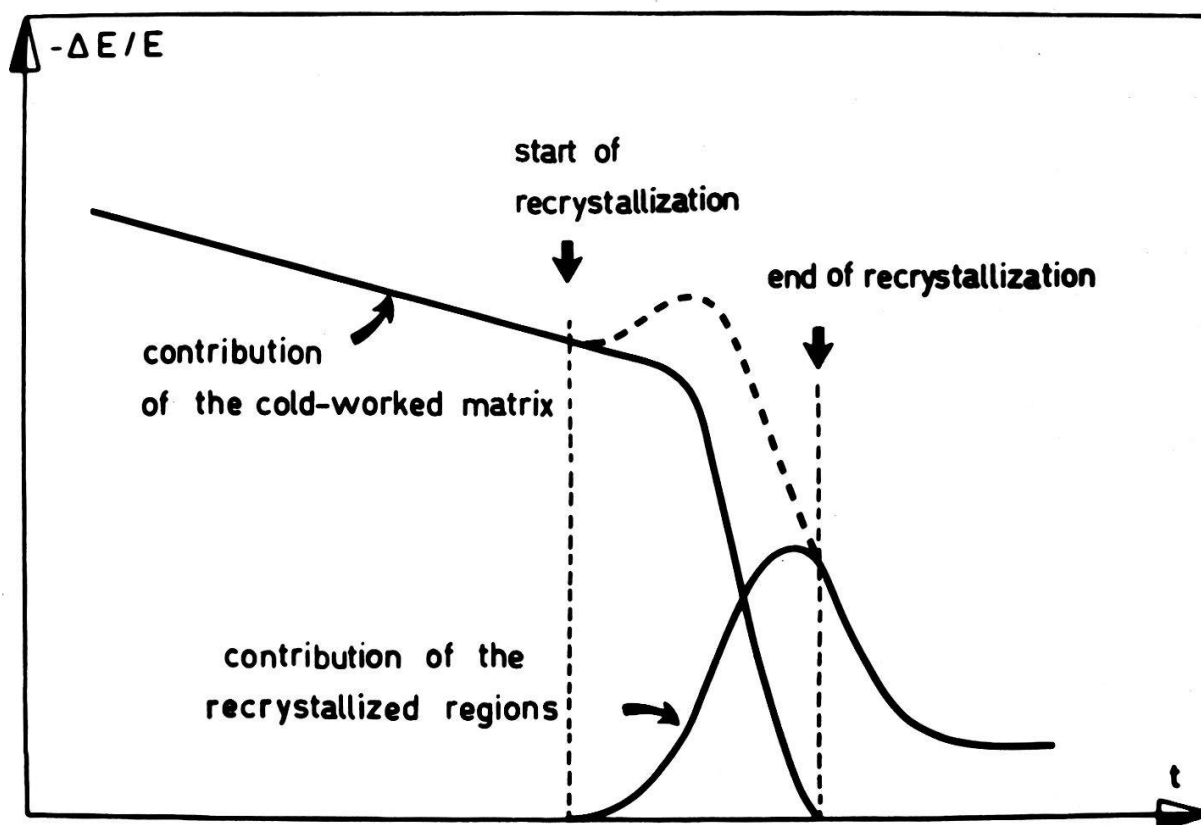


Figure 4
Décomposition de l'anomalie de module totale [1].

Les mêmes hypothèses sont faites dans le cas de l'anomalie de module élastique. La décomposition de Q_m^{-1} , respectivement $(\Delta E/E)/m$, en deux contributions Q_E^{-1} et Q_R^{-1} , $(\Delta E/E)/E$ et $(\Delta E/E)/R$, est représentée sur les figs. 3 et 4. L'expression générale de la décomposition est donnée par :

$$Q_m^{-1}(t) = Q_e^{-1} \cdot (1 - fr(t)) + Q_R^{-1}(t) \quad (1)$$

frottement intérieur mesuré
contribution des grains écrouis
contribution des grains recristallisés

$$Q_R^{-1}(t) = \int_0^t \frac{dfr(\tau)}{d\tau} \cdot Q_{L,R}^{-1}(t - \tau) d\tau \quad (2)$$

Il suffit donc de déconvoluer l'expression (2) pour connaître l'évolution isotherme du frottement intérieur local d'un grain recristallisé. En répétant le même traitement dans le cas de l'anomalie de module élastique, on peut alors connaître les paramètres fondamentaux du réseau des dislocations [4 à 6] :

$$A = 5,6 \cdot 10^7 (\Delta E/E)^2 \cdot \frac{1}{Q^{-1}} \quad (3)$$

$$L = 3,9 \cdot 10^{-4} (Q^{-1}/\Delta E/E)^{1/2}$$

A = densité des dislocations (cm^{-2}), L = longueur moyenne des dislocations (cm).

Resultats

Pour déconvoluer l'expression (2) différentes méthodes ont été essayées:

- Une méthode par transformation de Fourier numérique; celle-ci oscillait fortement à l'origine.
- Une méthode de déconvolution par projections dans une base de vecteurs hiérarchisés; celle-ci présentait des oscillations d'un même type.
- Une discrétisation de (2) donnait des résultats négatifs liés à la méthode même [7 à 9].

La méthode retenue qui est aussi numérique, consiste à faire l'hypothèse que l'évolution locale de l'anomalie de module élastique et du frottement intérieur des grains recristallisés suit une loi du type:

$$A(t) = A(\infty) + [A(0) - A(\infty)] \cdot \exp(-Bt^n) \quad (4)$$

avec:

$$B = B_0 \cdot \exp(-W/kT_R)$$

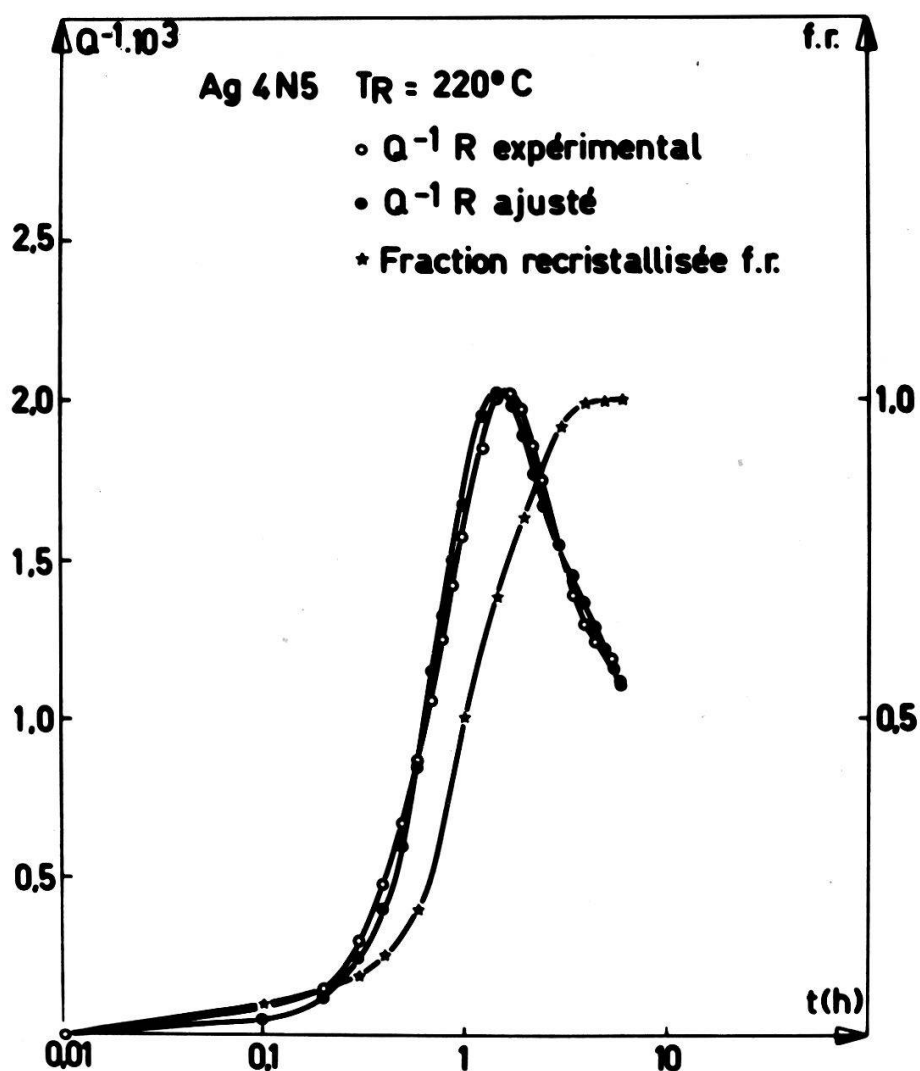


Figure 5
Ajustage des paramètres de $Q_{L,R}^{-1}$; $T_R = 220^\circ\text{C}$.

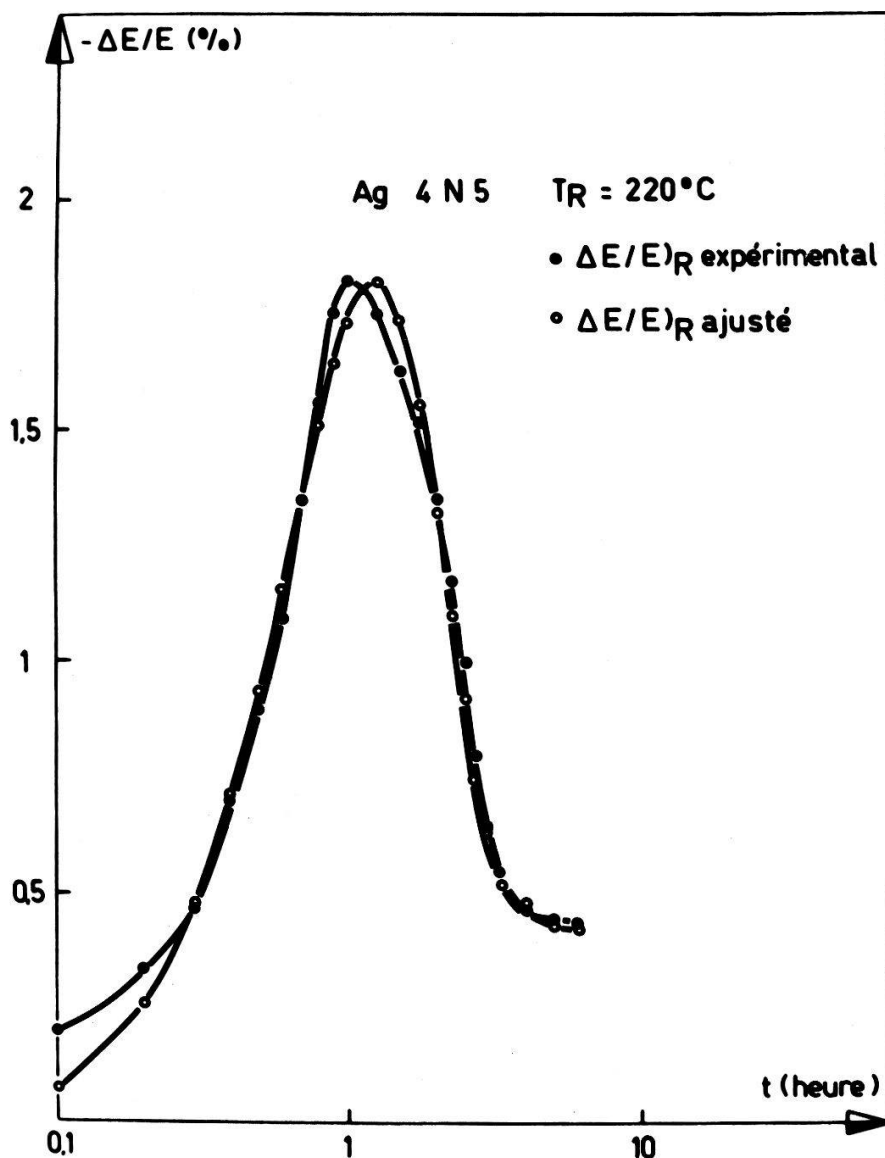


Figure 6

Ajustage des paramètres de $(\Delta E/E)/L, R$; $T_R = 220^\circ\text{C}$.

La déconvolution numérique a été effectuée pour les résultats de mesures des trois températures de recuit suivantes: $T_R = 200, 220, 230^\circ\text{C}$. Il se dégage de cet ajustage de paramètres, certains faits remarquables:

- L'exposant n , ajusté, est toujours supérieur à 0,66 et inférieur à 0,78, ce qui indique, si le modèle choisi est juste, que la restauration du réseau des dislocations des grains recristallisés n'est pas pilotée par un phénomène de diffusion pure.
- L'énergie d'activation thermique W du processus de restauration du réseau des dislocations des grains recristallisés est voisine de 1 eV. Cette énergie, qui est comprise entre l'énergie de diffusion des lacunes dans Ag (0,7 eV) et l'énergie d'autodiffusion dans Ag (1,8 eV), montre que les lacunes jouent un rôle important dans ce processus de restauration.

Nous avons présenté, dans le cas particulier d'une température de recuit de 220°C , les étapes successives du calcul. Les figs. 5 et 6 montrent le résultat de l'ajustage des paramètres comparé à la mesure de Q_R^{-1} (fig. 5) et de $(\Delta E/E)/R$ (fig. 6). Un test de χ^2 d'intervalle de confiance égal à 0,95 nous a montré que l'hypothèse d'une évolution de $Q_{L,R}^{-1}$ et $(\Delta E/E)/L, R$ du type (4), ne pouvait pas être rejetée.

La fig. 7 montre l'évolution de $Q_{L,R}^{-1}$ et $(\Delta E/E)/L, R$, suivant une loi du type (4), en fonction du temps de maintien à la température de recuit de 220°C . On y remarque une évolution très rapide de ces deux grandeurs ($n = 0,78$).

La fig. 8 représente la distribution de la densité λ et de la longueur moyenne L des dislocations du réseau des dislocations dans un grain écroui et dans un grain recristallisé, en fonction de la distance au joint de grain ($v = 12 \text{ \AA/sec}$) qui les séparent.

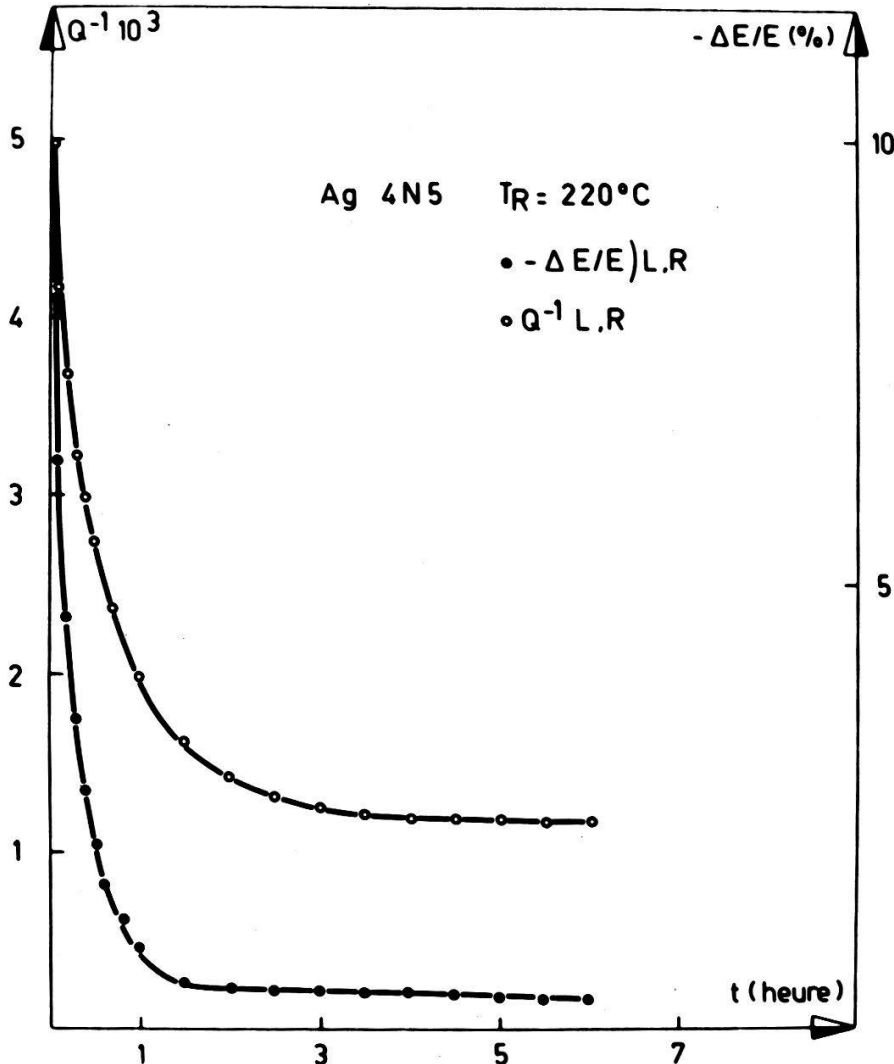


Figure 7

Evolution de $Q_{L,R}^{-1}$ et de $(\Delta E/E)/L, R$ dans les grains recristallisés; $T_R = 220^\circ\text{C}$.

On remarque sur la fig. 8 une discontinuité de la longueur moyenne des dislocations due au passage du joint de grain. Cette discontinuité provient de la disparition des cellules d'écrouissage. La longueur moyenne des dislocations varie ensuite peu, ce qui semble indiquer un épinglage des dislocations par les impuretés.

La densité λ des dislocations présente aussi une discontinuité; celle-ci est suivie d'une très brusque décroissance que nous attribuons aux réarrangements et à la recombinaison des dislocations qui forment finalement un réseau stable.

Les valeurs de λ et de L avant recristallisation et après restauration du réseau des dislocations du grain recristallisé sont en bon accord avec les mesures d'autres auteurs [1], [6], bien que la densité des dislocations dans les grains écrouis (laminage de 7%) paraît faible. En effet, la mesure de Q^{-1} et de $\Delta E/E$ ne met en évidence que les dislocations mobiles des cellules d'écrouissage.

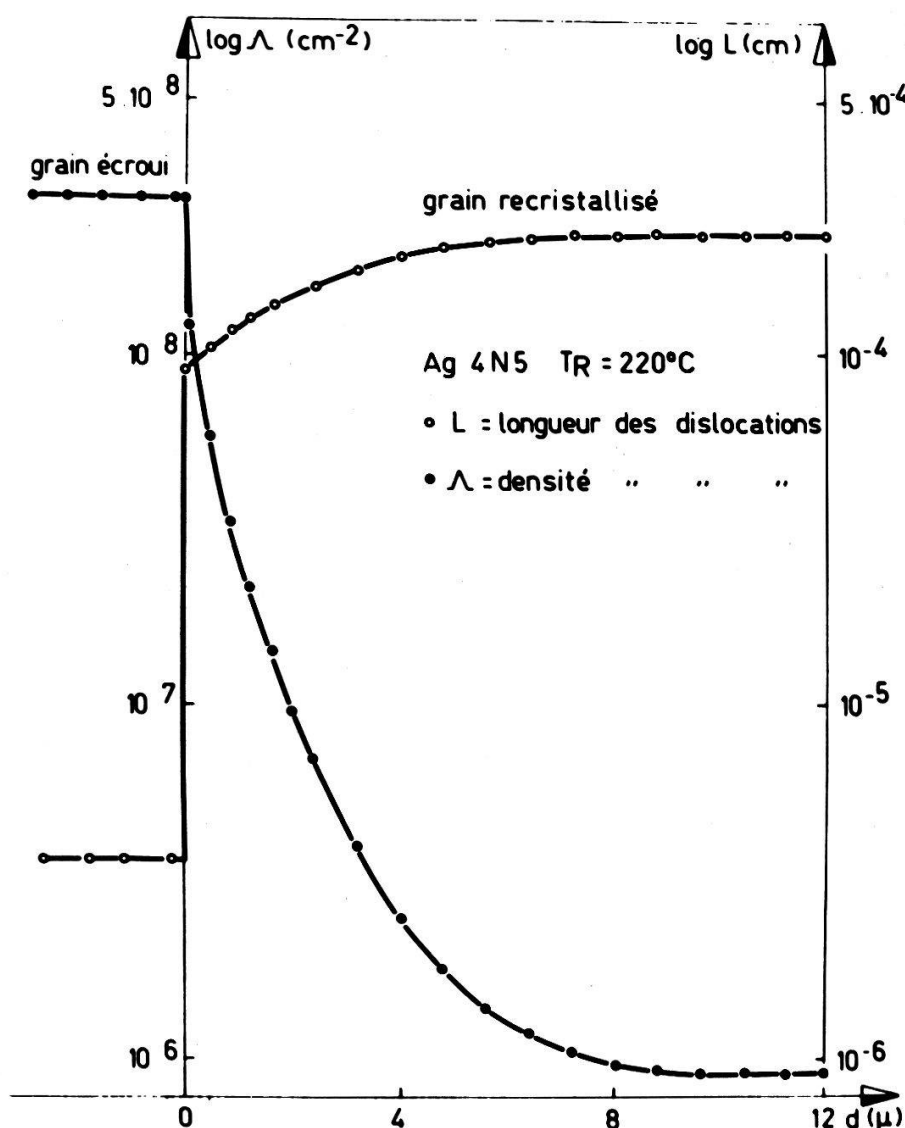


Figure 8

Représentation spatiale de la densité Λ et de la longueur moyenne L des dislocations dans le grain écroui et dans le grain recristallisé, en fonction de la distance d au joint de grain qui les sépare.

Conclusion

Nous avons pu mettre en évidence, dans le cadre du modèle et des hypothèses de calcul, une distribution spatiale de la longueur moyenne et de la densité des dislocations du réseau des dislocations du grain recristallisé. Cette distribution est liée à la vitesse de migration des joints séparant les nouveaux grains des anciens grains. On comprend aussi pourquoi la microscopie électronique en transmission a des difficultés à suivre la restauration du réseau des dislocations des grains recristallisés puisque la densité et la longueur moyenne des dislocations ne varient pratiquement plus à partir d'une distance au joint de grain d'environ 4μ . Finalement, par nos résultats, on peut connaître plus précisément les forces agissant dans le processus de migration des joints de grain puisqu'elles sont proportionnelles à $\Delta\Lambda = \Lambda_E - \Lambda_R$.

Références

- [1] A. ISORÉ, thèse EPF-Lausanne (1973).
- [2] A. ISORÉ, O. MERCIER et W. BENOIT, Mém. Sci. Rev. Mét. 70, 509 (1973).

- [3] A. ISORÉ et P. STADELMANN, à paraître dans *Rev. Phys. Appl.*
- [4] J. S. KOEHLER, dans *Imperfections in Nearly Perfect Crystals*, Chap. 7, édité par W. SHOCKLEY et al. (John Wiley, New York 1952).
- [5] A. GRANATO et K. LÜCKE, *J. Appl. Phys.* 27, 583 (1956).
- [6] R. C. FORNEROD, *Mém. Sci. Rev. Mét.* 66, 157 (1969).
- [7] G. DE MARSILY, *Compte-rendu du séminaire 'Traitement du signal', 1, 49 (CEN-Grenoble 1973).*
- [8] G. MARTY id. 1, 13 (CEN-Grenoble 1973).
- [9] R. DESCOUT, id. 1, 28 (CEN-Grenoble 1973).

Théorie des processus irréversibles et phénomènes de relaxation et d'hystérèse en anélasticité¹⁾

par B. VIRTOZ

(Laboratoire de Génie Atomique de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne)

Thermodynamique

Considérons un solide comprenant certains types de défauts de structure (défauts ponctuels, dislocations, etc.). Supposons que l'on puisse caractériser l'état local de ce système par les variables d'état :

u = énergie interne massique (par unité de masse) ;

e_{ij} = tenseur de déformation ;

ξ = variable interne (ou ensemble de variables internes) définissant l'écart moyen local de l'état des défauts considérés par rapport à l'équilibre thermodynamique du système ; naturellement, ξ est un tenseur si l'état des défauts est de nature tensorielle, par exemple : dipôles élastiques (Zener).

Si l'on suppose, comme on le fait usuellement [1 à 3], que localement l'équation de Gibbs est valable (hypothèse de l'équilibre local) :

$$T ds = du - \theta_{ij} de_{ij} + A d\xi \quad (1)$$

où :

T = température absolue,

s = entropie massique.

$\theta_{ij} = \sigma_{ij}/\rho$; σ_{ij} = tenseur des contraintes ; ρ = masse spécifique ;

A = affinité ou force associée à la variable ξ .

Dans l'équation (1) et par la suite, nous utilisons la convention de sommation sur les indices répétés.

A l'équilibre mécanique local, l'affinité A est nulle et la variable ξ prend la valeur $\bar{\xi}$:

$$\text{équilibre mécanique} \Rightarrow A = 0 \quad \text{et} \quad \xi = \bar{\xi} \quad (2)$$

Par l'intermédiaire de l'énergie libre massique de Gibbs g :

$$g = u - Ts - \theta_{ij} e_{ij} \quad (3)$$

¹⁾ Recherche partiellement subventionnée par le Fonds National de la Recherche Scientifique, subside no. 2.0720.73.

on fait le changement de variables $(u, e_{ij}, \xi) \rightarrow (T, \theta_{ij}, \xi)$:

$$dg = -s dT - e_{ij} d\theta_{ij} - A d\xi \quad (4)$$

d'où:

$$A = -\frac{\partial g}{\partial \xi} \cong -\frac{\partial^2 g}{\partial T \partial \xi} \Big|_0 (T - T_0) - \frac{\partial^2 g}{\partial \theta_{ij} \partial \xi} \Big|_0 \theta_{ij} - \frac{\partial^2 g}{\partial \xi^2} \Big|_0 \xi \quad (5)$$

Dans le développement limité (5), l'indice 0 indique que la valeur de la grandeur est prise à l'équilibre thermodynamique. Pour simplifier la présentation, supposons que le système a une évolution isotherme: $T = T_0$.

Avec l'équilibre mécanique (2), l'équation (5) peut alors s'écrire:

$$A = K(\bar{\xi} - \xi) \quad (6)$$

$$K = \frac{\partial^2 g}{\partial \xi^2} \Big|_0 = \text{constante de rappel associée à } \xi \quad (7)$$

$$\bar{\xi} = K^{-1} \frac{-\partial^2 g}{\partial \theta_{ij} \partial \xi} \Big|_0 \theta_{ij} = K^{-1} \kappa_{ij} \theta_{ij} \quad (8)$$

Si l'on admet que, pour T et θ_{ij} donnés, l'équilibre mécanique est stable:

$$K > 0 \quad (9)$$

Evolution

Pour étudier l'évolution du système et obtenir les équations cinétiques, on recourt aux équations phénoménologiques des processus irréversibles. Le bilan local d'entropie s'écrit:

$$\rho \frac{ds}{dt} = \sigma - \text{div } \vec{J}_s \quad (10)$$

d/dt = dérivée temporelle convective (on suit le mouvement du centre de masse local);

σ = source d'entropie (production d'entropie par unité de temps et de volume);

$\vec{J}_s$ = flux d'entropie, à travers une surface en mouvement avec les centres de masse locaux.

Le deuxième principe de la thermodynamique s'écrit localement:

$$\sigma \geq 0 \quad (11)$$

Utilisant l'équation de Gibbs (1) et les bilans de masse, de quantités de mouvement et d'énergie, on trouve:

$$\sigma = \frac{\rho}{T} (A - M \ddot{\xi}) \dot{\xi} \quad (12)$$

dans le cas simplifié de l'équilibre thermique ($T = \text{cste}$) et de l'équilibre chimique (potentiel chimique $\mu = \text{cste}$); si ce n'est pas le cas, des termes du type $\text{grad } T$ et $\text{grad } \mu$ s'ajoutent dans le deuxième membre de (12). La grandeur M dans (12) est le coefficient d'inertie associé à la variable ξ . On reconnaît dans l'expression de la source d'entropie (12) le produit d'une force thermodynamique ($A - M\ddot{\xi}$) par un courant ($\dot{\xi}$). Les équations phénoménologiques [1] permettent d'écrire:

$$\dot{\xi} = L(A - M\ddot{\xi}) \quad (13)$$

Avec (11) on doit avoir:

$$L > 0 \quad (14)$$

Equation de relaxation-résonance

A partir des équations (6), (8) et (13), on obtient finalement l'équation cinétique pour la variable ξ :

$$M\ddot{\xi} + L^{-1}\dot{\xi} + K\xi = \kappa_{ij}\theta_{ij} \quad (15)$$

C'est l'équation caractéristique d'un phénomène de relaxation-résonance:

$$(KL)^{-1} = \tau = \text{temps de relaxation}$$

$$(K/M)^{1/2} = \omega_0 = \text{pulsation de résonance}$$

L'intégration de l'équation (15), dans le cas par exemple où la contrainte θ_{ij} est une fonction harmonique du temps imposée (pulsation ω), permet d'exprimer notamment l'énergie interne u dont on peut déduire la dissipation d'énergie volumique Δw par cycle:

$$\Delta w = \int_{2\pi/\omega} \rho \dot{u} dt$$

que l'on peut atteindre expérimentalement par une mesure du frottement intérieur (atténuation d'ondes élastiques).

L'équation générale (15) comprend comme cas particulier l'équation du mouvement de dislocations décrites dans le modèle de la corde vibrante, suggéré par Koehler [4], puis développé par Granato et Lücke [5].

La variable ξ est alors égale au déplacement moyen des dislocations. Mais l'équation (15) doit régir formellement une classe assez grande de phénomènes de relaxation-résonance, comme par exemple l'effet Zener [6], l'effet Snoek [7], les interactions dislocations-réseau, dislocations-défauts ponctuels.

Les phénomènes d'hystérèse peuvent également être compris dans ce formalisme, si l'on fait dépendre la constante de rappel K du sens d'évolution $\dot{\xi}/|\dot{\xi}|$ de la variable ξ . A une valeur de ξ peuvent alors correspondre pour K deux valeurs différentes. Selon la formule (7) qui relie K à une dérivée seconde de l'énergie libre g , l'apparition d'une hystérèse doit provenir d'une transformation de phase de deuxième espèce. L'équation (15) est alors non linéaire en ξ . Son intégration peut se faire par la méthode d'approximation de Krylov et Bogoliubov [8].

Par rapport à la théorie courante de la relaxation anélastique [9], le formalisme présenté ici tient compte de l'inertie des défauts de structure et d'une hystérèse éventuelle.

Références

- [1] R. S. DE GROOT et P. MAZUR, *Non-Equilibrium Thermodynamics* (North-Holland, Amsterdam 1962).
- [2] J. MEIXNER et H. G. REIK, *Thermodynamik der irreversiblen Prozesse, Encyclopedia of Physics*, Vol. III/2 (Springer, Berlin 1959).
- [3] P. GLANSDORFF et I. PRIGOGINE, *Structure-Stabilité et Fluctuations* (Masson, Paris 1971).
- [4] J. S. KOEHLER, dans *Imperfections in Nearly Perfect Crystals*, Chap. 7, édité par W. SHOCKLEY et al. (Wiley, New York 1952).
- [5] A. GRANATO et K. LÜCKE, *J. Appl. Phys.* 27, 583 (1956).
- [6] C. ZENER, *Trans. AIME* 152, 122 (1943).
- [7] J. L. SNOEK, *Physica* 6, 591 (1939).
- [8] N. MINORSKY, dans *The Mathematics of Physics and Chemistry*, Vol. 2, Chap. 6, édité par H. MARGENAU et G. M. MURPHY (Van Nostrand, New York 1964).
- [9] A. S. NOWICK et B. S. BERRY, *Anelastic Relaxation in Crystalline Solids* (Academic Press, New York 1972).

Etude des pics de Hasiguti dans l'or pur écroui à basse température¹⁾

par F. BAUDRAZ et O. MERCIER

(Laboratoire de Génie Atomique de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne)

Introduction

La migration des défauts ponctuels vers les dislocations peut être étudiée en suivant l'évolution du frottement intérieur et de l'anomalie de module d'échantillons écrouis en fonction de recuits successifs.

De telles mesures ont été effectuées sur des échantillons d'or de très haute pureté (1 ppm d'impuretés). Les résultats sont comparés à ceux obtenus avec de l'or moins pur (~ 10 ppm d'impuretés). Les échantillons sont des fils de 10 mm de longueur et de 1 mm de diamètre.

L'installation de mesure est un pendule de torsion inversé [1]: fréquence ~ 1 Hz, mesures à faible déformation ($\sim 10^{-6}$), domaine de température de l'azote liquide à 400°C .

Les échantillons ont d'abord été recuits 4 heures à 400°C sous vide, puis ont été écrouis dans le pendule par torsion cyclée à 78 K (quantité d'écrouissage $\sim 6\%$).

Des montées linéaires successives de températures finales croissantes ont été effectuées (vitesse de montée 1 K/mn). Le frottement intérieur et la fréquence sont mesurés pendant une montée linéaire jusqu'à la température finale T_f . Après quoi l'échantillon est refroidi rapidement et une nouvelle montée linéaire est effectuée jusqu'à une température finale supérieure à la précédente.

¹⁾ Recherche partiellement subventionnée par le Fonds National de la Recherche Scientifique, subside no. 2.0720.73.

Résultats

Pour le frottement intérieur, les résultats caractéristiques ont été reportés sur la fig. 1. Le numéro de chaque courbe est celui de la montée linéaire dont la température finale correspond au dernier point de mesure.

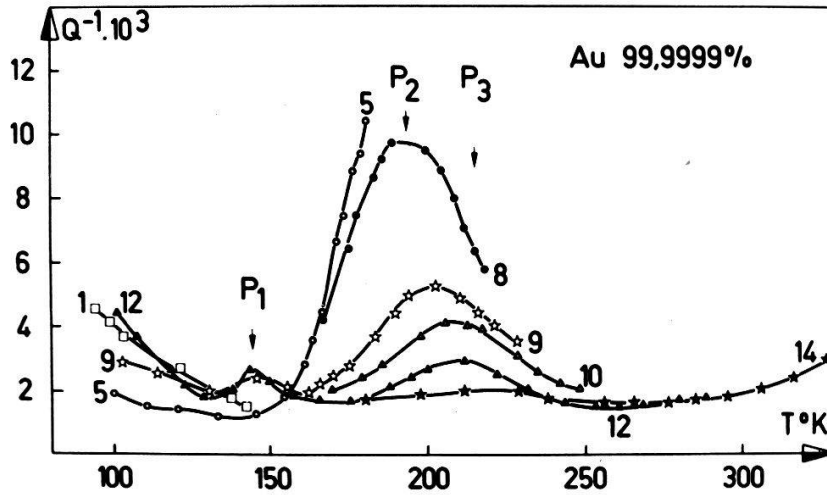


Figure 1

Frottement intérieur lors de montées linéaires de température. Echantillon d'or 99,9999% écroui par torsion à 78 K.

On observe un pic vers 145 K (P_1) qui apparaît dès la montée 9, et un pic vers 190 K (P_2). Après la montée jusqu'à 190 K (courbe 5), P_2 diminue et se déplace vers les hautes températures lors des montées linéaires suivantes. Certains auteurs attribuent ce déplacement à l'évolution d'un pic P_3 situé vers 210 K [2]. Par la suite, P_2 et P_3 seront traités comme un seul pic, élargi. Ces pics, appelés pics de Hasiguti [3], sont attribués à l'interaction dislocations-défauts ponctuels.

La fig. 2 représente la variation de l'anomalie de module et des caractéristiques des pics en fonction de la température finale de la montée précédant la mesure. Les hauteurs

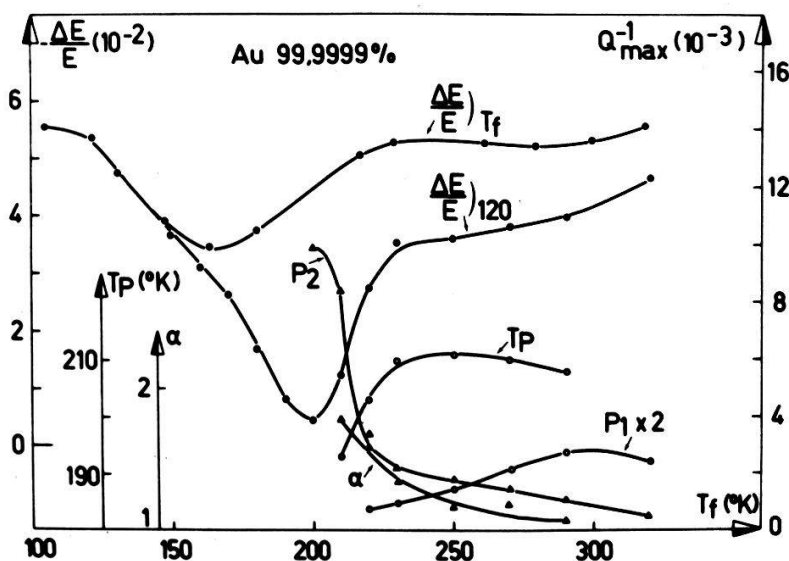


Figure 2

Hauteurs des pics P_1 et P_2 , température T_P de P_2 , facteur d'élargissement α de P_2 mesuré à mi-hauteur, anomalie de module $\Delta E/E(T_f)$ mesurée à température finale et anomalie de module $\Delta E/E(120)$ mesurée à 120 K en fonction de la température finale de la montée précédant la mesure.

des pics, fond soustrait, ($Q_{\max}^{-1}$) sont désignées par P_1 et P_2 . T_p est la température du maximum du pic P_2 et α son facteur d'élargissement par rapport au pic théorique du solide linéaire idéal.

La mesure de la fréquence de vibration de l'échantillon permet de calculer l'anomalie de module $\Delta E/E$:

$$\Delta E/E = (f^2 - f_0^2)/f_0^2$$

où f_0 est une fréquence de référence (de l'échantillon bien recuit par exemple). Pour chaque montée linéaire, deux mesures de l'anomalie de module ont été effectuées:

- $\Delta E/E(T_f)$ a été mesurée à la température finale de la montée, dans un domaine où les défauts ponctuels peuvent être mobiles. Cette mesure combine l'effet de recuit à celui de la température de mesure.
- $\Delta E/E(120)$ a été mesurée chaque fois à 120 K, c'est-à-dire à basse température, dans un domaine où les défauts ponctuels sont immobiles. Cette mesure donne une très bonne indication de la concentration de défauts ponctuels situés sur les dislocations et de son évolution due aux seuls recuits.

Discussion

Il existe plusieurs modèles pour décrire les interactions dislocations-défauts ponctuels. Mercier [2] a développé un modèle où les défauts ponctuels sont considérés comme mobiles.

A l'aide de ce modèle, la décroissance de l'anomalie de module $\Delta E/E(120)$ entre 100 et 190 K et l'apparition du pic P_2 peuvent être expliquées par la formation d'amas d'interstitiels sur les dislocations. La croissance de P_3 serait due à la migration de lacunes vers les dislocations. Une partie de ces lacunes s'annihilerait avec les amas d'interstitiels, ce qui provoquerait d'une part la décroissance simultanée de P_2 et P_3 et, d'autre part, l'augmentation de l'anomalie de module. La croissance de P_1 peut s'expliquer par l'arrivée ou la formation de bilacunes sur les dislocations [4].

Après 250 K la variation de l'anomalie de module est très faible. Ce résultat est semblable à ceux obtenus par Okuda sur de l'or écroui à 4 K [5] et par Keefer sur de l'or irradié aux électrons à 20 K [6].

La comparaison de nos résultats avec ceux obtenus sur de l'or moins pur (99,999%) [2] montre un bon accord pour des températures finales comprises entre 100 et 250 K. Par contre, pour les températures comprises entre 250 et 350 K, on constate dans le cas de l'or moins pur une nette diminution de l'anomalie de module. Elle s'explique par un épinglage des dislocations, absent dans l'or très pur. Cet épinglage doit être lié à la présence d'impuretés substitutionnelles qui influenceraient la restauration des défauts ponctuels.

Références

- [1] B. BAYS et P.-A. GRANDCHAMP, *Rev. Phys. Appl.* 5, 327 (1970).
- [2] O. MERCIER, A. ISORÉ et W. BENOIT, *Fifth Int. Conf. on Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Crystalline Solids, Aachen, 1973* (Springer-Verlag 1974).
- [3] R. R. HASIGUTI, N. IGATA et G. KAMOSHITA, *Acta Met.* 10, 442 (1962).
- [4] O. MERCIER, A. ISORÉ et W. BENOIT, *Helv. Phys. Acta* (SSP session oct. 73), à paraître.
- [5] S. OKUDA, *Sci. Papers* 57, 116 (1963).
- [6] D. W. KEEFER, J. C. ROBINSON et A. SOSIN, *Acta Met.* 16, 927 (1968).

Etude de la précipitation dans l'alliage Al-20% Ag après déformation, à l'aide de la microscopie électronique à transmission¹⁾

par R. SCHALLER et R. GOTTHARDT

(Laboratoire de Génie Atomique de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne)

La précipitation de la phase ξ ou γ ($\text{Ag}_2\text{Al} - \text{hc}$) dans l'alliage Al-20% Ag (% poids) par vieillissement d'une solution solide sursaturée est caractérisée par le processus suivant: $\text{GP} \rightarrow \gamma' \rightarrow \gamma$ (cf. [1], [2], [3], [4]), où GP sont les zones de Guinier-Preston (petits amas sphériques d'Ag). Ces zones GP résultent d'une germination générale. Elles sont donc peu influencées par la présence de dislocations.

Par contre, les précipités γ' , composés d' Ag_2Al et de structure hc, ne peuvent nucléer que sur les fautes d'empilement d'une matrice cfc. Et la possibilité qu'une dislocation sessile se dissocie en partielles bordant une faute d'empilement, montre bien l'influence des déformations: augmentation de la densité de germes pour les γ' . La dissociation a lieu dans les plans $\{111\}$ où les γ' croissent par éloignement des partielles, mouvement contrôlé par l'arrivée des atomes d'Ag diffusant dans la matrice.

Nous étudierons ici la vitesse de croissance des γ' dans les plans $\{111\}$. Les précipités γ se différencient des γ' par le manque de cohérence avec la matrice et la différence du rapport c/a dans la structure hc.

Données expérimentales

Les opérations successives suivantes ont été réalisées sur des fils d'Al-20% Ag (% poids) fournis par Aluminium Suisse: laminage en bandes de 70 μm d'épaisseur, recuit de 15 h à 500°C, trempe dans l'eau à $\sim 20^\circ\text{C}$, déformations par étirage selon 2 taux: 2% (domaine plastique) et 4% (juste avant rupture). Finalement les échantillons sont vieillis à deux températures 150 et 250°C. A titre de comparaison, des échantillons non déformés (0%) ont également été étudiés comme l'ont fait d'autres auteurs [2] et [3]. Chaque échantillon est ainsi caractérisé par trois paramètres: déformation, température et durée du recuit (ex.: 2%, 150°C, 6 h).

Résultats

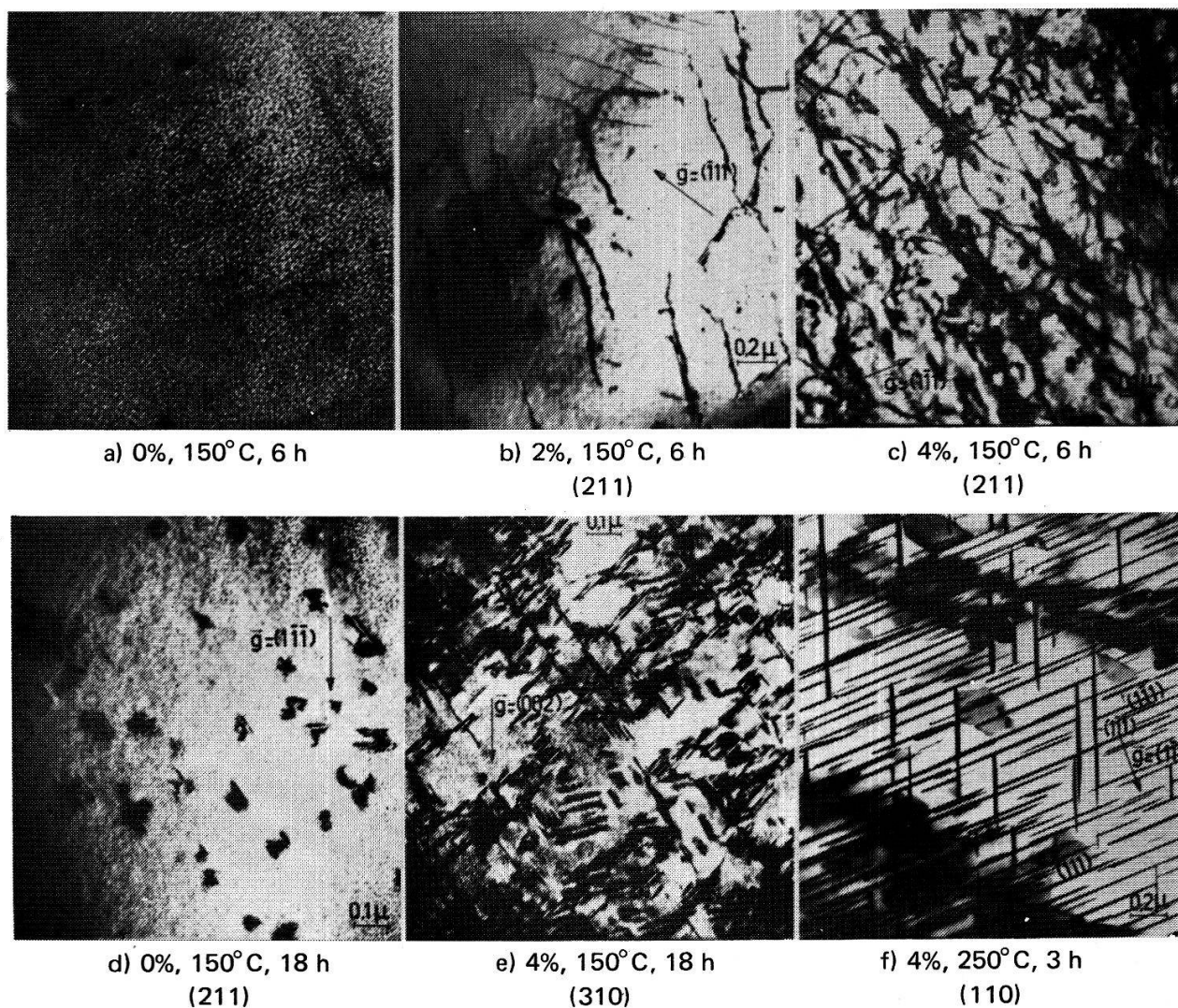
La fig. 1a, b, c met bien en évidence les différents taux de déformation par la présence de longues dislocations dues aux étirages. En 1a), seules les zones GP sont visibles.

En d) et e), on remarque la différence de densités de germes pour les γ' entre échantillons non déformé et déformé. Les dislocations boucles et hélices proviennent de la trempe 1d).

Enfin, 1f) montre que la croissance des γ' a entraîné la dissolution des zones GP. De plus, les grands précipités γ' continuent à croître au détriment des plus petits, par coalescence.

Les résultats quantitatifs sont présentés sur la fig. 2. La cinétique suit bien la loi $x = 2\sqrt{mD}\sqrt{t}$, linéaire en $\sqrt{t}$, obtenue à partir du modèle de Zener [5] appliqué à

¹⁾ Recherche partiellement subventionnée par le Fonds National de la Recherche Scientifique, subside no. 2.0720.73.



Effet des déformations sur des échantillons Al-20% Ag: a), b), c), longues dislocations dues aux étirages; d), e), augmentation de la densité des précipités par déformations.

la croissance de précipités sous forme de disques, avec x = diamètre moyen des précipités; t = durée du recuit; m = constante qui dépend des concentrations; $D = D_0 \exp(-W/kT)$ = coefficient de diffusion; W = énergie d'activation de la diffusion de l'Ag dans Al.

Dans le cas non déformé, la distance moyenne entre les γ' est grande, ce qui permet d'appliquer le modèle de Zener pour la diffusion de l'Ag à grande distance. On trouve:

$$\left. \begin{aligned} D(0\%, 150^\circ\text{C}) &= 3,6 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2/\text{s} \\ D(0\%, 250^\circ\text{C}) &= 7,1 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{s} \end{aligned} \right\} W \cong 1 \text{ eV/at.}$$

$W = 1$ eV/at. est une valeur trop faible: d'autres auteurs [3] et [4] donnent $W = 1,63$ eV/at.

Deux principaux faits peuvent rendre compte de cet écart: dans les cas 0%, 250°C (fig. 2), la saturation intervient après 1 h de recuit déjà, et la cinétique n'est linéaire que pour les deux premières mesures; deuxièmement, la trempe induit une sursaturation de lacunes qui favorisent la diffusion.

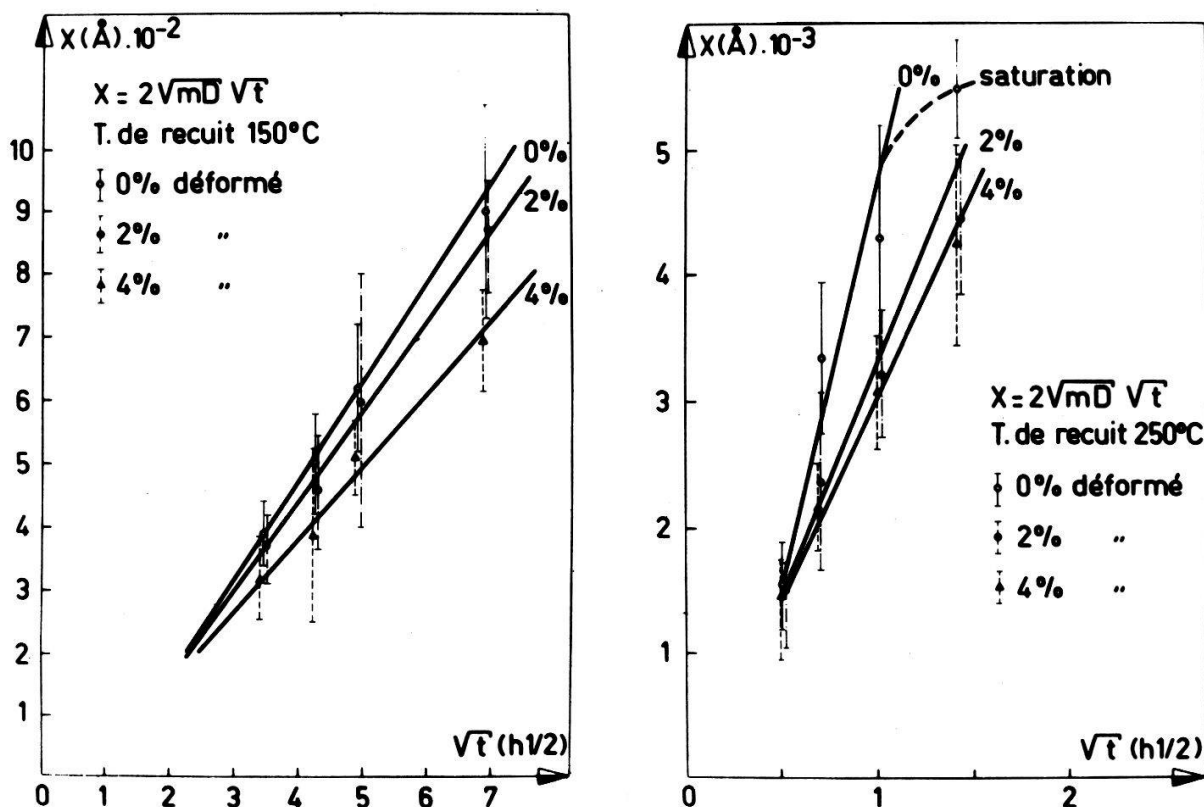


Figure 2

Mesures de la vitesse de croissance des précipités γ' dans les plans {111}, à 150°C et 250°C.

La vitesse de croissance diminue avec la déformation des échantillons. Comme les dislocations ne diminuent pas D , c'est m qui décroît. Or, $m \sim c_\alpha$ = concentration du soluté dans la matrice. En début de recuit, $c_\alpha \cong 6\%$ at. Ag, qui sont pour la plupart sous forme de zones GP réparties uniformément. Les γ' (concentration $c_{\gamma'} \cong 66,6\%$ at. Ag), vont puiser dans la matrice les atomes d'Ag nécessaires à leur croissance. Ainsi, la matrice sera d'autant plus sollicitée que l'échantillon sera plus déformé, à cause de la plus forte densité de γ' . Ceci peut se traduire par un c_α apparent plus faible pour les γ' , c'est-à-dire m plus faible et croissance plus lente.

Conclusion

L'augmentation du nombre de germes pour les γ' par déformation d'un alliage Al-20% Ag, se traduit par une vitesse de croissance plus faible des précipités γ' à cause de la plus forte sollicitation de la matrice.

Références

- [1] M. HANSEN, *Constitution of Binary Alloys* (McGraw-Hill Company 1958).
- [2] R. B. NICHOLSON et J. NUTTING, *Acta Met.* 9, 332 (1961).
- [3] J. A. HREN et G. THOMAS, *Trans AIME* 227, 308 (1968).
- [4] G. SCHOECK et E. BISOGNI, *Phys. Stat. Sol.* 32, 31 (1969).
- [5] C. ZENER et C. WERT, *J. Appl. Phys.* 21, 5 (1950).

Metalle-Leitung, Supraleitung

Interférence champ magnétique-spin-orbite dans les aimants

par R. FIVAZ et J. P. ROUYET

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne)

Le couplage spin-orbite induit un dipôle électrique sur les porteurs de charge se mouvant dans les aimants. L'interaction de ce dipôle avec un champ électrique extérieur donne lieu à l'effet Hall extraordinaire.

On montre qu'une interaction du même genre existe aussi avec le champ magnétique. D'un calcul par la méthode de l'hamiltonien effectif, on déduit des corrections linéaires dans l'interaction spin-orbite aussi bien aux niveaux de Landau qu'à l'équation de transport. Les termes supplémentaires apparaissant dans le tenseur de conductivité sont linéaires ou quadratiques dans le champ magnétique.

Coefficient de Hall et résistivité électrique d'alliages liquides de Co-Ce

par H.-J. GÜNTHERODT, H. U. KÜNZI et R. MÜLLER

(Laboratoire de Physique du Corps solide EPFZ)

Nous avons déterminé le coefficient de Hall et la résistance électrique spécifique d'alliages liquides de Co-Ce en fonction de la température et de la concentration. Le coefficient de Hall du Ce liquide pur décroît, s'annule et devient négatif lorsqu'on l'allie avec du Co. Il redevient positif dans les alliages riches en Co. La résistivité représentée en fonction de la concentration passe par un maximum. Ce maximum ainsi que les coefficients de Hall négatifs (des alliages considérés) se trouvent dans le domaine de concentration dans lequel des mesures de susceptibilité magnétique montrent la disparition du moment magnétique localisé du Ce.

Der spezifische elektrische Widerstand der flüssigen Seltenen Erdmetalle

von H.-J. GÜNTHERODT, E. HAUSER und H. U. KÜNZI

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH-Z, Hönggerberg, 8049 Zürich)

Der spezifische elektrische Widerstand der Metalle der Seltenen Erden wurde mit einer Vierpunktmethode im festen und flüssigen Zustand bis 1600°C untersucht. Im Vergleich zu den flüssigen normalen Metallen liegen die Widerstandswerte deutlich höher. Als Funktion der Temperatur steigt der elektrische Widerstand im festen Zustand oberhalb der Zimmertemperatur weniger stark als linear an, am Schmelzpunkt ändert er sich nur wenig und ist im flüssigen Zustand kaum von der Temperatur abhängig. Vergleicht man die Widerstandswerte der verschiedenen Seltenen Erdmetalle im flüssigen Zustand untereinander, so wird eine lineare Zunahme von Ce über Gd zu Er beobachtet. Das steht im Gegensatz zu dem Verhalten bei tiefen Temperaturen, wo Gd den grössten Widerstandswert hat.

Fluctuations in the One-Dimensional Fröhlich Hamiltonian

by M. J. RICE, S. STRÄSSLER, W. R. SCHNEIDER and G. A. TOOMBS¹⁾

(Brown Boveri Research Center, CH-5401 Baden, Switzerland)

We discuss the effect of fluctuations for the one-dimensional Fröhlich Hamiltonian for the following properties: the static conductivity, the frequency dependent dielectric function and the dynamic structure factor.

¹⁾ Permanent address: Department of Physics, University of Nottingham, Nottingham N67 2RD, England.

Transfert de chaleur dans l'état intermédiaire le long d'une paroi interphase: le cas du plomb

par J.-M. SUTER et L. RINDERER

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

La résistivité thermique longitudinale dans un état intermédiaire composé de lamelles parallèles entre elles est augmentée considérablement par la réflexion des excitations sur les parois interphases, dès que le libre parcours moyen est du même ordre de grandeur que la périodicité de la structure. Après avoir étudié cet effet de dimension dans l'étain [1, 2], nous avons répété les mesures sur un échantillon de plomb de haute pureté. Les résultats obtenus confirment les observations faites avec l'étain, bien que l'effet soit plus marqué dans le cas du plomb.

Références

[1] J.-M. SUTER et L. RINDERER, *Helv. Phys. Acta* **45**, 857 (1972).

[2] J.-M. SUTER, F. ROTHEN et L. RINDERER, *Helv. Phys. Acta* **46**, 425 (1973).

Anisotrope Druckabhängigkeit der Elektronischen Struktur von Gallium

von H. R. OTT und R. GRIESEN¹⁾

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

An verschieden orientierten Gallium-Einkristallen wurden de Haas-van Alphen Oszillationen und Längenänderungen der oszillatorischen Magnetostriktion bis zu Feldern von 22 kOe untersucht. Daraus haben wir die uniaxiale Druckabhängigkeit einiger Extremalquerschnitte der Fermifläche bestimmt. Die Werte für $(1/A) (\partial A / \partial \sigma)$ sind von der Größenordnung 20×10^{-5} für Drucke parallel zur a - und b -Achse und 2×10^{-5} für Drucke parallel zur c -Achse. Ähnliche Anisotropien findet man für die linearen Ausdehnungskoeffizienten $\alpha(T)$ unterhalb 6 K und für die uniaxiale Druckabhängigkeit der supraleitenden Sprungtemperatur $\partial T_c / \partial \sigma$. Die Resultate von $\alpha(T)$ und $\partial T_c / \partial \sigma$ werden verwendet, um die uniaxiale Druckabhängigkeit der elektronischen Zustandsdichte $(1/N) (\partial N / \partial \sigma)$ zu berechnen. Ein einfaches 'rigid band'-Modell erlaubt es, aus den $\partial A / \partial \sigma$ -Daten ebenfalls $(1/N) (\partial N / \partial \sigma)$ zu berechnen. Beide Methoden führen nach Größenordnung und Vorzeichen zum gleichen Resultat.

¹⁾ Jetzt: Department of Physics, University of Toronto, Toronto, Ontario 5, Canada.

Unprecedented Enhancement of the Superconducting Critical Quantities (T_c and H_{c2}) in La_3Al by Addition of a Magnetic Impurity

by J. V. MAHONEY¹⁾

(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung am Eidg. Institut für Reaktorforschung, 5303 Würenlingen)

and V. U. S. RAO

(Dept. of Chemistry, University of Pittsburgh, USA)

A vigorous effort has been undertaken to increase both the transition temperature (T_c) and the critical field (H_{c2}) of type-II superconductors by magnetic doping. The results of very recent measurements on the system $\text{La}_{3-x}\text{R}_x\text{Al}$ (where $\text{R} = \text{Ce}, \text{Pr}, \text{Tm}$) will be presented as evidence that the localized moment of the magnetic impurity has a pronounced effect on the superconducting properties. Unprecedented data will be shown which indicates that, under certain conditions, the magnetic impurity can greatly enhance H_{c2} over that measured for the parent compound. This study has, in fact, achieved nearly a 50% increase of H_{c2} by the addition of a small amount of selected rare-earth impurity.

¹⁾ This work was completed while the author was at the University of Pittsburgh.

Experimentelle Methoden

Herstellung und Charakterisierung von Seltenen Erden-Nitriden

VON E. KALDIS UND CH. ZÜRCHER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH-Z, 8049 Zürich)

Im Gegensatz zu den Seltenen Erden (SE)-Chalkogeniden ist die Bandstruktur der SE-Nitride und speziell die Lage der 4f-Elektronen weitgehend ungeklärt. Ein Vergleich zwischen dem Halbleiter EuO und GdN zeigt, dass beide Verbindungen die gleiche Struktur, die gleiche Elektronenkonfiguration, den gleichen Curiepunkt und dass Eu^{2+} und Gd^{3+} denselben magnetischen Grundzustand ($^8S_{7/2}$) haben. Anhand eines thermochemischen Born-Haber Zyklus' hat Wachter [1] in erster Näherung ein Energieniveauschema für GdN abgeleitet, das einen möglichen Bandabstand von ca. 1 eV zeigt. In der Literatur wird GdN mehrheitlich als Metall aufgeführt [2]. Messungen von Busch et al. [3] zeigen den starken Einfluss der Herstellungsbedingungen auf die physikalischen Eigenschaften dieser Nitride. So erscheint GdN unter oxidativen Bedingungen sublimiert als Halbleiter, unter reduktiven Bedingungen (Hydridmethode) hergestellt hingegen als Metall. GdN sublimiert ist antiferromagnetisch und verhält sich optisch wie ein Halbleiter mit einem Bandabstand von ca. 1 eV. Andererseits zeigt die durch Nitridierung des entsprechenden Metallhydrids

hergestellte Substanz eine ferromagnetische Kopplung und ist, soweit dies Pulveremissionsmessungen zeigen konnten, metallisch.

Zur Herstellung der Schichten der Nitride von Sc, Eu und Gd haben wir eine reaktive Verdampfung gewählt. Das Nitrid wird nach der direkten Synthese im Aufdampfschiffchen im Stickstoffpartialdruck (10^{-2} bis 10^{-1} Torr) aufgedampft. Von einem zweiten Schiffchen wird zuerst eine Nitridschicht, die zur Getterung des anschliessend benötigten Stickstoffs dient, auf die Zylinderwand des Reaktors aufgedampft. Der Stickstoff wird vorher über flüssigem Kalium gereinigt. Die Herstellung dünner Schichten und der Einbau von Mess-Sonden erlauben ferner die in situ Messung der elektrischen Leitfähigkeit nach der Vierpunktmethode.

Der Stickstoffgehalt der einzelnen Proben wurde nasschemisch nach der Methode von Kjeldahl bestimmt. Die hergestellten SE-Nitride enthielten zwischen 93% und 98% des theoretischen Stickstoffgehaltes. Bei GdN wurde ein linearer Zusammenhang zwischen der Gitterkonstanten und dem Stickstoffgehalt festgestellt. Die Bestimmung der Gitterkonstanten erfolgte anhand von Debye-Scherrer Aufnahmen, die für alle Nitride sehr scharfe Rückstrahlreflexe mit einer guten Auflösung der K_{α_1} - und K_{α_2} -Linie aufwiesen (ScN $4,505 \pm 0,003$ Å, EuN $5,015 \pm 0,002$ Å, GdN $4,985 \pm 0,001$ Å).

Die Messungen der elektrischen Leitfähigkeit an GdN-Schichten zeigten für diese Verbindung erstmals eine Abnahme des spez. Widerstandes mit zunehmender Temperatur. Genaue Untersuchungen ergaben aber, dass in dem hohen Temperaturbereich ($T > 950^\circ\text{K}$) in einer hochvakuumdichten Apparatur (10^{-5} Torr) keine stationären Werte für die Leitfähigkeit erreicht werden können (Kontamination!) und dass der 'Bandabstand' der GdN-Schicht mit ihrem Alter abnimmt und zu einem metallischen Charakter hin tendiert. Um den Einfluss der Verunreinigungen des Ausgangsmetall auf die Leitfähigkeit der Nitride zu untersuchen, wurden Messungen an EuN-Schichten durchgeführt, die einerseits aus käuflichem Eu-Metall, andererseits aus eigens destilliertem hochreinem Metall [4] hergestellt wurden. Im letzteren Fall stieg der spezifische Widerstand bei Zimmertemperatur um das 10-fache auf $2 \times 10^{-2} \Omega \text{ cm}$. Dieser Wert ist etwa 200 mal grösser als der von Spedding et al [5] an reinem Eu-Metall gemessene.

Messungen der optischen Transmission ($0,5 \mu\text{m}$ bis $2,5 \mu\text{m}$) an dünnen Schichten zeigen in allen drei Fällen ein deutliches Minimum im Verlauf der optischen Dichte. Trägt man das Quadrat der optischen Dichte als Funktion der Frequenz des Lichtes auf, so findet man bei allen Schichten eine deutliche Linearität, die auf einen direkten Bandübergang hindeutet. Die entsprechenden möglichen Bandabstände betragen für ScN 2,15 eV, EuN 1,8 eV und für GdN 2,01 eV. Das Ergebnis von ScN stimmt sehr gut mit dem Resultat von Dismukes et al. [6] überein, der 2,1 eV gefunden hat.

Um zusätzliche Messungen durchführen zu können, haben wir versucht, Einkristalle der SE-Nitride zu synthetisieren. Dabei ist es zum ersten Mal gelungen, grosse Einkristalle ($4 \times 3 \times 3 \text{ mm}^3$) von GdN und HoN aus der Dampfphase herzustellen. Die Kristalle wuchsen jeweils in einem mit Elektronenstrahl geschweissten Wolframtiegel, der durch direkte Kopplung mit Hochfrequenz auf ca. 2200°C geheizt wurde. Anhand von Radiogrammen der Wolframtiegel (Strahlungsquelle Iridium 192) konnte aus der Dicke der Kristalle die Wachstumsgeschwindigkeit geschätzt werden. Sie betrug für GdN 10^{-6} cm/sek. bei einem ΔT von 120°C . Die chemische Analyse hat gezeigt, dass die ersten GdN-Kristalle ca. 94% Stickstoff enthalten.

Eine massenspektrographische Untersuchung [7] zeigt, dass bei der Kristallisation von GdN aus der Gasphase eine deutliche Verminderung der Verunreinigungen auftritt, wenn man die Reinheit des Ausgangsmetall (Totalgehalt an Verunreinigungen 16 000 at. ppm) mit der von GdN-Einkristallen (< 4400 at. ppm) vergleicht.

Messungen der optischen Reflexion an GdN-Einkristallen zeigen eine deutliche Plasmakante mit einem Minimum bei *ca.* 840 nm. Dies lässt auf eine hohe Ladungsträgerkonzentration schliessen, die eine Folge der Nichtstöchiometrie der Präparate ist.

Eine Erweiterung der Messungen der Reflektivität an GdN und LaN in den UV-Bereich wird uns voraussichtlich Auskunft über die Lage der 4*f*-Elektronen geben. Für die Messung der elektrischen Eigenschaften ohne Einwirkung von Kontamination wird zurzeit eine UHV-Apparatur gebaut.

Verdankung

Die Autoren möchten Herrn Professor Dr. G. Busch, Vorsteher des Laboratoriums für Festkörperphysik der ETH Zürich, für seine vielen Ratschläge und die Unterstützung der Untersuchungen danken. Für die Benützung der optischen Geräte und wertvolle Diskussionen sei Herrn Professor Dr. P. Wachter herzlich gedankt. Dank gilt ebenfalls den Herren Blaser und Leuzinger von der EMPA in Dübendorf für die ausgezeichneten Radiogramme.

Literatur

- [1] P. WACHTER, *Z. angew. Physik* 32, 171 (1971).
- [2] z.B. R. LALLEMENT und J. J. VEYSSIE, in *Progress in the Science and Technology of Rare-Earths*, Vol. 3, p. 284, Herausgeber L. EYRING (1968).
- [3] G. BUSCH, E. KALDIS, E. SCHAUFELBERGER-TECKER und P. WACHTER, *Colloque International du CNRS sur 'Les éléments des terres rares', Paris Grenoble 1969*, tome I, p. 359.
- [4] G. BUSCH, E. KALDIS, J. MUHEIM und R. BISCHOF, *J. Less Common Metals* 24, 453 (1971).
- [5] F. H. SPEDDING, B. J. BEAUDRY, J. J. CROAT und P. E. PALMER, in *Proc. Inter. American Conf. Mater. Tech., San Antonio, Texas, May 20-24, 1968*, p. 151.
- [6] J. P. DISMUKES, W. M. YIM und V. S. BAN, *J. Crystal Growth* 13/14, 365 (1972).
- [7] J. MUHEIM, unveröffentlichte Daten.

Synthese und Charakterisierung von Einkristallen der Seltenen Erde-Phosphide

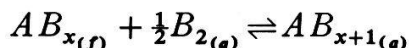
VON W. BECKENBAUGH, J. EVERS, E. KALDIS und V. HILDEBRANDT

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH-Z, 8049 Zürich)

Mit Ausnahme magnetischer Messungen, die an polykristallinen Präparaten vorgenommen wurden, ist wenig über andere physikalischen Eigenschaften der Seltenen Erde (SE)-Phosphide bekannt. Dies ist zu erklären, durch die Schwierigkeiten, die mit der Herstellung von Einkristallen verbunden sind. Die hohen Schmelzpunkte der SE-Phosphide (Schmp. GdP, NdP > 2400°C) und ihre grosse Neigung zur Zersetzung und Oxydation beschränken die Möglichkeiten für Kristallisation sehr stark. Dadurch kommt den Gasphasenmethoden spezielle Bedeutung zu. Eine Literaturübersicht [1] über SE-Phosphide zeigt, dass bis jetzt nur Jodtransport bei 1000° in Quarzampullen zur Kristallisation dieser Verbindungen verwendet wurde. Eine genaue Untersuchung dieser Reaktion im Temperaturbereich 800–2300°C [2] hat gezeigt, dass diese Methode nicht zur Herstellung von massiven Einkristallen geeignet ist. Ein Vergleich der Wachstumsgeschwindigkeit (WG) von Einkristallen, die mit Gasphasenmethoden hergestellt wurden [3], zeigt, dass erst bei einer WG $\sim 10^{-6}$ cm/Sek das Wachstum von massiven Einkristallen möglich wird. Die WG von SE-Phosphiden, die mit Jod bei 1000°C transportiert wurden, liegt jedoch im Bereich von $\sim 10^{-8}$

cm/Sek. Aus diesem Grunde haben wir eine neue Transportmethode angewandt: den Hochtemperatur-Transport mit endothermen Molekülen. Endotherme (nicht stabile) Moleküle ($\Delta H > 0$), deren Bildung mit Entropiezunahme ($\Delta S > 0$) abläuft, unterliegen bei hohen Temperaturen einer Entropiestabilisierung ($\Delta G < 0$). Dadurch können bei hohen Temperaturen neue chemische Transportreaktionen auftreten und zur Kristallisation benützt werden [4]. In diesem Zusammenhang scheinen Reaktionen des allgemeinen Typus (Zunahme der Zahl η der gasförmigen Komponenten)

$$\Delta\eta_{(g)} = +\frac{1}{2}, \quad \Delta S > 0$$



interessant, weil die Kontamination durch ein fremdes Transportmittel vermieden wird. Als Transportmittel der Verbindung AB wirkt entweder die nicht-metallische B oder die metallische A -Komponente. So war es z.B. möglich, EuS im Schwefeldruck [5] oder EuO in Eu-Atmosphäre [6] zu transportieren. Am erfolgreichsten hat sich jedoch der Transport von GdP, DyP, HoP usw. im mittleren Phosphor-Druck (5–10 Atm, WP als Hochtemperaturquelle von Phosphor) in elektronenstrahlgeschweissten Tiegeln bei $T \sim 2200^\circ\text{C}$ [2] erwiesen. Die WG dieser Kristalle erreichte zum ersten Male Werte bis $4 \cdot 10^{-6}$ cm/Sek [4], bei Dimensionen von 1,3 cm Durchmesser und 1,1 cm Länge.

Die nächsten Stufen dieser Arbeit sind Charakterisierung der Kristalle und Untersuchung des Einflusses zwischen Herstellungsbedingungen und physikalischen Eigenschaften. Nur eine solche Untersuchung kann durch Rückkopplung zu einer Optimalisierung der Herstellungsbedingungen des Festkörpers führen. Bis jetzt liegen detaillierte Ergebnisse nur bei GdP vor. Sie zeigen, dass bei hohen Temperaturen ($T = 1800\text{--}2400^\circ\text{C}$) ein nicht-stöchiometrischer Bereich auftritt. Die Gitterkonstante variiert mit der Stöchiometrie im Bereich von 85–100% P-Gehalt (Bereich der festen Lösungen Gd-GdP). Polykristalline Präparate, die bei $T < 1000^\circ\text{C}$ hergestellt werden, zeigen keine Nicht-Stöchiometrie. Diese erscheint bei hohen Temperaturen als eine Vorstufe der Zersetzung von GdP, die ohne Anwendung von P-Druck schon bei ca. 1200°C (in Vakuum) anfängt. GdP-Präparate mit gleichen Phosphorgehalt, die aber unter verschiedenen Bedingungen (Temperatur, Druck, Reaktionszeit usw.) hergestellt wurden, zeigen verschiedene Gitterkonstanten. Dies deutet auf eine Fehlordnung des Schottky'schen Typus (Leerstellen im Anionen- und Kationen-Teilgitter).

Die Synthese von grossen Einkristallen der SE-Phosphide hat zum ersten Male optische Reflexionsmessungen [7] an diesen Verbindungen ermöglicht. Diese Messungen zeigen, dass mit Ausnahme der Plasmaresonanz der freien Ladungsträger die Struktur des Spektrums nicht von der Stöchiometrie und der Fehlordnung abhängig ist. Ein Vergleich dieser Spektren mit jenen der La-, Gd- [8] und Eu-Chalkogenide [9] erlaubt deshalb eine Zuordnung der optischen Übergänge. Andererseits variiert das Reflektivitätsminimum der Plasmaresonanz ($R_{\min}$) beträchtlich mit den Herstellungsbedingungen der Präparate [10]. Die Werte von $R_{\min}^2$, die proportional zur Ladungsträgerkonzentration sind, liegen je nach Stöchiometrie der Kristalle zwischen 0,25 und 0,4 eV².¹⁾ Eine weitere Herabsetzung der Ladungsträgerkonzentration ($R_{\min}^2 \sim 0,18$ eV²) wurde durch Na-Dotierung erreicht. Diese Ergebnisse geben Anlass zu der Hoffnung, dass mit zunehmender Optimalisierung der Herstellungsbedingungen die Ladungsträgerkonzentration bis in den Bereich dotierter Halbleiter herabgesetzt werden kann.

¹⁾ Je stöchiometrischer der kristall, desto kleiner die Ladungsträgerkonzentration.

Verdankung

Die Autoren möchten Herrn Professor Dr. G. Busch, Vorsteher des Laboratoriums für Festkörperphysik der ETH Zürich, für seine vielen Ratschläge und die Unterstützung der Untersuchungen danken. Für wertvolle Diskussionen und Überlassung der optischen Daten sei Herrn Professor Dr. P. Wachter herzlich gedankt.

Literatur

- [1] Für Literaturzusammenfassung siehe K. E. MIRONOV, I. G. VASILEVA und T. G. PRITCHINA, *Revue de Chimie minérale* 10, 383 (1973).
- [2] W. BECKENBAUGH, J. EVERS, E. KALDIS und V. HILDEBRANDT (in Vorbereitung).
- [3] E. KALDIS, *Principles of the vapour growth of single crystals*, in *Crystal Growth, Theory and Techniques*, Herausgeber C. H. L. GOODMAN (Plenum Press 1974).
- [4] E. KALDIS, *J. Cryst. Growth*, Proceedings ICCG-4 24/25, 53 (1974).
- [5] E. KALDIS, *J. Cryst. Growth* 17, 3 (1972).
- [6] E. KALDIS, *Proceedings of the 4th All-Union Conference on Crystal Growth USSR, Sept. 1972* (Tschakadzhor, Armenia USSR).
- [7] G. GÜNTHERODT und P. WACHTER, *Solid State Communications* (erscheint demnächst).
- [8] W. BECKENBAUGH, G. GÜNTHERODT, J. EVERS, E. KALDIS und P. WACHTER, *J. Phys. Chem. Solids* (erscheint demnächst).
- [9] P. WACHTER, *Crit. Rev. in Solid State Sciences*, July 1972, 189.
- [10] G. GÜNTHERODT, E. KALDIS und P. WACHTER, *Solid State Communications* (erscheint demnächst).

Die Kristallstrukturen von $\text{La}[\text{Fe}(\text{CN})_6] \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ und $\text{Sm}[\text{Fe}(\text{CN})_6] \cdot 4\text{H}_2\text{O}$

von H. KIETAIBL¹⁾ und W. PETTER

(Inst. f. Kristallographie, ETH Zürich)

Die Hexacyanoferrate der Seltenen Erden kristallisieren in 2 nahe miteinander verwandten Strukturtypen. Diese werden an Hand der von uns bestimmten Kristallstrukturen der Verbindungen des Lanthans (Raumgruppe $P 6_3/m$, $a = 7,551 \text{ \AA}$, $c = 14,449 \text{ \AA}$, $Z = 2$) und des Samariums (C mcm, $a = 7,425 \text{ \AA}$, $b = 12,850 \text{ \AA} \approx a\sqrt{3}$, $c = 13,711 \text{ \AA}$, $Z = 4$) miteinander verglichen. In beiden Fällen sind die Fe-Atome oktaedrisch von C-Atomen aus den CN-Gruppen umgeben, deren N-Atome trigonalprismatisch um die La- bzw. Sm-Atome angeordnet sind. In etwa gleichem Abstand wie die N-Atome befinden sich O-Atome über der Mitte je einer Prismenfläche; bei der Verbindung des La sind auf diese Weise alle 3, bei jener des Sm aber nur 2 Prismenflächen zentriert.

¹⁾ Gast vom Institut für Mineralogie, Kristallographie und Strukturchemie der T. H. Wien.

Anisotrope thermische Ausdehnung und Debye-Waller-Faktoren der Halbmetalle Bi, Sb und As

von P. FISCHER

(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung am Eidg. Institut für Reaktorforschung,
5303 Würenlingen)

und I. SOSNOWSKA

(Institute of Experimental Physics, University of Warsaw, Polen)

Mittels Neutronenbeugung wurden polykristalline Proben der Halbmetalle Bi, Sb und As mit rhomboedrischer Kristallstruktur (Raumgruppe $R\bar{3}m$) im Temperaturbereich von 5 bis 293 K untersucht. Bei im Rahmen der Messgenauigkeit isotropen Temperaturfaktoren ist die thermische Ausdehnung (vor allem bei As) stark anisotrop.

Magnetische Eigenschaften von ErAg

VON A. FURRER

(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung am Eidg. Institut für Reaktorforschung, 5303 Würenlingen)

Die magnetischen Strukturen von ErAg wurden kürzlich von Nereson [1] untersucht, welcher zwei antiferromagnetische Uebergänge bei 18 K und 9,5 K beobachtete. Im Hinblick auf ein quantitatives Verständnis des komplexen magnetischen Verhaltens von ErAg wurden am Reaktor Saphir in Würenlingen inelastische Neutronenstreuexperimente durchgeführt, woraus die Kristallfeld- und drei Austauschparameter resultierten. Die unter Verwendung dieser Parameter berechneten magnetischen Eigenschaften von ErAg sind in guter Uebereinstimmung mit experimentellen Daten.

Literatur

[1] N. NERESON, J. Appl. Phys. **44**, 4727 (1973).

Mesure du paramètre d'ordre dans une phase nématique par diffusion Rayleigh

par D. BERGER¹⁾, J. P. HEGER et R. MERCIER

(Laboratoire de Physique Expérimentale de l'EPF-Lausanne)

Résumé. La lumière diffusée par un cristal liquide (MBBA) à partir d'un faisceau primaire monochrome ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$) et polarisé, a été analysée.

La mesure des facteurs de dépolarisation à 90° , en fonction de la température, a permis une estimation du paramètre d'ordre dans la phase nématique.

I. Introduction

Nous avons procédé à une mesure, en fonction de la température, et à 90° du faisceau incident polarisé, des facteurs de dépolarisation ρ_v et ρ_h relatifs à la lumière diffusée par un cristal liquide nématique: le Méthoxybenzaldehyde-*p*-*n*-Butylaniline (MBBA) nématique à température ambiante.

Le but du travail est d'estimer grâce à cette mesure les valeurs que prend, en fonction de la température, le paramètre d'ordre dans la phase nématique du MBBA.

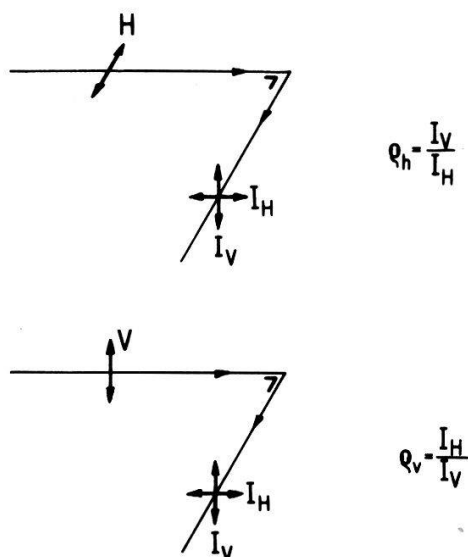
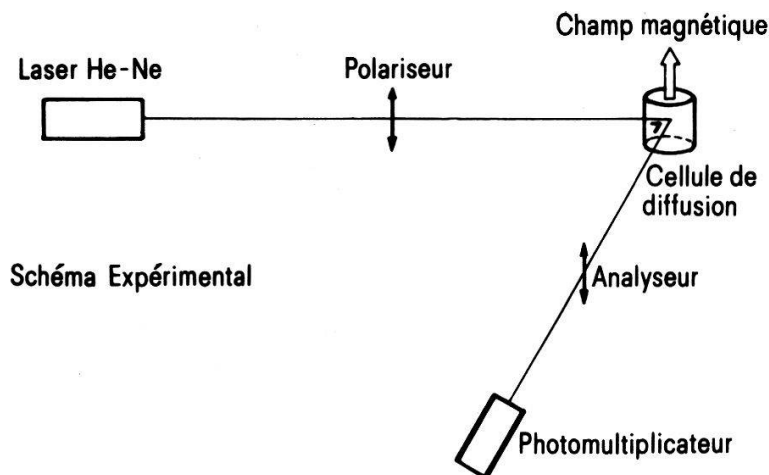
Ce travail, complété par une étude des facteurs de dépolarisation en phase isotrope, nous a également fourni une mesure de deux composantes du tenseur de polarisabilité moléculaire.

II. Montage experimental

Nous avons représenté sur la fig. 1 le schéma du montage utilisé, ainsi que les conventions adoptées pour définir les facteurs de dépolarisation mesurés.

¹⁾ Actuellement: Centre de Recherches en physique des Plasmas, Lausanne.

Un faisceau laser d'une puissance lumineuse d'environ 0,5 mW et de longueur d'onde 6328 Å arrive selon deux états de polarisation possibles (*V* et *H*) sur une cellule cylindrique, de diamètre intérieur 7 mm., contenant le MBBA.



Notation des Facteurs de Dépolarisation

Figure 1.

La lumière diffusée à 90° de la direction du faisceau incident est mesurée par un photomultiplicateur au travers d'un analyseur. On limite les mesures aux composantes polarisées verticalement et horizontalement de l'intensité diffusée.

La cellule elle-même est thermostatée à $\pm 0,5^\circ\text{C}$ près. Elle est placée dans un champ magnétique homogène de 2 kGauss ayant une direction verticale, afin d'obtenir une distribution macroscopique des axes d'allongement moléculaires au sein de l'échantillon selon la direction du champ magnétique.

III. Résultats

Nous avons préalablement testé ce montage sur la diffusion du Benzène en comparant de manière concluante nos résultats avec ceux déjà publiés dans la littérature [1].

Nous avons ensuite procédé à la mesure des facteurs de dépolarisation ρ_v et ρ_h à 90° du faisceau incident. Les résultats en sont reportés sur la fig. 2.

On constate sur cette figure:

- Une variation brusque de ρ_v à la température de transition T_{cl} , indiquant un changement rapide d'anisotropie des éléments diffusants lors de cette transition nématique $\rightarrow$ liquide isotrope.
- Une symétrie de type sphérique des corrélations angulaires entre les axes d'allongement moléculaires résultant du fait que $\rho_h = 1$ dans les deux phases.

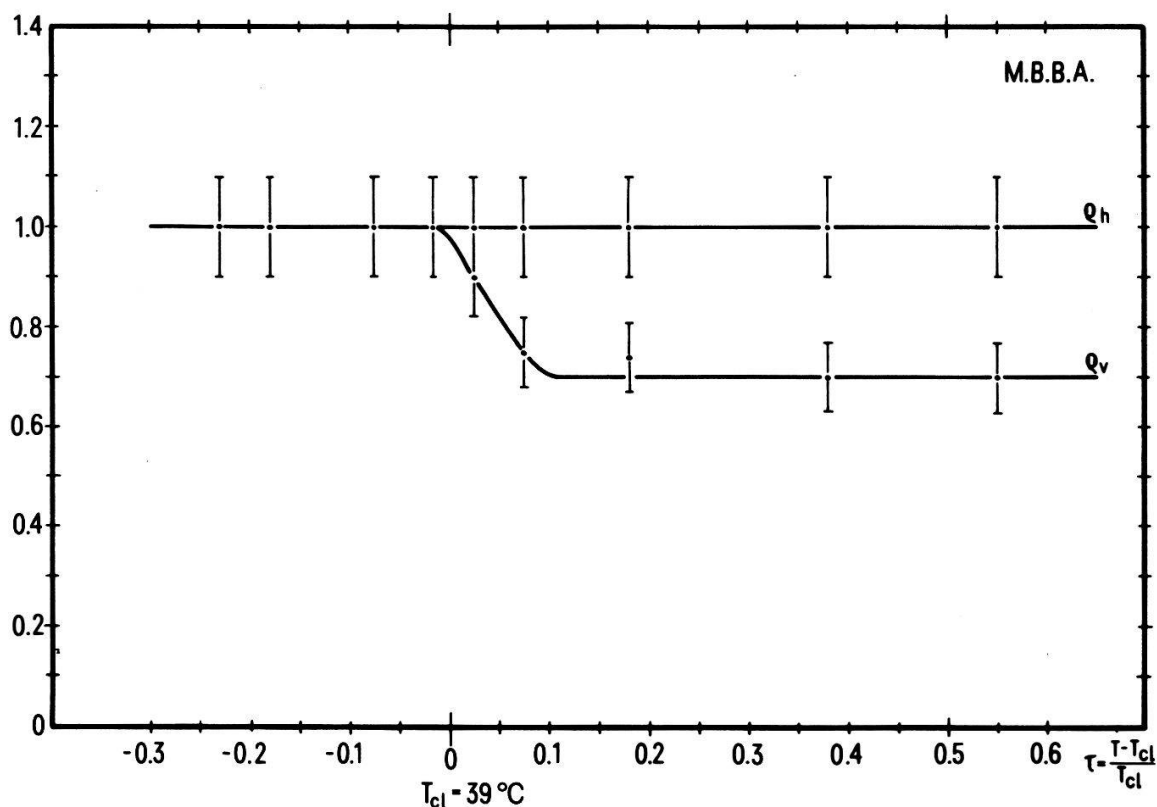


Figure 2.

Il a été remarqué par ailleurs que les valeurs de ρ_v et ρ_h demeuraient sensiblement indépendantes de la présence ou de l'absence de champ magnétique.

IV. *Interpretation des resultats*

P. Chatelain a établi un modèle [2, 3] déjà ancien, donnant l'expression des facteurs de dépolarisation ρ_v et ρ_h en fonction de l'anisotropie d'indices dans un milieu nématique, des composantes principales du tenseur de polarisabilité, et du paramètre d'ordre dont l'expression est:

$$S = 1 - \frac{3}{2} \cdot \overline{\sin^2 \Phi}$$

La notation $\overline{\sin^2 \Phi}$ employée ci-dessus caractérise une moyenne sur un ensemble de molécules des directions des axes d'allongement moléculaires individuels [4].

Nous avons d'autre part utilisé des résultats déjà publiés [5] sur les valeurs des indices ordinaires et extraordinaires du MBBA en fonction de la température.

Il a été possible d'en déduire une estimation du paramètre d'ordre S en phase nématique. Ces résultats sont reportés sur la fig. 3.

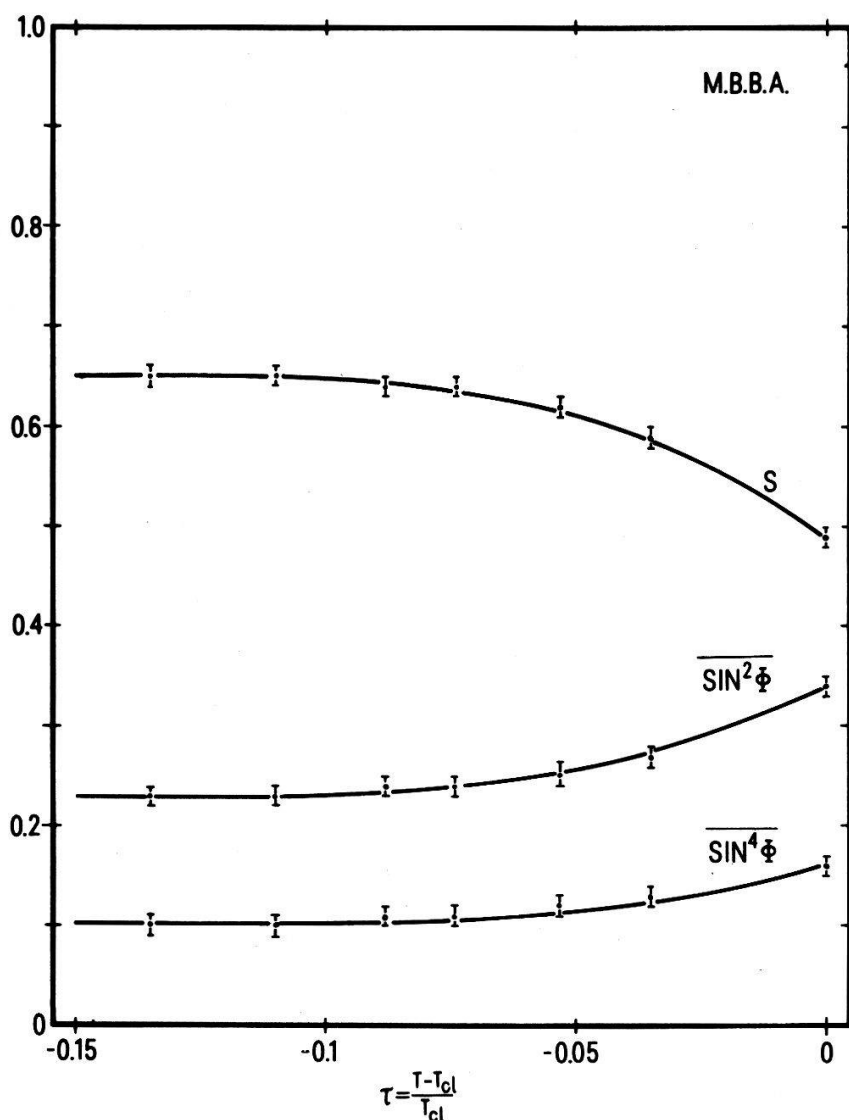


Figure 3.

En ce qui concerne les valeurs du paramètre d'ordre, nos résultats sont intermédiaires entre d'autres valeurs trouvées sur le MBBA par des mesures d'anisotropie magnétique [6] et par diverses autres méthodes [7]. Au point de clarification, le paramètre d'ordre prend sensiblement la valeur que lui assigne la théorie moléculaire statistique de Maier et Saupe [4].

En supposant que le tenseur de polarisabilité moléculaire a une symétrie de révolution autour de l'axe d'allongement moléculaire, nous avons calculé les composantes α_1 et α_2 de ce tenseur, respectivement parallèle et perpendiculaire au grand axe de la molécule. Nous obtenons:

$$\alpha_1 = 455 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^3; \quad \alpha_2 = 240 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^3$$

V. Conclusions

Bien qu'ayant un comportement qualitativement correct, les valeurs du paramètre d'ordre présentées ici exhibent certaines insuffisances provenant de deux causes principales:

- sur le plan expérimental, l'influence sur les mesures des diffusions secondaires dans l'échantillon est difficile à estimer dans notre montage;
- le modèle théorique utilisé [2, 3] est trop schématique à la lumière des résultats accumulés depuis qu'il a été proposé.

Néanmoins, nous pensons que la méthode présentée ici permet d'accéder de manière rapide et simple à une connaissance approchée de l'ordre nématique à grande distance, ce qui en fait son intérêt.

Références

- [1] G. D. PARFITT et J. A. WOOD, *Trans. Faraday Soc.* **64**, 805 (1968).
- [2] P. CHATELAIN, *Bull. Soc. Fr. Min. Crist.* **73**, 154 (1954).
- [3] P. CHATELAIN, *Bull. Soc. Fr. Min. Crist.* **78**, 262 (1955).
- [4] W. MAIER et A. SAUPE, *Z. Naturforsch.* **14**, 882 (1959); **15**, 287 (1960).
- [5] I. HALLER, H. HUGGINS et J. FREISER, *Molec. Cryst. Liq. Cryst.* **16**, 53 (1972).
- [6] Y. POGGI, G. LABRUNIE et J. ROBERT, *Cras B* **277**, 561 (1973).
- [7] SHEN JEN, N. A. CLARK, P. S. PERSHAN et J. B. PRIESTLEY, *Phys. Rev. Letters* **31**, 1552 (1973).

Brownsche Bewegung in einer Kolloidalen Fe_3O_4 - Lösung

VON H. KELLER und W. KÜNDIG

(Physik-Institut, Universität Zürich)

Mit Hilfe des Mössbauereffektes wurde die Brownsche Bewegung von Magnetitteilchen (Durchmesser $d \approx 100 \text{ \AA}$) in Glyzerin untersucht. Die Brownsche Bewegung der Teilchen bedingt eine Linienverbreiterung der 12 Mössbauerresonanzlinien von Fe_3O_4 . Für die Linienverbreiterung Δ gilt: $\Delta = 2kD = 2k \cdot k_B T / (3\pi\eta d)$ (k = Wellenzahl des γ -Quants, D = Diffusionskonstante, k_B = Boltzmannkonstante, η = Viskosität der Lösung). Die Verbreiterung wurde im Temperaturbereich von 220–300 K untersucht. Es wird gezeigt, dass die Verbreiterung proportional ist zu $T/\eta(T)$. Unterhalb 220 K zeigen die Proben 'natürliche' Linienbreite. Oberhalb 300 K verschwindet das Spektrum wegen der vor allem durch die Abnahme der Viskosität bedingten starken Zunahme der Linienbreiten. Die gemessenen Spektren wurden mit berechneten Daten verglichen.

Resonanz – Zentren

Ueber die Möglichkeit von Superhyperfeinstruktur Untersuchungen mit polarisierten positiven Myonen

von A. SCHENCK

(Laboratorium für Hochenergiephysik, ETH-Zürich)

Beim Abstoppen von positiven Myonen in nichtleitenden Substanzen bilden sich mit hoher Wahrscheinlichkeit wasserstoffähnliche Myonium (μ^+e^-)-atome. Bevorzugt werden diese in Zwischengitterplätze eingebaut und stellen damit eine Variante paramagnetischer U_2 -Zentren dar. Ganz analog zu U_2 -Zentren sollte auch Myonium in geeigneten Kristallen (z.B. Alkalihalogeniden) einer Superhyperfeinwechselwirkung ausgesetzt sein. (Kontaktwechselwirkung zwischen ungepaartem Elektron und Nachbarkernen.) Es wird diskutiert, welchen Einfluss diese Superhyperfeinwechselwirkung auf die Myonpolarisation ausübt und wie sich dieses experimentell nachweisen lässt. Parallelen zu ESR und ENDOR-Messungen werden aufgezeigt.

Elektronenspinresonanz von Gd^{3+} in Wismutsilikat $Bi_4(SiO_4)_3$

von H. HAGEN und F. WALDNER

(Physik-Institut, Universität Zürich)

und G. LANG und H. v. PHILIPSBORN¹⁾

(RCA, Zürich)

Das ESR-Spektrum von Gd^{3+} -Verunreinigungen an Bi^{3+} -Plätzen in $Bi_4(SiO_4)_3$ Einkristallen wurde bei 9,3 GHz untersucht. Es kann bei 300°K durch einen Spin-Hamiltonian mit folgenden Parametern beschrieben werden: $g_{\parallel} = 1,9915 \pm 0,0005$, $g_{\perp} = 1,9924 \pm 0,0003$; Kristallfeldparameter in 10^{-4} cm^{-1} : $b_2^0 = 728,0 \pm 0,3$; $b_4^0 = 19,2 \pm 0,1$; $b_4^3 = 11,5 \pm 0,1$; $b_6^0 = 0,33 \pm 0,07$; $b_6^3 = 0,25 \pm 0,09$; $b_6^6 = 2,3 \pm 0,9$.

Die Achsen des Kristallfeldterms mit b_4^3 sind um den Winkel $\varphi = \pm(33,0 \pm 0,15)^\circ$ verdreht. Derselbe Verdrehwinkel beträgt $\pm(40 \pm 1)^\circ$, wenn im Punktladungsmodell die Strukturdaten der Neutronenbeugung [1] eingesetzt werden.

Literatur

[1] D. J. SEGAL, R. P. SANTORO und R. E. NEWNHAM, *Kristallogr.* 123, 73 (1966).

¹⁾ Jetzt: Universität Regensburg.

Elektronenspinresonanz von OH-Radikalen in hexagonalem Eis

von M. GAUTSCHI

(Lab. für Festkörperphysik der ETHZ, 8049 Zürich)

Beim Röntgen von einkristallinem Eis Ih entstehen bei tiefen Temperaturen stabile OH-Radikale. Es werden Messungen der Elektronenspinresonanz dieser Radikale an reinen und dotierten Proben diskutiert.

Interessanterweise sind nicht alle im Gitter äquivalenten Radikalorientierungen gleich stark besetzt: Die Radikale parallel zur Bestrahlungsrichtung treten bevorzugt auf. Mögliche Interpretationen dieses Resultats werden erläutert. Die vorliegenden Daten lassen noch keinen Schluss zu, welcher Mechanismus vorliegt.

Spin-Reservoir-Modell zur Erklärung der dynamischen Kernpolarisation in $\text{TiO}_2:\text{Cr}^{3+}$

VON CH. GABATHULER UND E. BRUN

(Physik-Institut, Universität Zürich)

In einem Rutilkristall TiO_2 , der mit 0,05% Cr^{3+} dotiert ist, wurden Sättigungs- und Relaxationsexperimente durchgeführt. Modellrechnungen anhand eines thermodynamischen Spin-Reservoir-Modells, bei dem den einzelnen Spinsystemen Temperaturen zugeordnet werden, können diese experimentellen Ergebnisse erklären. Es zeigt sich dabei, dass die dynamische Kernpolarisation in $\text{TiO}_2:\text{Cr}^{3+}$ zur Hauptsache durch die dynamische Kühlung [1] und nicht durch den 'solid effect' entsteht.

Literatur

[1] M. A. KOZHUSHNER, Sov. Phys. JETP 29, 136 (1969).

Some New Information about Crystal Field Effects in CeAl_3 and PrAl_3

by J. V. MAHONEY

(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung am Eidg. Institut für Reaktorforschung, 5303 Würenlingen)

The effect of the electrostatic interaction between the crystal field and the rare earth ion in CeAl_3 and PrAl_3 has been investigated by neutron inelastic scattering methods. The standard crystal field parameters for hexagonal systems with non-ideal axial ratios (W , x and y) have been obtained by a least-squares fitting of the measured energy spectra. These parameters are then used to calculate the susceptibility heat capacity and, for PrAl_3 , the resistivity. The calculated macroscopic properties will be compared to the corresponding measured values.

Crystal Field Splitting in γ - and β - Ce^1

by A. H. MILLHOUSE, A. FURRER and W. HÄLG

(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung am Eidg. Institut für Reaktorforschung, 5303 Würenlingen)

Results are presented on the crystal field splitting of the $^2F_{5/2}$ ground state multiplet of the free Ce^{3+} ion in γ -Ce (fcc) and β -Ce (dhcp). The β phase of Ce has been stabilized by alloying with yttrium. For the dhcp crystal structure the Ce ions are situated on 'cubic' sites (D_{3d} point symmetry) and hexagonal sites (D_6 point symmetry). Complementary information on the crystal field splitting for the hexagonal sites has been obtained by studying a Ce-Y alloy in the hcp phase. It has been possible to estimate the strength of the exchange for the different crystal phases.

¹⁾ Research supported by the Schweizerische Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung.

Interactions indirectes entre spins nucléaires dans le niobium

par J. PELLISON et J. BUTTET

(D.P.M.C., Université de Genève)

La résonance acoustique nucléaire (RAN) du Nb^{93} a été observée entre 300 et 10°K dans des monocristaux de niobium.¹⁾ Nous avons déterminé les seconds moments des transitions $\Delta m = 1$ et $\Delta m = 2$ (couplage électrique quadrupolaire) et $\Delta m = 1$ (couplage magnétique dipolaire) selon les 3 directions principales [100], [110] et [111]. L'analyse des résultats selon la méthode des moments de Van Vleck permet de déterminer pour chaque orientation l'interaction d'échange indirecte, dipolaire et pseudo-dipolaire, ainsi que le terme croisé. Les valeurs obtenues sont comparées aux prédictions théoriques.

¹⁾ Prêtés par Oak Ridge National Laboratory, RR = 7500.

Fano Effect in Vibronic System

by T. IIDA

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Will be published elsewhere.

Halbleiter – Spektren

Emission stimulée dans le GaSe

par A. MERCIER et J. P. VOITCHOVSKY

(Laboratoire de Physique Appliquée EPF-Lausanne)

Nous avons étudié la photoluminescence du GaSe à haute intensité d'excitation. Une émission stimulée a été observée dans une géométrie de mesure favorisant l'amplification lumineuse. Nous avons pu montrer que l'intensité de cette émission augmente fortement lorsque la fréquence de la lumière d'excitation coïncide avec celle de l'état fondamental de l'exciton direct du GaSe. De plus, la fréquence de la ligne d'émission stimulée diminue lorsque l'intensité d'excitation augmente. Différentes hypothèses sur la nature des processus produisant cette émission sont discutées.

Multi-Center $k \cdot p$ Expansion for the Band Structure of GaSe

by A. BALDERESCHI and K. MASCHKE

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne, Switzerland)

and M. SCHLÜTER

(Department of Physics, University of California, Berkeley, California 94720, USA)

Introduction

The optical properties of the layer compound GaSe have been the object of extensive experimental studies [1] in the last few years. The theoretical interpretation of these data, however, is made difficult by the complexity and uncertainty in the band structure of this material.

The band structure of GaSe has been studied by Bassani and Pastori [2] and Kamimura and Nakao [3] in the two-dimensional approximation with the tight-binding method. Recently Schlüter [4] has performed an empirical pseudopotential band structure calculation of β -GaSe and has shown the importance of the interlayer interaction. The latter calculation was limited to high symmetry points in the Brillouin zone because at a general k -point the pseudopotential matrices are too large to be diagonalized. To calculate the optical properties or density of states, however, it is necessary to know the electron energies and wave functions everywhere in the Brillouin zone.

We calculate the band structure of GaSe at general points by using Schlüter's results at high symmetry points and the $k \cdot p$ interpolation technique. The energy levels obtained in this way are then used to calculate the valence electron density of states. The comparison of this result with recent photoemission experiments [5] allows us to analyze critically Schlüter's pseudopotential band structure.

Method and results

The Brillouin zone of GaSe in the β modification [6] is shown on the left side of Fig. 1. Its dimension along the b_3 axis, which corresponds to the crystallographic axis,

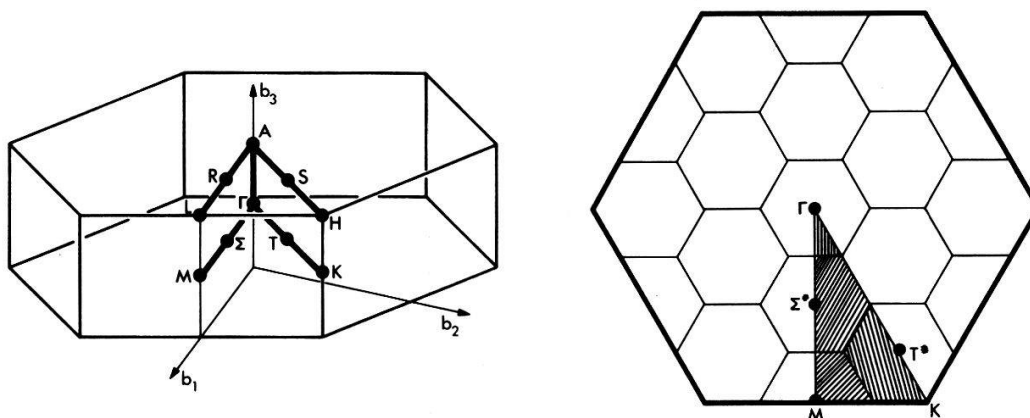


Figure 1
Brillouin zone of β -GaSe (left side) and its section with the plane $\perp$ to the b_3 axis and passing through the Γ point (right side).

is about four times smaller than that in the b_1 - b_2 plane. The heavy lines in the figure indicate the symmetry directions along which the band structure has already been calculated by Schlüter.

In order to extend the pseudopotential band structure to general points, we used the $k \cdot p$ method [7] which in principle allows us to calculate the complete band structure of a substance from the knowledge of energies and momentum matrix elements at any given point in k space. For cubic crystals, the convergence of this method has been proved by Brinkman and Goodman [8].

In a first attempt, we have tried a $k \cdot p$ expansion around the Γ point using the lowest 54 energy levels (i.e. levels up to 1.2 Rydbergs above the top of the valence bands) and the corresponding wave functions. Along the Γ - A axis this expansion gives satisfactory results. For example, the lowest 30 bands, which include conduction bands up to 10 eV above the top of the valence bands, have an accuracy of 0.1 eV. In the b_1 - b_2 plane, however, due to the larger dimension of the Brillouin zone in this direction, the convergence is much worse. For example at M the uncertainty for the lowest 30 bands is as high as 2 eV. Expansions around symmetry points other than Γ were also performed but again we obtained poor convergence in the b_1 - b_2 plane.

The above results are attributed to the limited number and the limited accuracy of the wave functions which were used to calculate momentum matrix elements. Instead of increasing the number and accuracy of the wave functions by repeating lengthy pseudopotential band structure calculations, we found it convenient to reduce the extrapolation radius by performing $k \cdot p$ expansions around different centers. On the right side of Fig. 1 we show a section of the Brillouin zone together with the four points around which we have performed $k \cdot p$ expansions. The extrapolation volume around each point is indicated by the four differently shaded areas. With this method, the lowest 30 bands can be calculated throughout the Brillouin zone with an accuracy of 0.2 eV. Furthermore, a considerable gain in efficiency is obtained. In fact, the above accuracy requires the diagonalization of $k \cdot p$ matrices of order ~ 50 , whereas the pseudopotential method would have required the diagonalization of matrices of order ~ 250 [4].

We can now calculate optical properties and density of states in GaSe and therefore test the validity of the pseudopotential band structure. To make such a test we have calculated the valence electron density of states. The valence bands have been calculated with the $k \cdot p$ technique at 960 k points in the irreducible part of the Brillouin zone. From these, valence energies at about 400 000 points have been obtained by linear interpolation. The result obtained for the density of states is shown in the upper portion of Fig. 2 and compared with the photoemission spectrum measured recently by Williams [5].

The structure at -13 eV in the calculated spectrum corresponds to the lowest four valence bands which originate from the Se 4s orbitals. The atomic levels given in the figure are adjusted so that the atomic Se 4s energy coincides with this sharp peak. The experimental data show a richer structure in this energy region. This might be explained with the presence of the Ga 3d bands which are expected to occur in the same energy range and which are not included in the pseudopotential band structure. This tentative explanation is supported by a comparison with photoemission data for higher excitation energy [5] which are not given in the figure. These data in fact show a peak at -12 eV whose increased intensity might indicate the presence of d -like levels. At present, however, the interpretation in terms of conduction band structure is not excluded.

Going to higher energy, two sharp peaks appear in the calculated spectrum at -6.5 eV and -4.8 eV which correspond to the Ga–Ga bonding and antibonding bands respectively [4]. These two peaks are in excellent correspondence with the structure found in the experimental spectrum.

The broad structure near the top of the valence bands in the calculated spectrum corresponds to the contribution of twenty electrons. Sixteen electrons form the Ga–Se

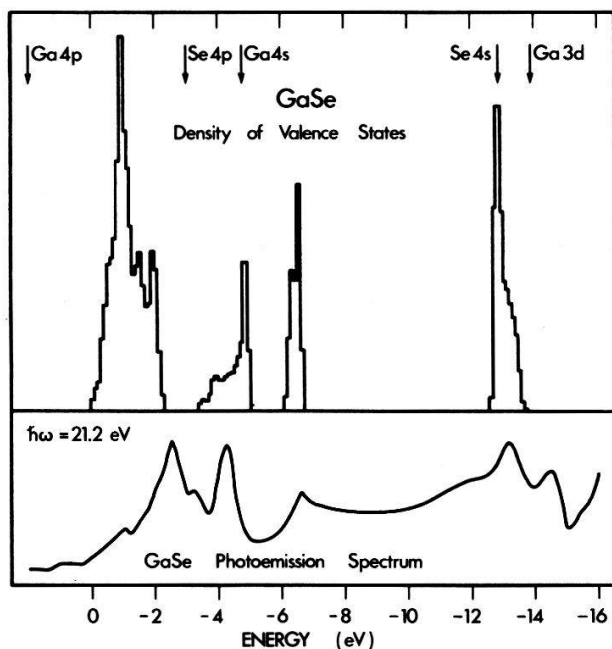


Figure 2

Upper curve: Calculated valence electron density of states in β -GaSe. The arrows show the position of the indicated atomic levels. *Lower curve:* Photoemission spectrum of GaSe obtained by P. M. Williams with excitation energy of 21.2 eV. All energies are measured from the top of the valence band.

bonds (σ bands) and the remaining four are responsible for weaker Ga–Ga bonds mixed with p_z orbitals on Se (π bands). In particular the more numerous σ electrons give rise to the calculated peak at -1 eV. In this energy range the experimental spectrum shows a peak at -2.5 eV which, because of its intensity, should correspond to the theoretical peak at -1 eV. From this we conclude that the σ bands in Schlüter's band structure are at too high energy. This may be explained with the values of interatomic distances which were used in the calculation. Experimentally the position of the atoms in the unit cell of GaSe is known only up to $\pm 10\%$. Schlüter [4] used a Ga–Ga distance of 2.23 Å which seems too small compared to 2.52 Å, i.e. twice the covalent radius of Ga [9]. Furthermore, Schlüter used a Ga–Se distance of 2.6 Å whereas the sum of the covalent radii of Ga and Se is 2.4 Å [9]. With a larger Ga–Ga distance and a smaller Ga–Se distance the overlap of p_x and p_y atomic orbitals on Ga and Se increases and therefore the σ bands are shifted to lower energy. This argument is supported by the tight-binding calculation of Bassani and Pastori [2]. They used values for the Ga–Ga and Ga–Se distances which are in agreement with the atomic covalent radii and found a valence band structure similar to that of the pseudopotential calculation with the only exception of the σ bands which occur ~ 2 eV below the top of the valence bands, in better agreement with the photoemission data.

Conclusions

We have calculated the band structure of GaSe at general points of the Brillouin zone by using a combination of the pseudopotential and the $k \cdot p$ methods. This technique reduces considerably the volume of computation and therefore allows us to calculate the electronic and optical properties of complicated systems such as GaSe. This combination of methods is expected to be generally useful for crystals with a large number of atoms in the unit cell.

The pseudopotential band structure of GaSe has been tested by comparing the calculated valence electron density of states with experimental photoemission spectra. Theory and experiment are in agreement for the lower valence bands, whereas the bands corresponding to the Ga–Se bonds are theoretically predicted at too high energy. Better agreement is expected after improving the values of atomic distances within the unit cell.

Acknowledgment

The authors are grateful to Dr. P. N. Williams of the Imperial College, London, for sending his photoemission data prior to publication.

References

- [1] A. MERCIER, E. MOOSER and J. P. VOITCHOVSKY, *J. Luminescence* **7**, 241 (1973); R. MAMY, L. MARTIN, G. LEVEQUE, and C. RAISIN, *Phys. Stat. Solidi* **62(b)**, 201 (1974); see also the references quoted in the above papers.
- [2] F. BASSANI and G. PASTORI, *Nuovo Cimento* **50B**, 95 (1967).
- [3] H. KAMIMURA and N. NAKAO, *J. Phys. Soc. Japan* **24**, 1313 (1968).
- [4] M. SCHLÜTER, *Nuovo Cimento* **13B**, 313 (1973).
- [5] P. M. WILLIAMS, to be published.
- [6] For a description of the structure of GaSe, see Ref. 4.
- [7] E. O. KANE, in *Semiconductors and Semimetals*, Vol. I, edited by R. K. WILLARDSON and A. C. BEER (Academic Press, New York 1966), p. 75.
- [8] W. BRINKMAN and B. GOODMAN, *Phys. Rev.* **149**, 597 (1966).
- [9] L. PAULING, *The Nature of the Chemical Bond* (Cornell Univ. Press, New York 1960), p. 246.

Einfluss von Potentialfluktuationen auf die Bandstruktur von Mischkristallen

von A. BALDERESCHI und K. MASCHKE

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne)

Der Einfluss der in III–V Mischkristallen vorliegenden statistischen Potentialfluktuationen auf die Bandstruktur wird in Störungsrechnung 2. Ordnung untersucht. Es wird gezeigt, dass sie einen wesentlichen Beitrag zu dem experimentell beobachteten nichtlinearen Verhalten der Gaps und der effektiven Massen als Funktion der Konzentration liefern. Die für reine Kristalle gültige $k \cdot p$ -Beziehung zwischen effektiven Massen und Energiegaps wird in Übereinstimmung mit dem Experiment von diesem zusätzlichen Beitrag nicht erfüllt.

Influence des impuretés As et Sb sur l'absorption optique et la luminescence dans le GaSe

par C. DEPEURSINGE, A. MERCIER et J. P. VOITCHOVSKY

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne)

Nous avons effectué des mesures d'absorption optique et de photoluminescence de monocristaux de GaSe dopé avec Antimoine et Arsenic. L'effet de ces impuretés sur les propriétés optiques du GaSe se distingue de celui des impuretés précédemment étudiées. Ces dopants font apparaître des bandes d'absorption et d'émission profondes (de 0,2 à 0,5 eV). La largeur de ces bandes (de l'ordre de 150 meV), les temps de vie observés en émission (plusieurs microsecondes à 4,2°K) ainsi que l'influence de la concentration du dopant ont été étudiés. Les résultats obtenus sont discutés et comparés aux observations faites antérieurement sur le GaSe.

Etude de la photoconduction et des propriétés photovoltaïques d'échantillons monocristallins de GaSe

par Y. DEPEURSINGE et CH. DEPEURSINGE

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne)

Nous avons étudié les spectres de photoconduction et de photovoltage d'échantillons monocristallins de GaSe élaborés par la méthode de Bridgman, sur toute l'échelle de température de 1,5°K à l'ambiante. Deux structures ont été mises en évidence: la structure macroscopique, ou 'background', caractérisée par son maximum dont la position en énergie dépend de la géométrie de l'expérience, et la structure microscopique, ou structure fine, dont les éléments caractéristiques (bosses et creux) ne sont pas fonction de la géométrie de l'expérience. La structure microscopique a pu être interprétée en considérant la présence d'un gap indirect. L'influence des dopants Cu, Cd et Sb sur les spectres de photovoltage a été examinée.

Band Edge Excitons in PbI₂

by LE CHI THANH and C. DEPEURSINGE

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne, Switzerland)

The fundamental optical absorption edge of the layered semiconductor PbI₂ has shown in the past a puzzling series of excitonic lines whose nature still remains a subject of controversy [1, 2, 3]. Two striking features emerge from the data reported in the literature. Firstly, the position of the lowest energy line is observed to vary within the range lying between 4900 Å and 4960 Å. This fact can be ascribed to the occurrence of different polytypes of PbI₂ depending on the origin and preparation techniques of the specimens. Secondly, the detected lines were ambiguously interpreted either as two overlapping Wannier exciton series [4] or as a single Wannier series

whose ground state is shifted towards higher energies [5]. The problem with the first model is that it can always be fitted to any set of four lines. On the other hand the anomaly of the ground state in the second model is unsatisfactorily explained by a repulsive central cell correction arising from the cationic nature of the exciton in PbI_2 .

New reflection measurements carried out in our laboratory on single crystals of PbI_2 grown by miscellaneous techniques have revealed the polytypic character of this compound. We have confirmed the existence of the 2H and the presumed 4H or 6R

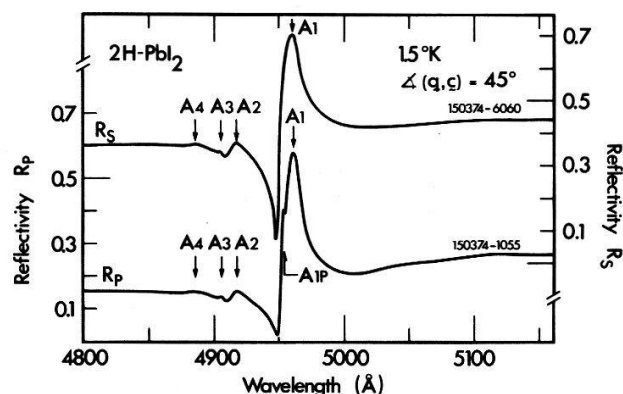


Figure 1

Reflectivity of the basal plane (001) of 2H- PbI_2 measured at 1.5°K under oblique incidence 45°. R_s and R_p refer to polarization vectors perpendicular and parallel to the plane of incidence respectively. The $n = 1, 2, 3$ states of the normal Wannier series are denoted by A_1 (4962 Å), A_2 (4918 Å), A_3 (4907 Å) while A_4 (4886 Å) corresponds to an interband transition. The dip A_{1P} (4954 Å) in the main reflectivity peak represents the intermediate polaritonic branch of the extraordinary mode.

polytypes already detected by Gähwiller and Harbeke. Moreover, other high-order polytypes observed in several of our optical spectra can account for the dispersion of the results obtained by previous authors. In 2H- PbI_2 a new peak was found which, when attributed to the $n = 3$ state, forms a *normal Wannier series* together with the two lowest energy lines. The line assigned earlier to the $n = 3$ state is now considered to be due to an interband transition. In the figure this new exciton series is displayed. A ground state ionization energy of about 30 meV is obtained for the series. In view of the large dielectric constant of PbI_2 ($\epsilon \simeq 6.2$), this result appears more reliable than the corresponding excessive energy of 127 meV given by Harbeke et al. for 2H- PbI_2 .

Acknowledgments

The authors are indebted to the Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique for financial support.

References

- [1] S. NIKITINE, J. SCHMITT-BURCKEL, J. BIELLMANN and J. RINGEISSEN, J. Phys. Chem. Solids 25, 951 (1964).
- [2] CH. GÄHWILLER and G. HARBEKE, Phys. Rev. 185, 1141 (1969).
- [3] M. R. TUBBS, Phys. Stat. Sol. (b) 49, 11 (1972).
- [4] G. BALDINI and S. FRANCHI, Phys. Rev. Letters 26, 503 (1971).
- [5] G. HARBEKE and E. TOSATTI, Phys. Rev. Letters 28, 1567 (1972).

Photoluminescence de PbI_2

par F. LÉVY, A. MERCIER et J. P. VOITCHOVSKY

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne, Suisse)

La photoluminescence du PbI_2 a été étudiée par Kleim et Raga [1] qui ont attribué les raies d'émission excitoniques à la recombinaison d'excitons liés et libres. Le comportement en température des deux lignes d'émission excitonique suggère que l'autoabsorption ne joue pas le rôle que ces auteurs lui avaient accordé pour expliquer

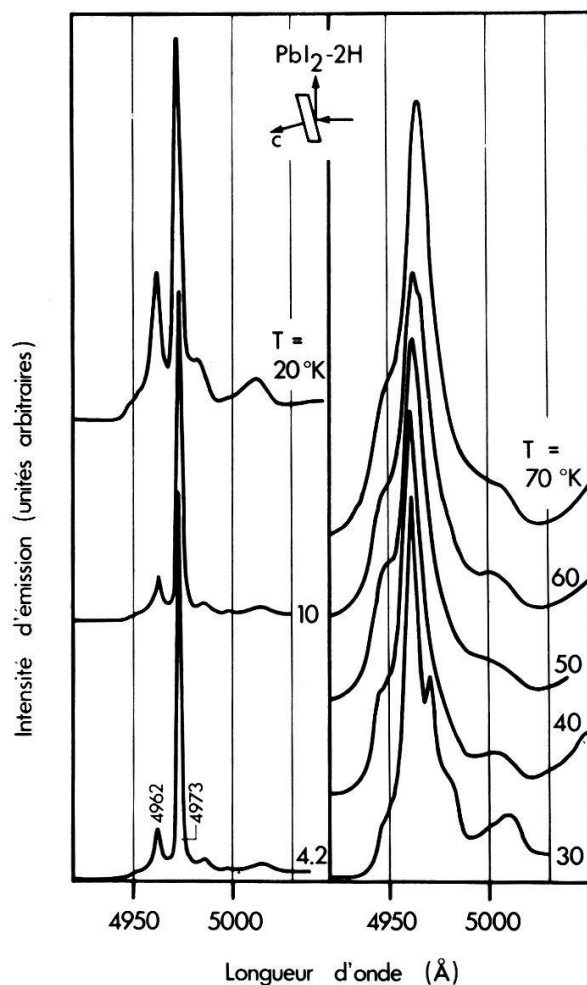


Figure 1

Photoluminescence d'un monocristal de PbI_2-2H , en fonction de la température: la recombinaison de l'exciton libre domine au-dessus de 30°K .

la présence d'une ligne à plus haute énergie dans le spectre d'émission. Cette ligne, à 4954 Å pour un cristal du type 2H, provient plutôt de l'émission de polaritons du mode extraordinaire [2].

La variation du spectre d'émission en fonction de la température est représentée dans la fig. 1. L'échantillon est un disque clivé dans un monocristal de type 2H préparé par la méthode de Bridgman après triple sublimation du composé chimique. Une lampe à vapeur de Mercure sert de source d'excitation. A la température de l'Hélium liquide, la ligne d'émission due à la recombinaison de l'exciton piégé (4974 Å) domine

par rapport à celle de l'exciton libre (4963 Å). Entre 30 et 40°K, la recombinaison de l'exciton libre devient le mécanisme d'émission dominant.

La différence d'énergie entre les deux niveaux de recombinaison vaut 5 meV, calculée à partir des longueurs d'onde respectives. L'analyse de la décroissance exponentielle de l'intensité d'émission en fonction de la température donne une énergie du même ordre de grandeur pour l'énergie d'activation du processus.

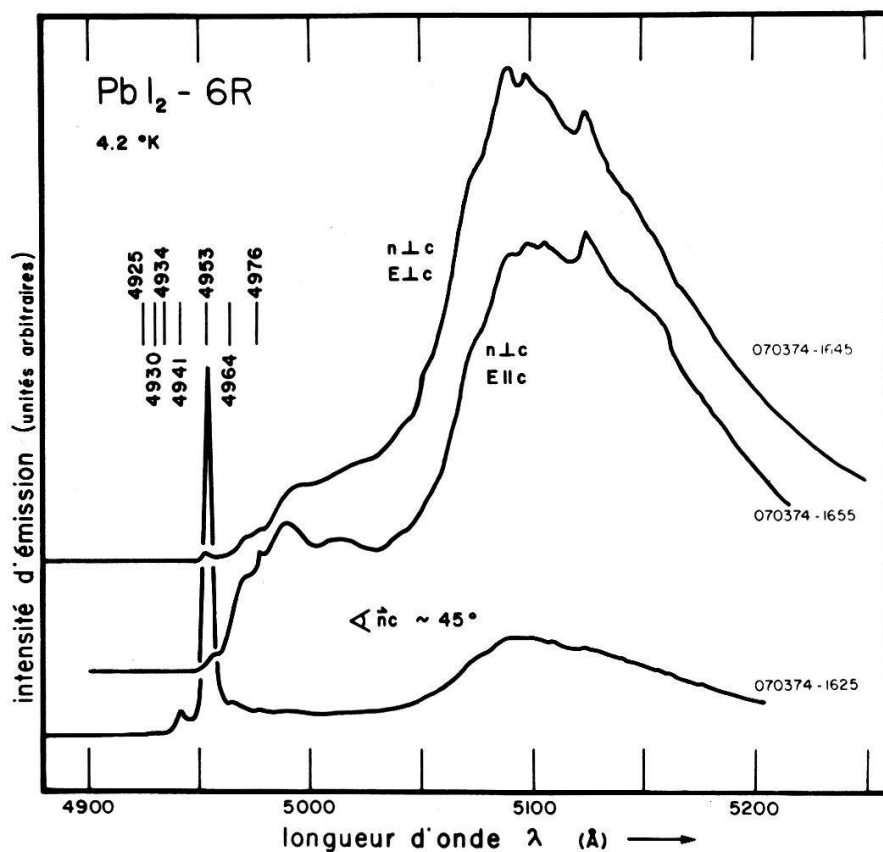


Figure 2

Spectre d'émission d'un monocristal de PbI_2 -6R: l'importance des raies d'impureté observées à incidence perpendiculaire à l'axe c .

La présence d'un exciton piégé dans PbI_2 doit être mise en relation avec celle de centres d'impuretés dus au Plomb. La décomposition photochimique du PbI_2 produit des centres de natures très différentes [3], qui se manifestent par une bande d'émission large et intense autour de 5100 Å. Pour un cristal du type supposé 6R, la nature complexe du spectre d'impureté apparaît dans la fig. 2 où la lumière émise est observée à incidence perpendiculaire à l'axe c . Les défauts de la surface, qui n'est pas une face naturelle du cristal, peuvent être partiellement responsables de la structure de la bande d'impureté observée.

Remerciements

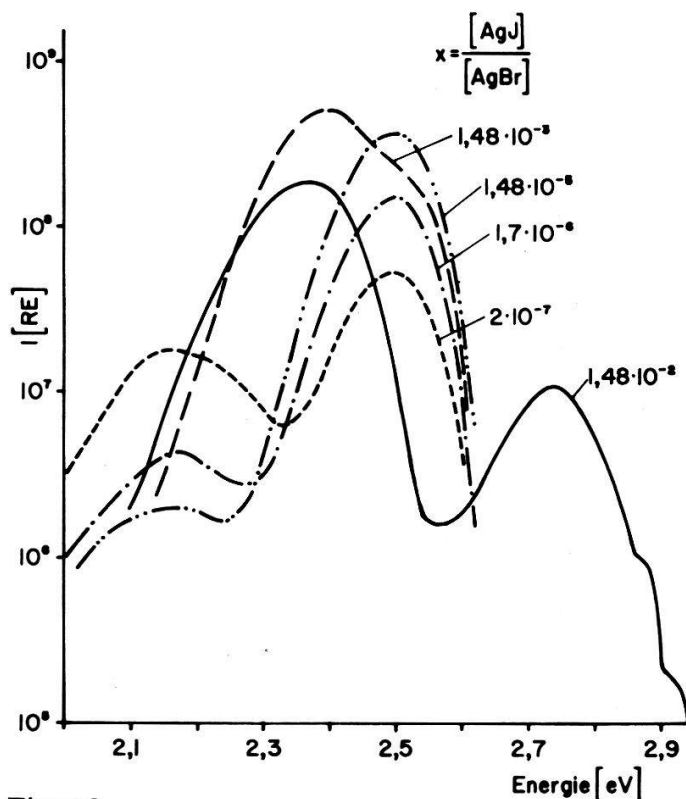
Nous tenons à remercier M. le Prof. E. Mooser pour son intérêt constant ainsi que M. H. Berger pour la fabrication des monocristaux. Nous exprimons notre reconnaissance au Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique pour son aide financière.

Anregungslicht wird durch ein Kodak Wratten 2A Kantenfilter ausgefiltert. Als Detektor wird hier ein RCA C31034 Photomultiplier verwendet, welcher im Wellenlängenbereich von 200 nm bis 880 nm empfindlich ist und im besonderen eine relativ gute Rotempfindlichkeit aufweist.

Die Intensität des Lumineszenzlichtes wird mit Hilfe der Photonenzählmethode gemessen, d.h. es werden im wesentlichen die von den Photonen herrührenden elektrischen Pulse gezählt. Der Zeitgeber lässt diese über eine vorgegebene Zeit summieren. Er bewirkt, dass der Wert in den richtigen Speicherkanal kommt und sorgt

Lumineszenz an AgBr dotiert mit AgJ

$T = 4,2^\circ\text{K}$



Figur 2

dafür, dass die Steuereinheit mit Hilfe des Antriebs (A) am Monochromator die Wellenlänge vorrücken lässt. Der Speicher hat 100 Kanäle, welche je 100 000 Ereignisse erfassen können.

Am Ende der Messung werden die Zählraten in ein Band gelocht und mit Hilfe des Computers unter Berücksichtigung der von der Wellenlänge abhängigen Quantenausbeute der Photokathode und der Zählzeit korrigiert. Ebenso wird die Spaltbreite näherungsweise berücksichtigt.

Da die isoelektronische Joddotierung für die praktische Silberhalogenidphotographie von besonderer Bedeutung ist – sie erhöht die Empfindlichkeit –, haben wir AgBr-Kristalle mit verschiedenen Jodkonzentrationen untersucht. Das undotierte Silberbromid wurde nach der Tropfmethode [2] hergestellt und enthält nach massenspektrometrischen Untersuchungen weniger als 1 ppm metallische Verunreinigungen und bereits 0,2 ppm Jod.

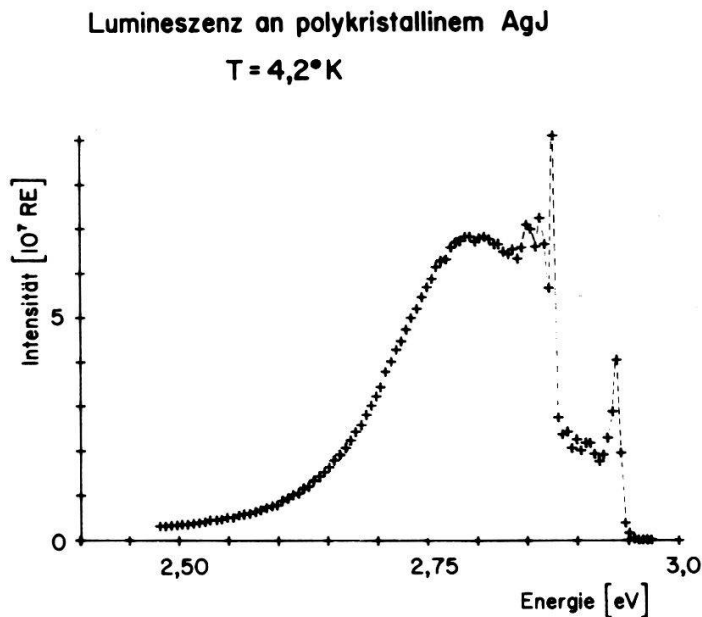
In Fig. 2 sind die Emissionsspektren der Messungen bei $4,2^\circ\text{K}$ zusammengestellt.

Die Proben mit kleinen Jodkonzentrationen zeigen Lumineszenzbanden bei 2,15 eV und 2,5 eV. Genauere Messungen der grünen Bande (2,5 eV) weisen eine

Phononen-Feinstruktur auf, welche in Fig. 2 nicht dargestellt ist. Diese Ergebnisse stimmen mit den Messungen anderer Autoren [3, 4] überein.

Das Band bei 2,5 eV rührt nach Kanzaki und Sakuragi [3] von der Rekombination von Exzitonen, deren Löcher an isoelektronischen Jodionen getrappt sind, her.

Beim gelben Band (2,15 eV) wird die Rekombination von getrappten Elektronen mit Löchern als Ursache angenommen. Nach Moser und Lyu [4] wächst mit zunehmender Jodkonzentration (bis $5 \cdot 10^{-4}$) die Intensität der grünen Bande auf Kosten der gelben Bande.



Figur 3

Bei einem Verhältnis J^-/Br^- von $1,4 \cdot 10^{-3}$ messen wir neben der Bande bei 2,5 eV noch ein weiteres Maximum bei 2,4 eV. Dies stimmt überein mit einer Messung von Kanzaki und Sakuragi [5], welche dieses Maximum bei einem Verhältnis von $2,5 \cdot 10^{-3}$ gefunden haben. Sie schreiben die Emissionsbande bei 2,4 eV dem Zerfall von an Jodpaaren gebundenen Exzitonen zu.

Die Messung einer Probe mit einem Verhältnis von $1,48 \cdot 10^{-2}$ zeigt neben dem Maximum bei 2,38 eV eine weitere Bande bei 2,73 eV mit Schultern bei *ca.* 2,87 und 2,93 eV. Da diese Erscheinung oberhalb der Absorptionskante von AgBr liegt, ist es naheliegend anzunehmen, dass die Bande bei 2,73 eV von AgJ herrührt.

Die Fig. 3 zeigt das Emissionsspektrum von polykristallinem AgJ. Aufgrund der Herstellungsmethode ist zu erwarten, dass diese Probe eine Mischung von AgJ mit hexagonaler Wurzitstruktur und solchem mit kubisch flächenzentrierter Zinkblende-Struktur enthält.

Das Spektrum zeigt wiederum eine breite Bande bei 2,8 eV und neben einer Reihe von schwachen Linien zwei starke, schmale Linien bei 2,87 eV und 2,94 eV. Die Linie bei 2,94 eV stimmt überein sowohl mit einer Messung an reinem hexagonalem AgJ²⁾ als auch mit der Messung von Perny und Nikitine [6], welche sie als Seriegrenze der Exzitonen interpretierten. Die Linie bei 2,87 eV ist nach Perny [7] für das kubisch flächenzentrierte AgJ charakteristisch.

²⁾ Wir danken Herrn Dr. BRÜESCH von der Firma BBC, Baden, für das uns zur Verfügung gestellte Silberjodid.

Da die spektrale Lage der beiden intensiven, scharfen Linien (2,87 eV und 2,94 eV) gut mit derjenigen der beiden Schultern übereinstimmt, beweisen diese Messungen, dass mit AgJ dotiertes AgBr bereits bei einem Verhältnis von $1,5 \cdot 10^{-2}$ sowohl eine hexagonale, wie auch eine kubisch flächenzentrierte Silberjodidphase enthält. Dies widerspricht dem auf Röntgenuntersuchungen basierenden Zustandsdiagramm von Natarajan und Rao [8], nach welchem die Silberjodidlöslichkeit in Silberbromid wenigstens 20% beträgt. Diese Resultate beweisen die Empfindlichkeit der Lumineszenzmessungen für den Nachweis der Art des Einbaus von Dotierungen. Es kann damit ein Beitrag zur Lösung der Probleme der chemischen Sensibilisierung von Silberhalogeniden geleistet werden.

Literatur

- [1] R. W. GURNEY und N. F. MOTT, Proc. Roy. Soc. (London), Ser. A, **164**, 151 (1938).
- [2] P. JUNOD, B. KILCHÖR und H. WALLISER, J. Crystal Growth **10**, 144 (1971).
- [3] H. KANZAKI und S. SAKURAGI, J. Phys. Soc. Japan **27**, 109 (1969).
- [4] F. MOSER und S. LYU, J. Lumin. (Netherlands) **3** (6), 447 (May 1971).
- [5] H. KANZAKI und S. SAKURAGI, Photogr. Sci. and Eng. (USA) **17** (1), 69 (1973).
- [6] G. PERNY und S. NIKITINE, C. R. Acad. Sci. (France) **244**, 878 (1957).
- [7] G. PERNY, J. Chim. phys. et Physico-Chim. biol. **55**, 650 (1958).
- [8] M. NATARAJAN und C. R. N. RAO, J. Chem. Soc. A, 3087/92 (1970).

Zur Bose-Einstein Kondensation freier Exzitonen in AgBr

von W. CZAJA und C. F. SCHWERDTFEGER¹⁾

(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

Energetische Lage, Linienbreite und Temperaturabhängigkeit der Intensität einer Emissionslinie in AgBr beobachtet in Photolumineszenz können bisher mit keinem anderen Modell als dem der Bose-Einstein Kondensation freier Exzitonen gedeutet werden [1]. Wir berichten über Messungen der Intensität dieser Emissionslinie in Magnetfeldern bis zu $B = 24$ kG. Sie ergeben, dass diese Intensität darstellbar ist als

$$I(T, B) = I_1(T) \cdot I_2(B)$$

im Bereich $1,27 \text{ K} \leq T \leq 2,08 \text{ K}$. Die Feldfunktion $I_2(B)$ beschreibt eine lineare Abnahme mit zunehmendem B , wobei gleichzeitig die Linienbreite erhalten bleibt.

Literatur

- [1] W. CZAJA und C. F. SCHWERDTFEGER, Solid State Comm. **15**, 87 (1974).

¹⁾ On sabbatical leave from the University of British Columbia, Vancouver, Canada.

Symétries cristallines et règles de sélection pour l'observation du biexciton

par J.-J. FORNEY

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne)

A. QUATTROPANI

(Laboratoire de Physique Théorique, EPF-Lausanne)

et F. BASSANI

(Istituto di Fisica, Università di Roma)

On établit une classification des états du biexciton en tenant compte des spins des quatre particules et des symétries du réseau cristallin. Cette classification fixe les règles de sélection optiques pour les diverses transitions qui impliquent le biexciton: luminescence, absorption à 2 photons. Ces résultats sont appliqués aux substances dans lesquelles on a observé le biexciton, en particulier CuCl et CdS. Les règles de sélection obtenues, concernant notamment la polarisation des raies d'émission, fournissent des critères nouveaux qui seront très utiles pour une meilleure identification des raies du biexciton.

Supraconductivité dans les sulfures ternaires de Molybdène

Ø. FISCHER, R. ODERMATT, H. JONES et G. BONGI

(Dépt. de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève)

Certains sulfides ternaires de Molybdène montrent des propriétés supraconductrices exceptionnelles. Ces substances, étudiées en premier par Chevrel, Sergent et Prigent [1] sont de formule générale $M_x Mo_6 S_8$ ($M = Cu, Ag, Al, Sn, Pb, In \dots$). Certaines propriétés de ces substances seront présentées. D'intérêt particulier sont les valeurs très élevées de H_{c2}/T_c que nous avons trouvées dans certaines de ces substances. Le champ critique a été mesuré dans des champs magnétiques pulsés jusqu'à 350 kGauss avec une durée de pulse de 45 millisecondes. Pour quelques composés le champ critique extrapolé à $T = 0$, prend des valeurs plus élevées que 500 kGauss.

Références

- [1] R. CHEVREL, M. SERGENT et J. PRIGENT, Journ. Solid State Chem. 3, 515 (1971).

Quelques propriétés des couches minces de nitrure de niobium dans l'état supraconducteur et l'état normal

par H. JONES, Ø. FISCHER et G. BONGI

(Dépt. de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève)

Nous avons mesuré la dépendance en température de la résistivité, $R(T)$, la température de transition supraconductrice, T_c , et le champ magnétique critique, $H_{c2}(T)$, des couches minces de nitrure de niobium. Nos échantillons ont été fabriqués

par bombardement cathodique réactif dans un faisceau de ions d'argon et d'azote à basse pression [1]. Il y a une dépendance anormale de $H_{c2}(T)$ avec T_c pour la série des échantillons étudiés. En effet, la pente initiale $(dH_{c2}/dT)_{T=T_c}$ est plus grande pour les échantillons avec un T_c inférieur. En faisant une comparaison avec les courbes théoriques [2] nous pouvons conclure que le champ critique orbital, H_{c2}^* augmente lorsque T_c décroît. Nous avons trouvé une corrélation entre le rapport de résistivité $R(77^\circ\text{K})/R(300^\circ\text{K})$ et le T_c de nos échantillons.

Références

- [1] H. JONES, Ø. FISCHER, et G. BONGI, à paraître dans Solid State Communications (1974).
 [2] WERTHAMER, HELFAND et HOHENBERG, Phys. Rev. 147, 295 (1966).

Comportement magnétique et non-magnétique des impuretés de Fe dans le système $\text{Nb}_{76}\text{Pt}_{24-x}\text{Fe}_x$

par G. BONGI, R. FLÜKIGER, A. TREYVAUD, Ø. FISCHER et H. JONES

(Dépt. de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève)

Nous montrons que dans ce système, la dépendance en concentration de la température critique T_c n'est pas due à une variation du paramètre de diffusion magnétique λ_m en fonction de la température (décrit par une théorie de Kondo ou de fluctuation de spin) mais peut être expliquée par une saturation du nombre des atomes magnétiques de Fe à haute concentration. Supposant que les atomes de Fe ont un effet de diffusion aussi bien magnétique que non-magnétique sur l'état supraconducteur, et déterminant ce dernier en ajoutant des impuretés non-magnétiques (Ru), nous avons réussi à corréler les résultats expérimentaux du champ critique en fonction de la température avec ceux déduits théoriquement par Werthamer et al [1]. Nous arrivons à la conclusion que les impuretés de Fe présentent un comportement magnétique lorsqu'ils se trouvent sur les sites linéaires (sites Nb) et non-magnétique sur les sites cubiques (sites Pt).

Références

- [1] WERTHAMER, HELFAND et HOHENBERG, Phys. Rev. 147, 295 (1966).

Effective-Medium Theory for the Site-Percolation Conductivity

by J. BERNASCONI and H. J. WIESMANN

(Brown Boveri Research Center, 5401 Baden)

A simple cluster-effective-medium theory is developed for the conductivity σ in the site-percolation problem. This treatment leads to the expression

$$\sigma(p)/\sigma(1) = 1 - \lambda(1 - p^2),$$

where $(1 - p)$ is the fraction of removed sites and $\lambda = \pi/2$ for the 2-dim square lattice, $\lambda \approx 1.266$ for the 3-dim simple cubic lattice. Our effective-medium approximation becomes exact in the limit of small $(1 - p)$, and is in good agreement with numerical calculations, except in the critical region.

Phasenumwandlungen von Kaliumhyperoxid

von M. ZIEGLER, M. BÖSCH und W. KÄNZIG

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH Zürich)

Ordnungs- Unordnungsumwandlungen wurden mit Röntgenstreuung an KO_2 -Einkristallen untersucht. Bei Zimmertemperatur hat KO_2 eine tetragonale CaC_2 -Struktur. In dieser Phase wurden diffuse Reflexe gemessen, die auf eine korrelierte Rotation der O_2^- -Moleküle hindeuten. Unterhalb 231 K kondensieren die diffusen Reflexe zu scharfen Satellitenreflexen. In Richtung der tetragonalen Achse wurden keine Satelliten beobachtet. Daraus folgt, dass die Ordnung in dieser Richtung beinahe perfekt ist. Senkrecht dazu sind die O_2^- -Moleküle innerhalb kleiner Domänen geordnet. Mit einer Folge von solchen verschieden grossen Mikrodomänen kann man das Auftreten der Satellitenreflexe erklären. Bei noch tieferen Temperaturen zeigt der Kristall auch senkrecht zur tetragonalen Achse eine beinahe perfekte Ordnung.

Physique Appliquée et autres Domaines de la Physique

Non-Resonant Excitation of Nuclear Magnetic Sublevels

by G. BÉNÉ¹), B. BORCARD¹), M. GUENIN²), E. HILTBRAND¹), C. PIRON²) and R. SECHEHAYE¹)

We report on the action of a non-resonant RF field on a system of nuclear moments submitted to a constant magnetic field. The effect has been experimentally and theoretically investigated for the whole range of amplitudes and RF frequencies below and above the Larmor frequency corresponding to the constant magnetic field. Good agreement between theory and experiment is found, except for very low RF frequencies. The connection with other measurements is discussed.

In past papers, we have given some experimental results on the effect of a non-resonant electromagnetic field on the frequencies of a nuclear magnetic moment system. These results are related to the frequency shift obtained by the action of RF fields in which the frequency ω is

- higher than Larmor precession frequency of the unperturbed system,
- lower than Larmor frequency.

In the first case, the frequency shift, when the amplitude of the perturbation RF field is low, is well accounted for by the Cohen-Tannoudji expression, tested in atomic magnetic systems [1].

¹) Dépt. de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève.

²) Dépt. de Physique Théorique, Université de Genève.

In the second, we have surprisingly good agreement with the experimental results if we consider, in the alternative RF excitation, only the field component which rotates in the same sense than the Larmor procession of spins involved [2].

The experimental techniques are described elsewhere [3]. We try, here, to give a theoretical derivation for the whole range of amplitudes and RF frequencies below and above the Larmor frequency corresponding to the constant magnetic field.

The method used is to treat the radiofrequency field not as an external, classical field, but as a quantized field. The state to consider is that of a coherent state, we do not have to consider it explicitly. As our radiofrequency field is linearly polarized and of sharp frequency, we only have to introduce one type of creation operator and the hamiltonian of our system becomes

$$H = \frac{1}{2}\omega_0 \sigma_z + \omega a^* a + \frac{\lambda}{2} \sigma_x (a + a^*); \quad \lambda = \frac{\omega_1}{2\sqrt{N}}. \quad (1)$$

N = mean number of photons.

In this new setting, what we observe are the energy differences between the levels of the hamiltonian. These levels, however, are fantastically numerous. Indeed, in the case $\lambda = 0$, the eigenvalues are simply

$$n\omega \pm \frac{1}{2}\omega_0.$$

The difference, however, does not depend upon n if we consider the transition between $n\omega + \frac{1}{2}\omega_0$ and $n\omega - \frac{1}{2}\omega_0$ which gives, of course, only ω_0 . One can prove in complete mathematical rigour that this remains true of the exact solution for the difference which is nearest to ω_0 in the limit $n \rightarrow \infty$ (and hence $N \rightarrow \infty$, since asymptotically $n \sim 2N$).

The fact that we are going to make the limit $n \rightarrow \infty$ in the computations is itself no restriction to the accuracy of the method, since typical numerical values for N are in the range of 10^{20} . The limitations arise much more from the fact that ω should not be too small if we want to describe our radiofrequency field in the cavity by a coherent state. Therefore the cases for which our second method fails are those for which the first was good.

The computation of the eigenvalues and thus, finally, of the frequency shift are completely straightforward, but somehow tedious. The formulae for the perturbation expansion can be taken from the work of Kato [4], the final result being

$$\Delta\nu_0 = \frac{\nu_1^2}{2} \cdot \frac{\nu_0}{\nu_0^2 - \nu^2} - \frac{\nu_1^4}{16} \cdot \frac{\nu_0(3\nu_0^2 + \nu^2)}{(\nu_0^2 - \nu^2)^3}. \quad (2)$$

Apart from the small values of ω , agreement with the experiment values is good (Fig. 1). We note that in the vicinity of the resonance, the fit given by the second-order term only is much better than the fit obtained in taking the fourth-order term into account. This is not astonishing. In the vicinity of the resonance ($\omega_0 = 1971.3$) the coefficient of ω_1^4 is much larger than the coefficient of ω_1^2 and the series is clearly asymptotic. Under such circumstances the sequence of Padé approximates usually gives a much better result. The formula for the diagonal $[2, 2]$ Padé approximate corresponding to the fourth-order Taylor expansion is

$$\Delta\nu_0 = \frac{\nu_1^2}{2} \cdot \frac{\nu_0}{\nu_0^2 - \nu^2} \left[1 + \frac{\nu_1^2 (3\nu_0^2 + \nu^2)}{8 (\nu_0^2 - \nu^2)^2} \right]^{-1}. \quad (3)$$

Indeed, the $[2,2]$ diagonal Padé approximate gives a much better fit than the fourth-order Taylor expansion, giving almost exactly the behaviour in the immediate vicinity of the resonance; at a distance, however, the fit given by the second order is much better, up to the point where all approximations coincide.

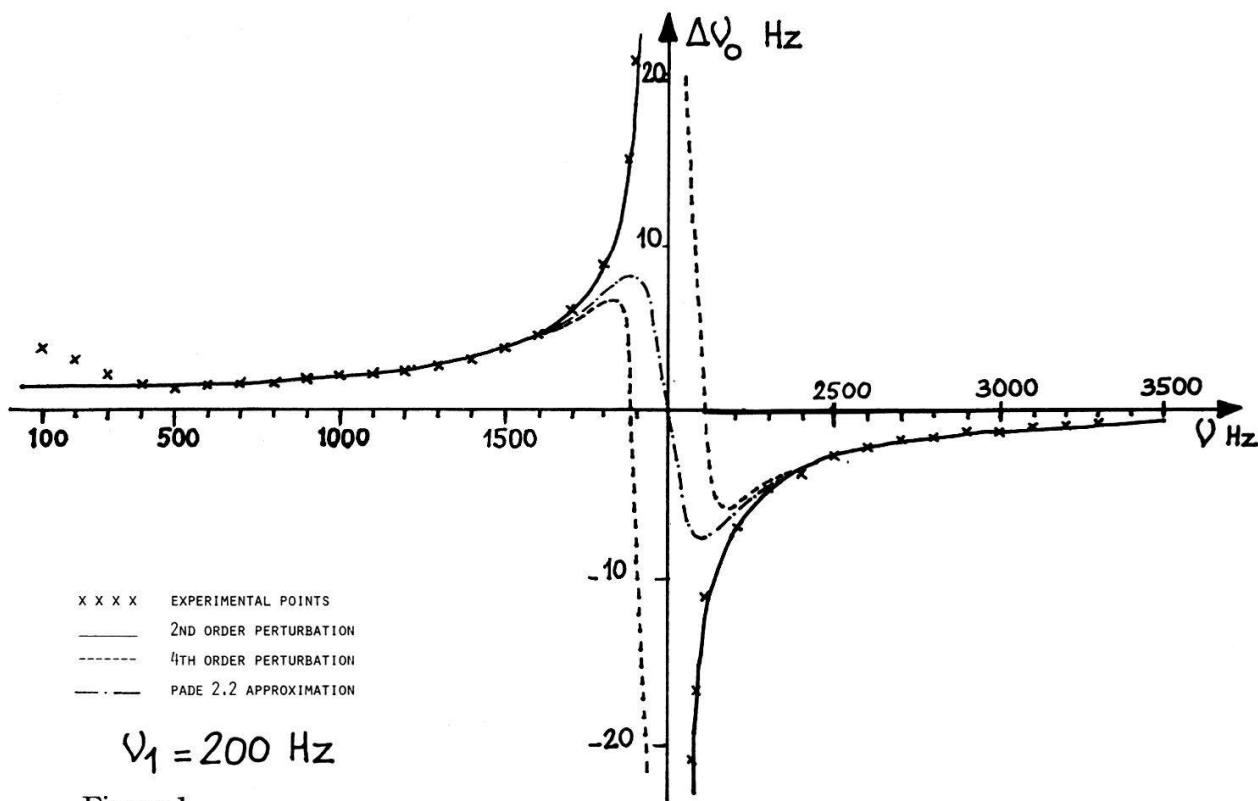


Figure 1

In conclusion, we can say that the correspondence between theory is good, even astonishingly good, if we remember the fairly simple model which we are describing theoretically.

References

- [1] E. HILTBRAND, C. PIRON, R. SECHEHAYE, B. BORCARD and G. J. BÉNÉ, *Helvetica Physica Acta* (1973) (in press).
- [2] E. HILTBRAND, B. BORCARD, R. SECHEHAYE, C. PIRON and G. J. BÉNÉ, *C. R. Acad. Sc. Paris* 278B, 243 (1974).
- [3] G. BÉNÉ, B. BORCARD, M. GUENIN, E. HILTBRAND, C. PIRON and R. SECHEHAYE, in *Physical Reality and Mathematical Description* (Reidel, Dordrecht, Holland 1974).
- [4] T. KATO, *Perturbation Theory for Linear Operators* (Springer Verlag, Berlin 1966).

Obtention de cohérence magnétique nucléaire à l'aide d'impulsions non résonnantes

par G.-J. BÉNÉ et B. BORCARD

(Dépt. de Physique de la Matière Condensée, Station de Jussy, Université de Genève)

Résumé. Sur la base de travaux antérieurs se rapportant à l'influence d'un rayonnement électro-magnétique non résonnant sur la distance des sous-niveaux magnétiques nucléaires, les auteurs proposent une technique nouvelle d'impulsions pour provoquer la précession libre par excitation non résonnante. Les premiers résultats expérimentaux (limités au domaine où la fréquence propre de l'excitation est plus petite que la fréquence de Larmor du système non perturbé) sont en accord qualitatif avec les prévisions théoriques.

1. Introduction

Si l'on définit la cohérence comme l'existence d'une aimantation de grandeur finie dans le plan perpendiculaire à la direction de quantification, elle est évidemment une condition nécessaire à l'observation de la précession libre des spins et à celle – dérivée – des échos de spins.

Les échos de spins impliquant nécessairement la précession libre dans le référentiel du laboratoire ou dans un référentiel tournant, nous fixerons notre attention sur la précession libre.

La méthode la plus ancienne – et la plus largement utilisée – pour produire la précession libre est une impulsion résonnante [1], laquelle donne un effet maximum si elle produit une rotation de l'aimantation – à partir de sa position d'équilibre selon l'axe de quantification – égale à $(n + \frac{1}{2})(\pi/2) - n$ positif le plus petit possible (incluant la valeur 0).

La prépolarisation du système des spins dans un champ d'amplitude élevée H_p , perpendiculaire au champ terrestre H_T ($H_p \gg H_T$), et coupé à l'instant $t = 0$, entraîne la précession libre de l'aimantation autour de l'axe du champ terrestre [2].

Nous avons montré ailleurs que la méthode de précession libre après coupure brusque du champ prépolarisant était la simple extension à la fréquence 0 de l'emploi d'une impulsion résonnante dans le référentiel tournant [3].

Cette dernière remarque nous montre qu'on doit pouvoir obtenir – par continuité – une cohérence et par conséquent la précession libre par l'emploi d'une impulsion RF non résonnante dont la fréquence

- a) soit comprise entre la fréquence propre du système des spins $\omega_0 = \gamma H_0$ (H_0 = champ constant appliqué, γ = rapport gyromagnétique des spins considérés, ω_0 = fréquence de Larmor) et zéro,
- b) ou soit même plus grande que la fréquence ω_0 .

2. Excitation non résonnante

L'action d'un champ EM oscillant de fréquence ω , sur la position des sous-niveaux magnétiques a été étudiée par notre groupe depuis l'été dernier [4]. D'une manière générale, en régime permanent, cette action se manifeste par 3 effets essentiels [5]:

- a) déplacement de la fréquence propre,
- b) changement de l'orientation de l'aimantation résultante par rapport à celle de H_0 ,
- c) modification de l'équilibre dynamique entre les spins et le milieu, et entre les spins eux-mêmes.

On peut se représenter simplement le phénomène, à une approximation honnête tant que $\omega < \omega_0$, et que l'amplitude de ce champ H_1 est petite devant H_0 , en ne tenant compte que de la composante de $H_1 \cos \omega t$ tournant dans le même sens que ω_0 . Dans un référentiel tournant à la pulsation ω les spins ne voient que la résultante

$$H_{\text{eff}} = \left[\left(H_0 - \frac{\omega}{\gamma} \right)^2 + H_1^2 \right]^{1/2}$$

et précessent autour de cette direction avec la pulsation $\omega_{\text{eff}} = \gamma H_{\text{eff}}$ et à la longue s'orientent parallèlement à cette direction. On retrouve qualitativement les effets a) et b) et il est connu qu'un fort champ EM oscillant, même non résonnant, modifie la dynamique des interactions des spins (effet c)).

3. *Précession libre par impulsions non résonnantes*

Il est donc clair qu'en appliquant le champ $H_1 \cos \omega t$ pendant le temps nécessaire pour amener M_0 dans le plan perpendiculaire à H_0 , on a créé un état cohérent et l'interruption de cette action à cet instant aura pour conséquence la précession libre de M_0 autour de H_0 à la pulsation ω .

L'expérience a été faite dans les conditions suivantes:

$$H_0 = H_T \simeq 0,5 \text{ oersted} \rightarrow (\omega_T \simeq 1970 \text{ Hz})$$

$$\omega = 800 \text{ Hz et } 1600 \text{ Hz}$$

$$H_1 \simeq 0,750 \text{ oersted}$$

Comme la fréquence ω_{eff} est supérieure à ω_0 , pour obtenir l'état cohérent maximum il est nécessaire que pendant la durée de l'impulsion on ait le plus possible de précessions de Larmor (on en a choisi environ 10 à 800 Hz et 20 à 1600 Hz).

L'amplitude maximum de la précession libre obtenue dans ces deux cas atteint

- 1) 80% de la valeur maximum (obtenue par une impulsion résonnante) pour $\omega = 800 \text{ Hz}$,
- 2) 97% de la valeur maximum (obtenue par une impulsion résonnante) pour $\omega = 1600 \text{ Hz}$.

4. *Application*

L'intérêt de cette technique est qu'une impulsion non résonnante ne sature pas les amplificateurs nécessaires à l'observation du signal de précession nucléaire, ce qui permet d'observer ce dernier dès la fin de l'impulsion.

Ce travail sera poursuivi par l'étude de fréquences $\omega > \omega_0$ et par celle d'échos de spins obtenus à l'aide d'impulsions non résonnantes.

Références

- [1] E. L. HAHN, Phys. Rev. 77, 297 (1950).
- [2] M. PACKARD et R. VARIAN, Phys. Rev. 93, 941 (1954).
- [3] G.-J. BÉNÉ C. R. Acad. Sc. Paris 264B, 340 (1967).
- [4] E. HILTBRAND, R. SECHEHAYE, B. BORCARD et G.-J. BÉNÉ, C. R. Acad. Sc. Paris 277B, 531 (1973).
- [5] G.-J. BÉNÉ, B. BORCARD, M. GUENIN, E. HILTBRAND, C. PIRON et R. SECHEHAYE, in *Physical Reality and Mathematical Description* (Reidel, Dordrecht, Holland 1974).

Eine neue Methode zur Bestimmung der Subkritikalität des Reaktors DIORIT mittels der Reaktorrauschanalyse

VON K. BEHRINGER, W. JESCHKI, B. LEONI, J. PHILDIUS, H. S. PRUYS UND W. SEIFRITZ
(Eidg. Institut für Reaktorforschung, Würenlingen)

Die Methode basiert auf der Messung der Kreuzkorrelationsfunktion der stochastischen Stromschwankungen zweier Neutronenflussmesskammern. Da sich beim Schwerwasser-Reaktor DIORIT auf Grund seiner langsamen prompten Kinetik der Rauschanteil der prompten Neutronen mit dem der verzögerten Neutronen überlagert,

geht eine einfache Interpretation der Korrelationsfunktion verloren. Durch Wegfiltern des niederfrequenten Rauschanteils der verzögerten Neutronen wird nun gezeigt, dass die Korrelationsfunktion einen Nulldurchgang bekommt, der in einfachem und leicht messbarem Zusammenhang mit der Reaktivität steht.

Effet de température ionique dans la propagation des solitons dans un plasma à deux composantes ioniques

par M. Q. TRAN et P. J. HIRT

(Centre de Recherches en Physique des Plasmas, EPFL, Lausanne)

Les plasmas à plusieurs composantes ioniques présentent des propriétés intéressantes inconnues des plasmas à une seule composante. La relation de dispersion d'un tel plasma ($E_0 = B_0 = 0$) admet deux branches acoustiques ioniques [1]. A partir des expressions approchées de la relation de dispersion et en utilisant la méthode des perturbations de Taniuti et Wei [2], on dérivera l'équation de Korteweg-de Vries (K.dV) pour un plasma à deux composantes ioniques en tenant compte de la température des ions. L'amplitude et la largeur des solitons, solutions stationnaires de l'équation K.dV, seront présentées et discutées en fonction de la concentration des ions légers et de la température ionique.

Références

- [1] B. D. FRIED, R. B. WHITE et TH. K. SAMEC, *Phys. Fluids* 14, 2388 (1971).
- [2] T. TANIUTI et CH. CH. WEI, *J. Phys. Soc. Japan* 24, 941 (1968).

A Study of New Methods for Measuring Spacecraft Potential in the Magnetospheric Plasma

by D. T. YOUNG

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

It is now well known that the electric potential of deep space probes may vary from a few volts to several kilovolts depending on the plasma environment. Spacecraft potential, a critical parameter for plasma measurements, is in general difficult to measure. Theoretical investigations reported in this paper suggest two methods whereby spacecraft potential may be measured using the Ion Composition Experiment developed by the Universität Bern for the ESRO satellite GEOS. One method makes use of the experiment's unique ability to measure differential ion drifts from which the spacecraft potential may be inferred. A second method relies on measurement of the ion velocity distribution function at two points in the spacecraft sheath using the Bern Experiment and a second particle experiment located on a radial boom 2 metres distant from the spacecraft surface.

Entgasungsverhalten von Aluminium nach dem Beschuss mit Niederenergetischen Heliumionen

VON P. EBERHARDT UND A. HOFMANN

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Al-Folienstücke wurden bei Zimmertemperatur mit ^4He -Ionen im Energiebereich zwischen 1 und 5 keV beschossen. Die Beschussdosis lag zwischen $10^{12}/\text{cm}^2$ und $10^{14}/\text{cm}^2$, durchwegs unterhalb der Sättigung. Nach dem Beschuss wurden die Folienstücke durch stufenweises Heizen entgast, bei gleichzeitiger Messung der ausgetriebenen ^4He -Mengen. Die derart gewonnenen Entgasungsspektren zeigen eine starke Dosisabhängigkeit des Diffusionsverhaltens von ^4He . Die Entgasung wird mit steigender Dosis verzögert. Für eine bestimmte Dosis existiert eine gut definierte Energieabhängigkeit, die zur Bestimmung der Bestrahlungsenergie verwendet werden kann. Dies ist für die Einfangsexperimente von magnetosphärischen Teilchen, deren Energie unbekannt ist, von Bedeutung.

Holographie mit quergedämpften Wellen

VON W. LUKOSZ UND A. WÜTHRICH

(Professur für Optik, ETHZ, Hönggerberg, 8049 Zürich)

Die betrachteten Hologramme entstehen durch Interferenz einer quergedämpften Welle mit einer ebenen Welle. Eine typische Eigenschaft dieser Hologramme ist, dass ihre Dicke durch die Eindringtiefe der quergedämpften Welle gegeben ist (Grössenordnung eine Wellenlänge). Für diese Hologramme wurde eine elektrodynamische aber linearisierte Theorie des Aufnahme- und des Rekonstruktions-Prozesses für s-polarisiertes Licht aufgestellt, die sowohl für Absorptions- wie für Phasenhologramme gültig ist [1]. Die Theorie liefert den Beugungswirkungsgrad und gibt an, ob das rekonstruierte Wellenfeld das wahre oder das konjugierte Objektwellenfeld ist, d.h. ob ein orthoskopisches oder ein pseudoskopisches Bild entsteht. Wird das Hologramm mit Licht derselben Wellenlänge aufgenommen und rekonstruiert, zeigt der Wirkungsgrad als Funktion des Einfallswinkels der rekonstruierenden Welle scharfe Maxima (unter gewissen idealisierten Annahmen für die mittleren Brechzahlen). Diese treten auf, wenn entweder der Einfallswinkel der beleuchtenden Welle oder der Winkel, mit dem die rekonstruierte Welle austritt, mit dem Grenzwinkel der Totalreflexion übereinstimmt. Diese Regel gilt, wenn bei der Aufnahme der Einfallswinkel der ebenen Welle nicht zu nah am Grenzwinkel liegt.

Experimentell wurden Hologramme auf photographischen Platten (Scientia 8 E 75), die sich in einer Immersionsflüssigkeit mit höherer Brechzahl befanden, hergestellt (mit He-Ne Laser). Die Wirkungsgrade von Amplituden- und Phasenhologrammen wurden gemessen und mit der Theorie verglichen. Auch experimentell bestätigt sich, dass die Richtungsabhängigkeit des Beugungswirkungsgrades ein völlig anderes Verhalten zeigt, als dies von den üblichen dünnen und Volumen-Hologrammen bekannt ist. Der grösste erreichte Wirkungsgrad bei Phasen-Hologrammen war 6%.

Auch bildmässige Hologramme wurden hergestellt, wobei die Referenzwelle eine quergedämpfte Welle war. Die Verwendung einer quergedämpften Referenzwelle hat den Vorteil, dass bei der Rekonstruktion die nicht abgebeugte beleuchtende Welle den Betrachter nicht stört, da sie total reflektiert wird.

Literatur

[1] W. LUKOSZ und A. WÜTHRICH, Optik (1974), im Druck.

Rise-Time-Analyse an Proportionalzählrohren

von H. FROMMER und M. WAHLEN

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Wir untersuchten die Reduktion des Nulleffekts an Proportionalzählrohren mit verschiedenen Zählgasen durch Rise-Time Analyse der Zählrohrimpulse. Es werden theoretische Aspekte und experimentelle Resultate diskutiert.

Mode-Dependent Retardation in (Ga, Al)P Waveguide Modulators

by D. P. BORTFELD

(Laboratories RCA Ltd., Zurich)

The mode dependence of the induced birefringence in heterojunction waveguide modulators is discussed using two theoretical models, the average-field model, which replaces the actual junction field with a uniform field and the abrupt-junction model, which accounts for the linear decrease of the electric field throughout the depletion region. The models are used to calculate the field-induced birefringence in two (Ga, Al)P heterojunction waveguide structures as a function of voltage, including the effects of the change in the depletion width. Both models predict a mode dependence for the induced birefringence which is especially strong for thin modulated regions. This effect is also found experimentally and the measured values agree well with the theoretical predictions.

Anwendung der Theorie Linearer Netzwerke auf ein Mechanisches Schwingssystem (Monolithische Filter)

von E. BECK

(Abt. Forschung und Studien, Hasler AG, Bern)

In verschiedenen Untersuchungen der mechanischen Schwingung $u(x)$ in einer mit Elektroden bedampften Quarzplatte werden die Frequenzgleichungen aus den Stetigkeitsbedingungen für $u(x)$ und die Ableitung $du(x)/dx$ hergeleitet. Die Kenntnis der Wurzeln dieser Gleichungen, d.h. der mechanischen Resonanzfrequenzen, ist von grosser Bedeutung für die Berechnung monolithischer Quarz-Filter.

Wir betrachten die Quarzplatte als Wellenleiter für mechanische Schwingungen und bestimmen das zugehörige lineare mechanische Netzwerk. Mit dem Bartlett-Symmetrietheorem finden wir die äquivalente Brückenschaltung. Die Frequenzgleichungen folgen dann aus der Nullstelle der Serie- und Querimpedanz.

Zur Frühgeschichte von Terra- und Mareformationen des Mondes

VON A. STETTLER, P. EBERHARDT, J. GEISS, N. GRÖGLER und P. MAURER

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Durch die Verwendung der Ar^{39} – Ar^{40} -Methode konnten Gesamtgesteins- und Mineralalter von allen Apollo-Landeplätzen ermittelt werden. Die Alter der meisten Hochlandproben liegen im Bereich von $3,88$ bis $4,00 \times 10^9 \text{A}$. Während dieses Zeitintervalls entstanden vermutlich die Marebecken. Die angrenzenden Hochländer wurden hierbei von ausgeworfenem, stark metamorphisiertem Material überdeckt. Die Analysen an Fragmenten von Apollo 16 (Alter bis $4,29 \times 10^9 \text{A}$) zeigen, dass 'North Ray'-Krater die Schicht von Auswurfmaterial wahrscheinlich durchdrungen und älteres Krustenmaterial erreicht hat. Die Alter der bisher von uns datierten Marebasalte variieren von $3,15$ bis $3,91 \times 10^9 \text{A}$. Damit wird die Zeit vulkanischer Gesteinsbildung nach der Entstehung der Marebecken abgegrenzt. Innerhalb der Gruppe der Marebasalte von Apollo 11 fanden wir eine Korrelation zwischen Ar^{39} – Ar^{40} -Altern und K-Gehalten, was auf eine Differenzierung der Magmen im Mare Tranquilitatis hinweist.

Ein Box-Diffusions-Modell zur Beschreibung des CO_2 -Austausches zwischen Atmosphäre, Biosphäre und Ozean

VON H. OESCHGER, U. SIEGENTHALER, U. SCHOTTERER und A. GUGELMANN

(Physikalisches Institut, Universität Bern)

Mit den üblicherweise benützten Boxmodellen für den CO_2 -Austausch zwischen Atmosphäre, Biosphäre und Ozean gelingt es nicht, alle Phänomene, die Auskunft über das dynamische Verhalten des Systems liefern, konsistent zu beschreiben. Weit bessere Resultate werden erhalten, wenn der Ozean als ein Medium betrachtet wird, in dem Transportvorgänge vereinfacht durch Eddy-Diffusion beschrieben werden. Mit Modellparametern, die auf Grund der vorindustriellen ^{14}C -Verteilung in Atmosphäre und Ozean bestimmt wurden, gelingt es die atmosphärischen Antworten auf den Input von fossilem CO_2 und von kernwaffenproduziertem ^{14}C befriedigend zu reproduzieren.

Eine ^{39}Ar -Datierungsmethode für die Erdwissenschaften

VON W. WIEST, H. LOOSLI, H. OESCHGER, B. STAUFFER und P. BUCHER

(Physikalisches Institut, Universität Bern)

Eine neue ^{39}Ar -Datierungsmethode stützt sich auf die Annahme, dass in der Atmosphäre ein Gleichgewicht zwischen ^{39}Ar -Produktion und ^{39}Ar -Zerfall herrscht. Wird atmosphärisches Argon in natürlichem Eis eingeschlossen oder in Wasser gelöst, ohne dass ein weiterer Austausch mit der Luft möglich ist, klingt die ^{39}Ar -Aktivität

entsprechend dem radioaktiven Zerfallsgesetz ab. Auf Grund der in einer Wasser- oder Eisprobe noch vorhandenen Aktivität kann berechnet werden, vor welcher Zeit die Abtrennung des Argons von der Atmosphäre erfolgte. Die für diese Datierungsmethode grundlegenden Fragen (Nulleffektgas, Standard) werden untersucht. Erste ^{39}Ar -Datierungen an Polareis ergeben eine sehr gute Uebereinstimmung mit Altern, die auf Grund von $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$ -, ^{14}C - und ^{32}Si -Analysen erhalten wurden.

Neutronen an der Oberfläche des Mondes

VON P. EBERHARDT, J. GEISS UND S. GUGGISBERG

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Die von der Kosmischen Strahlung an der Mondoberfläche erzeugten Neutronen bewirken, nachdem sie genügend abgebremst worden sind, vor allem durch (n, γ) -Prozesse Isotopenverschiebungen im betroffenen Material. Diese Effekte können experimentell nachgewiesen werden, wodurch sich Hinweise über Bestrahlungsgeschichte und Umwälzprozesse für die obersten Schichten des Mondes gewinnen lassen. Die Abbremsung und Diffusion der Neutronen wurde anhand der Fermi-Age Theorie behandelt. Dabei wurden erstmals die Neutronenflussmessungen von Burnett et al. (1972, Apollo-17) für die Normierung der Produktionsrate freier Neutronen verwendet. Zur Berechnung des thermischen Energiespektrums der Neutronen wurde das Moderator material als ein Maxwell-Gas mit einem den Verhältnissen auf dem Mond entsprechenden mittleren Atomgewicht angenommen.

Monte-Carlo-Berechnung der sekundären Protonen- und Neutronenspektren der kosmischen Strahlung in der Atmosphäre

VON H. DEBRUNNER UND E. FLÜCKIGER

(Physikalisches Institut, Universität Bern)

Im Rahmen unserer Untersuchungen der Korrelation zwischen der primären kosmischen Strahlung oberhalb der Atmosphäre und den Registrierungen von Neutronenmonitoren wurde ein Computerprogramm zur Simulation von Nukleonenkaskaden in der Atmosphäre ausgearbeitet [1, 2]. Der Aufbau der kosmischen Sekundärstrahlung wird darin nach der Monte-Carlo-Methode in zwei verschiedenen Teilprogrammen entwickelt. Das erste Unterprogramm verfolgt die primären und sekundären nuklearaktiven Teilchen auf ihrem Weg durch die Atmosphäre und bestimmt die Positionen der einzelnen Kernreaktionen auf Grund der mittleren freien Weglängen. Im zweiten Teilprogramm werden dann die Kernwechselwirkungen simuliert und die intranuklearen Kaskaden dreidimensional festgelegt.

Die Sekundärspektren werden durch die Grösse $\bar{N}_{kij}(h, R_0, \vartheta_0)$ charakterisiert, d.h. durch die mittlere Anzahl Nukleonen des Typs k in der atmosphärischen Tiefe h , im Energieintervall $E_i \pm \Delta E_i$ und im Zenitwinkelintervall $\vartheta_j \pm \Delta \vartheta_j$, die von einem mit der Steifigkeit R_0 und dem Zenitwinkel ϑ_0 in die Atmosphäre eindringenden primären Proton erzeugt wird. Berücksichtigt man vorerst von der Primärstrahlung

nur die Protonenkomponente, so folgt für die differentiellen sekundären Protonen- und Neutronenspektren in der Atmosphäre

$$\Phi_k(E_i, \vartheta_j, h) = \frac{1}{\cos \vartheta_j} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \int_{\bar{R}_{CV}}^{\infty} \bar{N}_{kij}(h, R_0, \vartheta_0) \cdot \Psi_p(R_0) \cdot \cos \vartheta_0 \sin \vartheta_0 d\vartheta_0 d\varphi_0 dR_0 \quad (1)$$

Dabei bedeuten

- $R_0, \bar{R}_{CV}$ = Steifigkeit, effektive Grenzsteifigkeit für Zenitrichtung,
- ϑ_0, φ_0 = Zenit-, bzw. Azimutwinkel der primären Einfallsrichtungen,
- ϑ_j = Zenitwinkel der sekundären Einfallsrichtungen,
- Ψ_p = differentielles Primärspektrum der Protonen oberhalb der Atmosphäre.

Wir haben nun $\bar{N}_{kij}$ für folgende Parameterwerte bestimmt:

$$R_0 = 2.2, 3.15, 4.37, 5.74, 7.73, 10.5, 20, 50, 100 \text{ GV}$$

$$\vartheta_0 = 0^\circ, 24^\circ, 48^\circ$$

$$h = 650 \text{ g cm}^{-2}, 1033 \text{ g cm}^{-2}$$

$$50 \text{ MeV} \leq E_i \leq 100 \text{ GeV}$$

$$0^\circ \leq \vartheta_j \leq 90^\circ$$

Die mittleren freien Weglängen in Luft wurden dabei für Nukleonen zu $\lambda_N = 75 \text{ g cm}^{-2}$ und für geladene π -Mesonen zu $\lambda_{\pi^\pm} = 120 \text{ g cm}^{-2}$ gesetzt.

Die Resultate wurden für mittlere Sonnenaktivität nach (1) aufintegriert. Anschliessend wurde nach der von Webber und Quenby [3, 4] entwickelten Methode der Einfluss der primären α -Komponente mitberücksichtigt.

Im folgenden werden vorerst die Berechnungsergebnisse für die sekundären zenitalen Protonenspektren mit experimentellen Daten verglichen.

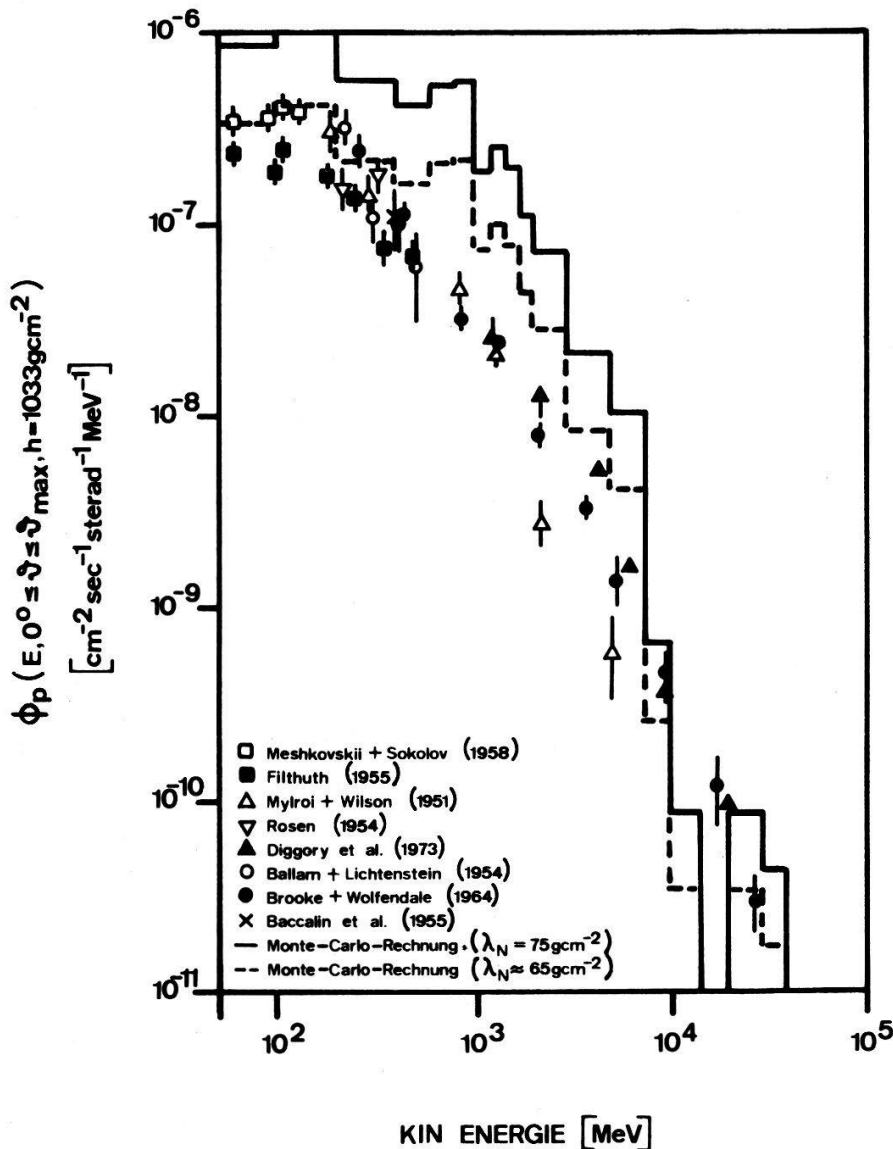
Auf Meereshöhe ist das differentielle Protonenspektrum durch Messungen zahlreicher Autoren gut bekannt [5–12]. Eine Zusammenstellung der Resultate ist in Figur 1 enthalten. Den verschiedenartigen Versuchsbedingungen entsprechend sind zum Vergleich unsere theoretisch bestimmten Spektren

$$\Phi_p(E, 0^\circ \leq \vartheta \leq \vartheta_{\max} = 30^\circ, h = 1033 \text{ g cm}^{-2})$$

ingezeichnet. Die Gegenüberstellung der gemessenen und der berechneten Daten zeigt, dass unsere Ergebnisse rund um einen Faktor 2 zu gross ausfallen. Diese Diskrepanz ist allein auf eine unpassende Wahl der mittleren freien Weglänge, λ_N , zurückzuführen, wie dies auf Grund einer anderen Analyse bereits in einer früheren Arbeit festgestellt wurde [13]. Berücksichtigt man eine um $\sim 12\%$ stärkere Absorption in der Atmosphäre ($\lambda_N \approx 65 \text{ g cm}^{-2}$), so wird die Uebereinstimmung gut. Eine Verkleinerung der mittleren freien Weglänge hochenergetischer Nukleonen in Luft steht dabei nicht im Widerspruch zu den in der Literatur angegebenen Werten, die im Bereich $60 \text{ g cm}^{-2} \leq \lambda_N \leq 93 \text{ g cm}^{-2}$ liegen [14–19].

Auch für Bergeshöhe ist ein Vergleich unserer berechneten Protonenspektren mit Messergebnissen möglich, doch mussten diese zum Teil erst auf die atmosphärische Tiefe $h = 650 \text{ g cm}^{-2}$ umgerechnet werden [7, 20–22]. Wie aus Figur 2 hervorgeht, besteht auch hier eine Diskrepanz zwischen den theoretisch bestimmten und den gemessenen Resultaten. Erneut kann diese aber durch die Korrektur der mittleren freien Weglänge, λ_N , um $\sim 12\%$ grösstenteils zum Verschwinden gebracht werden.

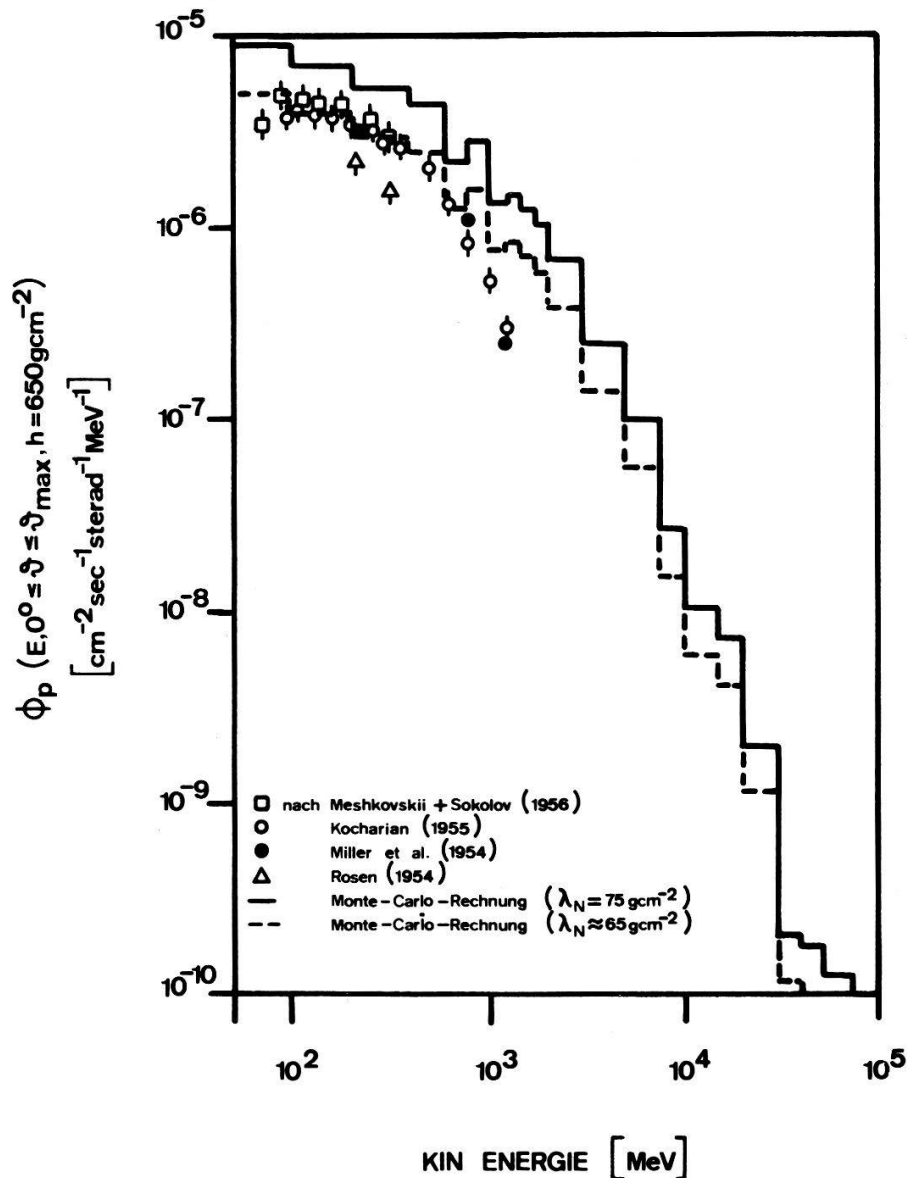
Aus den Protonenspektren ergibt sich somit, dass unser Monte-Carlo-Programm mit einem angepassten Parameterwert $\lambda_N \approx 65 \text{ g cm}^{-2}$ die wirklichen Verhältnisse gut wiedergibt. Dies ist nun speziell für die Neutronenspektren von Bedeutung, die experimentell nur mit grossem Aufwand bestimmt werden können. In Figur 3 sind die uns bekannten Messresultate für Meereshöhe zusammengestellt. Hess et al. [23] haben 1959 mit drei verschiedenen Techniken, unter anderem unter Verwendung einer



Figur 1
Differentialles zenitales Protonenspektrum auf Meereshöhe.

Bi-Spaltungskammer, die Neutronenspektren gemessen. Hughes und Marsden [24] haben später aus der registrierten Multiplizitätsverteilung in einem Neutronenmonitor das sekundäre Neutronenspektrum abgeschätzt. Vor wenigen Jahren wurde schliesslich durch Ashton et al. [25] aus der Ladungsaustauschreaktion $n + p \rightarrow p + n$ das differentielle Spektrum der sekundären Neutronen im Energiebereich $400 \text{ MeV} \leq E \leq 1.2 \text{ GeV}$ bestimmt. In Figur 3 sind diese Ergebnisse zusammen mit unseren korrigierten, geglätteten Neutronenspektren aufgezeichnet. Die eingetragenen Fehlergrenzen

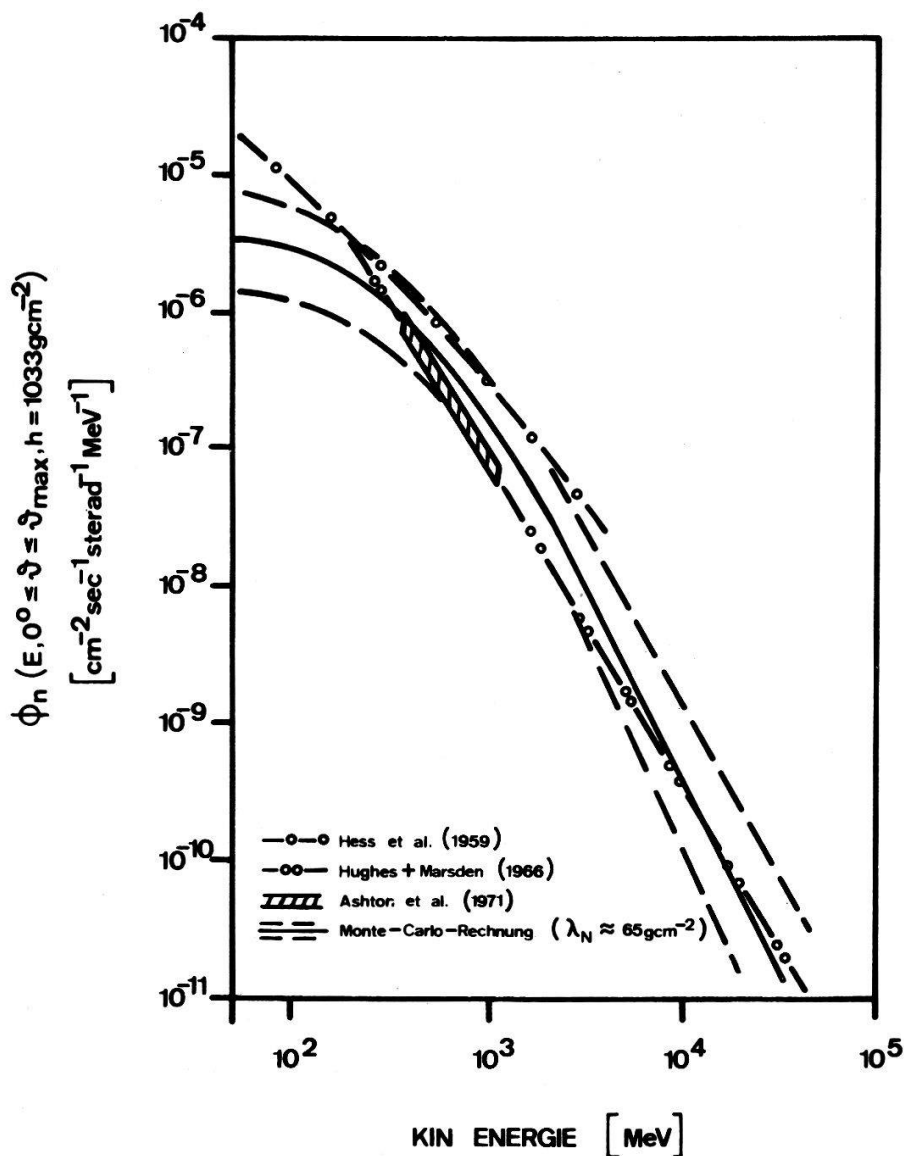
berücksichtigen dabei die statistischen Fluktuationen der bisher ausgeführten Monte-Carlo-Simulationen. Der Vergleich zeigt für Energien $E > 500$ MeV eine gute Übereinstimmung mit den Daten von Hughes und Marsden sowie von Ashton et al. Bei kleineren Energien ist hingegen ein Abflachen des berechneten Spektrums gegenüber den Messresultaten festzustellen. Dazu ist zu bemerken, dass die Ergebnisse von



Figur 2
Differentialles zenitales Protonenspektrum in $h = 650 \text{ g cm}^{-2}$.

Hess et al. auf Messungen mit integralen Methoden beruhen und auf Grund der verwendeten unsicheren Wirkungsquerschnitte namentlich für geringe Energien mit erheblichen Fehlern behaftet sind. Unsere Resultate bestätigen somit einerseits die Neutronenspektren von Hughes und Marsden sowie von Ashton et al. und liefern andererseits neue Aussagen über das differentielle Energiespektrum unterhalb 200 MeV.

Es zeigt sich also, dass unser Monte-Carlo-Programm insbesondere für sekundäre Neutronen bedeutungsvolle Ergebnisse liefert. Berücksichtigt man weiter die in den



Figur 3
Differentialles zenitales Neutronenspektrum auf Meereshöhe.

Berechnungen ebenfalls enthaltenen Angaben über die Winkelabhängigkeit der kosmischen Sekundärstrahlung, so ergibt sich eine wesentliche Erweiterung unserer Kenntnisse über die sekundären Protonen- und Neutronenspektren in der Atmosphäre.

Verdankung

Diese Arbeit wurde unterstützt durch den Schweizerischen Nationalfonds, Kredit Nr. 2.724.72, IBM Extension Suisse und das Deutsche Rechenzentrum Darmstadt.

Literatur

- [1] H. DEBRUNNER und E. Å BRUNBERG, Can. J. Phys. **46**, 1069 (1968).
- [2] H. DEBRUNNER, Habilitationsarbeit, Universität Bern (1968).
- [3] W. R. WEBBER, Handbuch der Physik **46** (2), 234 (1967).
- [4] W. R. WEBBER und J. J. QUENBY, Phil. Mag. **4**, 654 (1959).

- [5] M. G. MYLROI und J. G. WILSON, Proc. Phys. Soc. *A64*, 404 (1951).
- [6] J. BALLAM und P. G. LICHTENSTEIN, Phys. Rev. *93*, 851 (1954).
- [7] A. Z. ROSEN, Phys. Rev. *93*, 211 (1954).
- [8] C. BACCALIN, P. BASSI und C. MANDUCHI, Nuovo Cim. *1*, 657 (1955).
- [9] H. FILTHUTH, Z. Naturforsch. *10a*, 219 (1955).
- [10] G. BROOKE und A. W. WOLFENDALE, Proc. Phys. Soc. *83*, 843 (1964).
- [11] I. S. DIGGORY, J. R. HOOK, I. A. JENKINS und K. E. TURVER, J. Phys. *A7*, im Druck.
- [12] A. G. MESHKOVSKII und L. I. SOKOLOV, Soviet Physics JETP *6*, 424 (1958).
- [13] E. FLÜCKIGER, Dissertation, Universität Bern (1973).
- [14] G. BROOKE, P. J. HAYMAN, Y. KAMIYA und A. J. WOLFENDALE, Proc. Phys. Soc. *83*, 853 (1964).
- [15] Y. PAL und B. PETERS, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. *33*, Nr. 15, Kopenhagen (1964).
- [16] W. D. WALKER, S. P. WALKER und K. GREISEN, Phys. Rev. *80*, 546 (1950).
- [17] G. BOZOKI, E. FENYVES und L. JANOSSY, Nucl. Phys. *33*, 236 (1962).
- [18] R. W. WILLIAMS, Nuovo Cim. *16*, 762 (1960).
- [19] D. W. KENT, H. COXELL und M. A. POMERANTZ, Can. J. Phys. *46*, 1082 (1968).
- [20] C. E. MILLER, J. E. HENDERSON, G. R. GARRISON, D. S. POTTER, W. M. SANDSTROM und J. TODD, Phys. Rev. *94*, 167 (1954).
- [21] N. M. KOCHARIAN, Soviet Physics JETP *1*, 128 (1955).
- [22] A. G. MESHKOVSKII und L. I. SOKOLOV, Soviet Physics JETP *4*, 629 (1956).
- [23] W. N. HESS, H. W. PATTERSON und R. WALLACE, Phys. Rev. *116* (2), 445 (1959).
- [24] E. B. HUGHES und P. L. MARSDEN, J. Geophys. Res. *71*, 1435 (1966).
- [25] F. ASHTON, H. J. EDWARDS und G. N. KELLY, J. Phys. *A4*, 352 (1971).

Die Geschichte des Mondregolithen

VON O. EUGSTER, P. EBERHARDT, J. GEISS, N. GRÖGLER, S. GUGGISBERG, M. JUNGCK und
M. MÖRGELI

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Die Staub- und Geröllschicht auf der Mondoberfläche, der Regolith, ist der kosmischen Strahlung und dem Sonnenwind ausgesetzt. Die Bestimmung des Gehalts der durch die kosmische Strahlung produzierten Edelgas-Spallationsprodukte und der eingefangenen Sonnenwind-Edelgase ermöglicht die Datierung der Entstehung des Regolithen, quantitative Aussagen über die lateralen und vertikalen Transportmechanismen und in günstigen Fällen eine Zuordnung der Regolithentstehung zu Kraterbildungsprozessen. Laterale Variationen der Gehalte an Spallations- und Sonnenwind-Edelgasen konnten sowohl für verschiedene Orte derselben Apollo-Landungsstelle wie für verschiedene Apollomissionen festgestellt werden. Die Analyse von Apollo-17-Bohrkernmaterial zeigte, dass selbst in 290 cm Tiefe dieselbe Menge an eingefangenen Sonnenwind-Edelgasen vorhanden ist wie an der Mondoberfläche, während die Spallationsprodukte sogar leicht zunehmen. Basierend auf diesen Ergebnissen werden verschiedene Regolithbildungsmodelle diskutiert.

Messungen der Neutralen Bestandteile in der Polaren Thermosphäre

VON H.-P. WALKER, P. EBERHARDT und E. KOPP

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Im Februar 1970 wurde auf zwei Höhenforschungsraketen von Kiruna aus und im Dezember 1972 auf einer solchen von Andøya aus je ein Massenspektrometer zur simultanen Messung der neutralen und ionisierten Bestandteile der Atmosphäre im

Höhenbereich von 110 bis 225 km (1970), bzw. von 95 bis 145 km (1972) und im Massenbereich von 10 bis 60 AME geflogen. Die Verschiedenheiten in den N_2^- , O_2^- , O- und Ar-Teilchendichten sowie die Temperaturprofile in Funktion der Tageszeit und der geomagnetischen Aktivität werden diskutiert und mit Modellatmosphären verglichen.

Kinetik der Dreierstoss-Rekombination im Hochionisierten Einatomigen Plasma

VON C. HOLLENSTEIN, Y. SAYASOV und H. SCHNEIDER

(Physikinstitut der Universität Freiburg/Schweiz)

Erscheint demnächst.

Korrekturen für Koinzidenzen und Totzeiteffekte bei der Registrierung statistischer Impulsgruppen

VON H. DEBRUNNER, E. FLÜCKIGER und J. KELLER

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

1. Einleitung

Bei der Registrierung der sekundären Nukleonenkomponente der kosmischen Strahlung in der Atmosphäre mittels Neutronenmonitore treten die Zählrohrimpulse in statistischen Impulsgruppen auf. Prinzipiell kann aus der Impulsgruppenverteilung verschiedener Messstationen auf die zeitlichen Schwankungen der primären kosmischen Strahlung oberhalb der Atmosphäre und auf Schwankungen der durch die Magnetosphäre bedingten Grenzsteifigkeiten geschlossen werden [1, 2].

Für die entsprechenden Messungen werden meist Multiplizitätsmeter verwendet, die auf folgendem Funktionsprinzip beruhen: Ein erster Zählrohrimpuls löst eine Oeffnungszeit T_1 aus. An die Oeffnungszeit schliesst sich eine Totzeit T_2 an. Die während der Oeffnungszeit registrierte Anzahl Impulse wird als Adresse verwendet und während der Totzeit wird dann der entsprechende Zähler um eine Einheit vorgeschoben.

Wegen der beschränkten Oeffnungszeit und der Totzeit sowie wegen Koinzidenzen entspricht jedoch die gemessene Impulsgruppenverteilung nicht der wahren Verteilung. Verschiedene Autoren [3, 4, 5, 6] haben Korrekturmethode entwickelt, die aber den Genauigkeitsanforderungen nicht genügen. Ziel dieser Arbeit ist deshalb eine genauere Untersuchung dieses Problemkreises.

2. Definitionen

Unter einem k -Ereignis wird eine Impulsgruppe von k Zählrohrimpulsen verstanden, wobei k die Multiplizität der Impulsgruppe genannt wird. Für die Korrekturen der gemessenen Zählraten dieser k -Ereignisse sind nun folgende Effekte (und ihre Kombinationen) von Bedeutung:

- a) Während der durch den ersten Impuls eines Ereignisses ausgelösten Oeffnungszeit T_1 werden nicht alle zum Ereignis gehörenden Impulse erfasst.

- b) Ereignisse, die innerhalb einer Oeffnungszeit T_1 zusammenfallen, werden nicht einzeln registriert, sondern täuschen ein Ereignis hoher Multiplizität vor.
- c) Nach einer Totzeit können Impulse von Ereignissen, die vor Ende der Totzeit begonnen haben, festgehalten werden.

‘Gewöhnliche Totzeiteffekte’, die dadurch bedingt sind, dass während der Registrierung eines Einzelimpulses keine weiteren Impulse festgehalten werden, sind bei den kosmischen Strahlungsmessungen bedeutungslos und werden deshalb hier vernachlässigt.

Für die Herleitung der Beziehungen zwischen den gemessenen und den wahren Zählraten von k -Ereignissen (N'_k resp. N_k) ist es nun zweckmässig, folgende Wahrscheinlichkeiten zu definieren:

- $W(k, l, s)$: Wahrscheinlichkeit, von einem k -Ereignis innerhalb der Zeit $0 \leq t \leq s$ nach dem ersten Impuls noch $l - 1$ weitere Impulse zu erfassen.
- $\bar{W}(k, l, T)$: Wahrscheinlichkeit, von einem im Intervall $0 \leq t \leq T$ beginnenden k -Ereignis innerhalb der Zeit $0 \leq s \leq T - t$, l Impulse zu erfassen.
- $P(n, T)$: Wahrscheinlichkeit, dass von Ereignissen, die in der Zeit T vor Ende einer Totzeit beginnen, nach der Totzeit noch n Zählrohrimpulse erzeugt werden.
- $P(n) = P(n, T \rightarrow \infty)$
- U : Wahrscheinlichkeit, dass eine Oeffnungszeit aufgrund von Ereignissen ausgelöst wird, die vor Ende der vorangehenden Totzeit begonnen haben.
- $X(l, T_1)$: Wahrscheinlichkeit, dass eine Oeffnungszeit aufgrund von Ereignissen ausgelöst wird, die vor Ende der vorangehenden Totzeit begonnen haben und dass von diesen vorangehenden Ereignissen während der Oeffnungszeit T_1 l Impulse festgehalten werden.
- $D(l, T_1)$: Wahrscheinlichkeit, dass eine Oeffnungszeit durch ein neues Ereignis ausgelöst wird und dass von Ereignissen, die vor Ende der vorangehenden Totzeit begonnen haben, noch l Impulse in die Oeffnungszeit T_1 fallen.

Für die Bestimmung dieser Wahrscheinlichkeiten ist die Kenntnis der zeitlichen Verteilung der Impulse eines Ereignisses notwendig. In unserem Fall wird diese Verteilung als Exponentialfunktion mit der Zeitkonstanten τ angesetzt. Damit ergeben sich die Gleichungen

$$W(k, l, s) = \binom{k-1}{l-1} [1 - \exp(-s/\tau)]^{l-1} \exp[-(k-l)s/\tau] \quad (1)$$

und

$$\bar{W} = \frac{1}{T} \int_0^T W(k, l, s) ds \quad (2)$$

Für die Berechnung der Wahrscheinlichkeit $P(n, T)$ ist zu berücksichtigen, dass die eine Totzeit überdauernden Impulse durch verschiedene Kombinationen von Ereignissen zustande kommen können. Die entsprechenden Kombinationsmöglichkeiten

lassen sich auf dem Computer nach dem klassischen Geldwechselproblem bestimmen. Nach dem Grenzübergang $T \rightarrow \infty$ resultiert als lineare Näherung

$$P(n=0, N_{\geq 1}) \cong 1 - N_{\geq 1} \sum_{k=2}^{\infty} \frac{N_k}{N_{\geq 1}} \tau(k-1)! \sum_{\xi=1}^{k-1} \frac{(-1)^{\xi+1}}{(k-1-\xi)! \xi! \xi} \quad (3)$$

$$P(n > 0, N_{\geq 1}) \cong N_{\geq 1} \sum_{k=n+1}^{\infty} \frac{N_k}{N_{\geq 1}} \frac{(k-1)! \tau}{n!} \sum_{\xi=0}^{k-n-1} \frac{(-1)^{\xi}}{(k-n-1-\xi)! \xi! (n+\xi)} \quad (4)$$

Dabei bedeutet $N_{\geq 1}$ die Totalzählrate aller Ereignisse.

Damit ergibt sich weiter

$$U = \sum_{n=1}^{\infty} P(n) \frac{n}{n + N_{\geq 1} \tau} \quad (5)$$

$$X(l, T_1) = \sum_{n=l}^{\infty} P(n) \frac{n}{n + N_{\geq 1} \tau} \cdot \binom{n-1}{l-1} [1 - \exp(-T_1/\tau)]^{l-1} \exp[-(n-l) T_1/\tau] \quad (6)$$

$$D(l, T_1) = \sum_{n=l}^{\infty} P(n) \cdot \frac{N_{\geq 1} \tau}{n + N_{\geq 1} \tau} \cdot \binom{n}{l} [1 - \exp(-T_1/\tau)]^l \exp[-(n-l) T_1/\tau] \quad (7)$$

3. Korrekturmethode

Um die Beziehung zwischen den gemessenen und den wahren Totalzählraten der Ereignisse, $N'_{\geq 1}$ und $N_{\geq 1}$, herzuleiten, gehen wir vom Tatbestand aus, dass die gemessene Totalzählrate der Ereignisse bei verschwindenden T_1 und T_2 in die wahre Totalzählrate der Einzelimpulse übergeht.

$$N'_{\geq 1} \xrightarrow{T_1+T_2=0} N_{\geq 1} \sum_{k=1}^{\infty} k \frac{N_k}{N_{\geq 1}}$$

Von null verschiedene Werte für T_1 und T_2 bewirken die folgenden Korrekturterme:

$$N_{\geq 1} \cdot S_3 - N'_{\geq 1} = N'_{\geq 1} \cdot S_1 + N_{\geq 1} \cdot S_4 + N'_{\geq 1} \cdot S_2 + N'_{\geq 1} \cdot S_5$$

mit

$$S_1 = (1 - U) \sum_{k=2}^{\infty} \frac{N_k}{N_{\geq 1}} \sum_{l=2}^k (l-1) \cdot W(k, l, T_1 + T_2)$$

$$S_2 = \sum_{l=2}^{\infty} (l-1) \cdot X(l, T_1 + T_2)$$

$$S_3 = \sum_{k=1}^{\infty} k \cdot \frac{N_k}{N_{\geq 1}}$$

$$S_4 = N'_{\geq 1}(T_1 + T_2) \sum_{k=1}^{\infty} \frac{N_k}{N_{\geq 1}} \sum_{l=1}^k l \cdot \bar{W}(k, l, T_1 + T_2)$$

$$S_5 = \sum_{l=1}^{\infty} l \cdot D(l, T_1 + T_2) \quad (8)$$

Der Term mit S_1 berücksichtigt Impulse, die von Ereignissen stammen, deren erster Impuls eine Oeffnungszeit auslöst, und die in diese Oeffnungszeit oder in die darauffolgende Totzeit fallen. Der Term mit S_4 erfasst von Ereignissen, die während einer Oeffnungszeit oder Totzeit beginnen, diejenigen Impulse, die in derselben Oeffnungszeit resp. Totzeit auftreten. Der dritte Term trägt Ereignissen Rechnung, deren Impulse eine Totzeit überdauern und in die durch einen dieser Impulse ausgelöste Oeffnungszeit oder in die nachfolgende Totzeit fallen. Der letzte Term schliesslich erfasst Impulse, die eine Totzeit überdauern und in einer von einem neuen Ereignis ausgelösten Oeffnungszeit oder Totzeit registriert werden.

Aus (8) folgt

$$N'_{\geq 1} = N_{\geq 1} \cdot \frac{S_3 - S_4}{1 + S_1 + S_2 + S_5} \quad (9)$$

Für die gemessenen Multiplizitätsverhältnisse, $N'_k/N'_{\geq 1}$, ergibt sich

$$\frac{N'_1}{N'_{\geq 1}} = \exp(-N_{\geq 1} T_1) \left[D(0, T_1) \sum_{k=1}^{\infty} \frac{N_k}{N_{\geq 1}} \cdot W(k, 1, T_1) + X(1, T_1) \right] \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{N'_2}{N'_{\geq 1}} = \exp(-N_{\geq 1} T_1) & \left[D(0, T_1) \sum_{k=2}^{\infty} \frac{N_k}{N_{\geq 1}} W(k, 2, T_1) \right. \\ & + D(0, T_1) \sum_{k=1}^{\infty} \frac{N_k}{N_{\geq 1}} W(k, 1, T_1) \sum_{l=1}^{\infty} N_l T_1 \bar{W}(l, 1, T_1) \\ & + D(1, T_1) \sum_{k=1}^{\infty} \frac{N_k}{N_{\geq 1}} W(k, 1, T_1) \\ & \left. + X(1, T_1) \sum_{k=1}^{\infty} N_k T_1 \bar{W}(k, 1, T_1) + X(2, T_1) \right] \quad (11) \end{aligned}$$

Analoge Ausdrücke lassen sich auch für die Multiplizitäten $k > 2$ herleiten.

Diese Gleichungen ergeben mit Formel (9) ein transzendentes Gleichungssystem für die Unbekannten $N_k/N_{\geq 1}$ und $N_{\geq 1}$, welches nicht exakt lösbar ist. Näherungsweise kann jedoch wie folgt vorgegangen werden: Mit Näherungswerten für $N_{\geq 1}$ und $N_k/N_{\geq 1}$, beispielsweise $N'_{\geq 1}$ und $N'_k/N'_{\geq 1}$, werden vorerst die Wahrscheinlichkeiten U , $X(l, T_1)$ und $D(l, T_1)$ sowie die Grössen S_i ($i = 1 \dots 5$) approximiert. Daraus ergibt sich nach (9) eine zweite Näherung für $N_{\geq 1}$. Die Gleichungen für $N'_k/N'_{\geq 1}$ werden alsdann der Reihe nach einzeln nach $N_k/N_{\geq 1}$ aufgelöst, indem $N_k/N_{\geq 1}$ ausgeklammert und für die übrigen Faktoren $N_l/N_{\geq 1}$ ($l = 1, \dots, k, \dots$) passende Multiplizitätsverhältnisse eingesetzt werden. Dazu dienen bei $l < k$ die bereits berechneten zweiten

Approximationen und bei $l \geq k$ die zu Beginn verwendeten Näherungen. Durch Iteration lassen sich dann die das Gleichungssystem befriedigenden Zählraten beliebig genau annähern.

Unter Vernachlässigung nichtlinearer Glieder in T_1 nehmen die erwähnten aufgelösten Gleichungen folgende Form an:

$$N_{\geq 1} = N'_{\geq 1} \frac{1 + S_1 + S_2 + S_5}{S_3 - S_4} \quad (12)$$

und

$$\frac{N_k}{N_{\geq 1}} = \frac{1}{A_k} \left(\frac{N'_k}{N'_{\geq 1}} \exp(N_{\geq 1} T_1) - B_k \right) \quad (13)$$

mit

$$A_1 = D(0, T_1)$$

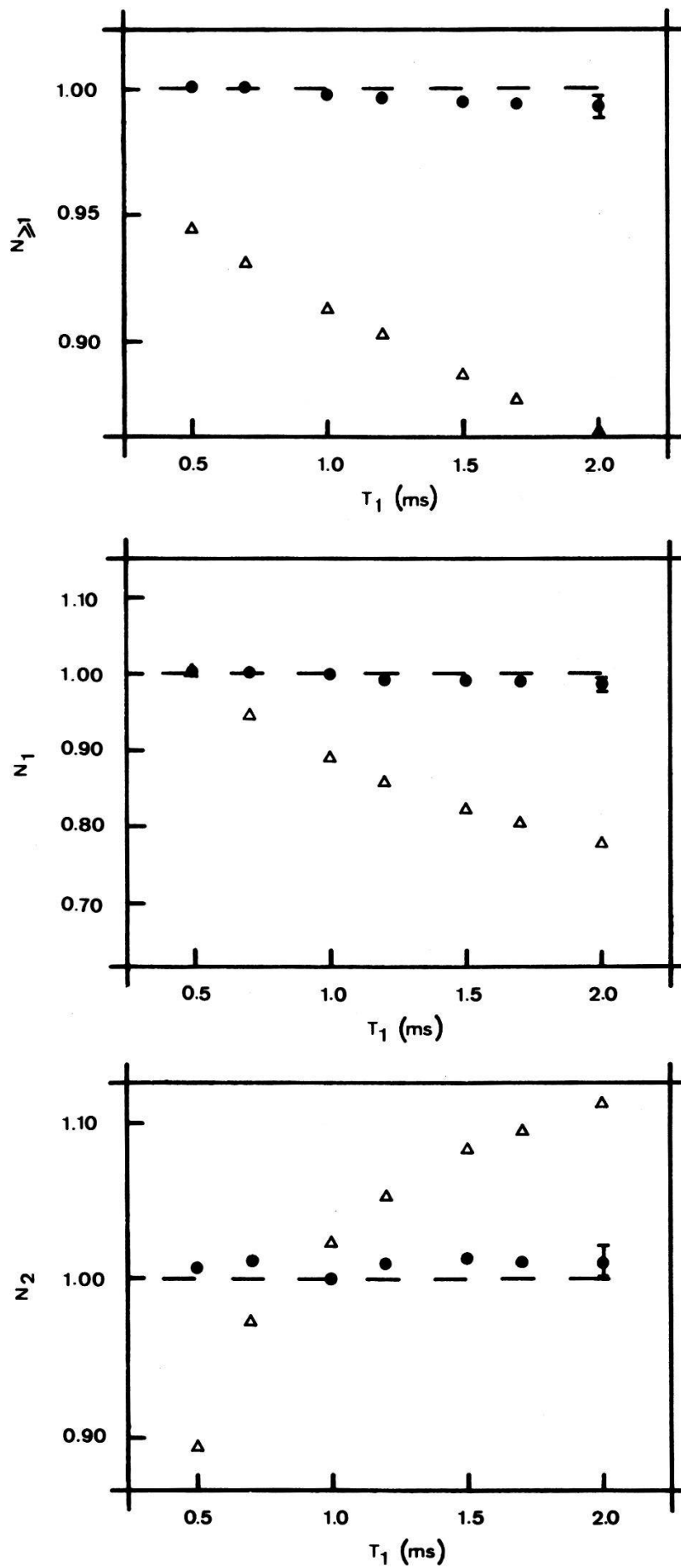
$$B_1 = D(0, T_1) \sum_{i=2}^{\infty} \frac{N_i}{N_{\geq 1}} W(i, 1, T_1) + X(1, T_1)$$

$$A_{k \geq 2} = D(0, T_1) \left\{ W(k, k, T_1) + \sum_{j=1}^{k-1} W(k, j, T_1) \sum_{l=k-j}^{\infty} N_l T_1 \bar{W}(l, k-j, T_1) \right\} \\ + \sum_{j=1}^{k-1} \left\{ X(j, T_1) N_{\geq 1} T_1 \bar{W}(k, k-j, T_1) + D(j, T_1) W(k, k-j, T_1) \right\}$$

$$B_{k \geq 2} = D(0, T_1) \left\{ \sum_{j=k+1}^{\infty} \frac{N_j}{N_{\geq 1}} W(j, k, T_1) \right. \\ + \sum_{j=1}^{k-1} \sum_{i \neq k}^{\infty} \frac{N_i}{N_{\geq 1}} W(i, j, T_1) \sum_{l=k-j}^{\infty} N_l T_1 \bar{W}(l, k-j, T_1) \Big\} \\ + \sum_{j=1}^{k-1} \left\{ X(j, T_1) \sum_{\substack{l=k-j \\ l \neq k}}^{\infty} N_l T_1 \bar{W}(i, k-j, T_1) \right. \\ \left. + D(j, T_1) \sum_{\substack{l=k-j \\ l \neq k}}^{\infty} \frac{N_l}{N_{\geq 1}} W(i, k-j, T_1) \right\} + X(k, T_1)$$

4. Resultate

Um diese Korrekturmethode quantitativ zu prüfen, wurde ein Monte-Carlo-Programm entwickelt, das eine den kosmischen Strahlungsverhältnissen entsprechende Impulszeitenfolge simuliert. Ein Analysenprogramm legt dann ein von der Öffnungszeit und der Totzeit abhängiges Filter auf die Impulszeitenfolge und simuliert dadurch



Figur 1

Gemessene (Δ) und korrigierte ($\bullet$) Multiplizitätszählraten, $N_{\geq 1}$, N_1 und N_2 , in Abhängigkeit der Öffnungszeit T_1 (nähere Angaben siehe Text).

die gemessenen Zählraten der k -Ereignisse. Diese werden sodann mit den Formeln (12) und (13) zurückkorrigiert, wobei für die Näherungswerte $N_{\geq 1}$ und N_k die dem Monte-Carlo-Programm zugrunde gelegten wahren Werte benützt wurden. In Fig. 1 sind die gemessenen Ereignisraten, $N'_{\geq 1}$, N'_1 und N'_2 sowie die korrigierten Zählraten, $N_{\geq 1}$, N_1 und N_2 in Einheiten der wahren Werte in Abhängigkeit der Öffnungszeit T_1 , $\tau \leq T_1 \leq 4\tau$, wiedergegeben. Die Totzeit wurde bei sämtlichen Simulationen konstant ($T_2 = 2\tau$) gehalten. Es zeigt sich, dass auch bei unserer Korrekturmethode gewisse Diskrepanzen zwischen wahren und korrigierten Zählraten auftreten, die nicht vollständig auf statistische Fehler zurückzuführen sind. Unsere Korrekturmethode muss deshalb noch verbessert werden, stellt aber heute die beste Annäherung an die wahren Verhältnisse dar.

Verdankungen

Wir danken den Herren M. Arens und J. Skolnik, Naturkundig Laboratorium, Universität Amsterdam, sowie Herrn O. Binder, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik, Universität Kiel, für wertvolle Ratschläge. Unser Dank gebührt auch dem Schweizerischen Nationalfonds, der diese Arbeit durch Kredit NF 2.724.72 unterstützt hat.

Literatur

- [1] E. FLÜCKIGER, Dissertation, Universität Bern (1973).
- [2] H. DEBRUNNER, E. FLÜCKIGER, M. ARENS, J. SKOLNIK und O. BINDER, Conference Papers; 13th International Cosmic Ray Conference (1973). Im Druck.
- [3] U. WALTHER, Lizentiatsarbeit, Universität Bern (1967).
- [4] H. DEBRUNNER und U. WALTHER, Can. J. Phys. 46, 1140 (1968).
- [5] Z. FUJII, M. KODAMA und M. WADA, Sci. Papers of the Institute of Physical and Chemical Research 66, 1 (1972).
- [6] J. A. VINJÉ, Planet. Space Sci. 22, 177 (1974).

Zwei Formen des Niederdruckplasmas im Sauerstoff

von P. KOCIAN

(Laboratoire de Physique appliquée de l'EPF Lausanne)

Zusammenfassung. Es wurden die Elektronentemperatur, die Energieverteilung der Elektronen und die elektrische Feldstärke in zwei Formen des Niederdruckplasmas im Sauerstoff untersucht. Diese Formen unterscheiden sich durch eine verschiedene Konzentration der Elektronen und der negativen Ionen. Aus 19 Reaktionen, welche im Sauerstoffplasma verlaufen, 3 sind entscheidend. Es wurden die Ratenkonstanten dieser Prozesse in Abhängigkeit von E/p diskutiert.

1. Einleitung

Die positive Säule der Niederdruckentladung im Sauerstoff ist durch mehrere interessante Eigenschaften gekennzeichnet, besonders dadurch, dass sie bei fast denselben Aussenbedingungen (d.h. Druck, Entladungsstrom) verschiedene Formen aufweisen kann. Schon Günterschulze [1] entdeckte zwei von diesen Formen, eine sogenannte 'violette' und eine andere 'grüne' Form. Seeliger et al. [2] und Rundle et al. [3] haben weitere Formen entdeckt. Diese Formen können homogen oder geschichtet sein oder ähnlich wie in anderen elektronegativen Gasen kann die Form

der Schlauchentladung auftreten. Es ist merkwürdig dass eine Form in die andere nicht kontinuierlich, sondern sprunghaft übergeht. Während die Aussenparameter fast dieselbe Werte haben, ändern sich die inneren Parameter wie Elektronentemperatur, Elektronenkonzentration u.a. sehr stark. Edgely und Engel [4] untersuchten die elektrische Feldstärke bei den Drucken von 2–4 Torr und diskutierten die spektroskopischen Untersuchungen der *H* und *T* Form. Emeleus et al. [5] war der erste, welcher die Hypothese ausdrückte, dass die negativen Ionen in diesen Formen die wichtige Rolle spielen. In der neuesten Zeit studierte Bell [6] systematisch die Reaktionen, welche im Sauerstoffplasma verlaufen. Ziel dieser Arbeit war, einige Eigenschaften der *T* und *H* Form des Sauerstoffplasmas zu untersuchen.

2. Experiment

Eine Standardvakuumapparatur wurde für unsere Experimente benutzt. Die zweistufige Rotationspumpe, Öldiffusionspumpe und Kühlfalle ermöglichten das Endvakuum von 10^{-7} Torr im Entladungsraum zu erreichen. Das Niederdruckplasma wurde im Quarzrohr vom 45 mm Innendurchmesser und 800 mm Länge im strömenden Sauerstoff erzeugt. Zuerst wurde die Röhre mehrere Stunden entgast und auf einige hundert Grad aufgeheizt. Dann wurde sie mit Sauerstoff gefüllt. Man benutzte Messer-Griesheim Sauerstoff vom Reinheitsgrad 99,995%, dessen Strömungsgeschwindigkeit durch zwei Nadelventile geregelt und mit einem Rotamesser gemessen wurde. Die Entladung wurde durch ein Heinzinger 3,5 KV – 2 A Generator gespiesen. Die Elektroden waren Mo oder W-Scheiben oder Hohlzylinder, wobei die Kathode axial beweglich war. Die Sonden waren axial und radial beweglich. Es waren die Pt oder W-Drähte vom 0,2 mm im Durchmesser und von 1 mm aktiver Länge.

3. Ergebnisse

a) *Elektrische Feldstärke.* Die Axialkomponente E_z des elektrischen Feldes wurde mit Hilfe der beweglichen Elektrode und mit zwei elektrostatischen Sonden in Abhängigkeit vom Druck und Entladungsstrom gemessen. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 1 und 2 dargestellt. Die Abb. 1 zeigt die Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke vom Entladungsstrom bei verschiedenen Drucken von 0,2 Torr bis 1 Torr. Man sieht, dass im Druckbereich 0,2–0,8 Torr nur eine Form mit einem ziemlich hohen Wert von E_z , im Vergleich mit den Atomgasen, existiert. Mit zunehmendem Wert des Entladungsstromes sinkt E_z . Beim Druck von 1 Torr und bei der Stromstärke von ungefähr 60 mA geht diese Form sprunghaft in eine andere über, welche vor allem durch den niedrigen Wert von E_z charakteristisch ist (ungefähr 10% des ursprünglichen Wertes).

Die Abb. 2 zeigt die wachsende elektrische Feldstärke mit zunehmendem Druck von 0,2 bis 0,8 Torr und dann den sprunghaften Übergang zum niedrigen Wert von E_z beim Druck von 1 Torr. Der Vergleich dieser Werte mit anderen Molekülgasen zeigt einen sehr kleinen Wert von E_z in der *T* Form oberhalb 1 Torr und deshalb auch einen kleinen Wert der Elektronenenergie.

b) *Elektronentemperatur.* Die Elektronentemperatur T_e wurde mit zwei Methoden festgestellt. Erstens mit Hilfe der Langmuirsonden aus der Formel

$$\frac{d(\ln j_e)}{dV_s} = - \frac{e}{kT_e} \quad (1)$$

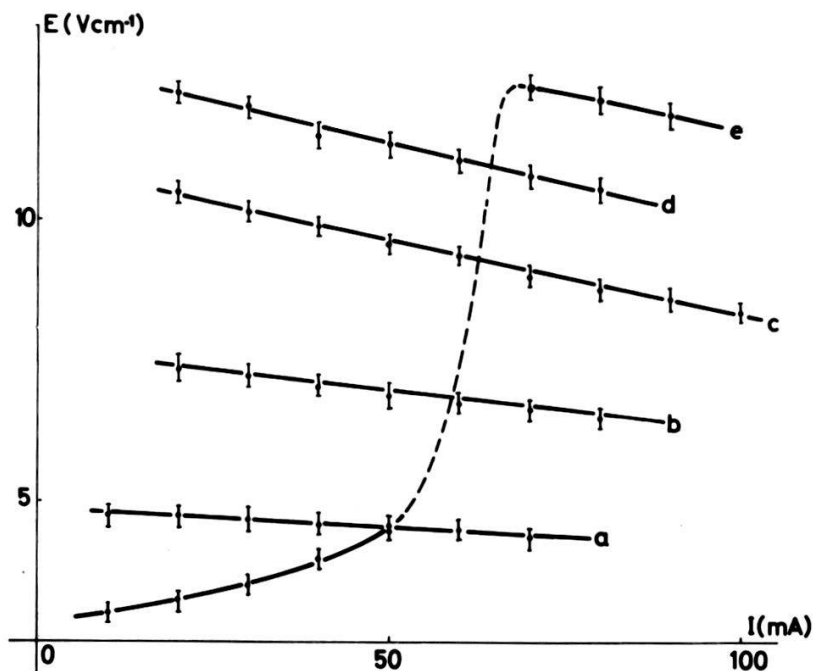


Abb. 1

E_z in der Abhängigkeit vom Entladungsstrom bei verschiedenen Drucken. a) $p = 0,2$ Torr; b) $p = 0,4$ Torr; c) $p = 0,6$ Torr; d) $p = 0,8$ Torr; e) $p = 1$ Torr.

Hier ist j_e die Elektronenstromdichte, V_s Potential zwischen der Anode und der Sonde, e die Ladung des Elektrons, T_e seine Temperatur und k die Boltzmannkonstante.

Zweitens wurde T_e mit der Doppelsondenmethode aus der Formel [7]

$$T_e = \frac{1}{4} \Delta 11,700 \quad (2)$$

gemessen. Δ ist die Breite des Übergangsgebietes der Sondencharakteristik.

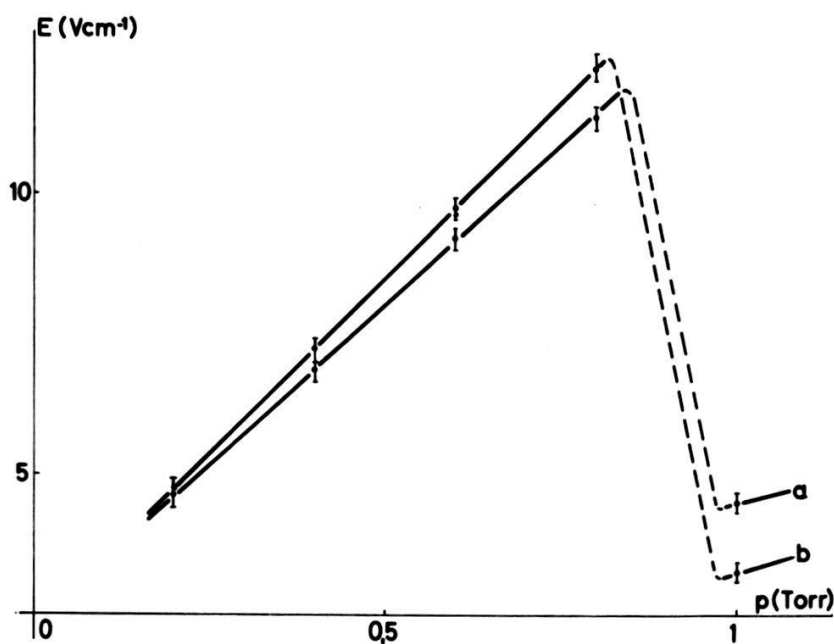


Abb. 2

E_z in der Abhängigkeit vom Druck bei verschiedenen Werten des Entladungsstromes. a) $I = 50$ mA; b) $I = 20$ mA.

Die Ergebnisse beider Methoden stimmen gut überein und geben den Wert

$T_e = 2 \times 10^4$ °K für die *H* Form und

$T_e = 0,7 \times 10^4$ °K für die *T* Form.

Die gefundenen Werte sind niedriger als in den Atomgasen, was durch zahlreiche inelastische Stöße der Elektronen mit den Molekülen verursacht wird. Diese inelastischen Stöße verursachen auch die nichtmaxwellsche Energieverteilung der Elektronen, was auch die Form der Sondencharakteristiken gut bestätigt.

4. Diskussion

Der Vergleich der gemessenen Werte mit anderen Molekülgasen zeigt, dass die *H* Form der positiven Säule im Sauerstoff, der 'normalen' positiven Säule entspricht, während T_e , E_z und deshalb auch die Energie der Elektronen in der *T* Form sehr niedrig sind. Zur Erklärung dieser Eigenschaften betrachten wir die Grundreaktionen, welche in der Sauerstoffentladung verlaufen:

- | | |
|-----------------------------|-------------------------------------|
| 1. Direkte Ionisation: | $e + O_2 \rightarrow O_2^+ + 2e$ |
| 2. Dissoziative Anlagerung: | $e + O_2 \rightarrow O^- + O$ |
| 3. Dissoziation: | $e + O_2 \rightarrow 2O + e$ |
| 4. Ladungsaustausch: | $O^- + O_2 \rightarrow O_2^- + O$ |
| 5. Ablösung: | $O^- + O_2 \rightarrow O + O_2 + e$ |
| 6. Dreierstossanlagerung: | $e + 2O_2 \rightarrow O_2^- + O_2$ |
| 7. Rekombination: | $O^- + O_2^+ \rightarrow O + O_2$ |

Die Ratenkonstanten dieser Reaktionen sind von der Elektronenenergie abhängig und wurden von mehreren Autoren gemessen [8]–[10]. In der Abbildung 3 ist die Abhängigkeit dieser Konstanten von E/p dargestellt. Der Vergleich dieser Abbildung mit den Werten in unserem Experiment zeigt, dass nur die Reaktionen 1, 2, und 3 in Frage kommen. In der *H* Form vermindert sich der Wert von E/p mit steigendem Druck. Er erreicht 22,5 V/cm Torr bei 0,2 Torr und sinkt zu 15 V/cm Torr bei 0,8 Torr. In der

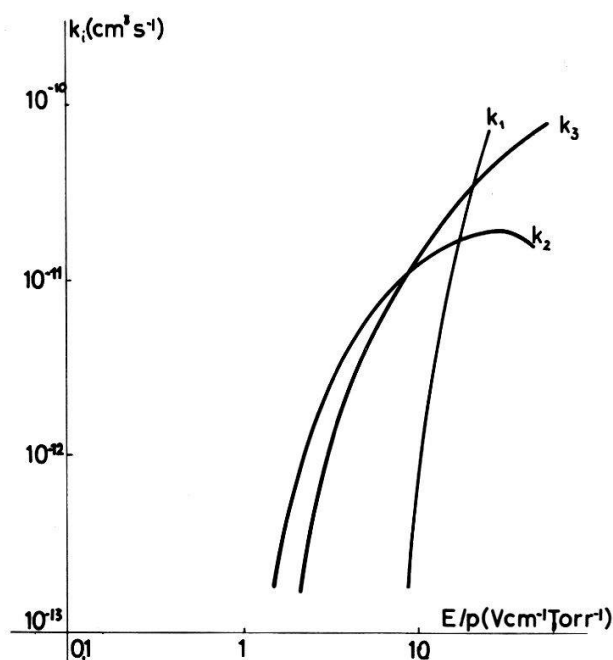


Abb. 3

Die Ratenkonstanten der Ionisation (k_1), der Anlagerung (k_2) und der Dissoziation (k_3) in der Abhängigkeit von E/p .

T Form beim Druck von 1 Torr ist der Wert von $E/p = 4,5$ V/cm Torr. Der Prozess 6 verläuft auch bei niedrigeren Werten von E/p ($\sim 10^\circ$ V/cm Torr), aber viel besser bei höheren Drucken von *ca.* 10 Torr. Dies aber entspricht nicht unseren Bedingungen. Man sieht, dass unterhalb des Wertes $E/p = 15$ V/cm Torr die Anlagerung und die direkte Dissoziation über die Ionisation überwiegen, was die grosse Konzentration der negativen Ionen in der T Form bestätigt. In der H Form überwiegt die direkte Ionisation. Oberhalb von $E/p = 15$ V/cm Torr nimmt die Ratenkonstante der direkten Ionisation rasch zu, während die Ratenkonstante der Anlagerung praktisch konstant bleibt. Dadurch kann man den sprunghaften Übergang zwischen beiden Formen erklären.

Literatur

- [1] A. GÜNTERSCHULZE, Z. Physik. 42, 763 (1927).
- [2] R. SEELIGER und A. WICHMANN, Ann. d. Physik. 9, 235 (1951).
- [3] H. W. RUNDLE, K. A. GILLESPIE, R. M. YEALLAND, R. SOVA und J. M. DECKERS, Can. J. Chem. 44, 2995 (1966).
- [4] P. D. EDGEY und A. VON ENGEL, 10th Int. Conf. on Phen. in Ioniz Gases, Oxford 1971, Contrib. Papers, 116.
- [5] K. G. EMELEUS und R. WINSTANLEY LUNT, J. Phys. A156, 394 (1936).
- [6] A. T. BELL, Ind. Eng. Chem. Fund. 10, 373 (1971).
- [7] A. VON ENGEL, *Ionized Gases* (Clarendon Press, Oxford 1965).
- [8] D. RAPP und P. ENGLANDER-GOLDEN, J. Chem. Phys. 43, 1464 (1965).
- [9] D. RAPP und D. D. BRIGLIA, J. Chem. Phys. 43, 1480 (1965).
- [10] R. D. HAKE und A. V. PHELPS, Phys. Rev. 158, 70 (1967).

Ein Energie-Massen-Spektrometer zur Messung des Magnetosphaerischen Plasmas

VON A. GHIELMETTI, H. BALSIGER, P. EBERHARDT, J. GEISS, P. HIRT, D. YOUNG

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

und H. LOIDL und H. ROSENBAUER

(Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, München)

Das Studium der Zusammensetzung und der Energieverteilung des magnetosphärischen Plasmas kann Aufschluss geben über dessen Herkunft, Beschleunigungs-, Transport- und Verlustmechanismen. Das für den GEOS-Satelliten entwickelte Instrument verfügt über die notwendige Auflösung zur Trennung von H^+ , $^4He^{2+}$, $^4He^+$ und $^{16}O^+$ bis zu Energien von 20 keV/Ladung. Für Energien ≤ 6 keV/Ladung können $^3He^{2+}$, $^{16}O^{6+}$ und $^{136}Ba^+$ von ihren häufiger vorkommenden Nachbarn getrennt werden. Das Instrument besteht im wesentlichen aus einem Energieanalysator und einem nachgeschalteten Massenanalysator mit je einem Detektor. Das Spektrometer wird hier beschrieben, und erste mit dem Laborprototypen erzielte Resultate werden diskutiert.

Etude d'une boîte à plasma avec un confinement magnétique multipolaire

par P. J. HIRT et M. Q. TRAN

(Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Switzerland,

Centre de Recherches en Physique des Plasmas)

L'étude des propriétés fondamentales d'un plasma nécessite souvent un plasma non collisionnel de grand volume et sans champ magnétique. Diverses machines ont

été proposées: création du plasma par décharge H.F. [1] ou par ionisation d'un gaz par des électrons [2]. Dans le premier cas, le taux de bruit est relativement élevé alors que la ionisation par collision électronique nécessite une multitude de filaments chauffés, donc une puissance électrique élevée. Toutefois, en tapissant les parois de l'enceinte par des aimants permanents, il est possible de réduire le nombre de filaments nécessaires à maintenir une densité de 10^9 ions par cm^3 sans, pour cela, élever le niveau de bruit [3]. Dans cet article, nous décrivons une telle boîte à plasma et donnerons ses principales caractéristiques.

1. Description de la boîte à plasma

La machine consiste en une enceinte à vide de 183 litres dans laquelle est insérée une boîte parallélépipédique ($36 \times 36 \times 60 \text{ cm}^3$) de fer doux. Le champ multipolaire est créé par 434 aimants en Ferroxdure (45 mm de diamètre et 9 mm de hauteur)

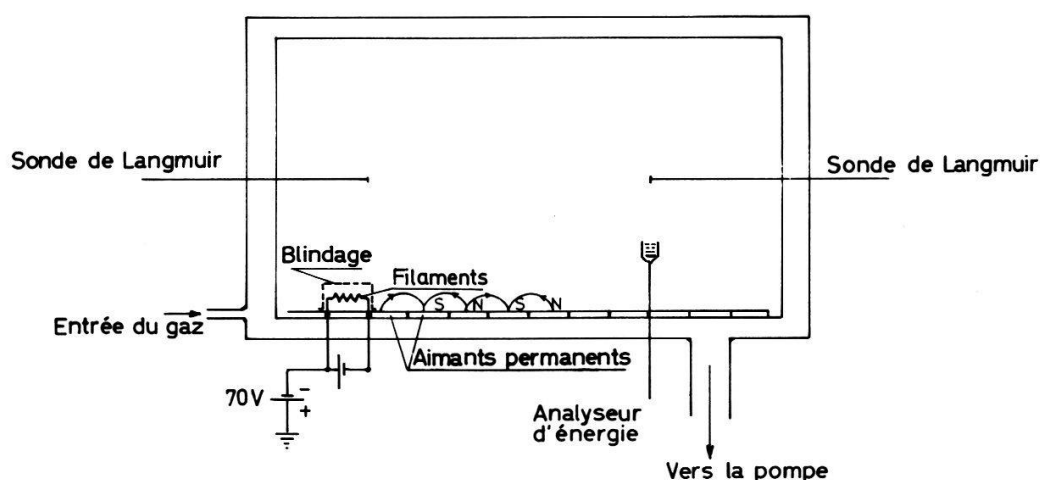


Figure 1
Schéma de la boîte à plasma.

adhérant à la boîte sous leur propre attraction magnétique. Ces aimants sont arrangés selon un réseau compact avec une polarité alternée [fig. 1]. Pour éviter un dégazage, ils sont mis chacun dans une boîte d'acier Inox servant également d'anode à la décharge.

Les électrons d'ionisation sont fournis par 4 filaments de Tungstène ($\phi 0,4 \text{ mm}$ et 4 cm de longueur) polarisés négativement ($\sim -70 \text{ V}$) et émettant un courant d'émission I_e 200 mA: dans ces circonstances la puissance électrique consommée est de 250 Watts.

Les gaz utilisés sont généralement l'Hélium, l'Argon ou le Xenon.

2. Caractéristiques du plasma obtenu

Dans les conditions typiques d'opération (Pression d'Argon: 1 à $4 \cdot 10^{-4}$ Torr, courant d'émission I_e : 200 mA), les densités mesurées par une sonde de Langmuir plane ($\phi 5 \text{ mm}$) sont de quelques fois 10^9 cm^{-3} , la température électronique étant de 2 eV . L'homogénéité est supérieure à 1% sur une distance de 25 cm et le taux de bruit $\langle \delta n/n \rangle$ de $3 \cdot 10^{-4}$. Les techniques de mesures de ces quantités ont été décrites dans une autre publication [4]. Les températures ioniques, déduites des caractéristiques d'un analyseur d'énergie [4, 5], valent environ $0,7 \text{ eV}$. Toutefois ces valeurs n'ont pas été confirmées par des mesures de propagation d'onde acoustique. En effet, à partir de l'amortissement nous avons déduit une température ionique T_i de $0,2 \text{ eV}$ ($T_e/T_i = 10$).

Cette différence peut être due à des phénomènes électrostatiques à l'intérieur même de l'analyseur d'énergie. Des mesures complémentaires sont nécessaires avant de pouvoir avancer une valeur définitive.

La densité est une fonction linéaire croissante du courant d'émission, alors qu'à I_e constante, une augmentation de la pression des neutres résulte en une augmentation non linéaire de la densité. La température électronique, quant à elle, reste à peu près constante dans le premier cas et diminue dans le second, par suite des collisions avec les neutres [3].

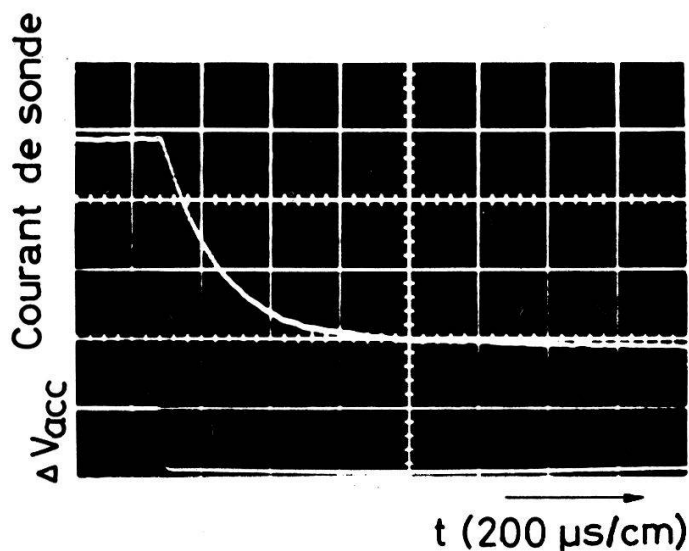


Figure 2

Variation de la densité du plasma lorsqu'un saut est appliqué à la polarisation des filaments.

La mesure du temps de vie du plasma a été mesurée en appliquant une faible perturbation (~ 5 V) à la tension de polarisation des filaments: la variation de la section efficace cause un changement dans la densité qui est visualisé sur un oscilloscope en fonction du temps. Cette méthode a l'avantage de perturber faiblement le plasma alors que dans la technique habituelle, qui consiste à créer un 'afterglow' en arrêtant la production du plasma, les paramètres sont fortement changés. En utilisant la transformée de Laplace, on voit que la variation de la densité est proportionnelle à $e^{-t/\tau}$ où τ est le temps de vie du plasma. Expérimentalement τ est de $100 \mu s$ (fig. 2).

Cette mesure nous permet de déterminer le libre parcours d'ionisation dans la structure magnétique: à l'état stationnaire la production de plasma doit équilibrer les pertes

$$\frac{n_0 \sigma I_e}{eV} \lambda = \frac{n_i}{\tau}$$

Le membre de gauche représente le terme de production alors que les pertes sont décrites par τ . n_0 est la densité des particules neutres, σ la section efficace d'ionisation, V le volume de la boîte et λ le parcours d'ionisation des électrons. Remplaçant les constantes par leur valeur, on déduit que λ vaut $3,7$ m, ce qui montre que les électrons d'ionisation sont partiellement confinés par le champ magnétique.

Dans les études que nous prévoyons, il est important de pouvoir varier le rapport T_e/T_i des températures électronique et ionique. Ceci a été réalisé en élevant la température électronique avec un démon de Maxwell [6]. Notre démon de Maxwell consiste en une grille (2 mailles/cm, ϕ du fil: $0,035$ mm) polarisée positivement. Comme

le montre la fig. 3, un démon de grande dimension ($28 \times 14 \text{ cm}^2$) est moins efficace qu'un de taille plus modeste ($14 \times 14 \text{ cm}^2$). En effet, dans le premier cas la surface collectrice de la grille (34 cm^2) est relativement grande par rapport à la surface ouverte des cusps ($\sim 75 \text{ cm}^2$) et influence fortement le potentiel du plasma: dans ces circonstances le démon ne 'voit' plus les électrons et est incapable de les 'sélectionner'.

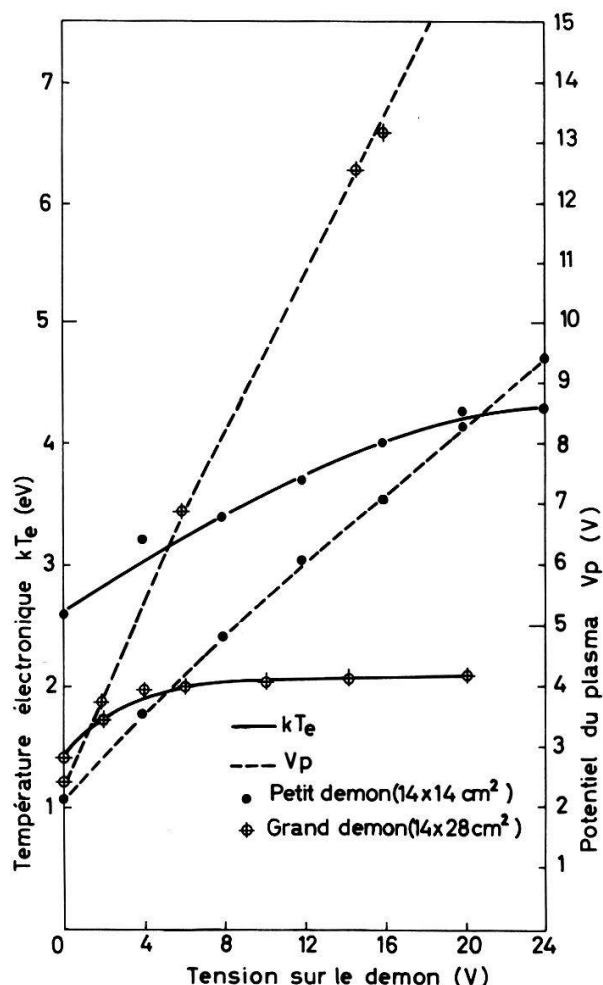


Figure 3

Variation de la température électronique avec la tension appliquée au démon. On remarque que l'efficacité d'un petit démon ($14 \times 14 \text{ cm}^2$) est beaucoup plus grande que celle d'un grand démon ($14 \times 28 \text{ cm}^2$).

Finalement, nous avons transformé notre machine en 'Double Plasma' [2]: la boîte a été séparée en deux moitiés, séparées par une grille polarisée négativement. En appliquant à une moitié une tension sinusoïdale, une rampe ou une impulsion d'une forme bien précise, il est possible d'étudier la propagation d'ondes linéaires, de choc ou de solitons.

3. Conclusion

La boîte à plasma que nous avons décrite permet d'obtenir des densités de 10^9 ions par cm^3 avec une puissance consommée relativement faible. De tels plasmas peuvent être produits dans des machines de n'importe quelle taille, le coût des aimants ne représentant qu'environ 10% des investissements totaux.

Il reste toutefois de nombreux problèmes à résoudre pour comprendre la physique du système de confinement multipolaire. Des études d'optimisation du réseau d'aimants ont été entreprises ainsi que des mesures de taux de pertes sur les cusps. Un des problèmes à résoudre est le taux de perte au point neutre du réseau: d'après des mesures préliminaires, pour des arrangements assez compacts, les fuites à ce point sont très faibles vis à vis de celles sur les aimants et ne semblent donc pas être critiques.

Remerciements

Nous remercions H. Ripper et J. P. Perotti pour leur contribution à la construction de la machine et des divers instruments électroniques, le Dr. M. Bitter et le Professeur E. S. Weibel pour leurs critiques et conseils. Ce travail a été financé par le Fonds National Suisse pour la Recherche.

Références

- [1] J. L. HIRSHFIELD, J. M. JACOB et D. E. BALDWIN, *Phys. Fluids* **14**, 615 (1971).
- [2] R. J. TAYLOR, K. R. MACKENZIE et H. IKEZI, *Rev. Sci. Instrum.* **43**, 1675 (1972).
- [3] R. LIMPAECHER et K. R. MACKENZIE, *Rev. Sci. Instrum.* **44**, 726 (1973).
- [4] P. J. HIRT et M. Q. TRAN, *LRP* 77/73 (non publié).
- [5] H. IKEZI et R. J. TAYLOR, *Phys. Fluids* **13**, 2348 (1970).
- [6] K. R. MACKENZIE, J. R. TAYLOR, D. COHN, E. AULT et H. IKEZI, *Appl. Phys. Lett.* **18**, 529 (1971).

Température de brillance du soleil mesurée entre 180 et 400 μm

par J. RAST, P. STETTLER, F. KNEUBÜHL et E. A. MÜLLER

(EPF Zurich et Observatoire de Genève)

La transformation des interférogrammes avec repérage du point zéro nous a permis, lors de notre dernier vol en avril 73, d'obtenir à temps de mesure égal des spectres possédant une résolution supérieure à celle du précédent vol (avril 72). Cette résolution accrue met bien en évidence les lignes d'absorption dues à la vapeur d'eau introduite dans le système durant la calibration. Nous avons pu corriger en partie l'effet perturbateur de ces lignes à l'aide de spectres enregistrés en laboratoire. La température de brillance du soleil ainsi obtenue, environ 4600 K pour le domaine étudié, est en bon accord avec le modèle HSRA et les mesures de Gezari (1973), Gay (1970) et Eddy (1968).

Physique Nucléaire et Corpusculaire

Paritätsbestimmung aus Messungen des Analysationsvermögens $T_{20}(180^\circ)$ von $(\vec{d}, \alpha)$ Reaktionen

VON D. O. BOERMA, W. GRÜEBLER, V. KÖNIG, P. A. SCHMELZBACH UND R. RISLER

(Laboratorium für Kernphysik ETHZ)

Für $(\vec{d}, \alpha)$ Reaktionen mit Targetkernen mit Spin und Parität O^+ welche zu Endzuständen mit natürlicher Parität ($J^\pi = 1^-, 2^+, 3^- \dots$) führen, folgt aus der Paritätserhaltung, dass das Analysationsvermögen T_{20} bei 0° und 180° den maximalen Wert annehmen muss.

Bei 6 verschiedenen Deuteronenenergien ($E_d \sim 8\text{--}12$ MeV) wurde für die Reaktion $^{32}\text{S}(\vec{d}, \alpha)^{30}\text{P}$ T_{20} in Rückwärtsrichtung gemessen. Die α -Teilchen wurden bei $\bar{\theta}_{\text{lab}} = 175^\circ$ mit einem ringförmigen Detektor registriert. Die Systemauflösung betrug 45 keV (FWHM). Unter Verwendung der oben erwähnten Auswahlregel wurde bei 18 Niveaux in ^{30}P die bereits bekannte Spin-Paritätskombination bestätigt, und in rund 20 anderen Fällen konnte sie neu zugeordnet werden. Die Anregungsenergien dieser Zustände sind kleiner als 7 MeV.

Untersuchung der Reaktion $^6\text{Li}(d, \alpha)^4\text{He}$ mit Hilfe von Polarisierten Deuteronen

VON R. RISLER, W. GRÜEBLER, A. DEBENHAM, V. KÖNIG, D. BOERMA UND P. A. SCHMELZBACH

(Laboratorium für Kernphysik ETHZ)

Für die Reaktion $^6\text{Li}(d, \alpha)^4\text{He}$ wurden im Energiebereich 1,5 MeV–11,5 MeV Winkelverteilungen der Analysationsvermögen T_{11} , T_{20} , T_{21} und T_{22} sowie des differentiellen Wirkungsquerschnitts gemessen. Aus einer R -Matrix-Analyse konnten Aussagen über Zustände im Zwischenkern ^8Be erhalten werden. Dabei wurde durch vereinfachende Annahmen bestimmt, welche R -Matrixelemente ein resonantes Verhalten zeigen.

Untersuchung der d - α Streuung zwischen 3,0 und 17,0 MeV

VON W. GRÜEBLER, P. A. SCHMELZBACH, V. KÖNIG, D. BOERMA, R. RISLER UND B. JENNY

(Laboratorium für Kernphysik ETHZ)

Die Resultate von Messungen der Wirkungsquerschnitte und der Vektor- und Tensoranalysationsvermögen der d - α Streuung über grosse Winkelbereiche zwischen 3,0 und 17,0 MeV wurden für eine Phasenanalyse dieser Streuung benutzt. Mit den gefundenen Phasen wurde der Reaktionswirkungsquerschnitt und Polarisations-transfer-Koeffizienten berechnet und mit entsprechenden Messungen verglichen.

Die Bedingungen für maximale Werte des Analysationsvermögens (theoretische Grenzwerte) wurden untersucht. Im Falle der Tensor-Komponente $A_{yy} = 1$ wurden im untersuchten Energiegebiet die Existenz von drei solchen Stellen aus der Phasenanalyse nachgewiesen und die genauen Winkel und Energien experimentell bestimmt. Damit kann eine Absoluteichung von polarisierten Deuteronenstrahlen auf etwa 0,5% durchgeführt werden.

Protonenstreuung und Deuteronenaufbruch an ^{58}Ni

von P. VIATTE, A. BUTZA, J. LANG, S. MICEK, R. MÜLLER und J. UNTERNÄHRER

(Labor für Kernphysik ETH Zürich)

Beim Deuteronenaufbruch ist für schwere Kerne ($Z \sim 80$) und niedrige Energien ($E \leq 12$ MeV) der Aufbruch im Coulombfeld vorherrschend. Die Spektren der ausgehenden Teilchen sind glatt und ohne ausgeprägte Struktur. Bei leichten Kernen weisen diese Spektren isolierte Spitzen auf, die im allgemeinen gutbekannten Resonanzen in einem Zwischenkern entsprechen, der durch Einfang des Protons oder Neutrons erzeugt wird und dann durch Emission desselben Teilchens wieder zerfällt. Wir sind daran, die Situation für einen mittelschweren Kern, ^{58}Ni , zu studieren. Dort werden in den Protonenspektren ebenfalls mehr oder weniger überlappende Resonanzen beobachtet, die zur Hauptsache als Zustände im ^{59}Cu identifiziert werden konnten. Winkelkorrelationsmessungen sollen Aufschluss über diese hochangeregten Zustände in ^{59}Cu geben. Weiter bietet sich die Möglichkeit eines Vergleichs mit der Protonenstreuung am selben Targetkern, wo die selben Niveaus angeregt werden können.

Messung des Analysatorvermögens der $\vec{n}$ - p -Streuung bei 14,2 MeV

von B. LEEMANN, R. CASPARIS, M. PREISWERK, H. RUDIN, R. WAGNER und P. ZUPRĄŃSKI

(Institut für Physik der Universität Basel)

Die Messungen der Asymmetrie der unter $\vartheta_{\text{CM}} = 90^\circ$ gestreuten Neutronen wurden mit zylindrischen Streuern verschiedener Durchmesser ausgeführt. Die Messungen mit den grösseren Streukörpern ($\phi = 3,81$ cm) ergaben einen Mittelwert des Analysatorvermögens von $A = (2,12 \pm 0,22)\%$, was mit früheren Messungen [1] in diesem Energiebereich übereinstimmt. Hingegen ergaben die Asymmetriemessungen mit dem kleineren Streuer ($\phi = 2$ cm) einen Mittelwert des Analysatorvermögens von $A = (0,22 \pm 0,36)\%$.

Wir erachten das mit den grösseren Streukörpern gemessene Analysatorvermögen als durch Mehrfachstreueffekte am Kohlenstoff des Streuszintillators verfälscht.

Literatur

- [1] G. S. MUTCHLER und J. E. SIMMONS, Phys. Rev. C4, 67 (1971); R. GARRET et al., University of Auckland, Neuseeland (private Mitteilung).

Eichung eines Neutronendetektors

von J. UNTERNÄHRER, J. LANG, R. MÜLLER und P. VIATTE

(Labor für Kernphysik ETH Zürich)

Für einen Neutronendetektor, bestehend aus einem NE213 Flüssigkeitsszintillator und einem XP1040 Photomultiplier, wurde die Ansprechwahrscheinlichkeit für Neutronen im Bereich 0,4 MeV bis 5 MeV bei einer Pulshöhenschwelle von 60 keV äquivalenter Elektronenenergie (Am-Bias) gemessen und berechnet. Für die Messung wurde die Methode der assoziierten Teilchen bei den Reaktionen $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$ und $^3\text{H}(p,n)^3\text{He}$ angewandt. Die Rechnung wurde mit einem Monte-Carlo-Programm durchgeführt. Dabei wurden fünf verschiedene Prozesse für die Energieabgabe der Neutronen im Szintillator berücksichtigt. Die wichtigsten sind elastische Stöße mit Wasserstoff- und Kohlenstoffatomen.

Analysing Power of $\vec{n}$ -d-Scattering at 14.2 MeV

by M. PREISWERK, R. CASPARIS, B. LEEMANN, H. RUDIN, R. WAGNER and P. ZUPRANSKI¹⁾

(Institut für Physik der Universität Basel)

We have measured the angular distribution of the analysing power of deuterium for polarized 14.2 MeV neutrons. There is a considerable lack of data in this energy

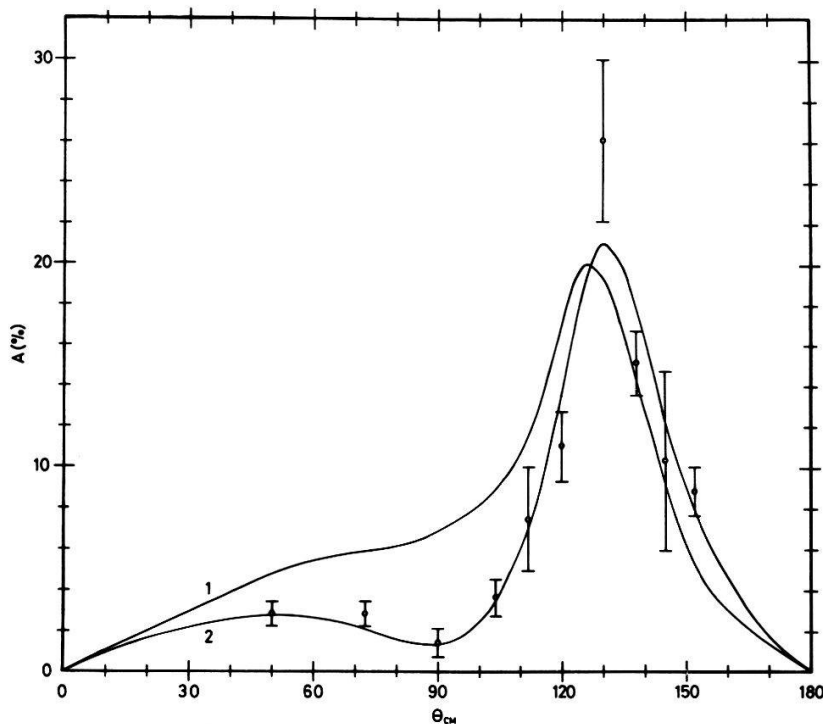


Figure 1

Comparison of our measurements of the analysing power of deuterium for polarized 14.2 MeV neutrons with the theoretical curves of Doleschall [1] and Pieper [2]. The perturbation method of Pieper gives better agreement with the measurements than the calculations of Doleschall [3] which use the solution of the Faddeev equations. The experimental points are shown with their statistical errors.

¹⁾ On leave from the Instytut Badán Jadrowych, Warsaw.

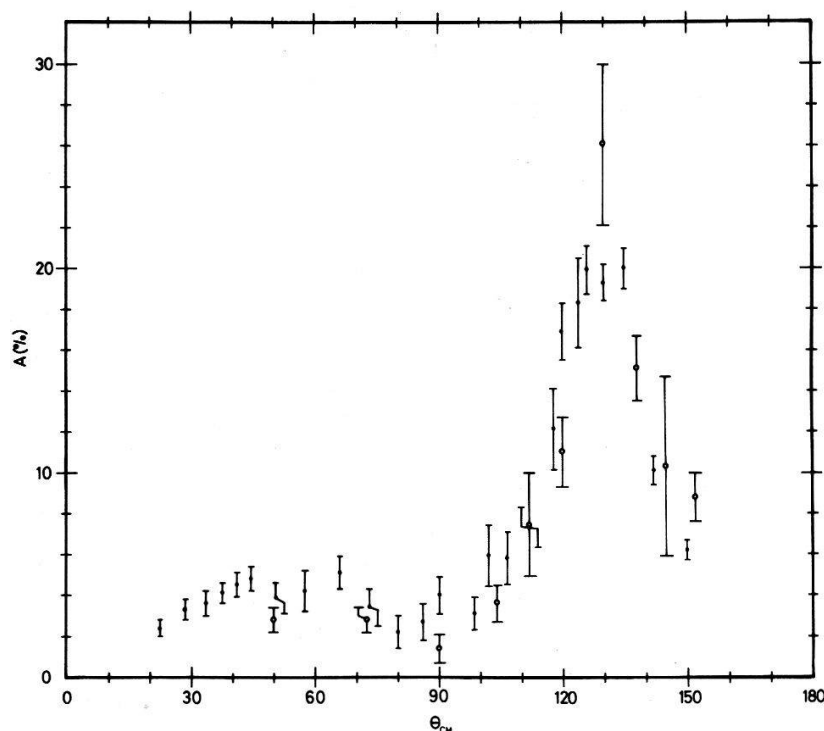


Figure 2

Comparison of our $\vec{n}$ - d results (open circles) with the experimental $\vec{p}$ - d data (points) at 14.5 MeV of Faivre.

range. Accurate data would be very helpful for a theoretical approach to the three nucleon system. Polarized deuterons ($\sim 0.5 \mu\text{A}$) were produced with an atomic beam source and the $T(\vec{d}, \vec{n})^4\text{He}$ reaction was used as a source of highly polarized neutrons. The results of our asymmetry measurements are in good agreement with the experimental $\vec{p}$ - d data at 14.5 MeV of Faivre et al. [1] and also with the theoretical $\vec{n}$ - d predictions of Pieper [2] (Figs. 1 and 2).

References

- [1] J. C. FAIVRE et al., Nucl. Phys. A 127, 169 (1969).
- [2] S. C. PIEPER, Nucl. Phys. A 193, 529 (1972).
- [3] P. DOLESCHALL, Nucl. Phys. A 201, 264 (1972).

(d, p)-Strippingreaktionen an Nickel-Isotopen

von P. STAUB, H. SCHÄR und E. BAUMGARTNER

(Institut für Physik der Universität Basel)

An Ni^{58} , Ni^{60} , Ni^{62} , Ni^{64} wurden bei 2,8 MeV die differentiellen Querschnitte für (d, p)-Reaktionen aufgenommen. Die Energiespektren der Protonen wurden mit einem speziellen 'Gaussfit'-Programm ausgewertet.

Aus Daten von elastischen Streuungen an Nickel wurden die Parameter des optischen Modells bestimmt. Daraus lassen sich die (d, p) -Querschnitte mit Hilfe der DWBA (DWUCK) berechnen. Wir diskutieren unsere Ergebnisse (spektroskopische Faktoren) für *ca.* 20 angeregte Zustände in den Nickel Isotopen.

Higher Muonic Transitions in Iridium: Determination of the Quadrupole Moment

by L. A. SCHALLER and W. DEY

(Institut de Physique, Université de Fribourg, and Laboratorium für Hochenergiephysik, ETH-Zürich)

Data taken by the Berlin–Darmstadt–Fribourg–SIN/ETHZ collaboration at the CERN-SC muon channel were analysed with regard to obtain accurate values of the spectroscopic quadrupole moments [1, 2] of the ^{191}Ir and ^{193}Ir nuclei. The muonic transitions studied include the $5g-4f$, $6g-4f$, $4f-3d$ and $5f-3d$ transitions corresponding to energies between 380 keV and 1.23 MeV. Three different Ge(Li) detectors were employed, the smallest one having a resolution of 950 eV at 380 keV. The higher transitions were selected in order to arrive at a model-independent determination of the quadrupole moments, in contrast to the situation for transitions between low-lying states. Although a natural Ir target was used, the quadrupole moments of the two Ir isotopes should be determinable to about 3%, since the ratio of $Q(^{191}\text{Ir})$ to $Q(^{193}\text{Ir})$ has been measured by the atomic beam method to better than 1% [3], and the uncertainties of the various correction terms [2] as well as the statistical errors (at least for the 4–3 transitions) are generally small. Our preliminary analysis yields $Q(^{191}\text{Ir}) = 0.86 \text{ b}$, $Q(^{193}\text{Ir}) = 0.78 \text{ b}$. Because all transitions must lead to the same two quadrupole moments, several consistency checks are possible. Recent experimental values are listed in Ref. [4]. These errors are generally of the order of 20%, and the differences between the individual results are pronounced. As for ^{175}Lu [1], the quadrupole moments of ^{191}Ir and ^{193}Ir obtained from optical hyperfine structure splitting strongly disagree with the present values.

A more detailed paper regarding this work is in progress.

References

- [1] H. J. LEISI, W. DEY, P. EBERSOLD, R. ENGFER, F. SCHECK and H. K. WALTER, J. Phys. Soc. Japan 34 Suppl., 355 (1973).
- [2] W. DEY, P. EBERSOLD, H. J. LEISI, F. SCHECK, H. K. WALTER and A. ZEHNDER, Helv. Physica Acta 47, 93 (1974).
- [3] S. BUETTGENBACH, M. HERSCHEL, G. MEISEL, E. SCHROEDL and W. WITTE, Z. Physik 263, 341 (1973).
- [4] K. E. G. LÖBNER, M. VETTER and V. HÖNIG, Nuclear Data A7, 495 (1970).

Fission Yields in the 14 MeV Neutron Induced Fission of U-238

M. RAJAGOPALAN, H. S. PRUYS, E. A. HERMES, H. R. VON GUNTEN and A. GRÜTTER
(EIR Würenlingen)

Fission yields of 25 isotopes in the fission of U-238 induced by 14 MeV neutrons were measured relative to the yields in the thermal neutron fission of U-235, using

gamma spectroscopy. The motivation for this work was the need to have accurate base data for 14 MeV neutron induced fission of U-238, so that these can be used to determine (by comparison method) the fission yields in the muon induced fission of U-238 to be carried out by our group in the SIN meson facility. The fission yields of the following isotopes were determined: Sr—91, Y—92, Y—93, Y—94, Mo—99, Tc—101, Ru—103, Tc—104, Ru—105, Sb—128, Sb—129, Sb—130, Te—131, Te—132, Te—133, Te—134, Ba—139, Ba—140, Ba—141, La—142, Ce—143, Pr—146, Nd—147, Nd—149 and Pm—151. Gamma lines of some isotopes lying in the valley and the wing regions of the mass distribution curve were also observed and attempts are being made to determine the fission yields of these isotopes by the absolute method.

Impulsverteilung von Protonen in leichten Kernen

von I. SICK

(Institut für Physik, Universität Basel)

und M. BERNHEIM, A. BUSSIÈRE, A. GILLEBERT, J. MOUGEY, P. X. HO, M. PRIOU, D. ROYER
und G. WAGNER

(CEN Saclay, France)

Für mehrere leichte Kerne (^{12}C , ^{28}Si , ^{40}Ca) wurde die quasi-elastische Streuung ($e, e'p$) von 500 MeV Elektronen an den Protonen des Kerns gemessen. Aus dem gemessenen Impuls des einfallenden Elektrons und der Reaktionsprodukte kann der Impuls und die Bindungsenergie des anfänglich im Kern gebundenen Protons auf 6 MeV/c resp. 1 MeV (FWHM) bestimmt werden. Die relativ schwache Wechselwirkung der e^- und p ($E_p \simeq 80$ MeV) mit dem Kern kann mit genügender Genauigkeit berücksichtigt werden. Die erhaltenen Impuls- und Energieverteilungen von Protonen im Kern werden mit Schalenmodell-Wellenfunktionen verglichen. Eine auf die Daten angewendete Summenregel deutet auf wesentliche Beiträge von Mehrkörperkräften zur Bindungsenergie hin.

p - ^4He Spin-Flip Dispersionsrelation und der D-Zustand von ^4He

VON G. R. PLATTNER, D. TRAUTMANN UND K. ALDER

(Universität Basel)

Durch Anwenden des Dispersionsformalismus auf die Coulombmodifizierte p - ^4He Spin-Flip Amplitude in Vorwärtsrichtung erhalten wir Auskunft über die ^4He - ^3H - p -Kopplungskonstante für $l \neq 0$. Wir untersuchen, wie gut sich daraus der spektroskopische Faktor des $l = 2$ Beitrages zum ^4He -Grundzustand bestimmen lässt.

Kernradien, Isotopie- und Isomerverschiebungen aus μ -Atomen

VON R. ENGFER¹⁾, H. SCHNEUWLY²⁾, J. L. VUILLEUMIER¹⁾, H. K. WALTER¹⁾ UND A. ZEHNDER¹⁾

Kernladungsverteilungen bzw. Kernradien werden in der Kernphysik für viele theoretische Rechnungen als feste bekannte Parameter benützt. Es wurde daher für

¹⁾ Laboratorium für Hochenergiephysik der ETH-Zürich.

²⁾ Institut de Physique de l'Université, Fribourg.

Nuclear Data Tables eine neue Sammlung von Daten aus myonischen Atomen zusammengestellt, aus denen Informationen über die Grösse des Atomkernes (Ladung, magn. Moment, Quadrupolmoment) gewonnen werden können. Die Probleme bei der Benützung dieser Tabellen, eine modellunabhängige Analyse, sowie die Gültigkeit von theoretischen Korrekturen werden an einigen Beispielen diskutiert.

Effets des corrélations dans la diffusion pion-noyau à moyenne énergie

par J. F. GERMOND et M. PERRINJAQUET

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

L'analyse de la diffusion pion-noyau au moyen d'un potentiel optique fait intervenir la structure nucléaire par l'intermédiaire de la densité et des corrélations nucléons-nucléons. Dans ce travail, nous avons étudié l'effet de deux types de corrélations: a) les corrélations dites du centre de masse provenant de la contrainte subie par les nucléons afin que le noyau recule comme un tout, b) les corrélations dynamiques de portée nulle qui dans le cadre du potentiel de Kisslinger conduisent à l'effet Lorentz-Lorenz. Nos résultats [1] montrent que pour les noyaux légers comme ${}^4\text{He}$ et à des énergies voisines de la résonance (3,3), ces deux types de corrélations influencent fortement les sections efficaces différentielles au-delà du 1er minimum.

Références

[1] J. F. GERMOND, thèse (1973) et M. PERRINJAQUET, thèse (1974).

π^- -p-Ladungsaustausch-Streuung in Vorwärtsrichtung im Bereich der P_{33} -Resonanz

VON W. BAYER, H. HILSCHER, H. SCHMITT, C. ZUPANCIC

(Sekt. Phys. Univ. München)

LE L. HUONG, C. JOSEPH, TRAN M. TAM, B. VAUCHER, E. WINKELMANN

(Inst. Phys. Nucl. Univ. Lausanne)

und P. TRÜOL

(Phys. Inst. Univ. Zürich)

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Ladungsaustausch-Reaktion $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ kann aus der Form des Energiespektrums der γ -Quanten vom π^0 -Zerfall bestimmt werden. Die Leistungsfähigkeit der Methode für die Vorwärtsstreuung, insbesondere unter 0° , wird an Hand von Daten aus einem CERN-Experiment diskutiert. Als Ergebnis einer vorläufigen Auswertung wird eine Anregungskurve für 0° -Streuung angegeben und mit früheren Resultaten verglichen.

Lebensdauer des 2^3S_1 -Zustandes in He-ähnlichem Chlor

VON CH. STOLLER, W. WÖLFELI, G. BONANI, TH. RÜDY und M. SUTER

(Laboratorium für Kernphysik ETH-Zürich)

In unserem Tandem auf 46 MeV beschleunigte Cl-Ionen wurden beim Durchtritt durch eine dünne C-Folie angeregt. Die Anzahl der Zerfälle des angeregten Cl^{15+} in den Grundzustand wurde als Funktion des Abstandes von der Folie gemessen. Aus den so gewonnenen Daten konnte die Lebensdauer ermittelt werden. Die Photonenenergie (2,757 keV) weist darauf hin, dass es sich um den M1-Übergang $2^3S_1 \rightarrow 1^1S_0$ handelt. Der konkurrierende 2-Quantenübergang ist in diesem Fall vernachlässigbar. Die Resultate werden diskutiert und mit der Theorie verglichen.

Physique Théorique

Molecular-Dynamics Investigation of Structural Phase Transitions

by T. SCHNEIDER and E. STOLL

(IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon, Switzerland)

Experimental and theoretical studies have emphasized the need for an anharmonic treatment of lattice dynamics in systems undergoing a structural phase transition. The molecular-dynamics technique is a powerful way of examining the static and dynamic properties, associated with these transitions, since anharmonicity is treated without approximation. On the basis of a model Hamiltonian, allowing to cover the whole range from the order-disorder to the displacive limit, calculations have been made for antiferrodistortive transitions. We discuss some results of antiferrodistortive displacive transitions in two-dimensional systems. Special emphasis is placed on the central peak in the spectral density of the time-dependent order parameter, density and potential energy correlation functions. It is shown that this central peak is due to the formation of clusters and their dynamics.

Etude d'un modèle présentant un changement de phase structurel

par S. SARBACH

(IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon, Switzerland)

On considère un ensemble de $2N$ oscillateurs anharmoniques disposés sur un réseau carré, chaque oscillateur oscillant sur le côté du carré formant la maille élémentaire. L'hamiltonien du système est donné par

$$H = \sum_j \left\{ \frac{1}{2} (\dot{x}_j^2 + \dot{y}_j^2) + \frac{A}{2} (x_j^2 + y_j^2) + \frac{B}{4} (x_j^4 + y_j^4) + E(x_j + y_j) \right\} + C \sum_{\langle ij \rangle} V_{ij} x_i y_j.$$

Chaque particule n'interagit qu'avec ses quatre plus proches voisins. A basse température le système est ordonné. On étudie le système à l'approximation du champ moléculaire et l'on détermine la température critique, le comportement du paramètre d'ordre et celui de la susceptibilité isotherme. L'approximation quasi-harmonique permet d'écrire la relation de dispersion.

Absence d'ordre à longue portée dans une classe de modèles réticulaires classiques

par P.-A. VUILLERMOT et M. V. ROMERIO

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Des inégalités de Bogoliubov sont obtenues pour les éléments du complexifié $C_c^\infty(M^{2n})$ de l'espace des fonctions indéfiniment différentiables sur une variété symplectique (M^{2n}, ω_s) de dimension $2n$ et de forme symplectique ω_s : ce résultat est en particulier valable pour une classe d'espaces homogènes G/K où G désigne un groupe de Lie et K un sous-groupe fermé de G , sur lesquels une forme symplectique peut être introduite de façon naturelle. Il est utilisé pour démontrer l'inexistence d'ordre à longue portée dans certains modèles réticulaires classiques comprenant en particulier le modèle de Stanley du ferromagnétisme et une version modifiée du modèle de Maier-Saupe d'un cristal liquide nématique.

Phasenübergänge als Katastrophen – ein Beispiel

VON HANS R. FANKHAUSER

(Battelle, Advanced Studies Center, Genf und Avdelningen för Teoretisk Fysik, Umeå
Universitet, Schweden)

Die Anwendung von differentialtopologischen Methoden auf physikalische (und viele andere) Probleme wurde vor allem durch das Buch von Thom [1] angeregt. Thom's Methode zur Klassifizierung des singulären Verhaltens von dynamischen Systemen ist anwendbar auf Gradientensysteme. Die wichtigsten Resultate sind:

Sei X eine Mannigfaltigkeit (der Raum der internen Zustände; $x \in X$), $\dim X = n$ und

C eine Mannigfaltigkeit (der Kontrollraum, externe Parameter; $c \in C$), $\dim C = k \leq 6$.

Wir betrachten die Familie der Abbildungen

$$\phi: C \times X \rightarrow \mathbb{R}$$

vom direkten Produkt $C \times X$ in die reellen Zahlen. Die stationären Zustände des Systemes sind gegeben durch die Lösungen der Gleichung

$$\text{grad}_x \phi = 0$$

und bilden eine glatte Untermannigfaltigkeit $M^k \subset C \times X$, $m \in M^k$. Unter der Voraussetzung $\dim C \leq 6$, gibt es nur eine *endliche* (14) Anzahl Typen von Singularitäten der Projektion

$$\chi: M^k \rightarrow C.$$

Gilt nach einer infinitesimalen Aenderung der Parameter im Kontrollraum

$$\phi_m + \delta\phi \simeq \phi_m,$$

(wobei unter $\simeq$ eine differentialtopologische Aequivalenzrelation zu verstehen ist) dann ist die Projektion χ *strukturell stabil* (die Topologie ändert nicht). Ist aber

$$\phi_{\bar{m}} + \delta\phi \neq \phi_{\bar{m}},$$

dann ist die Projektion χ *strukturell instabil*, und die entsprechenden singulären Punkte definieren eine Untermannigfaltigkeit (Verzweigungsmenge) $B \subset C$. Das, durch die infinitesimale (und *kontinuierliche*) Aenderung der Kontrollparameter, hervorgerufene *Zusammenbrechen der strukturellen Stabilität* wird als *Katastrophe* bezeichnet (der Zustand des Systemes ändert *diskontinuierlich*). Es gilt aber in diesem Fall:

$$\phi_{\bar{m}} + \delta\phi \simeq \phi_{\bar{m}} + \sum_{i=1}^N u_i(c) x^i,$$

wobei $\phi_{\bar{m}} \simeq x^{N+2}$ und N als Codimension der Katastrophe bezeichnet wird.

Die einfachste Katastrophe, die noch interessante Konsequenzen hat, ist die Riemann-Hugoniot Katastrophe und wird durch das folgende Potential hervorgerufen:

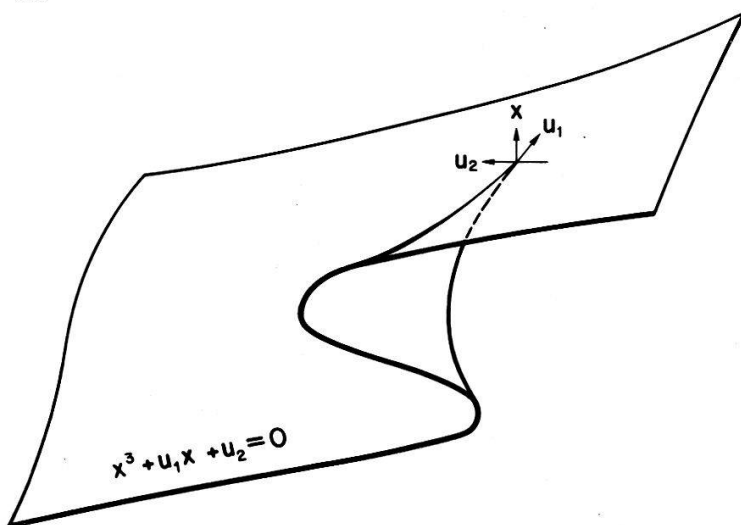
$$\phi_{\bar{m}}(x) = \frac{1}{4}x^4.$$

Nach Thom sind alle 'benachbarten' Potentiale von der Form

$$\phi(x; u_1, u_2) = \frac{1}{4}x^4 + \frac{1}{2}u_1 x^2 + u_2 x$$

und die stationären Zustände sind gegeben durch

$$\frac{\partial\phi}{\partial x} = x^3 + u_1 x + u_2 = 0.$$

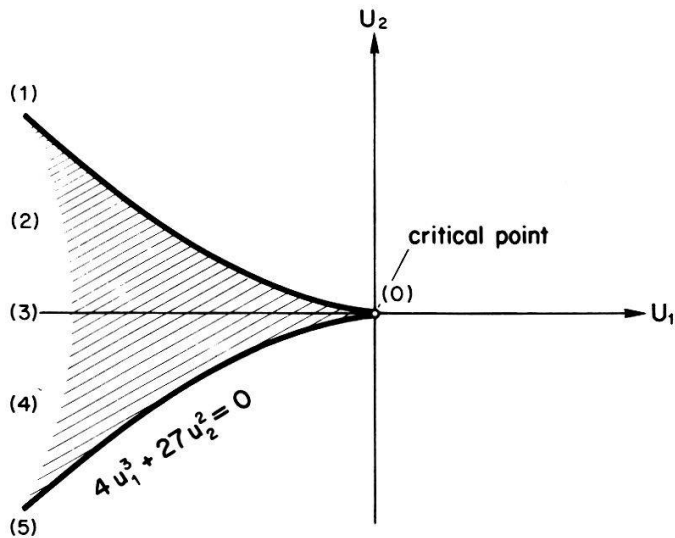


Figur 1

Der geometrische Ort der stationären Zustände.

Die Punkte der Verzweigungsmenge genügen der Gleichung

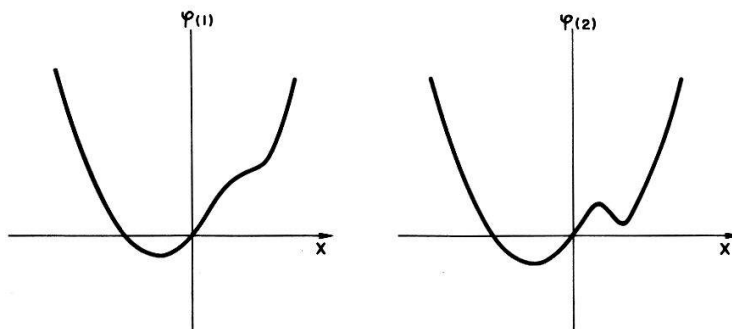
$$4u_1^3 + 27u_2^2 = 0$$



Figur 2

Die singulären Punkte (Verzweigungsmenge) der Abbildung $\chi: M^* \rightarrow C$.

und teilen den Kontrollraum $[u(c) = (u_1(c), u_2(c))]$ in zwei Gebiete, denen zwei verschiedene Typen von Potentialen entsprechen:



Figur 3

Die zwei topologisch verschiedenen Typen von Potentialen.

$\phi(1): u$ liegt ausserhalb
 $\phi(2): u$ liegt innerhalb } des schraffierten Gebietes $4u_1^3 + 27u_2^2 = 0$

d.h. innerhalb des Hornes ist es notwendig anzugeben, welchem Minimum der eingenommene Zustand entspricht.

Als Beispiel betrachten wir die van der Waals Gleichung. Mit $Pa = p/p_{\text{krit.}}$, $Va = V/V_{\text{krit.}}$ und $Ta = T/T_{\text{krit.}}$ lautet sie in der reduzierten Form [2]

$$\left(Pa + \frac{3}{Va^2}\right)(3Va - 1) = 8Ta.$$

Wenn wir als Ordnungsparameter (Zustandsvariable $x \in X$) die reduzierte Dichte

$$x = \frac{\rho - \rho_{\text{krit.}}}{\rho_{\text{krit.}}} = \frac{1 - Va}{Va}$$

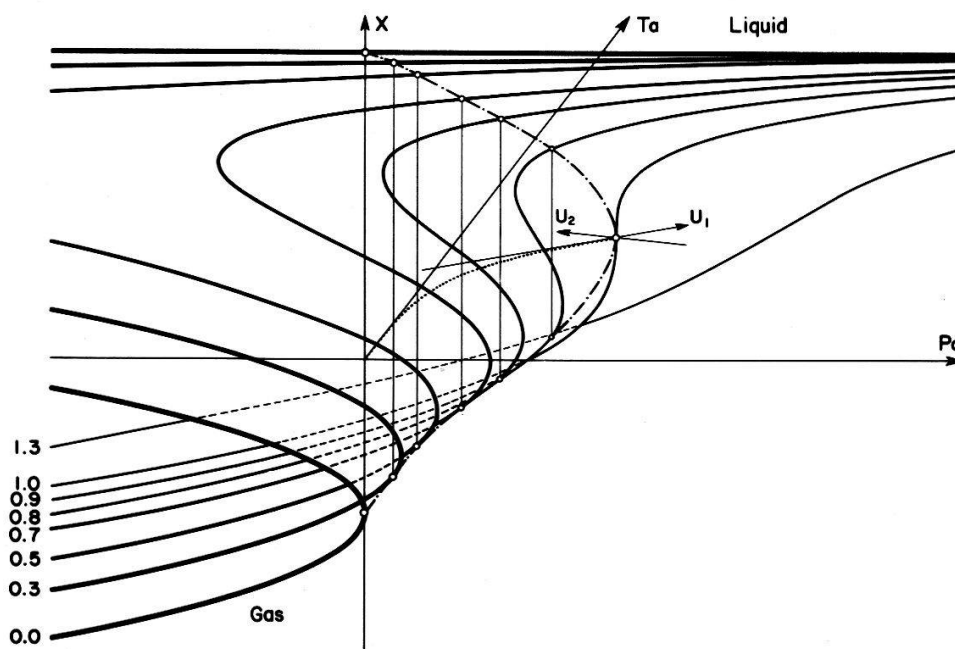
wählen, dann werden die stationären Zustände des Systemes durch die folgende zwei-parametrische Form dritten Grades beschrieben:

$$x^3 + u_1 x + u_2 = 0$$

mit

$$u_1 = \frac{1}{3}(Pa + 8Ta - 9)$$

$$u_2 = -\frac{1}{3}(2Pa - 8Ta + 6)$$



Figur 4

Die Zustandshyperfläche eines Systemes das durch die van der Waals Gleichung beschrieben werden kann. — Isothermen, — · — Koexistenzkurve (auf Grund der Maxwellschen Bedingung).

Diese Form ist identisch mit derjenigen, die eine Riemann–Hugoniot Katastrophe charakterisiert:

der Kontrollraum ist *zweidimensional* (Pa, Ta) und wie aus Fig. 4 ersichtlich ist, handelt es sich beim kritischen Punkt um einen *Scheitelpunkt*.

Wir hatten weiter oben erwähnt, dass es in einem wohldefinierten Gebiet des Kontrollraumes notwendig ist, anzugeben welchem Minimum der eingenommene Zustand entspricht. Die folgenden drei Möglichkeiten können eindeutig charakterisiert werden:

- i) *Sättigungskonvention*: ein Minimum wird immer *bevorzugt* sobald dieses auftritt.
- ii) *Verzögerungskonvention*: das System *bleibt* im zuerst eingenommenen Minimum bis dieses verschwindet.
- iii) *Maxwell-Konvention* (nach Thom): es wird immer das *tiefere* Minimum eingenommen.

Eine weitere Möglichkeit bietet die bekannte Maxwellsche Bedingung [3], dass im p, V -Zustandsdiagramm (Isothermen) die Koexistenzgeraden oben und unten gleiche Flächen abtrennen. Da dazu zuerst die kubischen Gleichungen für die $V a_i(T a = \text{const.})$ gelöst werden müssen, ist die Koexistenzkurve (im p, T -Diagramm) nur implizite gegeben. Die numerischen Resultate sind in Fig. 4 eingezeichnet.

Wir fragen nun, ob das Potential $\phi(x; c)$, das die Riemann-Hugoniot Katastrophe hervorruft im Falle der van der Waals Gleichung eine physikalische Bedeutung hat. Die Tatsache, dass im Kontrollraum der Druck $P a$ und die Temperatur $T a$ als unabhängige Variablen auftreten legt die Vermutung nahe, dass dieses Potential mit dem *Gibbschen Potential* (freie Enthalpie) verwandt ist.

Diese Arbeit wurde 1973 während eines Aufenthaltes in Umeå begonnen und zum Teil durch Statens Naturvetenskapliga Forskningsråd (NFR) unterstützt.

Literatur

- [1] R. THOM, *Stabilité Structurale et Morphogénèse* (W. A. Benjamin, Reading 1972).
- [2] A. H. WILSON, *Thermodynamics and Statistical Mechanics*, Chap. 8 (Cambridge University Press 1960), pp. 207.
- [3] J. CLERK-MAXWELL, *Nature* 11, 357 (1874–75).

Variationsprinzipien in dissipativen Systemen

von W. SCHLUP

(IBM-Forschungslaboratorium, Rüschlikon-ZH)

Es werden einige Methoden zur Behandlung dissipativer Systeme angegeben: 1) Hamilton Prinzip, falls eine Lagrangefunktion beziehungsweise ein adjungiertes Variationsproblem existiert; 2) Variationsprinzip von Djukic und Vujanovic für Differentialgleichungen erster Ordnung und Biot's Prinzip für die Wärmeleitung.

Die verschiedenen Methoden werden an einfachen Beispielen erläutert und die Ergebnisse miteinander verglichen. Es wird auf eine teilweise Aequivalenz des Verfahrens von Djukic und Vujanovic mit dem Hamiltonprinzip hingewiesen.

Sur le problème de képler relativiste

par C. PIRON et F. REUSE

(Dépt de Physique Théorique, Université de Genève)

Voir aussi, *Helvetica Physica Acta*, Vol. 46, p. 316.

Onset of Long-Range Order in One-Component Coulomb Systems

by PH. CHOQUARD

(Laboratoire de Physique Théorique, Ecole Polytechnique Fédérale, Lausanne)

A non-local, non-linear Debye-Hückel equation has recently been proposed to investigate the occurrence of density oscillations in one-component plasmas. A generalization of this equation to the case of the jellium model is advanced and critical r_s values are given for various approximations to the polarization operator.

Zur Thermodynamik nicht homogener Systeme

von H. R. TSCHUDI

(Institut für theoretische Physik der ETH, Zürich)

Das Gleichgewichtsverhalten von Nebel wird mit Hilfe der Thermodynamik untersucht. Es wird ein Ausdruck für die freie Energie von Nebel hergeleitet und gezeigt, dass sie kleiner ist als die freie Energie des entsprechenden Systems ohne Nebelbildung. Die Auswertung für das Gibbs'sche Tröpfchenmodell zeigt jedoch, dass in Systemen ohne Kondensationskeime Nebel nicht merkbar auftritt. Wenn lösliche Kondensationskeime vorhanden sind, tritt nur bei Sättigung Nebel auf. Dann aber bildet sich um jeden Keim ein Tropfen, und es gilt (j : Anzahl Wassermoleküle im Tropfen mit n Molekülen (Ionen) der Verunreinigung):

$$j \approx 10^{-1} n^{3/2} \quad \text{für } T = 300^\circ\text{K.}$$

Models for the Annihilation of $e^+e^- \rightarrow$ Hadrons

by B. HUMPERT¹⁾

(University of Geneva, CH-1211 Genève 4)

Abstract. The reaction $e^+e^- \rightarrow$ hadrons shows at $E_{\text{CM}} \sim 5$ GeV a clear violation of scaling. We briefly present the experimental results. The models and speculations about the rising ratio

$$R(q^2) = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow h)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$

are sketched.

1.1. In deep-inelastic scattering $e^-p \rightarrow e^-X$ the experimentally found scaling can be considered as a 'confirmation of predictions' by almost all theories. However, the

¹⁾ Supported by the Swiss National Science Foundation.

seemingly well understood behaviour of nature is shaken by the recent e^+e^- annihilation data [1]. This fact has caused a wave of activities on this process which we would like to sketch in this note.

All the theories which exhibit Bjorken-scaling in deep-inelastic ep scattering also make the prediction of scale-invariance: $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow h) \sim 1/q^2$. Assuming that QED describes correctly $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-) \sim 1/q^2$ one finds

$$R(q^2) \equiv \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-)} \xrightarrow{q^2 \rightarrow \infty} \text{const.}$$

A constant value of $R(q^2)$ therefore indicates scaling.

2.1. Experimentally one finds [2]:

- i) $R(q^2)$ clearly rises or equivalently $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow h) \xrightarrow{q^2 \rightarrow \infty} \simeq \text{const.}$ The measurements are taken up to $E_{\text{CM}} \sim 5$ GeV and within this range $R(q^2)$ rises from 2 to 6.
- ii) The mean energy per secondary is about constant or weakly dependent on $E_{\text{CM}}^2 = q^2$.
- iii) There seems to be an excess of neutral energy which is increasing with q^2 .
- iv) Preliminary results on the inclusive distribution $e^+e^- \rightarrow \pi X$ also show a non-scaling behaviour.

2.2. The experimental determination of the one-photon contribution to $e^+e^- \rightarrow$ hadrons is not simple [3]. There are a number of problems:

- The background contribution due to electrons interacting with walls and the residual gas has to be eliminated.
- Besides the one-photon exchange contribution there also exist two-photon exchanges that have to be eliminated. This can be achieved by the essentially different characteristics (angular distribution, p_t fall-off, etc.) of the two photon exchange processes [4].
- Some contamination may come from unknown processes such as $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ etc. [6].

There exists an investigation [5] which indicates that the two-photon contribution might have a considerable influence and eventually could explain the non-scaling behaviour of the data.

The violation of scaling by the e^+e^- annihilation data described above is explained in a number of models and general investigations which can mainly be classified as:

3. General considerations
4. New interaction models
5. Duality + Dual Resonance models
6. Statistical models
7. Parton models
8. Higher symmetry models

3.1. *General considerations*: One might ask whether $e^-p \rightarrow e^-X$ and $e^+e^- \rightarrow \bar{p}X$ are connected by analytic continuation (Fig. 1). Experimental data can *not* be continued; however, mathematical models describing the data in one region can be analytically continued from one kinematical region into another. For the above

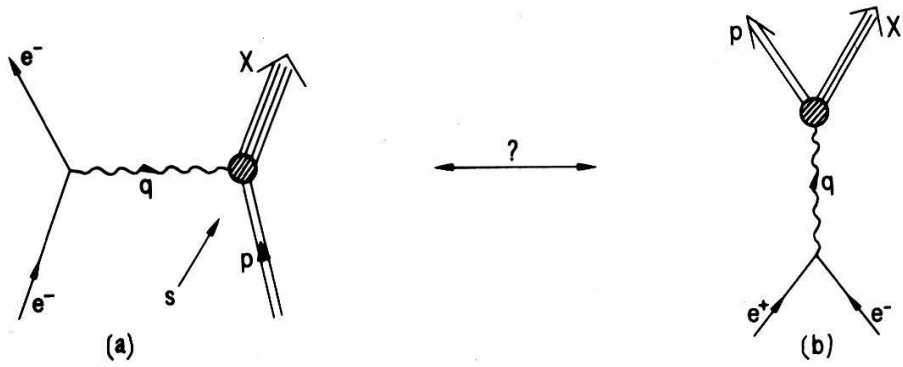


Figure 1
Single-photon exchange in deep-inelastic scattering (a) and e^+e^- annihilation (b).

reaction we have drawn the kinematical regions (Fig. 2). In order to proceed correctly [7] one uses the fact that the above two reactions are specific limits of the non-forward virtual Compton amplitude symbolically written as $T(s, t; q_1^2, q_2^2)$ (this is a very general result from analytic S-matrix theory [8]).

For inelastic ep scattering the structure functions are:

$$W_{1,2}(q^2, \nu) \sim \{T(s + i\epsilon, 0; q^2, q^2) - T(s - i\epsilon, 0; q^2, q^2)\} \equiv \text{disc}_s T(s, 0; q^2, q^2).$$

Similarly the structure functions for annihilation are given by the discontinuity

$$\begin{aligned} \bar{W}_{1,2}(q^2, \nu) &\sim \{T(s + i\epsilon, 0; q^2 + i\epsilon', q^2 - i\epsilon'') - T(s - i\epsilon, 0; q^2 + i\epsilon', q^2 - i\epsilon'')\} \\ &\equiv \text{disc}_s T(s, 0; q^2 + i\epsilon', q^2 - i\epsilon'') \end{aligned}$$

with q_1^2 above the cut and q_2^2 below.

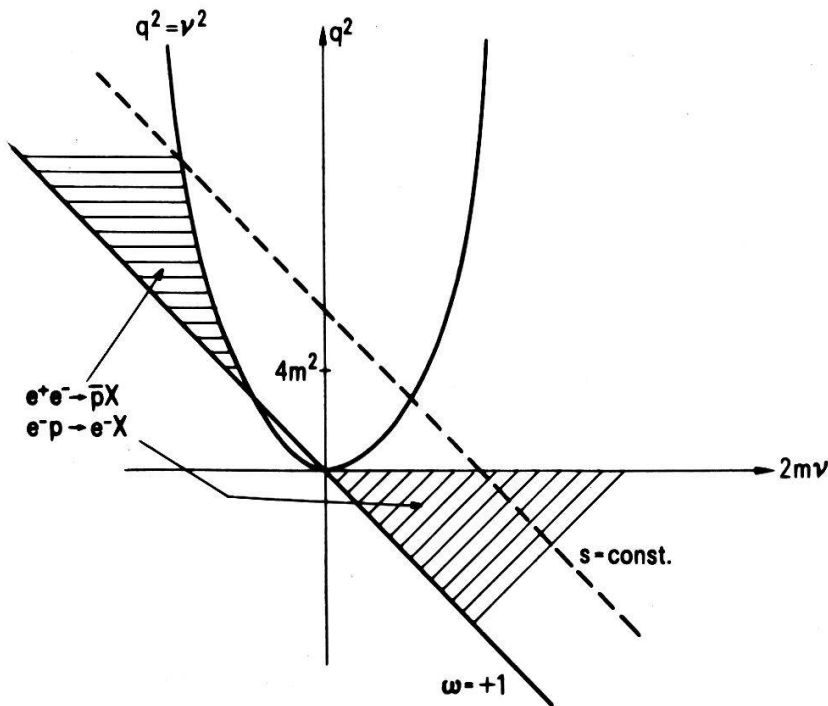


Figure 2
The physical region of the reactions $e^-p \rightarrow e^-X$ and $e^+e^- \rightarrow pX$. q^2 represents the off-shell photon mass and $\nu = p \cdot q = (E_{\text{Lab}})_\gamma$ is the photon energy in the Lab system of the deep-inelastic scattering process.

On the basis of field theory one expects that the virtual Compton amplitude has right- and left-hand cuts in s and right-hand cuts in q_1^2 and q_2^2 . $\text{disc}_s T(s, 0; q_1^2, q_2^2)$ has no simple analyticity properties in s but still good ones in q_1^2 and q_2^2 . Lines of fixed s pass through the physical regions of both inelastic scattering as well as annihilation. Therefore one continues in the photon masses with $s = \text{fixed}$ and distinguishes q_1^2 and q_2^2 . They are chosen above and below their cuts, respectively. In the Bjorken-limit one replaces the single scaling variable

$$\omega = \frac{2m\nu}{-q^2} = \frac{s - m^2}{-q^2} + 1 \quad \omega_{1,2} = \frac{s - m^2}{-q_{1,2}^2} + 1$$

and considers the generalized Bjorken-limit $s \rightarrow \infty$ with $(t, \omega_1, \omega_2) = \text{fixed}$. Note that there can be a very small deviation from Bjorken-scaling in the inelastic region which, after analytic continuation, leads to a large correction in the annihilation region. However, mathematically exact scaling in one region would imply the same in the other.

3.2. In all considerations around deep-inelastic scattering scaling was considered as an asymptotic property [9]. Its apparent violation in $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$ can be due to the following reasons:

The asymptotic region is not yet reached or overshadowed.
Scaling is a more complex phenomenon.

When should asymptopia then be reached—what does set the scale? In inelastic scattering off composite systems scaling sets in when $q^2 \gg$ typical level spacing of hadrons (i.e. few hundred MeV)², this means around 1–2 GeV². In e^+e^- annihilation, where the direct channel masses m_v^2 of ρ , ω , ϕ and ρ' are around 1–3 GeV², one expects scaling to set in when the widths of the 1⁺ higher mass states become comparable with their level spacing – at $q^2 \gg 10$ GeV² [10]. Scaling might be overshadowed by threshold effects due to the production of massive particles such as baryons or ‘coloured’ or ‘charmed’ quarks, which also suggests that asymptopia sets in for larger q^2 values. There is a striking similarity between the momentum distribution of pions in e^+e^- and $p\bar{p}$ scattering at large angles. The $p\bar{p} \rightarrow \pi^\pm X$ data indicate that one is still far away from scaling. Postulating that the mechanism for pion production is similar in $p\bar{p}$ and e^+e^- we then should still expect a substantial deviation in e^+e^- scaling for $q^2 \simeq 16 - 25$ GeV² [11].

3.3. Scaling might follow from a more general law whose origin is expected in dynamics and therefore should be a common feature to hadronic reactions independent of the initiating particles. Amati and Fubini [12] suggest we look for the dimensionality of an inclusive reaction which is defined by the number of densely populated regions in the final state phase space. An inclusive reaction whose final state particles are limited within a small region of $|\vec{q}| \sim 300$ MeV (Fig. 3a) would be considered as one-dimensional (since the initial energy is still large). Similarly if *all* final state particles are confined within a tube of about constant density along the longitudinal direction only (Fig. 3b) (or along the transverse direction – an unrealistic case (Fig. 3c)!) we would call this a two-dimensional inclusive reaction. Clearly if all regions are populated – dimensionality is 3. A measured cross-section shows events in all three dimensions, however, their density varies considerably. The authors therefore suggest that the density of population or size and behaviour of the inclusive cross-section might be

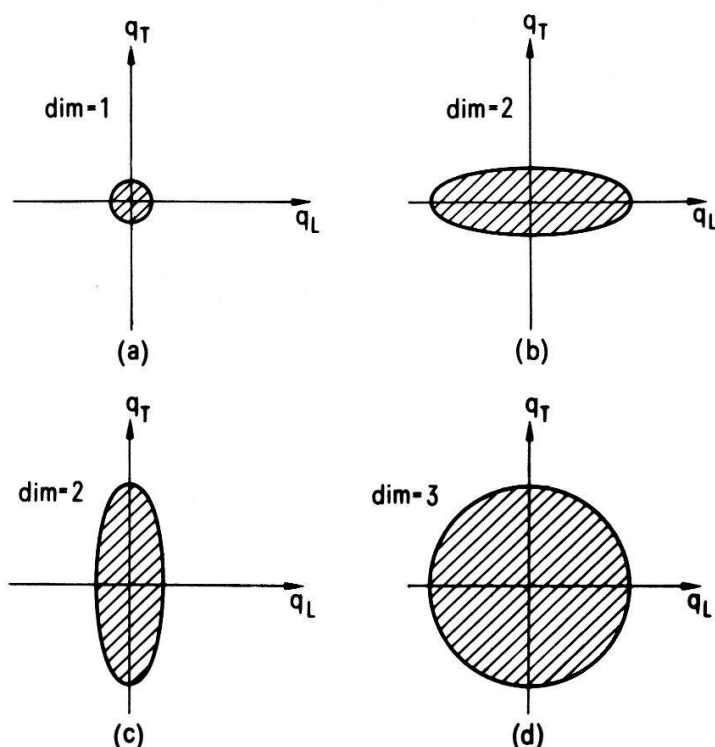


Figure 3

Final-state momentum distributions of inclusive reactions with dimension n ($n = 1, 2, 3$).

dependent on the dimensionality (Fig. 4). In e^+e^- annihilation the virtual photon momentum is limited whereas its energy becomes large. If the momenta of the produced particles are small we find a one-dimensional subspace. This is possible due to the presence of an off-shell particle which can provide large energy without corresponding large momentum. However, if we observe events of secondaries produced with large $k_{||}$, we would consider a two-dimensional subspace which should be compared with the deep-inelastic scattering process and show similar behaviour. The particles produced with low $|\vec{k}|$ would therefore give rise to the violation of Bjorken-scaling since their kinematical dimension is different.

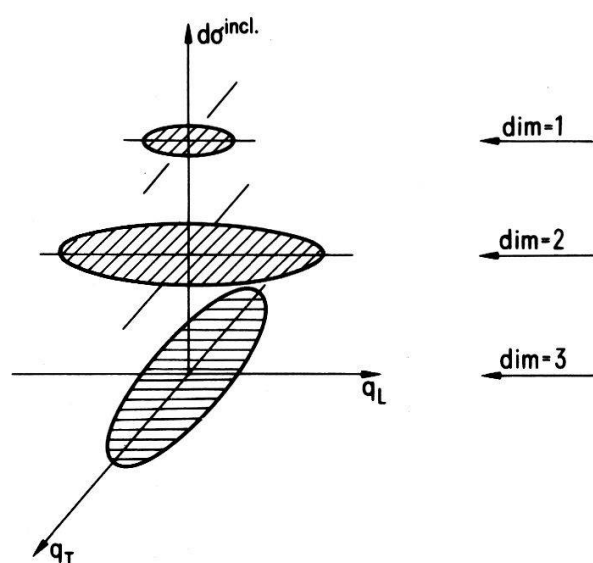


Figure 4

Suggested dependence on the dimensionality of an inclusive cross-section: $d\sigma^{\text{incl.}} = 1/E \cdot d^3\sigma/dp^3$.

3.4. How to explain scaling if it is *not* an asymptotic property. So far no such ideas seem to exist.

New interaction models: Among the attempts to understand violation of scaling in e^+e^- annihilation there is a class of models which suggests that QED might be accompanied by a new interaction.

4.1. Motivated by the assumption that leptons might themselves have a composite structure and have similar features as hadrons [13] there is a suggestion [14] that a (non-particle exchange) 'diffractive component' is responsible for the constancy of the total hadronic annihilation cross-section. For the inclusive single-particle distribution $e^+e^- \rightarrow \pi X$ it predicts a hadron-like large p_t behaviour, an angular distribution

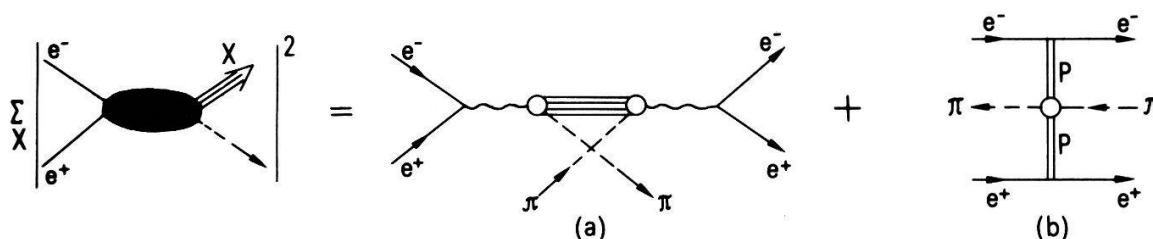


Figure 5

Mueller analysis of e^+e^- annihilation. Diagram (b) represents the new 'diffractive' interaction.

which is flat around the 90° region and rises sharply towards the forward and backward direction. Using the generalized optical theorem (Mueller analysis) the diffractive contribution in the single-particle inclusive distribution is represented in Fig. 5. In elastic e^+e^- scattering such a contribution could only be detected for $q^2 \sim 2 \cdot 10^3 \text{ GeV}^2$ and its contribution is negligible at present energies in all deep-inelastic processes. Such a scheme predicts a constantly rising ratio R and shifts the scaling limit to energies beyond the access of present accelerators.

4.2. In the field theoretic framework Pati and Salam [15] postulated the existence of heavy spin-1 mesons called X 's (with non-zero baryon and lepton numbers) coupled to electron-quark currents by the Lagrangian

$$L^X = f \cdot (U_e \gamma_\mu U_q) \cdot X_\mu + \text{h.c.}$$

The effective interaction strength is assumed to be considerably smaller than the electromagnetic coupling α and the mass of the X -meson is in excess of 15–50 GeV. In second order the X -interaction can contribute only to semi-leptonic processes but not to pure leptonic or pure non-leptonic processes (Fig. 6). The momentum transfer

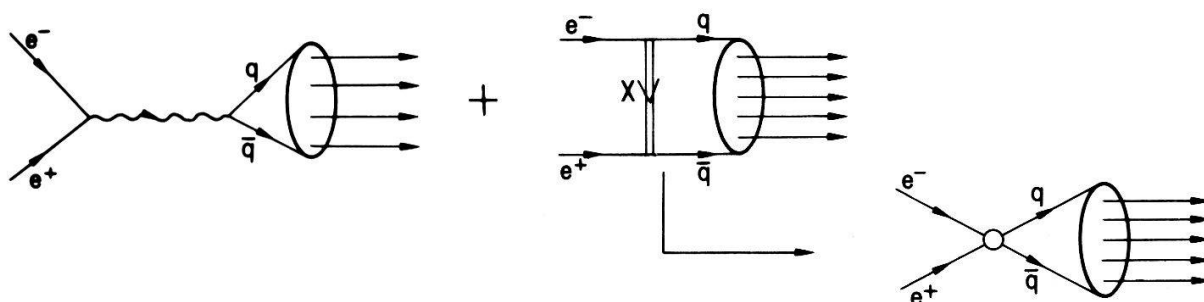


Figure 6

Feynman diagram representation of the second-order e - X - q interaction. X : proposed intermediate spin-1 meson; q : quark; e : electron.

dependence in the X -meson propagator is neglected since $m_x^2 \gg t$; the effect of the X -meson then reduces to a local four-fermion interaction which consists of four terms of scalar (S), vector (V), axial-vector (A) and pseudoscalar (P) nature. Such contributions, additional to the QED one-photon exchange, modify the total annihilation cross-section as

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}) = \text{const.} \left(\frac{1}{q^2} + 2\delta' + \delta^2 \cdot q^2 \right)$$

whose three terms are attributed respectively to: QED, interference QED – X -meson, X -meson. The characteristic feature of the X -mechanism is: $\sigma(e^+e^- \rightarrow h)$ should fall very slowly up to a minimum point and then rise again. Globally one may take the annihilation cross-section as constant up to $q^2 \simeq 100 \text{ GeV}^2$. In such a picture $R(q^2)$ would be constantly rising – with q^4 in this order of approximation at extreme values! Similar features appear in the deep-inelastic processes, however, with an apparent violation of scaling at higher energies if all structure functions are supposed to scale.

4.3. A model in Lagrangian field theory [16] assumes that the constancy of $\sigma(e^+e^- \rightarrow h)$ is due to point-like three-hadron production (Fig. 7) where the h_i are mainly baryon and meson resonances supposed to be on linear trajectories and decaying into many slow pions. The fast pions are due to channels with two resonances and one pion in the final state.

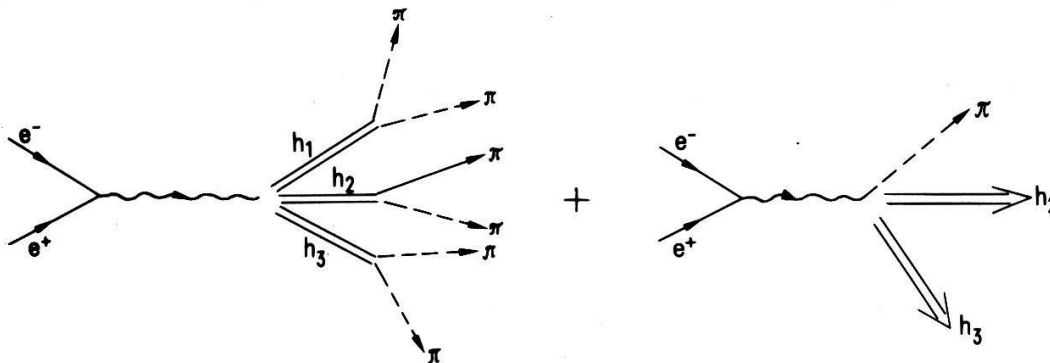


Figure 7

Hadron production via contact coupling. h_1, h_2, h_3 are baryon and meson resonances and pions.

Considering the contribution to $\sigma(e^+e^- \rightarrow h)$ by individual channels one notices a quick rise and a subsequent decay due to absorption. The success of this model is based on the following four assumptions:

- i) $\gamma \rightarrow h_1 h_2 h_3$ coupling is dominated by contact terms.
- ii) Many thresholds are opening.
- iii) Three-particle phase space rises with $\sqrt{s}$.
- iv) Linear spin-mass relationship in the produced particles.

Since there are many channels opening as q^2 increases this leads to an increase at threshold and a subsequent constancy of the annihilation cross-section estimated up to $q^2 \sim 80 \text{ GeV}^2$. The inclusive pion distribution in this picture rises to a maximum point and then decays exponentially as q^2 increases. The model predicts an abundance of pions, an increase of the π/K ratio and a small baryon pair production.

Duality and dual resonance models: Does duality give us more insight into the behaviour of e^+e^- annihilation cross-sections? This problem was investigated using 'realistic' dual resonance models, constructed for the deep-inelastic region, which subsequently were analytically continued into the annihilation region.

5.1. The Veneziano-like model of Landshoff and Polkinghorne [17] gave surprisingly good fits for the structure functions in the deep-inelastic region. Continued into the annihilation region this model predicts an asymptotic behaviour which is larger than $1/q^2$ – therefore a violation of scaling [18].

A similar attempt, based on a modified 6-point function model [19] which satisfies also the current algebra constraints and fulfills Mandelstam analyticity, preserves scaling (and the Drell-Yan relation) in both regions.

Assuming that the photon behaves essentially 'hadron-like', Satz [20] uses the unmodified Veneziano amplitude to get more insight into the e^+e^- inclusive distribution. Using the generalized optical theorem, he extrapolates the B_4 -amplitude off the mass-shell in the legs corresponding to the currents (keeping the energy of the final-state hadron fixed) and takes the discontinuity across the direct channel cut. His findings are: the dual resonance model predicts the production of hadrons in 'jets' as well as in 'clusters' (see 6 and 7).

5.2. There exist some attempts [21] to formulate a fixed q^2 finite mass sum rule for the annihilation channel similar to the Bloom-Gilman sum rule in deep-inelastic scattering. However, an essential ingredient in the derivation is the scaling hypothesis which is not satisfied any more.

Statistical models: The e^+e^- annihilation process is assumed to be mediated by one-photon exchange whose longitudinal and transverse decays are considered as identical; hence there are no predictions possible on the angular dependence of the single final-state hadron. If indeed the photon has features similar to hadrons it is

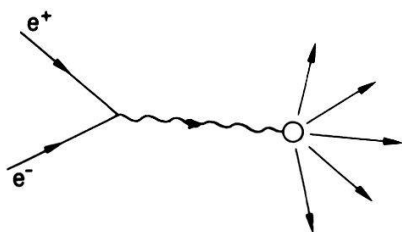


Figure 8

Hadron production in e^+e^- annihilation by purely statistical decay (Fermi statistical model).

quite reasonable to use statistical models in order to describe its decay. However, such models cannot make any predictions on $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})$ (since the q^2 -dependence of the decay matrix element is unknown), and are in no way related to the deep-inelastic description. Essentially there are three types of models:

- i) Fermi statistical model,
- ii) thermodynamic (stat. bootstrap) model,
- iii) Landau hydrodynamic model.

6.1. The Fermi statistical model assumes that the photon decays into hadrons on a purely random basis; the ratio $\sigma_n/\sigma_{\text{tot}}$ is then determined by the equidistant level density in phase space which corresponds to that of a free gas [22]. The essential

findings in this model are a violation of scaling in qualitative agreement with the e^+e^- inclusive distribution, a multiplicity and mean energy per produced hadron growing like non-integer powers of the initial energy. Attempts to modify [23] the simple phase space give little changes in the inclusive quantities [22].

6.2. In the thermodynamic model [22] the level density of the final-state hadrons is determined by a bootstrap equation and increases stronger. The photon is supposed to convert itself into a fireball which undergoes subsequent 'shower decays' (Fig. 9).

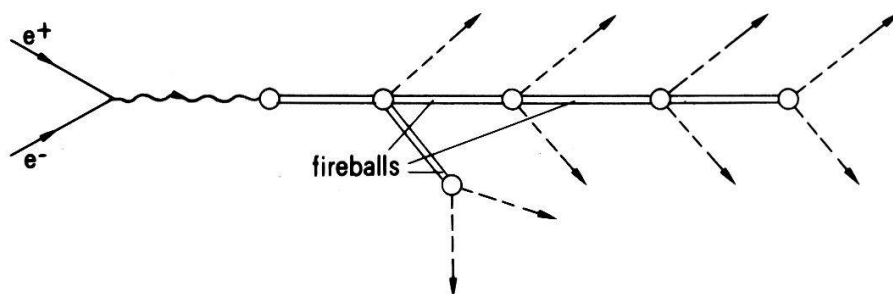


Figure 9

Hadron production in e^+e^- annihilation via fireball shower-decays (thermodynamical model).

As characteristic features one finds an increase of the multiplicity linear in the photon mass, an asymptotically constant value for the mean energy per secondary and, again, a non-scaling behaviour of the single inclusive distribution. However, one expects a universal curve for $\omega/E\sigma_T \cdot d\sigma/pdp$ independent of the incident energy [24]. Obviously the final-state hadrons appear in 'clusters'.

An approach similar in spirit, however, with significant differences in details [25], proposes the production of pions via a kind of chain emission or 'bremsstrahlung' process in a vector meson cascade involving only ρ and ω mesons (Fig. 10). Each step

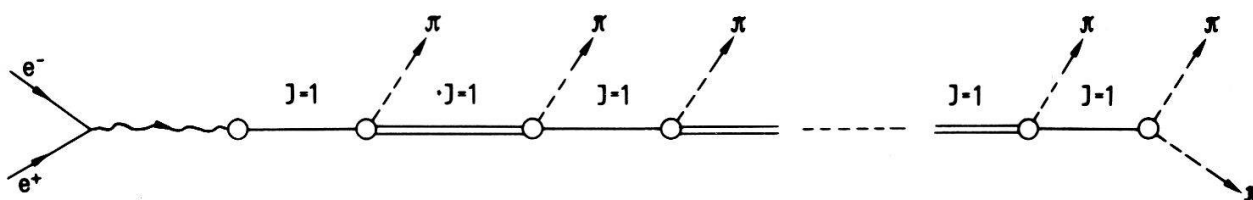


Figure 10

Hadron production in e^+e^- annihilation by chain emission (bremsstrahlung process) of a vector meson cascade.

of the cascade is characterized by the decay of a spin-1 system into a pion plus another similar spin-1 system of opposite G -parity – all supposed to have continuous mass spectrum. In the cross-section the cascade corresponds to rainbow type graphs, which may be summed up in the form of a coupled set of integral equations. The essential findings of the model depend crucially on the asymptotic behaviour of the off-shell form factor at $\omega\pi\rho$ -vertex. By suitable choice of one-parameter one can generate solutions which lead to power-behaved increasing or decreasing total cross-sections, as well as to an asymptotic Regge-like behaviour. Such a solution predicts an average multiplicity increasing logarithmically with the CM energy and a mean energy per particle proportional to E_{cm} .

6.3. In the Landau hydrodynamical model [26] the e^+e^- annihilation process is viewed as follows: the intermediate off-shell photon materializes into a hot gas or fluid (of pre-hadronic matter) whose interaction volume obeys the equation of state of a three-dimensional ultra-relativistic gas. Its expansion is governed by the hydrodynamical equation of an ideal fluid until all secondaries are free and evaporate from the fluid into real hadrons. This model predicts the secondaries to appear in 'jets', the mean multiplicity and energy per secondary are non-integer powers of q^2 and the inclusive distribution violates scaling [27, 28, 29].

6.4. One should also mention in this class the Heisenberg statistical model, which has not yet been applied to this reaction, as well as the Fermi statistical model corresponding to a non-ideal gas.

Parton models: The parton model applied to e^+e^- annihilation assumes that the off-shell photon creates a point-like parton-antiparton pair out of the vacuum. They immediately build up such a strong electromagnetic field amongst each other that

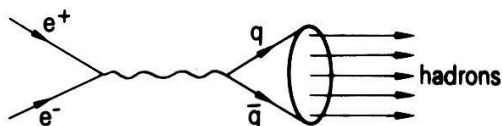


Figure 11

Parton model applied on e^+e^- annihilation.

further parton-antiparton pairs are created out of the vacuum (Fig. 11). However, the photonic point-coupling (in all varieties of this model) is responsible for the $1/q^2$ decrease of the total cross-section. How do we save the original idea?

7.1. Chanowitz and Drell [30] speculate that the constituents are light, however, bound by very heavy 'gluons' which induce a small size in the constituents: *partons are no longer point-like*. Assuming that the resulting form-factor is dominated by a pole at the vector gluon mass $M_G \sim 10$ GeV, the parton-model annihilation cross-section is at present energies ($1 \text{ GeV}^2 \ll q^2 \ll M_G^2$) modified as $\sigma_h \sim 1/q^2(1 + q^2/M_G^2)$ and for $q^2 \simeq M_G^2$ one expects a bump. For $q^2 \gg M_G^2$ (beyond access of present accelerators) $R(q^2)$ should be decreasing.

A combined effect between parton size and anomalous magnetic moment can also explain the rising ratio $R(q^2)$ [31]. Clearly such an assumption implies also violation of scaling in the deep-inelastic region; however, a careful analysis shows that the two effects cancel in the deep-inelastic limit whereas they add within the annihilation region leading to strong violation of scaling.

7.2. General considerations concerning the rapid distribution of partons in pp and ep collisions lead to some rules [32] which indicate that in e^+e^- annihilation processes the off-shell photon might create many parton-antiparton pairs at the same time. The longitudinal phase space factor would then be responsible for the rapid increase of $R(q^2)$. On the basis of the parton picture there exist some estimations of the upper bound for $R(q^2)$ [33] which predict that

$$R(q^2) \leq 5Q^2 \left(1 - \frac{4m^2}{q^2}\right)^{3/2}.$$

7.3. Polkinghorne [34] recently suggested that the ratio R should be rising to a constant value by the following arguments. The total e^+e^- annihilation cross-section is determined by the imaginary part of the 'disconnected' and 'connected' diagrams drawn in Fig. 12. In the conventional approach the 'disconnected' part led to an asymptotically constant contribution for $q^2\sigma_h(e^+e^-)$, whereas the 'connected' part was



Figure 12

Contribution of the 'disconnected' and 'connected' diagram to e^+e^- annihilation in the Mueller analysis.

supposed to vanish when the quark masses became large. Contrary to such an assumption the author suggests that the T -matrix element should be constant when all invariants – including the quark masses – are large, but is vanishingly small in the high-energy fixed angle limit when any of the masses is finite. Such behaviour he calls asymptotically scale free. Consequently there is a large asymptotic contribution to be expected above the usual 'disconnected' contribution.

7.4. There is one common feature in all parton models applied to $e^+e^- \rightarrow$ hadrons; this is the expected 'jet structure' of the final-state hadrons and in most cases an asymptotic scaling behaviour.

Higher symmetry models: Another possibility within the quark-parton model is that scaling might be a two-stage approach due to excitation of internal degrees of freedom within the quark schemes. Since all quarks contribute to R analogously to a muon

$$R(q^2) \stackrel{q^2 \rightarrow \infty}{\sim} \sum_{\text{spin } \frac{1}{2} \text{ partons}} e_i^2 + \frac{1}{4} \sum_{\text{spin-0 partons}} e_i^2.$$

8.1. The conventional Gell-Mann-Zweig scheme [35] gives

$$R = \left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(-\frac{1}{3}\right)^2 + \left(-\frac{1}{3}\right)^2 = \frac{2}{3}.$$

8.2. However, it has essential difficulties which could be removed by the introduction of a new symmetry: there are three 'colours' of each quark type [36]. The underlying group structure is a direct product between the conventional $SU(3)$ and a colour $SU_c(3)$. The three quarks (with non-integer charges) are embedded in the $(3,3)$ -representation which gives overall anti-symmetric baryonic states. The electromagnetic current is a colour-singlet so that the final-state hadrons in e^+e^- annihilation are colour-singlets. Such colour schemes give $R = 3.2/3 = 2$.

8.3. The symmetry group of the Han-Nambu model [37] is $SU(3) \cdot SU_c(3)$ where $SU(3)$ is again the ordinary eight-fold way group and $SU_c(3)$, the colour group, transforms the triplets among each other. The quark charges are defined differently to give integer values. Therefore the electromagnetic current has two pieces $(8,1) + (1,8)$. The first one is identical to the fractionally charged current of the red-blue-yellow quark

model and obviously gives $R = 2$. The second, a colour octet, is only excited at higher energies and includes in e^+e^- annihilation final hadronic states with colour octet. In this case $R = 4$.

8.4. To eradicate neutral strangeness changing weak currents, a new conserved quantum number 'charm' [38], associated with quarks, was proposed which would lead to $R = 10/9$. If colour is added analogously to the GM-Z scheme this would become $R = 3 \frac{1}{3}$.

8.5. Supposing hadrons are 'coloured' or 'charmed'. Charm sets $R = 6$ [10]. The electromagnetic current has zero charm, so that no charmed particle has to appear in the final state. If only colour singlets are produced $R = 3 \frac{1}{3}$. We therefore have choices of asymptotic values:

$R = 2/3$	eight-fold way quarks
$R = 2$	quarks + colour (GM-Z: non-integer charge)
$R = 10/9$	quarks + charm
$R = 3 \frac{1}{3}$	quarks + colour + charm (GM-Z)
$R = 4$	quarks + colour (H-N: integer charge)
$R = 6$	hadrons + charm

9.1. *Looking backwards* we notice several approaches to the e^+e^- problem. Why is scaling violated? Could it be a more general but still asymptotic property?

The traditionalists stick to the parton idea, admitting a small violation of scaling in deep-inelastic scattering or supposing that quarks change their internal degrees of freedom. The nonconformists push the reason for the violation of scaling on the electromagnetic side, whereas the modelists use e^+e^- annihilation as a test ground for various statistical models.

In this short note we have limited ourselves to the main streams and left aside some interesting side-developments which will be considered in a more extended version [40].

Acknowledgments

I would like to thank Profs. C. P. Enz and J. M. Jauch for much valuable advice and Prof. H. Ruegg for discussions and encouragement. I would also like to thank Prof. J. Mehra for many instructive conversations on the development of Physics.

References

- [1] A. LITKE et al., Phys. Rev. Lett. 30, 1181 (1973); Physics Today (March 1974).
- [2] B. RICHTER, Irving Conference Report (1974).
- [3] K. STRAUCH, Bonn Conference Report (1973).
- [4] H. TERAZAWA, Rev. Mod. Phys. 45 (4), 615 (1973); R. GATTO and G. PREPARATA, *Theor. Studies for e^+e^- Collisions*, Preprint/BNL 18208 (1973).
- [5] M. GRECO, *The Possible Role of Two-Photon Processes in High Energy Colliding Beam Experiments*, Preprint/LNF - 74/2.
- [6] R. GATTO, *Electromagnetic Interactions of Hadrons*, Preprint/INFN - Roma (19/8/73).
- [7] J. SULLIVAN, *Analytic Continuation from the Scattering to the Annihilation Region*, Proc. Summer Inst. - SLAC (1973).
- [8] R. J. EDEN et al., *The Analytic S-Matrix* (Cambridge Univ. Press).
- [9] T. D. LEE, *Scaling Properties and the Bound-State Model of Physical Baryons*, CERN-Report 73-15.

- [10] R. N. CAHN and J. ELLIS, *Electron-Positron Annihilation into Hadrons*, Preprint/SLAC-PUB (1974).
- [11] MINH DONG-VAN, *Some Remarks on e^+e^- Inclusive Scaling*, Preprint/SLAC-PUB-1384 (1974).
- [12] D. AMATI and S. FUBINI, *A General Outlook on Scaling Phenomena*, Preprint/CERN Ref. Th 1823 (1974).
- [13] M. GRISARU, H. J. SCHNITZER and H. S. TSAO, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 811 (1973).
- [14] O. W. GREENBERG and G. B. YODH, *Diffraction Lepton Scattering and Constant $\sigma(e^+e^- \rightarrow h)$; a New Regime in Lepton Physics*, Preprint/Maryland (1974); D. V. NANOPULOS and S. D. P. VLASSOPULOS, *Implications of the Recent " $e^+e^- \rightarrow h + X'$ " Data on the Leptonic World* Preprint/CERN Ref. Th 1842 (1974).
- [15] J. C. PATI and A. SALAM, *Are there Anomalous Lepton-Hadron Interactions?*, Preprint/Maryland (1974).
- [16] C. FERRO-FONTAN and H. R. RUBINSTEIN, *Is α' also the e^+e^- Annihilation Scale?*, Preprint/CERN Ref. Th 1810 (1974); H. R. RUBINSTEIN, *e^+e^- : Six or More Pions in Search of a Theory*, Preprint/Rencontre de Moriond (1974).
- [17] P. V. LANDSHOFF and J. C. POLKINGHORNE, *Nucl. Phys. B* **19** (2), 432 (1970).
- [18] P. V. LANDSHOFF, *Phys. Lett.* **32B**, 57 (1970).
- [19] G. SCHIERHOLZ and M. G. SCHMIDT, *Phys. Lett.* **48B** (4), 341 (1974); G. SCHIERHOLZ and M. G. SCHMIDT, *Dual Model with Mandelstam Analyticity for Deep-Inelastic Electroproduction and Annihilation*, Preprint/SLAC-PUB-1366 (1974).
- [20] H. SATZ, *Nuovo Cimento* **12A**, 205 (1972); H. SATZ, *Inclusive Distributions in the Dual Resonance and in the Statistical Bootstrap Model*, Preprint/Bielefeld 72/4; H. SATZ, *Cluster Models for e^+e^- Annihilation into Hadrons*, Seminar notes/March 1974.
- [21] K. I. KONISHI, *Lett. al NC*, **7** (2), 53 (1973); K. I. KONISHI and F. ORSITTO, *Phys. Lett.* **48B** (5), 457 (1974).
- [22] J. ENGELS, H. SATZ and K. SCHILLING, *Nuovo Cimento* **17A**, 535 (1973).
- [23] J. D. BJORKEN and S. J. BRODSKY, *Phys. Rev. D* **1** (5), 1416 (1970).
- [24] J. ENGELS, H. SATZ and K. SCHILLING, *The Energy Dependence of Single Particle Spectra in e^+e^- Annihilation*, Preprint/Bielefeld - 74/07.
- [25] N. S. CRAIGIE and K. D. ROTHE, *Multipion Production in a Cascade Model for e^+e^- Annihilation*, Preprint/CERN Ref. Th 1777; N. S. CRAIGIE and K. D. ROTHE, *Multihadron Production in a Cascade Model for e^+e^- Annihilation I + II*, Preprints/CERN Ref. Th 1821, 22.
- [26] E. V. SHURYAK, *Phys. Lett.* **34B** (6), 509 (1971).
- [27] M. CHAICHIAN and E. SUHONEN, *Non-Scaling in e^+e^- Annihilation into Hadrons*, Preprint/Bielefeld - 74/04.
- [28] J. BAACKE, *Predictions of the Hydrodynamical Model for e^+e^- Annihilation into Hadrons*, Preprint/Dortmund.
- [29] F. COOPER and G. FRYE, *e^+e^- Annihilation into Hadrons and Landau's Hydrodynamical Model*, Preprint/Yeshiva Univ. - New York.
- [30] M. S. CHANOWITZ and S. D. DRELL, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 807 (1973).
- [31] G. B. WEST, *Evidence for Quark Sub-structure From e^+e^- Colliding Beam Experiments*, Preprint/Stanford Univ. - 1/74; M. PAVKOVIC, *Phys. Lett.* **46B**, 435 (1973).
- [32] M. ROZENBLIT, *Parton Production and e^+e^- Annihilation*, Preprint/Aachen (1974).
- [33] T. MUTA, *Rise of the e^+e^- Total Cross Section Ratio and the Parton-Parton Interaction*, Preprint/Kyoto Univ. (1973).
- [34] J. C. POLKINGHORNE, *Quark-Quark Interactions and High Energy Processes*, Preprint/Cambridge - DAMTP - 74/3.
- [35] M. GELL-MANN, *Phys. Lett.* **8**, 214 (1964).
- [36] H. FRITSCH and M. GELL-MANN, *Current Algebra: Quarks and What Else?*, Proc. of NAL Conf. (1972) 135.
- [37] M. HAN and Y. NAMBU, *Phys. Rev.* **139**, 1006 (1965); H. LIPKIN, *Phys. Rev. D* **7**, 1850 (1973).
- [38] S. L. GLASHOW, J. ILIOPOULOS and L. MAIANI, *Phys. Rev. D* **2**, 1285 (1970).
- [39] J. D. BJORKEN, *A Theorist's View of e^+e^- Annihilation*, Bonn Conference Report (1973).
- [40] B. HUMPERT, in preparation.

