

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 55 (1982)
Heft: 2

Vereinsnachrichten: Rapport de la réunion de printemps 1982 de la Société Suisse de Physique
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: 05.04.2026

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

Rapport de la réunion de printemps 1982 de la Société Suisse de Physique

Réunion des sections: Physique de la matière condensée, Physique appliquée et Physique théorique les 1er et 2 avril à Berne.

Réunion commune de la section Physique nucléaire et corpusculaire avec la Société Française de Physique, les 21, 22 et 23 avril à Lyon.

Comité:

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

Membres du Comité:

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

Nouveaux membres (depuis le 7 juillet 1981 jusqu'au 19 février 1982): Beda Bischof (Zürich), Etienne Bornand (Lausanne), José Manuel Braga (Lausanne), Philippe Buffat (Lausanne), René Burkhardt (Basel), Paul Debeffe (Lausanne), Milan Dimitrijevic (Beograd), Ulrich Feller (Baden), Peter Haehlen (Bern), Alan Held (Bern), Jürg Hinderling (Zürich), Hans Rudolf Jauslin (Rüschlikon), Andi Klein (Basel), Marcel Loher (Zürich), Marzio Nessi (Zürich), Michel Rappaz (Lausanne), T. Maurice Rice (Zürich), Andreas Ruetschi (Fribourg), Jacques Sadik (Lausanne), Juerg Saladin (Pittsburgh), Masbah R. T. Siregar (Bern), Katalin Solt (Zoug), Matthias Schaerli (Zürich), Francesca Tedaldi (Zürich), Ruedi Thalmann (Neuchâtel), David Tomanek (Berlin), Kurt Weiss (Schaan), Jean-François Willemin (Neuchâtel).

Procès-verbal de l'Assemblée générale du 1er avril 1982 à Berne

Assistance: env. 40 personnes

17h30–18h30

ad 1 *Procès-verbal de l'Assemblée générale du 24 septembre 1981*

Le procès-verbal est accepté.

ad 2 *Communications du Bureau*ad 3 *Rapport de la séance du Comité du 31.3.1982*

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

– *Prochaines assemblées de la SSP*– *Réunion d'automne 1982*

Elle se déroulera dans le cadre de l'assemblée annuelle de la SHSN du 7 au 9.10.1982, à Bâle.

– *Réunion de printemps 1983*

Elle aura lieu les 24 et 25 mars à Fribourg.

– *Réunion d'automne 1983*

Elle sera organisée dans le Canton du Jura, à Delémont et à Porrentruy.

– *Démissions et nominations*– *Vérificateurs des comptes*

Le Prof. W. Czaja reste en fonction pour une année encore. Le Prof. Lothar Schellenberg succède au Prof. A. Quattropiani, qui est démissionnaire.

– *SHSN**Section Astronomie et Physique*

Le Prof. P. Eberhardt, Berne, succède au Prof. U. Steinlin, démissionnaire, à la présidence de cette section.

– *EPS**Council*

M. Merz sera proposé pour une nouvelle année. Le Prof. Jean Muller est arrivé au terme de son mandat.

Advisory Committees(a) *Physics Education*

Le Prof. D. Brinkmann arrive au terme de son mandat.

(b) *Physics and Society*

M. Aegerter arrive au terme de son mandat.

(c) *Scholarship*

Le Prof. J. Muller succède à M. W. Merz, qui est démissionnaire.

(d) *Publications*

M. K. Appert accepte ce mandat.

Les noms des nouveaux représentants non encore désignés seront communiqués à nos membres par circulaire, dès qu'ils seront connus.

– *Proceedings*

Comme de coutume, les proceedings seront publiés au complet dans les H.P.A. (résumé ou article de 118 lignes au maximum). Les membres sont toutefois rendus attentifs au fait qu'ils ont la possibilité de faire une publication dans la ZAMP, sans frais supplémentaires et en s'adressant directement au Birkhäuser-Verlag, Bâle.

ad 4 *Comptes*

Les comptes sont approuvés et décharge est donnée au trésorier.

ad 5 *Communications des présidents des sections*– *Physique appliquée*

M. K. Appert invite les membres à faire des suggestions pour des sujets qui pourraient constituer le thème principal de futures sessions.

ad 6 *Communications des présidents des commissions*– *Politique scientifique*– *Membres de la commission:*

Président: Prof. H. P. Baltes

Dr W. Hirt, Prof. R. Dändliker, Prof. A. Quattropani, Dr H. J. Schötzau

– *Catalogue 1980 – “La recherche en physique en Suisse”*

Compte rendu de la visite au Conseil suisse de la science par M. Baltes: Il relève l'accueil très favorable fait à la délégation composée de MM. Baltes, Risch et Dinichert. La demande formulée par le Conseil suisse de la science d'indiquer des priorités pour la recherche en physique n'a cependant pas pu être exaucée sur place, pour des raisons évidentes.

– *Autres activités*

La Commission a arrêté son programme d'action pour 1982 et a constitué quatre groupes de travail:

1. Actions de protestation (MM. Hirt et Dändliker): interventions lors de la diminution de subventions pour la recherche.
2. Relations Hautes Ecoles – Industrie (MM. Quattropani et Baltes).
3. Exploitation de l'enquête 1980 (Successeur de M. Risch: M. Schötzau): dégager des recommandations.
4. Visites d'entreprises (M. Baltes): mettre un terme à ces visites.

– *U.I.P.P.A.*

Les restrictions financières imposées par la Confédération à la SHSN ont des répercussions sur les contributions que celle-ci entend verser désormais à l'U.I.P.P.A. Une délégation composée de MM. Peter, en tant que président du Comité national suisse de physique de l'U.I.P.P.A., M. Dinichert (actuel président de la SSP) et M. Jean Kern (futur président de la SSP) interviendra auprès de la SHSN pour tâcher de la faire revenir sur sa décision.

– *Service de placement de la SSP*

Le Prof. Fritz K. Kneubühl donne un compte rendu sur le fonctionnement de ce service. Les aspects financiers, satisfaisants, n'appellent pas de commentaires spéciaux. Deux emplois ont pu être pourvus par l'intermédiaire de ce service en 1982.

ad 7 *Elections*– *Comité de la SSP*

Les Prof. H. P. Baltes (Science politique), Ch. Gruber (Physique théorique) et R. Plattner (H.P.A.) sont réélus pour une année.

Matière condensée

Le Prof. P. Martinoli succède à M. P. Brüesch, démissionnaire. Le président adresse ses remerciements au nom de la SSP à M. P. Brüesch pour son excellent travail durant les 5 ans où il a été en fonction.

ad 8 *Divers*

- Le Prof. K. A. Müller souhaite qu'on essaie d'éviter que les dates de nos assemblées ne coïncident avec celles d'autres réunions du même genre.
- Le Prof. J. Rossel formule le voeu que tous les intéressés tentent d'intervenir auprès de leurs députés au Parlement en vue d'obtenir de leur part un soutien efficace de la recherche dans notre pays. Une telle action a déjà été entreprise à Fribourg et va l'être à Neuchâtel.

Le président

- rappelle la "3rd General Conference of the EPS Condensed Matter Division", qui aura lieu du 28 au 30 mars 1983 à l'EPFL.
- signale le document du Prof. Jan Vlachy (Tchécoslovaquie) "Physics in Europe", qui est à disposition au Secrétariat de la SSP et qui sera envoyé aux bibliothèques universitaires.
- félicite Madame Verena Meyer de sa nomination comme Recteur de l'Université de Zurich (vifs applaudissements de l'assistance).
- remercie les présidents de section, de commission et de séance, et exprime sa reconnaissance aux organisateurs, en particulier au Dr B. Stauffer, pour le grand travail de préparation et le déroulement sans accroc de cette réunion au sein du bel Institut des sciences exactes de l'Université de Berne.

Neuchâtel, le 29 avril 1982

P. Dinichert H. Beck

Physique de la matière condensée

Surfaces

Transversalkomponenten der Spinpolarisation bei der Elektronenstreuung an Au(110)

M. ERBUDAK und G. RAVANO

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

und N. MÜLLER,

(Fachbereich Physik, Universität Osnabrück, D-4500 Osnabrück)

Ein hocheffektiver Detektor für die Bestimmung der beiden transversalen Komponenten der Spinpolarisation eines Elektronenstrahls, P_n und P_e , senkrecht zu und in der Streuebene, wurde entwickelt und zum ersten Mal in Streuexperimenten eingesetzt. Sein Funktionsprinzip beruht auf der spinabhängigen Elektronenabsorption am Festkörper. Hier werden Rotationsdiagramme für die LEED-Intensität und für P_n und für P_e vorgestellt, die bei der elastischen Streuung von 100 eV Elektronen unter einem Einfallswinkel von 20° an einer (2×1) rekonstruierten Au(110) Oberfläche gemessen wurden. Die Resultate werden im Lichte der Symmetrieeigenschaften des Kristalls und der Axialvektoren interpretiert.

Spin polarization of secondary electrons from a nonmagnetic target

A. BEZINGE, M. ERBUDAK and G. RAVANO

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

We present the first measurements of the transversal spin polarization (both the component in the scattering plane and that perpendicular to it) of secondary electrons as a function of their kinetic energy ($E_s \leq 150$ eV), produced by bombarding a single crystal of gold with unpolarized primary electrons in the energy range of $400 \leq E_p \leq 1000$ eV. The dependence of the spectra on the scattering parameters, such as E_s , E_p , azimuth angle, and the angle of electron incidence, suggests that a random superposition of many multiple scattering events in cascade is responsible for the occurrence of the spin polarization, rather than part of a LEED process which might be effective for energies below the plasma energy.

Oberflächenempfindlichkeit der 5d und 4f Elektronen von Platin

M. ERBUDAK und P. KALT

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

Photo-Emissionsspektren mit Röntgenstrahlung der 4f Rumpfelektronen und des 5d Valenzbandes von Pt(100), Pt(110) und polykristallinem Pt wurden gemessen. Der Ausfallswinkel der Photoelektronen bestimmt die Empfindlichkeit der Spektren für die Oberfläche und das Volumen. Die Rumpfniveaus und das Valenzband, das infolge der Spin-Bahn-Kopplung und Kristallfeld aufgespalten ist, zeigen einen Unterschied zwischen Oberfläche und Kristallinnerem. Die daraus bestimmte Verschiebung der Bindungsenergie der 4f Elektronen liefert Information über Koordinationszahl der Atome an der Oberfläche.

Vakuum Tunnel Mikroskop

G. BINNIG und H. ROHRER

(IBM Forschungslabor Zürich, Säumerstr. 4, CH-8803 Rüschlikon)

Wir stellen ein neuartiges Mikroskop vor, das in der Auflösung von Strukturen an Festkörperoberflächen in den atomaren Bereich vordringt. Gleichzeitig kann Spektroskopie mit ebenso hoher Ortsauflösung betrieben werden. Die Grundidee besteht darin, eine feine Metallspitze an eine leitende Oberfläche näher als etwa 10 Å heran- und in konstantem Abstand auf ihr herumzuführen. Als Mess- und Regelgrösse dient der bei solch kleinen Abständen beobachtbare Tunnelstrom. Aufnahmen von Metall- und Halbleiteroberflächen zeigen klar aufgelöste monoatomare Stufen. Es werden die erwarteten Auswirkungen dieser neuartigen Mikroskopie auf verschiedene Forschungsbereiche diskutiert.

XPS-Untersuchungen zum anodischen Oxidationsverhalten von Ru and RuO₂

R. KÖTZ, H. J. LEWERENZ und S. STUCKI

(Brown Boveri Forschungszentrum, CH-5405 Baden)

Elektroden aus metallischem Ru zeigen eine hohe Aktivität bei der O₂-Entwicklung in der Wasserelektrolyse. Allerdings korrodieren diese Elektroden erheblich. RuO₂ als Elektrodenmaterial weist bei geringerer Aktivität eine höhere Stabilität auf. Zum Verständnis des unterschiedlichen Verhaltens von Ru und RuO₂ wurde mit Hilfe von XPS-Untersuchungen die chemische Zusammensetzung der katalytisch aktiven Elektrodenoberfläche bestimmt. Reaktionswege für die O₂ Entwicklung an Ru und RuO₂ werden vorgeschlagen.

Elektrochemische und XPS-Untersuchungen an $\text{Cu}_x\text{Ti}_{1-x}$ Legierungen

P. BRÜESCH, H. DEVANTAY, G. SCHERER und S. STUCKI
(Brown Boveri Forschungszentrum, CH-5405 Baden)

Nicht-konventionelle Methoden der Wasserelektrolyse zur Erzeugung von H_2 stellen hohe Anforderungen bezüglich katalytischer Aktivität und Korrosionsbeständigkeit an die O_2 -Elektrode und den Stromkollektor. Mit Hilfe elektrochemischer und XPS-Untersuchungen wurden $\text{Cu}_x\text{Ti}_{1-x}$ Legierungen im Hinblick auf ihre Verwendung als Stromkollektoren bzw. O_2 -Elektroden untersucht. Bei anodischer Polarisation zeigen die reinen Metalle keine O_2 -Entwicklung: reines Cu korrodiert, reines Ti passiviert unter Bildung einer nicht-leitenden TiO_2 -Schicht. Legierungen mit $x < 0.2$ passivieren, während für $0.4 \leq x < 1$ starke O_2 -Entwicklung unter gleichzeitiger Korrosion von Cu beobachtet wird.

In situ der XPS-Apparatur durchgeführte thermische Oxidation führt zu einer weitgehenden Segregation zwischen Cu und TiO_2 , wobei Cu hauptsächlich in metallischer Form vorliegt. Als Referenzen für die XPS-Messungen dienen in situ geschliffene Proben.

XPS and ultra-microhardness tests on nitrogen ion implanted metal surfaces

W. C. OLIVER, J. B. PETHICA, R. HUTCHINGS, P. BRÜESCH, R. S. PERKINS and C. SCHÜLER
(Brown Boveri Research Center, CH-5405 Baden)

To measure the mechanical properties of ion implanted layers a special Ultra-Microhardness tester with penetration depths of less than 100 nm has been built. Hardness changes of greater than 50% are observed in some materials. The deposition of a distinct surface carbon contamination layer during implantation can result in an apparent surface softening.

The ion gun used for these implantations produces a mixture of charged molecules, charged atoms, and neutrals. L.S.S. range theory approximated the concentration profiles indicated from XPS results. Although the calculated nitrogen concentrations do not match experimental results, the calculated positions do correspond closely with those observed with XPS. These positions also approximately match the positions of the highest microhardness observed.

Elektronenemission aus Festkörpern bei positiven Temperaturen

J. M. JOLLER
(Dept. OPSZ, Contraves AG, Postfach, CH-8052 Zürich)

Es wird ein Modell zur Berechnung des externen Photostromes bei positiven Temperaturen vorgestellt. Eine quantitative Analyse des Einteilchenmodells mit Hilfe der KKR-Methode, zeigt zu mindest eine qualitative Uebereinstimmung der Modellvorhersage mit dem Experiment. Ein quantitativer Vergleich an $\text{Cu}(111)$

zeigt, dass die Uebereinstimmung der berechneten Kurven mit den experimentellen bei positiven Temperaturen zum Teil besser ist als bei $T = 0$. Schwierigkeiten werden an Hand numerischer Beispiele erläutert. Diese betreffen zum Teil auch unsichere experimentelle Ergebnisse und grosse fehlerschranken bei den zu verwendenden Parametern.

Magnetism at the surface of Fe, Co, Ni and Cr

J. KRAUS and K. H. BENNEMANN¹⁾

(Institut für Theoretische Physik, ETH, CH-8093 Zürich)

The magnetic properties at the surface of 3d-transition-metals are studied by using the Hubbard-Hamiltonian and the recent theory for itinerant magnetism. In particular, results are presented for the spin-alignment and magnitude of the magnetic moment at the surface of Cr, Fe and Ni in order to explain recent experiments studying surface magnetism and observing for example differences between the surface magnetic moment and the bulk for Fe etc. and oxygen induced surface magnetism in Cr.

¹⁾ On leave of absence from FUB, Berlin

Muons

'Planar Blocking' von μ -Zerfallspositronen in Si

B. D. PATTERSON, A. FRISCHKNECHT, U. STRAUMANN, P. TRUÖL, A. WÜEST

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

und TH. WICHERT

(Fachbereich Physik, Universität Konstanz, D-7750 Konstanz)

Myon Spin Rotation- (μ SR) Versuche in Si ergeben drei verschiedene elektronische Zustände (μ^+ , Mu und Mu*). Ein Channeling-Experiment mit Positronen vom μ -Zerfall kann über die Gitterplätze der drei Zustände Auskunft geben. Im allgemeinen treten sowohl axiale als auch planare Channeling-Effekte auf. Im Versuch wurde eine sphärisch gekrümmte [111] Si-Kristallscheibe verwendet. Die Winkelverteilung der Positronen bezüglich der [111] Richtung wurde mit einer Vieldrahtkammer gemessen. Es konnte planares Blocking für die (110) Ebenen beobachtet werden mit einer Amplitude um 1% und einer Breite von ca. 0.1°.

Anisotropie des elektronischen g-Faktors von anomalem Myonium in Si und Ge

M. RICHNER, W. KÜNDIG, E. HOLZSCHUH und B. D. PATTERSON
(Physik-Institut der Universität Zürich, CH-8001 Zürich)

K. BLAZEY
(IBM Forschungslabor, CH-8003 Rüschlikon)

und T. L. ESTLE
(Physics Department, Rice University, Houston, Texas, USA)

Bei μ SR-Untersuchungen in Si und Ge bildet sich anomales Myonium Mu^* . Dieses ist gekennzeichnet durch eine stark anisotrope, bezüglich $\langle 111 \rangle$ axialsymmetrische Hyperfeinwechselwirkung.

Auch für die Zeemanenergie des Elektrons erwartet man eine Anisotropie. Dies bedeutet für Magnetfelder parallel und senkrecht zur $\langle 111 \rangle$ -Richtung verschiedene elektronische g-Faktoren g_{\parallel} und g_{\perp} . Die Differenz $\Delta g = |g_{\parallel}| - |g_{\perp}|$ wurde durch Messungen der kleinsten Uebergangsfrequenz von Mu^* in der Nähe des sogenannten 'magischen' Magnetfeldes bestimmt. Dort ist diese Frequenz für $\Delta g = 0$ winkelunabhängig, was durch die Anisotropie von g gestört wird.

Die Ergebnisse sind $\Delta g = +0.0296 \pm 0.0050$ für Mu^* in Ge und $\Delta g = +0.0005 \pm 0.0012$ in Si.

Parametrization of the self-consistently calculated electronic densities around a proton in jellium

S. ESTREICHER
(Institute of Theoretical Physics)

and P. F. MEIER
(Institute of Physics, University of Zürich, CH-8093 Zürich)

The self-consistent density-functional method has been used to calculate electronic densities around impurities in jellium. The charge density around a proton has been fitted to an analytic expression and the parameters are given as a function of r_s for all metallic densities. The results are compared to previous calculations and the influence of the choice of the exchange-correlation potential is investigated. The self-consistent jellium calculations have been applied to obtain the contribution to the energy of the impurity of the pseudopotential lattice in first order perturbation theory. Energy profiles of protons or muons in some fcc- and bcc metals are shown.

Matériaux, structure cristalline

Un éditeur pour la simulation et l'analyse des images de la microscopie électronique à transmission

P. STADELMANN et PH. BUFFAT

(Institut Interdépartemental de Métallurgie EPF Lausanne, CH-1015 Lausanne)

Nous avons développé un nouveau système de programmes permettant la simulation et l'interprétation des 'images de colonnes atomiques' de la microscopie électronique à transmission. Ce système, qui est multi-tâches, peut être exécuté sur un mini-ordinateur de 16 bits. Le calcul dynamique de l'interaction des électrons et de la matière est fait par la méthode 'Multi-Slice' et permet d'inclure jusqu'à 256×256 faisceaux.

Elektronenmikroskopische Strukturabbildung der Schichtstruktur GeAsSe

T. SIEGRIST

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

und R. WESSICKEN

(Labor für Elektronenmikroskopie, ETH, CH-8093 Zürich)

GeAsSe, eine Schichtstruktur, die von HgI_2 abgeleitet werden kann, ist für die elektronenmikroskopische Strukturabbildung ein sehr geeignetes Objekt. Die Atome in dieser Verbindung haben annähernd die gleiche Streuamplitude für Elektronen. Die Spaltbarkeit, bedingt durch die Schichtung senkrecht zu \vec{c} , begünstigt die Präparation dünner Kristallschichten. Die Projektion der Struktur längs der c -Achse erlaubt eine einfache Interpretation des beobachteten Kontrastes. Mit Hilfe des Multi-Slice-Verfahrens wurde zusätzlich der Kontrast berechnet und mit der Projektion sowie der elektronenmikroskopischen Aufnahmen verglichen. Die Defektstruktur dieser Kristalle enthält semikohärente Korngrenzen sowie Dislokationen und flexurartige Verbiegungen des Kristalls. Optische Diffraktogramme der Strukturbilder in den Bereichen mit Defekten halfen wesentlich bei der Interpretation.

Densité électronique dans TiC et TiN

A. DUNAND, H. D. FLACK et K. YVON

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

Une analyse par diffraction de rayons X avec de petits mono-cristaux sphériques montre que la distribution de la densité de charge est différente dans TiC et TiN. Par rapport à l'atome de Ti isolé, qui possède une distribution de

densité électronique de symétrie sphérique, on observe pour TiC une nette redistribution des électrons $3d$ dans des orbitales de symétrie e_g et pour TiN une faible redistribution dans les orbitales t_{2g} . Cependant il s'avère nécessaire de revoir les modèles pour la correction de l'extinction anisotrope, qui affecte les réflexions de bas indices, avant de chercher à obtenir une estimation quantitative de la répartition des électrons de valence.

Wechselwirkung zwischen Stapelfehlern und Phasengrenzflächen in martensitischen CuZnAl Legierungen

R. GOTTHARDT

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

Elektronenmikroskopische Beobachtungen der martensitischen Phasen zeigen eine gross Anzahl von Stapelfehlern parallel zu den dichtesten gepackten (001) Flächen. Zusätzlich zu diesen von einer Phasengrenzfläche zur anderen verlaufenden Stapelfehlern werden auch solche beobachtet, die im Innern enden und von Versetzungen begrenzt sind. In situ Transformationen im Elektronenmikroskop zeigten, dass diese Versetzungen beweglich sind und dass sie eine Lage einnehmen, die von den inneren Spannungen abhängt. Durch die Bewegung dieser Versetzungen kann der Kristall innere Spannungen abbauen, bevor sich die Phasengrenzen als solche bewegen.

Die Tatsache, dass solche 'unvollständigen' Stapelfehler sofort nach der Umwandlung vorhanden sind, lässt vermuten, dass sie für die Bildung einer invarianten Ebene als Phasengrenze notwendig sind.

Einkristalle der Hydride der Seltenen Erden: Die thermodynamischen Aspekte

R. E. BISCHOF und E. KALDIS

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

Viele wichtige Eigenschaften der Hydride der Seltenen Erden können nicht ohne Einkristalle untersucht werden. Eine mögliche Methode scheint die Fällung mit Wasserstoff aus der Metallschmelze zu sein. Dazu sind die genauen Kenntnisse der Phasendiagramme unerlässlich. Die notwendigen thermodynamischen Daten wurden gemessen in speziell entwickelten Apparaturen, die zum Teil auch die Züchtung von Einkristallen erlauben. Damit kann man Einkristalle der gewünschten Nichtstöchiometrie herstellen, indem man eine Temperaturbehandlung bei bestimmten Partialdrücken von H_2 vornimmt. Mit diesem Verfahren ist neben der Kristallzucht die Berechnung der Bildungsenthalpie (ΔH_f) möglich. Untersuchungen am Pr-H System erlauben einen ersten Vorschlag des Phasendiagramms. Die metallreiche Phasengrenze von PrH_3 wurde bestimmt und $\Delta H_f = 50$ kcal/mol berechnet. Die ersten $PrH_{2.9}$ -Einkristalle haben eine Gitterkonstante $a = 5.484 \text{ \AA}$. Erste Messungen der Gitterkonstanten an polykristallinen Präparaten von orthorombischem EuH_2 ergaben $a = 6.247 \text{ \AA}$, $b = 3.805 \text{ \AA}$, $c = 7.196 \text{ \AA}$.

Eine Mischkristallreihe mit variabler Samarium Valenz: Sm_3S_4 – Sm_2S_3

H. SPYCHIGER, E. KALDIS und B. FRITZLER

(Laboratorium f. Festkörperphysik, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

Durch Variation des Verhältnis Sm/S kann der Sm^{2+} -Gehalt in der Mischkristallreihe von 33% auf 0% reduziert werden. Der gemischte Valenz-Zustand in Sm_3S_4 ist noch nicht endgültig abgeklärt, aber die thermodynamischen und strukturellen Eigenschaften zeigen markante Anomalien. Die Gitterkonstante zeigt in der Nähe von Sm_3S_4 eine abrupte Änderung zu kleineren Werten (Anreicherung von Sm^{3+}). Die Lösungsenthalpie in HCl als Funktion der Zusammensetzung zeigt eine Aufspaltung in vier Phasen [1]. Die grossen Enthalpieänderungen, die dabei gemessen werden, deuten auf eine starke Metastabilität bestimmter Zusammensetzungen hin. Valenzinstabilitäten, eventuell begleitet von sehr kleinen Gitterverzerrungen, können als Grund der Phaseninstabilität angesehen werden (3). Das $T-x$ Phasendiagramm im Bereich Sm_2S_3 – Sm_3S_4 wurde bis 2300 C gemessen. Mehrere Phasenumwandlungen treten auf, aber keine zusammensetzungsbedingte Singularitäten.

LITERATUR

- [1] E. KALDIS, H. SPYCHIGER, B. FRITZLER und E. JILEK, *The Rare Earths in Modern Science and Technology*, Vol. 3, McCarthy et al., eds. Plenum Press, 1982.

On the magnetic behaviour of a mixed rare earth garnet

M. FAYEK, A. BAHGAT, Y. ABBAS and L. MOBERG

(Atomic Energy Establishment, Cairo, Egypt)

Abstract. A powder sample of $\text{Y}_2\text{YbFe}_5\text{O}_{12}$ was prepared using the ceramic technique. X-ray diffraction pattern showed a single phase of the garnet type structure with a lattice constant 12.323 Å. Specific heat for this composition was found to change anomalously at a transition point $555 \pm 5^\circ\text{K}$. Infrared spectrum showed mainly three absorption bands below 1000 cm^{-1} and was used for determination of Debye temperature characteristic of the lattice. Neutron diffraction and Mössbauer effect measurements were obtained over a wide range of temperature (600–4.2 K), and supported the existence of a collinear ferrimagnetic spin model below the Néel point up to 4.2 K. Crystallographic, magnetic and hyperfine parameters were determined and discussed.

Introduction

Proposed fusion reactor designs require structural and electrical materials which will perform satisfactorily after exposure to energetic neutrons at high temperatures. Ceramics (garnet and spinel ferrites) are being considered for these applications. Rare earth iron garnets are probably the most thoroughly investigated of all ferrites, because of their several properties. By substituting the various rare earth ions into the garnet lattice, one can study the effect of these ions on the macroscopic properties. The fact that all crystallographic sites are occupied and all the iron ions are trivalent (unlike the spinels), accounts for a great chemical stability of the garnets and a good reproducibility for their physical

properties. Moreover, garnets are suitable materials for bubble domain technology, which has potential application in computer memory and display.

The Néel collinear ferrimagnetic structure in pure $Y_3Fe_2(FeO_4)_3$ above its Curie point (550 K) and the canted spin structure at very low temperature (1.5 K) in the stoichiometric $Yb_3Fe_5O_{12}$, were studied by several authors [1, 2]; however, there is practically no data on the transition in magnetic behaviour for the mixed garnets $Y_{3-x}Yb_xFe_5O_{12}$ which seems interesting, since they are useful material for the study of the behaviour of magnetic ions in insulators.

Experimental

The compound $Y_2YbFe_5O_{12}$ was prepared using the usual ceramic technique. Powder X-ray diffraction pattern indicated that the sample had a unique crystal structure of garnet type with no evidence of impurities or separate phases. The lattice constant was determined to be $a = 12.3235 \text{ \AA}$. Infrared lattice vibrational spectrum for the prepared sample, measured at 300 K, showed mainly three absorption bands below 1000 cm^{-1} , which arise from the lattice vibrations of the oxide ions against the cations. Thermal conductivity, diffusivity and specific heat measurements on this compound in the temperature range 400–1000 K (using the plane wave temperature method) were found to change anomalously at a transition point $555 \pm 5 \text{ K}$ (Fig. 1). Neutron diffraction patterns of the polycrystalline sample have been obtained at 800 and 293 K, using a neutron spectrometer, placed at the ETRR reactor of Egypt. The measurements were extended to 4.2 K using a spectrometer DN5 and a liquid helium cryostat placed at the Siloe reactor of CENG (with kind cooperation of Dr Roulte) (Fig. 2). Fe^{57} Mössbauer resonant absorption spectra of the studied compound was taken at the temperature between 4.2 K and T_c (Figs 3 and 4). The solid lines through the data points are the result of a least squares fit.

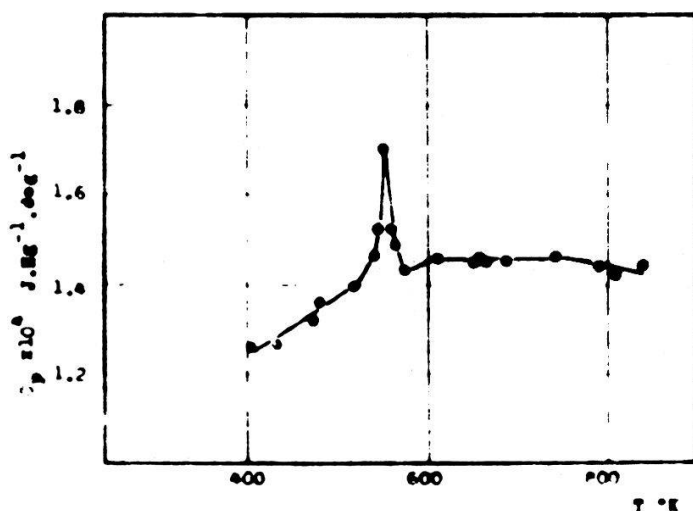


Figure 1

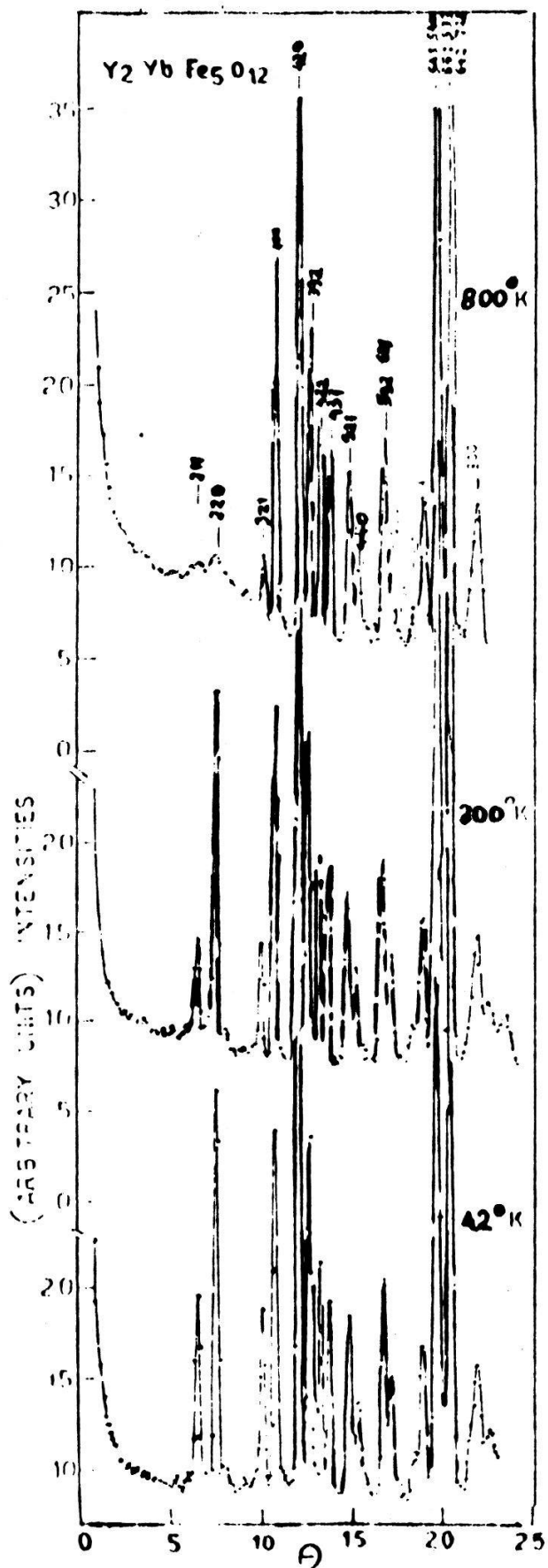


Figure 2

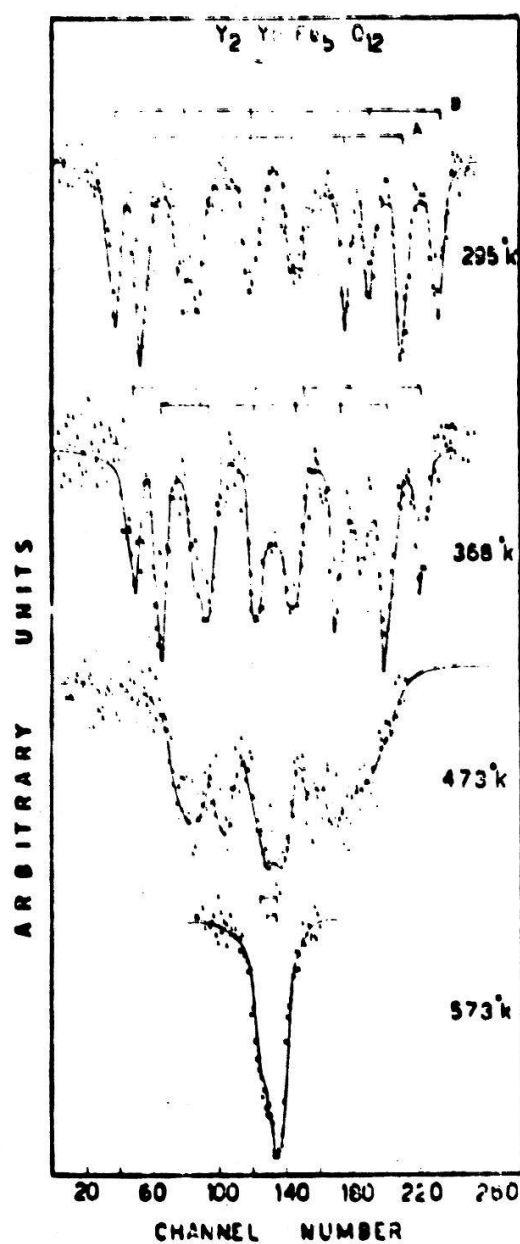


Figure 3

Results and discussion

Rare earth iron garnets have the most complex cubic crystal structure, the unit cell of which contains 160 atoms with eight molecules $\{R_3^{3+}\} (Fe_3^{3+}) [Fe_2^{3+}]O_{12}$. The space group is $I a_3d - O_h^{10}$ the origin at centre [3]. Each of the 3 positive ion positions are surrounded by a different coordination polyhedron. For the R^{3+} ion on the so-called *c*-site, the polyhedron is an eight cornered twelve sided figure. For the Fe^{3+} ion in position 24 or *d*-site the polyhedron is a tetrahedron, while for the remaining Fe^{3+} ion, 16 (*a*) on an *a*-site, the figure is an octahedron. The edge lengths in any single polyhedron are not equal, i.e., none of these polyhedra are regular and the oxygen lattice is very distorted. Therefore, the crystallographic parameters in the present unit cell to be determined, were the variable coordinates of the oxygen atoms (*X*, *Y*, *Z*) placed in the general position 96 (*h*). From neutron diffraction pattern at 800 K (Fig. 2), 8 distinctly separated single and five

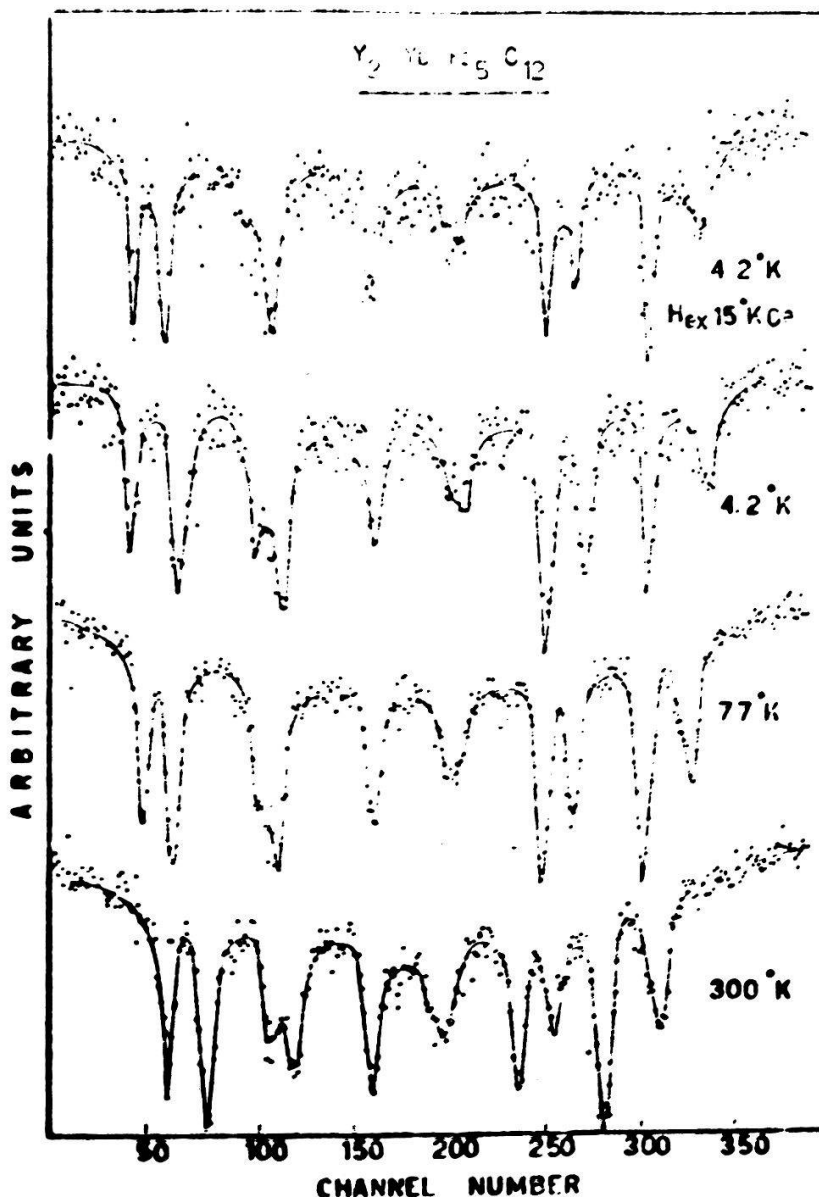


Figure 4

doubled nuclear reflections were found up to $2\theta=50^\circ$ and taken for calculations. The atomic parameters, found by least squares method, lead to a satisfactory agreement between observed and calculated squares of structure factors. The discrepancy factor $R = 0.022$ was achieved with the values of the oxygen parameters as follows: $X = -0.0283$, $Y = 0.0553$ and $Z = 0.1513$. A remarkable increase in the R factor was obtained on trying to situate some of the Yb ions on the octahedral sites normally occupied by Fe^{3+} . On the neutron diffraction patterns below the Curie point, the intensities of a number of the fundamental garnet peaks increase (particularly the reflection 220), as a result of a superposition of magnetic contributions arising from aligned spins. This indicated that the magnetic unit cell has the same dimensions as that of the chemical one. Such additional scattering depends on the magnetic moments to be associated with individual lattice sites, their orientation relative to each other. Since there are no superlattice reflections observed, nor any evidence of canted ordering, the magnetic scattering

of the compound $Y_2YbFe_5O_{12}$ can be analyzed with a model of ferrimagnetic ordering of rare earth and iron moments along the [111] direction and treating their magnitude as parameters. The ferric ions in the two different sites are strongly coupled antiferromagnetically by their own mutual interactions. The moment of Yb ions is antiparallel to the resultant Fe^{3+} magnetization. This collinear structure was found to hold for the temperature interval from the Curie point to low temperatures. Using a least square procedure, it was possible to obtain a reasonable agreement between calculated and observed neutron intensities for total magnetic moment 4.2 Bu at 4.2 K. The temperature dependence of the Mössbauer spectra of $Y_2YbFe_5O_{12}$ above room temperature is shown in Figure 3. At 293 K, the spectrum is composed of a double six-lines Zeeman pattern, corresponding to the two inequivalent iron sites (*a*) and (*d*) for an octahedral-*B* and tetrahedral-*A* coordination with an area ratio 2:3 respectively. When temperature rises, the Zeeman splitting decreases and the lines overlap each other. A complete disappearance of the magnetic structure takes place at

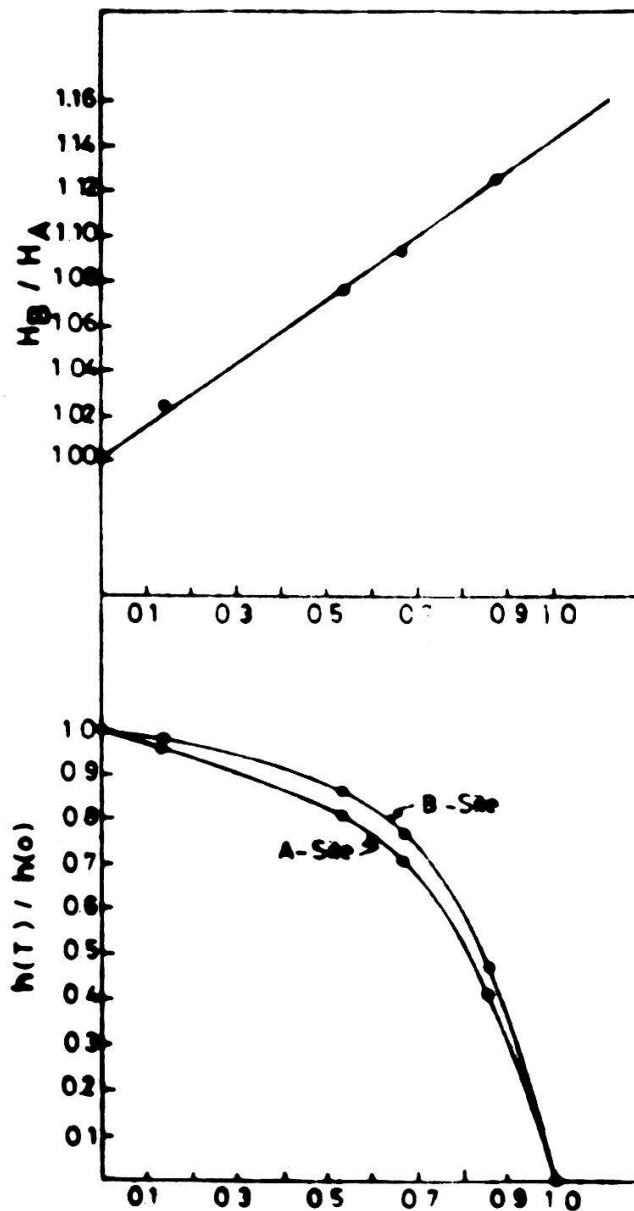


Figure 5

573 K. In contrast to other YIG ferrites, a doublet instead of a triplet is obtained above the Curie point, where the area of the whole spectrum is that of the two superimposed patterns of (*a*) and (*d*) sites. The obtained quadrupole splitting values for both sites showed a slight increase from the typical values of YIG. This indicates a growth in the polyhedron deformation, which depends on the oxygen positions and the rare earth ions radius. For the spectra obtained below T_C it was assumed that: (i) the lines are of Lorentzian shape; (ii) there is only one average effective magnetic field in each sublattice. The last assumption is justified by the fact that the ratio Γ_a/Γ_d of half width of the outermost lines corresponding to the (*a*) and (*d*) sites does not exceed the value of 1.5 at all temperatures between 4.2 and 293 K (Fig. 4). With such a situation it could not be reasonable to distinguish more effective field in the octahedral sites, as it was done in reference [3]. Values of isomer shifts for both sites lie in the range characteristic of the trivalent high spin state of iron ion. Figure 5 depicts the reduced hyperfine field versus T/T_N plot, which follows Brillouin $B_S = 5/2$, the ratio H_B/H_A , as function of T/T_N is also given.

REFERENCES

- [1] J. M. WILLIAMS and L. HEATON, J. Phys. Chem. Sol. 29, 1702 (1968).
- [2] F. TECHOU, E. F. BERTAUT and H. FUESS, Sol. Stat. Comm. 8, 1751 (1970).
- [3] W. A. BOPKOV, G. W. POPOV and S. YUSCHUNK, Sov. Sol. Stat. Phys. 11, 593 (1969).

Propriétés mécaniques et de transport

The RFSE peak near zero magnetic field

W. M. MACINNES, B. COLLET, P.-A. PROBST and R. HUGUENIN

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

Many authors have reported non-monotonic variation in the field derivative of the surface impedance at low magnetic fields. These large amplitude, zero-field 'peaks' are observed in many RFSE experiments on different metals [1]. Their weak temperature dependence permits their observation to much higher temperatures than is possible for the usual extremal orbit RFSE signals. There is no completely satisfying interpretation of the field and temperature dependence of this signal in terms of the Fermi surface parameters and mean free path of the electrons responsible for this effect. We shall present studies we have made of the low field signal in Cu, Zn and Cd. In particular in Cu, the temperature dependence of the peak position H_1 is found to be $H_1^2 \propto T^3$ rather than the theoretical expected $H_1^{2/3} \propto T^3$ or $H_1^{1/2} \propto T^3$. In Zn at low temperatures an additional peak of the opposite sense appears at $H_2 < H_1$ as predicted by the theory of Gantmakher [2].

REFERENCES

- [1] R. A. GORDON, Phys. Rev. 22, 1119 (1980); K. E. SIBBALD, A. L. MEARS and J. F. KOCH, Phys. Rev. Lett. 27, 14 (1971).
- [2] V. F. GANTMAKHER, JETP Lett. 9, 144 (1969).

RFSE measurements of the electron scattering frequency in copper and silver

V. A. GASPAROV, W. M. MACINNES, P.-A. PROBST, B. COLLET and R. HUGUENIN
(Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne, CH-1015 Lausanne)

New radiofrequency size-effect (RFSE) measurements have been made a thick sample of Cu ($d = 1.88$ mm). These experiments were piloted by a micro-computer and using our recently developed digital lock-in amplifier [1]. These improvements permitted measurements of the RFSE signal amplitude $A(T)$ with a precision of 0.2% at low temperatures (down to 0.5 K), corresponding to an uncertainty of $\sim 7\%$ on the temperature dependent scattering frequency $\nu(T)$ ($\propto \ln A(0) - \ln A(T)$) at 1.5 K. Computer controlled averaging (up to ~ 1 hour per temperature) allowed measurements up to 9–10 K with a precision of 20–50% on $A(T)$ (4–10% on $\nu(T)$). The uncertainty in ν at 4 K drops to $\sim 1\%$. The parallel and tilted field measurements reveal deviations from the usual T^3 dependence of the electron-phonon scattering. At low temperatures this deviation can be well described by a T^2 contribution (electron-electron scattering), while above ~ 6 K, $\nu(T)$ increases less rapidly than T^3 .

REFERENCE

[1] P.-A. PROBST and B. COLLET at this conference.

Beweist Photoleitung in trans (CH)_x die Existenz von Solitonen?

H. KIESS, D. BAERISWYL und G. HARBEKE
(Laboratories RCA, CH-8048 Zürich)

Rechnungen haben gezeigt, dass durch Licht erzeugte Elektron-Loch-Paare in trans (CH)_x sich innerhalb von 10^{-13} s in negative und positive Solitonenpaare umwandeln. Deswegen wurde die Tatsache, dass Photoleitung nur in trans und nicht in cis (CH)_x beobachtet wird, als Beweis für Solitonen gewertet. Als weitere Evidenz für Solitonen gelten Absorptionsmaxima bei 0.5–0.8 eV, 0.17 eV und 0.11 eV, die sowohl bei *n*- als auch bei *p*-Dotierung auftreten. Daher müsste intrinsische Photoleitung mit einer Zunahme der optischen Absorption bei diesen Energien gekoppelt sein. Wir haben versucht, die Zunahme der Absorption bei 0.5 eV und 0.17 eV zu messen; innerhalb der Genauigkeit unserer Experimente fanden wir jedoch keine Änderung. Wir werden kurz auf die Konsequenzen dieses Ergebnisses eingehen.

Lokalisierte elektronische Zustände und optische Absorption im dotierten Polyazetylen

D. BAERISWYL
(Laboratories RCA Ltd., CH-8048 Zürich)

Anhand eines ein-dimensionalen gekoppelten Elektron-Phonon-Systems wird die optische Absorption von undotiertem und dotiertem Polyazetylen dis-

kutiert. Insbesondere wird die oft geäußerte Ansicht, die beobachtete Linie innerhalb der Energielücke sei auf geladene Solitonen zurückzuführen, kritisch beleuchtet. Lokalisierte Donor- und Akzeptorzustände, deren Energie und räumliche Ausdehnung von der Stärke der Wechselwirkung mit den Verunreinigungen abhängt, werden als Alternative vorgeschlagen, vor allem auch im Hinblick auf Experimente an andern leitenden Polymeren, bei denen Solitonen aus topologischen Gründen keine Rolle spielen.

Interaction entre dislocations et défauts ponctuels

W. BENOIT, G. GREMAUD et J. A. CARO

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

Les phénomènes d'interaction entre dislocations et défauts ponctuels ont été étudiés par des mesures de frottement intérieur. Il a été clairement mis en évidence qu'en plus des mécanismes d'épinglage et de traînage des défauts ponctuels situés sur les dislocations, on doit tenir compte du nuage de défauts qui peut les entourer et qui agit de différentes manières lorsqu'elles se déplacent. Trois points expérimentaux sont à souligner.

- Les défauts peuvent provoquer une diminution ou une augmentation du frottement intérieur.
- Ces effets sont peu ou pas sensibles à la fréquence de mesure.
- Le nuage de défauts peut évoluer au cours du temps ou pendant la mesure. Une analyse théorique générale est présentée qui tient compte de l'ensemble des mécanismes possibles.

Energies d'activation et temps de relaxation observés dans la boracite Ni-I

J.-P. RIVERA

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

La boracite Ni-I ($\text{Ni}_3\text{B}_7\text{O}_{13}\text{I}$) présente, entre 90 K et 150 K, une anomalie de la constante diélectrique. Celle-ci dépend de la qualité des cristaux. Des mesures piézoélectriques [1] ont également mis en évidence cette anomalie ($Q_{\text{piezo}}^{-1}(\omega, T)$).

Pour la première fois des mesures systématiques de $\varepsilon^*(\omega, T)$ ont permis de calculer l'énergie d'activation E et le temps de relaxation τ_0 associés aux pics observés ε'' ($\omega \cdot \tau_0 \cdot \exp(E/kT) = 1$, avec $10 \text{ kHz} \leq f \leq 6 \text{ MHz}$). On trouve pour le pic entre 90 K et 150 K, $E = 0.137 \text{ eV}$ et $\tau_0 = 7.8 \cdot 10^{-13} \text{ s}$ et pour le pic entre 8 K et 20 K, $E = 0.0092 \text{ eV}$ et $\tau_0 = 1.9 \cdot 10^{-10} \text{ s}$. L'origine de ces pics n'est cependant pas encore connue.

REFERENCES

- [1] J.-P. RIVERA and H. SCHMID, *Ferroelectrics*, 42, 35 (1982).

Magnétisme

Variation de la susceptibilité magnétique des composés $\text{TiBe}_{2-x}\text{Cu}_x$ avec la concentration du cuivre

F. ACKER et R. HUGUENIN

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

et J. L. SMITH

(Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, N.M. 87545, USA)

Nous observons une croissance monotone de la susceptibilité des composés $\text{TiBe}_{2-x}\text{Cu}_x$ lorsque x augmente. Pour $x < 0.038$ la susceptibilité à bas champ varie à 4.2 K suivant la loi simple $1/\chi(x) = 1/\chi(0) - \alpha X$. Contrairement à Felner et al [1] nous n'observons pas de minimum de χ à $x \approx 0.03$. Des mesures de l'aimantation à champ fort sont aussi présentées ainsi que des résultats préliminaires sur des composés $\text{TiBe}_{2-x}\text{M}_x$ ($M = \text{Ag}, \text{Au}, \text{Fe}$).

REFERENCE

[1] I. FELNER, I. NOWIK et D. SHALTIEL, *Solid State Commun.* 40, 1073 (1981).

Etudes par résonance ferromagnétique de petites particules sphériques de fer α précipitées dans du quartz amorphe

D. PETROVSKA et R. A. WEEKS

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

et A. CHÂTELAIN

(Solid State Division, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tenn., USA)

Il est possible de précipiter de petites particules de fer sphériques de taille d'environ 100 Å, dans du quartz fondu contenant environ 500 ppm de fer à partir de traitements thermiques de quelques heures (3–20 h) à environ 1040°C, sous atmosphère d'hydrogène.

L'étude du comportement de l'intensité du signal de résonance ferromagnétique en fonction de la température montre que ces petites particules de fer α sont probablement entourées d'une couche de magnétite (Fe_3O_4), dont l'épaisseur dépend des traitements thermiques et de l'histoire de l'échantillon.

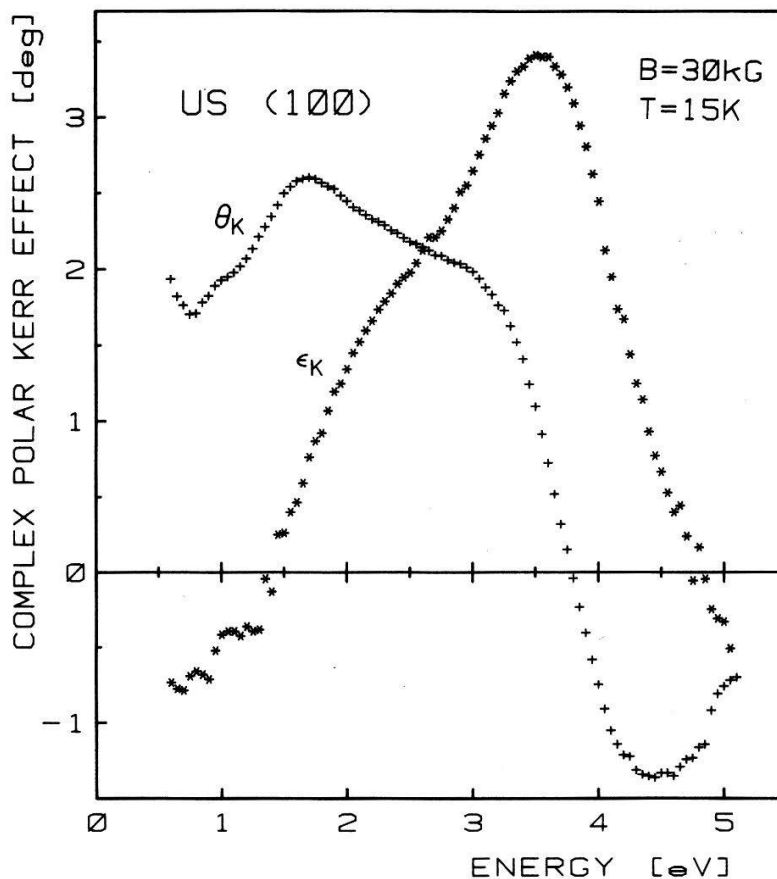
Magneto-optischer Kerr-Effekt an UAs und US Einkristallen

W. REIM, J. SCHOENES und O. VOGT

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

Die kubischen UX-Verbindungen ($X = S, Se, Te, N, P, As, Sb, Bi$) sind Metalle, die entweder ferromagnetische (Uranmonochalkogenide) oder antiferromagnetische (Uranmonopniktide) Ordnung zeigen. Der magnetische Grundzustand und die elektronische Struktur dieser Materialien sind bis heute Gegenstand lebhafter Diskussionen [1, 2]. Insbesondere interessiert dabei die Frage nach dem Lokalisierungsgrad der $5f$ -Elektronen. Zu diesem Problemkreis versprechen magneto-optische Messungen neue Aufschlüsse zu geben, da diese Effekte proportional zur Spinpolarisation des Anfangs- und Endzustands des betrachteten optischen Uebergangs sind. Damit ist es auf einfache Weise möglich, die für den Magnetismus verantwortlichen Zustände von den übrigen Zuständen zu trennen.

Wir berichten über Messungen des komplexen polaren Kerr-Effekts (Rotation und Elliptizität) an Spaltflächen von UAs und US Einkristallen. Figur 1 zeigt beide Messgrößen für eine (100)-Fläche des US in der magnetisch geordneten Phase als Funktion der Photonenenergie. Neben der Größenordnung der Effekte von ~ 3 Grad ist die spektrale Breite der auftretenden Strukturen auffällig. Berechnet man mit beiden Messgrößen das nichtdiagonale Element



Figur 1
Magneto-optische Kerr-Rotation Θ_K und Kerr-Elliptizität ϵ_K einer US (100)-Spaltfläche in der ferromagnetisch geordneten Phase.

$\tilde{\sigma}_{xy} = \sigma'_{xy} + i\sigma_{xy}$ des Leitfähigkeitstensors, so findet man:

- 1) Zwei elektronische Uebergänge bei 1.2 eV und 2.7 eV, die auch im Diagonalelement $\tilde{\sigma}_{xx}$ bei 300 K mit denselben Resonanzenergien auftreten [3].
- 2) Keine weiteren Strukturen durch Endzustands-Effekte,
- 3) Eine negative Spinpolarisation der Leitungselektronen von $\sim 20-30\%$ in Uebereinstimmung mit der spinpolarisierten Photoemission [4].

Diese Resultate bestätigen das Modell schmaler $5f$ -Bänder an der Fermi-Energie [3]. Innerhalb dieses Modells werden die zwei sowohl in $\text{Re}(\sigma_{xx})$ als auch in $\text{Im}(\sigma_{xy})$ beobachteten Strukturen $d \rightarrow f(E_F)$ und $f(E_F) \rightarrow d_{12g}$ Uebergängen zugeordnet. Für UAs ergibt sich:

- 1) Bestätigung des magnetischen Phasendiagramms bis zu hohen Feldern (100 kOe) und tiefen Temperaturen [5],
- 2) Fehlen des $d \rightarrow f(E_F)$ Uebergangs entsprechend der sehr kleinen Konzentration von d -Elektronen.

Auch für diese Substanz wird das vorgeschlagene Modell der elektronischen Struktur bestätigt [3].

LITERATUR

- [1] Proc. Intern. Symp. Actinides, Zürich, April 1980, Physica 102B.
- [2] Proc. Intern. Conf. 'Actinides 1981', Asilomar, September 1981, N. Edelstein, Ed.
- [3] J. SCHOENES, Physics Reports 66, 187 (1980).
- [4] M. ERBUDAK, F. GREUTER, F. MEIER, B. REIHL and J. KELLER, Solid State Comm. 30, 439 (1979).
- [5] J. ROSSAT-MIGNOD, P. BURLET, S. QUEZEL, O. VOGT and H. BARTHOLIN, Proc. IV Intern. Conf. Crystal-Field and Structural Effects in f -Electron Systems, Wroclaw (Poland), September 1981.

Magneto-resistive switching of NiFe sandwich structures

J.-L. BERCHIER, K. SOLT, B. STEINLE, G. SCHNEIDER, H. LIENHARD and H. P. BALTES
(Central Research and Development, Landis & Gyr Zug Corp., CH-6301 Zug)

A magnetic field sensor based on double layer permalloy thin films with dielectric intermediate layer is presented. In agreement with theoretical predictions, the magneto-resistive switching behaviour of the sandwich structure is found to be superior to that of single film zero crossing detectors.

Transition de phase dans le composé pseudo-unidimensionnel $\text{Tl}_2\text{Fe}_6\text{Te}_6$

M. PELIZZONE, H. W. MEUL et B. LACHAL
(Université de Genève, DPMC, 32 bd d'Yvoy, CH-1211 Genève 4)

et A. PERRIN
(Laboratoire de Chimie Minérale B, Université de Reims)

Des mesures de résistivité, d'aimantation et de chaleur spécifique en fonction de la température mettent en évidence une transition de phase dans le composé

$\text{Tl}_2\text{Fe}_6\text{Te}_6$ à 222 K. Les mesures d'aimantation en très faible champ magnétique, effectuées à l'aide de notre susceptomètre à Squid, ont montré que cet échantillon s'ordonne ferromagnétiquement à cette température. Cependant, la variation de l'aimantation spontanée à la transition est exceptionnellement brusque pour une transition magnétique. Ce phénomène peut être lié à la structure linéaire particulière de ces phases ou à une transition de premier ordre induisant le ferromagnétisme. Ces hypothèses seront discutées sur la base des résultats expérimentaux.

Eine Mikrowellenbistabilität mit einem Mikrowatt Schaltleistung

D. BARBERIS und F. WALDNER

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

und H. AREND

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

In einer Schichtstruktur mit ferromagnetischer Kopplung innerhalb und antiferro-magnetischer Kopplung zwischen den Schichten wurden bistabile Mikrowellenabsorptionen im 9 GHz-Band gemessen. Wie beim parallelen Pumpen üblich, entsprechen diese Absorptionen Resonanzen bei der halben der eingestrahlten Frequenz, eine schwächere Absorption wurde aber auch bei einem Viertel dieser Frequenz beobachtet. Wie vorausgesagt, zeigt der Schaltwert H_S des Mikrowellenfeldes eine T^3 -Abhängigkeit. Dabei variiert die Schaltleistung von 0.2 bis 200 Mikrowatt für $T = 1.4 \div 4.2$ K. Diese sehr niedrige Schaltleistung erlaubt einen kontinuierlichen Betrieb, ohne dass die Probe stark erwärmt wird. Das ist bei den bekannten optischen Bistabilitäten mit Schaltleistungen von Milliwatt schwieriger.

Antiferromagnetische Ordnung der Systeme CsVX_3 ($X = \text{Cl, Br, I}$) und RbVBr_3

U. FALK, P. FISCHER und A. FURRER

(Institut für Reaktortechnik ETH, CH-5303 Würenlingen)

A. HAUSER und H. U. GÜDEL

(Institut für anorganische Chemie der Universität Bern, CH-3012 Bern)

Durch Neutronenstreuexperimente wurden Struktur und magnetische Eigenschaften der hexagonalen Verbindungen AVX_3 [1] untersucht. Dreidimensionale magnetische Fernordnung triangulärer Art in der Basisfläche tritt bei $T_N = 16, 22, 34.8$ K (32 K nach [1]) in den Systemen CsVX_3 auf ($X = \text{Cl, Br, I}$). Entlang der c -Achse ist die Kopplung stark antiferromagnetisch. Man erwartet deshalb bei höheren Temperaturen eindimensionale magnetische Ordnung (lineare V -Ketten).

REFERENCES

[1] H. W. ZANDBERGEN, J. Solid State Chem. 37, 308 (1981).

Métaux liquides et amorphes, alliages, semiconducteurs**Optische Eigenschaften von Au-Si Gläsern zwischen 7 und 75% Au**

E. HUBER, M. VON ALLMEN und H. P. WEBER

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

Aufschmelzen und rasches Abkühlen von dünnen Filmen mit Hilfe von ns Laser Pulsen ermöglicht der Herstellung von amorphen Phasen im System Au-Si über beinahe das ganze Phasendiagramm [1]. Die Leitungseigenschaften der amorphen Phasen variieren dabei von metallisch bis zu halbleitend. Wir berichten über Untersuchungen der optischen und elektrischen Eigenschaften (Reflexionspektrum, dielektrische Funktion, Leitfähigkeit) der Filme als Funktion der Zusammensetzung, sowie auch bei verschiedenen Stufen der Kristallisierung.

LITERATUR

[1] M. VON ALLMEN, S. S. LAU, M. MAENPÄÄ und B. Y. TSAUR, *Appl. Phys. Lett.* 36, 205 (1980).**Elastic properties of amorphous $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_{10}\text{B}_{12}$ alloys**H. MORITA,¹⁾ N. M. KÉITA and S. G. STEINEMANN

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

and S. TAKAHASHI

(Tohoku Metal Industries, 982-Sendai, Japan)

Abstract. Elastic properties of amorphous $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_{10}\text{B}_{12}$ were determined from sound velocity. The bulk modulus has a monotonous variation with Co content and the shear and Young's modulus show a maximum. No correlation with magnetic properties is apparent for this behaviour.

Introduction

The correlation between the elastic and magnetic properties of transition metal-metalloid glasses was first discussed by Chou et al. [1, 2]. These authors determined the elastic constants for $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{80}\text{B}_{20}$ alloys and found a maximum in Young's and the bulk modulus at $x \approx 0.2$ which was attributed to magnetic ordering; in fact, the magnetic susceptibility of the amorphous alloy has a maximum at the same composition. The shear modulus on the other hand decreases monotonously for $0 < x < 1$. Chou notes that there is no first-principle reason why the shear modulus should not equally show the particular composition dependence but admits that far-neighbour interactions damp out effects of magnetic ordering.

The magnetic moment of similar alloys of composition $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_{10}\text{B}_{12}$ decreases monotonously [3]. Thus if the argument of Chou et al. is relevant, one should observe a simple variation of the elastic properties. But these amorphous

alloys have large in-plane anisotropies for $x = 0$ and $x = 0.8$ which is attributed to non-random atomic structure built-up during the solidification. Such anisotropy may further influence the elastic properties.

Experimental

Thin ribbons of 5 mm in width and about $20 \mu\text{m}$ in thickness of the amorphous $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_{10}\text{B}_{12}$ alloys were made by single-roller quenching method. All samples for sound velocity measurement were annealed at 613 K for 1 hour.

Densities were measured by weighting samples in air and in bromoform, to within $\pm 0.5\%$ of precision. Figure 1 shows the system for the sound velocity measurements. It is a modification of the common pulse-echo method and sound velocity is given by sample length and transit time between transducers T_2 and T_3 . The sound attenuation in amorphous alloys is large, especially in the transverse mode what requires short samples.

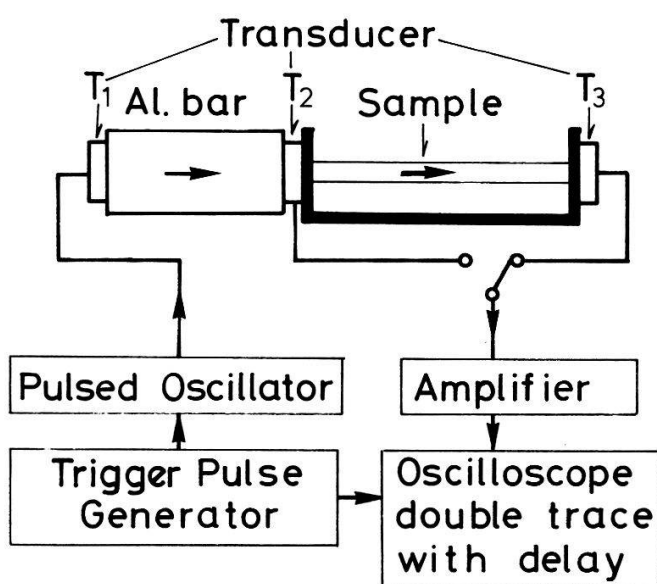


Figure 1
Schematic diagram of the sound velocity measurement system.

Results and discussion

In Figure 2 the density of $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_{10}\text{B}_{12}$ alloys is shown as a function of Co content. The results agree well with the data of Goto et al. [4] obtained for a slightly different system $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{77}\text{Si}_{10}\text{B}_{13}$ but this Si-containing metallic glass is less dense than the transition metal-B system [2].

Figure 3 shows the longitudinal and transverse sound velocities, V_T and V_L , as a function of Co content x in $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_{10}\text{B}_{12}$. The value of V_L and V_T increases when Co replaces Fe and goes through maximum at $x = 0.3$ and $x = 0.2$ respectively. Assuming that amorphous alloys behave isotropic, and taking into account the shape of specimen (lateral dimension \ll wave length), it is $E = \rho V_L^2$,

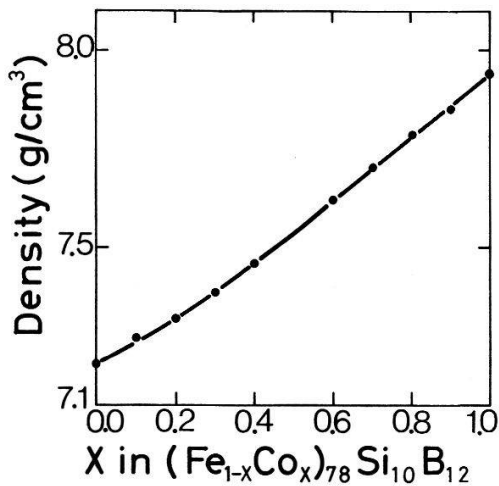


Figure 2

Density of amorphous $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_{10}\text{B}_{12}$ alloys as a function of x .

$G = \rho V_T^2$ and $3K = EG/(3G - E)$. The precision of the present measurements are estimated to be ± 1.8 , ± 1.8 and $\pm 10.8\%$ for E , G and K respectively. The results are given in Figure 4, together with the bulk modulus K_{ch} obtained by Chou.

The uniaxial strain associated to V_L always has a large contribution of shear and it is not surprising that V_L varies grossly as V_T . Thus G and E show both a marked composition dependence. This 'anomaly' has its origin probably in the 'structure' of the glass because a macroscopic shear is sensitive to interaction between near-neighbours as well as distant neighbours (see discussion in [2]). The in-plane magnetic anisotropy can suggest such variable short-range order. On the other hand, the bulk modulus K has a monotonous variation, quite contrary to the observation of Chou for $(\text{Fe}_{x-1}\text{Co}_x)_{80}\text{B}_{20}$ alloys. A decrease follows the behaviour of the magnetic moment but the bulk modulus is further connected to the exchange integral which increases as the Curie temperature. Apparently,

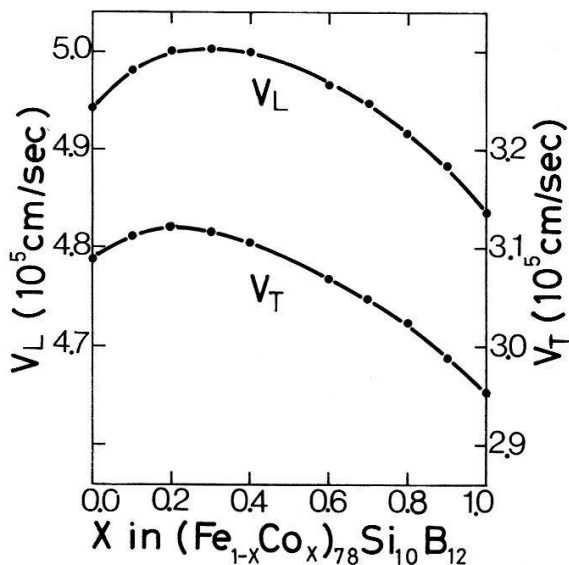


Figure 3

The longitudinal and transverse sound velocities V_L and V_T , of amorphous $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_{10}\text{B}_{12}$ alloys as a function of x .

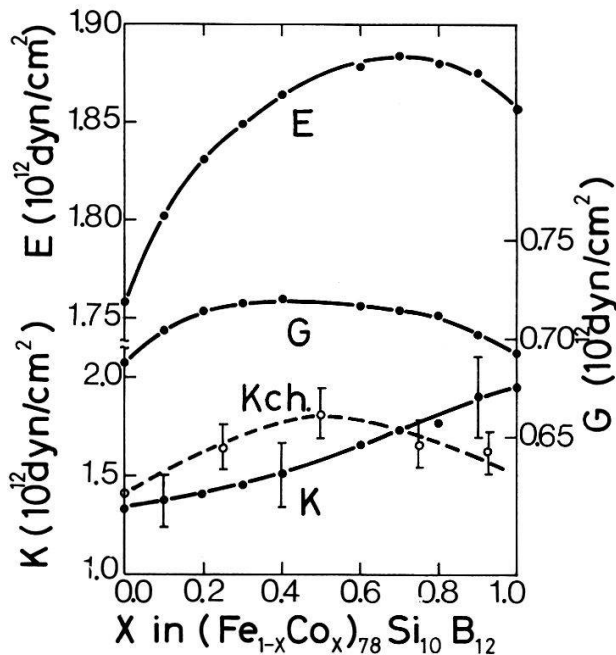


Figure 4

Young's modulus E , the shear modulus G and the bulk modulus K of amorphous $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_{10}\text{B}_{12}$ alloys as a function of x , together with the bulk modulus K_{ch} of amorphous $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{80}\text{B}_{20}$ alloy measured by Chou et al. [2].

magnetic contributions to the bulk modulus are equally absent. The measurements show that a change in the metalloid component of amorphous alloys can have quite different influences on the magnetic and elastic properties.

This work was supported by the Swiss National Science Foundation.

REFERENCES

- [1] C.-P. CHOU, Phys. Rev. Lett. 37, 1004-1007 (1976).
- [2] C.-P. CHOU, L. A. DAVIS and R. HASEGAWA, J. Appl. Phys. 50(5), 3334-3337 (1979).
- [3] H. MORITA, H. FUJIMORI and Y. OBI, Appl. Phys. 20, 125-127 (1979).
- [4] M. GOTO, H. TANGE and T. TOKUNAGA, Jpn. J. Appl. Phys. 18, 2023-2024 (1979).

Sound velocity in liquid Fe-B alloy

H. MORITA,¹⁾ N. M. KÉITA and S. G. STEINEMANN

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

Abstract. As part of the study of the Fe-B alloys, sound velocity of the liquid system was measured. The sound velocity as a function of concentration is not linear; its temperature coefficient is minimum around the eutectic concentration. These results suggest that the liquid Fe-B alloy system has a short range atomic order at the eutectic composition.

Introduction

Many eutectic alloys are easily transformed in amorphous alloys by rapid quenching from the melt. As a possible explanation for this tendency, the

¹⁾ On leave from Tohoku University, 980-Sendai, Japan.

existence of some specific structure in the liquid around eutectic composition can be considered [1]. But the existence of such specific structure in liquid eutectic is not clear yet. Magnetic susceptibility and moment of liquid Fe–B alloys show smooth composition dependence, and no evidence for the existence of some specific structure in liquid at eutectic composition can not be seen [2]. In the present experiment, sound velocity of the liquid Fe–B system was measured, because acoustic measurement can be performed with high precision and sound velocity is related to structure.

Experimental

The 'variable path method' was used for sound velocity measurement [3]. The experimental set-up for acoustic measurements was already described in Ref. [4]. The total error on sound velocity is 0.4%. Because of the loss of Fe by evaporation, the composition of the alloys was checked by thermal analysis in conjunction with the phase diagram reported by Hansen [5]. The estimated error on boron content is $\pm 0.5\%$.

Results and discussion

Sound velocity could be measured up to 1970 K. But above 1800 K, the difference in the evaporation rate of the liquid components becomes significant.

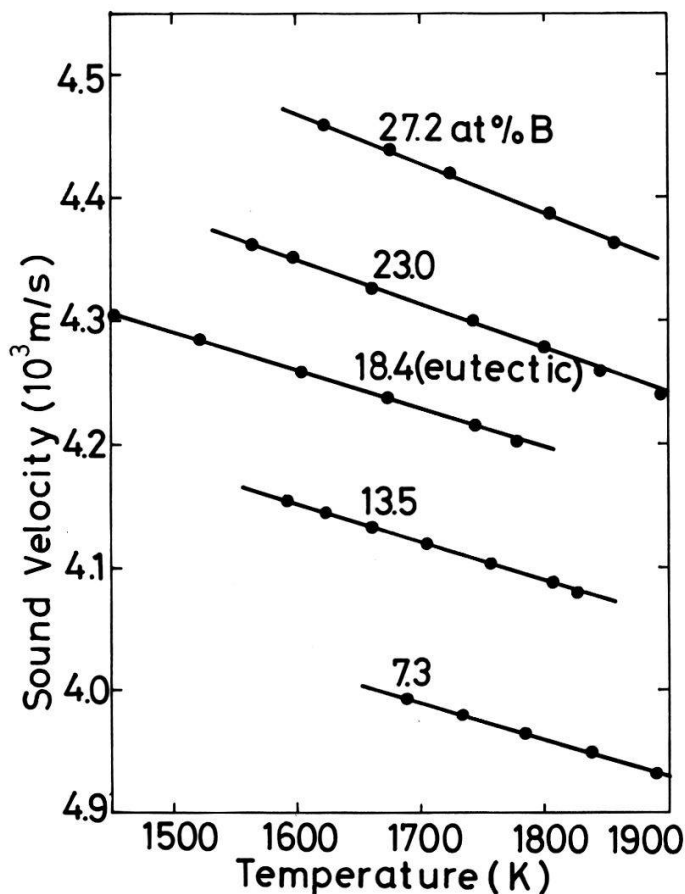


Figure 1
Sound velocity of liquid Fe–B alloys as a function of temperature.

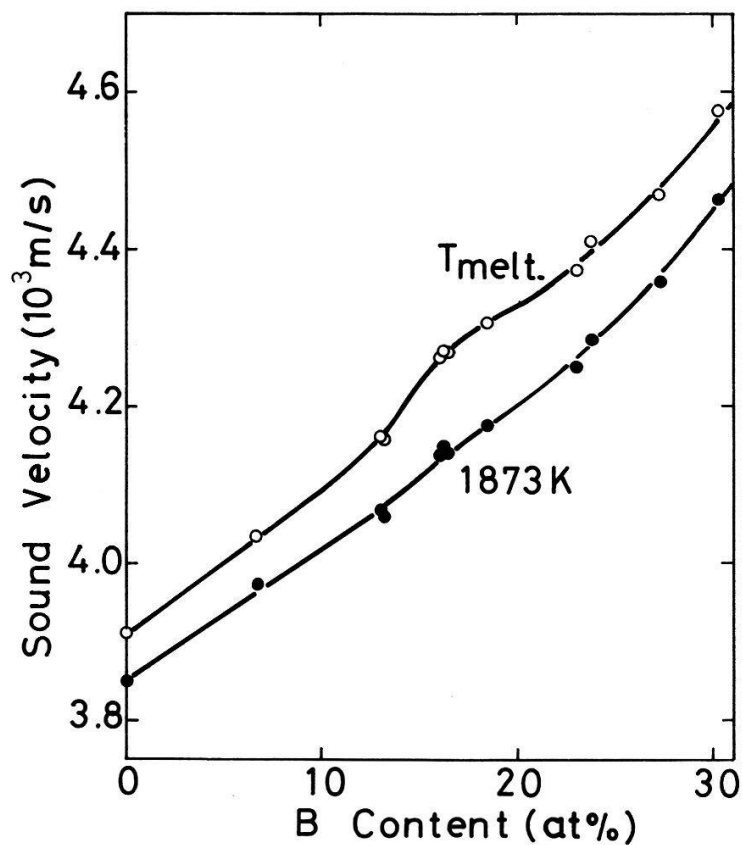


Figure 2
Sound velocity of liquid Fe-B alloy system as a function of composition.

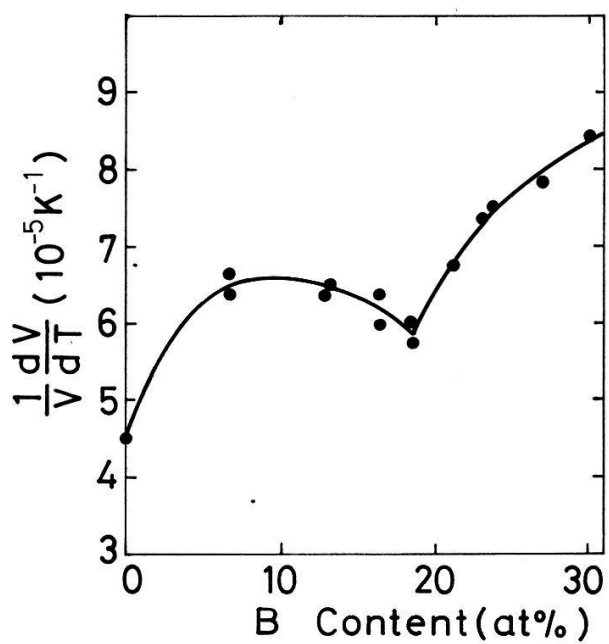


Figure 3
Temperature coefficient of sound velocity of liquid Fe-B alloys as a function of composition.

Indeed, during the measurement, the composition shifts toward higher boron content, and as a result, value of sound velocity increases. Therefore for the specimens which have composition near the eutectic composition, having low melting temperature, sound velocity measurement was performed below 1800 K. Figure 1 shows the temperature dependence of sound velocity for some typical liquid Fe–B alloys (hypoeutectic, eutectic, hypereutectic). The temperature-velocity curves are straight lines in the temperature range investigated. Figure 2 shows the sound velocity as a function of boron content, at 1873 K and at the melting temperature. This last data have been obtained by extrapolation. The composition dependence of sound velocity at 1873 K is smooth within the experimental error. In the curve corresponding to the melting temperature T_{melt} , a bump can be seen at the eutectic composition. The deviation from a smooth curve is about 1%, and the magnitude of this deviation is of the same order as in the case of Al–Si alloy [6]. From the composition dependence of the sound velocity at T_{melt} and especially of the temperature coefficient of sound velocity (see Figure 3), it is clear that some ‘anomaly’ of sound velocity exists around the eutectic composition. The variation of $(1/V)(dV/dT)$ as a function of concentration is not monotonic: it passes through a minimum at the eutectic composition. These results suggest that eutectic liquid behaves anomalously. However, other experiments like mass density and thermochemical data measurements would give further insight into the structure of liquid Fe–B.

Acknowledgement

This work is supported by the Swiss National Science Foundation.

REFERENCES

- [1] W. HUME-ROTHERY and E. ANDERSON, *Phil. Mag.* 5, 383 (1960).
- [2] M. MÜLLER and H. J. GÜNTHERODT, *J. Mag. Mat.* 15–18, 1349 (1980).
- [3] H. J. SEEMAN and F. K. KLEIN, *Z. Angew. Phys.* 19, 368 (1965).
- [4] N. M. KÉITA, H. MORITA and S. G. STEINEMANN, *Proc. Int. Conf. “RQ4-Sendai”* August 1981.
- [5] M. HANSEN, 1958, *The Constitution of Binary Alloys*, Second Edition (McGraw-Hill Book Co. Inc.).
- [6] N. M. KÉITA, and S. G. STEINEMANN, *J. Phys. C.: Solid State Phys.* 11, 4635 (1978).

Structure et thermodynamique des métaux de transition liquides

N. M. KÉITA, H. MORITA et S. G. STEINEMANN

(Institut de Physique Expérimentale de l'Université de Lausanne, Bâtiment des Sciences Physiques, CH-1015 Lausanne-Dorigny)

Résumé. Les méthodes de diffraction des rayons-X et des neutrons suggèrent que la structure atomique des métaux de transition à l'état liquide peut être décrite par le modèle des sphères rigides. Les mesures de compressibilité permettent une vérification exacte de cette approximation et une étude précise de l'effet de la température sur les paramètres du modèle. Les limites de ce dernier semblent apparaître quand on essaye d'évaluer certaines propriétés thermodynamiques du liquide à l'aide des paramètres obtenus lors du lissage des facteurs de structure ou des compressibilités.

1. Introduction

En principe, un métal liquide est un système à deux composants: les ions positifs et les électrons. Pour les métaux simples, c'est à dire ceux pour lesquels les électrons de valence sont définissables de façon non ambiguë, la théorie du pseudopotentiel et la théorie des perturbations permettent de ramener ce système compliqué à un autre plus simple, du genre de celui des liquides non conducteurs où reignent des forces centrales à deux corps. Le potentiel effectif d'interaction, entre les pseudo-atomes ainsi construits, est caractérisé par une partie fortement répulsive à courte distance; le reste, la partie attractive, peut être considéré comme une perturbation. Ainsi s'explique le succès relatif du modèle des sphères rigides (MSR) pour la description de la structure atomique et de certaines propriétés thermodynamiques des métaux liquides. En tout cas, contrairement aux états cristallin et gazeux, la définition d'un état idéal pour le liquide ne peut se faire. On ne connaît que des systèmes de références pour la simulation du liquide: modèle du plasma à un composant (Baus & Hansen [1]), MSR (Young [2]) par exemple. Le premier de ces modèles se prête mal à une description simple de la compressibilité à partir de la structure, et vice-versa; par contre le MSR est d'un maniement aisé pour un tel propos.

2. Structure des métaux de transition liquides dans l'approximation du MSR

Comme pour la plupart des métaux simples, les expériences de diffraction des rayons-X et des neutrons montrent que la structure atomique des métaux de transition liquides est descriptible à l'aide du MSR (Waseda [3]). Dans ces conditions, la compressibilité offre un moyen précis, comparée aux méthodes de diffraction, pour l'étude de l'effet de la température sur la structure; en effet, les mesures de compressibilité sont de loin plus précises que les mesures de diffraction des rayons-X ou de neutrons (pour la comparaison voir Kéita et al. [4], Wagner [5]). La Table I compare les paramètres η (taux de remplissage) et σ (diamètre des SR), obtenus par lissage de la compressibilité ($\sigma_\kappa, \eta_\kappa$) avec ceux déterminés par les méthodes de diffraction ($\sigma_{R_x}, \eta_{R_x}, \sigma^*, \eta^*$), près du point de fusion. Il faut noter que η_κ et η^* sont supérieurs à 0.45, la valeur communément admise autour du point de fusion. De plus, on constate que, sauf pour le manganèse, $\eta_\kappa > \eta_{R_x}$ et $\sigma_\kappa > \sigma_{R_x}$ avec cependant le même sens de variation quand on passe d'un élément à l'autre; cet écart systématique semble résulter de la

Table I

Paramètres caractérisant la structure des métaux de transition-3d liquides dans l'approximation du modèle des sphères rigides, à leur point de fusion. ($\eta_\kappa, \sigma_\kappa$) d'après Réf. 4; (η^*, σ^*) d'après Réf. 12; (η_{R_x}, σ_{R_x}) d'après Réf. 3.

Paramètres: Eléments	η_κ	η_{R_x}	η^*	σ_κ (Å)	σ_{R_x} (Å)	σ^*
Mn	0.41	0.44	—	2.31	2.33	—
Fe	0.49	0.45	—	2.31	2.25	—
Co	0.50	0.46	—	2.29	2.24	—
Ni	0.50	0.45	0.498	2.28	2.21	2.29
Cu	0.50	0.45	0.49	2.32	2.25	2.393

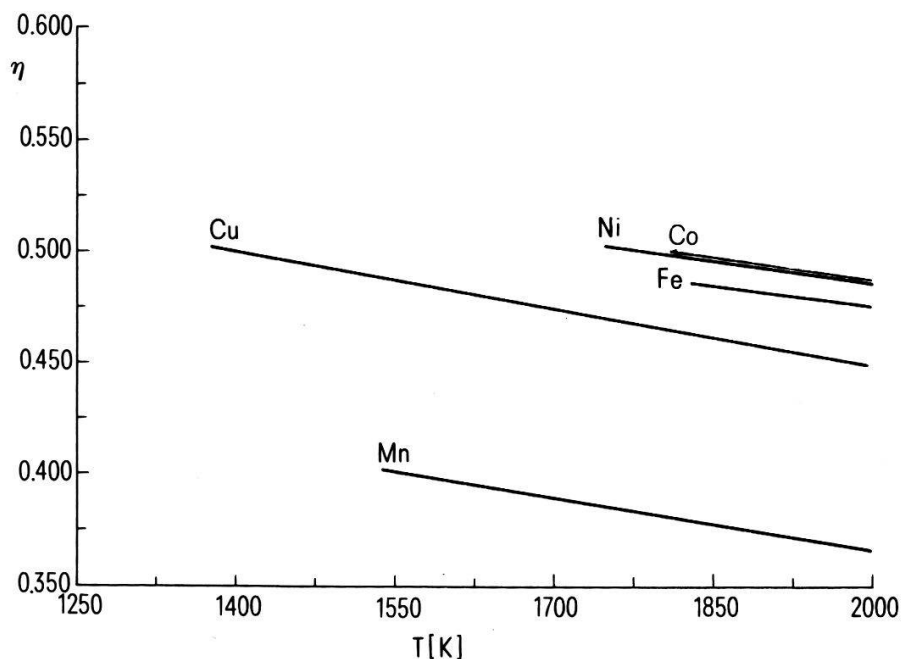


Figure 1

Taux de remplissage de la structure des métaux de transition-3d liquides dans l'approximation du modèle des sphères rigides.

manière dont Waseda³ a lissé ses mesures. Fort de l'accord entre les deux méthodes de caractérisation de la structure atomique près du point de fusion, on peut prétendre étudier la dépendance en température de η et σ à travers celle de la compressibilité κ . En effet, quand la température augmente la structure réelle, ou du moins son entropie, se rapproche de celle du MSR (voir Young [2]). Les paramètres du MSR, η et σ comme fonction de la température, sont représentés dans les Figs. (1) et (2). La structure atomique exacte et complète (i.e. avec toutes

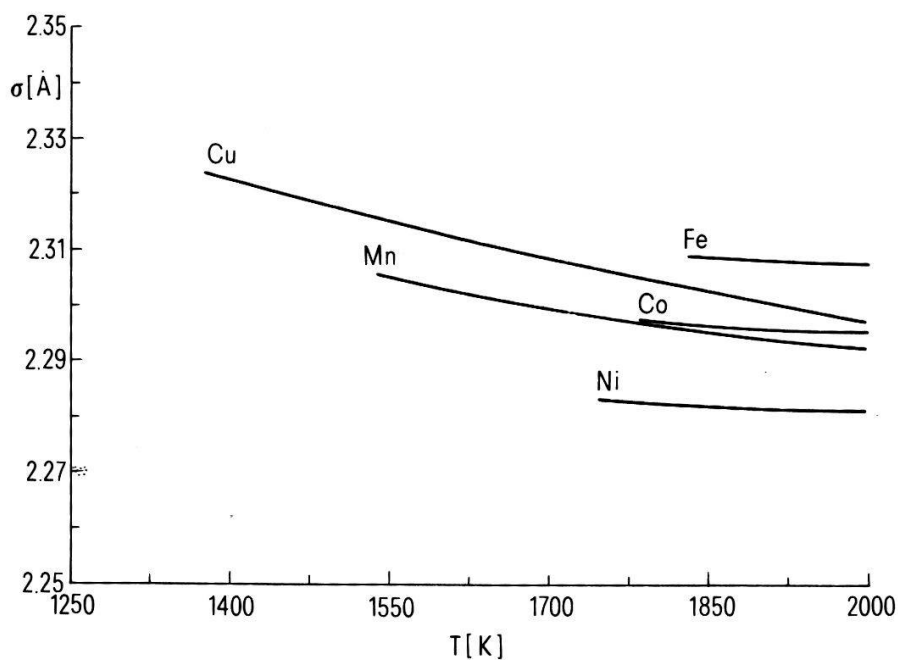


Figure 2

Diamètre des sphères pour la simulation de la structure des métaux de transition-3d liquides dans le modèle des sphères rigides.

les fonctions de distribution à N -corps) contient en principe tous les ingrédients permettant une caractérisation du liquide. Mais malheureusement, seule la fonction de distribution radiale de paires $g(r)$ est accessible à l'expérience. Néanmoins, grâce à certaines approximations (voir Johnson et al. [6]), la fonction $g(r)$ s'avère suffisante pour l'évaluation des propriétés du liquide. Alors, avec le même objectif, que peut apporter une structure approximative telle que celle définie par le MSR et dérivée des mesures de compressibilité?

3. Quelques propriétés thermodynamiques du liquide évaluées dans l'approximation du MSR

Parmi les propriétés thermodynamiques du liquide, la tension superficielle γ et la viscosité μ sont de celles qui sont le plus étroitement reliées à la structure. De plus, l'expérience montre que κ , γ et μ , propriétés de cohésion, varient de concert dans la série des éléments de transition-3d (Kéita et al. [4]). Il paraît donc naturelle de tenter de reproduire γ et μ à partir d'une structure basée sur κ .

3.1. La tension superficielle γ

On montre que bien en dessous de la température critique, pour un liquide infiniment plus dense que le gaz avec lequel il est en équilibre, la tension superficielle peut s'écrire (Hirschfelder et al. [7]):

$$\gamma \approx (\pi/8)n^2 \int_0^\infty g(r) \frac{d\phi}{dr} r^4 dr \quad (1)$$

où n est le nombre de particules par unité de volume et $\phi(r)$ est le potentiel d'interaction de paire. On se convainc facilement que pour un système de SR, il suffit de poser:

$$\frac{d\phi}{dr} \sim -k_B T \delta(r - \sigma) \quad (2)$$

$\delta(r)$ est la fonction-delta de Dirac, k_B est la constante de Boltzmann et T est la température. Alors on obtient:

$$\gamma \approx -(\pi/8)n^2 k_B T g(\sigma) \sigma^4 \quad (3)$$

La Table II permet de comparer les résultats expérimentaux avec les valeurs

Table II

Tension superficielle et viscosité, au point de fusion, des métaux de transition-3d liquides. Les valeurs expérimentales sont celles citées par Smithells [13].

Propriétés:	γ_κ (N/m)	γ_{exp} (N/m)	μ_κ (10^{-3} N · s/m ²)	μ_{exp} (10^{-3} N · s/m ²)
Éléments				
Mn	0.822	1.090	1.83	—
Fe	1.898	1.872	3.90	5.5
Co	2.119	1.873	4.52	4.18
Ni	2.159	1.778	4.65	4.90
Cu	1.640	1.285	4.14	4.0

obtenues à l'aide de la relation (3). L'ordre de grandeur est acquis, l'accord est très acceptable compte tenu de la simplicité extrême du modèle. Il est patent que la tension superficielle ne se laisse pas si facilement calculer (cf. Evans [8]). Il serait donc utile de comprendre quelles circonstances favorables mènent à une sorte de compensation des erreurs contenues dans les approximations des relations (1) et (2), dans le cas des métaux de transition. On sait que la tension superficielle doit être traitée dans le cadre d'une théorie de la transition liquide-gaz, où il est évident que la partie attractive du potentiel réel joue un rôle dans la structure de l'interface. Bref, la relation (3) doit être considérée comme une bonne formule semi-empirique pour l'estimation de la tension superficielle des métaux liquides.

3.2. La viscosité μ

Une équation similaire à (1) peut être établie pour la viscosité (Ref. [6]).

$$\mu = (2\pi/15)(M/k_B T)^{1/2} \int_0^\infty n^2 g(r) \frac{d\phi}{dr} r^4 dr \quad (4)$$

Dans l'approximation de la relation (2), on obtient:

$$\mu = (2\pi/15)(M/k_B T)^{1/2} n^2 g(\sigma) \sigma^4 \quad (5)$$

M est la masse d'une particule. Les résultats numériques d'après la relation (5) et les données de la littérature sont reproduits dans la Table II. Comme pour la tension superficielle, l'accord est satisfaisant, bien que les variations relatives à travers la série des éléments-3d ne soient pas conformes aux observations expérimentales. Ici aussi, il est probable que la partie attractive du potentiel doit être prise en compte. La relation (5) constitue néanmoins une bonne première approximation.

3.3. L'entropie totale S

Le MSR constitue une bonne approximation pour l'évaluation de l'entropie S des métaux simples et de leurs alliages (Umar et al. [9]). Young (Ref. [1]) propose d'écrire S sous la forme:

$$S = S_{hs} + S_{elec} + S_s \quad (6)$$

S_{hs} est l'entropie d'un système de SR, S_s est une correction devant tenir compte de la non rigidité parfaite du potentiel réel $\phi(r)$ et S_{elec} est la contribution du gaz électronique. Appliquée aux métaux de transition-3d, la relation (6) montre que S_{elec} est une contribution majeure, c'est à dire non négligeable comme dans le cas des métaux simples. Cette constatation permet, à travers l'entropie totale expérimentale et la structure approximative-MSR, une estimation de la densité des états électroniques au niveau de Fermi (Meyer et al. [10]).

4. Conclusion

Une première approximation satisfaisante des propriétés thermodynamiques du liquide peut être fournie par le modèle des sphères rigides. Les paramètres de

structure utilisés dans ce travail ont été obtenus à l'aide de la compressibilité. Ces derniers sont en accord avec ceux déterminés par les méthodes de diffraction des rayons-X et des neutrons. Par conséquent, pour l'application des relations (3) et (5) à des métaux pour lesquels la structure n'est pas établie, on peut remarquer que généralement η est de l'ordre de 0.45 (± 0.05) tandis que σ est calculable à l'aide de règles empiriques simples (Waseda [3], Steeb [11]).

REFERENCES

- [1] M. BAUS et J. P. HANSEN, Phys. Rep. 59, p. 1 (1980).
- [2] W. H. YOUNG, *Liquid Metals 1976* (Inst. Phys. Conf. Series No 30), p. 1 (1977).
- [3] Y. WASEDA, *Liquid Metals 1976* (Inst. Phys. Conf. Series No 30), p. 230 (1977).
- [4] N. M. KÉITA, H. MORITA et S. G. STEINEMANN, Proc. Int. Conf. "RQ4-Sendai (Japan)".
- [5] C. N. J. WAGNER, *Liquid Metals Chemistry and Physics* (ed. S. Z. Beer) (Dekker, New York, 1972), p. 257.
- [6] M. D. JOHNSON, P. HUTCHINSON et N. H. MARCH, Proc. Roy. Soc. (London) A282, p. 283 (1964).
- [7] J. O. HIRSCHFELDER, R. B. BIRD et C. F. CURTIS, *Molecular Theory of Gases and Liquids* (Wiley, New York, 1954), p. 352.
- [8] R. EVANS, Proc. Int. Conf. "LAM4-Grenoble" (Les Editions de la Physique, Orsay, 1980), p. 775.
- [9] H. I. UMAR, I. YOKOYAMA et W. H. YOUNG, Phil. Mag. 34(4), p. 535 (1976).
- [10] A. MEYER, M. J. STOTT et W. H. YOUNG, Phil. Mag. 33(2), p. 381 (1976).
- [11] S. STEEB, *Springer Tracts in Modern Physics*, vol. 47 (ed. Höhler) (Springer, Berlin, 1968), p. 1.
- [12] S. K. MITRA, *Liquid Metals 1976* (Inst. Phys. Conf. Series No 30), p. 146 (1977).
- [13] C. J. SMITHELLS, *Metals Reference Book* (Butterworths, London, 1976), p. 944.

Hystérèse thermique du CuZnAl observée par émission acoustique

D. MAEDER, P. RYSER, B. SANDERSON, A. SILLOU et A. STEINER
(Université de Genève, DPNC, Ch-1211 Genève 4)

Le diagramme de phase de l'alliage ternaire CuZnAl montre pour certaines compositions et pour un traitement thermique approprié une phase β de structure c.c. se transformant en martensite (abrégié en $\beta \rightarrow M$) vers les basses températures (Réf. 1). Nous avons étudié des échantillons d'une même composition nominale Cu₇₆Zn₁₇Al₇ mais provenant de deux coulées différentes; de plus, certains étaient bruts de coulée, d'autres recuits (5 mn à 800°C) puis trempés. Tous avaient des températures caractéristiques M_s , M_f et A_s , A_f situées entre 0°C et 70°C selon nos mesures de résistivité (cas de la Fig. 1: $M_s \sim 65^\circ\text{C}$, $M_f \sim 20^\circ\text{C}$, $A_s \sim 25^\circ\text{C}$, $A_f \sim 70^\circ\text{C}$).

L'appareillage utilisé pour la mesure d'émissions acoustiques (EA) est le même que celui de la Réf. 2 mais pour améliorer l'homogénéité, nous avons réduit l'épaisseur des échantillons à 1 mm ($\phi = 5$ mm, masse 0.15 g).

Un cyclage simple, de $+100^\circ\text{C} \rightarrow -20^\circ\text{C} \rightarrow +100^\circ\text{C}$, donne des 'courbes globales' de comptage N en fonction de la température, dont un exemple est représenté en traits interrompus sur la Fig. 1. Les maxima, associés aux transformations $\beta \rightarrow M$ respectivement $M \rightarrow \beta$, sont situés légèrement en dessous de M_s resp. A_f , avec un écart $T_{N_{\max}}(M \rightarrow \beta) - T_{N_{\max}}(\beta \rightarrow M)$ voisin de l'hystérèse $A_f - M_s$ des transformations complètes.

Le taux élevé d'EA obtenu en dehors des zones M_s à M_f et A_s à A_f nous a incité à effectuer des 'cycles' n'englobant qu'une partie des transformations (courbes en traits continus sur la Fig. 1), selon différents programmes de température en fonction du temps, par exemple ceux de la Fig. 2.

L'ensemble des résultats peut se résumer comme suit:

- Certains des processus produisant des EA pendant les transformations ($\beta \rightarrow M$) et ($M \rightarrow \beta$) présentent une hystérèse plus grande que $A_f - M_s$; ils donnent lieu (Fig. 1) à une augmentation du taux de comptage chaque fois que la température dépasse les limites de la zone balayée ($> A_f - M_s$) précédemment, en analogie avec l'effet Kaiser (Réf. 3) observé lors de la déformation plastique des métaux.
- L'état austénitique est bien défini: toutes les courbes de comptage obtenues en partant d'une température supérieure à A_f sont identiques, en revanche celles partant d'un état martensitique dépendent de l'histoire qui l'a précédé.

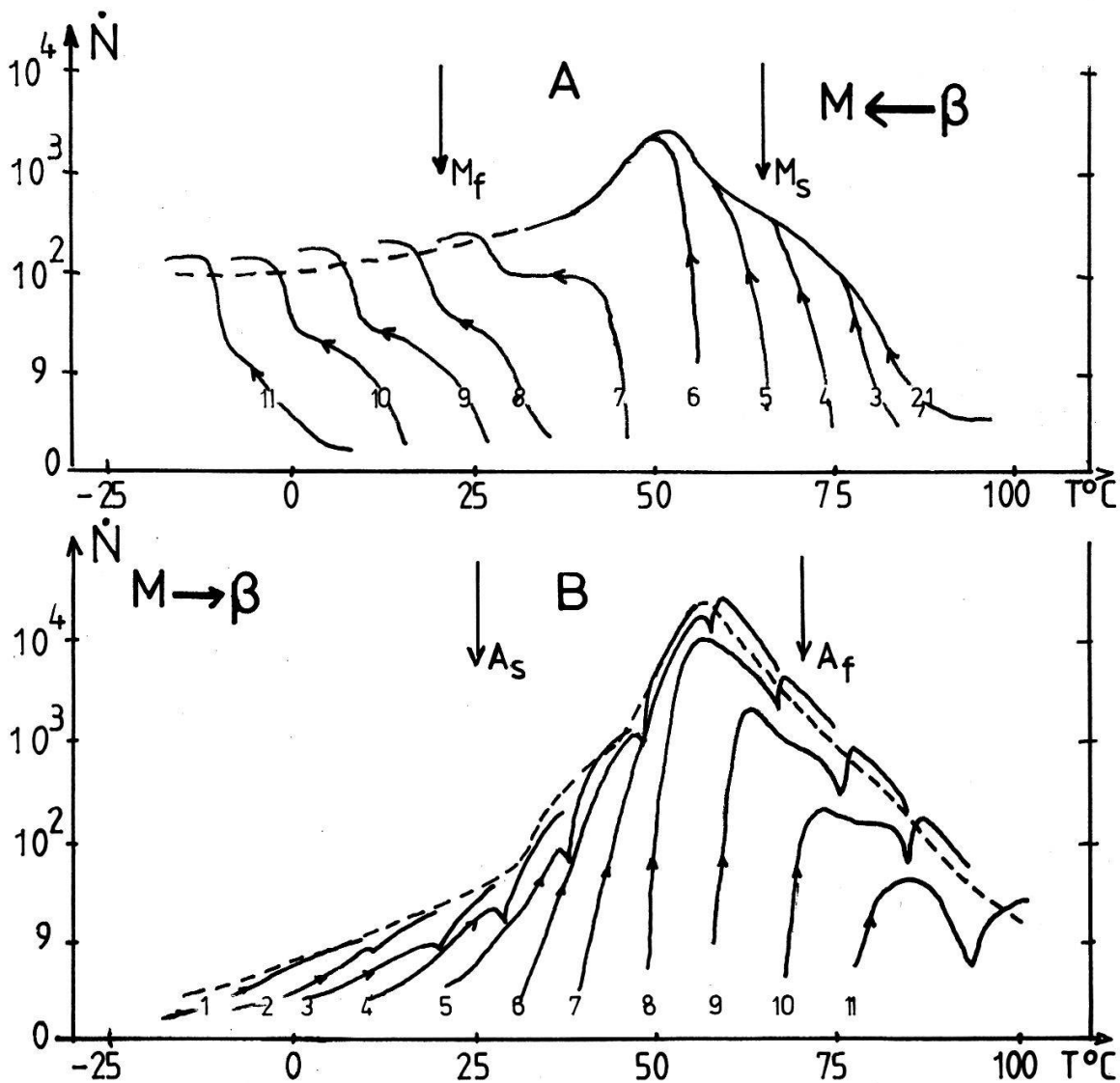


Figure 1

Courbes de comptage en fonction de la température ($|\dot{T}| = 3^{\circ}\text{C}/\text{mn}$, capteur à 5 MHz, seuil au capteur $7.5 \mu\text{V}$)

- Courbes globales: $M \leftarrow \beta$ (A), $M \rightarrow \beta$ (B)
- Cycles partiels $|\Delta T| = 30^{\circ}\text{C}$, (A) $T < 0$, (B) $\dot{T} < 0$;

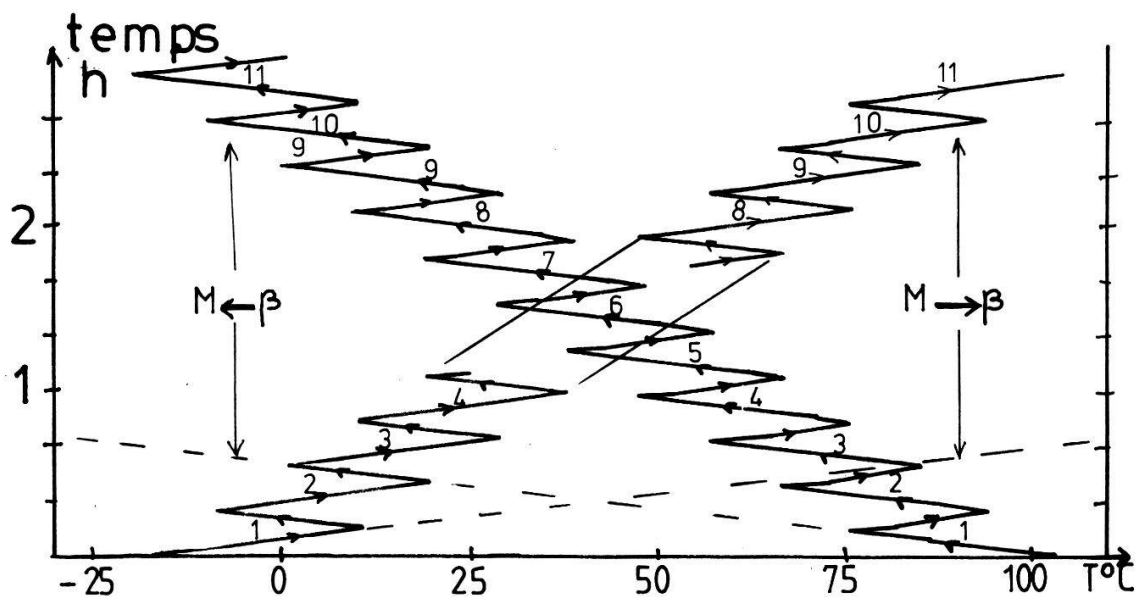


Figure 2

Température programmée pour différentes expériences
 --- Cycles globaux
 — Cycles partiels: ($\beta \rightarrow M$) $\Delta T = -30^\circ\text{C}$ puis $+20^\circ\text{C}$
 ($M \rightarrow \beta$) $\Delta T = +30^\circ\text{C}$ puis -20°C

La méthode des EA sur les petits cycles nous donne donc la possibilité de distinguer deux processus d'hystérèse différente, dont l'un serait associé à la croissance en longueur des plaquettes isolées, et l'autre à la réorientation des interfaces résultant de l'accommodation des contraintes internes au fur et à mesure que croît la martensite.

RÉFÉRENCES

- [1] L. DELAEY, Shape memory effect, superelasticity and damping in CuZnAl alloys, Report 78R1-1978 Université catholique de Louvain Belgique.
- [2] D. MAEDER et al., *Emissions acoustiques lors d'une transformation martensitique*, Helv. Phys. Acta 54 (1981) 222.
- [3] J. KAISER, Untersuchungen über das Auftreten von Geräuschen beim Zugversuch, Ph.D. thesis Technische Hochschule München (1950).

Ladungsträger – Lebensdauerermessung in Si

J. WALDMEYER, P. ROGGWILLER und R. SITTIG
 (Brown Boveri Forschungszentrum, CH-5405 Baden)

Für die Herstellung von Leistungs-Halbleiterbauelementen sind Kenntnis und gezielte Einstellung der Ladungsträgerlebensdauer τ von entscheidender Bedeutung. Es ist daher nötig, Lebensdauern im Ausgangsmaterial sowie solche nach einzelnen Prozessschritten zu ermitteln. In den vergangenen Jahren ist eine Vielzahl von Messmethoden für τ vorgeschlagen worden. Soll an Wafern mit $\tau \geq 10 \mu\text{s}$ gemessen werden, so muss durch sorgfältige Wahl der Messmethode der

Einfluss der Trägerrekombination an allen beteiligten Oberflächen und der Injektionshöhe mitberücksichtigt werden.

Im Vortrag werden vorwiegend optische Messmethoden für τ verglichen. Eine Infrarot-Messmethode wird vorgestellt, die die (oft wünschbare) Bestimmung der Lebensdauer *im Volumen* erlaubt, und für die eine modellhafte Beschreibung für unendliche Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit möglich ist. Experimentelle Resultate belegen den Einfluss der Oberflächenrekombination.

Properties of microcrystalline silicon: electrical conductivity, electron spin resonance and the effect of gas adsorption

S. VEPŘEK, Z. IOBAL, O. KÜHNE, P. CAPEZZUTO, F. A. SAROTT and J. GIMZEWSKI
(Institute of Inorganic Chemistry, University of Zürich, CH-8057 Zürich)

The electrical conductivity and electron spin density ($g = 2.0057$) of $\mu\text{c-Si}$ measured as a function of exposure of the samples to air show both reversible and irreversible incorporation of oxygen. The reversible adsorption of oxygen leads to a decrease in the room temperature dark conductivity and appearance of the ESR signal. Samples prepared under a proper negative bias of the substrate show neither the irreversible nor the reversible uptake of oxygen as indicated by IR spectroscopic (up to 7 months) and conductivity (up to 250 hours) measurements, respectively. The implications for tailoring of the properties of $\mu\text{c-Si}$ will be discussed.

Métallurgie, supraconductibilité

Supercooling of liquid Ga and P

E. MEYER
(Instituto de Física UFRJ, B1.A-4, Cidade Universitária, Rio de Janeiro, Brazil)

Liquid gallium and (white) phosphorus can be supercooled to T^-/T_M equal to 0.50 [1] and 0.64 [2] respectively, where T^- is the absolute maximum supercooling and T_M the melting temperature (of the stable α -phase in the case of Ga). These values are much lower than predicted by the isothermal nucleation theory of Turnbull and Fisher (0.82 ± 0.03 for most metals) [3–6]. Our adiabatic nucleation model leads to the following approximation formula,

$$\frac{T^-}{T_M} = \left(\frac{\Delta h_L}{c_p T_M} \right) (1.65 - 0.6/\sqrt{Qc_p^l})^{-1} \left(\exp \left(\frac{\Delta h_L}{c_p T_M} \right) - 1 \right)^{-1}$$

where Δh_L (cal/gram-atom) is the latent heat of fusion, c_p (cal/gram-atom-K) is the mean value of the specific heats of the solid and liquid (c_p^l) phase at constant pressure and at the melting temperature and Q is the number of atoms per

Table

Element	$\Delta h_L/c_p T_M$	c_p^l	Q	T^-/T_M (exp)	T^-/T_M (theor)	$(T_{\text{exp}}^- - T_{\text{theor}}^-)/T_M$
Ga $_{\alpha}$	0.66	6.81	2 (1)	<0.50	0.47 (0.50)	
Ga $_{\beta}$	0.36	6.93	1	0.58	0.58	0.00
Ga $_{\gamma}$	0.37	6.98	1	<0.63	0.58	
P $_{\alpha}$	0.078	6.29	4	0.64	0.63	0.01
Hg	0.34	6.81	1	0.66	0.59	0.07
Sn $_{\beta}$	0.46	7.10	1	0.62	0.55	0.07

The experimental values are obtained from Ref. [1, 2, 7-11].

molecule of the considered solid phase. Experimental and calculated T^-/T_M values are given in the table. The indicated $T^-/T_M(\text{exp})$ values of Ga $_{\alpha}$ (<0.50), Ga $_{\beta}$ (0.58) and Ga $_{\gamma}$ (<0.63) are the supercooling temperature attained by the liquid (where effectively the β -phase nucleated), divided the melting temperatures of the corresponding phases. The agreement between theory and experiment for Ga and P is far better than expected and this may be in part due to a coincidence. The theoretical and experimental T^- values of these two elements agree within 1% (of T_m) and in addition it is correctly predicted, that the Ga $_{\beta}$ phase will nucleate first, if Laves' [7] hypothesis is accepted, that Ga $_{\alpha}$ consists of Ga $_2$ molecules (in contrast to Ga $_{\beta}$). If Ga $_{\alpha}$ consisted of simple Ga atoms, this phase would nucleate at about the same temperature as Ga $_{\beta}$. The experimental T^-/T_M values of Hg [8] and Sn [9] agree only within 7% (of the T_M 's) with the theoretical values. It is possible that this is due to the uncertainty of our approximation formula, but as these experimental values are higher than the theoretical ones, it is also possible that this discrepancy is due to heterogeneous nucleation. All other supercooling experiments known to the author show T^-/T_M values, which are quite high in comparison with our model, a fact which certainly has to be explained by heterogeneous nucleation. Supported by CNPq/FINEP.

REFERENCES

- [1] L. BOSIO, A. DEFRAIN and I. EPELBOIN, *J. Physique* 27, 61 (1966).
- [2] J. H. HILDEBRAND and G. J. ROTARIU, *J. Am. Chem. Soc.* 73, 2524 (1951).
- [3] D. TURNBULL and J. C. FISHER, *J. Chem. Phys.* 17, 71 (1949).
- [4] D. TURNBULL, *J. Appl. Phys.* 21, 1022 (1950).
- [5] J. H. HOLLOWAY and D. TURNBULL, *Progr. in Metal Phys.* 4, 333 (1953).
- [6] J. W. CHRISTIAN, *The Theory of Transformations in Metals and Alloys*, Pergamon (1965).
- [7] F. LAVES, *Z. Krist.* 84, 256 (1933).
- [8] D. TURNBULL, *J. Chem. Phys.* 20, 411 (1952).
- [9] M. TAKAGI, *J. Phys. Soc. Japan* 9, 359 (1954).
- [10] L. BOSIO et al., *J. Chim. Phys.* 70, 357 (1973).
- [11] R. HULTGREN et al., *Selected Values of the Thermodynamic Properties of the Elements*, Am. Soc. for Metals (1973).

Caractérisation d'alliages dendritiques biphasés par topographie rayons X et diffractométrie rayons X*

M. RAPPAZ et E. BLANK

(Département des Matériaux, EPF-L, 34 chemin de Bellerive, CH-1007 Lausanne)

La plupart des alliages coulés industriellement présentent une microstructure de type dendritique. Pour une large gamme de conditions de solidification, un front de croissance plan est en effet instable et des dendrites apparaissent à l'interface solide-liquide [1]. Chaque dendrite composant de telles microstructures peut être idéalisée comme un 'sapin' infiniment long dont le tronc correspond pour des métaux cfc à une direction [001]. Les branches, périodiquement espacées le long du tronc, croissent également selon des directions cristallographiques principales ([100] et [010]), conférant ainsi à la dendrite une symétrie d'ordre 4. Les espacements entre les troncs et les branches des dendrites varient typiquement de 20 μm à 1000 μm suivant les conditions de solidification (principalement la vitesse de croissance et le gradient de température à l'interface). A cause de la microsegrégation, le liquide se trouvant entre les dendrites se solidifiant peut atteindre une composition eutectique. Dans de tels cas, des particules de seconde phase seront précipitées aux joints interdendritiques. Ces précipités vont non seulement délimiter clairement les dendrites mais également jouer un rôle très important dans les propriétés mécaniques de l'alliage ainsi obtenu.

Dans notre laboratoire, nous étudions le comportement plastique d'alliages dendritiques biphasés obtenus par solidification orientée. Les dendrites sont composées d'une solution solide (Ni, Cr) alors que les zones interdendritiques correspondent à un eutectique (Ni, Cr)- Cr_7C_3 . Le comportement mécanique de tels alliages a pu être décrit par un modèle de composite [2] en considérant une alternance de fibres ductiles (troncs de dendrites) et de fibres semi-ductiles (branches + zones interdendritiques). Un tel modèle rend cependant difficilement compte de l'inhomogénéité de la déformation plastique dans de tels microstructures.

Les techniques de topographie rayons X et de diffractométrie à microfaisceau de rayons X ont été choisies pour caractériser, à une échelle microstructurale, l'état de déformation de ces alliages dendritiques biphasés. La topographie rayons X [3], qui est en quelque sorte l'équivalent de la microscopie électronique en fond sombre, consiste à visualiser une surface avec un faisceau de rayons X qu'elle diffracte. Des informations spatiales semi-quantitatives sur les désorientations de microdomaines peuvent ainsi être mises en évidence. L'installation de diffractométrie à microfaisceau de rayons X (diamètre du faisceau $\sim 100 \mu\text{m}$) que nous avons développée permet d'une part de mesurer quantitativement l'orientation du microdomaine irradié, d'autre part d'analyser la forme des pics de diffraction. Les principales caractéristiques de cet appareillage sont: un goniomètre 4-cercles (résolution: 0.005° pour chaque angle) et un système de comptage asservi à une calculatrice HP9825, un système optique (laser + miroirs ajustables) permettant de repérer facilement la zone irradiée.

Les mesures faites jusqu'à ce jour ont visé essentiellement à caractériser les échantillons dendritiques directement après solidification orientée. Les résultats

peuvent se résumer comme suit: 1) la section d'un barreau solidifié ($\phi = 6$ mm) présente généralement 3 ou 4 grains ayant des orientations cristallographiques bien distinctes; 2) pour la plupart des grains, l'axe [001] (tronc de la dendrite) est proche ($\leq 15^\circ$) de l'axe du barreau. (Exceptionnellement, des déviations de 20° ou même 30° ont été mesurées); 3) Les joints de grain qui sont clairement mis en évidence par topographie rayons X passent toujours par des zones interdendritiques; 4) A l'intérieur d'un grain, les dendrites sont caractérisées par des distributions d'orientation assez étroites (typiquement $1-2 \cdot 10^{-4}$ stéradians); 5) La maille mesurée pour la solution solide (Ni, Cr), $a = 3.55 \text{ \AA}$, correspond à une concentration de ~ 18 at% de Cr [4]. Aucune variation appréciable de la maille en fonction de l'endroit mesuré n'a été détectée; 6) Les mesures de largeurs de raie faites sur les troncs des dendrites montrent que si les courbes $\theta-2\theta$ mesurant les variations $\Delta d/d$ de l'échantillon sont assez proches de celles d'un 'bon' monocristal (i.e. non dendritique), les 'rocking curves' reflétant la structure mosaïque du specimen sont en revanche beaucoup plus larges.

Cette recherche fait partie du Projet National Suisse "Matériaux et Matières Premières" supporté par le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

REFERENCES

- [1] M. C. FLEMINGS, *Solidification Processing*, McGraw Hill, 1974.
- [2] E. BLANK et M. RAPPAZ, Colloque International du CNRS no 319 sur le 'Comportement Plastique des Solides Anisotropes', Villard-de-Lans, France (1981).
- [3] B. K. TANNER, *X-Ray Diffraction Topography*, Pergamon Press, 1976.
- [4] A. TAYLOR and R. W. FLOYD, *J. Inst. Met.* 80, 577 (1952).

Substitution du Mg et du Ni dans l'alliage stockeur d'hydrogène Mg_2Ni

J.-J. DIDISHEIM et K. YVON

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

L'hydrure métallique ternaire Mg_2NiH_4 présente des caractéristiques prometteuses pour son utilisation comme réservoir à hydrogène. Nous étudions la possibilité d'améliorer ces caractéristiques en remplaçant une partie du Mg par des métaux alcalins ou l'aluminium, ou en remplaçant une partie du Ni par d'autres métaux de transition. Nous présentons des résultats sur l'influence de ces substitutions sur le poids d'hydrogène stocké par gramme d'alliage et sur la température de désorption. Ce travail est soutenu par le NEFF.

Supraconductivité induite par un champ magnétique

M. DECROUX et Ø. FISCHER

(Ecole de Physique, DPMC, 32 Bd d'Yvoy, CH-1211 Genève 4)

Dans un supraconducteur contenant des ions magnétiques, l'interaction d'échange J joue un rôle primordial dans les mécanismes de 'pair-breaking'. Dans le cas où J est négatif Jaccarino et Peter ont prédit en 1962 l'existence d'un état supraconducteur induit par un champ magnétique extérieur (double domaine).

Dans les composés du type $\text{Sn}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Mo}_6\text{S}_8$, les analyses des champs critiques ont permis de conclure que J était négatif ainsi qu'à l'existence d'un double domaine pour des échantillons dont la concentration d'euporium est proche de $x = 0.8$. Nos récents résultats expérimentaux ont permis de confirmer cette conclusion.

The anomalous transport properties of the Chevrel-phase compound EuMo_6S_8

H. W. MEUL, M. DECROUX, Ø. FISCHER, R. NOER and R. ODERMATT
(Université de Genève, DPMC, 32 bd d'Yvoy, CH-1211 Genève 4)

The Chevrel-phase compound EuMo_6S_8 is still one of the most intriguing systems in the context of magnetic superconductors. Because some of its unusual properties, especially the absence of superconductivity, are not well understood, we have studied the transport properties (electrical resistivity, magneto resistance, Hall-effect) of very homogeneous and compact samples, prepared by an hot-pressing technique. The anomalous behavior of the electrical resistivity, the strong negative magneto resistance, which follows roughly the square of the magnetization, and the Hall-resistivity, which turned out to be very sensitive to the details of the sample preparation, will be discussed in terms of a narrow, partial band gap at the Fermi level.

Pénétration de flux et densité de courant critique dans des échantillons massifs de PbMo_6S_8

C. ROSSEL et Ø. FISCHER
(Université de Genève, DPMC, 32 bd d'Yvoy, CH-1211 Genève 4)

En étudiant la réponse d'un supraconducteur de type II soumis à un faible champ magnétique alternatif b_0 superposé à un large champ stationnaire B , il est possible d'extraire les profils de flux dans l'échantillon (cylindre) et donc la distribution radiale de la densité de courant critique J_c . De plus des informations sur le mouvement et l'élasticité des lignes de flux peuvent s'obtenir. Nous avons procédé à cette analyse sur divers échantillons de PbMo_6S_8 dont certains de poudre frittée à chaud.

Par ailleurs une amélioration de J_c a été obtenue en créant une concentration suffisante de centres d'ancrage par irradiation avec des neutrons rapides. J_c (4.2 K, 6 T) $\approx 4.5 \cdot 10^8$ A/m² est atteint dans le meilleur des cas. Les valeurs de $J_c(B)$ sont comparables avec celles tirées des mesures d'aimantation.

Intensity of the acoustic emission generated by the sudden creation of either an edge dislocation loop or of a circular mode I microcrack

B. TIRBONOD
(Swiss Federal Institute for Reactor Research, CH-5303 Würenlingen)

The intensity of the acoustic emission generated by the sudden creation of either a dislocation loop or of a microcrack can be derived using the dislocation

theory for the source of the waves and the Green's function method for the wave propagation [1].

Consider in an elastic and infinite medium an infinitesimal dislocation loop suddenly created at time t' at the point $\vec{r}'(x'_i)$ with a normal vector $d\vec{A}$ and a Burgers vector \vec{b} which are assumed to have the same direction \vec{i} (edge dislocation loop). The wave displacement (or acoustic emission) $du_m(\vec{r}, t)$ induced by this loop at the point $\vec{r}(x_i)$ at time t is (1)

$$du_m(\vec{r}, t) = dA_i b_i (\lambda \partial u_{mk} / \partial x'_k + 2\mu \partial u_{mi} / \partial x'_i) \quad (1)$$

where $\lambda, \mu =$ Lamé coefficients, $u_{mk}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') =$ Green's function, i.e. the displacement at \vec{r} and at time t induced by a point force suddenly applied and maintained at \vec{r}' at time t' .

Assuming that the dimensions of the loop are small compared with $|\vec{r} - \vec{r}'|$, that is to say, the derivatives of u_{mk} with respect to $x_k - x'_k$ are constant, the integration can be made over only dA . For a circular loop of radius a , the wave displacement induced then is proportional to $a^2 b$.

A mode I crack of radius a can be represented by a continuous distribution of edge dislocation loops of radius $a' \leq a$ and with infinitesimal Burgers vector [2]. The total Burgers vector at the distance a' from the center of the crack which satisfies the condition that it is zero outside the crack is

$$b(a') = \frac{8}{\pi} \frac{1-\nu}{2-\nu} \frac{\sigma}{\mu} (a^2 - a'^2)^{1/2}$$

where $\nu =$ Poisson coefficient, $\sigma =$ fracture stress.

With the same assumptions as above (small crack) and after integration of (1) over dAb , the wave displacement induced by the sudden creation of the crack is proportional to $\sigma \mu^{-1} a^3$ instead of $a^2 b$ for the dislocation loop. (A more extensive paper is in preparation).

REFERENCES:

- [1] J. P. HIRTH and J. LOTHE, *Theory of Dislocations*, McGraw-Hill ed. (1969).
 [2] Y. T. CHOU and J. C. M. LI, *Mathematical Theory of Dislocations*, T. Mura ed., New-York ASME (1969), 116.

Transitions de phase I

Electronic-response description of the covalent-ionic and ionic-metallic transitions in $A^N B^{8-N}$ compounds

J. BAUR

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

A. BALDERESCHI and K. MASCHKE

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

The changes of chemical bonds along the isoelectronic series Si, AlP, MgS and NaCl are studied with the selfconsistent pseudopotential method. Each

compound is studied both in the rocksalt structure (B1) and in the zincblende structure (B3). In the B1-case, the isoelectronic series is simulated by starting from NaCl and then reducing the electronegativity difference between the two atoms in the unit cell. We find that this reduction produces an ionic \rightarrow metallic transition whose description requires the inclusion of high-order terms of the electronic response. In the B3-case, the series is constructed from Si by increasing the electronegativity difference. We find that the resulting covalent \rightarrow ionic transition is properly described including up to second-order terms in the electronic response. The reduction of the covalent bond charge is studied as function of the ionicity.

Der Glasübergang in nematischen Flüssigkristallen

H. R. ZELLER

(Brown Boveri Forschungszentrum, CH-5405 Baden)

Nematische Flüssigkristalle lassen sich in vielen Fällen ohne Kristallisation bis zum Glasübergang abkühlen. Sie bilden ideale Modellsysteme für das Studium von kinetischen Prozessen (Diffusion, Viskosität, Relaxation etc.) und des Glasübergangs, denn sie vereinigen in sich Aspekte von ungeordneten Systemen (Molekülschwerpunkte) und kristallinen Systemen (Molekülachsen). Im Gegensatz zu isotropen Flüssigkeiten und Gläsern existieren einfache wohldefinierte mikroskopische Prozesse wie z.B. die 180° Rotation eines Moleküls in bezug auf die nematische Symmetrieachse, die sich mit dielektrischer Relaxation studieren lässt.

Es werden dielektrische Relaxationsmessungen und die sich ergebenden Konsequenzen für Modelle des Glasübergangs diskutiert.

On the Vogel-Fulcher law in undercooled liquids

W. R. SCHNEIDER and S. STRÄSSLER

(Brown Boveri Research Center, CH-5405 Baden)

Vogel and Fulcher proposed that the temperature dependence of various transport and relaxation processes in undercooled liquids obeys the law $r \sim \exp(-A/(T - T_0))$. We show how this law follows from a 'Van der Waals' theory. An explicit calculation is discussed for the case of nematic liquid crystals.

Ueberhitztes Eis

D. MÜGLER, K. BAUMANN and J. H. BILGRAM

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

Wir messen die Zeitabhängigkeit der Intensität des Lichtes, das im Innern eines durch einen Drucksprung überhitzten Eis-Einkristalls gestreut wird. Nach

dem Drucksprung bleibt der Kristall zunächst optisch homogen. Nach einer Verzögerungszeit τ steigt die Intensität steil an. τ nimmt ab mit zunehmender Anfangsüberhitzung. Zum Beispiel wird bei einer Ausgangstemperatur von -2°C und einer Anfangsüberhitzung von 2°C eine Verzögerung τ von etwa 200 ms beobachtet. Bei Vorwärtsstreuung ($\theta = 30^\circ$) misst man nicht die gleiche Verzögerung wie bei (gleichzeitig gemessener) Rückwärtsstreuung ($\theta = 120^\circ$). Differenzen bis zu 100 ms treten auf. Eine systematische Abhängigkeit vom Kristalldurchmesser (15 mm und 50 mm) ist bisher nicht beobachtet worden. Zeitunterschiede werden auch beobachtet bei gleichzeitiger Messung der 90° -Streuung in der Nähe des Randes und im Zentrum des Kristalls.

Transitions de phase II

Replica-method for Ginzburg–Landau Hamiltonians

H. CARL

(Université de Lausanne, IPT, CH-1015 Lansanne-Dorigny)

We present some detailed calculations around the critical dimension $d_c = 4$ involving a sum of random Ginzburg–Landau Hamiltonians where the coefficients of the quadratic and the gradient terms are random independent gaussian-distributed variables. The method generates new interactions and we look for recursion relations around non-trivial fixed points; we get also critical exponents for the system.

Mössbaueruntersuchung der strukturellen Phasenumwandlungen von RbFeF_4

H. BAUMELER, H. KELLER und W. KÜNDIG

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

I. M. SAVIC

(Faculty of Natural and Math. Sciences, Belgrade (YU))

In der Schichtstruktur RbFeF_4 wurden mit Hilfe von kalorimetrischen, optischen und Röntgenuntersuchungen ein struktureller Phasenübergang 1. Ordnung bei 378 K und ein Phasenübergang 2. Ordnung bei 418 K gefunden [1]. Diese Uebergänge können anhand eines einfachen Modells [1], das auf Drehungen der FeF_6 -Oktaeder um die kristallografischen Achsen in der Schichtebene beruht, interpretiert werden. In dieser Arbeit wurden Mössbaueruntersuchungen an einkristallinen Proben durchgeführt. Die Spektren zeigen bei beiden Phasenumwandlungen eine charakteristische Linienverbreiterung und bei der Umwandlung 1. Ordnung eine Diskontinuität in der Quadrupolaufspaltung, die wahrscheinlich von der sprunghaften Reorientierung der FeF_6 -Oktaeder herrührt.

Weitere Aufschlüsse über die Dynamik dieser Phasenübergänge können aus der Zentrumsverschiebung und dem f -Faktor gewonnen werden.

LITERATUR

[1] M. HIDAHA, I. G. WOOD, B. M. WANKLYN and B. J. GARRARD, *J. Phys. C* 12, 1799 (1979).

Mean-Field Peierls-Uebergang in Pt-Ketten-Salzen

E. F. STEIGMEIER, H. AUDERSET und D. BAERISWYL
(Laboratories RCA Ltd., Badenerstr. 569, Ch-8048 Zürich)

Aus Ramanmessungen an ZnOP ($\text{Zn}_{0.81}\text{Pt}(\text{C}_2\text{O}_4)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$) und CoOP ($\text{Co}_{0.83}\text{Pt}(\text{C}_2\text{O}_4)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$) wurde die Temperaturabhängigkeit der Amplituden-Mode bestimmt. Die Kopplungskoeffizienten, die den Ordnungsparameter darstellen, gehen nach Null bei 320 K und 305 K, mit klassischen Exponenten. Dieses Verhalten wird als 'mean-field' Peierls-Uebergang interpretiert, d.h. $T_{3d} \approx T_p^0$. Der drastische Unterschied zu KCP, wo die dreidimensionale Ordnung bei viel tieferen Temperaturen einsetzt ($T_{3d} \approx 100$ K), als man aus der 'mean-field'-Theorie erwartet ($T_p^0 \approx 600$ K), wird als Hinweis auf eine verstärkte Kopplung zwischen den Ketten im Falle von CoOP und ZnOP gedeutet. Dies steht im Einklang mit der viel schwächeren elektrischen Anisotropie dieser Materialien im Vergleich zu KCP.

Elastisches Verhalten in inkommensurablen Phasen: $\text{SC}(\text{NH}_2)_2$ vs. K_2SeO_4

W. REHWALD
(Laboratories RCA Ltd, Badenerstr. 569, CH-8048 Zürich)

Die elastischen Steifigkeiten, bestimmt aus Schallgeschwindigkeitsmessungen mit Ultraschall, werden für zwei dielektrische Kristalle mit inkommensurablen Phasen verglichen: Thioharnstoff und Kaliumselenat. Gemeinsam ist beiden Materialien ausser der Raumgruppe der Paraphase die Kopplung wenigstens einer Longitudinalwelle an Energiedichtefluktuationen und ein Verlauf der Steifigkeiten in der inkommensurablen Phase, der durch den anwachsenden Ordnungsparameter bestimmt wird. Während sich aber beim K_2SeO_4 in der Scherkomponente C_{55} eine Kopplung an das Phason und, nahe am Einrastübergang, auch an ein Solitionengitter bemerkbar macht, deutet beim $\text{SC}(\text{NH}_2)_2$ nichts auf derartige Effekte hin. Diese Resultate werden mit jüngsten Neutronenstreuendaten verglichen.

Probable observation of a critical end point in [111]-stressed SrTiO₃

K. A. MÜLLER

(IBM Zurich Research Laboratory, CH-8803 Rüschlikon)

Abstract. Most recent E.P.R. experiments of Müller and Berlinger [1] on [111]-stressed SrTiO₃ are compatible with the existence of a critical end point. For finite compressional stresses, a second-order Ising line ends at a first-order line of Potts character, and corroborates in part a theoretical investigation by Blankschtein and Mukamel [2].

REFERENCES

[1] K. A. MÜLLER and W. BERLINGER, *Z. Phys.* B46 81 (1982).

[2] D. BLANKSCHTEIN and D. MUKAMEL, *Phys. Rev. B* (February 1982).

Quantum fluctuations in ultrasonic experiments and validity of mean-field theory in KTa_{1-x}Nb_xO₃

D. RYTZ

(Institut de Physique Expérimentale EPFL, CH-1015 Lausanne, Switzerland)

and U. T. HÖCHLI¹⁾

(Istituto di Fisica dell'Università, I-27100 Pavia, Italy)

The ferroelectric mixed crystal KTa_{1-x}Nb_xO₃ has become a prototype [1] of a quantum limit. Near the minimum Nb concentration necessary to stabilize the ferroelectric phase at 0 K, the critical indexes γ and δ describing the critical behavior of the susceptibility $\chi \sim (T - T_c)^\gamma$ and of the phase diagram $T_c \sim (x - x_c)^\delta$, respectively, are drastically modified for T_c below 40 K. This has been attributed to a change of the effect of fluctuations on the stability of the ferroelectric phase [2]. It is plausible to assume that below a certain temperature, fluctuations become of the quantum type, i.e., independent of temperature, but an explicit demonstration of the effect occurring in the temperature range of interest is still lacking. This demonstration is afforded by elasticity measurements presented in this Note.

Structural phase transitions (whether polar or not) are associated with drastic changes of elastic properties. One or more components of the elastic tensor behave typically as shown in Fig. 1, a (broadened) step function being superimposed on an (also broadened) anomaly of Curie-type $|T - T_c|^{-\epsilon}$. This composite anomaly has also been observed experimentally in SrTiO₃ in the vicinity of the structural transition occurring at 105 K. The two components have been attributed to mean-field driven [3] and fluctuation-driven [4] changes of the elasticity, respectively. We report here on acoustic-resonance measurements allowing straightforward determination of the elastic compliance s_{11}^{-1} in KTa_{1-x}Nb_xO₃ crystals. On approaching the quantum limit (by varying the Nb concentration x),

¹⁾ Permanent address: IBM Zurich Research Laboratory, CH-8803 Rüschlikon, Switzerland.

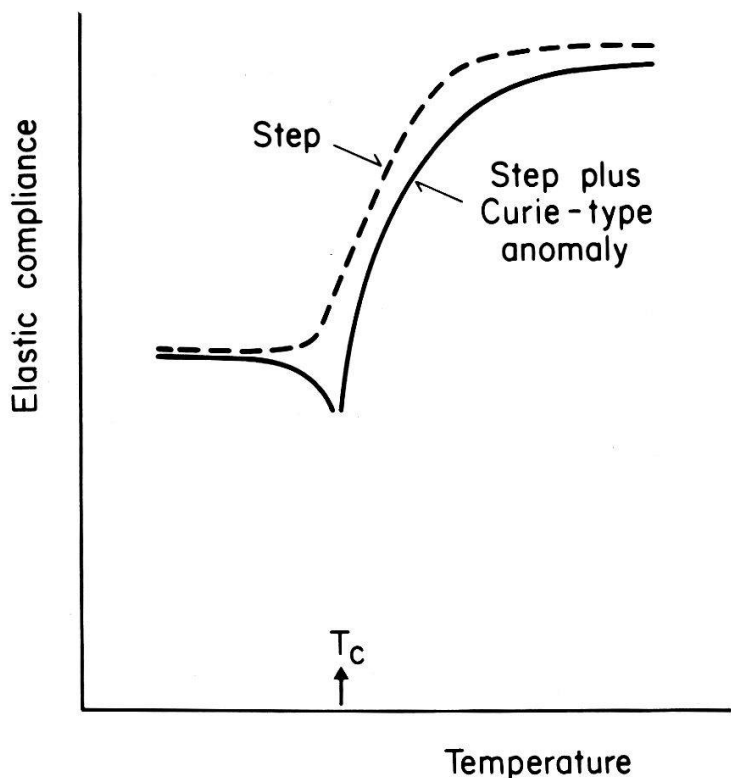


Figure 1
 Step anomaly (broken line) and composite anomaly (full line) consisting of step and Curie-Weiss contributions of the elastic compliance s_{11}^{-1} (schematic).

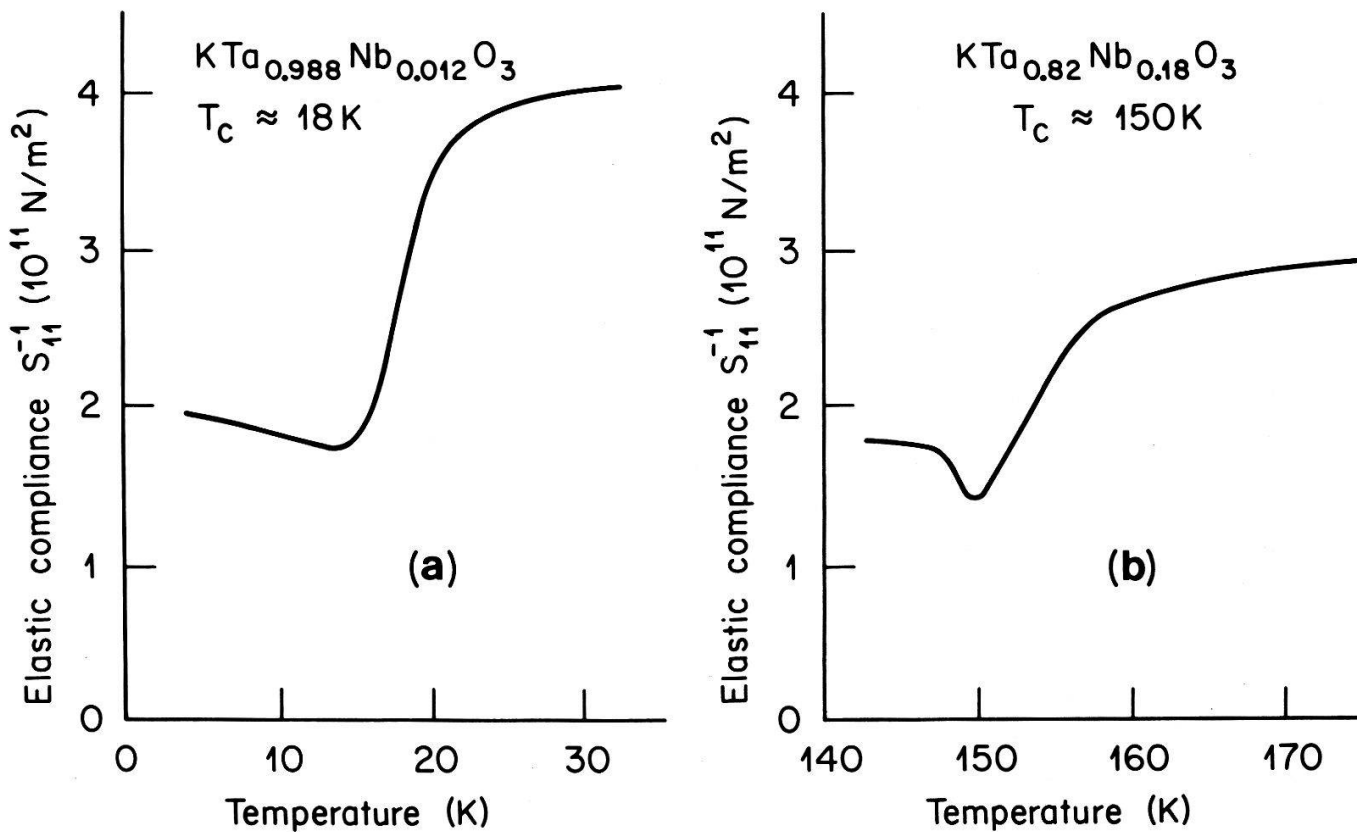


Figure 2
 Observed elastic compliance in $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$ for $x = 0.012$ and $x = 0.180$. The corresponding Curie points are at 18 and 150 K, respectively.

the size of the step function remains practically invariant, whereas the Curie-type anomaly is gradually quenched. Figure 2 shows the elastic compliance for the 'classical' case $\text{KTa}_{0.82}\text{Nb}_{0.18}\text{O}_3$ and for the 'quantum' case $\text{KTa}_{0.988}\text{Nb}_{0.012}\text{O}_3$. In the latter, just barely above the quantum limit, only a step-function-type anomaly is observed.

Such a step function is exactly the result predicted by mean-field theory [3] and is therefore evidence for its validity close to the quantum limit. The crossover from composite anomaly to step anomaly occurs in a temperature range around 40 K, thus coinciding with the crossover behavior of the dielectric anomaly [2]. This constitutes a direct although still qualitative confirmation for the presence of a Gaussian fix point at the quantum limit [5].

REFERENCES

- [1] See, e.g., U. T. HÖCHLI, *Ferroelectrics*, 35, p. 17 (1981)
- [2] D. RYTZ, U. T. HÖCHLI and H. BILZ, *Phys. Rev. B*, 22, p. 359 (1980).
- [3] J. C. SLONCZEWSKI and H. THOMAS, *Phys. Rev. B*, 1, p. 3599 (1970).
- [4] U. T. HÖCHLI and A. D. BRUCE, *J. Phys. C*, 13, p. 1963 (1980).
- [5] R. MORF, T. SCHNEIDER and E. STOLL, *Phys. Rev. B*, 13, p. 462 (1977).

Propriétés optiques I

Winkelaufgelöste Photoemission aus TiS_2 und $\text{Ti}_{1-x}\text{V}_x\text{S}_2$

M. SCHÄRLI und J. BRUNNER

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

H. P. VATERLAUS und F. LÉVY

(Institut de Physique Appliquée, EPF, CH-1007 Lausanne)

Einkristalle von TiS_2 und $\text{Ti}_{1-x}\text{V}_x\text{S}_2$ mit $0.01 \leq x \leq 0.4$ wurden hergestellt mittels der chemischen Transportmethode. Die elektronische Struktur von TiS_2 , insbesondere in der Nähe der Fermienergie E_F , ist noch ungeklärt. Das bei Leitfähigkeitsmessungen beobachtete semi-metallische Verhalten steht in Widerspruch zu optischen Messungen, welche TiS_2 als Halbleiter mit einer Bandlücke von 1–2 eV charakterisieren. Die Druckunabhängigkeit des Hallkoeffizienten schliesst eine Ueberlappung zwischen S 2p und Ti 3d Bändern ebenfalls aus. Mit winkelaufgelöster Photoemission (HeI: 21.2 eV) haben wir die projizierte, zweidimensionale Bandstruktur $E(k_{\parallel})$ längs ΓM resp. AL bestimmt. Der Vergleich mit einer LCAO-Bandstruktur-Rechnung [1] zeigt im allgemeinen gute Uebereinstimmung. Als wesentliche Unterschiede finden wir i) für die indirekte Bandlücke ΓM den Wert von 1.2 eV statt des theoretisch vorausgesagten Werts von 0.3 eV; ii) statt eines nur in der Nähe des L -Punktes besetzten Ti-3d Bandes eine schwache, dispersionslose Struktur direkt bei E_F , welche sich über den ganzen k_{\parallel} -Bereich erstreckt.

Optische Untersuchungen des Systems $\text{Ti}_{1-x}\text{V}_x\text{S}_2$ zeigen ein Minimum der Plasmafrequenz, d.h. ein Minimum in der Dichte der freien Ladungsträger, bei einer Vanadium-Konzentration von $x = 0.05$ und $x = 0.1$.

Die Photoemissionsspektren von $Ti_{1-x}V_xS_2$ zeigen ebenfalls eine zusätzliche, sehr schmale und dispersionslose Struktur in der Nähe von E_F , deren Intensität proportional zur V-Konzentration anwächst. Während dieses Band für $x = 0.01$ resp. $x \geq 0.2$ die Fermi-Energie schneidet, liegt es für $x = 0.05$ deutlich unterhalb E_F , in guter Übereinstimmung mit den optischen Messungen. Diese zusätzliche Struktur bei E_F wird als lokalisiertes Störband interpretiert.

LITERATUR

- [1] A. ZUNGER and A. J. FREEMAN, Phys. Rev. B16, 906 (1977).

Photoemission aus UFe_2

J. BRUNNER, M. ERBUDAK und F. HULLIGER

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, CH-8093 Zürich)

Der atomare Charakter der $5f$ -Elektronen zeigt sich in der Abhängigkeit ihrer Intensität von der Anregungsenergie. Die Energieverteilungen der Photoelektronen aus UFe_2 bei Photonenenergien 21.2, 40.8 und 1253.6 eV hingegen zeigen eine solche Abhängigkeit nicht. Sie ähneln eher denen aus Übergangsmetallen mit nahezu voller d -Schale, z.B. Pd. Diese Beobachtung deutet darauf hin, dass die $5f$ -Elektronen in UFe_2 ihren atomaren Charakter verloren haben und sich wegen der f - f -Ueberlappung und starker Hybridisierung mit Eisen $3d$ -Elektronen sich itinerant verhalten. Dieses Ergebnis ist mit den magnetischen Eigenschaften in Übereinstimmung. Die $4f$ -Photolinien sind sehr schmal und weisen auf die niedrige Zustandsdichte bei E_F hin. Bemerkenswert ist auch die Abwesenheit des 7 eV Satelliten, der bei bisher gemessenen Verbindungen mit teilweise lokalisierten $5f$ -Elektronen beobachtet wurde. Es wird somit bestätigt, dass dieser Satellit in engem Zusammenhang mit dem Lokalisierungsgrad steht.

Alkali metal states in GIC's: A new interpretation

M. POSTERNAK and A. BALDERESCHI

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

E. WIMMER and A. J. FREEMAN

(Northwestern University, Evanston, Ill. 60201, USA.)

Comparison of experiments on the electronic structure of the alkali metal graphite intercalation compounds with available theoretical calculations has not yet clarified the problem of the energy location of the metal valence states. We present here a new interpretation of GIC's band structure, based on the full-potential linearized augmented plane-wave (FLAPW) method and a layer approach of the compounds. As a first application, self-consistent band structure calculations have been performed on a C_2 graphite monolayer, a C_2 - C_2 double

layer and a C_6 -Li- C_6 sandwich. It is found, in contradiction to previous results, that the strongly dispersing vacant band above Fermi energy does not originate from the Li 2s valence state, which is shifted above vacuum level. We show that it is actually a modified free electron band, which is orthogonal to the Li core state, and is also present if the Li atoms are removed.

Site-selection Spektren von Chlorophyll-B in Vesikeln

J. FÜNFSCHILLING

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

Wir haben beobachtet, dass Chlorophyll-B in Lecithin-Vesikeln ähnlich scharfe Fluoreszenzspektren zeigt wie in normalen organischen Gläsern. Wir konnten die Verteilung der 0-0 Null-Phononen Uebergänge in diesen Vesikeln und diversen organischen Gläsern bestimmen, indem wir annahmen, dass die Intensität der 0-0 Null-Phononenlinien proportional zu der Dichte der Moleküle mit dieser Uebergangsenergie ist. Das Ziel dieser Arbeiten ist es, Informationen über die lokale Umgebung der Chlorophyll Moleküle zu erhalten. Dass Site-Selection Spektren empfindlich auf Aenderungen in der Umgebung der Moleküle reagieren, wird auch durch die Beobachtung bestätigt, dass kleine, chemisch induzierte Strukturänderungen der Vesikel Membran auch kleine, aber deutliche Aenderungen im Fluoreszenzspektrum zur Folge haben.

Übertragung von Triplett-Energie zwischen Molekülen in einem Glas

E. WASMER, J. FÜNFSCHILLING und I. ZSCHOKKE-GRÄNACHER

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

Stimmt bei verschiedenen, in einem Glas gelösten Molekülen die Energie des angeregten Triplett-Zustandes innerhalb der Linienbreite überein, so besteht die Möglichkeit eines resonanten Energietransfers.

Anhand eines geeigneten Donor-Akzeptor-Systems (1-Jodnaphthalin als Donor, perfluoriertes Naphthalin als Akzeptor, Aethanol als Lösungsmittel) wird gezeigt, dass der resonante Transfer von Triplett-Energie im Vergleich zum nicht-resonanten, phonon-assistierten Transfer wesentlich effizienter ist. Ferner wird eine Methode zur Messung der Transferzeit vorgestellt.

Propriétés optiques II

Abschirmungsmechanismen in Th und La

H. R. MOSER

(Lab. für Festkörperphysik, ETH-Hönggerberg, CH-8093 Zürich)

Y. BAER

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

Die in Th $4f$ und La $3d$ auftretenden XPS-Satelliten werden durch Vergleich mit Electron-Energy-Loss-Spektren (EELS) auf gemeinsamer Energieskala untersucht. Die freie Wahl von Primär- und Endzustandsenergie in EELS gestattet es, die Endzustands-symmetrie eines Überganges aus der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes herauszuholen. Eine solche Interpretation der Spektren zeigt, dass Th $5f^1$ in Anwesenheit eines $4f$ -Loches lokalisiert und (im Gegensatz zu La $4f^1$ mit $3d$ -Loch) über der Fermienergie bleibt. Der XPS Th $4f$ Satellit wäre demnach ein 'shake up'. Die entsprechende Struktur in EELS zeigt das Intensitätsverhalten eines $\Delta l = 0$ -Überganges. Die Energieverlust-Spektren der Oxide jedoch legen nahe, dass man kaum mit zwei verschiedenen Abschirmungsmechanismen allein (shake-Prozesse, Abschirmung durch Bandzustände) auskommt.

Zur Elektronenstruktur von PdH

L. SCHLAPBACH

(Festkörperphysik ETH, CH-8093 Zürich)

J. P. BURGER

(Physique des Solides, Univ. Paris-Sud, F-91405 Orsay)

Nach Bandstrukturrechnungen verschiedener Autoren [1] induziert die Wasserstoffabsorption in Pd neue Zustände 6 bis 8 eV unter E_F . In älteren Messungen der Photoemission ist ein zusätzliches Band bei 5.5 eV beobachtet und als H induziertes Band interpretiert worden [2].

Wir haben $\text{PdH}_{0.6}$ bei 100 K mit XPS und UPS untersucht. Im Vergleich zu Pd ist in $\text{PdH}_{0.6}$ das $4d$ Band leicht von E_F weggeschoben, so dass $N(E_F)$ stark abnimmt. Bei 5 bis 6 eV beobachten wir keine Änderung; ingegeen ist bei 8 eV eine zusätzliche Emission feststellbar die auf H-induzierte Zustände hinweist. Die $3d$ -Rumpfniveaus werden um $+0.15 \pm 0.10$ eV zu grösserer Bindungsenergie verschoben. Die Ergebnisse werden ausführlicher in J. de Physique Lettres 43 (1982) veröffentlicht.

LITERATUR

[1] SWITENDICK, Z. Phys. Chemie NF 117, 89 (1979).

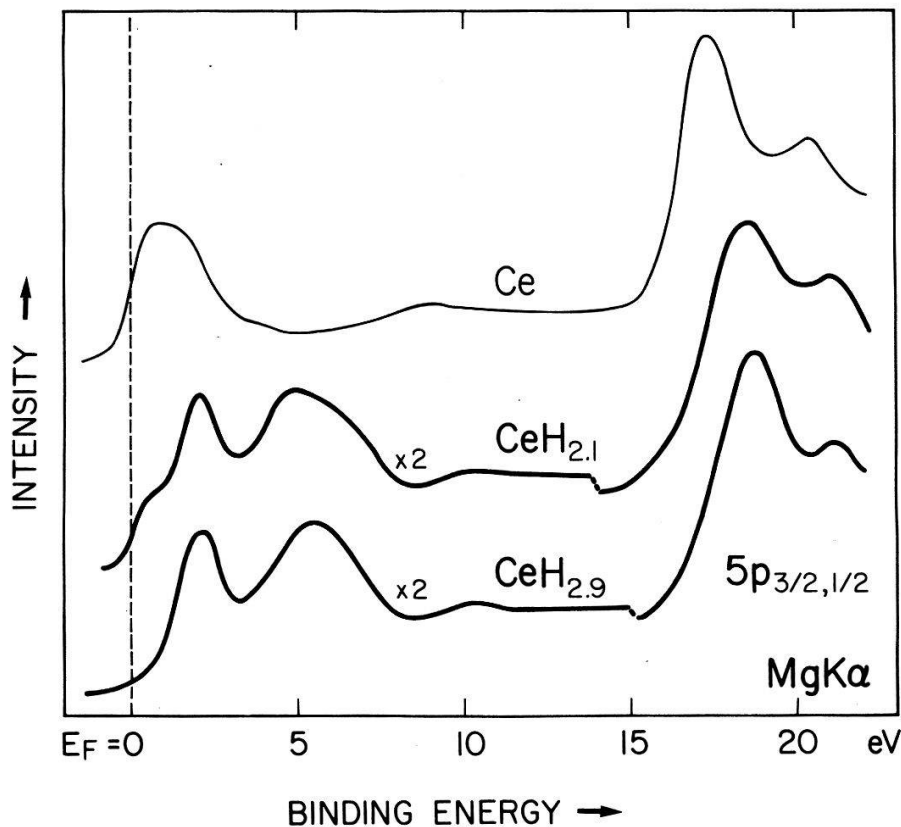
[2] EASTMAN et al., Phys. Rev. Lett. 27, 35 (1971).

XPS-Valenzbandspektren von Cer-Hydriden

J. OSTERWALDER und L. SCHLAPBACH

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

Bei metallischem Cer liegt das besetzte $4f$ -Niveau inmitten des Leitungsbandes und kann mit XPS nicht aufgelöst werden. Von Lanthan weiss man, dass bei Hydridbildung die $5d$ Leitungszustände zugunsten von tieferen, H-induzierten Bändern entleert werden. Unsere Messungen an $\text{CeH}_{2.1}$ und $\text{CeH}_{2.9}$ zeigen tatsächlich das freigelegte $4f$ -Niveau bei ca. 2.0 eV (siehe Figur), sowie die neuen Hydridbänder bei 5.0 eV bzw. 5.4 eV. Wie beim Lanthan liegen bei $\text{CeH}_{2.1}$ noch wenige Leitungszustände bei E_F vor, welche bei $\text{CeH}_{2.9}$ ganz verschwinden. Eine ausführlichere Veröffentlichung der Arbeit erfolgt in *Solid State Comm.* 42/4 (1982).



Spinpolarisierte Photoemission aus Germanium

R. ALLENSPACH, F. MEIER und D. PESCIA

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

Bei Bestrahlung von Ge mit zirkularpolarisiertem Licht werden spinpolarisierte Elektronen emittiert. Messungen an (100)-, (110)-, (111)- und (211)-Flächen zeigen, dass das Spektrum der Spinpolarisation $P = P(h\nu)$ annähernd

richtungsunabhängig ist. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die für die Polarisation verantwortlichen Interbandübergänge in der Nähe des Γ -Punktes stattfinden, wo die Bandstruktur für alle Richtungen gleiches Verhalten zeigt. Insbesondere finden auch entlang der (110)-Richtung Uebergänge statt, was aufgrund der gruppen-theoretischen Auswahlregeln nur bei Hybridisierung der Bänder möglich ist. Der Vergleich mit Messungen an GaAs (110) zeigt Unterschiede im Spektrum, die der Anwesenheit eines Inversionszentrums in Ge zuzuschreiben sind.

Spinpolarisierte Photoemission an metallischen Gläsern $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$

E. COLLA, D. MAURI und M. LANDOLT

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

Die spinabhängige elektronische Struktur von ferromagnetischen metallischen Gläsern wurde noch nicht untersucht. Deshalb haben wir spinpolarisierte Photoemission an $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$ ('Metglas' Allied Chem. 2605) durchgeführt. Die Polarisation des Photoyields ist für $h\nu < 10.2 \text{ eV}$ positiv, d.h. Majoritätsspins überwiegen im Photostrom. Die Polarisation durchläuft ein leichtes Maximum, im Unterschied zu der steilen monotonen Abnahme des Polarisations-Spektrums von reinem kristallinem Eisen, und strebt für höhere Energien nach einem Sättigungswert von 16%. Dieser Wert liegt deutlich unterhalb der mittleren Polarisation des Leitungsbandes (23%), die man aus der Bulkmagnetisierung entnimmt. Diese Diskrepanz, die auch bei Fe beobachtet wird, könnte durch die unbekannte Oberflächenmagnetisierung oder durch spinabhängige Austrittstiefen bedingt sein. Temperaturabhängigkeit der Polarisation in der Gasphase und das Verhalten der Polarisation nach dem Uebergang in die kristalline Phase stellen ein interessantes Thema für weitere Untersuchungen dar.

Physique appliquée et autres domaines

Optique en général

Herstellung planarer Lichtwellenleiter aus SiO_2 - TiO_2 mit einem Tauch-Zieh-Verfahren

P. P. HERRMANN und D. WILDMANN

(Professur für Optik, ETH, CH-8093 Zürich)

Berichtet wird über ein Verfahren zur Herstellung planarer Lichtleiter aus SiO_2 - TiO_2 mit Tauchbädern Liquicoat Merck[®], ferner über die Bestimmung von Schichtdicken und Brechzahlen n der Wellenleiter mit einem modifizierten Abbe-Refraktometer [1]. Hergestellt wurden Wellenleiter auf Pyrex-Substraten mit

Schichtdicken von $d = 0.1 \mu\text{m}$ bis $0.9 \mu\text{m}$ und $n = 1.79$ bei $\lambda = 633 \text{ nm}$. Die Wellenleiter sind resistent gegen übliche organische Lösungsmittel.

LITERATUR

[1] P. P. HERRMANN, Appl. Opt. 19, 3261 (1980).

An ellipsoid-shaped light reflector useable for spectroscopic application

O. OEHLER and A. FRIES¹⁾

(Institute of Applied Physics, Swiss Federal Institute of Technology, Hönggerberg, CH-8093 Zürich, Switzerland)

Optical spectroscopy demands an intense and monochromatic light beam of small divergence. Lasers are fulfilling this condition ideally. On the other hand these light sources are quite expensive, power consuming and can only be operated at fixed frequencies or in small tuning ranges. Therefore a highly efficient thermal light source in combination with a monochromator is still of large interest, especially for infrared spectroscopic applications.

The use of a monochromator requires a fairly parallel light beam. If the monochromating element is represented by a narrow band interference filter the half cone angle of the transmitted light should not surmount a value of about 20° . The condition of a weakly divergent beam is in contradiction to the attainment of a high efficiency optical system. A compromise can be achieved by the use of spherical, parabolic or elliptical mirrors. For all these devices it is difficult to keep the light path free from absorbing gases.

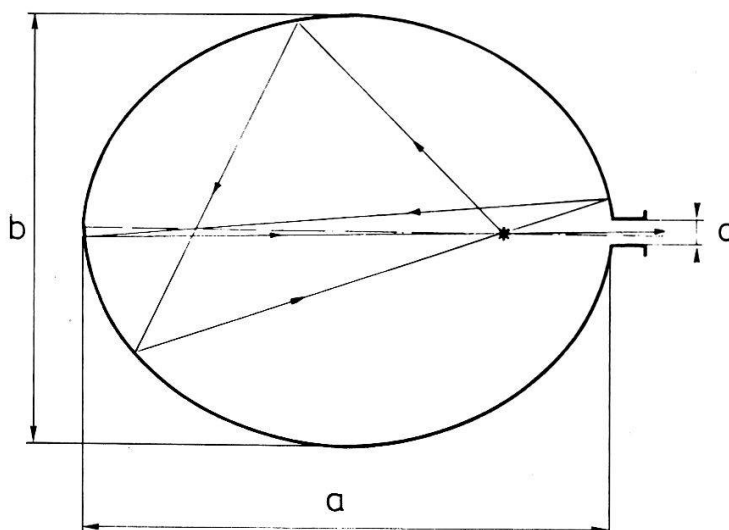


Figure 1
Principle of the ellipsoid-shaped light reflector.

The use of a nearly closed ellipsoid-shaped reflector (Fig. 1) fulfills well the conditions for high efficiency of light collection and the formation of a fairly parallel and narrow beam in a non-absorbing surrounding. Its principle, which is

¹⁾ Present address: BBC, Baden, Switzerland.

different from the generally used one (the simple reflection of the light from one focal point to the other [1]), is based on the fact that the radiation of a point source positioned at one of the two focal points is collimated along the major axis.

This principle fails in the ideal case of a 100% light emitting point source positioned exactly at a focal point of a 100% reflecting ellipsoid surface, since all the emitted light will be reabsorbed by the source after two reflections. In reality one is far away from this ideal case. Therefore the calculations which are based on a 100% transparent light source of 3 mm length and 1 mm in diameter are in fairly good agreement with the measurements. These measurements have been accomplished by a Kanthal filament of the given size, attached near a focal point of an aluminium ellipsoid of dimensions $a = 15$ cm, $b = 12$ cm, $d = 1$ cm.

First the reflectivity of the ellipsoid was determined by comparing the directly

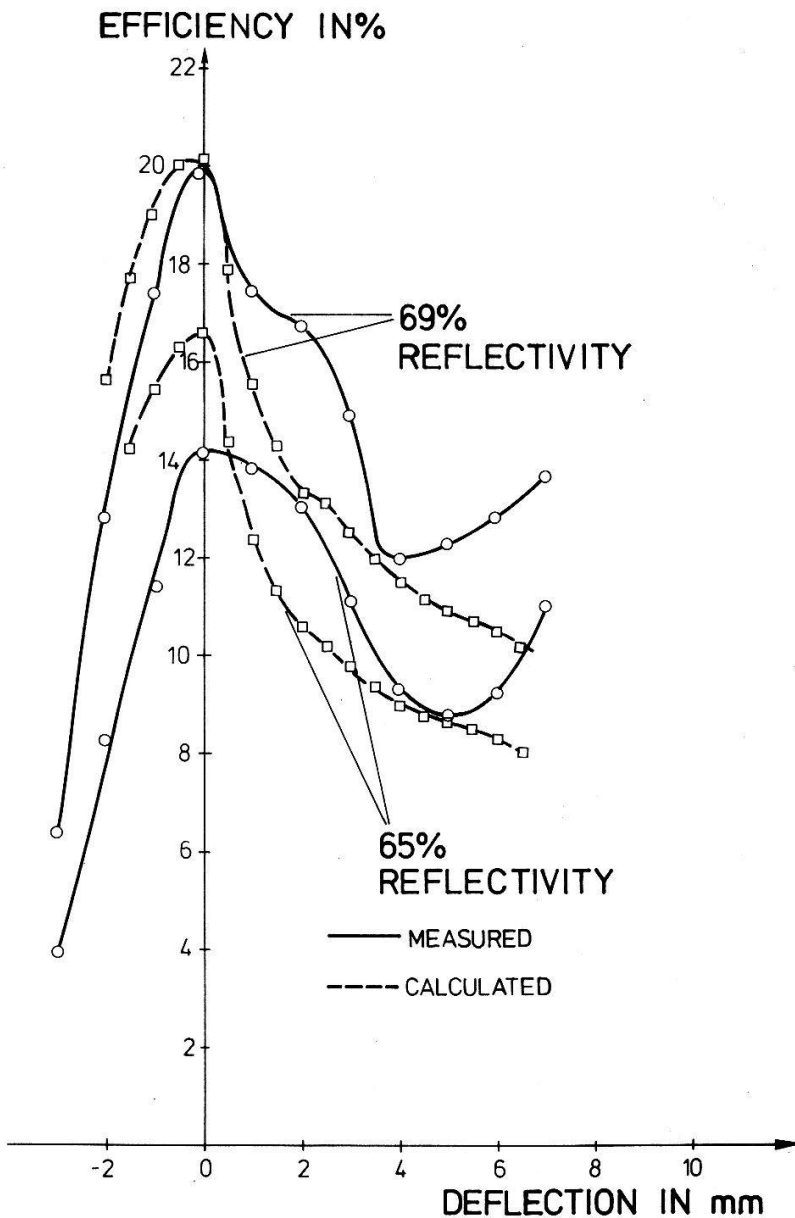


Figure 2

Efficiency of the ellipsoid reflector as a function of the deflection of the filament from the focal point in direction of the major axis.

emitted light from the filament with the light collected from the source, positioned at the focal point of the elliptical half mirror. At $4.3 \mu\text{m}$ wavelength a reflectivity of 65% and 69% was found for a surface polished with iron oxide and $\frac{1}{4} \mu\text{m}$ diamond powder, respectively. This relatively low reflectivity is caused by the typical undulating surface structure of hand polished metals, in particular aluminium. A considerable increase of this value (92% reflectivity) was obtained by depositing gold on the nickel coated and afterwards additionally polished surface [2]. By adding the other half of the ellipsoid and decoupling the light along the main axis the experimental results given in Fig. 2, Fig. 3 and Fig. 4 were obtained.

Figure 2 represents the efficiency of the nearly-closed ellipsoid as a function of the deflection of the filament along the major axis. In accordance with the calculations the experiments show a step decay of the efficiency when moving the

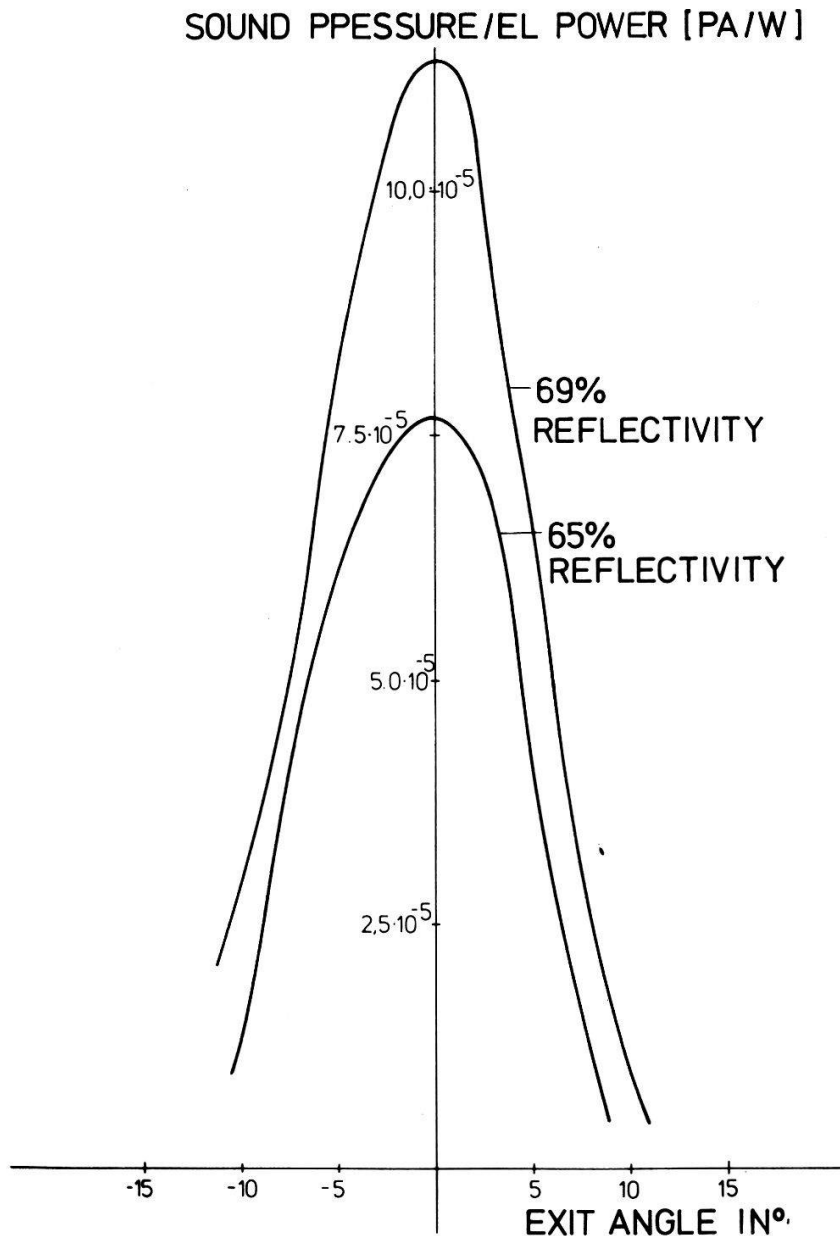


Figure 3
Angular distribution of the exiting light beam.

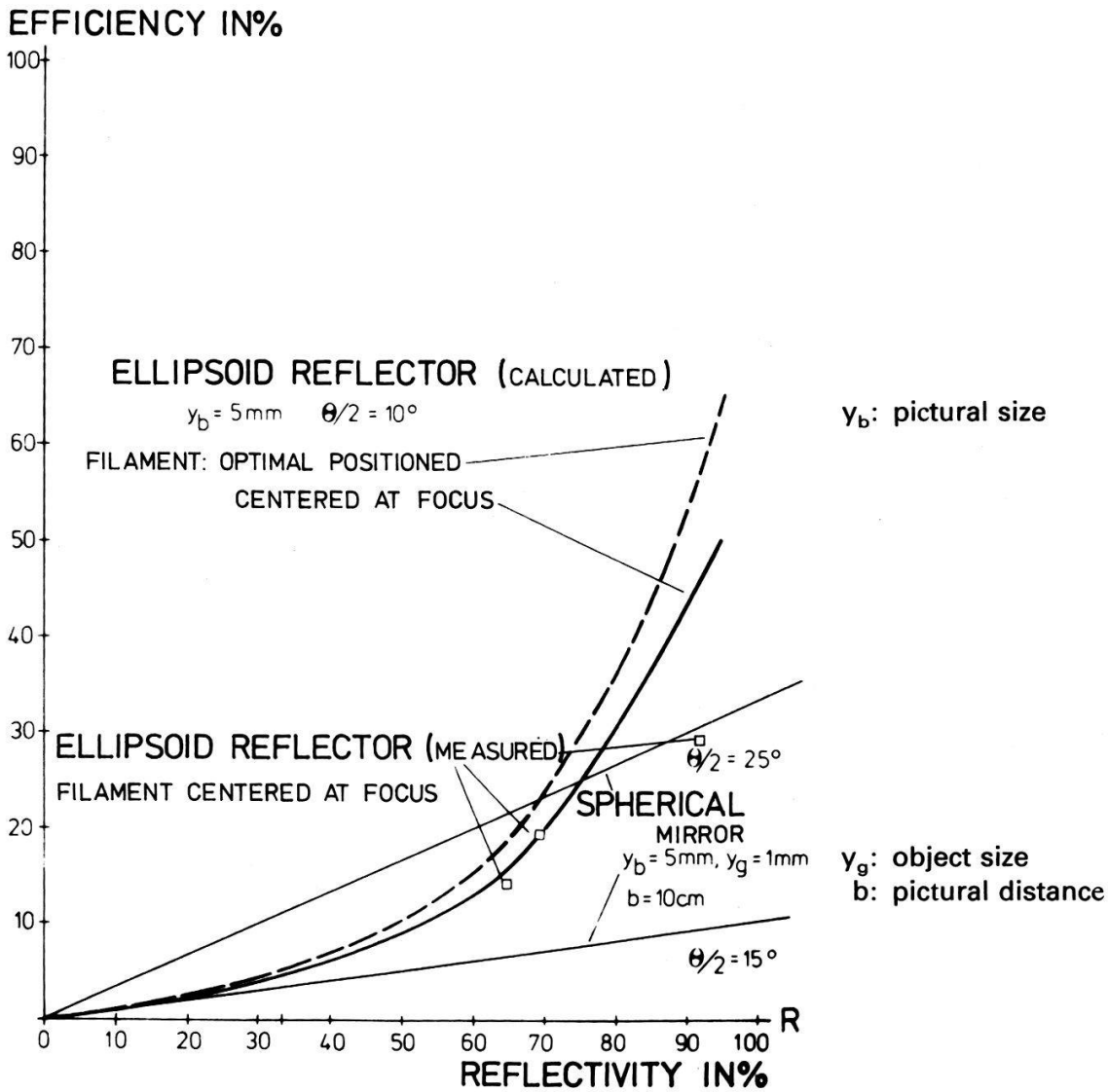


Figure 4
 Efficiency of the ellipsoid reflector and a spherical mirror as a function of the reflectivity.

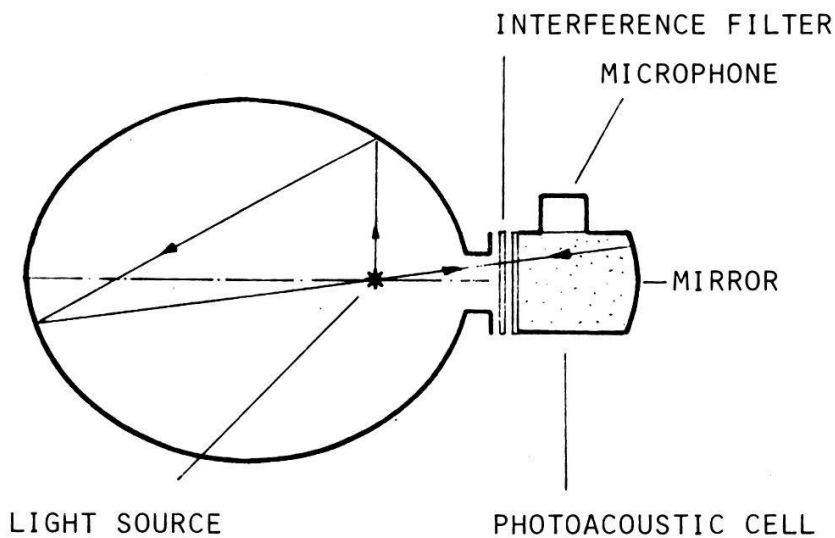


Figure 5
 Application of the ellipsoid reflector for photoacoustic gas detection.

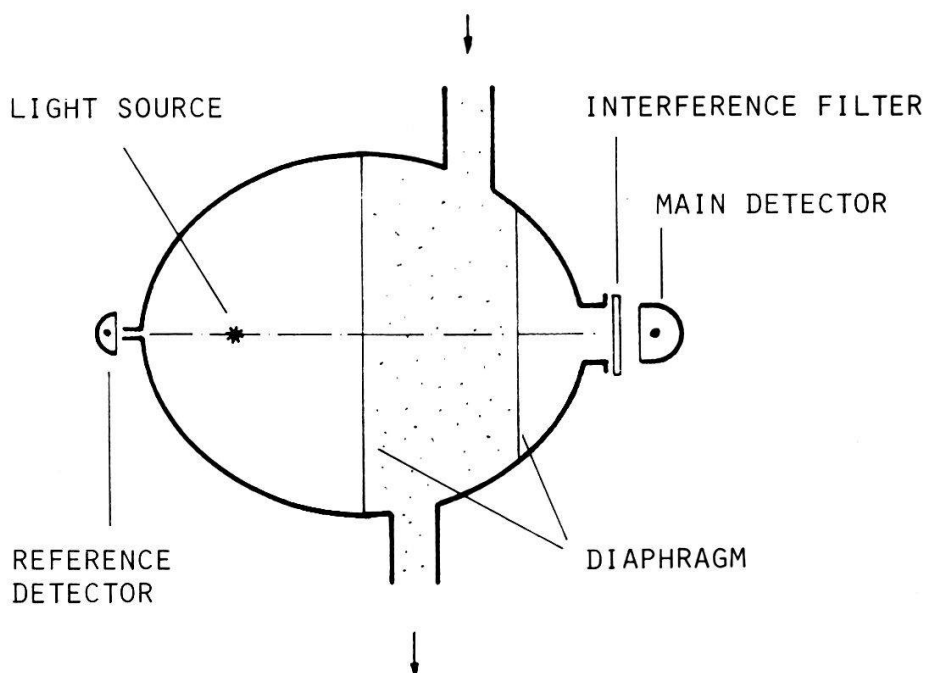


Figure 6
Application of the ellipsoid reflector for multipass cell use.

filament towards the center of the ellipsoid. A much weaker decrease can be observed for a movement in the opposite direction. An internally reflecting tube of 2.5 cm length and 1 cm in diameter is attached at the filament holder guiding the light from the exit hole of the reflector onto the detector. The increase of the experimental curve in the 5–8 mm range is due to the decrease of the distance between this light pipe and the detector.

In Fig. 3 the angular distribution of the emitted light is given. It was measured at 20 cm distance from the exit hole. The divergence of the beam is much smaller than is required by the interference filter. A decrease of the d/b ratio is therefore tolerated.

In Fig. 4 the dependence of the efficiency of the ellipsoid is given as a function of the reflectance. At low reflectivity there is good agreement between calculated and experimental values. The disagreement at 92% reflectivity is caused by the less than 100% transparency of the light source which was the basis of the calculations. The two straight lines represent the efficiency of a spherical mirror whose half cone angle is 15° and 25° , respectively.

In Figs. 5 and 6 two applications of the ellipsoid-shaped reflector are given. In the first case it is connected to a photoacoustic cell consisting of a gas filled cell and a microphone. The nearly parallel light beam leaving the ellipsoid passes an interference filter before entering the detecting cell [3]. A collecting mirror is attached at the back side of the cell reflecting the exiting light back onto the source. This additional mirror gives rise to a considerable enhancement of the efficiency of the optical system.

In the second application the measuring gas is totally or partially enclosed in the ellipsoid. At one side of the ellipsoid the beam which is attenuated by the gas absorption is measured. At the opposite side a reference beam, indicating the intensity outside of the absorption range of the gas is decoupled. In addition to

the collection and parallelisation of the light the ellipsoid represents a multipass cell.

We thank Prof. Baumgartner for helpful discussions concerning this work.

REFERENCES

- [1] B. A. LENGYEL, *Lasers*, Wiley-Interscience, 1971.
- [2] Additional surface treatment and gold coating, Werner Flühmann AG, CH-8600 Dübendorf.
- [3] O. OEHLER, D. MAREK and A. FRIES, *Helvetica Physica Acta*, in press.

Lichtemission aus dünnen Schichten: Messung der Winkelverteilung der emittierten Strahlung in Abhängigkeit von Anregungsgeometrie und Schichtdicke¹⁾

R. E. KUNZ

(Gretag Aktiengesellschaft, Althardstrasse 70, CH-8105 Regensdorf)

Frühere Untersuchungen [1] an aufgedampften Europium-Chelat-Schichten der Dicke $d_0 = 30$ nm haben gezeigt, dass die gemessenen Richtcharakteristiken des Fluoreszenzlichtes bei den Emissionswellenlängen 592 nm und 612 nm mit dem Modell homogen verteilter, isotrop strahlender Dipole in guter Näherung beschrieben werden können. Neue Experimente für eine Reihe solcher Schichten im Bereich $5 \text{ nm} \leq d_0 \leq 150 \text{ nm}$ auf Glassubstraten haben nun ergeben, dass (a) die Abklingzeit des emittierten Lichtes auch für die dickeren Schichten nur wenig ($\leq 10\%$) mit Beobachtungswinkel und -polarisation variiert, (b) die Verteilung der Dipolachsen durch die Polarisation des Anregungslichtes ($\lambda = 366$ nm) beeinflusst wird (Fluoreszenzpolarisation), und (c) die räumliche Verteilung der strahlenden Eu^{3+} -Ionen von der Beleuchtungsgeometrie abhängt (starke Absorption, langsame Energiewanderung) und für dickere Schichten ($d_0 \geq 70$ nm) die Richtcharakteristiken deutlich beeinflusst. Diese Effekte werden anhand der Messkurven diskutiert.

LITERATUR

- [1] R. E. KUNZ, Dissertation Nr. 6415, Anhang D, ETH Zürich, 1979.

¹⁾ Selbständige Arbeit an der Professur für Optik der ETH Zürich.

Dünnschichtprodukte für Laser

H. P. GOOD

(Balzers AG, FL-9496 Balzers, Fürstentum Liechtenstein)

Viele Laser wären ohne dielektrische Spiegel nicht denkbar. Aufgrund ihrer kleinen Streu- und Absorptionsverluste sind sie für gewisse Anwendungen ein integraler Bestandteil des Laserresonators. Dünnschichtprodukte spielen ebenfalls ausserhalb der Kavität unter anderem zur Strahlführung eine grosse Rolle. Spezielle Eigenschaften und Anwendungsbereiche sollen anhand von typischen Beispielen aufgezeigt werden.

Interaction laser/matière

Laser-generated acoustic signals: mechanisms and applications

MARKUS W. SIGRIST

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

Four different interaction mechanisms are responsible for the generation of acoustic transients in liquids by laser impact. These are dielectric breakdown, electrostriction, vaporization and thermoelastic process. At high laser intensities of the order of $10^{10} \text{ W cm}^{-2}$ as well as in transparent liquids the first two mechanisms dominate the interaction. At lower laser intensities and for absorbing liquids vaporization and thermoelastic effect are dominant. The radiation pressure can generally be neglected. In a previous study [1] the individual contributions of both the vaporization and the thermoelastic process to the acoustic wave generation in absorbing liquids have been discussed in detail. The experiments demonstrated the possibility of the time-resolved detection of phase changes in liquids [2] which should also be applicable to solids.

Various applications of laser-generated acoustic waves are based on the pure thermoelastic effect. For this case an analytical model has been developed which yields good agreement with the experiment [1].

In this report two such applications shall be discussed briefly. The first example deals with photoacoustic spectroscopy using tunable lasers. This technique has recently been applied successfully for the determination of weak absorptions in liquids [3]. The acoustic signal generated in the liquid by the incident pulse of a dye laser has been measured with the aid of a piezoelectric transducer immersed directly in the liquid. Absorption coefficients as low as 10^{-6} cm^{-1} could be detected corresponding to an absorbed energy of 10^{-9} J . Applying this very sensitive method to the measurement of higher harmonics of the C-H stretch vibration of benzene, Patel et al. [4] have been able to investigate the seventh and eighth harmonic at 18810 cm^{-1} and 21040 cm^{-1} respectively which both have not been quantitatively studied previously. In addition, the first photoacoustic two-photon absorption studies have been performed in benzene with absorption cross sections σ smaller than $10^{-51} \text{ cm}^4 \text{ s molecule}^{-1} \text{ photon}^{-1}$.

The second example describes the application of laser-generated acoustic transients as a new method for the determination of nonlinear parameters of liquids. The fundamental equation of state of a liquid can be written in the form $(p/p_0) = (\rho/\rho_0)^\gamma$ with $p = p_0 + \Delta p$, where Δp is the additional pressure amplitude and ρ is the density [5]. The exponent γ is an empirical constant which can be determined only experimentally. From theoretical considerations in nonlinear acoustics [5], it follows that the propagation speed of an acoustic transient depends on Δp and γ . Consequently, the steepness of a shock front propagating in the liquid also depends on the parameter γ . Thus, by comparing the rise times of two acoustic pulses with different pressure amplitudes at a given propagation distance, γ can easily be determined.

Our experimental setup used for the determination of γ is shown in Fig. 1. The hybrid CO_2 laser operates on the $P(20)$ transition at $10.6 \mu\text{m}$ wavelength in a single longitudinal mode and delivers pulses of approximately 0.5 J in the TEM_{00}

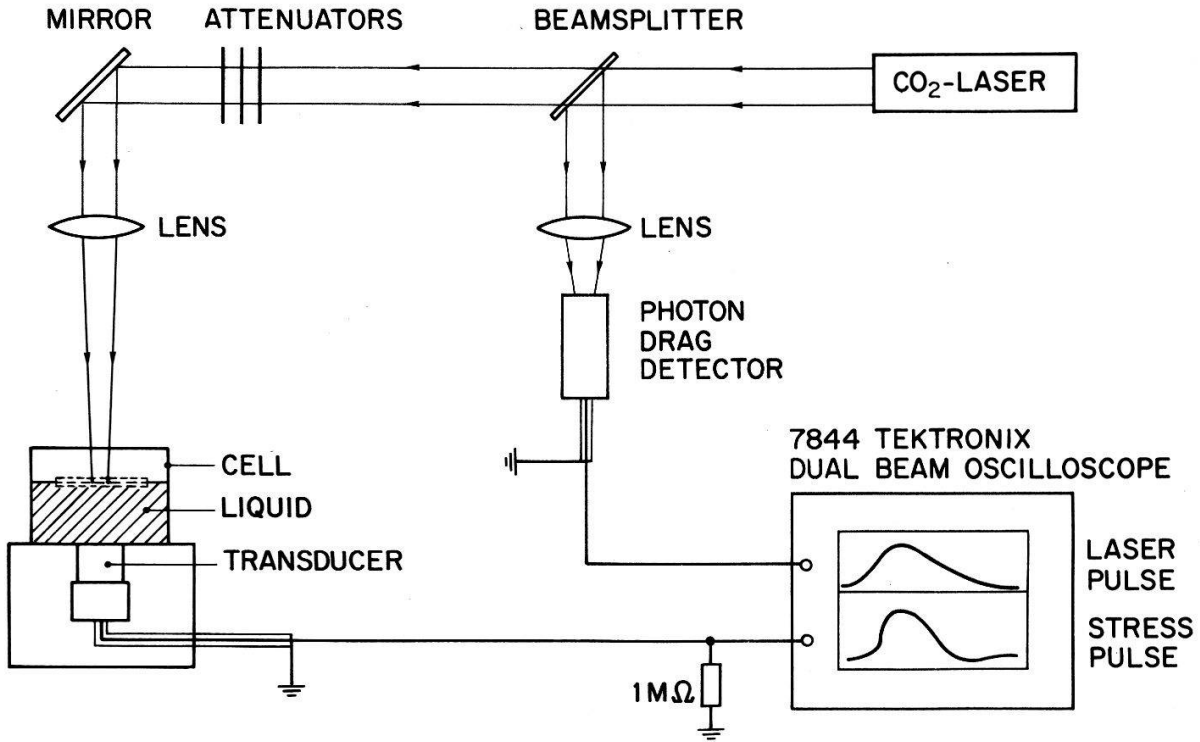


Figure 1
Experimental setup used for nonlinear acoustical studies.

mode. A photon drag detector records one part of the laser beam on one trace of the oscilloscope. The main part of the laser beam can be attenuated stepwise before being slightly focused onto the surface of the liquid under study. The liquid surface is covered by a Germanium plate with AR coated faces in order to realize the case of a constrained surface. The plane acoustic transients generated are

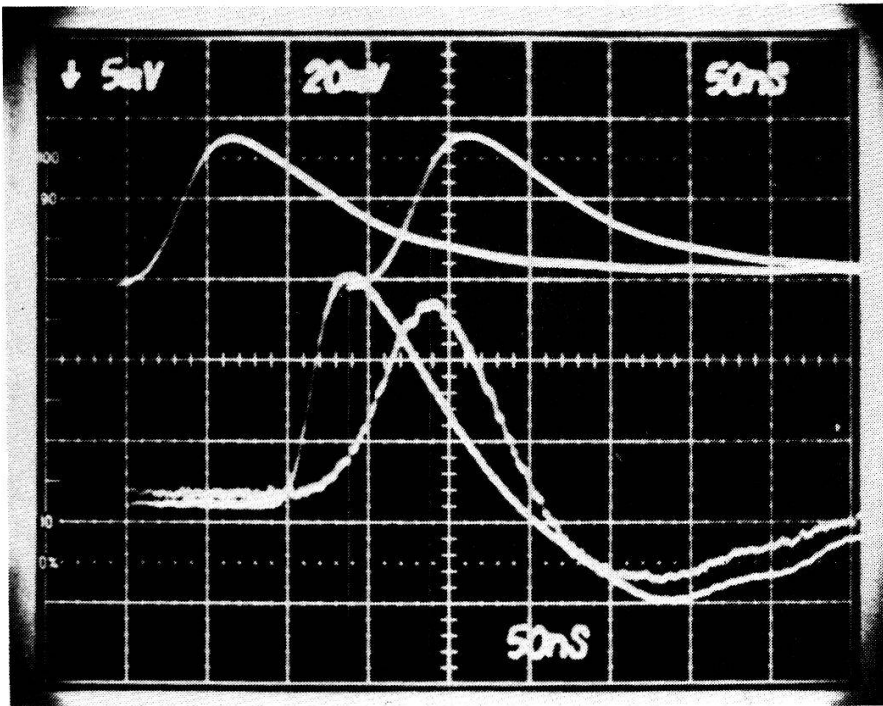


Figure 2
Upper part: Two pulses of the hybrid CO₂ laser. Lower part: Corresponding acoustic signals, showing different rise times. The scope readout belongs to the second shot.

detected at the bottom of the cell by a self-made high-speed piezoelectric transducer with high sensitivity [2] which is directly connected to the oscilloscope. Figure 2 shows a typical result for the case of distilled water at room temperature. The upper part represents two different laser pulses, the second pulse being attenuated by a factor of 23.6 before reaching the water surface. The lower part shows the corresponding acoustic signals on different scales after a time delay which is given by the acoustic transit time through the liquid. The shock front of the pressure signal with high amplitude on the left is clearly steeper than that of the weaker signal on the right. The measured pressure amplitudes Δp of 8.4 bar and 0.4 bar respectively and the difference $\Delta\tau = 50$ ns between the rise times yield a parameter $\gamma = 6.6 \pm 1.0$. This value agrees with previously published data on water obtained by other methods [6, 7].

In conclusion it has to be pointed out that this new method can also be applied for the determination of other acoustical, optical and thermal parameters of liquids.

I should like to thank Dr. V. G. Mikhalevich (Lebedev Institute Moscow) and Prof. Dr. F. K. Kneubühl (ETH Zurich) for fruitful discussions.

REFERENCES

- [1] M. W. SIGRIST and F. K. KNEUBÜHL, *J. Acoust. Soc. Am.* 64 (6), 1652 (1978).
- [2] M. W. SIGRIST, Proceedings "Lasers '81", New Orleans, USA, in print.
- [3] A. C. TAM, C. K. N. PATEL and R. J. KERL, *Opt. Lett.* 4 (3), 81 (1979).
- [4] C. K. N. PATEL and A. C. TAM, *Rev. Mod. Phys.* 53 (3), 517 (1981).
- [5] O. V. RUDENKO and S. I. SOLUYAN, *Theoretical Foundations of Nonlinear Acoustics*, Studies in Soviet Science, Engl. Translation by R. T. Beyer. Consultants Bureau (Plenum Publ. Corp.), New York, 1977.
- [6] L. ADLER and E. A. HIEDEMANN, *J. Acoust. Soc. Am.* 34 (4), 410 (1962).
- [7] A. A. KARABUTOV, A. I. PORTNYAGIN, O. V. RUDENKO and E. B. CHEREPTSKAYA, *Sov. Tech. Phys. Lett.* 5 (3), 131 (1979).

Dynamik laserinduzierter Kristallisation in amorphem Si

M. R. T. SIREGAR, N. BALTZER und M. VON ALLMEN
(Institut für Angewandte Physik, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern)

Der Mechanismus, der zur Kristallisation von amorphen Si Schichten unter gepulster Lasereinstrahlung führt, ist immer noch Gegenstand von Diskussionen. Wir berichten über zeitaufgelöste Reflexions- und Transmissionsmessungen an implantierten, bzw. aufgedampften amorphen Si Filmen während dem 'laser-annealing' mit Q-Switch Laser Pulsen. Insbesondere wurden die Schwellintensitäten für Kristallwachstum und Oberflächenzerstörung, sowie die Lebensdauer einer hochreflektierenden Phase als Funktion verschiedener Parameter gemessen. Die Analyse der experimentell gefundenen Zusammenhänge soll Aufschluss über das Auftreten einer geschmolzenen, metallischen Si Phase liefern [1].

LITERATUR

- [1] Simulation des Phasenüberganges in laserbestrahltem, amorphem Si. N. Baltzer, M. R. T. Siregar, M. von Allmen, s. nachfolgender Vortrag.

Simulation des Phasenüberganges in laserbestrahltem, amorphem Si

N. BALTZER, M. R. T. SIREGAR und M. VON ALLMEN

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

Aus Experimenten [1] geht hervor, dass beim Beschuss von amorphem Si mit Q-Switch Laser Pulsen eine hochreflektierende Phase auftritt, deren Lebensdauer, in Abhängigkeit von der Pulsenergie, mehrere hundert ns betragen kann. Die naheliegendste Interpretation dieser Phase ist die einer metallischen Si Schmelze. Numerische Simulationen des Absorptions- und Schmelzvorganges aufgrund der bekannten Eigenschaften von geschmolzenem Si führt jedoch zu Resultaten, die der Erfahrung widersprechen. Schlussfolgerungen bezüglich der Interpretation der Experimente werden diskutiert.

LITERATUR

- [1] Dynamik laserinduzierter Kristallisation in amorphem Si, M. R. T. Siregar, N. Baltzer, M. von Allmen, s. vorausgehender Vortrag.

Deuterium isotope separation in the infrared multiphoton dissociation of dichlorofluoromethane

A. HASON, P. GOZEL and H. VAN DEN BERGH

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

Abstract. We have studied the infrared multiphoton dissociation of CFCl_2D as a function of the wavelength, the energy fluence, and the pulse length of the laser, as well as the CFCl_2D pressure and the pressure of added CFCl_2H . These experiments allow us to optimise isotope separation in this system. Reaction yields in excess of 10% have been observed at relatively modest fluences around 6 J cm^{-2} for irradiation at $10.59 \mu\text{m}$ at room temperature with laser pulses of about 300 ns. The isotopic selectivity found in mixtures of $\text{CFCl}_2\text{H/D}$ near 100:1 was better than 10^4 .

Introduction

Hundreds of methods for isotope separation have been developed in the course of this century, only very few of which are actually efficient enough to be used in practice on a large scale. Infrared multiphoton dissociation (hereafter IRMPD) is at present one of the most promising new methods for such practical isotope separation. It is already being used for the production of ^{13}C on a kg scale [1].

In IRMPD a unimolecular reaction is induced by relatively intense IR laser radiation following the absorption of up to several tens of IR photons per molecule. The basic photophysics of this process has been studied in some detail and has been discussed elsewhere [2-6].

Deuterium separation provides us with a particularly challenging problem for

several reasons:

- a) Fairly efficient¹⁾ gas liquid chemical exchange methods already exist, and hence must be improved upon.
- b) The natural abundance of D in H is about 1 in 7000, whereas in heavy water nuclear reactors which provide the largest demand for deuterium as a moderator, D₂O of about 99.8% D is used. Thus the enrichment must be in the order of 10⁶, which may be compared to a factor of less than 10 for ²³⁵U as used in a light water reactor.

In this work we summarise some results on the IRMPD of CFCI₂D under a variety of experimental conditions and discuss the optimisation of the isotope separation. The results are extremely promising and it appears that this system may actually be superior to the CF₃D/H system [7–9].

Results and discussion

The molecule to be irradiated and the experimental conditions are selected largely according to the following criteria in order to optimise the isotope separation process:

(1) Laser wavelength: The D isotope must photodissociate efficiently at the wavelength corresponding to a strong line of the CO₂ laser, and the H isotope must have a negligible absorption at this wavelength (i.e. photon loss due to linear absorption of the H isotope, which initially may be present in 7000 fold excess, must be minimised). It is also often preferable to select a wavelength for a given system at which the photodissociation products do not absorb strongly. Figure 1 shows a part of the linear absorption spectrum of CFCI₂D and CFCI₂H at nearly identical conditions of optical path length and amplification at pressures of respectively 7 mbar and 1 bar. These spectra show that the region around 930–944 cm⁻¹ is very appropriate for our purpose. Figure 2 shows the ‘multi-photon absorption spectrum’ of CFCI₂D which shows a broad maximum in this wavelength range.

(2) The IRMPD of the D isotope must be efficient, i.e. preferably have a low threshold energy, a high oscillator strength in the absorption region concerned, as well as a ‘sufficient’ density of states [6]. From Fig. 3 one can see that these conditions are reasonably well fulfilled, as reaction yields as high as 10% are attained at relatively modest energy fluences (6 J cm⁻²).

(3) The reaction products must be stable or scavengable so that no back reaction occurs.

(4) For a given pressure of CFCI₂H containing the D isotope at natural abundance (preferably around 1 bar) a laser pulse length is selected to: (a) avoid energy scrambling between isotopes, (b) avoid collisional deactivation, and (c) if necessary allow for a small number of collisions which may improve the reaction yield for case C [2] molecules. In general though the IRMPD of the D isotope should be under case B conditions [6]. Figure 4 shows that the maximum yield for

¹⁾ It should be noted that most of these methods used at present still consume in the order of 10⁷ times more energy than the minimum required by the entropy of mixing.

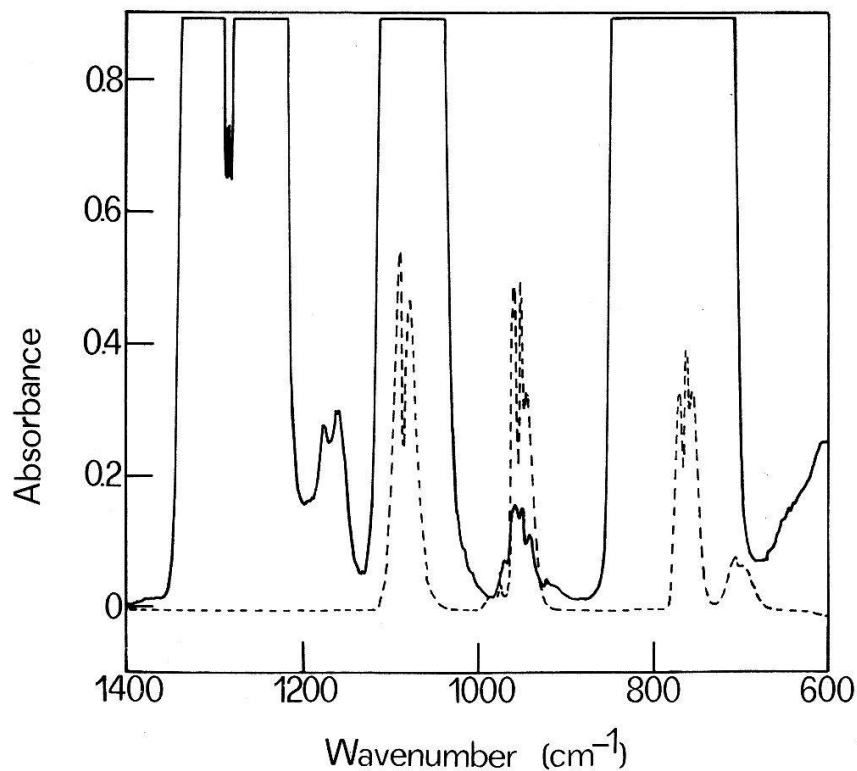


Figure 1

The low intensity absorption spectra of 7 mbar CFCl_2D optical path length 7 cm (-----) and 1 bar CFCl_2H optical path length 9 cm (—), as measured in a Perkin-Elmer 684 with slit width 3 cm^{-1} . $T = 298 \text{ K}$.

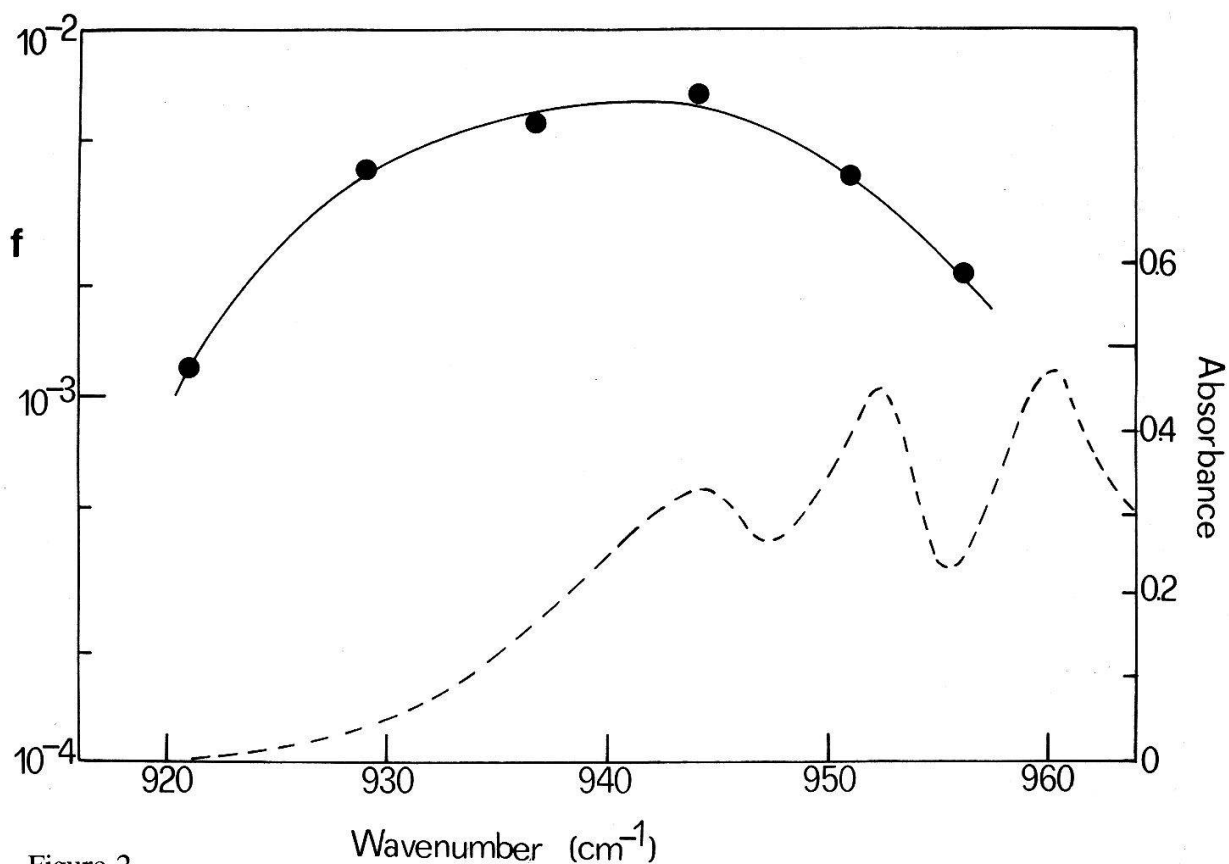


Figure 2

The 'multiphoton absorption spectrum' of CFCl_2D . f is the fraction of CFCl_2D dissociated per laser pulse in the irradiated volume. The fluence for these measurements was 4 J cm^{-2} , $T = 298 \text{ K}$, the laser pulse length about $2 \mu\text{s}$, and the CFCl_2D pressure $120 \mu\text{bar}$ (●). (-----) is the low intensity absorption spectrum of 7 mbar CFCl_2D measured in a 7 cm long cell at 298 K and a resolution of 3 cm^{-1} .

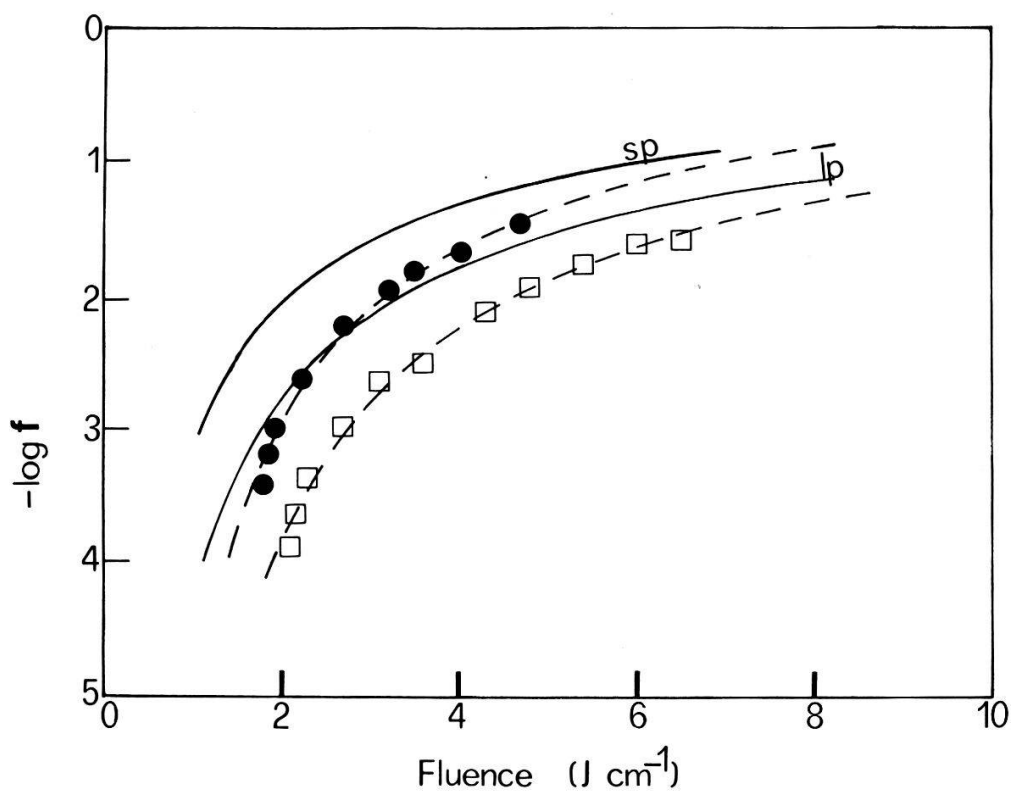


Figure 3

The fraction of CFCl_2D dissociated per laser pulse in the irradiated volume as a function of the laser energy fluence at 298 K for a 'short pulse' (sp) of about 300 ns, and a 'long pulse' (lp) of about 2 μs . (—●—●—●—) is the raw data for the short pulse not corrected for the spatial fluence distribution of the laser beam, (—□—□—□—) is the raw data for the long pulse. $\lambda = 10.59 \mu\text{m}$.

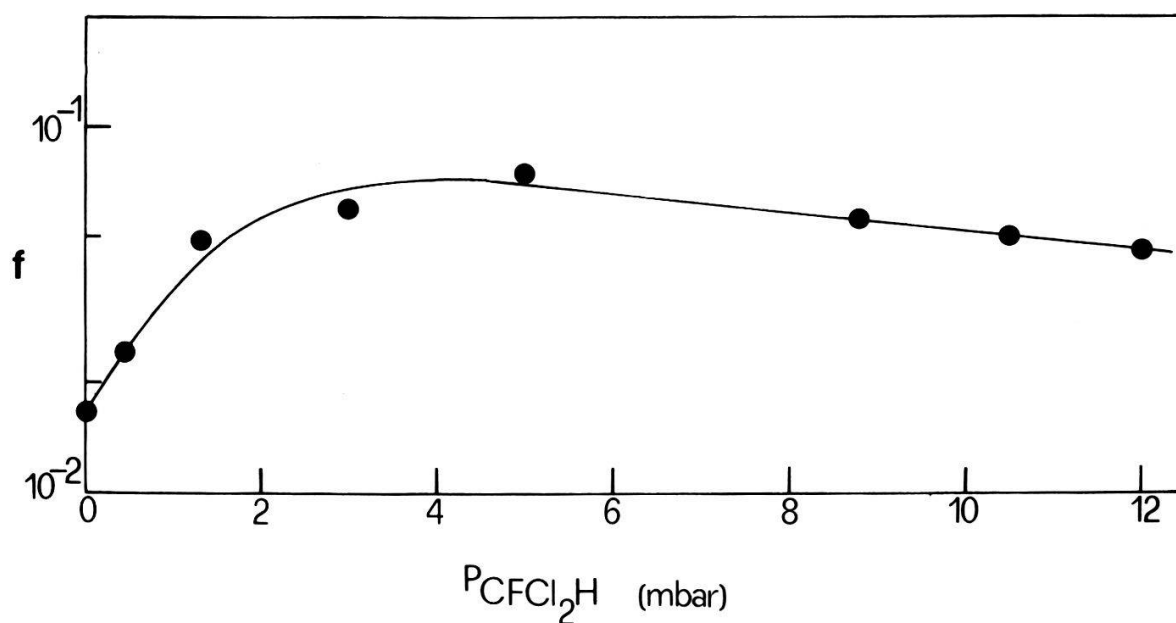


Figure 4

The fraction of CFCl_2D dissociated per laser pulse in the irradiated volume (f) as a function of the pressure of CFCl_2H added. $P(\text{CFCl}_2\text{D}) = 70 \mu\text{bar}$, $F = 4.6 \text{ J cm}^{-2}$, $T = 298 \text{ K}$, and $\lambda = 10.59 \mu\text{m}$. These measurements are with the 300 ns pulse.

CFCl₂D dissociation in presence of a variable pressure of CFCl₂H hardly decreases up to pressures of 12 mbar for a 300 ns pulse at 4.6 J cm⁻². Extrapolation of these results to higher pressures leads us to presume that a pulse of a few ns can be used at 1 bar without losses due to scrambling or collisional deactivation, and somewhat higher yields are expected at the same fluence [10]. Furthermore case B will probably be attained.

(5) Small molecules such as CFCl₂D are preferable as those molecules excited with internal energy just above the reaction threshold will dissociate with [10]

$$k(E_0, J) = 1/(\rho_{\text{vib}}\{E_0, J\}) \quad (1)$$

where E_0 is the threshold energy for the reaction and ρ is the density of states. The smaller molecules with the lower density of states will dissociate faster and thus be harder to deactivate.

(6) The molecule selected must be easy to redeuterate to natural abundance after depletion of the D isotope by IRMPD. This exchange is fast and quantitative for CFCl₂H with water near 100°C using a NaOH/DMSO catalyst.

Conclusion

CFCl₂D can be photodissociated with good yield and efficiency in the presence of large excess CFCl₂H. The isotopic selectivity of this process is so high that we can attribute a lower limit on the isotopic selectivity of 10⁴ (this is the ratio of the reaction yields D/H). Little energy is wasted by CFCl₂H absorption at the optimal photolysis wavelength near 10.6 micron. Production of the order of 100 tons of D₂O/year should be feasible with present CO₂ laser technology. Br₂ was added to prevent reaction between: CFCl and CFCl₂H.

Acknowledgement

We are grateful for financial support from the Swiss Fonds National.

REFERENCES

- [1] V. S. LETOKHOV, personal communication.
- [2] M. QUACK, J. Chem. Phys. 69, 1282 (1978).
- [3] J. L. LYMAN, C. P. QUIGLEY and O. P. JUDD, in *Multiphoton Excitation and Dissociation of Polyatomic Molecules*, C. D. Cantrell ed., Springer (1980).
- [4] C. D. CANTRELL, S. M. FREUND and J. L. LYMAN, in *Laser Handbook*, M. L. Stinch ed., North Holland (1979).
- [5] Y. T. LEE and R. SHEN, Phys. Today 33, 11 (1980).
- [6] M. QUACK, Ber. Bunsenges. phys. Chem. 85, 318 (1981).
- [7] I. P. HERMAN and J. B. MARLING, J. Chem. Phys. 72, 516 (1980).
- [8] J. B. MARLING, I. P. HERMAN and S. J. THOMAS, J. Chem. Phys. 72, 5603 (1980).
- [9] S. A. TUCCIO and A. HARTFORD, Chem. Phys. Lett. 65, 234 (1979).
- [10] R. DUPERREX, PhD. Thesis, Lausanne, 1982.

Spectroscopie optique de jets d'amas d'atomes

G. DELACRÉTAZ, J.-D. GANIÈRE, R. MONOT et L. WÖSTE
(Institut de Physique Expérimentale, EPFL, CH-1015 Lausanne)

Un laser accordable pulsé et un spectrographe de masse à temps de vol permettent l'étude de jets de clusters, en particulier leur ionisation par un ou plusieurs photons et leur fragmentation en fonction de la longueur d'onde. Des clusters de sodium Na_n ($n \leq 21$) ont été observés et étudiés. Les spectres de masses révèlent des contributions importantes d'ions métastables, phénomène qui n'avait pas été observé par spectrométrie de masse quadrupolaire. La ionisation de Na_2 et Na_3 par deux photons a été étudiée en détail. Dans le cas de Na_3 plusieurs transitions électroniques nouvelles ont été trouvées. Il est apparu par ailleurs que les spectres de fragmentation dépendent beaucoup de la longueur d'onde même près du seuil d'ionisation. Cela montre que le spectre de masse des clusters neutres ne peut pas se déduire aisément du spectre de masse mesuré.

Nichtlineare Laser/Plasma-Wechselwirkung

J. BALMER, P. LÄDRACH und P. SCHWARZENBACH
(Institut für Angewandte Physik, Universität Bern, CH-3012 Bern)

Die Wechselwirkung sehr kurzer Laserpulse (< 100 psec) hoher Intensität ($\sim 10^{14}$ W/cm²) mit Targetplasmen führt zu einer nichtlinearen Verformung des Dichteprofiles durch den Strahlungsdruck. Diese tritt im Falle p -polarisierter Einstrahlung verstärkt auf, was sich insbesondere in der erhöhten Emission von Licht der doppelten Frequenz äussert. Aus der Charakteristik dieser Emission (Intensität, Spektrum, Winkelabhängigkeit) lässt sich daher wertvolle Information über die Wechselwirkungsprozesse gewinnen.

Physique numérique 1

Darstellung und Vergleich digitalisierter Bilder

W. SCHÖCHLIN und N. KÄMPFER
(Institut für Angewandte Physik, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern)

Ein System zur elektro-optischen Erfassung und Digitalisierung von Bildern mit hoher zeitlicher Auflösung wird vorgestellt. Es wird auf die Kalibration und die Darstellung der Bilder eingegangen und praktische Lösungsmöglichkeiten werden diskutiert. Insbesondere wird die Problematik der Erfassung eines Zeitablaufes besprochen. In diesem Zusammenhang wird ein Film in Falschfarben vorgeführt.

Utilisation des approximants de Padé pour l'identification de systèmes physiques linéaires

A.-K. BOUTALEB, C. DEPEURSINGE et E. MOOSER

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

Bon nombre de systèmes physiques linéaires possède une fonction de transfert rationnelle. L'identification d'un tel système peut être faite par la détermination des coefficients de la fonction. Il s'agit là d'un problème qui intéresse à la fois le physicien et le mathématicien. L'utilisation des approximants de Padé apporte une solution pratique à ce problème.

Nous présenterons les résultats obtenus pour la détermination des caractéristiques du système thorax-poumons, à partir des mesures de l'impédance acoustique, par une méthode d'ajustement (fit) des courbes basée sur la théorie de l'approximation de Padé.

Analysis of the accuracy of a fitting procedure in a self-consistent molecular program

J. L. MARTINS and R. CAR

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

The density functional formalism and the pseudopotential concept can be combined in a very effective way to study molecular properties. Alkali-metal clusters have been studied with such a method and the agreement with experimental results was excellent.

The numerical algorithm involves the fitting of the total charge density and of the exchange and correlation energy density. Methods to estimate the errors involved in the fitting procedures and then to reduce them were developed and applied with success.

Physique numérique 2

Zum Gebrauch von Computern für das Studium dynamischer Systeme

P. WITTWER

(Département de Physique Théorique, quai E. Ansermet 24, CH-1211 Genève 4)

Es wird eine allgemeine Uebersicht über den Gebrauch von Computern für das Studium dynamischer Systeme gegeben. Ziele, Motivationen und einige Resultate werden erläutert. Schliesslich wird am Beweis der Feigenbaum'schen Universalität für Hamilton'sche Systeme der Einsatz von Computern für rigorose Beweise illustriert.

Application de la méthode des éléments finis à un problème de Navier–Stokes axisymétrique

PH. CAUSSIGNAC

(EPFL, DMA, 61, Av. de Cour, CH-1007 Lausanne)

Y. DEPEURSINGE

(LSRH, 2, rue Breguet, CH-2000 Neuchâtel)

Y. JACCARD

(EOS SA, 12, Place de la Gare, CH-1003 Lausanne)

L'écoulement d'un fluide visqueux incompressible est décrit par les équations de Navier–Stokes. Pour de nombreux problèmes concrets, la géométrie présente une symétrie axiale. Dans le cas général, la vitesse de déplacement des molécules peut aussi avoir une composante angulaire non-nulle. Afin d'assurer l'incompressibilité du fluide, nous avons formulé les équations de Navier–Stokes en fonction de Ψ , ω et C où:

– Ψ est défini par les relations:

$$v_r = \frac{1}{r} \partial_z \Psi$$

$$v_z = -\frac{1}{r} \partial_r \Psi$$

avec v_r et v_z correspondant respectivement aux composantes radiale et axiale de la vitesse \vec{v} .

- ω est la composante angulaire du rotationnel de la vitesse multipliée par r .
- C est la composante angulaire de la vitesse multipliée par r .

La formulation des équations de Navier–Stokes en fonction de ces 3 variables conduit à poser 3 équations différentielles non-linéaires couplées. De façon naturelle, les valeurs de Ψ , de $d\Psi/dn$ et de C sont connues sur le bord du domaine, ce qui n'est pas le cas de ω .

Ce système est résolu par la méthode des éléments finis appliquée successivement aux 3 équations. Le traitement de la non-linéarité (pour une viscosité donnée) se fait par la méthode du point fixe. La condition aux limites (cl) sur ω se détermine au cours des itérations par dualisation de la cl du flux de Ψ sur le bord du domaine d'intégration. Afin d'éviter les instabilités rencontrées pour les grandes valeurs du nombre de Reynolds, nous avons adopté un algorithme de continuation sur la viscosité.

Notre méthode a été testée dans plusieurs cas spécifiques pour lesquels la solution du problème est connue. Ainsi, par exemple, dans le cas de l'écoulement de Poiseuille, nous avons obtenu de bons résultats pour des valeurs du nombre de Reynolds allant jusqu'à 6000. L'exemple de l'écoulement autour d'une sphère a aussi été traité et les résultats expérimentaux publiés dans la littérature ont été reproduits. Pour conclure, nous avons résolu le problème concret de l'écoulement de l'air à haute vitesse dans une chambre de combustion industrielle. Ceci nous a permis de mettre en évidence la présence d'une zone de confinement à l'endroit où a lieu la combustion. Le programme réalisé permet alors d'en optimiser la

forme en ajustant les paramètres physiques du système, ceci sans construire de prototype.

Un article détaillé sera publié prochainement dans ZAMP.

Un code de turbulence en physique des plasmas

L. MUSCHIETTI, K. APPERT et J. VACLAVIK

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

Un système d'équation aux dérivées partielles décrivant la dynamique d'interaction entre des ondes et des particules est discrétisé au moyen d'éléments finis. Le choix d'éléments particuliers [1] permet de réduire la dimension du problème au prix d'une équation supplémentaire. Le système d'équations ordinaires, non linéaires, du premier ordre dans le temps, qui résulte de ce procédé est intégré selon un schéma aux différences finies avec itérations.

REFERENCE

[1] L. MUSCHIETTI, K. APPERT et J. VACLAVIK, *Phys. Fluids* 24, 151 (1981).

Transport des ions suprathermiques dans les plasmas inertiellement confinés

T. M. TRAN et J. LIGOU

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

Les ions suprathermiques rencontrés dans la fusion inertielle proviennent soit des produits des réactions thermonucléaires, soit des faisceaux d'ions énergétiques qu'on focalise sur une pastille de combustible fusible pour la comprimer. Le transport de ces ions est décrit par l'équation de Fokker-Planck qui tient compte du ralentissement continu et de la déflexion angulaire de ces ions dans le plasma. Par le fait que l'opérateur de collision est de type différentiel, les méthodes numériques en transport des neutrons ne sont pas applicables. Une nouvelle méthode de discrétisation est proposée. Des comparaisons avec les solutions analytiques de cas simples donnent des résultats excellents.

Application de la méthode des éléments finis au calcul de champs électromagnétiques

Y. DEPEURSINGE et M. BOGDANSKI

(LSRH, 2, rue Breguet, CH-2000 Neuchâtel)

Le champ électrique et le champ magnétique sont décrits par les équations de Maxwell. Dans la matière, les équations d'état qui lient l'induction au champ magnétique d'une part, le champ de déplacement au champ électrique d'autre

part, ont la forme générale suivante:

$$\vec{B} = \mu(\vec{H}) \cdot \vec{H} + \vec{B}_R$$

$$\vec{D} = \varepsilon(\vec{E}) \cdot \vec{E}$$

où la perméabilité magnétique μ dépend de \vec{H} et la fonction diélectrique ε de \vec{E} . Le plus souvent, dans la matière, l'induction magnétique rémanente \vec{B}_R est non-nulle.

Dans de nombreux cas pratiques, l'approximation bidimensionnelle est suffisante, ce qui revient à poser que les composantes x , y et z des fonctions intervenant dans les équations présentent une symétrie de translation selon z . C'est cette situation que nous avons traitée.

La résolution du système de 4 équations non-linéaires couplées est facilitée par le passage à une formulation potentielle, c'est-à-dire en exprimant les champs en fonction du potentiel vecteur magnétique \vec{A} et du potentiel scalaire électrique Φ . L'introduction de la jauge de Coulomb, généralisée au cas de la matière, permet d'introduire les conditions aux limites spatiales de Dirichlet suivantes:

$$A_x(\infty, t) = A_y(\infty, t) = A_z(\infty, t) = \Phi(\infty, t) = 0$$

En ce qui concerne les conditions aux limites temporelles, on devrait introduire, en toute généralité, des conditions initiales sur la courbe de 1ère aimantation du cycle d'hystérésis. Pratiquement, la densité de courant $\vec{j}(\vec{r}, t)$ et la densité de charge $\rho(\vec{r}, t)$ sont souvent des fonctions périodiques dans le temps. Les conditions aux limites temporelles peuvent alors être introduites sur un cycle secondaire.

Généralement μ , ε et \vec{B}_R sont des fonctions discontinues dans l'espace. Il faut donc prendre les opérateurs différentiels au sens des distributions. Une telle écriture revient à poser les équations du système sous forme variationnelle, d'où l'intérêt d'utiliser la méthode des éléments finis pour résoudre le problème. Comme μ varie fortement en fonction de \vec{H} , nous avons utilisé des éléments P2 isoparamétriques, ce qui assure une bonne précision des calculs. La non-linéarité a été traitée par un algorithme hybride entre la méthode du point fixe et la méthode de Newton modifiée.

Nous avons appliqué cette méthode au problème du calcul du champ magnétique dans un micromoteur bipolaire pas-à-pas. Cela permet d'en déduire les caractéristiques magnétiques en vue d'une simulation mécanique.

Un article détaillé sera publié prochainement dans ZAMP.

Développement du laser 1

Distributed-feedback gas lasers

H. P. PREISWERK, S. GNEPF, Z. N. ROZKWITALSKI¹⁾ and F. K. KNEUBÜHL
(Solid State Physics Laboratory, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zürich, Switzerland)

Introduction

In most lasers feedback is achieved via external resonator mirrors. In distributed feedback (DFB) lasers feedback is provided by backward Bragg scattering from periodic modulations of refractive index, gain or boundary conditions of the laser medium. Due to the Bragg effect DFB lasers offer high spectral selectivity, allowing selection of longitudinal modes. Distributed feedback was first accomplished in dye lasers in 1971 [1, 2] in semiconductor lasers in 1973 [3], and in a gas laser in 1979 [4, 5]. The DFB gas laser in operation is an optically pumped CH₃F 496 μm laser which includes a periodic metal waveguide. Waveguiding in lasers was proposed in 1964 [5] and verified experimentally three years later [6, 7]. Waveguide lasers are reviewed in [8], while the state of the art of the DFB gas laser is discussed in a recent review [9]. In this paper we brief the reader on the most recent experimental and theoretical developments in research on this laser.

Experiments

After first operation of the optically pumped DFB CH₃F laser the main problem was understanding the observed mode structure which is determined by the periodic laser waveguide. It is relevant for optimum operation of any future DFB waveguide gas laser.

By experiments with waveguides of different periods and cross sections we found that a modification of coupled-wave theory [10] in the high-gain approximation leads to the adequate resonance condition

$$R = ML = \frac{1}{2}\lambda_g(M + q + \frac{1}{2}); \quad q, M \text{ integers} \quad (1)$$

R indicates the length of the guide, M the number of periods, L the length of the periods, q the index of the longitudinal DFB modes and λ_g the guide wavelength. The DFB modes with the lowest $|q|$ have the lowest gain threshold. In a rectangular metal waveguide the guide wavelength λ_g is determined by the relation

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

¹⁾ On leave from the Polish Academy of Sciences, Gdansk, Poland.

where λ is the free-space wavelength, a and d width and height of the rectangular guide and m, n the corresponding mode indices.

Equations (1) and (2) show that for $|q| \approx 0$ the waveguide period L should be slightly larger than half the free-space wavelength. For $|q| \approx 0$ however, a serious problem arises in the operation of a DFB gas laser because of simultaneous excitation of longitudinal and transverse modes. Thus, the DFB advantage of longitudinal mode selection becomes useless. This problem was solved by proper choice of the waveguide cross section which provides sufficient separation of the transverse modes from the related longitudinal fundamental modes. This separation allows excitation of the longitudinal fundamental modes without oscillation in the transverse modes, and, as a consequence, the DFB advantage of longitudinal mode separation is preserved.

Present studies on the optically pumped CH_3F 496 μm laser are devoted to the realization of a DFB gas laser with helical waveguide structure. First experiments on the transmission of linearly and circularly polarized 496 μm laser radiation through a hollow helical passive metal waveguide with a pitch of about 0.25 mm reveal Bragg reflection which depends on the sign of the circular polarization. This is a prerequisite for the future design of a helical DFB gas laser.

Theory

Hitherto, theories on DFB lasers have been restricted to small periodic modulations of the index of refraction, the waveguide cross section and/or the gain [10–13]. On the basis of complex Hill equations and matrix techniques we have now succeeded in deriving dispersion equations and resonance conditions for DFB lasers which exhibit weak as well as strong periodic modulations.

The dispersion relation of a DFB laser can be derived from a Hill-type wave equation

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + K^2(z) \cdot E = 0 \quad (3)$$

of the electric field E , with the complex circular wavenumber

$$K(z) = \frac{\omega}{c} \cdot n(z) + i \cdot \alpha(z) = K(z + L) \quad (4)$$

where effective index $n(z)$ and gain $\alpha(z)$ are assumed to be periodic in z with the period L and independent of angular frequency ω . A time dependence of $\exp(i\omega t)$ is assumed throughout this paper. Equation 3 represents a Hill differential equation [14] with complex potential $K^2(z)$. Up to the present little is known about complex Hill equations [15].

The dispersion relation of a DFB laser structure can be derived from the infinite DFB medium represented by an infinite chain of four-terminals [16]. Each four-terminal corresponds to one period L of the DFB structure. Input and output are the variable $E = E(z)$, i.e. the effective electric field, and its derivative $E' = dE(z)/dz$. The N -th four-terminal extends between $z_{N-1} = (N-1)L$ and $z_N = NL$, $N = 0, \pm 1, \pm 2$. $E_N = E(NL)$ and $E'_N = E'(NL)$ indicate the corresponding variable and its derivative.

For each four-terminal of the chain input and output are related by the linear relation

$$\begin{Bmatrix} E_N \\ E'_N \end{Bmatrix} = A \begin{Bmatrix} E_{N-1} \\ E'_{N-1} \end{Bmatrix} \quad (5)$$

where A indicates a unimodular matrix i.e. $\det A = 1$. The propagation constant β in the infinite periodic structure is defined by the eigenvalue equation

$$A \begin{Bmatrix} E_N \\ E'_N \end{Bmatrix} = e^{i\beta L} \begin{Bmatrix} E_N \\ E'_N \end{Bmatrix} \quad (6)$$

which is related to Floquet's theorem [14]. Since A is unimodular this equation results in the dispersion relation of the infinite DFB laser medium:

$$\cos \beta L = \frac{1}{2} \text{trace } A \quad (7)$$

While the dispersion relation of a DFB laser is obtained from the consideration of an infinite DFB medium represented by an infinite chain of four-terminals, resonance conditions and threshold gains have to be determined from the finite DFB medium with a finite number M of periods. This finite structure can be represented by a finite chain of M four-terminals, terminated at left and right by free-space 'impedances'. If the finite DFB medium is imbedded in vacuum, the free-space 'impedances' at the ends of the chain are

$$E_0/E'_0 = -ic/\omega, \quad E_M/E'_M = +ic/\omega \quad (8)$$

On the other hand, the fields E_0 and E_M at the ends are related by the matrix equation

$$\begin{pmatrix} E_M \\ E'_M \end{pmatrix} = A^M \begin{pmatrix} E_0 \\ E'_0 \end{pmatrix} \quad (9)$$

Equations (8) and (9) constitute a homogeneous system of four linear equations. A non-vanishing solution of this system requires the determinant of the system to vanish. This provides the resonance condition:

$$U_{M-1}[c^{-2}\omega^2 A_{12} - A_{21} - ic^{-1}\omega(A_{11} + A_{22})] + 2ic^{-1}\omega U_{M-2} = 0 \quad (10)$$

where U_M denotes the Chebyshev polynomial of the second kind [17]

$$U_M = (\sin \beta L)^{-1} \sin [(M+1)\beta L] = U_M(\cos \beta L) \quad (11)$$

By combination of the above equation (11) with the dispersion relation (7) we find the concise resonance condition for finite DFB laser structures which determines resonance frequencies and threshold gains:

$$T_{2M}(\frac{1}{2}(A_{11} + A_{22})) = \frac{(c^{-2}\omega^2 A_{12} - A_{21})^2 - c^{-2}\omega^2[(A_{11} + A_{22})^2 - 4]}{(c^{-2}\omega^2 A_{12} - A_{21})^2 + c^{-2}\omega^2[(A_{11} + A_{22})^2 - 4]} \quad (12)$$

T_{2M} denotes a Chebyshev polynomial of the first kind [17]:

$$T_{2M}(\cos \beta L) = \cos 2M\beta L \quad (13)$$

The A_{ij} indicate the elements of the matrix A in equation (5), which are functions of the frequency ω .

In the course of our investigation we have calculated dispersion relations (7) for weak and strong rectangular (Heaviside) modulations of effective refraction index n and gain α . Resonance conditions and threshold gains for rectangular modulations are presently evaluated on the basis of equations (10) and (12).

Conclusions

We have succeeded in the experimental realization of a new type of laser, the DFB gas laser, and, subsequently, in the evaluation of its relevant operational conditions. Furthermore, we have developed a model on DFB lasers which provides dispersion relations and resonance conditions not only for weak but also for strong index and/or gain modulations.

Acknowledgement

This work was supported by the ETH Zürich, the GRD of EMD and the Swiss National Science Foundation.

REFERENCES

- [1] H. KOGELNIK and C. V. SHANK, *Lett.* 18, 152–154 (1971).
- [2] C. V. SHANK, J. E. BJORKHOLM and H. KOGELNIK, *Appl. Phys. Lett.* 18, 395–396 (1971).
- [3] M. NAKAMURA, A. YARIV, et al. *Appl. Phys. Lett.* 22, 515–516 (1973).
- [4] E. AFFOLTER and F. K. KNEUBÜHL, *Phys. Lett.* 74A, 407–408 (1979); *IEEE J. Quantum Electron.* QE-17, 1115–1122 (1981).
- [5] E. A. J. MARCATILI and R. A. SCHMELTZER, *Bell Syst. Techn. J.* 43, 1783–1809 (1964).
- [6] P. SCHWALLER, H. STEFFEN, J. F. MOSER and F. K. KNEUBÜHL, *Appl. Opt.* 6, 827–829 (1967).
- [7] H. STEFFEN and F. K. KNEUBÜHL, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-4, 992–1008 (1968).
- [8] F. K. KNEUBÜHL and E. AFFOLTER, “Infrared and Submillimeter-Wave Waveguides” in “Infrared and Millimeter Waves”, Vol. 1, 235–278, Acad. Press, N.Y. (1979).
- [9] F. K. KNEUBÜHL and E. AFFOLTER, “Distributed Feedback Gas Lasers” in *Infrared and Millimeter Waves*, Vol. 5, 305–337, Acad. Press, N.Y. (1982).
- [10] H. KOGELNIK and C. V. SHANK, *J. Appl. Phys.* 43, 2327–2335 (1972).
- [11] SHYH WANG, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-10, 413–427 (1974).
- [12] D. L. JAGGARD and C. ELACHI, *J. Appl. Phys.* 48, 1461–1466 (1977).
- [13] S. R. SESHADRI, *J. Appl. Phys.* 49, 562–568 (1978).
- [14] W. MAGNUS and S. WINKLER, *Hill’s Equation*, J. Wiley Inc., N.Y. (1966).
- [15] N. N. MEIMAN, *J. Math. Phys.* 18, 834–849 (1977).
- [16] L. BRILLOUIN, *Wave Propagation in Periodic Structures*, McGraw-Hill, N.Y. (1946).
- [17] M. ABRAMOWITZ and I. A. SEGUN, *Handbook of Mathematical Functions*, Dover Publ., N.Y. (1968).

A plasmadynamic recombination laser

Z. N. ROZKWITALSKI,¹⁾ E. FISCHER and F. K. KNEUBÜHL

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

The concept of a recombination laser, first introduced by Gudzenko and Shelepin [1], is a promising approach for high-power laser operation in a wide

¹⁾ On leave from the Polish Academy of Sciences, Gdansk, Poland.

spectrum from the vacuum uv to the infrared. However, the experimental realization of this concept is difficult. The first reported recombination lasing has been realized in small scale and inherently short-pulse operation in the after-glow plasma of a high-voltage pulse discharge [2] and in laser-produced plasmas [3].

In large-scale devices and for quasi-steady operation an arc-jet is used to provide expanding plasma flows. Hitherto, plasmadynamic lasers have been developed in two laboratories only, 1977 in Princeton [4] for some argon-ion lines, and 1980 in Nagoya [5] in hydrogen for the 1.88μ line. However, this type of laser is not well understood at present.

After some years preparation [6] we have now been able to demonstrate population inversion in an expanding argon plasma also in our laboratory. In this paper, we describe our plasmadynamic laser facility and preliminary experimental results. The experimental arrangement of the plasmadynamic laser is shown in Fig. 1. A high-power quasi-steady MPD arc-jet is used as a plasma source. It consists of a 14-cm-diameter and 5-cm-deep cylindrical arc chamber and a coaxial electrode arrangement. The latter consists of an aluminium anode with a 10-cm-diameter orifice and a conical tungsten cathode of 2 cm diameter. Argon gas is injected into the arc chamber by a high-speed electromagnetic valve. After an appropriate delay a current pulse of 4–25 kA and up to 1 msec duration is delivered to the electrodes by an LC network. The plasma produced in the arc chamber is accelerated and cooled by expansion into a 1-m-diameter and 2.5-m-long vacuum vessel.

After construction of the MPD arc-jet we made detailed studies on its performance as well as plasma velocity measurements with the aid of electrical double

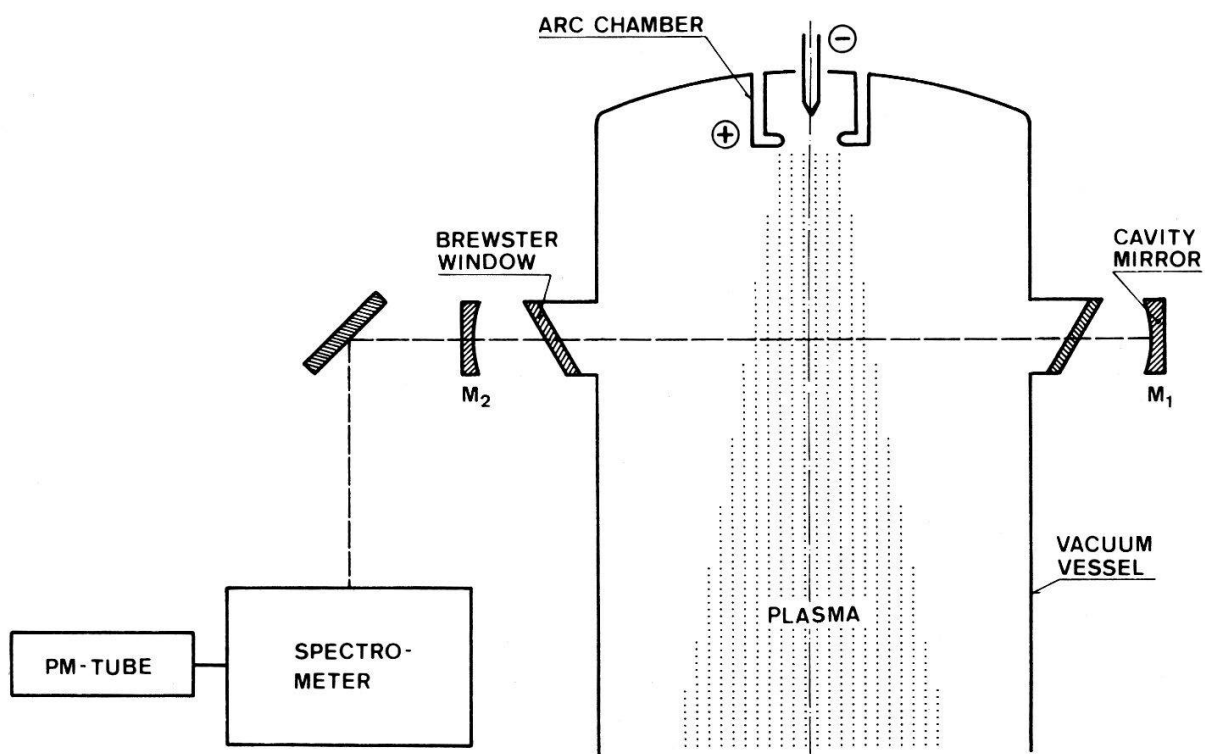


Figure 1

Schematic diagram of the experimental arrangement.

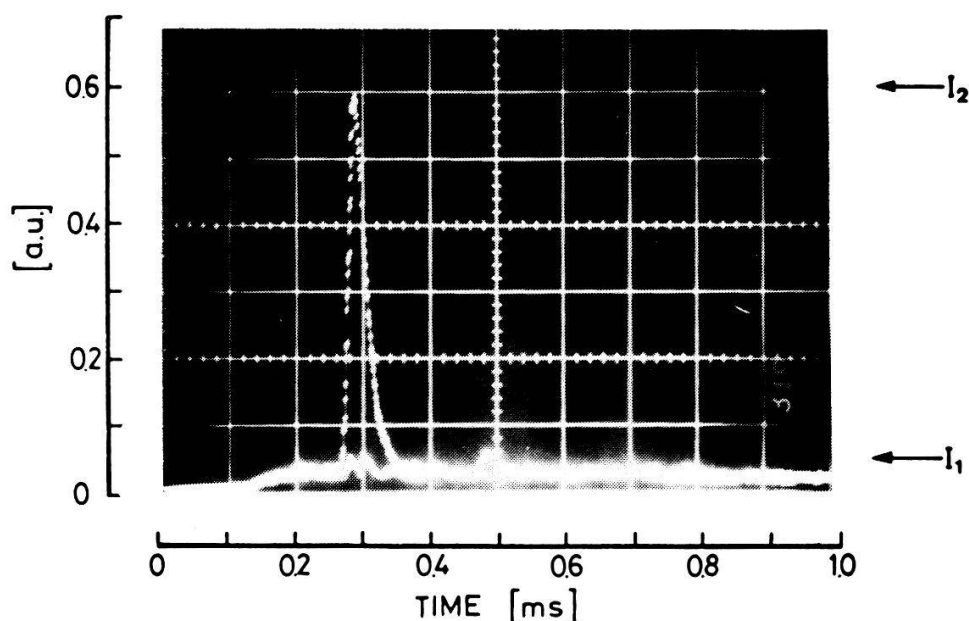


Figure 2
Photomultiplier response at 4880 Å. I_2 – with mirror M_1 ; I_1 – without mirror M_1 . Discharge current 5 kA; delay between gas injection and discharge initiation 1.6 msec; gas injector No 3; starting pressure 3.5 atm.

probes [6]. The observed operational parameters of the arc-jet and the measured plasma velocities are similar to those reported by Campbell et al. [4].

In order to realize lasing we placed an optical resonant cavity 14 cm downstream of the anode as shown in Fig. 1. The cavity is formed by two spherical mirrors of 100 cm radius and a separation of 125 cm and placed outside the vacuum vessel. Optical coupling of the plasma region to the mirrors is realized by use of quartz Brewster windows. The reflectivity of one mirror is 99.9% and the output coupler has a transmission of about 2.5%. The output from the resonator is directed into a spectrometer and recorded by a photomultiplier tube. With this arrangement we observed laser amplification in a recombining argon plasma at the 4880 Å and 4764 Å lines of Ar II.

A typical example of the photomultiplier response at 4880 Å is shown in Fig. 2. The small pulse (I_1) in Fig. 2 is observed when the reflecting mirror in the cavity is blocked. The duration of the output pulse is 50 μ s, which is much shorter than that of the discharge pulse (~ 1 ms). The pulse is observed about 300 μ s after discharge initiation. It is possible that the cold gas in front of the expanding plasma is relevant for effective electron cooling. Here, one should mention that these preliminary results have been obtained with fairly moderate optics. Also no effort was made to optimize the optical cavity.

At present, we are investigating the dynamics of gas injection to improve the discharge stability. Also experiments are in progress in order to explore the influence of various operating parameters on the performance of the plasma-dynamic recombination laser and to judge the present theories, e.g. [7], of stimulated emission in an expanding plasma.

The authors wish to thank W. F. von Jaskowsky and K. E. Clark, Princeton University, and W. L. Bohn, DFVLR-Institut für Technische Physik, Stuttgart, for valuable discussions. This project was supported by the Swiss National Foundation and ETH Zürich.

REFERENCES

- [1] L. I. GUDZENKO and L. A. SHELEPIN, *Sov. Phys. JETP*, 18, 998 (1964).
- [2] E. L. LATUSH and M. F. SEM, *Sov. Phys. JETP*, 37, 1017 (1973).
- [3] M. H. KEY, C. L. S. LEWIS and M. J. LAMB, *Optics Communications* 28, 331 (1979).
- [4] E. M. CAMPBELL, R. G. JAHN, W. F. VON JASKOWSKY and K. E. CLARK, *Appl. Phys. Lett.* 30, 575 (1977).
- [5] T. HARA, K. KODERA, M. HAMAGAKI, K. MATSUNAGA, M. IMUTAKE and T. DOTE, *Japan J. of Appl. Phys.*, 19, L606 (1980).
- [6] E. FISCHER, Z. ROZKWITALSKI and F. K. KNEUBÜHL, *H.P.A.*, 54, 302 (1981).
- [7] P. WÄGLI and W. L. BOHN, *J. Appl. Phys.* 51, 3601 (1980).

Photodissoziationslaser

W. LÜTHY

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

Die Anregung von Atomen oder Molekülen durch die Photodissoziation einfacher Moleküle bietet den Vorteil einer breitbandigen effizienten Absorption des Pumplichtes und kann zur Anregung von Laserlinien in schmalbandigen Resonanzübergängen verwendet werden. Neben einer Übersicht über realisierte Photodissoziationslaser wird vor allem die Photodissoziation von Metallhalogeniden, insbesondere Quecksilberdibromid und Thalliumhalogenid erläutert, von denen das erste im Molekül und das zweite im Atom Laserübergänge zeigt.

The volume-requirement for a high-power, long-pulse D₂O laser

T. OKADA, R. BEHN, M. A. DUPERTUIS, I. KJELBERG, P. D. MORGAN and M. R. SIEGRIST

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

We report theoretical work on scaling an optically-pumped D₂O laser up to 1 MW power levels with pulse duration around 1 μ sec, relating it to the bottleneck effect. A comparison with experimental results will also be presented.

Développement du laser 2**Erfahrungen beim Aufbau und Betrieb eines synchron gepumpten Farbstofflaser-Systems**

P. ANLIKER, Q. MUNIR und H. P. WEBER

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

Der synchron gepumpte modengekoppelte Farbstofflaser als Quelle eines kontinuierlichen Zuges von kurzen Pulsen hat seine Leistungsfähigkeit bereits in

vielen Labors unter Beweis gestellt. Wir berichten über eigene Erfahrungen beim Aufbau und Betrieb eines derartigen Systems. Dabei pumpt ein akustooptisch modengekoppelter Argonlaser gleichzeitig zwei abstimmbare Farbstofflaser. Mit Hilfe von Autokorrelationstechniken wird die Pulsdauer bestimmt; die Kreuzkorrelation gibt Aufschluss über die Stabilität der beiden Laser. Anhand erster Experimente im Gebiete der nichtlinearen Spektroskopie wurde die Leistungsfähigkeit des Systems überprüft und auch seine Grenzen aufgedeckt.

Numerical simulation of an optically-pumped far-infrared laser system

M. A. DUPERTUIS, R. BEHN, P. D. MORGAN, T. OKADA and M. R. SIEGRIST

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

A one-dimensional code which simulates a far-infrared laser system is discussed. The principles of pulsed FIR laser operation, the numerical method and the results obtained are presented. The goal of the research is to improve the understanding of the dynamics of FIR lasers and their design.

Physique numérique 3

Magnetohydrodynamische Stabilitätsberechnungen

R. GRUBER, S. SEMENZATO und F. TROYON

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

Die Parameter magnetischer Einschlussmaschinen, wie Strom, Druck und Dichte, hängen stark von der Existenz magnetohydrodynamischer Instabilitäten ab. Diese Instabilitäten zerstören im allgemeinen das Plasmagleichgewicht in Mikrosekundenschnelle. Zu deren Verständnis wurden verschiedene, in numerischer Hinsicht teilweise raffinierte Computer-simulationsprogramme geschrieben. Wir beschreiben unser Computer-Code ERATO, der das Stabilitätsproblem einer toroidalen Einschlussmaschine, dem Tokamak, löst. Wir benützen dabei eine erweiterte finite Elementenmethode die zu einem riesigen Eigenwertproblem führt.

Résolution numérique de l'équilibre magnétohydrodynamique idéal

S. SEMENZATO, R. GRUBER et F. TROYON

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

Le calcul de l'équilibre statique en magnétohydrodynamique idéale est un problème en général non linéaire. Plusieurs méthodes numériques peuvent être

utilisées: la surrelaxation, la méthode de Picard et celle de la continuation. Nous présentons l'application de ces méthodes aux calculs des structures torique et hélicoïdale.

Perturbations de courants homogènes sur une sphère

J. QUIBY

(Institut suisse de météorologie, Postfach, CH-8044 Zürich)

Le comportement d'un fluide non stratifié sur une sphère en rotation peut être simulé par un système de trois équations différentielles partielles non linéaires. On s'intéresse aux déformations des courants homogènes provoquées par des obstacles. Le système d'équation est résolu par une méthode de différences finies qui conserve la masse et l'entrophie potentielle. Il est aussi fait part des possibilités d'utilisation d'autres méthodes numériques, en particulier de la décomposition des variables en harmoniques sphériques.

Energie solaire

Monoklines ZnP_2 : ein neues Elektrodenmaterial für (nasse) Solarzellen

H. VON KÄNEL, R. HAUGER und P. WACHTER

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

Die Halbleiterelektrochemie hat in den letzten Jahren enorm an Bedeutung gewonnen, nicht zuletzt dank ihrer Anwendung zur Umwandlung von Sonnenenergie in elektrische oder chemische Energie. Diese Anwendung stellt mannigfaltige Anforderungen an die physikalischen und chemischen Eigenschaften der verwendeten Halbleiter. Optimale optische Eigenschaften (direkte Bandlücke bei ~ 1.5 eV) für die effiziente Umwandlung von Sonnenlicht in elektrische Energie, hat das von uns untersuchte monokline ZnP_2 . Aus der Gasphase gezüchtete Kristalle erwiesen sich als *p*-leitend, woraus sich als weiterer grosser Vorteil ein Schutz vor Photooxidation ergibt [1]; denn *p*-leitende Materialien wirken als Photokathoden. Es sind somit reduzierend wirkende Elektronen für den Ladungstransfer verantwortliche im Gegensatz zu oxidierenden Löcher bei *n*-Typ Halbleitern.

Erste photoelektrochemische Untersuchungen wurden an relativ hochohmigen Kristallen durchgeführt ($770 \Omega \text{ cm}$ bei 300 K). Die Kristalle wurden einseitig mit Leitsilber kontaktiert (nahezu Ohm'sche Kontakte) und zur Verwendung als rotierende Scheibenelektroden vorbereitet. Nach dem Polieren wurde die elektrolytseitige Oberfläche mit 1 M HCl (für typischerweise einige Std.) oder mit $\text{H}_2\text{O}:\text{HCl}:\text{HNO}_3$ (1:2:2) angeätzt. Die beiden Aetzarten ergaben keine signifikanten Unterschiede im Verhalten der Elektroden. Sämtliche Messungen wurden unter potentiostatischen Bedingungen mittels einer standardmässig

ausgerüsteten elektrochemischen Apparatur durchgeführt. Die Dunkelströme (in wässrigen Lösungen: 1 M NaOH, 1 M KCl bei allen pH's) waren vernachlässigbar bis $-5 V_{SCE}$. Beträchtliche Photoströme wurden gemessen (8 mA/cm^2 bei 120 mW/cm^2 Beleuchtung durch Halogenlampe in 1 M NaOH), ohne dass Korrosionserscheinungen festgestellt werden konnten. Der Photostrom, gemessen als Funktion der Lichtenergie, zeigt einen extrem steilen Anstieg bei 1.45 eV in guter Übereinstimmung mit der aus Absorptionsmessungen bestimmten Energielücke.

Die pH-Abhängigkeit des Photostroms verläuft sehr ähnlich wie bei p-GaAs [2]. Während bei pH 14 nur H_2O -Reduktion, beginnend bei ca. $-1 V_{SCE}$ beobachtet wird, wächst bei ca. $-0.5 V_{SCE}$ zwischen pH 4 und pH 1.5 eine Schulter heraus, die von der Reduktion von Protonen herrühren muss. Blasenbildung zeigt zudem die Entstehung von Wasserstoff-Gas an.

Die Photospannung für das $\text{Cr}^{3+}/\text{Cr}^{2+}$ EDTA Redoxsystem (Redoxspannung $\sim -1.2 V_{SCE}$) in 1 M KCl wurde aus der Verschiebung der Photostrom/Spannungskurve gegenüber der Strom/Spannungskurve an einer reversiblen Hg Elektrode bestimmt (Fig. 1). Bei pH 2.4 ergibt sich daraus eine Photospannung von $\sim 0.5 \text{ V}$, wobei allerdings der gemessene Strom auch von der H^+ Reduktion herkommen könnte. Bei pH 6.5 lässt sich dies hingegen ausschließen und aus Fig. 1 ergibt sich für diesen pH eine Photospannung von ca. 0.3 V .

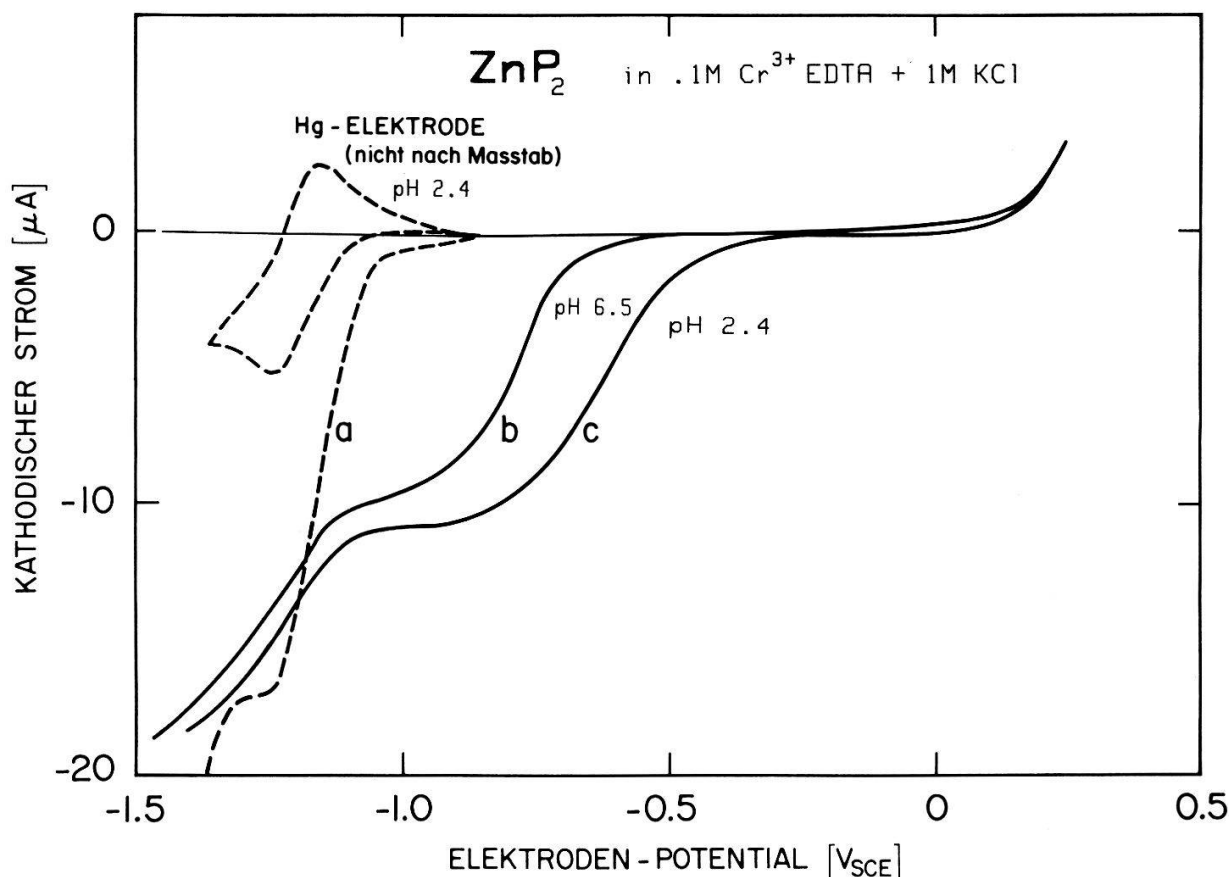


Figure 1

(a) Zyklisches Voltammogramm (Sweep Geschwindigkeit 30 mV/sec) und Strom/Spannungskurve an einer Hg Elektrode (Sweep Geschwindigkeit 10 mV/sec , Elektrode rotiert mit 50 U/min) im 0.1 M Cr^{3+} EDTA + 1 M KCl bei pH 2.4.

(b), (c) Photostrom/Spannungskurven für 0.5 mm^2 grossen ZnP_2 Kristall bei pH 6.5 bzw. pH 2.4 (Sweep Geschwindigkeit 10 mV/sec , Elektrode rotiert mit 50 U/min) bei Xe-Beleuchtung.

Zusammen mit der spektralen Empfindlichkeit sind somit die Voraussetzungen für eine effiziente Sonnentzelle gegeben. Selbstverständlich muss dazu noch eine geeignetere Dotierung erreicht werden. Ebenso unerlässlich ist eine genaue Bestimmung des Flachbandpotentials und eventueller Oberflächenrekombinationsprozesse, die möglicherweise die Cr^{3+} Photoreduktion in kathodischer Richtung verschieben und somit die Photospannung verkleinern (Fig. 1).

Verdankungen: Die Autoren danken Herrn Dr. O. Haas vom EIR in Würenlingen für wertvolle Diskussionen, sowie dem NEFF für seine finanzielle Unterstützung.

REFERENZEN

- [1] A. HELLER, B. MILLER, H. J. LEWERENZ und K. J. BACHMANN, *J. Am. Chem. Soc.* 102, 6555 (1980).
- [2] H. GERISCHER, N. MÜLLER und O. HAAS, *J. Electroanal. Chem.* 119, 41 (1981).

Effets des apports solaires sur la signature énergétique d'un bâtiment

D. CRAUSAZ, Y. REY, J.-B. GAY et A. FAIST

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

La signature énergétique permet de caractériser les besoins thermiques d'un bâtiment. Si les apports solaires sont faibles en comparaison des besoins globaux, et si la masse thermique du bâtiment n'est pas trop grande, la signature est une droite dans le diagramme puissance de chauffage/température extérieure. Dans le cas contraire, une signature peut également être déterminée à condition de choisir judicieusement les variables. Les résultats présentés ici sont basés sur des mesures effectuées en climat réel, sur des cellules de mesures et sur un immeuble locatif.

Silizium-Heterodioden für photovoltaische Solarzellen

J. GOBRECHT¹⁾

(Solar Energy Research Institute, Golden, Colorado, USA)

Die Effizienz von Solarzellen hängt bei breitbandiger Belichtung (Sonnenpektrum) stark vom Bandabstand des verwendeten Halbleiters ab. Silizium ist wegen seiner Verfügbarkeit und technologischen Beherrschung ein prädestiniertes Material für photovoltaische Energieumwandlung. Zur Steigerung des Wirkungsgrades von Zellen auf Si-Basis bietet sich die Kombination mit anderen Halbleitern an (Heterostrukturen). Allerdings gelingt es wegen mangelhafter Gitteranpassung und unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten nur selten, monolithische Heterostrukturen mit geringer Grenzflächenrekombination direkt herzustellen. Dieses Problem kann zum Teil durch Einführung einer amorphen

¹⁾ Neue Adresse: Brown Boveri Forschungszentrum, CH-5405 Baden, Schweiz.

Zwischenschicht umgangen werden, was am System $n\text{-Si}/\text{SnO}_2/\text{CdSe}$ als Photoelektrode gezeigt wird, bei dem die zwei in Serie liegenden Schottkydioden Photospannungen bis zu 1.2 V abgeben.

Bildung von semitransparenten Metallfilmen für MIS Solarzellen durch Sputtering

H. KEPPNER, P. MUNZ und E. BUCHER

(Universität Konstanz, Fakultät für Physik, Jacob-Burckhardtstr. 31, D-7750 Konstanz)

MIS Solarzellen mit kontinuierlichem barrierenbildendem Metallfilm zeigen heute bereits akzeptable Wirkungsgrade ($\eta > 10\%$ mit kristallinem $p\text{-Si}$). Bisher wurden die semitransparenten Metallfilme immer durch thermisches Verdampfen hergestellt. Die Sputtertechnik könnte demgegenüber eine Reihe von Vorteilen mit sich bringen. Die Filmpräparation durch Aufputtern und die Eigenschaften von Filmen im Dickenbereich 100–300 Å wurden untersucht. Es hat sich gezeigt, daß beim Sputtern in diesem niedrigen Dickenbereich unerwartete Effekte auftreten können. Es ist aber möglich, mit der einfachen *HF*-Diodenanordnung schon bei relativ niedrigen Spannungen (600 V) zu arbeiten. Mit *Y* konnten Filme von akzeptablem Schichtwiderstand (300–400 Ω/\square) präpariert werden mit einer Transmission, die höher liegt als sie mit thermischem Verdampfen und gleichem Schichtwiderstand je erreicht werden konnte.

Monosilan im Helium-Silanplasma

S. BOURQUARD, Q. BUGMANN, D. ERNI und P. KOCIAN

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

Die Konzentration der Radikale SiH_x ($x = 1, 2, 3$) im Silanentladungsplasma beeinflusst die Eigenschaften der $a\text{-Si-H}$ Schichten, welche in diesem Plasma abgeschieden werden. Deshalb ist die Diagnostik dieser Radikale im Plasma von grosser Bedeutung. Wir haben die Konzentration von Monosilan SiH in der Mischung von 95% von Helium und 5% von Silan (SiH_4) in Abhängigkeit vom Gasdruck, vom Entladungsstrom und von der Durchflussmenge untersucht. Wir haben die Methode der optischen Spektrometrie benutzt. Die Ergebnisse zeigen, dass die Relativkonzentration SiH/SiH_4 mit steigendem Druck abnimmt und mit steigendem Entladungsstrom zunimmt, was in Übereinstimmung mit unserem theoretischen Modell ist. So ist es möglich mit zwei Grundparametern des Plasmas, d.h. Druck und Entladungsstrom, die Eigenschaften der abgeschiedenen $a\text{-Si-H}$ Schichten zu beeinflussen.

Die Forschung ist vom NEFF unterstützt.

Diagnostic laser 1

CO₂-Konzentrationsbestimmung in den Blasen von natürlichen Eisproben mit Hilfe eines Infrarot-Laserspektrometers

A. NEFTEL und H. OESCHGER

(Physikalisches Institut, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern)

Die in den Blasen von natürlichem Eis eingeschlossene Luft kann wertvolle Information liefern über die atmosphärische Gaszusammensetzung zur Zeit des Gaseinschlusses.

An unserem Institut wurde ein neues Trockengasextraktionssystem entwickelt, das es erlaubt, die CO₂-Konzentration der eingeschlossenen Luft von kleinen Eisproben (~1 gr) zu messen. Die Eisproben werden in einem gekühlten und evakuierten Behälter von einem Nadelkissen zerkleinert. Das entweichende Gas expandiert in die Absorptionszelle des Infrarot-Laserspektrometers, wo die CO₂-Konzentration während 5 Minuten quasi kontinuierlich gemessen wird. Das schnelle Extraktionsverfahren mit direkt angekoppelter Konzentrationsbestimmung erlaubt eine genaue Messung der CO₂-Konzentration der Luft in den Blasen der Eisproben. Die Messresultate zeigen, dass in kalten polaren Eisproben (mittl. Jahrestemperatur < -25°C) die atmosphärische Gaszusammensetzung gut erhalten ist.

Vertikale CO₂ Profile über der Schweiz gemessen mit einem Infrarot-Laserspektrometer

H. J. FRIEDLI, A. NEFTEL und D. RAUBER

(Physikalisches Institut der Universität Bern, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern)

Während der letzten drei Jahre wurde in unserem Labor ein Laserspektrometer für präzise CO₂-Messungen an atmosphärischen Luftproben aufgebaut. Als Lichtquelle dient dabei eine quasi-kontinuierlich abstimmbare PbS Halbleiterdiode, die bei 4,3 μm Licht ausstrahlt. 1980/81 wurden atmosphärische Proben vom Jungfrauoch gemessen. Diese Serie wurde mittlerweile abgeschlossen und es konnte gezeigt werden, dass sich diese Station als atmosphärische CO₂-Basismessstation im Alpenraum eignen würde. Seit letztem Sommer wird allmonatlich ein Vertikalprofil bis 8000 m ü.M. mit Hilfe eines Propellerflugzeugs (Pilatus Porter) aufgenommen. Solche Profile geben die Möglichkeit, mit Hilfe von Modellrechnungen die saisonale Schwankung von CO₂-Quellen und -Senken abzuschätzen.

8-Kanal Interferometer zur Messung von Elektronendichteprofilen eines Tokamak-Plasmas

R. BEHN und P. D. MORGAN

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

und R. L. WATTERSON

(Francis Bitter National Magnet Laboratory, MIT, Cambridge, USA)

Die Entwicklung von Molekül-Lasern hat entscheidend dazu beigetragen, dass die Interferometrie bei Wellenlängen im Submillimeterbereich zu einem wichtigen Verfahren zur Messung von Elektronendichteprofilen von Tokamak-Plasmen geworden ist. Für den Einsatz am TCA wurde ein 8-kanaliges Mach-Zehnder-Interferometer aufgebaut, bei dem als Strahlungsquelle ein optisch gepumpter CH_3I -Laser verwendet wird. Ein Heterodyne-Empfangssystem mit pyroelektrischen Detektoren ermöglicht es, die Phasenverschiebung, unabhängig von Amplitudenschwankungen des Lasers, aus einem niederfrequenten Mischsignal zu bestimmen. Nach der Filterung, Digitalisierung und Zwischenspeicherung der Detektorsignale übernimmt ein Computer (PDP 11/60) die weitere Datenauswertung.

Untersuchung der Fibrinogen-Fibrin Aggregation mit Hilfe der Lichtstreuung als Funktion der abgespalteten Fibrinopeptide A

G. DIETLER, P. WILTZIUS und W. KÄNZIG

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

A. HÄBERLI und P. W. STRAUB

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

Das Enzym Thrombin spaltet kleine Fibrinopeptide vom löslichen Plasma-protein Fibrinogen ($M = 340\,000$) ab und verwandelt es in das reaktive Fibrinmonomer. Die spontane Aggregation von Fibrin und Fibrinogen spielt eine zentrale Rolle bei der Blutgerinnung. Statische und dynamische Lichtstreuexperimente im Bereich kleiner Streuwinkel ($5^\circ \leq \theta \leq 13^\circ$) ermöglichen eine Bestimmung des gewichtsgemittelten Molekulargewichtes (M_w), des mittleren Gyrationradius (\bar{R}_G^2) und der mittleren Diffusionskonstanten \bar{D} und ergänzen die früher gemachten Messungen bei grossen Streuwinkeln ($30^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$). An den durch Lichtstreuung charakterisierten Lösungen wurde in verschiedenen Stadien der Aggregation die Anzahl der abgespaltenen Fibrinopeptide A, die ein Mass ist für die aktivierten Bindungsstellen, gemessen. Ohne Annahme über die Polymerverteilung gelangt man zu den folgenden Schlüssen: Die Aggregate sind langgestreckt. M_w , \bar{R}_G^2 und $1/\bar{D}$ divergieren beim sog. Gelpunkt.

Auf dem Weg zu einem Modell für die Fibrinogen-Fibrin Aggregation

P. WILTZIUS, G. DIETLER und W. KÄNZIG

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

A. HÄBERLI und P. W. STRAUB

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

Nach unseren Experimenten hat die Fibrinogen-Fibrin Aggregation den Charakter einer Phasenumwandlung, der sog. Sol-Gel Umwandlung. Beim Gel-punkt (wo das mittlere Molekulargewicht M_w divergiert) koexistiert ein 'unendlich' grosses Aggregat mit einer grossen Anzahl Monomeren und kleinen Oligomeren. Der kritische Exponent der Divergenz von M_w beträgt $\gamma = 1.05 \pm 0.1$, in guter Uebereinstimmung mit dem Polymerisationsmodell von Flory und Stockmayer, das äquivalent ist zu einer Theorie des mittleren Feldes ($\gamma = 1$). Perkulationsmodelle ergeben wesentlich grössere γ -Werte und können ausgeschlossen werden. Zyklische Polymere sind also selten. Der kritische Exponent der Divergenz des Gyrationradius beträgt $\nu \cong 1.1$, während das Flory-Stockmayer Modell (Cayley-Baum) $\nu = 1/2$ voraussagt. Diese Diskrepanz kann erklärt werden durch die Tatsache, dass die Polymere gerichtet wachsen und selten verzweigen.

Lit.: P. Wiltzius et al. 'Fibrin polymerization studied by static and dynamic light scattering as a function of fibrinopeptide A release'. (submitted to Biopolymers).

Autres domaines 1

^{39}Ar - ^{40}Ar -Altersbestimmung des Noriten 78236

U. AESCHLIMANN

(Physikalisches Institut, Universität, Bern, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern)

Der Norit 78236 ist von Interesse für die Frühgeschichte des Mondes. Die Rb-Sr- und Sm-Nd-Datierungen (Carlson and Lugmair, EPSL 52, 1981 und Nyquist et al., PLSC 12, 1981) ergeben ein Bildungsalter von ~ 4.4 Milliarden Jahren. Störungen in den Isochronen weisen aber auf eine komplizierte Geschichte des Gesteins hin. Mit der ^{39}Ar - ^{40}Ar -Technik wurden die beiden Hauptminerale, Plagioklas und Orthopyroxen, untersucht. Die Plagioklasfraktionen ergeben ausgezeichnete Altersdiagramme mit einem Plateaualter von 4.11 ± 0.02 Milliarden Jahren. Die Altersdiagramme des Orthopyroxen sind komplex. Eine mögliche Erklärung bildet die Existenz einer zusätzlichen, kaliumreichen Phase.

Stossparameterabhängigkeit der Locherzeugung in den K- und L-Schalen bei energiereichen Schwerionenstößen

M. NESSI, E. MORENZONI, P. BÜRGI, CH. STOLLER und W. WÖFLI
(Laboratorium für Kernphysik, ETHZ, CH-8093 Zürich)

Die Untersuchung der Stossparameterabhängigkeit der Locherzeugung in den K- und L-Schalen bei Schwerionenstößen gibt die Möglichkeit die verschiedenen Anregungsmechanismen zu bestimmen. Das System I-Ag wurde bei einer Strahlenergie von 63 MeV untersucht. Die Messungen deuten darauf hin, dass bei kleineren Stossparametern die K-Anregung in einem 1 Stoss-Prozess erfolgt.

Lock-in digital pour basses fréquences

P.-A. PROBST et B. COLLET

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

Nous avons développé un lock-in digital particulièrement adapté à des mesures de haute précision à basses fréquences. Il permet la mesure simultanée des composantes en phase et en quadrature d'un signal par rapport à une référence de fréquence f , ainsi que $2f$ ($0.01 < f < 625$ Hz). Ce lock-in digital n'est pas sensible aux harmoniques impaires de f , n'a pas de dérive de zéro et la stabilité de son gain est meilleure que 35 ppm/K. Les composantes sont calculées après chaque période, ce qui implique une réponse à 100% après *une période* et la possibilité de rejeter simplement des bruits transitoires en éliminant une mesure. Une statistique sur plusieurs périodes permet d'augmenter le rapport signal/bruit.

Negative Ionen in der Mesosphäre während der Sonnenfinsternis vom 26. Feb. 1979

L. ANDRÉ, P. EBERHARDT, U. HERRMANN und E. KOPP

(Physikalisches Institut, Universität Bern, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern)

Oberhalb Red Lake (Canada) wurden auf einer Höhenforschungsrakete der NASA mit einem hochauflösenden Massenspektrometer die negativen Ionenzusammensetzungen gemessen. Dominant waren die Ionen CO_3^- , NO_3^- , Cl^- , O_2^- und O^- doch wurden auch eine Vielzahl schwerer Ionen ($70 \text{ u} < m < 170 \text{ u}$) nachgewiesen.

Die Bildungsmechanismen und ein Gleichgewichts-Modell werden diskutiert und mit den Messresultaten verglichen.

Massenspektrometrische Bestimmung von Isotopenverhältnissen im Bereich von 10^{-10} – 10^{-16}

R. BALZER, G. BONANI, CH. STOLLER, M. SUTER und W. WÖFLI
(Laboratorium für Kernphysik, ETHZ, CH-8093 Zürich)

J. BEER und H. OESCHGER
(Physikalisches Institut, Universität Bern, CH-3012 Bern)

Vor einigen Jahren wurde an verschiedenen Instituten gezeigt, dass seltenere Isotope, wie z.B. ^{10}Be und ^{14}C , mit einer Kombination von Teilchenbeschleuniger und Massenspektrometern auch an sehr kleinen Proben (~ 1 mg) nachgewiesen werden können. Das Hauptproblem bei der neuen Technik ist die quantitativ genaue Bestimmung der Isotopenverhältnisse. Am Tandembeschleuniger an der ETHZ sind deshalb verschiedene neue Komponenten entwickelt worden um die Messgenauigkeit zu erhöhen. Die Methode wird an Hand von Messungen von ^{10}Be und ^{14}C diskutiert.

Étude des craquelures intrinsèques du polyméthylméthacrylate fortement déformé

A. DE BROSSIN, M. DETTENMAIER et H. H. KAUSCH
(Laboratoire de Polymères, EPFL, 32, chemin de Belleriv, CH-1007 Lausanne)

1. Introduction

Dans les polymères amorphes et semi-cristallins soumis à une sollicitation mécanique d'une certaine intensité, des craquelures (en anglais: crazes) apparaissent. Ces structures, formées de vides et de fibrilles, sont organisées en feuillets perpendiculaires à la direction de sollicitation.

Les craquelures ont une grande importance technologique du point de vue des propriétés mécaniques des polymères.

- Leur apparition précède la rupture macroscopique. La ruine de l'échantillon intervient par ruptures successives de fibrilles ce qui conduit à la propagation de microfissure.
- La formation des craquelures nécessite une certaine absorption d'énergie par le polymère sollicité. Ceci contribue positivement à la résilience du matériau.

On distingue, d'une part, les craquelures de type 'conventionnel', connues depuis longtemps (voir p.e. [1, 2]). Elles apparaissent lors de faible déformation (avant le seuil de plasticité), sont formées de feuillets bien structurés et naissent à la surface de l'échantillon, de préférence sur des impuretés ou des défauts mécaniques. Leur concentration volumique est faible, elles contribuent donc relativement peu aux performances mécaniques.

D'autre part, un type intrinsèque a été observé récemment dans du polycarbonate par Dettenmaier et Kausch [3, 4]. Ces craquelures ne se forment qu'après une déformation importante du polymère (bien après le seuil de plasticité).

Pour le polycarbonate, ces craquelures ont une structure fibrillaire assez régulière et leur concentration volumique est très élevée. Cette grande concentration donne un aspect blanc opaque à la matière déformée, par diffusion de la lumière.

Par souci de généralisation, une étude similaire effectuée sur un autre polymère non réticulé, le polyméthylméthacrylate (PMMA), a permis d'observer un phénomène semblable.

2. Comportement en traction

Le phénomène de blanchissement du PMMA n'est observable qu'à l'intérieur d'un domaine défini de température, de 65°C à 90°C (température de transition vitreuse: $T_g = 108^\circ\text{C}$).

Dans ce domaine, la courbe de traction d'une éprouvette de PMMA présente un crochet pour un allongement réversible relativement constant d'environ 2.7 (Fig. 1). Ce crochet est le résultat d'une déformation plastique par formation de craquelures dans le matériau; il détermine donc l'allongement de l'échantillon à l'initiation de ce processus.

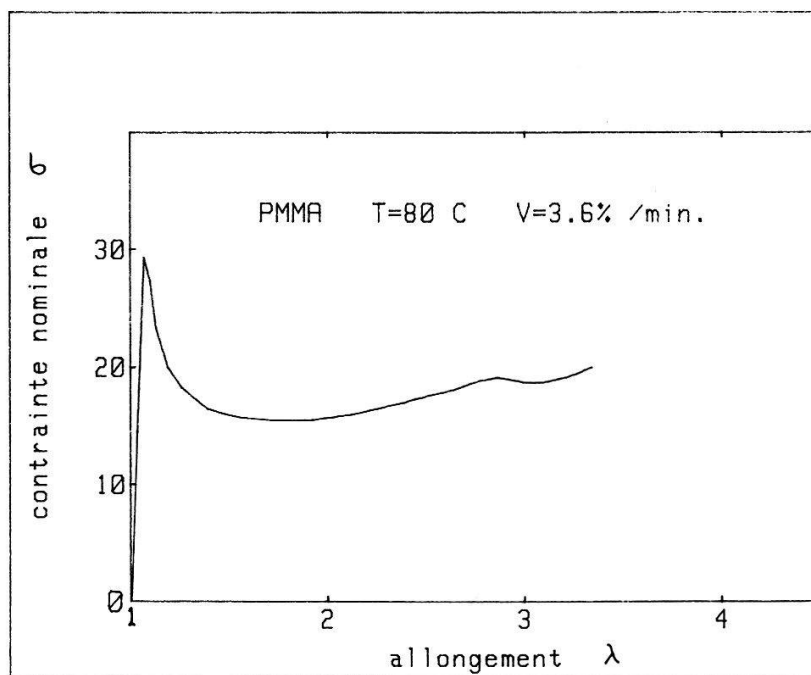


Figure 1

En deçà de 65°C, l'allongement à la rupture de l'éprouvette est inférieur à 2.7, l'échantillon à la rupture est transparent.

Au delà de 90°C, à des températures proches de celle de transition vitreuse, le blanchissement est beaucoup moins intense et l'initialisation difficile à saisir.

3. Microstructure

L'observation au microscope à balayage d'un échantillon blanc de PMMA (Figs 2 et 3) révèle la présence de fibrilles orientées selon l'axe de traction et

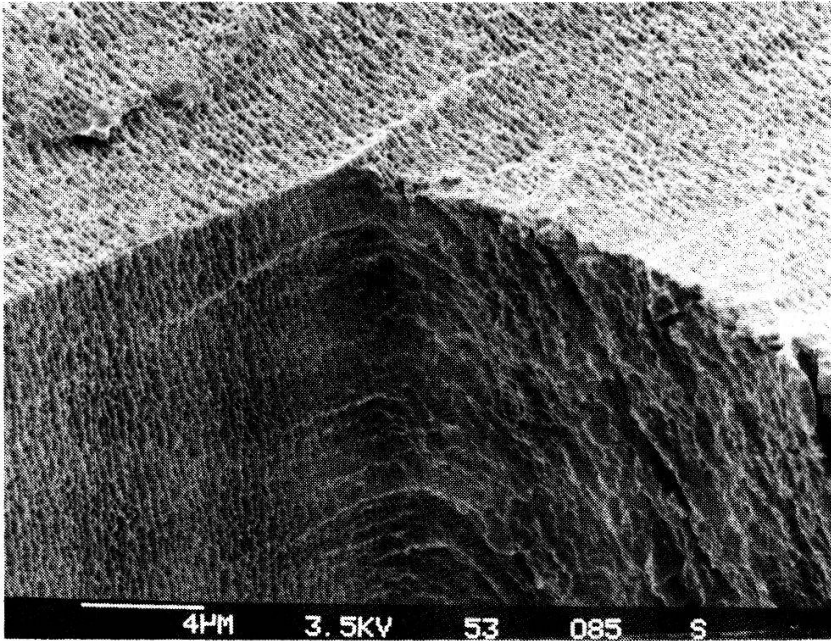


Figure 2

séparées par des trous de forme lenticulaire. Cette structure est organisée en feuillets grossiers perpendiculaires à l'axe de sollicitation.

L'analyse d'une série d'éprouvettes déformées à des allongements croissants (et supérieurs à 2.7) a permis de mettre en évidence le mécanisme de maturation des craquelures intrinsèques.

Ces craquelures naissent disséminées dans la masse du plastomère puis se multiplient, lorsque la déformation se poursuit, jusqu'à saturation du matériau. La saturation précède immédiatement la rupture. Il est à noter que ces craquelures ne débouchent pas à la surface de l'échantillon.

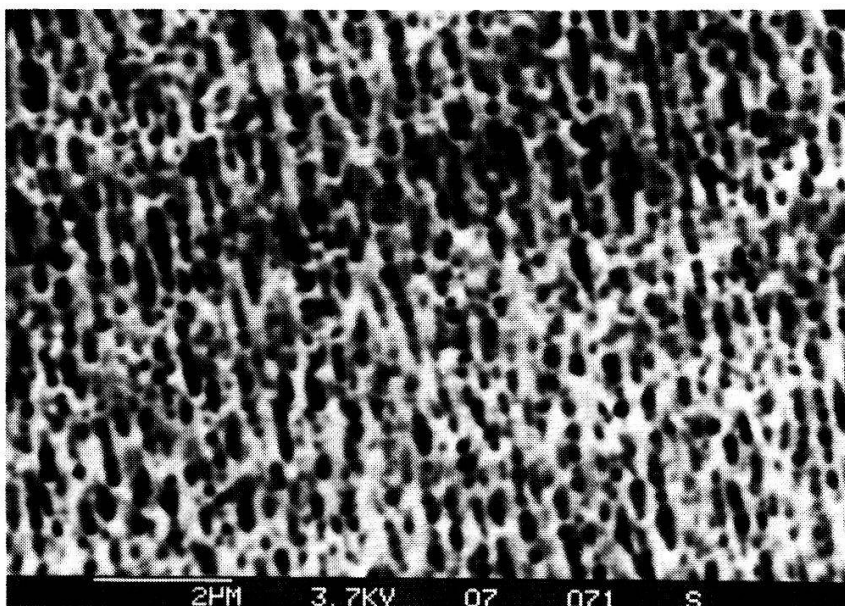


Figure 3

L'apparition de vides est responsable d'une diminution de la densité apparente du matériau. Proportionnelle à la densité volumique des craquelures intrinsèques, cette diminution de densité atteint plus de dix pour cent à la rupture de l'échantillon.

4. Le phénomène de désenchevêtrement

Un polymère thermoplaste est formé de chaînes macromoléculaires entrelacées (Fig. 4). En dessous de sa température de transition vitreuse T_g , les enchevêtrements sont topologiquement stables (les chaînes n'ont pas la possibilité de glisser les unes sur les autres).

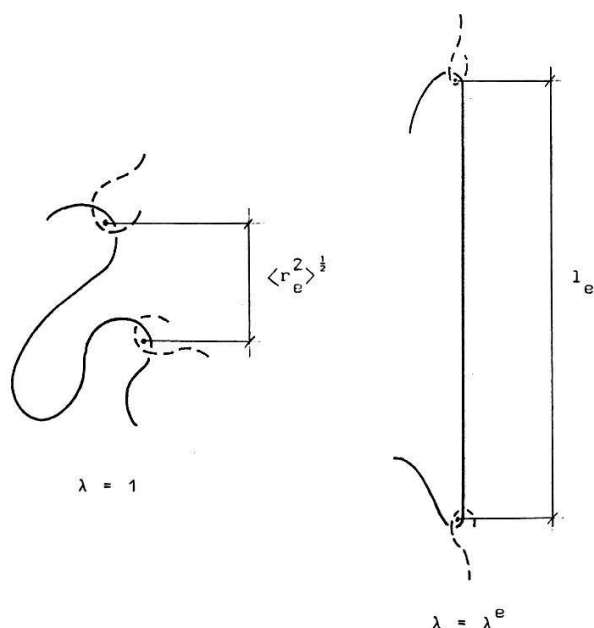


Figure 4

La déformation maximale possible compatible avec la stabilité des enchevêtrements est obtenue lorsque le réseau soutient des portions de chaînes complètement étendues.

Cette déformation est l'allongement libre maximal λ^e

$$\lambda^e = l_e / \langle r_e^2 \rangle^{0.5}$$

l_e : longueur de la chaîne complètement allongée entre deux enchevêtrements,
 $\langle r_e^2 \rangle$: écart quadratique moyen de deux enchevêtrements.

Dans un domaine de températures inférieures à celle de transition vitreuse T_g , l'allongement du polymère peut être poursuivi au delà de λ^e mais cette déformation s'opère au détriment de la stabilité mécanique des enchevêtrements. Il est probable qu'une partie des chaînes se cassent tandis que d'autres ont la faculté de glisser. Ces deux processus diminuent la concentration des enchevêtrements dans le sens de l'axe de déformation. L'échantillon prend alors un aspect translucide puis blanc par la formation de craquelures intrinsèques.

Expérimentalement, on observe une bonne corrélation entre la valeur

théorique de l'allongement libre maximal du PMMA ($\lambda^e = 2.7$) [4] et l'allongement observé à l'initiation du blanchissement ($\lambda^II = 2.7 \pm 0.1$).

5. Conclusion

Cette étude sur l'état blanc du PMMA nous a permis d'établir les points suivants:

- L'apparition des craquelures intrinsèques est gouvernée par un allongement critique des segments composant les chaînes du plastomère. Cet allongement critique est λ^e .
- Il existe un domaine de température en dehors duquel un blanchissement du PMMA n'est pas observable.
- L'apparence des craquelures intrinsèques est un état intermédiaire entre des feuillettes perpendiculaires à la direction de déformation et un réseau de trous distribués aléatoirement dans la matrice. Contrairement aux craquelures 'conventionnelles', elles ne débouchent pas à la surface de l'échantillon. Elles naissent disséminées dans la masse du polymère puis se multiplient jusqu'à saturation du matériau (au moins lorsque la vitesse de traction est lente).
La saturation précède immédiatement la rupture.
Au cours de la phase de multiplication, la taille des trous dans les craquelures formées reste constante.
- La grande concentration des craquelures intrinsèques à la rupture implique une consommation importante d'énergie par unité de volume du polymère déformé.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] R. P. KAMBOUR, *J. Polym. Sci. Macromol. Rev.* 7, 1 (1973).
- [2] H. H. KAUSCH, '*Polymer Fracture*', Springer Verlag Berlin 1978.
- [3] M. DETTENMAIER und H. H. KAUSCH, *Polymer* 21, 1232 (1980).
- [4] M. DETTENMAIER und H. H. KAUSCH, *Colloid & Polymer Sci.* 259, 937 (1981).

Low field spin-spin relaxation time in intact and lysed red cells solutions: effect of membranes and hemoglobin

S. CONTI, D. K. LAI, B. BORCARD, E. HILTBRAND, P. MAGNIN and G. J. BÉNÉ
(DPMC, Section de Physique, 24 quai E. Ansermet, CH-1211 Genève 4, Switzerland)

Abstract. Spin-spin relaxation time measurements on red cells suspensions show that, compared to the proton relaxation time, the water exchange through the cell membranes may be considered as fast even in low fields (0.5 G).

Depending on the state of the cells, intact or lysed, such solutions give different T_2 values, which is explained by a compartmentation effect of the hemoglobins by the cellular membranes.

A different hemoglobin concentration dependence of $1/T_2$ between human and bovine hemolysates has also been observed.

Introduction

In the application of magnetic relaxation to biological systems, one should be able to relate the experimental results to the biological properties of the system. In the case of blood, in particular the relaxation times T_1 and T_2 are influenced by many factors like protein concentrations, hematocrit, pH or oxygenation state of the blood, and may vary from one sample to the other [1-4]. In this work, we are interested in investigating the effect of the hemoglobin (Hb) concentration and of the presence of red cells membranes on the spin-spin relaxation time of the fraction of blood formed by the red cells. Since these effects should be more pronounced at low fields, where the relaxation rate $1/T_2$ is proportional to the correlation time of the proteins, all our measurements have been made in the earth magnetic field, at 2 KHz.

Experimental methods and materials

The red cells were extracted either from outdated human blood-bank blood (3 weeks old) or from freshly drawn bovine blood, by centrifugation (5000 g, 30 min.). The cells were then washed twice with distilled salted water (9 gr/1 NaCl) which was used for the cell-suspending medium too. The hemolysates were obtained by taking from each sample a fraction of the cells, which were suspended in distilled water and lysed using ultrasounds. Hb concentrations, determined by an optical method, and hematocrit values are measured with an uncertainty of about 5%.

For each sample, successive dilutions followed by T_2 measurements were carried out. T_2 values are obtained directly from the FID in the earth magnetic field ($\nu = 2$ kHz), after prepolarisation in a 50 G field; spin echoes technic is not necessary in our laboratory, where the earth magnetic field homogeneity and stability are good enough (10^{-6} G on the sample volume and for a measure duration). The uncertainties on T_2 values are estimated to be 3% at low concentrations (long T_2), but may reach $\sim 10\%$ for T_2 values less than 100 ms, i.e. near the limit of resolution of our apparatus which is about 30 ms.

All measurements correspond to a mean temperature of 33°C, but variations of a few degrees, resulting from the heating of the coil, were observed on some samples which underwent several successive polarisations in a short time, and could be a source of dispersion of data in some cases.

The pH values of the samples were 6.6 ± 0.2 .

Theory

For a system made up of two phases, between which the spin carriers are exchanging rapidly, the spin-spin relaxation rate may be written [5, 6]:

$$\frac{1}{T_2} = \frac{N_a}{T_{2a}} + \frac{N_b}{T_{2b}} \quad (1)$$

where N_a , N_b and T_{2a} , T_{2b} are the fractions of spin carriers ($N_a + N_b = 1$) and the spin-spin relaxation times in the phases *A* and *B* resp.

The fast exchange condition is given by the inequalities $\delta_a, \delta_b \ll T_{2a}, T_{2b}$, where δ_a, δ_b are the mean life-time of the spin carriers in each phase.

If relaxation occurs through pairwise dipole-dipole interaction, the relaxation rates are described by [7]:

$$\frac{1}{T_{2a(b)}} = \frac{3}{20} \left[\frac{\gamma^4 \hbar^2}{r^6} \right] \cdot \left[3\tau_{a(b)} + \frac{5\tau_{a(b)}}{1 + \omega^2 \tau_{a(b)}^2} + \frac{2\tau_{a(b)}}{1 + 4\omega^2 \tau_{a(b)}^2} \right]$$

which, in our case ($\tau_{a(b)} \leq 10^{-7}$ sec, $\nu = 2$ KHz $\rightarrow \omega\tau \ll 1$) becomes

$$\frac{1}{T_{2a(b)}} = \left[\frac{3}{2} \frac{\gamma^4 \hbar^2}{r^6} \right] \cdot \tau_{a(b)} \quad (2)$$

that is, a proportionality between the relaxation rate and the correlation time in each phase. For investigation in biological systems, this situation guarantees the best sensitivity of T_2 to concentration in macromolecules and to their longest correlation time (tumbling of the whole macromolecules).

In our case, the protons in the water molecules are the spin carriers, the solvent and the red cells are respectively the phases *A* and *B*. The red cells, phase *B*, are themselves made up of two sub-phases: the intracellular water bound to the hemoglobins (hydration layer, phase *H*) and the intracellular free water (phase *W*) which is supposed to have the same properties as the solvent ($T_{2w} = T_{2a}$). The relaxation rates may then be written:

$$\text{cells: } \frac{1}{T_{2b}} = \frac{N_w}{T_{2a}} + \frac{N_h}{T_{2h}} \quad (3)$$

$$\text{Whole system: } \frac{1}{T_2} = \frac{N_a}{T_{2a}} + N_b \left[\frac{N_w}{T_{2a}} + \frac{N_h}{T_{2h}} \right] \quad (4)$$

where N_a, N_b are the fractions of extracellular and intracellular ($N_a + N_b = 1$), and N_w, N_h are the free and bound fractions of intracellular water ($N_w + N_h = 1$).

To express these fractions with experimental parameters, we use the following quantities:

- the hematocrit H_t = volume fraction of the solution filled by the cells
- the hemoglobin concentration in the red cells: C_c [gr Hb/ml cells]
- the mean hemoglobin concentration in the whole system: C [gr Hb/ml H₂O solution]¹⁾
- the quantity of water bound on 1 gr of hemoglobin: n [gr H₂O bound/gr Hb].

Using these definitions and taking the density of Hb equal to 1 gr/cm³, we get:

$$N_a = \frac{1 - H_t}{1 - C_c H_t} \quad N_b = \frac{H_t(1 - C_c)}{1 - C_c H_t} = 1 - N_a \quad (5)$$

$$N_h = \frac{n C_c}{1 - C_c} \quad N_w = \frac{1 - (n + 1) C_c}{1 - C_c} = 1 - N_h \quad (6)$$

¹⁾ Since we detect only the aqueous part of the system, the correct concentration units are grams of Hb per ml of water. The usual concentration c' , whose units are grams of Hb per ml of solution, is related to our definition by: $c' = c\rho/(1 + c\rho)$ where ρ is the density of the proteins.

We may then write equation (4) in terms of the red cell quantities (T_{2b} , C_c , H_t):

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_{2a}} + N_b \left(\frac{1}{T_{2b}} - \frac{1}{T_{2a}} \right) \quad (7a)$$

$$= \frac{1}{T_{2a}} + \left[\frac{H_t(1-C_c)}{1-C_c H_t} \right] \left(\frac{1}{T_{2b}} - \frac{1}{T_{2a}} \right) \quad (7b)$$

which is convenient to describe the red cells suspensions.

To describe the hemolysates, since no hematocrit can be defined, we transform equation (7b) using equations (3) and (6), and noting that $C = [C_c H_t / (1 - C_c H_t)]$, we get:

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_{2a}} + Cn \left(\frac{1}{T_{2h}} - \frac{1}{T_{2a}} \right) = \frac{1}{T_{2a}} + C \left(\frac{n}{T_{2h}} \right) \quad (T_{2a} \gg T_{2h}) \quad (8)$$

which is now given in terms of quantities concerning the hemoglobins (T_{2h} , n , c).

The terms

$$n/T_{2h} \left(= \frac{3}{2} \frac{\gamma^4 h^2}{r^6} \cdot n\tau_h \right) = R_0,$$

the relaxivity, represents the contribution due to 1 gr/ml of Hb to the relaxation rate of the whole system.

Results and discussion

Red cells suspensions

The first point was to check if equation (7) could describe such a system even in a low field. The validity of equation (7) require the fast exchange conditions to be satisfied not only between bound and free water inside the cells [as required for equation (8)] which is usually the case (as in protein solutions), but also between cells and solvent. The T_2 values of red cells in the earth magnetic field are about 80 ms, the life-time in the cells is estimated to be about 10 ms [8], whence $\delta_b/T_{2b} \approx 0.1$, which is not a very fast exchange situation. One should consider, therefore, the more general case of intermediate exchange, which predicts a double exponential form for the FID: $M(t) = M_1 e^{-r_1 t} + M_2 e^{-r_2 t}$ [5]. In fact, computations of the form of $M(t)$ for typical values of our system ($T_{2a} \equiv 2.5$ s, $T_{2b} = 80$ ms, $\delta_b = 10$ ms) showed that, for any cell concentration, the decay could be restricted to one exponential $M_1 e^{-r_1 t}$ ($M_2/M_1 < 2\%$, $r_2 > 100$ s⁻¹ not measurable with our apparatus) and that the form of $r_1(N_b)$ should be experimentally indistinguishable from the straight line predicted by equation (7a) (max. deviation: 2% for $N_b = 0.5$). The experimental results confirm this fact as is illustrated in Fig. 1, where we have plotted the relaxation rates versus N_b for three samples. The summary of the experimental results for the eight samples investigated in this work are listed in Table 1. We notice that the T_2 values for the human cells (Table 1, 4th col.) deduced by extrapolating the plots to $N_b = 1$,

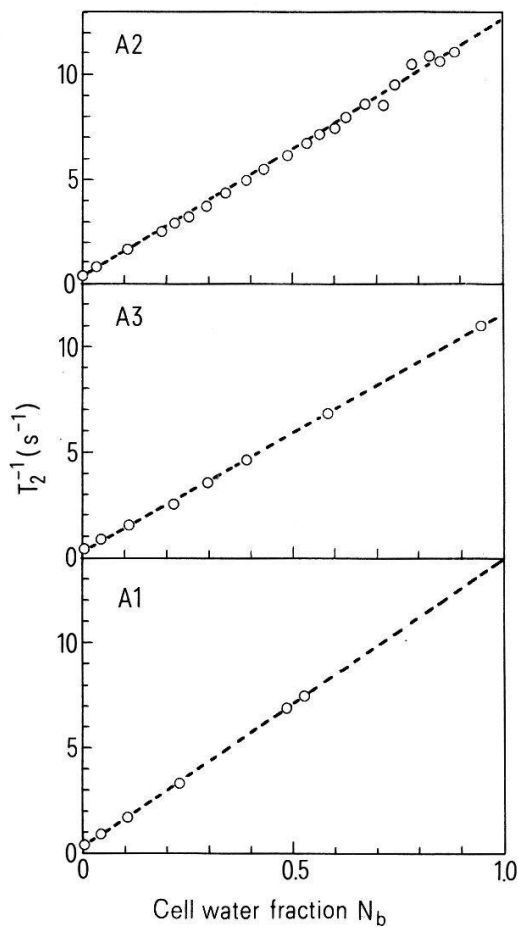


Figure 1

Dependence of relaxation rate on cell water fraction in red cells suspensions.

decrease with the increase of H_b concentration in the cells, going from 87 ms for $C_c = 312$ gr/l to 71 ms for $C_c = 326$ gr/l. The lower value found for the cells of the bovine sample is assigned, as we'll see later, to a different behaviour of bovine hemoglobins. The nonlinear behaviour of the relaxation rate, when plotted versus the hematocrit, is illustrated in Fig. 2. The dashed lines show the theoretical curves predicted by equation (7b), using the experimentally deduced values of T_{2b} .

Table 1
Investigated samples and their main characteristics.

	Sample	C_c (g Hb/1.cells)	$R_o(c \rightarrow 0)$ ($s^{-1}/(g/l)$)	T_2 cells (ms)
Human	A1	326	—	71
	A2	324	0.122	79
	A3	318	0.121	85
	A4	312	0.112	87
	A5	284.5	0.114	—
Bovine	B1	308	0.135	57
	B2	296	0.137	—
	B3	333	0.131	—

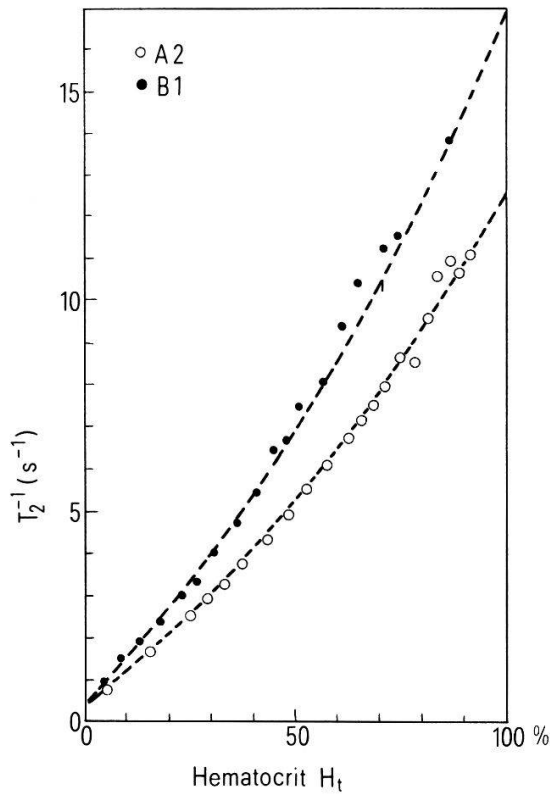


Figure 2
Dependence of relaxation rate on hematocrit in red cells suspensions.

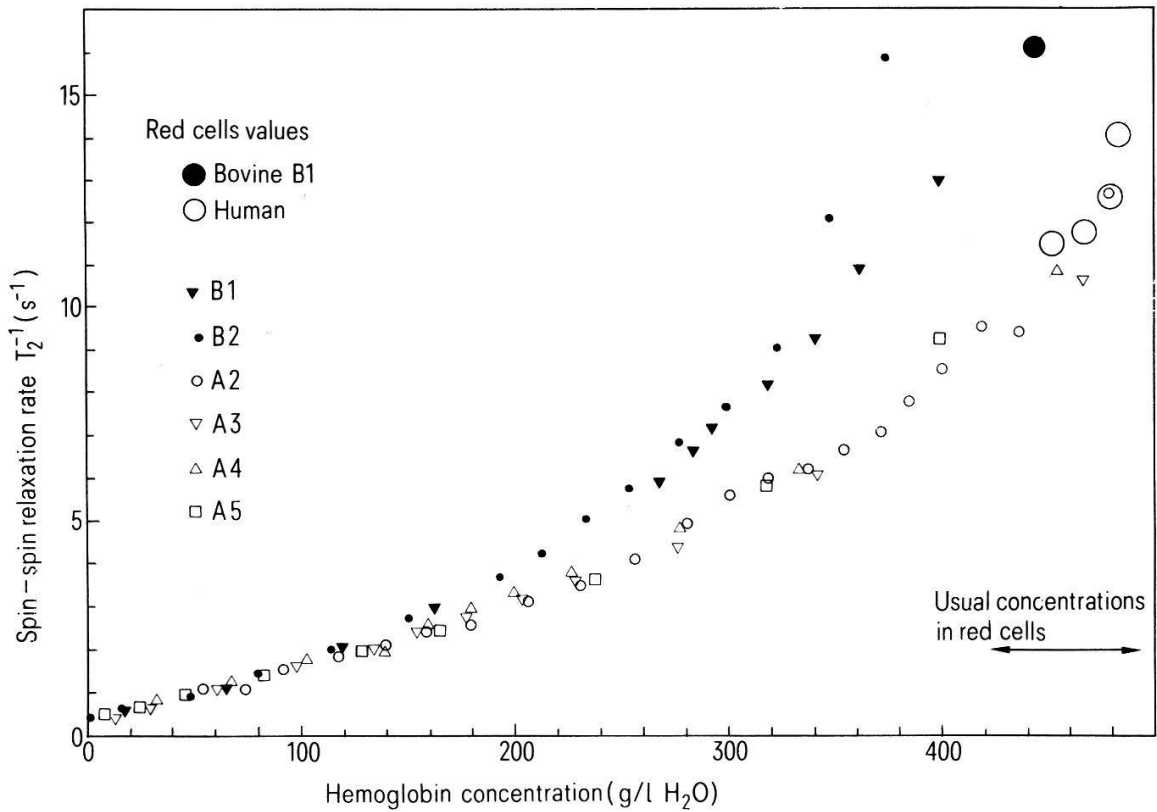


Figure 3
Concentration dependence of relaxation rate in lysed cells solutions.

Lysed solutions

In addition to their different behaviour, according as they are of human or bovine nature, which will be discussed later, the lysed solutions follow the linear dependence predicted by equation (8) only in the low concentration range, a positive deviation occurring for $c \geq 150$ gr/1, as shown in Fig. 3. Such a behaviour, often observed in protein solutions [9, 10], is usually attributed to a perturbing effect among the proteins when they come close enough, affecting their brownian tumbling so that their correlation time increases [12]. One can't exclude at first sight that high protein concentrations affect the hydration layers too, which would yield n concentration dependent, although it seems not to be a large effect for hemoglobins [8]. Since these concentration effects are probably the result of complex phenomena, there is no quantitative study on this subject, on our knowledge, and it's sufficient here to note that for weak dilutions, the relaxivity $R_0(\div n \cdot \tau)$ becomes concentration dependent. An illustration of this dependence for our samples is given in Fig. 4 (which may be compared with the Hb concentration dependence of τ given in Fig. 4 of Ref. [8]).

In Fig. 3 are also reported the relaxation rate values of the cells (large circles), which should correspond to a hemoglobin solution at concentration $C = C_c$. The fact that these points are rather well located on the prolongation of the curves indicates that the compartmentation of the proteins in a compact structure of membranes permeable to water (packed cells) doesn't affect the relaxation time of the system.

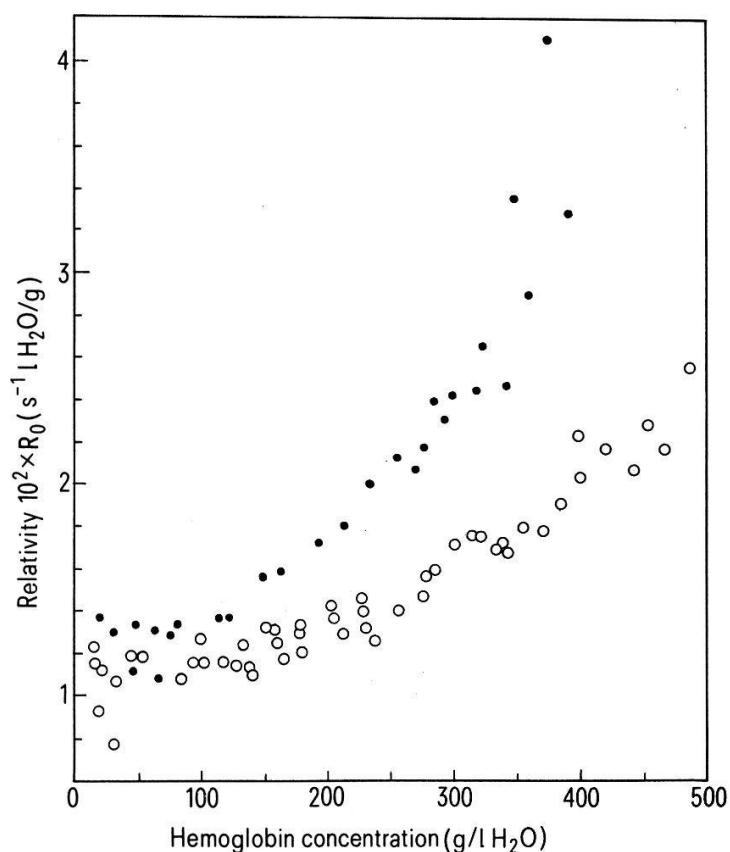


Figure 4
Concentration dependence of relaxivity R_0 for human (○) and bovine (●) lysed cells solutions.

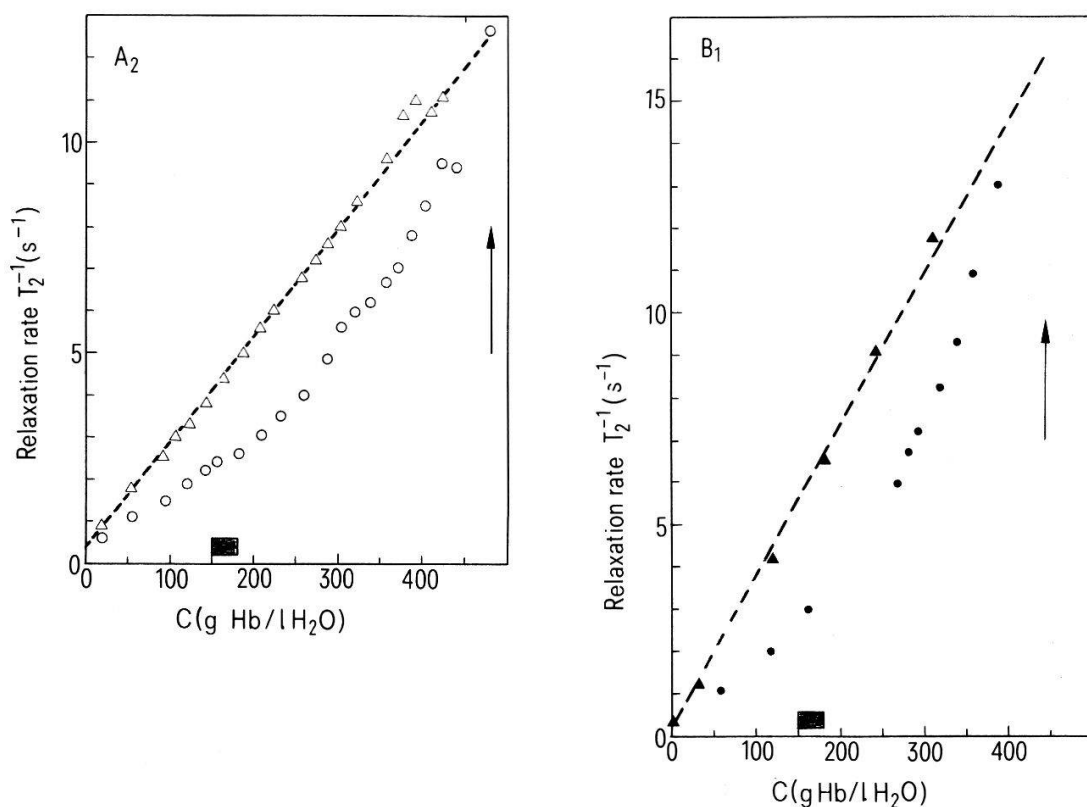


Figure 5

Concentration dependence of relaxation rate in red cells suspensions (triangles) and in the corresponding lysed solutions (circles) for human (5a) and bovine (5b) samples. The black bar marks the usual Hb concentrations in blood. The arrow indicates the packed cells and the corresponding lysed states.

Comparison between intact and lysed cells solutions

Since the exchange of water between the cells and the solvent is fast enough, equation (8) is equivalent to equation (7) and may be used to compare a red cells suspension in the normal state with the lysed state. The relaxation rates of both states are described by $1/T_2 = 1/T_{2a} + CR_0$ but they will generally differ through their relaxivities R_0 which take the values $R_0(C_c)$ for the normal state and $R_0(c)$ for the lysed state.

An example of the different behaviour resulting from this is given in Fig. 5a (human) and 5b (bovine). As expected the two curves meet again near $C = C_c$, where the compartmentation has no effect. Notice that this distinction between intact cells and lysed cells solutions is due to the fact that the usual C_c values of red cells are situated in the region where R_0 is concentration dependent. For C_c values less than 150 gr/l, the two curves would be indistinguishable from a straight line.

Comparison between human and bovine lysed solutions

As one can see in Fig. 3, the curves for different human solutions are very similar. This may lead us to believe that beside the Hb concentration, there is no

other variable likely to cause large differences in the relaxation times of cells coming from different human bloods. One should nevertheless stay prudent, since a definitive conclusion require investigation of a larger number of samples.

On the other hand, there is a difference between the relaxation rates of bovine and human solutions, especially at high concentration. The mean relaxivities at low concentration deduced from the initial slopes, are about 0.12 and 0.13 [$s^{-1}/gr/l$] respectively for human and bovine solutions (Table 1, third col.). In the range of the usual Hb concentrations found in the red cells ($C \cong 450$ gr/l), the relaxivities of the bovine samples are more than twice as large as the relaxivities of the human one (see Fig. 4).

We're not able here to give a definite reason explaining this difference, since several factors may contribute to it. It's known [11] that human blood contains almost only one type of hemoglobin, with small amounts of Hb A2 (~2 to 4%), whereas bovine blood contains different types of Hb in variable quantities, and this should be a dominant factor in our observations. The influence of the storage time between the taking of the blood and the measurements (~24 hours and ~3 weeks for bovine and human samples respectively), which may cause changes in hemoglobin properties, should be questioned too. A last point to mention concerns the oxygenation state of the hemoglobins which was recently reported to affect the spin-spin relaxation time in blood [4], and which could make the comparisons difficult. We believe nevertheless, that the human samples should be in nearly the same oxygenation state, since they were all taken in the same way from the veins and underwent the same treatment. The similar behaviour of the four different human hemolysates is in agreement with this assumption. This point is actually under investigation.

Aknowledgements

The authors are grateful to Prof. J. Deshusses of the Dept of Biology, University of Geneva, who provided the equipment for preparing the samples, and to Dr. C. A. Bouvier, of the Centre d'hématologie, Hôpital Cantonal de Genève, for providing the blood samples.

REFERENCES

- [1] H. S. SANDHU and G. B. FRIEDMANN, *Journal of Clinical Engineering*, vol. 4, no. 4, (1979) p. 357.
- [2] J. R. SINGER and L. E. CROOKS, *Journal of Clinical Engineering*, vol. 3, no. 3, (1978)q p. 237.
- [3] R. A. BROOKS, J. H. BAITOCLETTI, A. SANCES, S. J. LARSON, R. L. BOWMAN and V. KUDRAVCEV, *I.E.E.E. Trans. on Biomed. Eng.*, vol. 22, no. 1. (1975) p. 12.
- [4] K. R. THULBORN, N. F. SOFFE and G. K. RADDA, *Journal of Magn. Res.*, 45, 2 (1981), p. 362-366; K. R. THULBORN, J. L. WATERTON, P. STYLES and G. K. RADDA, *Biochem. Soc. Trans.* 9, p. 233, (1981).
- [5] D. E. WOESSNER, *J. Chem. Phys.*, vol. 35, p. 41-48 (1961).
- [6] D. E. WOESSNER and J. R. ZIMMERMAN, *J. Chem. Phys.*, vol. 67, p. 1590-1600 (1963).
- [7] A. CARRINGTON and A. D. MCLACHLAN, *Introd. to Magn. Res.*, Harper and Row, (1969), chap. 11.
- [8] T. R. LINDSTROM and S. H. KOENIG, *J. of Magn. Res.*, 15, p. 344 (1974).
- [9] J. OAKES, *J. Chem. Soc. Farad. Trans. I*, 72, (1976), p. 216.
- [10] S. H. KOENIG and W. E. SCHILLINGER, *J. of Biol. Chem.*, vol. 244, no. 12, p. 3283, (1969).

- [11] E. ANTONINI and M. BRUNORI, Hemoglobin and myoglobin in their reactions with ligands, *Frontiers in Biology*, vol. 21, Nord-Holland, 1971.
- [12] T. R. LINDSTROM, S. H. KOENIG, T. BOUSSIOS and J. F. BERTLES, *Biophys. J.*, vol. 16, p. 679 (1976).

Applications industrielles du laser

Lasermaterialbearbeitung in der Industrie

ALFRED M. FURRER

(Laser Work AG, Weiacherstrasse 56, CH-8422 Pfungen)

In der Industrie werden in schnell zunehmender Anzahl verschiedene Lasertypen für Materialbearbeitung eingesetzt. In der industriellen Fertigung ist das Laserschneiden neben Bohren, Mikroschweissen und Graphieren ein wichtiges Arbeitsgebiet. Legierte Eisenmetalle, gehärteter Federstahl sowie Thermoplaste und Sperrholz lassen sich mit CO₂ Lasern ökonomisch schneiden und mit CNC-Steuerungen komplizierte Formen aus konventionell schwierig bearbeitbaren Werkstoffen herstellen.

Ein Bericht aus der 'Laser-Werkstatt'.

Lasermaterialbearbeitung in der Mikrotechnik

P. SPRING und J. STEFFEN

(ASULAB S.A., case postale 371, CH-2001 Neuchâtel)

Die Mikrotechnik ist eines der wichtigen und zukunftssträchtigen Anwendungsgebiete des Lasers. Zu den bekannten Laseranwendungen, wie Bohren, Ritzen und Schneiden von Halbleiterplatten und von Keramiksubstraten, Trimmen von Schaltkreisen, Beschriften von Halbleiterwafern und von Gehäusen und Verschweissen von Verpackungen kommen erfolversprechende neuere Prozesse wie Halbleiter-Annealing, Defekt-Gettering, Mikrolöten von Anschlussdrähten, lokale Deposition und Abtragung von dünnen Schichten. Einige realisierten Bearbeitungsprozesse und -beispiele werden dargestellt.

Double layer photoresist offset masks fabricated by an optical method – Application to superconducting submicron devices

O. LIENGME and P. MARTINOLI

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

An optical microscope with Kohler illumination has been used to fabricate submicron photoresist offset masks [1] whose definition and linewidth are of the

order of 100 nm and 500 nm respectively. By taking advantage of the offset nature of such masks in a double layer configuration, metallic structures with dimensions even smaller than the linewidth are obtained by evaporation under a tilt angle. Using large tilt angles it is possible to deposit simple multilevel structures starting from a single mask. The use of an optical microscope together with the double photoresist layer configuration makes our technique rather insensitive to either defects or steps in the substrate. Optical and SEM pictures of masks and metallisations for superconducting Josephson devices studied in our laboratory are presented.

REFERENCE

[1] G. J. DOLAN, *Appl. Phys. Lett.* 31, 337 (1977).

Diagnostic laser 2

The measurement of plasma parameters by Thomson scattering of far-infrared laser radiation

M. R. SIEGRIST, P. D. MORGAN, R. BEHN, M. A. DUPERTUIS, I. KJELBERG and T. OKADA
(Centre de Recherches en Physique des Plasmas, EPFL, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne)

The determination of electron temperature from a spectral analysis of the radiation scattered by the free electrons in a plasma is now a standard technique. In the case of Tokamaks and other devices the sources used are lasers emitting in the visible or near infrared, usually ruby or Nd.

Using lasers emitting in the far-infrared, the collective behaviour of plasmas can be studied and other parameters measured, e.g. T_i , B and z_{eff} . The laser requirements for an ion temperature measurement on the Lausanne TCA Tokamak are derived from established scattering theory.

System to measure plasma ion temperature on the TCA Tokamak by Thomson scattering at 385 μm

I. KJELBERG, R. BEHN, M. A. DUPERTUIS, P. D. MORGAN, T. OKADA and M. R. SIEGRIST
(Centre de Recherches en Physique des Plasmas, EPFL, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne)

A status report and description of the far-infrared scattering system are given.

The system comprises a pulsed multimewatt CO_2 laser chain, an optically-pumped D_2O laser which emits at 385 μm , input and collection optics on the Tokamak, and a heterodyne detection system. The last device consists of a local oscillator and Schottky-diode mixer, and is used for the frequency analysis of the laser radiation scattered by the plasma.

Laser sollen Eis und Wasser datieren

B. LEHMANN, H. LOOSLI und H. OESCHGER
(Physikalisches Institut, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern)

Am Oak Ridge National Laboratory (Dr. G. S. Hurst) wird zur Zeit ein neues analytisches Messsystem entwickelt, welches element-selektive Laser Ionisation mit einem Quadrupole Massenfilter kombiniert. Ziel ist es, einzelne Atome jedes beliebigen Isotops der schweren Edelgase Rn, Xe, Kr und Ar in bis zu 10^{15} mal höherer Konzentration von Isotopen desselben Elements zu zählen. In einem gemeinsamen Projekt mit dem Physikalischen Institut Bern soll dieses System für ^{81}Kr - und ^{39}Ar -Datierungen von Grund- und Ozeanwasser und polaren Eisproben eingesetzt werden.

Doppler-free spectroscopy as plasma diagnostic

P. KOHLER, P. J. PARIS and M. Q. TRAN
(Centre de Recherches en Physiques des Plasmas, EPFL, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne)

For the nonperturbative diagnostic of a novel isotope separation method laser spectroscopy seems to be most favourable.

Neon 22 enrichment in the percent range must be measurable against the strong background of the overlapping Neon 20 line and having the laser pump competing with the primary electrons necessary for plasma and pumpable state production. Preliminary experiments using a CW argon ion laser and a Nd:YAG pumped, pulsed dye laser show that one photon as well as two photon spectroscopy could be used in a low density Argon or Neon plasma, in spite of the very low number of excited ions.

Autres domaines 2

Das Ionenmassenspektrometer für die ESA-Mission 'GIOTTO' zum Kometen Halley

H. BALSIGER, F. BÜHLER und J. GEISS
(Physikalisches Institut der Universität Bern, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern)

M. NEUGEBAUER
(Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, USA)

R. SCHWENN
(Max-Planck-Institut für Aeronomie, Lindau, BRD)

und E. SHELLEY
(Lockheed Palo Alto Research Laboratory, Palo Alto, USA)

Im Jahre 1986 wird die Raumsonde 'GIOTTO' der ESA mit einer Relativgeschwindigkeit von 70 km/s in einer Minimaldistanz von ca. 100 km am

Kern des Kometen Halley vorbeifliegen. Zur Untersuchung der Ionenkomponente der Kometenkoma und der Wechselwirkung der Kometenionen mit dem Sonnenwind ist ein neuartiges Massenspektrometer in Entwicklung. Es muss Ionen sehr unterschiedlicher Energie und Häufigkeit im Massenbereich 1–65 AME messen können. Eine Massenauflösung von ≥ 20 ist erforderlich, damit das kosmologisch interessante $\text{H}_2\text{O}^+/\text{DHO}^+$ Verhältnis gemessen werden kann. Als erschwerend für die Messung wird sich der hohe Staubfluss in der Umgebung des Kometen auswirken; die Ionen werden deshalb mit Hilfe offener elektrostatischer Spiegel ins Massenspektrometer hineingelenkt.

Höhenprofil der atmosphärischen Wärmestrahlung

G. FINGER und F. K. KNEUBÜHL

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

Ein modifiziertes kommerzielles IR-Radiometer wurde in einem Pilatus-Porter geflogen um Höhenprofile des Wärmestrahlungsspektrums der Erdatmosphäre zu messen. Höhenprofile der aus dem Zenith eingestrahnten thermischen Emission wurden simultan mit üblichen meteorologischen Parametern bis zu einer Höhe von 8 km bestimmt. Die beobachteten thermischen Emissionsspektren wurden mit dem Computermodell LOWTRAN IV überprüft, wobei die gemessenen meteorologischen Daten als Eingabeparameter verwendet wurden. Im atmosphärischen Fenster $8\ \mu\text{m}$ bis $14\ \mu\text{m}$ kann die beobachtete Absorption nur durch Wasser-Clusterbildung gedeutet werden.

Untersuchung der Coulombexplosion von 5 MeV Be O^+ Ionen beim Durchgang durch dünne Kohlenstoff-Folien

R. HIMMEL, M. SUTER, G. BONANI, M. NESSI, CH. STOLLER und W. WÖFLI

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

Beim Durchgang durch eine dünne Folie verlieren schnelle ($\sim 0.2\ \text{MeV}/\text{amu}$) Moleküle einen grossen Teil der äusseren Elektronen und das geladene Restmolekül zerfällt. Die starke Abstossung zwischen den geladenen Atomrümpfen bewirkt, dass die beiden Fragmente und Relativenergien von ca. 100 eV auseinanderfliegen. Im Laborsystem äussert sich das als verstärktes Energie- und Winkelstragging der Fragmente. Der Energieunterschied zwischen einem vorwärts und einem rückwärts weglaufenden Be-Ion beträgt im Labor bis zu 40 keV bei einer Be O-Strahlenenergie von 5 MeV. Die Analyse der Rückstossenergien und Winkelverteilungen erlaubt Rückschlüsse auf die Struktur des hochangeregten Moleküls und auf die Struktur der verwendeten Stripperfolie.

Performances de capteurs de gaz à semiconducteurs – influence des paramètres de frittage

E. BORNAND, CH. DEPEURSINGE et E. MOOSER

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

L'objet de notre étude est la mesure précise et rapide de concentrations gazeuses au moyen de capteurs semiconducteurs.

Dans ce sens, nous avons réalisé des pastilles frittées de SnO_2 en faisant varier la force de pressage et la température de recuit. Nous avons fait subir à chacune des pastilles le même ensemble de tests (caractéristique conductance-température dans air et air+CO, sensibilité au CO, temps de réponse et reproductibilité) dans le but d'apprécier l'influence des paramètres de fabrication.

Ces résultats, ainsi qu'une interprétation, seront exposés.

Einfang interstellarer Atome in Metallfolien: Trennung des interstellaren und des magnetosphärischen Heliums durch stufenweises Ausheizen

M. JORDI

(Physikalisches Institut, Universität Bern, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern)

Das 'Interstellar Gas Experiment' (IGE) bezweckt den Einfang von Teilchen der interstellaren Materie durch Folien mit einer Berylliumoxid-Oberfläche; die Isotopenverhältnisse der leichten Edelgase können wichtige Angaben über die Nukleosynthese liefern. Das Experiment soll 1984 mit dem 'Space Shuttle' als Bestandteil des 'Long Duration Exposure Facility'-Satelliten für ungefähr ein Jahr auf eine Erdumlaufbahn gebracht werden.

Neben den niederenergetischen interstellaren Atomen ($v \approx 80$ km/s) werden auch magnetosphärische Ionen eingefangen. Durch Abschirmgitter vor den Folien werden allerdings Ionen mit Energien ≤ 1 keV abgehalten. Es wurde ein Verfahren gesucht, welches die Trennung von interstellarem und magnetosphärischem Helium erlaubt. Zu diesem Zweck wurden im Labor Folien beschossen und das beim stufenweisen Ausheizen entweichende Gas massenspektrometrisch analysiert.

Développement du laser 3

Spektrale Eigenschaften eines HgBr_2 Photodissoziationslasers

T. GERBER, R. SCHMIELE und W. LÜTHY

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

Ein HgBr_2 Photodissoziationslaser mit einer aktiven Länge von 10 mm und einem Volumen von wenigen mm^3 wurde ohne Puffergas betrieben. Als

Anregungsquelle diente ein ArF Excimerlaser. Die Untersuchung des Emissionsspektrums, das dem Übergang $B^2\Sigma_{1/2}^+ \rightarrow X^2\Sigma_{1/2}^+$ im Photofragment HgBr entspricht, zeigte, dass etwa die 10 untersten Vibrationsniveaus des angeregten Zustandes zur Laseremission beitragen.

Stabiler Betrieb eines Natrium Dimerlasers

R. SCHMIELE, W. LÜTHY und H. P. WEBER

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

Ein mit einem single-frequency Argon-Ionenlaser bei 488 nm longitudinal angeregter Natrium-Dimerlaser emittiert in derselben Richtung wie der Pump-laser innerhalb eines sehr schmalen Verstärkungsprofils. Für einen weniger als 2 m langen Resonator kann dieses Profil erheblich schmalere als der Abstand benachbarter axialer Moden sein. Nur wenn ein Resonatormode gerade mit dem Verstärkungsprofil überlappt, kann Laserstrahlung aufgebaut werden. Infolgedessen resultiert eine zeitlich stark schwankende Ausgangsleistung des Dimerlasers. Es wird gezeigt, wie diese un stabile Emission kontrolliert werden kann.

Erzeugung von abstimmbarem UV-Licht in kontinuierlichen Farbstofflasern

L. WÖSTE

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

Die Anzahl der Moleküle und Atome, deren elektronische Übergänge im UV liegen, überwiegt bei weitem diejenigen im sichtbaren Bereich. Da der Spektralbereich kontinuierlicher Dye-Laser nur bis etwas 380 nm reicht, ist es von grossem Interesse, kurzwelligere kohärente Lichtquellen zu entwickeln. Dieses ist auf dem Wege der Frequenzverdopplung mittels geeigneter Kristalle möglich. Für eine effiziente Frequenzumwandlung werden hohe Leistungsdichten benötigt. Der Kristall wird daher am besten in einem Fokus in den Laserresonator eingesetzt. Grundwelle und zweite Harmonische müssen dabei in Phase sein, welches eine präzise Temperatureinstellung des Kristalles ($\pm 0.01^\circ$) erfordert. Dadurch wird das Abstimmen des Lasers sehr erschwert; diese Schwierigkeit konnte jedoch mit einem elektrooptischen Rückkopplungssystem überwunden werden.

Physique théorique

On the canonical formulation of Fokker-Planck equations

D. RYTER

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

Phenomena depending on fluctuations have successfully been described by Fokker-Planck equations. These can be cast into the canonical formalism. Apart

from being the starting point for both the path-integral method and perturbation theory, this formalism also provides an immediate physical insight, due to the fact that the action function can be interpreted as a generalized potential. In particular, the discussion of multistable systems (lifetime of metastable states, global stability) can thus be extended to nonequilibrium situations. Numerical methods are briefly mentioned.

Generalized diffusion coefficient for one-dimensional disordered random walks

J. BERNASCONI and W. R. SCHNEIDER

(Brown Boveri Research Center, CH-5405 Baden)

We investigate the non-Markovian features of one-dimensional random walks described by a master equation with random transition rates. In particular, we discuss and compare various methods to estimate the generalized (frequency dependent) diffusion coefficient. The corresponding assumptions and calculations are supplemented by numerical simulations, and in some special cases we are able to obtain exact results.

Excitation spectrum of planar spin- $\frac{1}{2}$ Heisenberg xxz-chains

T. SCHNEIDER, E. STOLL and U. GLAUS

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

We present analytic weak-coupling and numerical finite-chain results for the dynamic form factor associated with the out-of-plane fluctuations at zero temperature and zero field.

New inequality equations of correlation functions associated to XY-, Heisenberg- and Ising-models

N. SZABO

(CH-1196 Gland)

It is shown by the monotone increasing character of measures of XY-, Heisenberg- and Ising-models (xy, h, i) , that the inequality equations $\langle s^N \rangle_h \geq \langle s^N \rangle_{xy} \geq \langle s^N \rangle_i \geq 0$ and $\langle s^M s^N \rangle_a - \langle s^M \rangle_a \langle s^N \rangle_a \geq \langle s^M s^N \rangle_b - \langle s^M \rangle_b \langle s^N \rangle_b \geq 0$, $s^N = \prod_{k=1}^N s_k^z$, hold for (local) Hamiltonians, $-H_h \geq -H_{xy} \geq -H_i \geq 0$ with $a = h$ (or xy) and $b = xy$ and i (or i). Changing the coupling constants of the models, so that $-H_i \geq -H_{xy} \geq -H_h \geq 0$ holds, then model indices must be interchanged in the inequality equations: a with b and h with i .

Chaos in the sine-Gordon system driven by external forces

E. STOLL and T. SCHNEIDER

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

We investigated numerically the dynamics of a sine-Gordon system subjected to periodic boundary conditions, driven by space-time-dependent and constant external forces in the presence of damping. For certain values of the external-field parameters, the excitation spectrum exhibits chaotic behavior.

On the coexistence of spin-glass and ferromagnetic or anti-ferromagnetic phases

P. SCHLOTTMANN¹⁾

(Institut Theoretische Physik, FUB, Berlin)

and K. H. BENNEMANN²⁾

(Institut für Theoretische Physik, ETH, CH-8093 Zürich)

A theory is presented for determining magnetic phases in Spin-systems with competing exchange-interactions. Phase-diagrams are calculated by using the Migdal-decimation procedure. Results are compared with recent experimental results for $\text{Ni}_x\text{Mn}_{1-x}$ alloys and a Ginsberg-Landau type theory.

¹⁾ Heisenberg fellow.

²⁾ On leave of absence from FUB, Berlin.

Existence and uniqueness for BAO's and Dyson's integral equations

W. R. SCHNEIDER

(Brown Boveri Research Center, CH-5405 Baden)

In the context of diffusion on Z with random transfer rates Bernasconi, Alexander, Orbach [1] set up a homogeneous integral equation for a one-parameter family of probability measures μ_ω , $\omega \in \mathbb{R}_+ \cup \{\infty\}$. A similar equation was introduced by Dyson [2] for the linear chain with random masses. Both equations are shown to have unique solutions and the connection between them is exhibited. Furthermore, the continuity of μ_ω in ω is proved. For the canonical decomposition of μ_ω into absolutely continuous, singularly continuous and point part the following holds ($\omega > 0$):

- (a) Disorder: Point part absent.
- (b) Order: Only point part present.

The cases $\omega = 0$ and $\omega = \infty$ are treated separately.

REFERENCES

- [1] J. BERNASCONI, S. ALEXANDER and R. ORBACH, *Phys. Rev. Lett.* 41, 185 (1978).
- [2] F. J. DYSON, *Phys. Rev.* 92, 1331 (1953).

Schmelzen des 2-dimensionalen Elektronensystems: Existiert die hexatische Phase?

R. MORF

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

Kosterlitz und Thouless entwickelten eine Theorie des 2-dimensionalen Schmelzens, in der das Freiwerden von Dislokationen für das Verschwinden des Schermoduls verantwortlich gemacht wird. In einer Weiterentwicklung dieser Theorie zeigten Halperin und Nelson, dass eine Phase mit freien Dislokationen keine herkömmliche Flüssigkeit sondern eine Art von Flüssigkristall mit Orientierungsordnung ist. Wir diskutieren die Eigenschaften dieser sogenannten 'hexatischen' Phase und deren mögliche Existenz im 2-dimensionalen Elektronensystem.

Lebensdauer metastabiler Zustände

P. TALKNER und D. RYTER

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

Die ursprünglich von Kramers vorgeschlagene Berechnung der Zerfallsrate ist auch in der zur Nukleationstheorie weiterentwickelten Form nur möglich für Systeme, die u.a. detailliertes Gleichgewicht zulassen. Eine wesentlich andere Methode besteht darin, den Attraktionsbereich des metastabilen Zustands mit einer fiktiven absorbierenden Grenze zu umgeben und die resultierenden Gleichungen für die mittlere Zeit bis zur 'Absorption' mithilfe der WKB- oder Eikonol-Näherung zu behandeln. Dieses Verfahren unterliegt keinen wesentlichen Einschränkungen und kommt mit einfachen numerischen Mitteln aus.

Optische Umgebungs-Abhängigkeit von spontanen Emissionswahrscheinlichkeiten

CH. FATTINGER und W. LUKOSZ

(Professor für Optik, ETH, CH-8093 Zürich)

Die spontanen Emissionswahrscheinlichkeiten für ein in eine sehr dünne Schicht(0) eingebettetes Molekül hängen von seiner 'optischen Umgebung', d.h. auch von den Brechungsindices der an die Schicht (0) angrenzenden dielektrischen Medien (1) und (2) ab. Die für elektrische und magnetische Dipol-Uebergänge angegebene [1] (halb-klassische) Theorie wird auf Quadrupol-Uebergänge erweitert. (Vorausgesetzt ist, dass die Dicke der Schicht(0) \ll die Emissionswellenlänge λ ist.) Ferner werden die Emissionswahrscheinlichkeiten für Multipol-Uebergänge in Molekülen berechnet, welche sich im Innern oder aussen an der Oberfläche sehr kleiner kugelförmiger Teilchen befinden (Kugelradius $\ll \lambda$).

LITERATUR

[1] W. LUKOSZ, Phys. Rev. B22, 3030-3038 (1980).

Physique nucléaire et corpusculaire

Lebensdauer und Produktionsquerschnitt von Mesonen mit Charm-Quantenzahl

L. MÜLLER

(Kollaboration Universität Bern – Max Planck Institut München)

In 95 000 durch einen 340 GeV π -Strahl induzierten Reaktionen, in der mit C_3F_8 gefüllten, hochauflösenden Miniblasenkammer BIBC, wurde nach Zerfällen von 'charmed' Mesonen gesucht. Mit Hilfe einer strahlabwärts in einem 1,5 Tesla Magnetfeld stehenden Streamerkammer konnten die gefundenen Kandidaten analysiert werden. Die ausgewerteten Daten erlauben eine Bestimmung der Lebensdauer der neutralen und geladenen D -Mesonen und der A -Abhängigkeit des Produktionswirkungsquerschnitts.

Suche nach einem langlebigen Boson im Müon-Zerfall

G. CZAPEK und P. SCHLATTER

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

Angeregt durch die theoretischen Arbeiten über die Vereinheitlichung der Wechselwirkungen und die Möglichkeit, am Piotron des SIN hohe Müon-Stoppdichten zu erreichen, wurde beim Zerfall des Müons nach einem Boson im Massenbereich (50 MeV, 100 MeV) gesucht. Durch den geringen Untergrund im Gotthardlabor, wo das bestrahlte Target untersucht wurde, kann eine tiefe obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis

$$\frac{\Gamma(\mu^+ \rightarrow X^+ \bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu)}$$

angegeben werden.

Müon-Untergrund im Gotthardlabor

P. MICHEL und P. RAEMY

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

Im Gotthardlabor (~ 1100 m minimale Felsüberdeckung) wurden Untergrundstudien über die Reststrahlung gemacht. Es wurden die Intensität in Abhängigkeit der Einfallsrichtung sowie die Stoppquote der Müonen gemessen $I(\Theta, \phi)$ wurde mit einem Proportionalzählrohr-Detektor bestimmt. Die mittlere Abschwächung des Müonenflusses beträgt $\sim 5 \times 10^5$. Für die Stoppquote wurde ein

Szintillationskalorimeter von ca. 1 Tonne verwendet und ~ 0.1 Müon pro Tag und Tonne gefunden.

Polarization parameters in pp elastic scattering between 448 and 579 MeV

E. APRILE, G. CANTALE, R. HAUSAMMANN, E. HEER, R. HESS, C. LECHANOINE-LELUC, W. LEO, S. MORENZONI, Y. ONEL and D. RAPIN

(Département de Physique nucléaire et corpusculaire, Université de Genève, 32 Bd d'Yvoy, CH-1211 Genève 4, Switzerland)

S. MANGO

(Schweizerisches Institut für Nuklearforschung, CH-5234 Villigen, Switzerland)

We have measured at SIN at 5 different kinetic energies 448, 497, 517, 539 and 579 MeV the following polarization parameters: the 2 spin correlation parameters A_{oonn} , A_{ooss} , A_{ookk} and A_{ook_s} between 30° cm and 90° cm, the polarization parameter P and the 2 spin polarization transfer as well as the 3 spin tensors D_{nono} , K_{noon} , $D_{\omega oso}$, $D_{\omega oko}$, $M_{\omega osn}$ and $M_{\omega okn}$ between 32° cm and 112° cm. The four indices refer to the spin direction of the scattered, recoil, beam and target protons in that order [1]. The angle ω is introduced to take into account the spin precession of the scattered proton in the magnetic field of the target. Final results are available at 579 MeV [2] and partial results at 448 MeV.

The experiment was performed at SIN using the polarized proton beam (40% or 80%), and a polarized butanol target. Both beam and target could be oriented

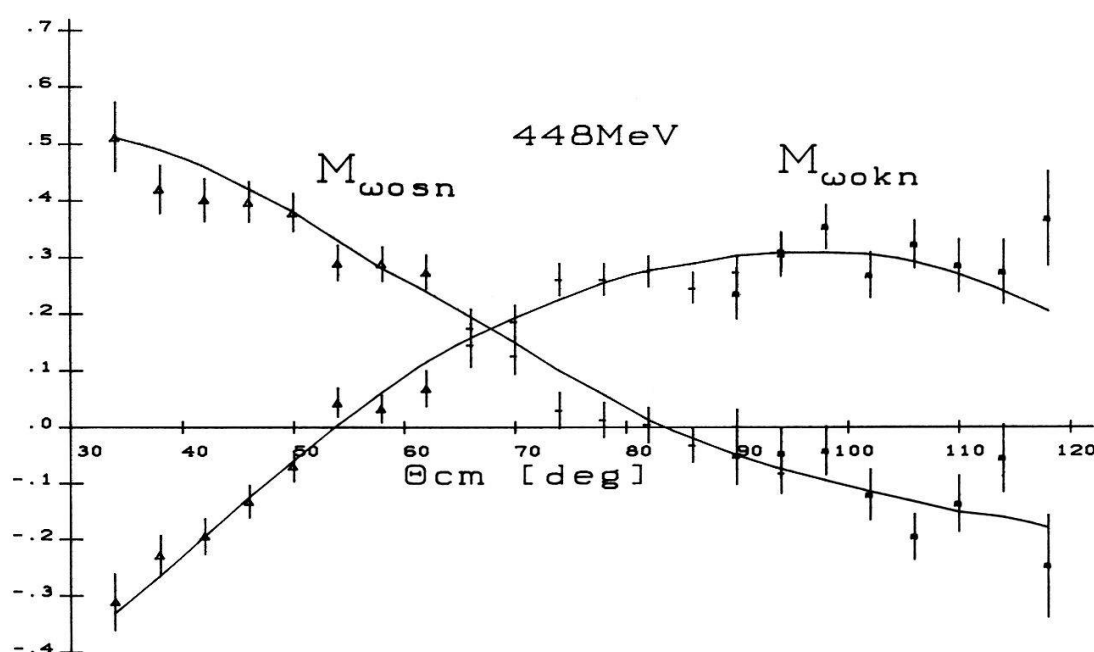


Figure 1
3 spin parameters at 448 MeV. Full line is the Saclay Geneva phase shift fit [3] to the data.

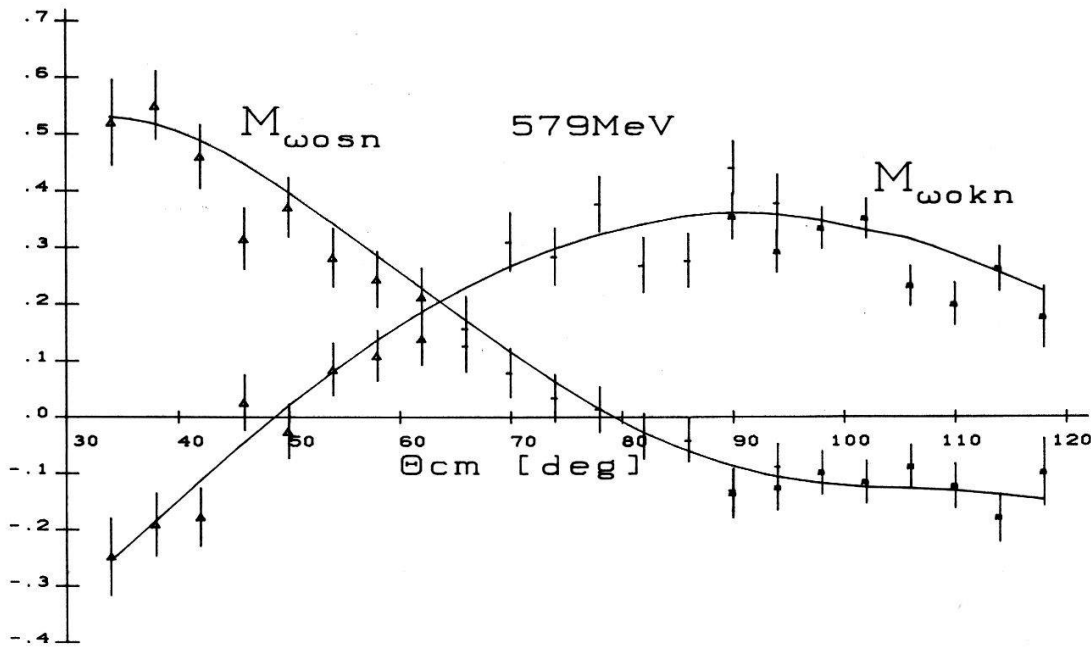


Figure 2
3 spin parameters at 579 MeV. Full line is the Saclay Geneva phase shift fit [3] to the data.

in either the x , y , or z direction. Two arms, each consisting of 3 x - y multiwire proportional chambers were used to detect the scattered and recoil protons. The polarization of the scattered proton could be measured by a second scattering from a 3–7 cm carbon target followed by 4 x - y MWPC's.

Figures 1 and 2 show the 3 spin parameters measured at 448 and 579 MeV respectively. Notice that spin effects are extremely large ($\approx 50\%$ at 30° cm) at both energies.

REFERENCES

- [1] J. BYSTRICKY, F. LEHAR and P. WINTERNITZ, *Journal de Physique* 39 (1978), 1.
- [2] R. HAUSAMMANN, Thèse d'Université de Genève, 1982.
- [3] J. BYSTRICKY, C. LECHANOINE and F. LEHAR, Saclay Report DPhPE, no 79-01.

Direct experimental reconstruction of the pp elastic scattering matrix at 579 MeV

E. APRILE, G. CANTALE, R. HAUSAMMAN, E. HEER, R. HESS, C. LECHANOINE-LELUC, W. LEO,
S. MORENZONI, Y. ONEL and D. RAPIN

(Département de physique nucléaire et corpusculaire, Université de Genève, 32 Bd d'Yvoy, CH-1211 Genève 4, Switzerland)

S. MANGO

(Schweizerisches Institut für Nuklearforschung, CH-5234 Villingen, Switzerland)

The complete determination of the 5 complex amplitudes in pp elastic scattering requires knowledge of about 11 well chosen polarization parameters including 2 or 3 spins parameters. We have performed several experiments using

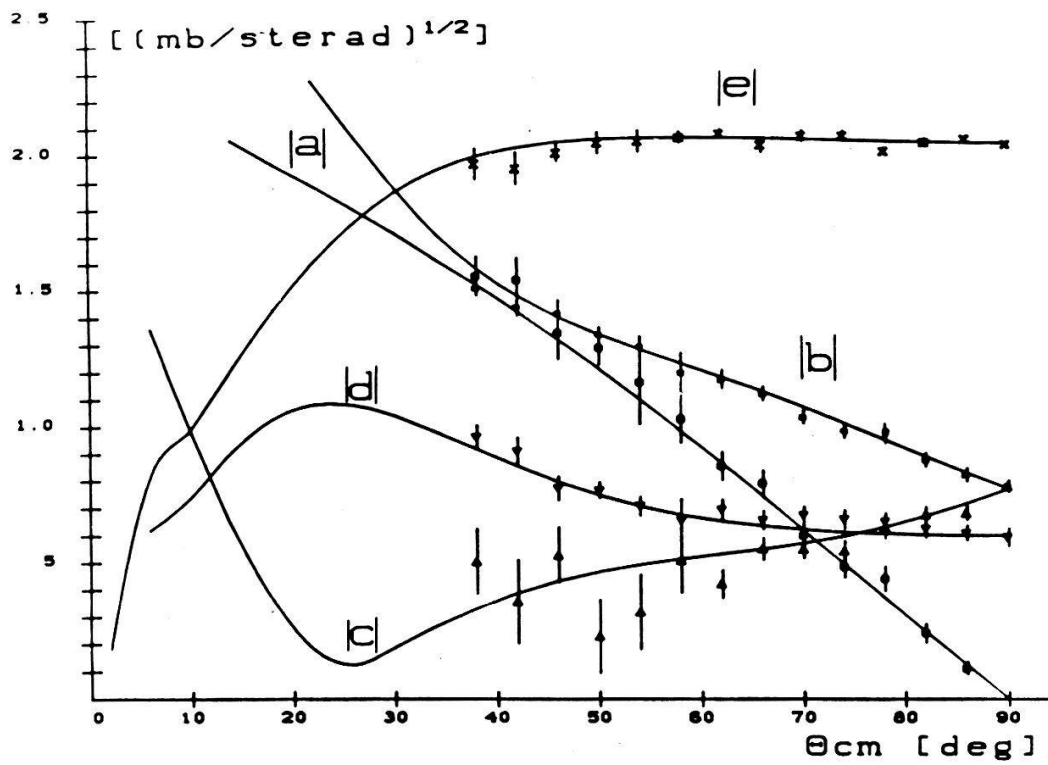


Figure 1
Direct reconstruction of the absolute values of the amplitudes at 579 MeV.

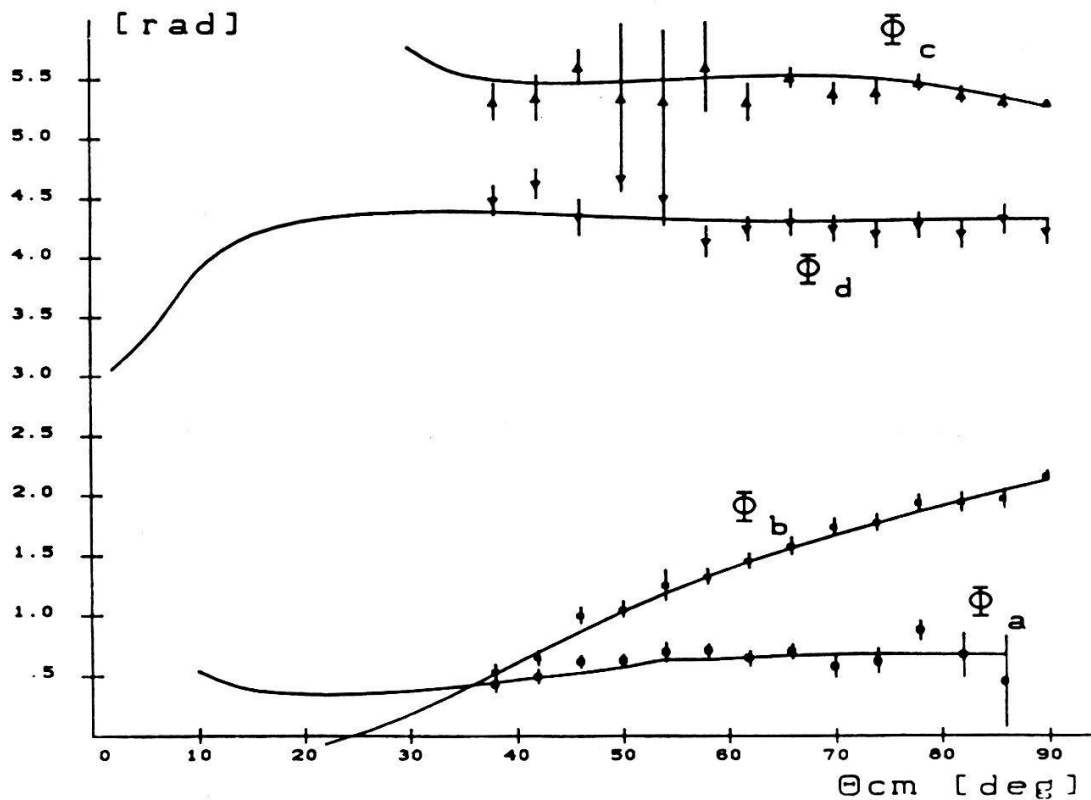


Figure 2
Phases relative to e of the amplitudes at 579 MeV.

the polarized proton beam and target at SIN at 5 different kinetic energies 448, 497, 517, 539 and 579 MeV. We present here a final amplitude reconstruction at 579 MeV between 36° cm and 90° cm. Details of the reconstruction can be found in Ref. 1, 2 and the experimental data used are summarized in a separate contribution to this session.

Between 36° cm and 90° cm, our polarization measurements (15 between 62° cm and 90° cm taking advantage of (anti) symmetry relation around 90° cm and 11 between 30° cm and 58° cm) together with the differential cross-section determine the amplitudes up to a common phase which we have fixed by $\text{Im}e = 0$ for convenience. The amplitude were made independent of this phase by taking the moduli and the phase relative to e , i.e. $a = |a| \exp(i\varphi_a)$. A minimum χ^2 fit was as then performed over our 15/11 polarization measurements for 8 variables (e was kept fixed). The differential cross-section taken from the Saclay-Geneva phase shift analysis [3] (PSA) was then used to determine e and renormalize the fitted moduli. Figures 1 and 2 display the results of our fit together with the single energy PSA shown as solid lines. At small angles, our set of 11 observables was just sufficient and even at 54° cm 2 solutions were found for φ_c . The bad one was removed by continuity.

Similar analyses are underway at other energies. A good knowledge of the elastic pp amplitudes will then be available.

REFERENCES

- [1] R. HAUSAMMANN, thèse d'Université de Genève (1982).
- [2] E. APRILE et al., Phys. Rev. Lett. 46, (1981) 1047.
- [3] J. BYSTRICKY, C. LECHANOINE and F. LEHAR, Saclay Report DPhPe, 79-01, and LANDOLT BÖRNSTEIN, Group. 1, vol. 9a, (1980), 186.

Sections efficaces et pouvoir d'analyse de la réaction de production $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ entre 516 et 582 MeV

P. CHATELAIN, B. FAVIER, F. FOROUGH, J. PIFFARETTI et C. NUSSBAUM
(Institut de Physique, Université de Neuchâtel, CH-2000 Neuchâtel, Suisse)

J. HOFTIEZER et C. WEDDIGEN

(Institut für Kernphysik, Universität und Kernforschungszentrum, D-7500 Karlsruhe, RFA)

et S. JACCARD

(SIN, CH-5234 Villigen, Suisse)

Nous avons mesuré la section efficace différentielle de la réaction $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ pour 7 énergies de 516 à 582 MeV [1]. Le faisceau de protons incidents était celui de la ligne PM1 du SIN. Le π et le d ont été détectés en coïncidence par des détecteurs à scintillation. La mesure a été monitorée par la diffusion élastique pp , les 2 protons diffusés étant détectés en coïncidence, sous un angle correspondant à 90° dans le CM. Une mesure de calibration absolue de cette diffusion [2] a fourni une précision absolue de 1.5% sur la section efficace de production. Sur la Fig. 1 sont reportées les courbes correspondant aux ajustements (courbes 1 à 3) pour 3 énergies (582, 556 et 516 MeV). Pour 556 MeV (courbe 2) nous avons également reporté nos points de mesure.

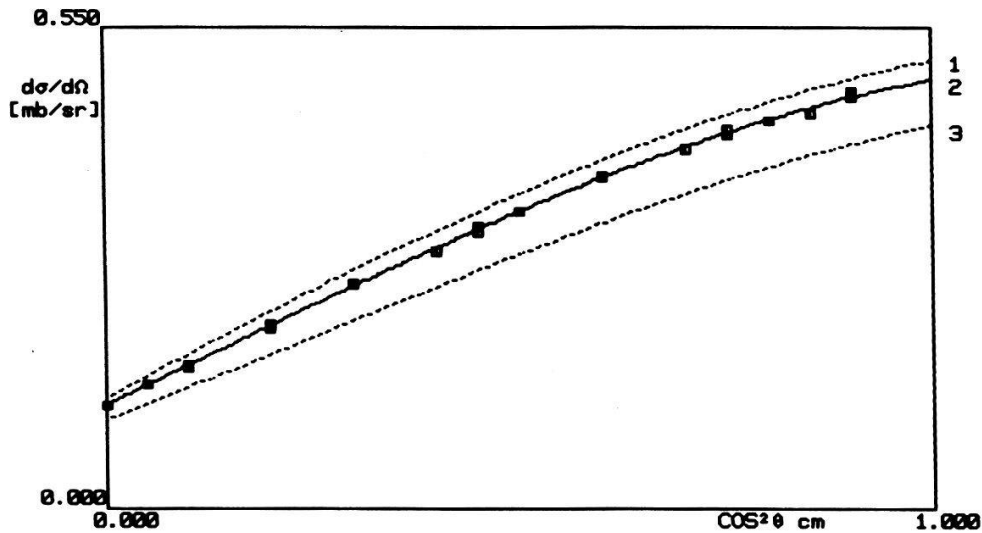


Figure 1

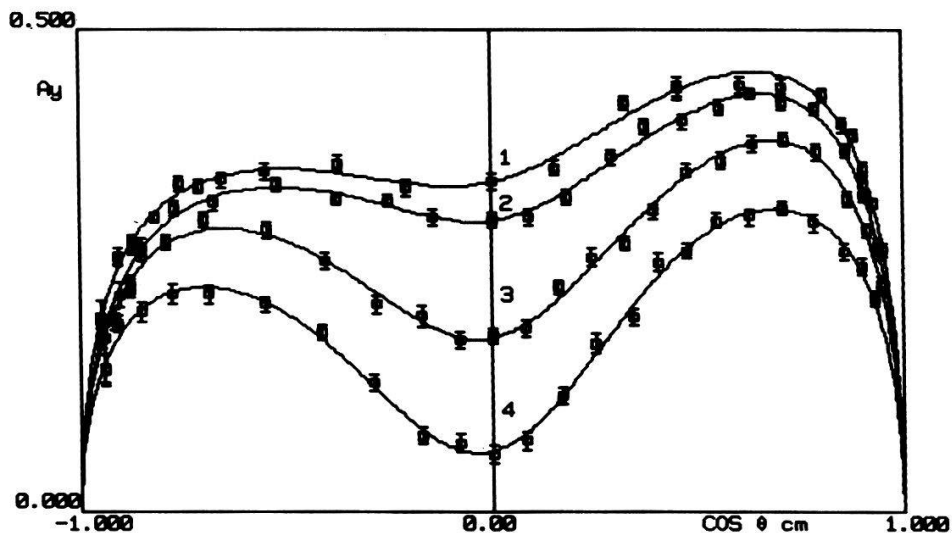


Figure 2

Nous avons également mesuré le pouvoir d'analyse A_{y0} pour 4 énergies (582, 569, 542 et 516 MeV). Nous avons utilisé un double système de détection, symétrique par rapport au faisceau [3]. Le deuteron et les 2 pions correspondants étaient détectés en coïncidence. La polarisation du faisceau ($\sim 42\%$) était périodiquement inversée.

Nous donnons, sur la Fig. 2, nos mesures du pouvoir d'analyse ainsi que les courbes ajustées correspondantes. L'énergie de 582 MeV correspond à la courbe 1.

RÉFÉRENCES

- [1] J. HOFTIEZER, C. WEDDIGEN, B. FAVIER, S. JACCARD, P. WALDEN, P. CHATELAIN, F. FOROUGHI, C. NUSSBAUM and J. PIFFARETTI; *Phys. Lett.* 100B (1981) 462.
- [2] P. CHATELAIN, B. FAVIER, F. FOROUGHI, J. HOFTIEZER, S. JACCARD, J. PIFFARETTI, P. WALDEN, C. WEDDIGEN; à paraître dans *Journ. Phys. G*.
- [3] Mêmes auteurs; *SIN Newsletter* 13 (1980) 30.

Search for dibaryon signals by the measurement of the tensor polarization t_{20} in π - \vec{d} scattering

J. ULBRICHT, V. KÖNIG, W. GRÜEBLER, A. CHISHOLM¹⁾, P. A. SCHMELZBACH, B. JENNY, F. SPERISEN, K. ELSENER and C. SCHWEIZER

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

For more than a decade polarization effects in π - d elastic scattering have been the subject of an intense theoretical investigation. While in the earlier calculation the interest was focussed mainly on the two nucleon interaction such as the D -state probability of the deuteron [1-4], recently the interest has been directed toward possible dibaryon resonances in this system. Recently Grein and Locher [5] have calculated a complete set of π - d observables using Faddeev background amplitudes and admixture of 1D_2 , 3F_3 and 1G_4 dibaryon resonances. The existence of these three isospin-one resonances has been suggested by the analysis of p - p scattering polarization data [6]. Further evidence comes from a recent measurement of the vector polarization it_{11} in π - d scattering at 256 MeV [7] showing large and fast oscillations, which are quite different from conventional Faddeev predictions. In order to test these findings we have performed measurements of the tensor polarization t_{20} of the recoiling deuteron in π - d elastic scattering at a pion lab. energy of 138 MeV.

The measurements were carried out using the high intensity $\pi E1$ pion channel of the meson facility at the Swiss Institute of Nuclear Research (SIN). Measurements of the t_{20} of the deuterons were taken at the laboratory angular range between 0° and 25° in steps of 5° corresponding to a c.m. angular range between 130° and 180° . The present results are shown in Fig. 1 by the dots. The data points are connected by a solid line to guide the eye. Each point is the average of several independent runs, which are statistically consistent with each other. The error bars shown are the combined statistical uncertainty from the π - d experiment, the calibration of the polarimeter and the background subtraction. The open circles in Fig. 1 are the result of an earlier experiment [8]. A comparison shows that one of these data points ($\theta_d = 17.5^\circ$) disagrees with the present result. Unfortunately the disagreement occurs in the most interesting region where the present data show a strong oscillation.

It is interesting to notice that the result at $\theta_{cm} = 150^\circ$ reaches the maximum theoretical value $1/\sqrt{2}$, which t_{20} can attain. It has been shown in several nuclear reactions that such maxima are connected with resonances [9] in the corresponding compound nucleus.

Also shown in Fig. 1 are some theoretical predictions, which are expressed in the laboratory frame. The dotted curve is a Faddeev calculation without pion absorption [10], whereas in the dashed curve this absorption is included [11]. The dashed-dotted curve is an example of the admixture of the three dibaryon candidates 1D_2 , 3F_3 and 1G_4 (mixing angle $\alpha = 45^\circ$) to the Faddeev background amplitudes [12]. Standard parameters of Ref. 5 were used. Major differences between these calculations occur for angles larger than 90° , a particularly large change is caused by the absorption. It is quite obvious that none of these calculations explain the experimental data. The most characteristic discrepancy is

¹⁾ University of Auckland, New Zealand

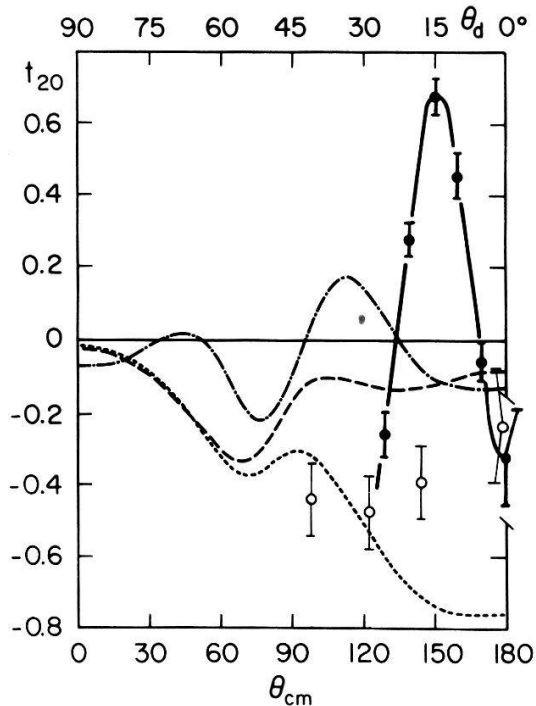


Figure 1

Angular distribution of $t_{20}(\text{lab})$ at $T_{\pi} = 138$ MeV; the curves are explained in the text.

the fast and strong oscillatory behaviour of the present data. In the calculations for dibaryon signals (dashed-dotted curve in Fig. 1) the overall strength of the dibaryon coupling used is small compared with the total width and also in comparison with the background. Therefore the present results suggest an increase of this strength. The comparison with theoretical predictions suffers also from the problem that the calculations in the extreme backward angles are less reliable than at smaller angles.

In conclusion the presence of the observed strong and fast oscillation is completely unexpected; it indicates a strong interference of higher partial waves with the background. This is strong evidence for new and unexplained dynamical effects. It is clear that for a final proof of the existence of resonances and an eventual assignment of the resonance parameters further experimental results are needed. Data extending the present angular and energy range and further polarization components may be required for this goal.

REFERENCES

- [1] W. R. GIBBS, Phys. Rev. C3, 1127 (1971).
- [2] A. W. THOMAS, Nucl. Phys. A258, 417 (1976).
- [3] N. GIRAUD, G. H. LAMOT and C. FAYARD, Phys. Rev. Lett. 40, 438 (1978).
- [4] N. GIRAUD et al., Phys. Rev. C19, 465 (1979).
- [5] W. GREIN & M. P. LOCHER, J. Phys. G: Nucl. Phys. 7, 1355 (1981).
- [6] A. YOKOSAWA, Phys. Reports 64, 47 (1980).
- [7] J. BOLGER et al., Phys. Rev. Lett. 46, 167 (1981).
- [8] J. HOLT et al., Phys. Rev. Lett. 47, 472 (1981).
- [9] W. GRÜEBLER et al., Nucl. Phys. A242, 285 (1975).
- [10] A. S. Rinat et al., Nucl. Phys. A329, 285 (1979).
- [11] C. F. FAYARD, G. H. LAMOT and T. MIZUTANI, Phys. Rev. Lett. 45, 524 (1980).
- [12] M. P. LOCHER and W. GREIN, private communication.

$^{13}\text{C}(\pi^+, \gamma)^{13}\text{N}(\text{g.s.})$ at 115 MeV pion energy and pion opalescence

K. CROWE

(University of California, Berkeley)

W. DAHME

(Universität München)

J. DEUTSCH, G. GREGOIRE, M. LEBRUN, R. PRIELS

(Université Catholique de Louvain)

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

(Université de Lausanne)

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

(Physik-Institut der Universität Zürich)

We have measured angular distributions for radiative capture of positive pions. The angular range (30° to 90°) and incident energy (115 MeV) were selected to cover momentum transfers near $2m_\pi$, where precursor phenomena to pion condensation are expected [1] to lead to an enhancement in the cross section. The $\pi^- p \rightarrow n\gamma$ and $\pi^+ d \rightarrow pp\gamma$ -reactions in similar kinematical situations provide the calibration for the line shape and acceptance of the photon-detector (pair spectrometer). The observed cross sections (typically $1 \mu\text{b}/\text{sr}$) do not follow the expected pattern, they are even lower than 'conventional' calculations, which do not connect to exotic phenomena.

REFERENCE

[1] J. DELORME, J. Phys. G7, L7 (1981).

Analysatorvermögen für Zwei- und Dreinukleonen Transferreaktionen im Kontinuum

H. JASICEK

(Institut für Kernphysik, Technische Universität Wien)

Z. LEWANDOWSKI

(Institut für Physik, Universität Basel)

H. H. MÜLLER

(Physik-Institut der Universität Zürich)

R. WAGNER

(Institut für Physik, Universität Basel)

Wir haben die Präequilibriums-Emission von ^3He - und α -Teilchen der Reaktionen $(\vec{p}, ^3\text{He})$ und (\vec{p}, α) bei $E_p = 72 \text{ MeV}$ untersucht. Die Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnitts und des Analysatorvermögens werden in einem Direkt-Reaktionsmodell berechnet und mit dem Experiment verglichen. Es

zeigt sich, dass eine mikroskopische Rechnung von Einstufenprozessen nicht ausreicht, die Daten zu beschreiben; Zweistufenprozesse müssen eingeschlossen werden.

Quasi free π - ^4He scattering

M. BAUMGARTNER, H. P. GUBLER, G. R. PLATTNER, W. D. RAMSAY, H. W. ROSER, I. SICK, P. ZUPRANSKI

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

and J. P. EGGER

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

There are various ways to study the pion nucleon interaction in the nuclear medium. Besides a systematic analysis of π -nucleus elastic scattering, an attractive alternative is to look more directly at the πN interaction in nuclei by studying quasi-free scattering ($\pi, \pi N$). As a first step, we have measured the single arm $^4\text{He}(\pi, \pi')$ reaction in the quasielastic peak region for incident π^+ energies of 90, 120, 170, 220, 270 and 320 MeV. The data cover in steps of 15° an angular range from 30° to 135° . Data with π^- were taken at energies of 120 and 220 MeV. The experiment was performed using a liquid ^4He target and the SUSI spectrometer at SIN. The figure shows the data for an incident π^+ energy of 270 MeV.

The data exhibit a pronounced quasifree scattering peak at an energy loss of about $q^2/2M$ (q momentum transfer). We compare them to calculations based on the isobar hole model. The curves are predictions: all parameters of the model were determined previously via the total π - ^4He -cross section and the angular distribution for π - ^4He elastic scattering. In order to assess the sensitivity of our

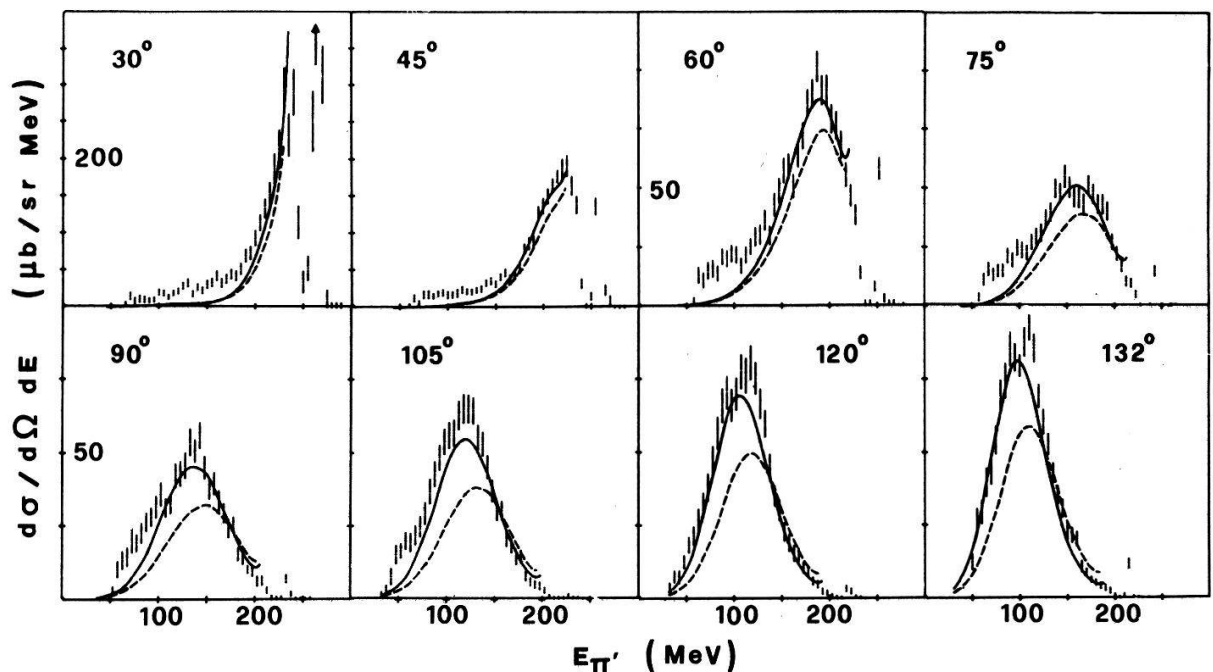


Figure 1

Laboratory cross section for $^4\text{He}(\pi^+, \pi^+)$ as a function of scattered pion energy and angle for an incident pion energy of 270 MeV. The solid line shows the prediction of the Δ -hole formalism [1], the dashed line is the result of a standard DWIA calculation.

data to medium corrections, which were taken into account by the Δ -hole transition operator, we also compare the data with a standard distorted wave impulse approximation (dashed line). The full calculations reproduce the position, shape and height of the experimental quasielastic peak reasonably; the DWIA, however, underestimates the peak height by typically 30% at 270 MeV and overestimates it by 30% at 170 MeV incident pion energy.

REFERENCE

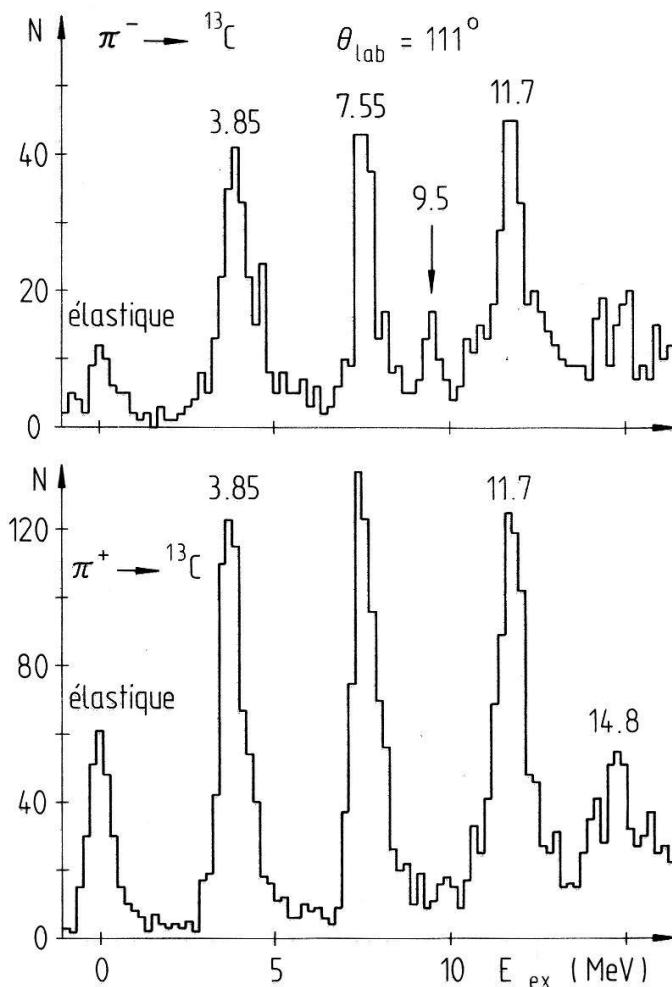
[1] M. THIES, private communication.

Diffusion pion- ^{13}C à 100 MeV

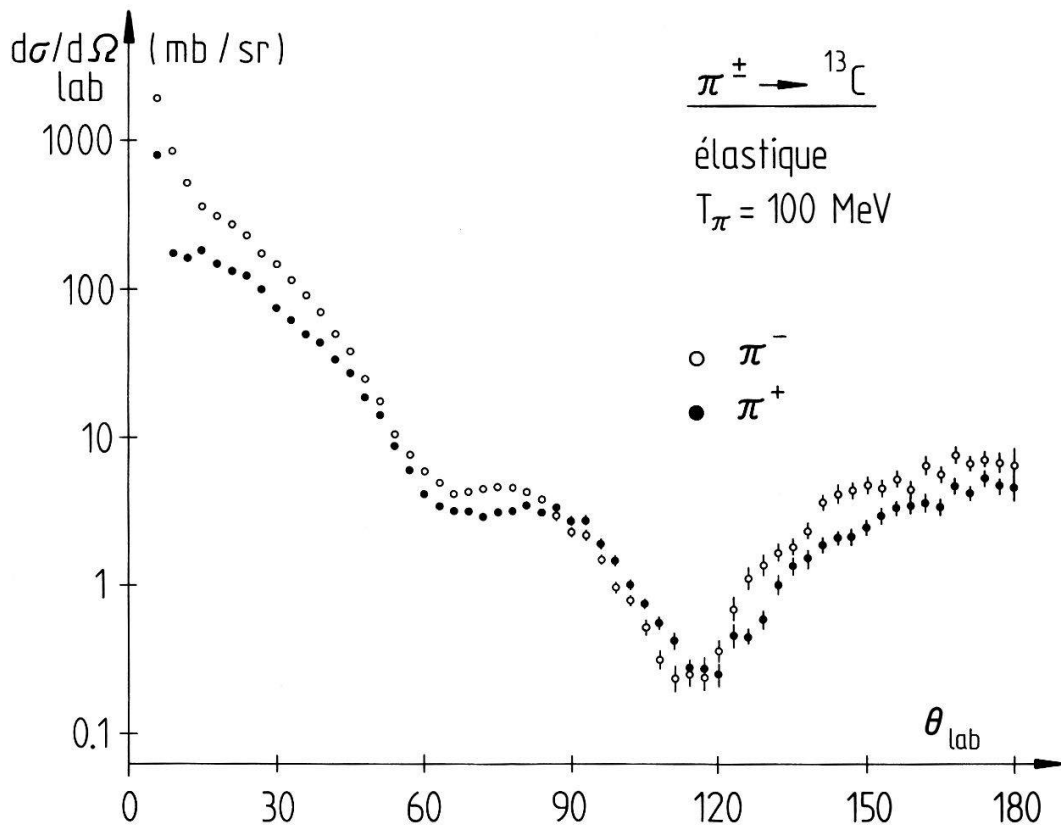
L. E. ANTONUK¹⁾, D. BOVET, E. BOVET, J.-P. EGGER, F. GOETZ, P. GRETILLAT, C. LUNKE et E. SCHWARZ

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

La diffusion élastique et inélastique $^{13}\text{C}(\pi^\pm, \pi^\pm)^{13}\text{C}^*$ a été mesurée au SIN avec le spectromètre à pions (SUSI) pour une énergie incidente de 100 MeV.



¹⁾ Adresse permanente: Université de Caroline du Sud, Columbia, USA.



Cette valeur de l'énergie est suffisamment éloignée du maximum de la résonance $\pi\text{N}(3,3)$ pour que l'amplitude de diffusion élastique ne soit pas purement imaginaire (disque noir), mais que la partie réelle de $f_{\pi\text{N}} = 3e^{i\delta} \sin \delta/k$ (où δ est le déphasage pion-nucléon) joue aussi un rôle important. Ce choix d'énergie a été dicté de plus par le fait que les présentes mesures complètent les deux régions de 20 à 80 MeV et de 130 à 250 MeV qui ont déjà été étudiées en détail.

Nos mesures couvrent tout le domaine angulaire de 6° à 177° . Les sections efficaces au-delà de 135° ont été obtenues à l'aide d'un aimant supplémentaire situé au niveau de la cible de ${}^{13}\text{C}$. Par ces mesures vers l'arrière nous espérons mettre en évidence les mécanismes de réaction pion noyau (Réf. 1).

Les spectres d'excitation pour les 2 états de charge sont présentés en figure 1 pour un angle $\theta_{\text{lab}} = 111^\circ$. Notons que la différence d'intensité des pics élastiques est simplement due à un déplacement du minimum de la diffusion élastique ($\theta_{\text{lab}} \approx 115^\circ$) vers des angles plus petits pour les π^- (voir Fig. 2). On remarque clairement un niveau à $E_x = 9.5 \text{ MeV}$ excité presque exclusivement par des π^- (Réf. 2) et un pic vers $E_x = 14.8 \text{ MeV}$ excité plus fortement par des π^+ . Il s'agit ici de transitions purement neutroniques ou protoniques. La figure 2 présente les distributions angulaires élastiques pour π^+ et π^- . On observe l'interférence coulombienne ($\theta_{\text{lab}} \approx 10^\circ$), un minimum de diffraction peu prononcé ($\theta_{\text{lab}} \approx 70^\circ$) et un minimum de diffraction à $\theta_{\text{lab}} \approx 115^\circ$. Une comparaison préliminaire avec la théorie sera discutée.

RÉFÉRENCES

- [1] M. HIRATA, J. H. KOCH, F. LENZ et E. J. MONIZ, *Ann. Phys.* 120, 205 (1979).
 [2] D. DEHNHARD et al., *Phys. Rev. Lett.* 43, 1091 (1979) et E. SCHWARZ et al., *Phys. Rev. Lett.* 43, 1578 (1979).

Mesure du déplacement d'interaction forte dans les atomes π^-H et π^-D : une étude comparative des conditions expérimentales à LAMPF et au SIN

E. BOVET et J.-P. EGGER

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

J. L. GIMLETT et H. KWON

(Caltech, Pasadena, U.S.A.)

Les atomes pioniques d'hydrogène (π^-H) et de deuterium (π^-D) sont les systèmes pioniques les plus simples et, paradoxalement, les moins bien connus expérimentalement. Les déplacements d'interaction forte ΔE_{1S} du niveau fondamental pour ces deux noyaux sont des grandeurs fondamentales puisqu'elles sont directement liées aux longueurs de diffusion correspondantes $a_{\pi^-H}^0$ et $a_{\pi^-D}^0$, actuellement encore mal déterminées.

C'est dans le but de mieux connaître ces grandeurs élémentaires qu'une mesure précise de l'énergie des rayons X de la transition 2P-1S dans les atomes π^-H et π^-D a été entreprise récemment à LAMPF à l'aide d'un spectromètre à graphite incurvé (Réf. 1a). Les énergies de la transition 2P-1S, ainsi que les déplacements d'interaction forte et les longueurs de diffusion correspondantes sont reportées ci-dessous:

	π^-H	π^-D
$E(2P-1S)_{\text{exp.}}$ (eV)	$2.441.8 \pm 2.9$	2593.3 ± 2.3
$E(2P-1S)_{\text{calc.}}$ (eV)	2429.7	2598.1
$\Delta E_{\text{inter.forte}}$ (eV)	$+12.1 \pm 2.9$	-4.8 ± 2.3
$a_{\pi^-A}^0 (m_{\pi}^{-1})$	$+0.197 \pm 0.048$	-0.051 ± 0.024

Les erreurs relativement importantes entachant les résultats de ces mesures délicates sont essentiellement liées au faible taux de comptage inhérent à l'utilisation d'une cible gazeuse mince (3.6 mg cm^{-2}), d'une part et à l'existence d'un bruit de fond ambiant important au niveau du détecteur, d'autre part.

L'espoir d'une amélioration substantielle du rapport signal/bruit de fond au SIN nous a poussés à effectuer une série de mesures de bruit de fond sur le canal $\mu E4$ du SIN. Le tableau suivant montre les caractéristiques relatives des deux sites et l'amélioration importante du rapport signal/bruit de fond que l'on peut obtenir au SIN:

	LAMPF (500 μA)	SIN (100 μA)
canal	SMC	$\mu E4$
p_{π^-} (MeV/c)	150	140
intensité (π^-/s)	4×10^7	1.2×10^7
$\Delta p/p$	$\sim 12\%$	$\sim 3\%$
signal (coups/min)	0.5	0.65
bruit de fond (coups/min)	10	0.5
signal/bruit de fond	1/20	$> 1/1$

Ces résultats extrêmement encourageants nous permettent de conclure qu'une détermination du déplacement d'interaction forte à une précision meilleure que 0.3 eV semble possible. Une proposition d'expérience a été adressée au SIN et des résultats sont attendus prochainement.

RÉFÉRENCE

[1] E. BOVET et al., Nucl. Instr. & Meth. 190, 613 (1980).

Fission induite par les pions

J.-F. GERMOND

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

C. WILKIN

(University College London, Gower Street, London WC1E 6BT, UK)

Nous avons étudié la réaction $A(\pi^+, {}^3\text{He})B$ à basse énergie dans un modèle où le pion est absorbé par une particule alpha constituant le noyau cible. Le mécanisme de réaction proposé est illustré par le graphe de la Fig. 1. Dans le cas où les deux noyaux finals sont différents, nous obtenons [1] une relation linéaire entre les sections efficaces $\pi^+A \rightarrow {}^3\text{He}B$ vers l'avant et $\pi^+{}^4\text{He} \rightarrow p{}^3\text{He}$ vers l'arrière

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega^*}\right)_{\pi^+A \rightarrow {}^3\text{He}B} = c[F_T(Q')]^2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega^*}\right)_{\pi^+{}^4\text{He} \rightarrow p{}^3\text{He}}$$

où c est un facteur cinématique dépendant du noyau et F_T le facteur de forme de transition calculé à partir du recouvrement des fonctions d'onde en cluster $\alpha - C$ et $p - C$ et évalué à un transfert d'impulsion \vec{Q}' proche de $\vec{Q} = (A-4)(\vec{p}_B/(A-3) - \vec{p}_A/A)$.

Par balance détaillée ces résultats s'appliquent aussi aux réactions de production cohérente de pions par des ${}^3\text{He}$ incidents. Nous pouvons donc comparer les prédictions de notre modèle aux récentes données expérimentales d'Orsay [2] sur les réactions ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, \pi^+){}^6\text{Li}$, ${}^4\text{He}({}^3\text{He}, \pi^+){}^7\text{Li}$ et ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, \pi^+){}^9\text{Be}$. Le cas de la production de ${}^7\text{Li}$ est illustré sur la Figure 2. On y constate un bon accord entre théorie et expérience, accord aussi présent pour les autres noyaux mesurés. En particulier la diminution dramatique de plusieurs ordres de grandeur entre la

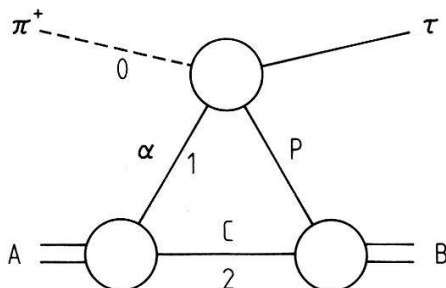


Figure 1
Modèle de la réaction $A(\pi^+, {}^3\text{He})B$.

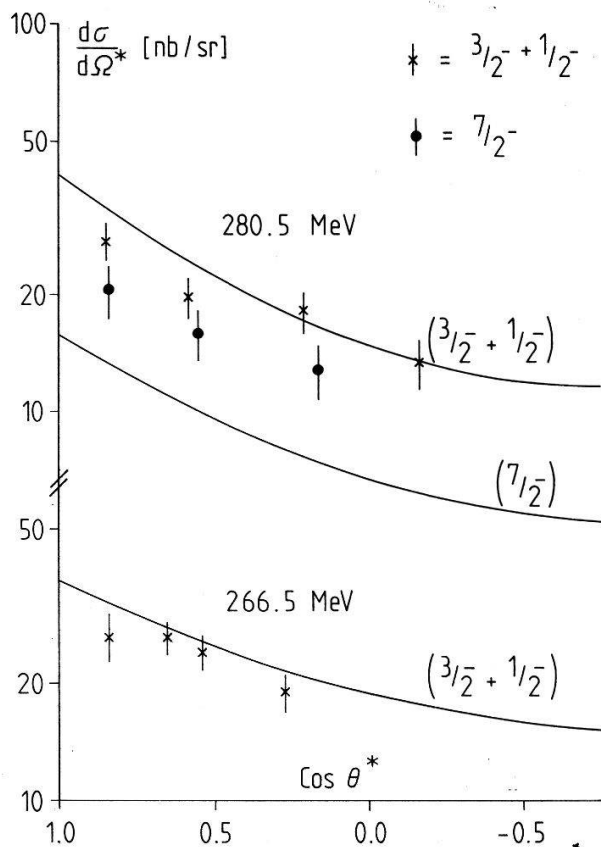


Figure 2

Prédictions de la section efficace ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow \pi^+ + {}^7\text{Li}$ comparées aux résultats expérimentaux d'Orsay [2].

production de ${}^6,7\text{Li}$ et ${}^9\text{Be}$ est bien reproduite. Notre modèle prédit aussi que les sections efficaces de ces réactions vont décroître rapidement avec l'énergie. Il n'existe malheureusement pas de données expérimentales permettant de vérifier cette prédiction.

Notre approche du problème consiste donc à considérer ces réactions comme un phénomène d'absorption plutôt que de production de pions, c'est-à-dire de *fission* plutôt que de *fusion*. Elle a l'avantage de pouvoir s'appliquer également aux canaux correspondant à l'émission de plus de deux fragments dans l'état final. C'est le cas, par exemple, des réactions $\pi^- + {}^6\text{Li} \rightarrow \text{tdn}$ et $\pi^- + {}^7\text{Li} \rightarrow \text{ttn}$ au seuil. Nos calculs préliminaires suggèrent qu'il est cependant nécessaire de prendre en considération d'autres graphes que celui de la Figure 1 lorsque des fragments de moins de trois nucléons résultent de la réaction.

REFERENCES

- [1] J.-F. GERMOND et C. WILKIN, Phys. Lett. 106B, 449 (1981) et contribution au Workshop on Pion Production and Absorption in Nuclei, McCormish's Creek, Indiana (1981).
- [2] Y. LE BORNEC et al., Phys. Rev. Lett. 47, 1870 (1981) et contribution au Workshop on Pion Production and Absorption in Nuclei, McCormish's Creek, Indiana (1981).

Differential cross section and Λ -polarization in the hypercharge exchange reaction $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda / \Sigma^0$ at large $|t|$ between 3 and 8 GeV/c

A. DE BELLEFON, P. BILLOIR, J. M. BRUNET, G. TRISTRAM
(CdF, Paris)

J. GAGO
(Lisbon)

P. SONDEREGGER
(CERN, Geneva)

L. BACHMAN, M. BOGDANSKI, D. PERRIN and R. SCHWARZ
(Université, Neuchâtel)

During the WA13 experiment at the Ω spectrometer at CERN, elastic and hypercharge exchange reactions were recorded in the RF separated S1-beam. The geometrical acceptance was characterized by suppression of the forward and backward directions and by optimal enhancement in the 90° c.m.s. region. A veto surrounding the target flagged two-prong and two-V0-reactions and a 'chess-board' chamber assured the coplanarity of the events.

A surprisingly high negative Λ -polarization has been found in the $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda / \Sigma^0$ sample (see Figs. 1 and 2 below). This result and the shape of the

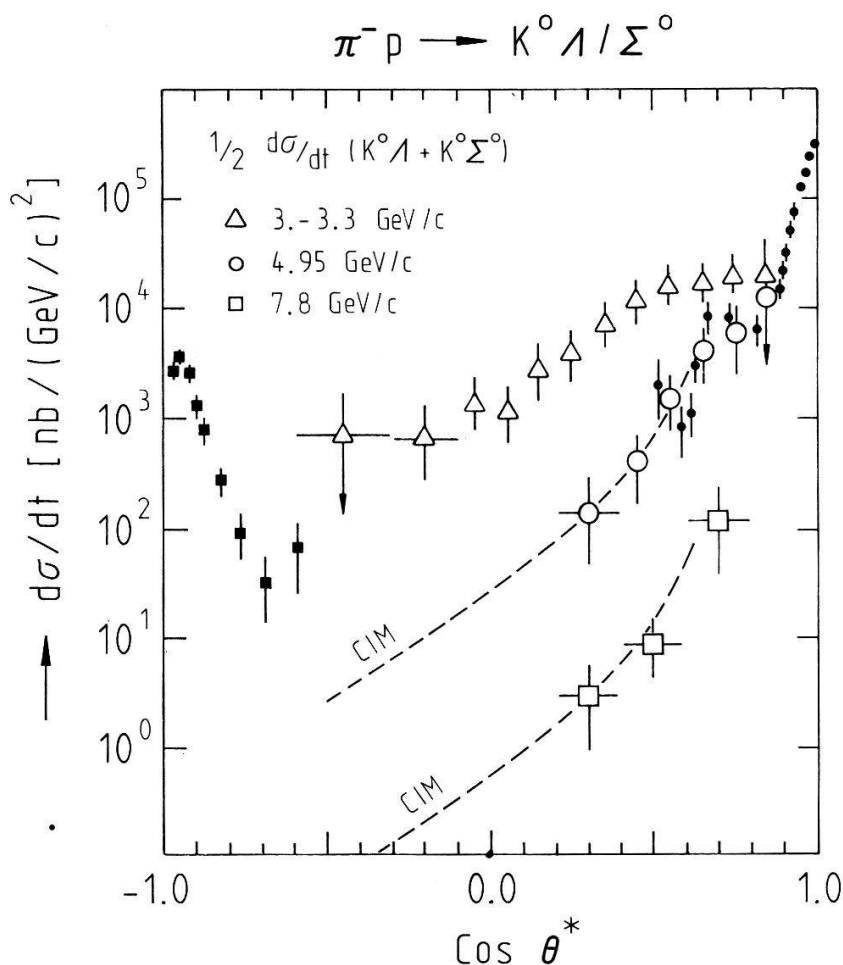


Figure 1
Differential cross section (ref. at 5 GeV/c from AST75 and WAR73).

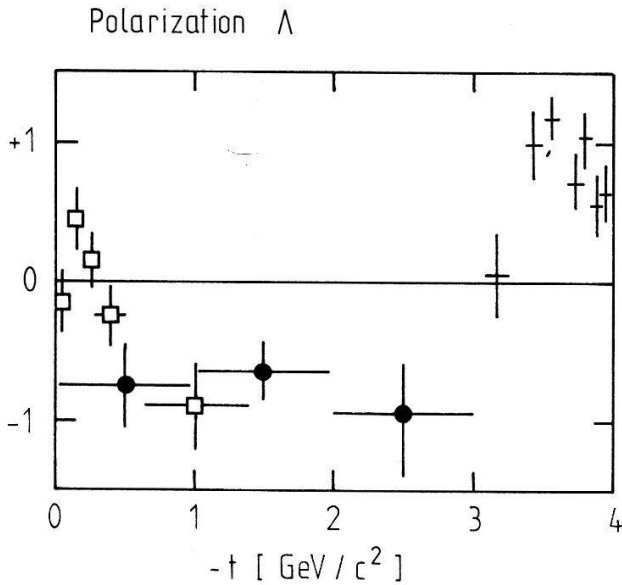


Figure 2

Λ -polarization: ● WA13 at 3.-3.3 GeV/c, □ ABR71 at 3.9 GeV/c, +BEU70 at 4 GeV/c.

differential cross sections at large angles between 3 and 8 GeV/c will be compared with predictions from Regge models in the low momentum transfer range and with quark parton models, e.g. CIM [GUN73], at large $|t|$ values.

REFERENCES

- ABR71 M. ABRAMOVICH et al., Nucl. Phys. *B27*, 477 (1971).
 AST75 P. ASTBURY et al., Nucl. Phys. *B99*, 30 (1975).
 BEU70 W. BEUSCH et al., Nucl. Phys. *B19*, 546 (1970).
 GUN73 J. F. GUNION, S. J. BRODSKY and R. BLANKENBECLER, Phys. Rev. *D8*, 287 (1973).
 WAR73 C. W. WARD et al., Phys. Rev. Lett. *31*, 1146 (1973).

Désintégration radiative du pion

A. BAY, C. JOSEPH, J.-F. LOUDE, J.-P. PERROUD, D. RUEGGER, O. SCHÖRI, D. STEINER
 et M. T. TRAN

(Institut de Physique Nucléaire, Université de Lausanne)

M. LEBRUN, J.-M. MARTOFF, U. STRAUMANN et P. TRUÖL

(Physik-Institut der Universität Zürich)

Deux études expérimentales de la désintégration radiative du pion ($\pi^+ \rightarrow e^+ \nu \gamma$) ont été publiées à ce jour; le rapport γ des facteurs de forme faibles axial et vectoriel y était estimé sur la base de 121 événements [1] et 226 événements [2]. Toutefois, seule la quantité $(1 + \gamma)^2$ était mesurée, ce qui conduisait à deux valeurs possibles pour γ . Nous avons donc entrepris une nouvelle mesure de cette désintégration rare, au moyen d'un spectromètre magnétique pour la détection du positron et d'un détecteur à localisation pour le photon. Ce dernier est un assemblage de 64 scintillateurs de NaI, chacun ayant une section de $63 \times 63 \text{ mm}^2$ et une longueur de 406 mm. L'acceptance du spectromètre magnétique est de

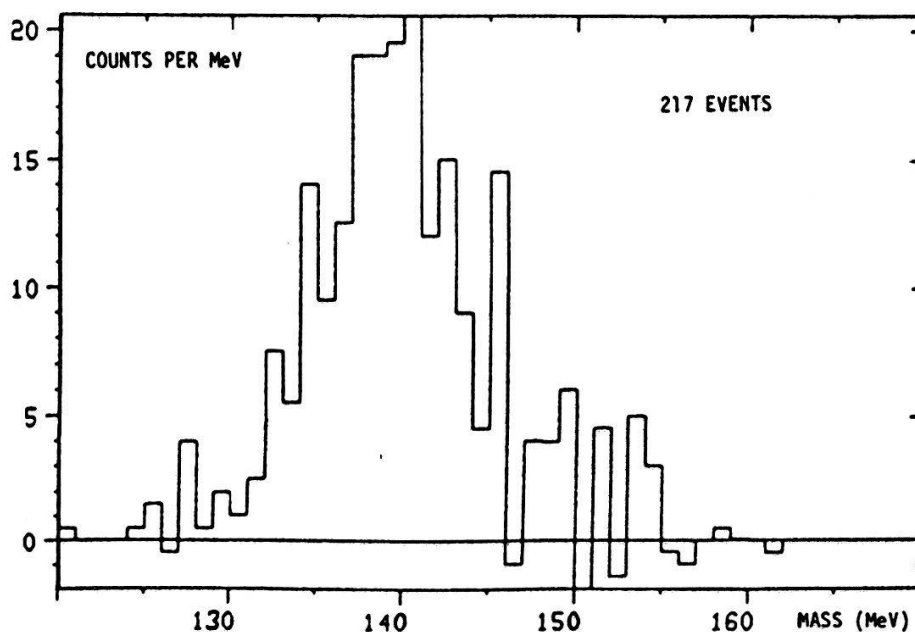


Figure a

Corrélation temporelle entre la détection du positron et du photon, avant soustraction des coïncidences fortuites; le rapport vraies/fortuites est de 2 dans une tranche de 4 ns centrée sur le pic.

1.1%, avec une résolution en énergie de 3%; il permet en outre de déterminer l'origine et la direction d'émission dans la cible, où les pions sont arrêtés, avec des précisions respectives de 15 mm et 3.5° (largeurs à mi-hauteur). La résolution en énergie du détecteur de photons est de 6.5% et sa résolution spatiale de 35 mm; quant à la résolution temporelle entre les deux bras de notre système de détection, elle est de 2.1 ns. La mesure pour chaque événement des deux énergies et de l'angle entre les directions d'émission permet de déterminer la masse de la particule se désintégrant, avec une résolution de 8 MeV, et conduit à une identification sûre des événements $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu \gamma$. Lors d'une première prise de

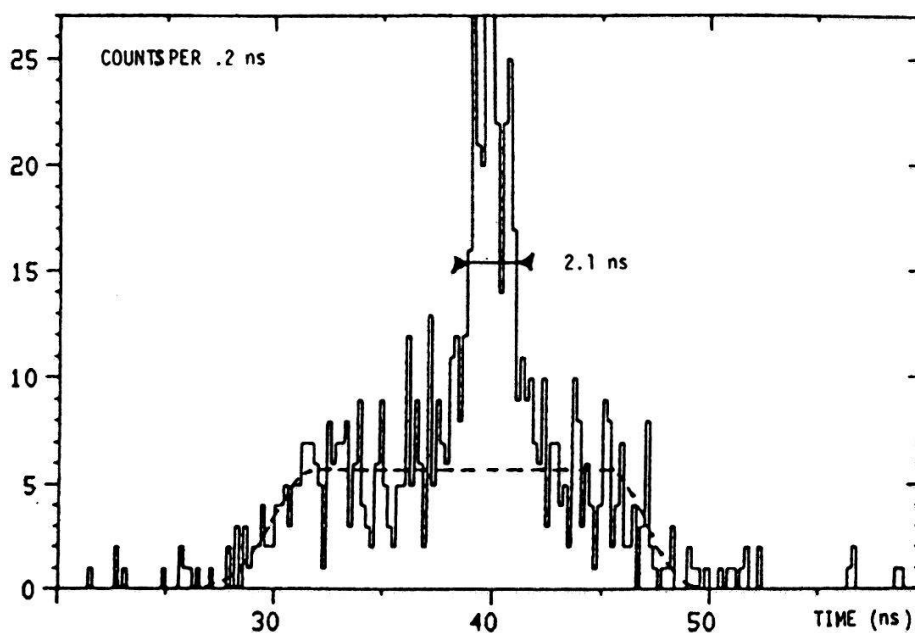


Figure b

Masse reconstituée pour les coïncidences vraies; on observe un pic ayant approximativement la largeur attendue et centré sur m_π .

données, le photon et le positron étaient détectés à des angles voisins de 180° : une analyse préliminaire d'un cinquième environ de l'échantillon a permis d'isoler 217 événements (voir figures). Dans la région de l'espace de phase ainsi couverte, le nombre d'événements est sensible essentiellement à $(1 + \gamma)^2$. Nos données permettent déjà d'étudier le bruit de fond dans une autre partie de l'espace de phase, (angles entre 90 et 150°) où intervient la quantité $(1 - \gamma)^2$ dont la mesure résoudrait l'ambiguïté sur le signe de γ .

REFERENCES

- [1] P. DEPOMMIER et al., Phys. Lett. 7, 285 (1963).
- [2] A. STETZ et al., Nucl. Phys. B138, 285 (1978).