

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 57 (1984)
Heft: 2

Vereinsnachrichten: Bericht von der Herbsttagung 1983 der Schweizerischen
Physikalischen Gesellschaft (SPG), Delsberg, 13./14. Oktober 1983
Autor: [s.n.]

Nutzungsbedingungen

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

Conditions d'utilisation

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

Terms of use

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

Download PDF: 16.01.2026

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

Bericht von der Herbsttagung 1983 der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft (SPG), Delsberg, 13./14. Oktober 1983

Vorstand der SPG:

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

Uebrige Mitglieder: seit

Dr. K. Appert, EPF Lausanne, Angewandte Physik	1981
Prof. R. Dändliker, Universität Neuenburg, Wissenschaftspolitik	1983
Dr. J. P. Egger, Universität Neuenburg, Kern- und Teilchenphysik	1981
Prof. P. Martinoli, Universität Neuenburg, Festkörperphysik	1982
Dr. R. Viollier, Universität Basel, Theoretische Physik	1983
Prof. H. J. Gerber, SIN, Villigen, Helvetica Physica Acta	1983
Prof. M. Peter, Universität Genf, I.U.P.A.P.	1979

Rechnungsrevisoren:

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

Neue Mitglieder (seit 3. Februar bis 23. August 1983)

Amsler, Claude (Genf), Beer, Jürg (Bern), Brogli, Rudolf (Würenlingen), Cantale, Gaetan (Genf), Degli Agosti, Sergio (Genf), Egger, Emanuel (Freiburg), Huesser, Oskar (Zürich), Jaeger, Jean-François (Würenlingen), Nowak Stefan (Freiburg), Perny, Beat (Freiburg), Philipona, Rolf (Freiburg), Piller, Otto (Wabern), Raemy, Franz (Freiburg), Ravano, Gianbattista (Lugano), Secretan, Marie-Alix (Lausanne), Schweickert, Evelyn (Zürich), Stoeckli, Armin (Zürich), Victoria, Maximo (Würenlingen), Wampfler, Hansruedi (Zürich), Wuethrich, Alfred (Männedorf).

Protokoll der Generalversammlung vom 13. Oktober 1983, 16.30 Uhr

Anwesend: 35 Personen

1. Protokoll der Generalversammlung vom 24. März 1983 in Freiburg
Das Protokoll wird ohne Einwände genehmigt.

2. Mitteilungen des Vorstandes

- Frühjahrstagung 1984 in Bern: Der Einsendeschluss für Fachbeiträge ist auf den 10. Februar 1984 festgelegt worden.
- Herbsttagung 1984 in Zürich: Beiträge für diese Tagung werden auch in Form von Posters eingereicht werden können.
- '2ème Conférence sur les capteurs à fibres optiques' (Gesuch von Dr. A. L. Harmer, Battelle Genf): Die SPG übernimmt, allerdings ohne finanzielle Unterstützung, das Patronat dieser Konferenz.
- Schweizerischer Nationalfonds, Obligatorium der zweiten Säule: Nachdem bekannt wurde, dass die aus dem Obligatorium der zweiten Säule anfallenden Mehrkosten (Arbeitgeberbeitrag) dem Nationalfonds nicht, wie in der Botschaft über die Förderung der wissenschaftlichen Forschung in den Jahren 1984–1987 vorgesehen, zusätzlich ausgerichtet, sondern von diesem innerhalb seines ordentlichen Finanzaushaltes bestritten werden sollen, ist der Vorstand der SPG an die Mitglieder der Wissenschafts- und Finanzkommissionen der Eidgenössischen Räte gelangt. In einem Brief wurde der Besorgnis über die Entwicklung der Finanzsituation des Schweizerischen Nationalfonds Ausdruck gegeben und auf die Folgen hingewiesen, welche eine Streichung der vorgesehenen Ausrichtung der Mehrkosten für das Obligatorium der zweiten Säule hätte. Die Vorlage wird in der Frühjahrssession der Eidgenössischen Räte behandelt werden. Bundesrat Egli hat sich in einem Schreiben positiv zum Vorgehen der SPG geäusserst.
- Prioritäten der Forschung in der Schweiz in den nächsten fünfzehn Jahren: In einer Umfrage, durchgeführt vom Schweizerischen Wissenschaftsrat, wird von der SPG eine Stellungnahme zu den Prioritäten der Forschung in der Schweiz verlangt. Insbesondere sollen jene Forschungsrichtungen genannt werden, für die in den nächsten fünfzehn Jahren die Infrastruktur verstärkt oder geschaffen werden sollte. Der Vorstand fand den zur Beantwortung dieser Fragen eingeräumten Zeitraum zu knapp bemessen und hat die Kommission für Wissenschaftspolitik der SPG beauftragt, eine Umfrage bei den Schweizerischen Universitäten und Forschungsinstituten durchzuführen. Der Präsident fordert die Mitglieder auf, ihre Vorschläge an den Präsidenten dieser Kommission, Prof. Dändliker, zu richten.

3. Wahl der Delegierten in den Senat der SNG

Dr. G. Fischer wünscht als Delegierter im Senat der SNG zurückzutreten. Der Vorstand schlägt seinen jetzigen Stellvertreter, Prof. P. Martinoli, Neuenburg als neuen Delegierten und Prof. L. Schaller, Freiburg als neuen Stellvertreter des Delegierten vor. Beide werden einstimmig gewählt.

4. Mitteilungen der Präsidenten der Fachgruppen

- Dr. J. P. Egger orientiert über die Teilnahme der Sektion Kern- und Teilchenphysik an der Frühjahrstagung der Oesterreichischen Physikalischen Gesellschaft in Innsbruck vom 26.–30. März 1984. An dieser Konferenz wird es Vorträge von zehn Minuten und Gruppenberichte von 25 Minuten geben. Prof. J. Rossel wendet sich gegen zu häufige Konferenzen dieser Sektion im Ausland.
- Prof. H. J. Gerber gibt einen Ueberblick über die Entwicklung der Helvetica Physica Acta. Er fordert die Mitglieder auf, ihre Arbeiten vermehrt in der H.P.A. zu veröffentlichen.

5. Mitteilungen der Kommissionspräsidenten

In Abwesenheit von Prof. M. Peter orientiert der Präsident über das Wiedererwägungsgesuch, welches das Landeskomitee der I.U.P.A.P. an den Präsidenten der SNG gerichtet hat. Darin wird die SNG ersucht, entsprechend ihrer eingegangenen Verpflichtung, die Beitragsleistungen der Schweiz an die I.U.P.A.P. weiterhin voll zu übernehmen. Der Präsident erwähnt auch, dass das Landeskomitee der I.U.P.A.P. nicht der SPG sondern direkt der SNG unterstellt ist. Die SPG ist jedoch daran interessiert, dass die Beitragsleistung der Schweiz vertragsgemäss erfolgt.

6. 'Europhysics Letters'

Die Europäische Physikalische Gesellschaft plant die Herausgabe dieser neuen Zeitschrift. Die nationalen Gesellschaften sind aufgerufen, sich daran zu beteiligen. Der Präsident orientiert über die wissenschaftlichen und finanziellen Aspekte dieses Projekts sowie die Stellungnahme des Vorstandes. Nach eingehendem Studium der Dokumente und Anhören von Prof. J. Müller, ehemaliger Delegierter im Vorstand der EPG sowie Herrn G. Thomas, Sekretär der EPG, hat der Vorstand der SPG einstimmig einer Beteiligung an der Herausgabe dieser Zeitschrift und einer Garantieleistung von Sfr: 25 000.– zugestimmt. In Anbetracht der für die SPG beträchtlichen Investition hat der Vorstand auch beschlossen, diesen Entscheid von der Generalversammlung im Frühjahr 1984 ratifizieren zu lassen.

In der anschliessenden Diskussion befürworten die meisten Redner die geplante Beteiligung der SPG an der Herausgabe der neuen Zeitschrift.

Schluss der Sitzung: 17.30 Uhr

Der Präsident: Prof. J. Kern

Der Sekretär: Dr. B. Vaucher

Physik der Kondensierten Materie

Oberflächen

Valenzänderungen an der Oberfläche einiger intermetallischer Eu-Verbindungen

W. D. SCHNEIDER, C. LAUBSCHAT,¹⁾ G. KALKOWSKI,¹⁾ J. HAASE²⁾ und A. PUSCHMANN,²⁾ Institut de Physique, Rue A.-L. Breguet 1, CH-2000 Neuchâtel

Die Eu-Übergangsmetallverbindungen EuRh_5 , EuRh_2 , EuNi_5 , EuPd_5 , EuPt_5 , EuCu_5 und EuAg_5 wurden mit der Methode der Photoelektronenspektroskopie untersucht. Die Beobachtung von $4f^6$ und $4f^7$ -Konfigurationen unterschiedlicher Intensität sowohl an den 3d und 4d Rumpfelektronen- als auch an den Valenzbandspektren wird bei den dreiwertigen ($4f^6$) Eu-Verbindungen sowie für die gemischt-valente Verbindung EuRh_2 durch einen koordinationsabhängigen Übergang zur zweiseitigen ($4f^7$) Eu-Konfiguration an der Festkörperoberfläche erklärt.

¹⁾ Institut für Atom- und Festkörperphysik, Freie Universität Berlin, RFA.

²⁾ Fritz-Haber-Institut der Max-Planck-Gesellschaft, Berlin, RFA.

Selektiver Uebergang von Wasserstoff von spezifischen Chemisorptionsplätzen auf Pd(110) ins Innere

K. H. RIEDER, M. BAUMBERGER und W. STOCKER, IBM Forschungslabor, Säumerstr. 4, CH-8803 Rüschlikon

Wir berichten über einen Effekt, bei dem durch eine Oberflächenrekonstruktion effektive Kanäle geöffnet werden, die einen Uebergang von Adsorptions- zu Absorptionsplätzen erlauben. Die Strukturen der beiden geordneten Wasserstoff-Adsorbatphasen konnten mittels He-Beugung bestimmt werden: Die (2×1) entspricht einer Oberflächenbelegung von 1 ML; die (1×2) mit 1.5 ML ist mit einer Rekonstruktion der obersten Pd-Lage verknüpft, die die Adsorption von 0.5 ML H auf der zweiten Pd-Schicht erlaubt. Durch thermische Aktivierung kann die (1×2) in die (2×1) zurückgeführt werden, wobei 0.5 ML H ins Kristallinnere wandern. Durch weitere H-Zugabe und thermische Behandlung kann dieser Prozess wiederholt werden, bis eine volle Monolage Wasserstoff ins Pd-Innere eingebaut ist. Dieser Befund legt nahe, dass alle verfügbaren Oktaederlücken zwischen der 1. und 2. Pd-Lage selektiv und vollständig besetzt werden.

Spinabhängige Sekundärelektronenemission

M. ERBUDAK, W. MAURER, N. MÜLLER und G. RAVANO, Laboratorium für Festkörperphysik, ETHZ,
CH-8093 Zürich

Zur Untersuchung der elektronenstossinduzierten Sekundärelektronenemission werden in der Regel nur energieabhängige Intensitätsstrukturen herangezogen. Die Verwendung von spinpolarisierten Primärelektronen und die Analyse der spinabhängigen Intensitäten und Polarisation der Sekundärelektronen erlaubt dagegen, Erzeugungsmechanismen der Sekundärelektronen auch bei fehlender signifikanter Energieabhängigkeit zu untersuchen. Beispiele für Gold und Kupfer werden dargestellt.

Surface states and interlayer states in graphite

M. POSTERNAK,[†] A. BALDERESCHI,[†] E. WIMMER[‡] and A. J. FREEMAN,[§] [†] EPF-Institut de Physique Appliquée, CH-1015 Lausanne; [‡] Universität Wien, A-1090 Wien, Austria; [§] Northwestern University, Evanston, IL 60201, U.S.A.

We have recently demonstrated the existence of interlayer states in graphite and graphite intercalation compounds.¹⁾ They result from the bonding combination of states bound to single graphite layers. In pure graphite and in LiC₆, these states are unoccupied, and have been recently observed in inverse photoemission experiments by Fauster et al.²⁾ Furthermore, these authors report the presence at slightly lower energy of a dispersionless band which might be attributed to surface states. Using our self-consistent FLAPW method for a five-layer graphite film and model calculations, we are able to reproduce these surface states and to explain their relationship with interlayer states.

¹⁾ M. Posternak et al., Phys. Rev. Lett. 50, 761 (1983).

²⁾ Th. Fauster et al., Phys. Rev. Lett. 51, 430 (1983).

Dimensionalitäts-Effekte in dielektrischen Filmen

P. BRÜESCH, R. KÖTZ, H. NEFF und L. PIETRONERO, Brown Boveri Forschungszentrum,
CH-5405 Baden

Infrarot Reflexions Absorptions Spektroskopie (IRAS) Experimente von Al₂O₃-Filmen auf Au mit Dicken d zwischen 3 und 200 Å zeigen eine charakteristische Dickenabhängigkeit der longitudinalen Al-O Stretschwingsfrequenz $\tilde{\nu}$: Bei 3 Å (~1 Monolage) ist $\tilde{\nu} = 905 \text{ cm}^{-1}$, nimmt mit steigender Schichtdicke zu und erreicht bei ca. 200 Å einen Sättigungswert von 950 cm^{-1} . Ein ähnlicher Verlauf von $\tilde{\nu}(d)$ wird für Al₂O₃-Filme auf Al beobachtet. XPS, UPS, TEM und Kleinwinkel-Röntgen Streuung zeigen, dass die Filme im Bereich $5 \text{ Å} < d < 200 \text{ Å}$ stöchiometrisch, amorph und zusammenhängend sind. Der beobachtete Verlauf von $\tilde{\nu}(d)$ kann mit Hilfe eines einfachen Modells erklärt werden, welches auf der Tatsache beruht, dass die auf die Oberflächenatome wirkenden Rückstellkräfte kleiner sind als im Innern der Filme.

Myonen-Spektroskopie

Stroboscopie μ SR: le muon positif sonde les déviations infimes du champ magnétique interne du platine et de composés du type PdH_x

F. N. GYGAX, A. HINTERMANN, A. SCHENCK, W. STUDER et A. J. VAN DER WAL, Institut de Physique des Moyennes Energies, EPF Zurich, CH-5234 Villigen
 L. SCHLAPBACH, Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, EPF Zurich, CH-8093 Zurich

La méthode μ SR ('Muon Spin Rotation') profite de la possibilité d'introduire des muons positifs (μ^+) en tant que sondes magnétiques dans n'importe quel matériau. L'analogie entre le μ^+ et le proton permet d'étendre la notion d'isotope de l'hydrogène jusqu'à un 'noyau' dont la masse est environ 1/10 de celle du proton. Pour les métaux purs et les composés intermétalliques, les champs magnétiques internes mesurés par les deux sondes (μ^+ et proton) fournissent un important élément pour la compréhension de la structure électronique. Grâce à la méthode de stroboscopie μ SR utilisée, une résolution de quelques ppm est obtenue pour les champs observés. Les mesures des déviations de Knight pour les muons sont discutées et comparées aux valeurs correspondantes pour les protons dans le cas d'échantillons de platine et de composés PdH_x, avec x entre 0.70 et 0.86.

Anomale Myon-Knightshift in Cd

W. STUDER, F. N. GYGAX, A. HINTERMANN, W. RÜEGG, A. SCHENCK und A. J. VAN DER WAL, Institut für Mittelenergiephysik der ETHZ, c/o SIN, CH-5234 Villigen

Messungen der Knightshift K_μ positiver Myonen in einfachen, d.h. nichtmagnetischen Metallen enthalten Informationen über die lokale Elektronenstruktur. Eine Reihe aussergewöhnlicher und interessanter Aspekte, für welche bisher keine quantitativen theoretischen Erklärungen vorliegen, zeigt K_μ in dem divalenten, hexagonalen Metall Cd: (a) Zwischen $T = 0$ K und dem Schmelzpunkt $T = 593$ K nimmt der isotrope Anteil um mehr als 100% zu, sehr wahrscheinlich eine Konsequenz der Elektron-Phonon-Wechselwirkung. (b) Bei ~ 110 K tritt eine anomale singuläre Ueberhöhung in K_μ auf, die als Bandstruktureffekt interpretiert werden kann. (c) Im Gegensatz zur 33%-Zunahme der Cd-Kern-Knightshift ändert sich K_μ beim Uebergang zur Schmelze nicht. (d) Der anisotrope Anteil wechselt bei ~ 110 K sein Vorzeichen.

Muonium in high magnetic fields

R. F. KIEFL, B. D. PATTERSON, E. HOLZSCHUH, H. KELLER and W. KÜNDIG, Physics Institute, University of Zurich, CH-8001 Zurich
 K. BLAZEY, IBM Zurich Research Laboratory, CH-8803 Rüschlikon

A new high magnetic field, high timing resolution apparatus (12 kG, 200 ps) has been used to make the first observation of normal muonium precession in

single crystals of KCl, CaF₂, GaP and Al₂O₃. The two high field muonium frequencies are of order 2 GHz and provide an accurate measure of the hyperfine splitting. Spin relaxation due to the nuclear hyperfine interaction, which makes muonium unobservable in low magnetic fields, is quenched in high magnetic fields. The measured hyperfine frequencies at 9 K are KCl: 4280 MHz, CaF₂: 4479 MHz, GaP: 2917 MHz, Al₂O₃: 4415 MHz.

Muon decay blocking in silicon

B. D. PATTERSON, A. BOSSHARD, P. TRUÖL, U. STRAUMANN and A. WÜEST, Physics Institute,
University of Zurich, CH-8001 Zurich
TH. WICHERT, Department of Physics, University of Konstanz, D-7750 Konstanz, FRG

We report the observation of the blocking effect of the host lattice on the decay positrons from positive muons implanted into silicon crystals. Float zone and Czochralski wafers with [111] and [110] orientations were investigated, and temperature-dependent axial and planar effects were seen both as blocking dips and as flux peaks. It is known from muon spin rotation experiments that several muonium states are formed upon muon implantation in silicon, germanium and diamond. The blocking results yield information as to the sites of these muonium states in the host lattice.

Observation of muonium states in III-V semiconducting compounds

J. SCHNEIDER, R. KIEFL, E. HOLZSCHUH, W. KÜNDIG, B. D. PATTERSON and H. KELLER, Physics Institute, University of Zurich, CH-8001 Zurich
K. BLAZEY, IBM Zurich Research Laboratory, CH-8803 Ruschlikon
T. L. ESTLE and S. RUDAZ, Department of Physics, Rice University, Houston, Texas

Anisotropic muonium states with [111]-symmetry have been observed at low temperatures in GaAs and GaP. An external magnetic field of 11.4 kG was applied along the [111]-axes of the samples. The hyperfine parameters were found to be

	A (MHz)	A _⊥ (MHz)
GaAs	218	85
GaP	219	82

The approximate equality of the hyperfine parameters in the two samples is in contrast to the situation for similar states in Si, Ge and C.

Optische Eigenschaften, elektronische Bandstruktur

Inverse photoemission from clean and oxygen-covered silver

B. REJHL and R. R. SCHLITTLER, IBM Zurich Research Laboratory, Säumerstr. 4, CH-8803 Rüschlikon

We have set up a spectrometer for ultraviolet inverse photoemission at a fixed photon energy $h\nu = 9.7$ eV. Besides LEED and Auger analysis for surface characterization, we employ a Geiger-Müller counter [1] as filter and detector for the 9.7 eV photons. First results from a polycrystalline silver foil are presented. The measured inverse photoemission spectrum can be related to the calculated density of unoccupied states. The critical points X_6^- and L_4^+ are found at 2.0 and 3.8 eV, respectively, above E_F . Upon oxygen adsorption, the intensity at E_F decreases, whereas the minimum around L_4^+ is filled up. The latter is due to oxygen-derived antibonding s, p states.

REFERENCE

- [1] G. DENNIGER, V. DOSE and H. SCHEIDT, Appl. Phys. B 18, 375 (1979).

Changement de valence dans le CePd₃B_x

E. WUILLOUD et Y. BAER, Institut de Physique, Rue A.-L. Breguet 1, CH-2000 Neuchâtel
F. HULLIGER, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH-Hönggerberg, Ch-8093 Zürich

Dans le CePd₃ la valence mixte du Ce est généralement reconnue. L'introduction d'atomes interstitiels de bore dans ce composé provoque une expansion du réseau dont la conséquence est un changement d'occupation du niveau 4f. Nous avons étudié le CePd₃B_x dans le domaine $0 \leq x \leq 0.5$ par XPS (X-ray Photoelectron Spectroscopy) et BIS (Bremsstrahlung Isochromat Spectroscopy). Les spectres de niveaux de coeur (3d, 4d) ainsi que des niveaux 4f initialement inoccupés font effectivement apparaître que l'insertion de bore induit graduellement la trivalence du Ce (4f¹). Ces résultats confirment les mesures de constante de réseau et de susceptibilité magnétique [1].

REFERENCE

- [1] DHAR et al., Phys. Rev. B 24, 6182 (1981).

XPS-Untersuchung von ZrMn_x-Hydriden

U. LOOSER, J. OSTERWALDER, T. RIESTERER und L. SCHLAPBACH, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, CH-8093 Zürich

Die Verbindungen ZrMn_x (C14-Struktur für $1.8 \leq x \leq 3.8$) sind geeignete Materialien zur Speicherung von Wasserstoff wegen ihrer raschen Absorptionskinetik. Wir versuchen, die drastischen Unterschiede in der thermodynamischen

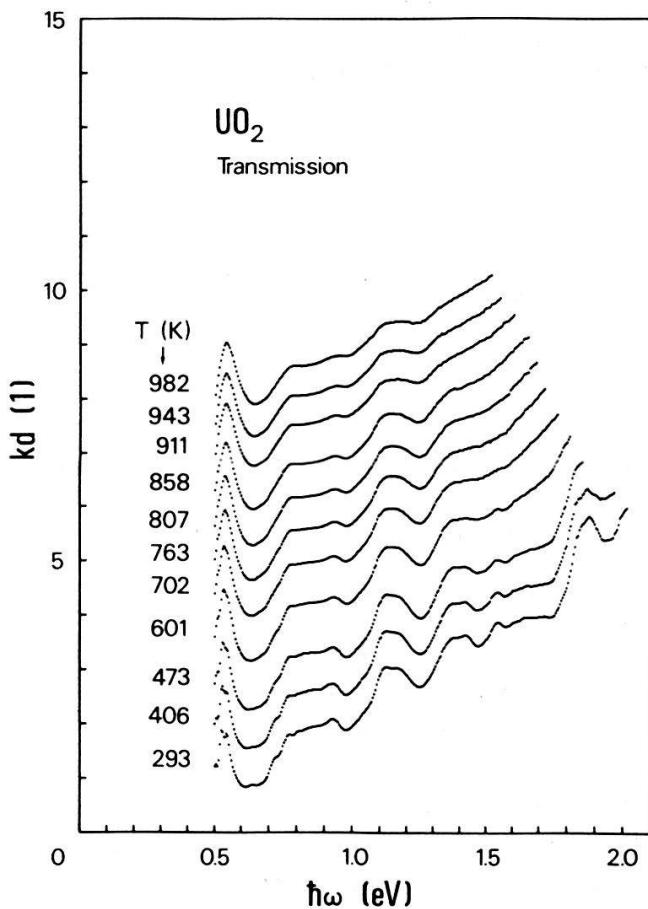
Stabilität von $\text{ZrMn}_{1.8}$, $\text{ZrMn}_{2.4}$ und $\text{ZrMn}_{3.4}$ mit Veränderungen in deren elektronischen Eigenschaften, welche mit Röntgen-Photoemission (XPS) gemessen werden können, zu korrelieren. Im Hydrid sind die $\text{Zr}3\text{d}$ -Linien um bis zu 0.8 eV zu höherer Bindungsenergie verschoben, während die $\text{Mn}2\text{p}$ -Linien überhaupt keine Verschiebung zeigen. In den Valenzband-Spektren erscheinen wasserstoffinduzierte Zustände zwischen 7 und 8 eV, die Zustandsdichte zwischen 0 und 5 eV Bindungsenergie nimmt deutlich ab. Im jetzigen Stand der Messungen kann kein eindeutiger Trend für die Bandstruktur der Hydride bei verschiedenen Mn-Konzentrationen festgestellt werden.

Optik an UO_2 bei hohen Temperaturen

B. FRICK und J. SCHOENES, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, CH-8093 Zürich

Urandioxid ist für die Grundlagenforschung als magnetischer 5f Halbleiter und technisch als wichtigster Kernbrennstoff von grossem Interesse. Wie mittels optischer Reflexionsmessungen [1] gezeigt wurde, beträgt die Anregungsenergie vom besetzten 5f² Grundzustand des Urans (U^{4+}) in das leere 6d Leitungsband 2 eV.

UO_2 zeigt zwischen etwa 1600 K und dem Schmelzpunkt bei 3100 K eine



Figur 1

Optische Dichte K_d von UO_2 bei 11 verschiedenen Temperaturen. (Probendicke $d = 52 \pm 2 \mu\text{m}$). Die Reflexionsverluste sind auskorrigiert. Aufeinanderfolgende Kurven oberhalb 293 K sind um 0.5 Einheiten verschoben.

anomal grosse spezifische Wärme C_p . Für die technisch sehr wichtige Extrapolation zu höheren Temperaturen ist eine genaue Analyse der Mechanismen, die zu dieser Anomalie führen notwendig. In diesem Zusammenhang wurden in letzter Zeit verschiedene Modelle diskutiert [2]. Nebst der Bildung von kleinen Polaronen und Frenkel Defekten werden anharmonische Vibratoren und Anregungen innerhalb der $5f^2$ Konfiguration in höhere Spin-Bahn und Kristallfeld-Niveaus in Betracht gezogen.

Zur Untersuchung des letztgenannten Effekts haben wir Transmissionsmessungen an dünn geschliffenen UO_2 Einkristallen bei hoher Temperatur für Photonenergien zwischen 0.5 eV und 2.1 eV durchgeführt. Temperaturen von 300 K bis 1000 K wurden in einem speziell konstruierten Ofen mit optischen Fenstern durch Widerstandsheizung erzeugt. Um Oxidation der Proben zu verhindern wurde der Ofen evakuiert. Das Vakuum war während der ganzen Messung besser als 10^{-5} Torr. Bei 300 K zeigen unsere Transmissionsmessungen die gleichen Strukturen wie sie bei früheren Absorptionsmessungen zwischen 5 K und 300 K beobachtet wurden [1].

Die bei hohen Temperaturen gemessenen Spektren (Fig. 1) zeigen eine etwa zur Temperatur proportionale Verbreiterung der Kristallfeldstrukturen. Gleichzeitig tritt eine zur Temperatur proportionale Zunahme des Untergrundes auf, die möglicherweise auf Absorption durch thermisch angeregte Defekte zurückzuführen ist. Zusätzliche Uebergänge, ausgehend vom thermisch populierten ersten angeregten Kristallfeldniveau T_2 [1, 3], können nicht aufgelöst werden. Die durch den $5f \rightarrow 6d$ Uebergang bestimmte Absorptionskante zeigt eine starke Verbreiterung wie sie für optische Uebergänge mit Beteiligung von Quasiteilchen typisch ist.

REFERENZEN

- [1] J. SCHOENES, Phys. Rep. 63, 301 (1980).
- [2] D. A. MACINNES, 1979 in Proceedings International Symposium on the Thermodynamics of Nuclear Materials, Jülich, FRG, 1979 (Vienna IAEA) paper IAEA-SM 236/37.
- [3] H. U. RAHMAN and W. A. RUNCIMAN, J. Phys. Chem. Solids 27, 1833 (1966).

Phononen und freie Elektronen in Uebergangsmetall-Dichalkogeniden

H. P. VATERLAUS, Institut de Physique Appliquée, EPF, CH-1015 Lausanne

Optische Eigenschaften von TiS_2 , TiSe_2 , HfSe_2 sowie von Mischkristallen sind mittels Reflexionsmessungen (Polarisation $\vec{E} \perp \vec{c}$, Energiebereich 40–4000 cm^{-1}) untersucht worden. Die Spektren werden analysiert mittels einer dielektrischen Funktion $\epsilon(\omega) = 1 + \chi_{\text{VE}} + \chi_{\text{PH}} + \chi_{\text{FC}}$ mit den Suszeptibilitätsbeiträgen χ_{VE} der Valenzelektronen, χ_{PH} der Phononen und χ_{FC} der freien Ladungsträger. In der Analyse der Gitterdynamik sind – neben der Bestimmung der Kraftkonstanten – die ungewöhnlich grossen Born'schen Ladungen e_T^* Gegenstand detaillierter Untersuchungen. Es kann gezeigt werden, dass die grossen Werte von e_T^* vor allem auf die leicht polarisierbaren Valenzelektronenhüllen zurückzuführen sind. Zur Diskussion der freien Ladungsträger wird vom Drude-Modell ausgegangen, erweitert um die Annahme eines frequenzabhängigen Dämpfungsterms $\omega_\tau(\omega)$.

Correlated energy bands in insulating crystals: The case of argon

S. BARONI, Institut de Physique Théorique, EPFL, CH-1000 Lausanne, Switzerland
 G. GROSSO and G. PASTORI PARRAVICINI, Istituto di Fisica dell'Università and GNSM-CNR, Pisa,
 Italy

We examine the feasibility of correlated band-structure calculations in solids, within the COoulomb -Hole-plus-Screened-EXchange approximation (COHSEX), and using a basis set of Orthogonalized Plane Waves (OPW). The difficulties related with the non-local character of the self-energy operator are solved by expressing the density matrix of the crystal in terms of localized gaussian functions. When this is done, all the matrix elements necessary to the band-structure calculation can be computed *analytically*. As a specific example, we consider the case of Argon, for which we compare our results with those obtained neglecting the correlation (i.e. in the Hartree-Fock approximation), with experiments, and with previous more involved calculations.

Die elektrische Elementarladung e_s

J. T. MUHEIM, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zürich

Das auf den Gesetzmässigkeiten des Festkörperfunkenmassenplasmas erarbeitete Modell der kosmologischen Parameter basierte ursprünglich auf 5 als gegeben vorausgesetzten Naturkonstanten: e_s , \hbar , G , c und k_B . Mit wachsendem Verständnis des erweiterten Modells zeigt sich nun, dass sich e_s aus dem Modell selbst ermitteln lässt, und damit als bekannt vorausgesetzte Grösse entfällt. Wie dies im einzelnen geschieht, soll im folgenden skizziert werden. Als Folge des totalen inneren Zusammenhangs des Universums, lässt sich grundsätzlich jede Modellgrösse auf beliebig viele Weisen approximativ darstellen. Es scheint eine charakteristische Eigenart des Modells zu sein, dass unabhängig von der relationalen Verknüpfung die Ungenauigkeit sich stets in der Grösse von einigen % bewegt. Vermutlich gibt es für jede Grösse einen Bestimmungsweg, der zur modellbedingten minimalen Ungenauigkeit führt, die bei einigen $10^{-2}\%$ liegt.

Wie bestimmt man nun die Elementarladung aus dem Modell? Die Bestimmung von e_s erfolgt grundsätzlich implizit über die Beteiligung aller Hauptwechselwirkungen. In expliziter Weise treten dabei hauptsächlich die gravitative und die schwache Wechselwirkung in Erscheinung. Da e_s mit der elektromagnetischen Feinstrukturkonstante $\alpha_s = e_s^2/\hbar c$ (oder SI: $e_s^2/4\pi\epsilon_0\hbar c$) verknüpft ist, läuft die e_s -Bestimmung auf eine α_s -Bestimmung hinaus. Dies führt automatisch auf die Frage: Wie wirkt eine Wechselwirkung? Diese Frage ist derzeit kaum detailliert beantwortbar. Was jedoch möglich ist, ist eine formale parametermässige Beschreibung. Mit dem Phänomen der Ladung scheinen sich zwei gegensätzliche Aspekte zu verbinden: (1) die Ladung als fixe, unveränderliche Gegebenheit und (2) die Ladung als dynamische Gegebenheit mit ständiger Kreation und Annihilation in Raum und Zeit. Beide Aspekte sind vereint in der echten Konstanz der Hubble-Konstanten in beliebiger Wechselwirkung. Das Hubble-Gesetz ist nichts anderes als die Unschärferelation. Wie geht nun die Natur vor, wenn ein echt rezidierendes Quantensystem mit dem

zeitabhängigen Radius R (z.B. des expandierenden rötschiebenden Universums) durch eine fixe Wechselwirkung und damit auch Hubble-Konstante gemäss (1) bei fixer Ladung parametrisiert werden soll? Antwort: sie scheint für jeden Radius oder jede gleichwertige Entfernung die Ladung e_s interaktiv mit zwei Massen m_x und m_y zu verbinden, die man als Parameter eines hybriden Quantensystems interpretieren kann. Mit der Kopplung von e_s an m_y geht ein elektromagnetisches Feld einher, das durch die Wellenlänge Λ_{21} gegeben ist. Λ_{21} wird dabei nach dem Muster des Lyman-(21)-Uebergangs des stationären H -Atoms gebildet. Wegen $m_x \neq m_y$ bezeichnen wir dieses System als hybrid. Es handelt sich dabei um eine Uebertragung bestimmter Verhältnisse des stationären H -Atoms auf die dynamische Situation der Rezession unter strikter Erhaltung der Ladung und der strukturalen Hubble-Zeit $\tau = 1/H$. Die Masse m_y ist dabei über die elektromagnetische Welle der Länge Λ_{21} direkt mit dem Radius R verknüpft. R kann bei rein strukturalen Betrachtungen eine vom Weltradius verschiedene Bedeutung annehmen. Die Masse $m_y \sim 1/R$ ist durch die konstante Grösse χ_i (für i -te WW) mit der Masse m_x verknüpft: $m_x = \chi_i m_y^2$. Da alle späteren Elementarteilchen und andere Massen durch einen Teilungsprozess aus der Planckmasse M_{Pl} entstanden sind, darf M_{Pl} als maximale Elementarteilchenmasse aufgefasst werden. Dies setzt der interaktiven Verknüpfung von e_s mit m_x eine Limite: $m_{x,\max} = M_{Pl}$. Gleichzeitig entspricht $m_{y,\max} \sim 1/R_{\min}$ ein minimaler Kugelradius R_{\min} . Dies ist aber gerade der elektromagnetische Bildkugelradius B_s . Diese Beziehung, zusammen mit der interaktiven Deutung des Hubble-Gesetzes, ermöglicht die Bestimmung von e_s .

Konkret: In [1a] wurde gezeigt, dass die modellmässige Abklingzeit τ_{21} eines Hertzdipols in Verbindung mit dem Lyman-(21)-Uebergang mit der schwachen Hubble-Zeit $\tau_w = 1/H_w$ übereinstimmt:

$$\tau_{21} = \frac{1}{c} \frac{8}{3} \frac{\lambda_e}{\alpha_w} = \frac{1}{c} R_{w,v \rightarrow c} = \tau_w \quad (a_w = \lambda_e/\alpha_w, \text{ schwacher Bohrradius})$$

Die schwache Feinstrukturkonstante α_w wird dabei aus dem Umstand abgeleitet, dass das Elektron im Grundzustand des H -Atoms auf der schwachen Protonosphäre sitzt, d.h. $a_s = \lambda_e/\alpha_s = \hbar/(\alpha_s m_e)c = \lambda_{c,w}$ mit $m_w = \alpha_s m_e \hat{=} e_w$ als der schwachen ladungsäquivalenten Masse. Andererseits gilt $m_s \hat{=} e_s$, mit $m_s = m_{\pi}'$. Woraus, wegen $\alpha_i \sim e_i^2$ und $m_{\pi'}/m_e = 2/\alpha_s$ folgt: $\alpha_w = \alpha_s^5/4$. Dieses Ergebnis stimmt formal mit dem gravitativen Befund überein:

$$\tau_g = \frac{1}{c} e \frac{\lambda_e}{\alpha_g} = \frac{1}{c} R_{g,v \rightarrow c} = \frac{1}{H_g} .$$

e ist dabei die Eulersche Zahl, λ_e die reduzierte Comptonwellenlänge des Elektrons.

Daraus folgt aber die formale Identität von gravitativer und schwach wechselwirkender Rezession [1b]. Oder anders: aus $\tau_w = (\alpha_g/\alpha_w)\tau_g = (a_w/a_g)\tau_g = (H_g/H_w)\tau_g$ wird auf eine affine Zuordnung zwischen Radius- und Zeitachsen geschlossen. Anstelle 8/3 steht im genaueren Parametermodell ein mit e identifizierter Koeffizient.

Soll nun gemäss Aspekt (1) die elektromagnetische Ladung e_s fix sein, so bleiben nach [1a] nur die Parametrisierungen: m_e (Zähler) $\rightarrow m_x$, m_e (Nenner) $\rightarrow m_y$ und $\lambda_{21} \rightarrow \Lambda_{21}$, wobei $\chi_w = (m_x/m_y^2)_w = \text{const.} = 1/m_e$ und $\chi_g = (m_x/m_y^2)_g$

$\chi_w(\alpha_w/\alpha_g) = \text{const.}; m_y = (e\hbar/\alpha_s^2 c)(1/R)$. Wegen $(\alpha_w/\alpha_g) = (m_w/m_g)^2 = \alpha_s^2(m_e/m_g)^2$ wird $\chi_g = \alpha_s^2(m_e/m_g)^2$. χ_g ist dabei noch Funktion von α_s . Da nun die Protonen (bzw. Nukleonen) aus der Planckmasse M_{Pl} durch Teilung mit der gravitativen 'large number' $\zeta_g = 1/\sqrt{\alpha_g}$, und die Elektronen durch Teilung mit $\zeta_e = (m_H/m_e)\zeta_g$ hervorgerufen, ist m_x nach oben begrenzt durch $m_{x,\max} = M_{Pl} = \sqrt{(\hbar c/G)}$. Der zugehörige Minimalradius sei gerade gleich dem elektromagnetischen Bildkugelradius

$$B_s = R_{\min} = \frac{e\hbar}{\alpha_s^2 c m_{y,\max}} = \frac{e\hbar}{\alpha_s^2 c} \sqrt{\frac{\chi_g}{m_{x,\max}}} = \frac{e\hbar}{\alpha_s^2 c} \sqrt{\frac{\chi_g(\alpha_s)}{M_{Pl}}}.$$

Auch $B_s(\alpha_s)$ ist eine Funktion von α_s . Die Erfahrung zeigt nun, dass die Natur in i -ter Wechselwirkung jene Situationen auszeichnet, bei denen die typische Welle der rötschiebenden Planckstrahlung mit den Bildkugeln die Bedingung stehender Wellen nach Art des elektrischen Multipols eingeht: auf Durchmesser $2B_i$ sind $n/2$ Wellen $\lambda_{i,n/2}$ platziert, wo $n = 2^1$ mit $1 = 0, 1, 2, 3, \dots$ die Ordnung des Multipols wiedergibt. Die Erfahrung zeigt weiter, dass an der Bildung der Hauptwechselwirkungen stets der Ein-Wellen-Mode beteiligt ist: $n = 2$ (Dipol-Mode). Für $i = s$ gilt also $\lambda_{s,1} = 2B_s$.

Zufolge der Phasenraumquantisierung [1c] lässt sich jedem universellen Radius $R(m)$, bzw. jeder gleichwertigen Distanz, eine Comptonmasse m zuordnen. Ist R ausgezeichnet, so ist es in der Regel auch m , und vv. Dies führt zur formalen Feinstrukturkonstante

$$\alpha_{f0}(m) = \frac{m^2}{m_0^2} = \frac{R(m)}{R(m_0)}.$$

$R(m_0) = R_{g,v \rightarrow c} = c\tau_g = c/H_g$ ist der relativistische Grenzradius mit sehr angenähert $m_0 = m_{\Omega^-}$. Für $i = s$ ist $m = m_s = m_{\pi^-}$ (m_{π^-} ist angenähert gleich der Pionmasse); α_{f0} wird dann:

$$\alpha_{f0}(m_s) = \frac{m_s^2}{m_0^2} = \frac{R(m_s)}{R(m_0)} = \alpha_s.$$

Nun ist aber der gravitative Radius $R(m_s) = \lambda_{s,1} f_g = 2B_s f_g$, sodass

$$\alpha_s = \frac{2B_s(\alpha_s) f_g}{R_{g,v \rightarrow c}}$$

Mit $\chi_g(\alpha_s)$ in B_s und B_s in α_s eingesetzt und auf α_s gelöst, folgt:

$$\alpha_s = \sqrt{\frac{2e\hbar H_g f_g}{m_g c^2}} \sqrt{\frac{m_e}{M_{Pl}}};$$

und mit $\alpha_s = e_s^2/(4\pi\epsilon_0\hbar c)$ folgt für e_s :

$$e_s = \sqrt{4\pi\epsilon_0\hbar c} \sqrt{\frac{2e\hbar H_g f_g}{m_g c^2}} \sqrt{\frac{m_e}{M_{Pl}}},$$

wo $m_g = m_H \sqrt{\pi}/\zeta_{g,H}$.

Mit $e = 2.71828$, $\hbar = 1.05459 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$, $c = 2.9979 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$, $H_g = 1.6996 \cdot 10^{-18} \text{ s}^{-1}$, $f_g = 1.7351 \cdot 10^{29}$, $m_g = 2.28131 \cdot 10^{-46} \text{ kg}$, $m_e =$

$$0.91074 \cdot 10^{-30} \text{ kg} \quad (\text{Modellwert!}) \quad M_{\text{Pl}} = 2.17663 \cdot 10^{-8} \text{ kg}, \quad \epsilon_0 = \\ 8.85419 \cdot 10^{-12} \text{ C/Vm}, \text{ folgt}$$

$$e_s = 1.60286 \cdot 10^{-19} \text{ C} \quad (4 \cdot 10^{-2}\%)$$

$$e_{s,\text{exp}} = 1.60219 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

Wie schon m_e und m_H/m_e in [1c], sind α_s und e_s in im Prinzip messbaren Parametern ausgedrückt. Substituiert man $hH_g f_g$ in α_s durch $hH_g f_g = m_e c^2 / (4\pi^3 (m_H/m_e)^2)$ aus [1c], ersetzt m_g durch $\sqrt{\pi} m_H / \zeta_{g,H}$ und löst auf $(m_H/m_e) \zeta_{g,H}$, so folgt direkt die Teilungszahl für die Elektronenmasse aus der Planckmasse $\zeta_e = M_{\text{Pl}}/m_e$:

$$\zeta_e = (m_H/m_e) \zeta_{g,H} = \frac{16\pi^9}{e^2} \alpha_{\Delta s}^4$$

wo $\alpha_{\Delta s} = (m_H/m_e)^2 \alpha_s = ((m_H/m_e) e_s)^2 / \hbar c$ die elektromagnetische Superwechselwirkung und $(m_H/m_e) e_s$ die Superladung darstellen. $\alpha_{\Delta s}$ ist die ‘grosse’ Entsprechung zur elektromagnetischen Miniwechselwirkung $\alpha_{\delta s} = (m_H/m_e)^{-2} \alpha_s$ deren Bohrradius $a_{\delta s} = \lambda_e / \alpha_{\delta s}$ gerade gleich dem Bildkugelradius B_f der starken Wechselwirkung ist. Damit wir ersichtlich, dass die Elektronenmasse durch explizit superelektrromagnetische Teilung, die Protonenmasse ($m_p \cong m_H$) aber durch explizit gravitative Teilung $\zeta_{g,H} = M_{\text{Pl}}/m_H = 1/\sqrt{\alpha_{g,h}}$ entstanden sind.

Sehr angenähert gilt auch: $R_s = \sqrt{2} R_0$. R_0 ist der Urradius ca. 2.7μ , den das nichtsinguläre Universum beim Urknall vor ca. 13–15 Milliarden Jahren hatte [1d]. Erweitert man die bekannte Relation des Elektronenradius $r_e = e_s^2 / 4\pi\epsilon_0 m_e c^2$ um das Photon/Nukleon-Verhältnis S_γ , so folgt $R_0 = S_\gamma r_e = e_s^2 S_\gamma / 4\pi\epsilon_0 m_e c^2$. Da R_0 nicht exakt bestimmbar ist, kann $R_0 = S_\gamma r_e$ als Definitionsgleichung aufgefasst werden. Dies führt auf $R_0 = 2.746 \mu$, entsprechend einem unendlich exakten e_s . In der Form $e_s^2 / 4\pi\epsilon_0 R_0 = m_e c^2 / S_\gamma$ folgt die wichtige Feststellung: die Coulombenergie eines Proton-Elektron-Paars im Abstand R_0 entspricht genau einem Feldphoton $h\nu_E = m_e c^2 / S_\gamma$.

LITERATUR

- [1] J. T. MUHEIM, a) Helv. Phys. Acta 55, 568 (1982); b) Helv. Phys. Acta 54, 569 (1981); c) Helv. Phys. Acta 56, 922 (1983) im Druck; d) in: Positron Annihilation (North-Holland) 1982, p. 43.

Magnetismus, Supraleitung

Zusammenhang zwischen Kristall- und magnetischer Struktur in $\text{NdAl}_x\text{Ga}_{2-x}$

A. FURRER, Institut für Reaktortechnik, ETH Zürich, CH-5303 Würenlingen
D. MARTIN, Institut für Kristallographie, ETH Zürich, CH-8092 Zürich

Das System $\text{NdAl}_x\text{Ga}_{2-x}$ kristallisiert in drei verschiedenen Phasen; in einer kubischen Phase ($x > 1.5$) und in zwei hexagonalen Phasen mit sehr unterschiedlichem c/a -Verhältnis [1]. Die entsprechenden magnetischen Strukturen sind ferromagnetisch (kubische Phase) und antiferromagnetisch (hexagonale Phase), wobei sich das magnetische Moment je nach der Grösse des c/a -Verhältnisses parallel oder senkrecht zur c -Achse einstellt [2]. Wir haben mittels inelastischer

Neutronenstreuung für polykristallines $\text{NdAl}_x\text{Ga}_{2-x}$ die Kristalfeldaufspaltung bestimmt, welche sich als Funktion des Mischungsparameters x drastisch ändert. Auf der Grundlage dieser Resultate lassen sich die magnetische Struktur, das magnetische Moment sowie die Natur des magnetischen Phasenüberganges erklären.

LITERATUR

- [1] O. E. MARTIN und K. GIRGIS, J. Magn. Magn. Mater. 37, 228 (1983).
- [2] O. E. MARTIN, K. GIRGIS und P. FISCHER, J. Magn. Magn. Mater. 37, 231 (1983).

Neutronenbeugungsuntersuchung der magnetischen Strukturen von HoBi und HoS

P. FISCHER, Institut für Reaktortechnik, ETH, CH-5303 Würenlingen
F. HULLIGER, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, CH-8093 Zürich

HoBi zeigt anomale magnetische Eigenschaften [1]. Um die Art der magnetischen Ordnung zu bestimmen wurden Neutronenbeugungsuntersuchungen an polykristallinem HoBi und HoS im Temperaturbereich von 1.5 bis 293 K durchgeführt. Beide Verbindungen ordnen antiferromagnetisch (fcc II), entsprechend Néel-Temperaturen $T_N \sim 5.9$ resp. 22 K. Bei HoBi wurde starke kritische magnetische Streuung beobachtet.

LITERATUR

- [1] F. HULLIGER, H. R. OTT und T. SIEGRIST, erscheint in J. Less Common Metals (1983).

Kritische Neutronenstreuung in CeP

B. HÄLG und A. FURRER, Institut für Reaktortechnik, ETH Zürich, CH-5303 Würenlingen
F. HULLIGER, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, CH-8093 Zürich

CeP gehört der grossen Klasse der Typ I Antiferromagneten (AF/I) mit fcc NaCl Kristallstruktur an. Magnetisierungsmessungen zeigen jedoch probenabhängig kleine ferromagnetische Effekte. Mittels diffuser kritischer Neutronenstreuung konnten an einem CeP Einkristall im Temperaturbereich des magnetischen Phasenübergangs ($T \sim 6$ K) gleichzeitig mit den antiferromagnetischen AF/I auch ferromagnetische Fluktuationen beobachtet werden, welche den Aufbau langreichweiterer AF/I Domänen unterbinden. Offensichtlich sind in CeP die Austauschkopplungen sehr nahe einem kritischen Verhältnis zwischen Ferro- und Antiferromagnetismus, und kleine Nichtstöchiometrie oder Fehlstellen im Gitter triggern das System vom Antiferromagnet zum Ferromagnet. Durch Messung der Kristalfeldübergänge mittels inelastischer Neutronenstreuung konnten verschiedene lokale Umgebungen der Ce Ionen in demselben CeP Einkristall nachgewiesen werden.

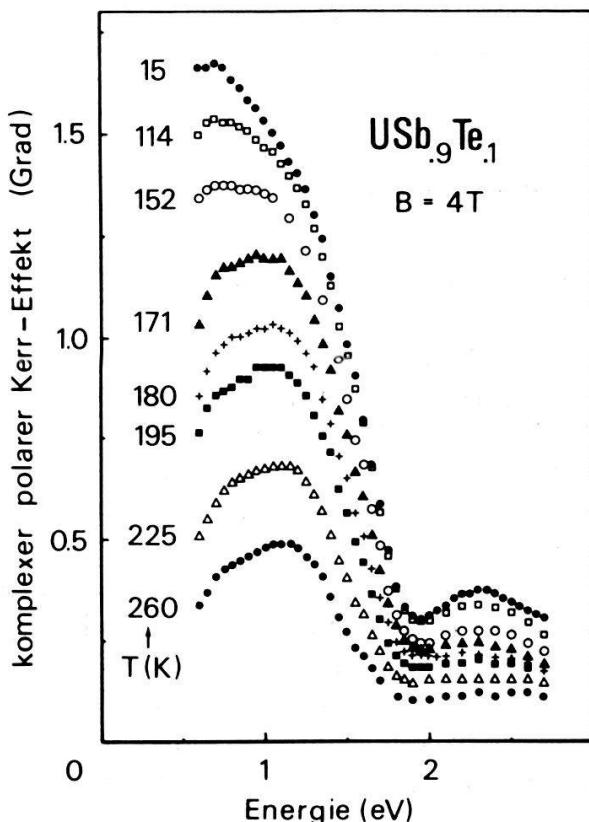
Magnetische Rotverschiebung des $f \rightarrow d$ Uebergangs in $\text{USb}_{0.9}\text{Te}_{0.1}$

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

Die Rotverschiebung der $f \rightarrow d$ Uebergangsenergie mit der Magnetisierung ist ein für die Europium-Chalkogenide seit langem bekannter Effekt [1]. $\text{USb}_{0.9}\text{Te}_{0.1}$ scheint ein vielversprechendes Material für das Auffinden dieser ungewöhnlichen magnetooptischen Erscheinung auch in einer 5f Verbindung zu sein, da einerseits das 6d-Leitungsband nahezu ungefüllt ist (≈ 0.1 Elektronen pro Uran) und andererseits die Uranverbindungen mit den schweren VA und VIA Elementen die geringsten f - und d -Bandbreiten aller Uran-Chalkogenide und -Pniktide aufweisen. Unterhalb $T_N = 207$ K ordnet $\text{USb}_{0.9}\text{Te}_{0.1}$ ferrimagnetisch.

Figur 1 zeigt die polare Kerr-Rotation im Energiebereich des $f \rightarrow d$ Uebergangs für acht verschiedene Temperaturen und einem äusseren Feld von 4 T. Die schwachen magnetooptischen Signale oberhalb ≈ 2 eV werden Valenzband-Anregungen zugeschrieben, während für Energien unterhalb 2 eV der $f \rightarrow d$ Uebergang dominiert. Das Kerr-Signal dieses Uebergangs zeigt selbst bei 260 K eine Doppelstruktur, deren Linienform sich mit abnehmender Temperatur stark verändert. Während für grosse T der hochenergetische Peak dieser Doppelstruktur dominiert, verlagert sich ein beträchtlicher Teil der Oszillatiorstärke mit abnehmenden T zum niederenenergetischen Uebergang.

Die genaue $f \rightarrow d$ Uebergangsenergie entnehmen wir dem nicht-diagonalen Element σ_{xy} des Leitfähigkeitstensors, das aus der gemessenen Kerr-Rotation



Figur 1
Polare Kerr-Rotation einer $\text{USb}_{0.9}\text{Te}_{0.1}$ -Spaltfläche für acht verschiedene Temperaturen unter- und oberhalb der Ordnungstemperatur $T_N = 207$ K bei einem äusseren Magnetfeld von 4 T.

und -Elliptizität und den optischen Konstanten berechnet wird. Für ein äusseres Feld von 4 T finden wir eine Verkleinerung der Resonanzenergie um 0.15 eV zwischen 260 K und 15 K und eine Proportionalität der Rotverschiebung zur Magnetisierung M der Probe. Dies ermöglicht es, die totale Rotverschiebung zwischen $M=0$ und der Sättigungsmagnetisierung zu 0.23 ± 0.03 eV abzuschätzen.

Mikroskopisch wird die Rotverschiebung durch einen positiven intraatomaren fd -Austausch erklärt, welcher die d -Zustände mit zum f -Spin parallelem Spin zu niedrigeren Energien verschiebt [1]. Aus der Zerlegung von σ_{xy} in Intra- und Interbandübergänge finden wir andererseits, dass die d -Spinpolarisation negativ ist, d.h. der d -Spin antiparallel zum totalen Moment steht [2]. Diese beiden Resultate der Magnetooptik besagen, dass die 5f-Elektronen antiparallele Spin- und Bahn-Momente aufweisen und dass das Bahnmoment dominiert. Das Vorzeichen des totalen Moments von $\text{USb}_{0.9}\text{Te}_{0.1}$ ist damit durch das 5f-Bahnmoment gegeben.

Zusammenfassend möchten wir hervorheben, dass $\text{USb}_{0.9}\text{Te}_{0.1}$ die erste 5f-Verbindung ist, für die eine Austausch-induzierte Rotverschiebung dieser Grössenordnung gefunden wurde.

LITERATUR

- [1] P. WACHTER, *Handbook of Physics and Chemistry of Rare Earths*, K. A. Gschneider, Jr. and L. Eyring, Eds., North Holland 1979.
- [2] W. REIM, J. SCHOENES und O. VOGT, Solid State Commun. 47, 597 (1983).

Spinpolarisation von Valenzband-Augerelektronen aus Ni

P. P. MÜLLER, R. ALLENSPACH, D. MAURI und M. LANDOLT, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, CH-8093 Zürich

Durch das Studium der Spinpolarisation von Sekundär- und insbesondere Augerelektronen aus 3d-Metallen erhält man einerseits reiche Informationen über die Wechselwirkung von Bandelektronen mit lokalisierten Löchern und andererseits über den Ferromagnetismus, die wohl wichtigste Eigenschaft von 3d-Metallen.

Wir haben bei der MMM-Augerline von Ni mit Hilfe der Spinpolarisation einen Satelliten beobachtet. Er liegt bei 12 eV höherer kinetischer Energie und ist stark positiv (d.h. parallel zur Magnetisierung) polarisiert. Wir interpretieren diese neue Struktur als lokalisierten $3d^7$ Endzustand. Die MMM-Hauptlinie zeigt ebenfalls positive Spinpolarisation. Diese ergibt sich durch Autoionisation des mittels Elektronen resonant angeregten $3p^53d^{10}$ Zustandes.

Evaluation of the dynamic critical exponent z in the two-dimensional (2d) antiferromagnet KFeF_4 from Mössbauer spectra

J. SLIVKA¹⁾ and H. KELLER, Physik Institut der Universität Zürich, Schönberggasse 9, CH-8001 Zürich

For the dynamic universality class ($d = 2$, $n = 1$; model A), all current theoretical methods yield inconclusive values of z [1]. According to Ref. 1 this is most likely due to the existence of a dynamic critical region much narrower than

the static critical region. Similarly, our previous Mössbauer results for the 2d Ising-like system KFeF₄ seem to indicate a change in z as the critical point is approached from above. To examine this in detail we have carefully reinvestigated the critical broadening of the Mössbauer line. Plausible values of z from the spin autocorrelation time according to various relaxation models are discussed.

REFERENCE

- [1] G. F. MAZENKO and O. T. VALLS, Phys. Rev. B 24, 1419 (1981).

¹⁾ On leave from Institute of Physics, University of Novi Sad, Yugoslavia.

Fluctuations des paramètres d'ordre et longueur de cohérence dans les supraconducteurs granulaires

B. GIOVANNINI, DPMC, Université de Genève, Section de Physique, 24, Quai E. Ansermet, CH-1211 Genève 4

L'effet des fluctuations de la grandeur des paramètres d'ordre dans les supraconducteurs granulaires est calculée à l'aide d'une fonctionnelle de Ginzburg-Landau-Wilson de la forme

$$\frac{\mathcal{H}}{T} = \int d^d x \left\{ a |\psi(x)|^2 + b |\psi(x)|^4 + \frac{a'}{|\psi(x)|^2} \{(T - T_j) |\phi(x)|^2 + b' |\phi(x)|^4\} \right\}$$

On trouve un déplacement de la température cohérente T_j . La forme et la grandeur de la longueur de cohérence dans ces systèmes est également discutée.

Materialien, Kristallstruktur, Defekte

Die Hydride des Europiums und Ytterbiums

R. BISCHOF und E. KALDIS, Laboratorium für Festkörperphysik, ETHZ, CH-8093 Zürich

Im Gegensatz zu allen andern Dihydriden der Seltenen Erden kristallisierte nur diese orthorhombisch. Die thermodynamischen Untersuchungen zeigten, dass die Kristallzucht durch kontrollierte Fällung [1] aus der Metallschmelze mit Wasserstoff nicht durchführbar ist. Kristalle von EuH_{1.9} und YbH_{1.7} konnten durch Sublimation im geschlossenen W-Tiegel erhalten werden. Von Ytterbium wurde auch das Hydrid mit höherem Wasserstoffgehalt hergestellt. Die Metallatompositionen des Eu-Untergitters wurden berechnet. Im Ytterbiumdideuterid bestimmte man die Positionsparameter der Deuteridionen durch Neutronenbeugung [2]. Die analoge Untersuchung des höheren Yb-deuterides ergab vorläufig keine Bestätigung der erwarteten Positionen im Fluoridgitter.

LITERATUR

- [1] R. BISCHOF und E. KAKDIS, Helv. Phys. Acta 55, 348 (1982).
[2] P. FISCHER, J. SCHEFER, K. TICHY, R. BISCHOF und E. KALDIS, J. Less-Common Metals, 94, 151 (1983).

Propriétés mécaniques des cristaux colloïdaux

M. JORAND, F. ROTHEN et J. SADIK, IPE, Université, Dorigny, CH-1015 Lausanne
 M. JOANICOT et P. PIERANSKI, Lab. de physique des solides, Université de Paris Sud

Les cristaux colloïdaux (cc.) sont des structures spatialement ordonnées de sphères monodisperses de polymères (par exemple de polystyrène) qui s'ionisent en solution aqueuse. La maille du réseau est comprise entre 1000 et 10 000 Å. L'investigation expérimentale se fait par voie optique (diffraction de Bragg, etc.). Les propriétés mécaniques sont intéressantes: on montre l'existence d'un module élastique complexe dont la mesure se fait par étude des résonances du cc. dans un tube à essai ainsi que d'un phénomène de fusion du cc. sous cisaillement. L'étude théorique permet de relier les propriétés rhéologiques du cc. à ses propriétés quasi microscopiques (dynamique des défauts du crystal).

Détermination du réseau de Bravais de petits cristaux par microscopie électronique

P. STADELmann, Institut Interdépartemental de Microscopie Electronique, EPFL, CH-1015 Lausanne

La détermination du réseau de Bravais de domaines cristallins de dimension inférieure au micron et dispersés dans une matrice est très difficile par la diffraction aux RX. Seule la microscopie électronique permet d'obtenir des figures de diffraction provenant de domaines aussi petits. Cependant les méthodes usuelles d'indexation des figures de diffraction nécessitent la connaissance préalable du réseau de Bravais . . .

Nous décrivons une nouvelle méthode permettant la détermination automatique du réseau de Bravais et l'indexation des figures de diffraction.

Etude par mesures ultrasonores de la création de paires de décrochements sur les dislocations

M. BUJARD et G. GREMAUD, Institut de Génie Atomique, EPFL, CH-1015 Lausanne

Des mesures d'absorption $\Delta\alpha$ et de variation de vitesse $\Delta V/V$ des ultrasons sont présentées sur des échantillons simultanément déformés par une contrainte cyclique basse fréquence (~ 0.1 Hz) de faible amplitude ($\varepsilon \sim 10^{-4}$). Des résultats ont été obtenus dans de l'Al de très haute (mieux que 6N) et moyenne (5N) pureté et comparés avec des mesures de frottement interne basse fréquence (0.1 Hz).

On observe que la relaxation de Bordoni, classiquement interprétée par la formation de paires de décrochements sur les dislocations, présente des courbes (courbes $\Delta\alpha/\sigma$ et $(\Delta V/V)/\sigma$) très différentes de celles observées lorsque les dislocations interagissent avec des défauts ponctuels (Pic P_c dans Al). On montre que ces résultats sont conformes aux prévisions théoriques et que l'on peut ainsi par cette méthode expérimentale étudier directement la cinétique de formation des paires de décrochements.

Spectre de frottement intérieur de Al-Zn 25% poids

J.-E. BIDAUX et R. SCHALLER, Institut de Génie Atomique, EPF, CH-1015 Lausanne

Le spectre de frottement intérieur des alliages Al-Zn, avec une teneur en Zn supérieure à 10% poids, est fortement affecté par la précipitation. Ainsi, dans le cas de Al-Zn 25% poids, un premier pic apparaît après trempe, dû vraisemblablement à la solution solide sursaturée. En effet, ce pic s'évanouit dès les premiers stades de vieillissement de l'alliage, qui font croître les zones de Guinier-Preston. A ce stade, le frottement intérieur présente une courbe monotone croissante en fonction de la température.

Au cours de recuits prolongés à $\sim 200^{\circ}\text{C}$, le frottement intérieur s'accroît fortement et un deuxième pic de relaxation apparaît. La naissance de ce pic semble liée à la formation des précipités métastables α'_R . Finalement nos résultats montrent que l'évolution du frottement intérieur au cours de la précipitation est particulièrement affectée par les conditions d'homogénéisation et de trempe de l'alliage.

Halbleiter

Observation of chemisorption induced nonuniform energy band shifts in semiconductors

PETER ZÜRCHER,¹⁾ J. ANDERSON, D. FRANKEL, and G. J. LAPEYRE, Dept. of Physics, Montana State University, Bozeman, MT 59717, USA

Energy band bending at semiconductor surfaces and interfaces is a well known effect. In abrupt homojunctions Poisson's equation and charge neutrality can explain the amount of the band bending, the Fermi level (E_F) position and the depletion width on both sides of the junction. This is not possible at a surface, a metal-semiconductor junction or a heterojunction where also the E_F pinning position must be known. This position depends on parameters such as the semiconductor type, the crystal orientation, intrinsic as well as extrinsic surface states (caused by defects or contaminations), and the kind of metal used to form the Schottky barrier. For heterojunctions, in addition to the E_F -pinning position, one must know the band discontinuity at the interface to describe the band diagram of such a single junction device. No clear theoretical picture exists to describe E_F -pinning at surfaces, Schottky barrier formation and heterojunction band discontinuities.

We have used polarization dependent angle resolved photoemission spectroscopy (PARPES) to study the chemisorption of Ge on cleaved *p*-type GaAs (110) by observing changes in the energy band structure of the substrate [1, 2]. In this paper, we will discuss only the chemisorption induced band bending in the substrate.

Half a monolayer of Ge was deposited onto the substrate held at room temperature by evaporation in ultra high vacuum. Subsequent annealing to about

¹⁾ Present address: Inst. de Microélectronique, EPF Lausanne, Switzerland.

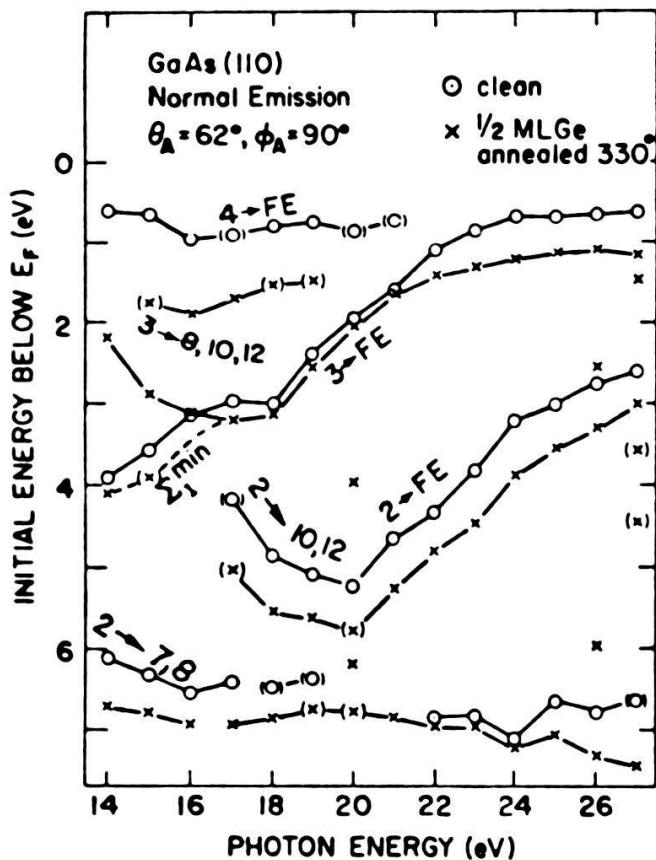


Figure 1
Structure plot of the valence band peaks referenced to the Fermi level.

330°C restored the 1×1 LEED pattern of the clean surface. Normal emission energy distribution curves (EDC's) were measured for photon energies $h\nu$ between 14 and 27 eV for several specific polarization geometries. The experiments were made at the University of Wisconsin Synchrotron Radiation Center.

Figure 1 shows a structure plot of the analyzed data where the peak positions are plotted with respect to the Fermi level. Changes in peak positions can be determined to about ± 0.05 eV. If the peak position was difficult to determine, the data point is placed in parentheses. A downward shift of 0.50 ± 0.06 eV was found for the valence band maximum (VBM) position. Figure 2 shows the band structure along the sigma line [3] which is the portion of the bulk zone sampled by normal emission. The bands are labeled according to their ordering at the X point. The odd conduction bands (CB's), which do not photoemit [4], are deleted, and CB's derived from the free electron parabola are referred to as the free electron band (FE). An extensive work by F. Cerrina and coworkers [5, 6] allows us to assign specific transitions to the measured peaks as indicated in Fig. 1. Multiple CB-labeling is given where the experiment can not resolve the different conduction bands.

By looking at Fig. 1, one immediately notes that different interband transitions exhibit different shifts. Further, in some cases, the shift for a given band changes with photon energy. Let us take a closer look to those VB transitions into the free electron band labeled $2 \rightarrow FE$, $3 \rightarrow FE$, and $4 \rightarrow FE$ in Fig. 1. They occur around one third of k_X indicated by the 'box' in Fig. 2. Since the three transitions

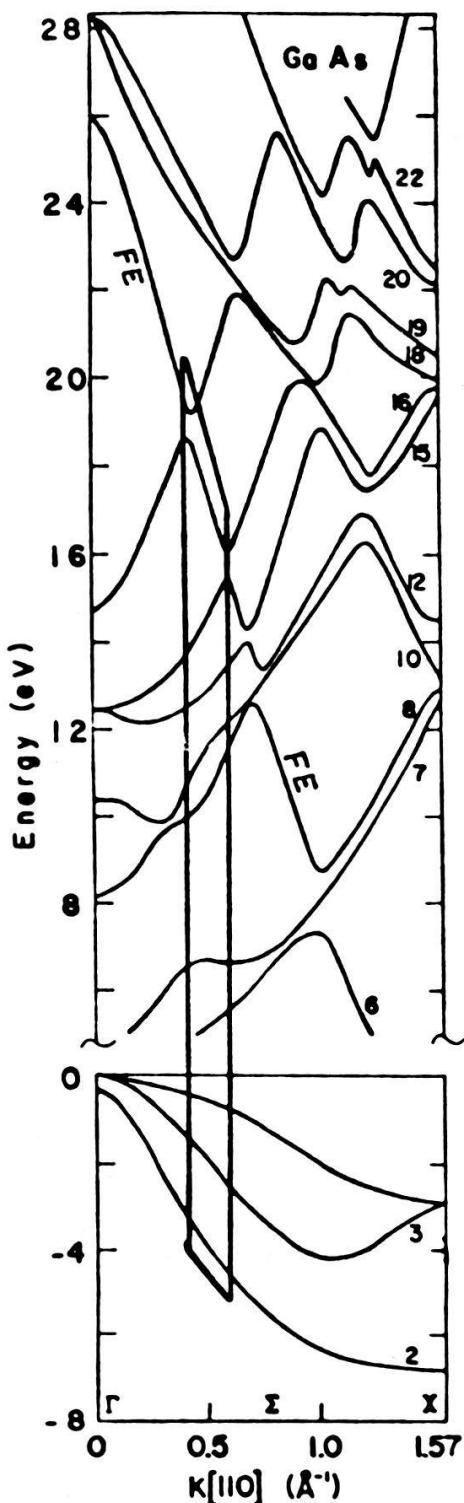


Figure 2
Energy bands for the sigma line of GaAs after Ref. 3.

are all to the same final band the observed shifts reflect different shifts of the valence bands involved. If one relates all the shifts to the VBM, one obtains relative shifts of about 0.30 eV downward for VB 4, 0.40 eV upward for VB 3, and 0.10 eV downward for VB 2 for those interband transitions occurring in the box noted in Fig. 2. The nonuniform changes in the shifts discussed here can be uniquely attributed to nonuniform shifts in the VB's. However, to explain the

different shifts of transitions from band 2 near the X point some nonuniform shifts in the CB's are also required.

These nonuniform shifts of electronic energy bands can be understood in terms of charge transfer reactions. The chemisorbed Ge modifies the charge densities of the tetrahedral bonds in the surface region in such a way that, in some given portions of the zone, each valence band and some conduction bands undergo different shifts. The reason why the photoemission spectra, which normally probes the bulk bands, exhibits these surface effects might be simply the fact that the probing depth of photoemission (5–10 Å) coincides with the region over which the modification of the charge densities of the bands occurs. A LCAO model calculation which contains the atomic orbital character of the bands as a function of \vec{k} and that describes the nonuniform band shifts should provide significant insight into the quantum structure of the bands and the bonding geometry of Ge on GaAs (110).

Photoemission is certainly an important tool for studying band bending, but the data reported here indicate that some care is required in performing such studies. We see no criterion which selects a special point in \vec{k} space (including the VBM) which can be used for the determination of the macroscopic band bending at semiconductor surfaces or interfaces with methods such as photoemission that sample a region comparable with the region effected by chemisorption induced charge transfer reactions. In the case of III–V compounds, it seems that the cation 3d core level is least affected by absorbates [7] and therefore the macroscopic band bending might be best described by monitoring its energy position.

REFERENCES

- [1] P. ZÜRCHER, G. J. LAPEYRE, J. ANDERSON, and D. FRANKEL, *J. Vac. Sci. Technol.* **21**, 476 (1982).
- [2] P. ZÜRCHER, J. ANDERSON, D. FRANKEL, and G. J. LAPEYRE, *Physica B+C*, **117–118 B+C**, 857 (1983).
- [3] The conduction bands used are from K. C. Pandey and J. C. Philips, *Phys. Rev. B9*, 1552 (1974), and the valence bands used are from R. J. Chelikowsky and M. L. Cohen, *Phys. Rev. B14*, 556 (1976).
- [4] J. HERMANSON, *Solid State Commun.* **22**, 9 (1977).
- [5] F. CERRINA, G. P. WILLIAMS, J. ANDERSON, R. J. SMITH, J. HERMANSON, J. A. KNAPP, and G. J. LAPEYRE, to be published.
- [6] G. P. WILLIAMS, F. CERRINA, J. ANDERSON, G. J. LAPEYRE, R. J. SMITH, J. HERMANSON, and J. A. KNAPP, *Physica B+C*, **117–118 B+C**, 350 (1983).
- [7] A. D. KATNAMI and G. MARGARITONDO, *J. Appl. Phys.* **54**, 2522 (1983).

Anderson's electron affinity rule: does it really predict the band discontinuity in semiconductor heterojunctions?

PETER ZÜRCHER,¹⁾ ROBERT S. BAUER, and H. W. SANG, JR, Xerox Palo Alto Research Center, Palo Alto, CA 94304, USA

Knowing the band discontinuity at heterojunctions is of crucial importance to the design and operation of semiconductor devices. In the past twenty years, a number of theoretical approaches have been made to predict band discontinuities

¹⁾ Present address: Inst. de Microélectronique, EPF Lausanne, Switzerland.

at heterojunctions. Several linear models [1–4] exist where the valence band (ΔE_v) or the conduction band (ΔE_c) discontinuity is calculated as the difference between a single property of the two semiconductors involved. In more realistic approaches [5–13], the electronic structure of the heterojunction is calculated, in some cases, by using selfconsistent pseudopotential schemes. The linear models fail in predicting the discontinuities for a majority of the junctions investigated today [14]. Even sophisticated approaches have limited accuracy in predicting the discontinuities and furthermore require lengthy and expensive calculations for each interface. Therefore it is not surprising that the device community as well as textbooks like Sze [15], Milnes [16] or Shaw [17] are still using the very first rule

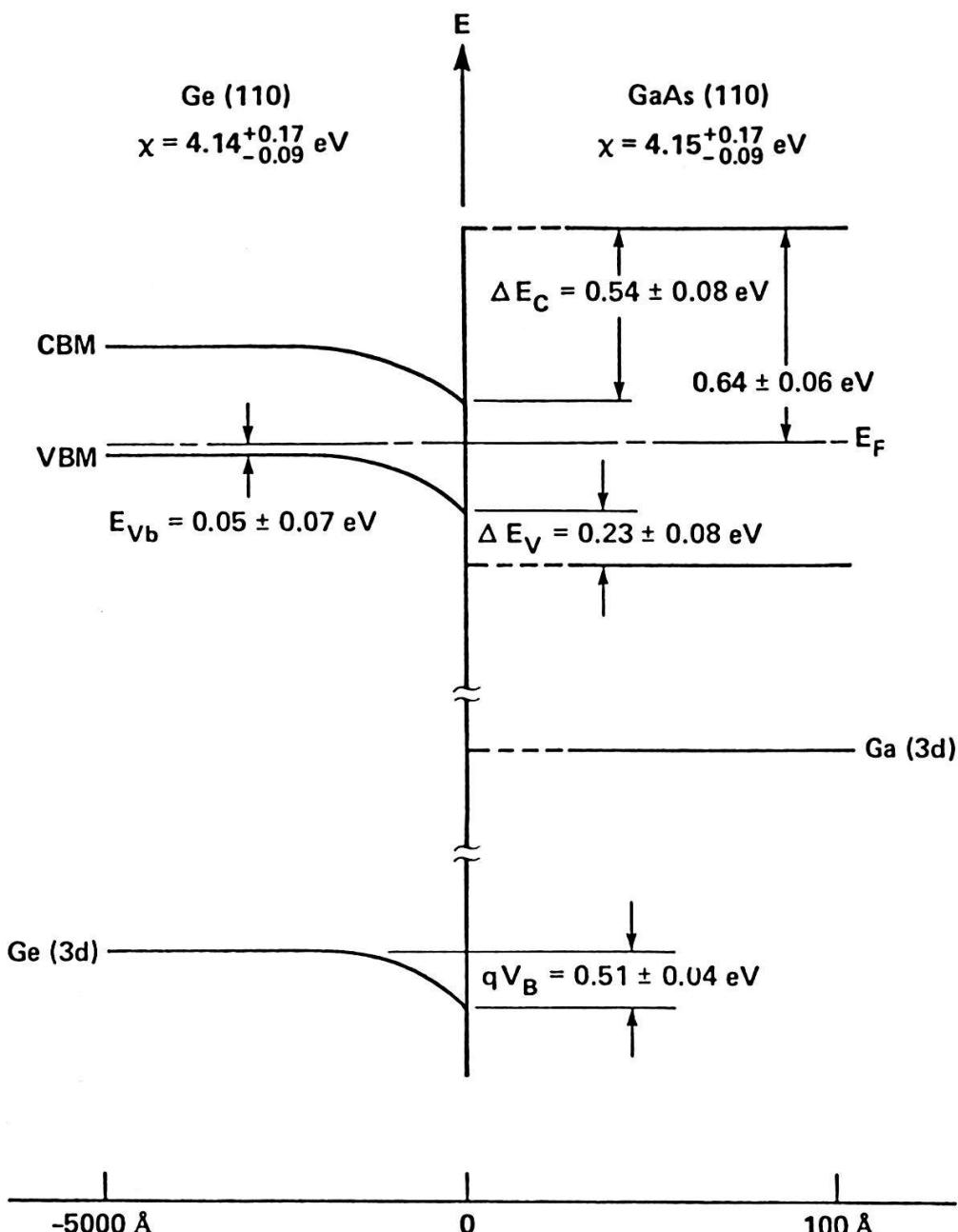


Figure 1

Experimental results for the band parameters across the Ge(110)/GaAs interface. The horizontal axis is in the thousands of angstroms on the substrate side of the junction, while the overlayer is presented in tenths of angstroms only.

on heterojunction band discontinuity formation established by Anderson in 1962 [1]. This rule says that the conduction band discontinuity is equal to the difference in electron affinity (χ) of the two semiconductors forming the junction:

$$\Delta E_c = \chi_A - \chi_B.$$

We have studied the formation of the Ge (110)/GaAs heterojunction grown by molecular beam epitaxy (MBE) by means of synchrotron radiation excited photoemission spectroscopy at the Stanford Synchrotron Radiation Laboratory [18]. The use of valence band and core level photoemission combined with a layer by layer growth technique made it possible to measure simultaneously electron affinity of substrate and overlayer in situ with the substrate band bending and the band discontinuity across the interface.

The electron affinity of the clean Ge (110) surface was determined to 4.14 ± 0.17 eV. Before the first layer of GaAs was grown, the Ge surface was exposed to arsenic to avoid possible Ga–metal cluster formation at the interface. The structural order of the overlayer was checked by low energy electron diffraction (LEED) and a 1×1 pattern was found as expected for the (110) face of GaAs. The experimental results on the energy band structure across the interface are summarized in Fig. 1. Details about the experimental determination of these

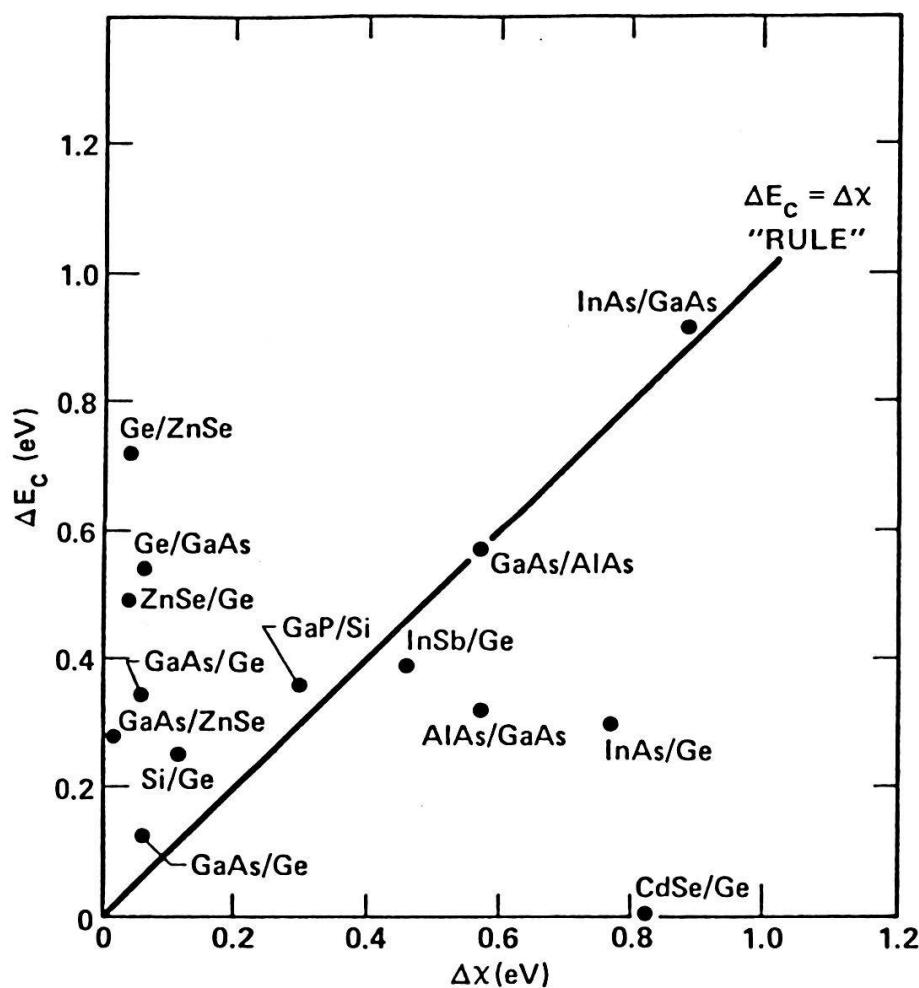


Figure 2

Conduction band discontinuity ΔE_c measured by core level photoemission spectroscopy plotted as a function of electron affinity. The band gaps and the electron affinities are from Ref. 17. The substrate semiconductor is written first and the overlayer written second.

values are given in Ref. 18. Because the valence band spectra exhibit some nonuniform band shifts [19], the valence band maximum is used to determine the band discontinuity only. The substrate band bending is determined by monitoring the Ge 3d core level. The electron affinity for GaAs was determined at an overlayer thickness of 18 Å. It agrees very well with previously reported values on GaAs (110) [20] and on non face specific tabulated values [16].

These results, the $\Delta\chi^{\text{Ge-GaAs}} = 0.01 \pm 0.08 \text{ eV}$ and the conduction band discontinuity of $\Delta E_c = 0.54 \pm 0.08 \text{ eV}$, clearly show that Anderson's 'rule' fails for a Ge(110)/GaAs heterojunction. One reason for this failure is the fact that a surface property such as the electron affinity, is no longer defined at an interface between two different materials and therefore should not be used to describe an interface property. The real problem of the linear models is that they do not consider the peculiar microscopic properties of each interface. Local charge redistribution resulting from the formation of interface chemical bonds and position exchange reactions between interface atoms might be the main factors in determining the band discontinuity formation at the interface. Selfconsistent electronic state calculations of the experimentally determined interface geometric structure [7, 13] are likely required to obtain useful predictions of real heterojunction band diagrams.

Figure 2 shows a compilation of recently available results for the band discontinuity measured by photoemission [14, 18, 21]. The simple $\Delta E_c = \Delta\chi$ relation fails in nine cases out of 14 heterojunctions produced by MBE and thermal evaporation. The only heterojunction system of major impact onto the micro- and optoelectronic device industry today is the GaAs/GaAlAs system, whose band-edge offset incidently follows exactly the electron affinity rule. This might be the reason why a linear model such as Anderson's rule for the heterojunction band discontinuity formation still rules todays textbooks, despite an overwhelming experimental evidence that the model fails as a general rule.

REFERENCES

- [1] R. L. ANDERSON, Solid State Electron. 5, 341 (1962).
- [2] W. R. FRENSLEY and H. KROEMER, Phys. Rev. B16, 1962 (1977).
- [3] W. A. HARRISON, J. Vac. Sci. Technol. 14, 1016 (1977).
- [4] M. J. ADAMS and A. NUSSBAUM, Solid State Electron. 22, 783 (1969).
- [5] G. A. BARAFF, J. L. APPELBAUM, and D. R. HAMANN, Phys. Rev. Lett. 38, 237 (1977).
- [6] E. LOUIS, Solid State Commun. 24, 849 (1977).
- [7] W. E. PICKETT, S. G. LOUIE, and M. L. COHEN, Phys. Rev. Lett. 39, 109 (1977); Phys. Rev. B17, 815 (1978).
- [8] W. E. PICKETT and M. L. COHEN, Phys. Rev. B18, 939 (1978).
- [9] J. POLLMAND and S. T. PANTELIDES, J. Vac. Sci. Technol. 16, 1498 (1978).
- [10] J. IHM, P. K. LAM, and M. L. COHEN, Phys. Rev. B20, 4120 (1979).
- [11] J. E. NORTHRUP, J. IHM, and M. L. COHEN, Phys. Rev. B22, 2060 (1980).
- [12] C. A. SWARTS, W. A. GODDARD, and T. C. MCGILL, J. Vac. Sci. Technol. 19, 551 (1981).
- [13] K. KUNC and R. M. MARTIN, Phys. Rev. B24, 3445 (1981).
- [14] A. D. KATNANI and G. MARGARITONDO, J. Appl. Phys. 54, 2522 (1983).
- [15] S. M. SZE, Physics of Semiconductor Devices, 2nd ed. (Wiley, New York, 1981), p. 123.
- [16] A. G. MILNES and D. L. FEUCHT, Heterojunctions and Metal-Semiconductor Junctions (Academic, New York, 1972). A. G. MILNES, Semiconductor Devices and Integrated Electronics (Van Nostrand Reinhold, New York, 1980), p. 264.
- [17] M. P. SHAW, Encyclopedia in Handbook on Semiconductors, edited by T. S. MOSS, Vol. 4, edited by C. HILSUM (North-Holland, Amsterdam, 1981), chap. 1.
- [18] P. ZÜRCHER and R. S. BAUER, J. Vac. Sci. Technol. A1, 695 (1983).

- [19] P. ZÜRCHER, J. ANDERSON, D. FRANKEL, and G. J. LAPEYRE, Helv. Phys. Acta 57, 230 (1984).
- [20] $\chi^{\text{GaAs}(110)} = 4.1 \text{ eV}$. W. E. SPICER and R. L. BELL, Publ Astron. Soc. Pacific 84, 110 (1972).
- [21] R. S. BAUER, P. ZÜRCHER, and H. W. SANG, JR, Appl. Phys. Lett. 43, 663 (1983) and references cited there.

Electrical properties of rutile type oxides: doped TiO_2 and RuO_2

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

The rutile structure oxides offer a wide spectrum of electronic properties. Pure $\text{TiO}_2(3d^0)$ is insulating but becomes a good semiconductor when doped with donors such as Tantalum, or when non-stoichiometric. Pure RuO_2 shows metallic conductivity of around $10^5 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ at room temperature. These two oxides have the same crystal structure and similar lattice parameters, but the solid solubility limits are only around 5% of each oxide in the other. Although in RuO_2 the $4d$ electrons are delocalised in the conduction band, Ru in TiO_2 is present as the $\text{Ru}^{4+}(4d^4)$ ion, and the system is insulating. Addition of Ta to Ru doped TiO_2 no longer leads to good semiconductivity but to the appearance of $\text{Ru}^{2+}(4d^6)$ ions. Optically Ru doped TiO_2 shows an absorption edge at 2.0 eV and TiO_2 doped with both Ta and Ru shows an edge around 0.6 eV. These results infer that the Ru $4d$ states lie low in the TiO_2 band gap and that Ru behaves as a deep acceptor. Occupied states low in the band gap are also inferred from UPS measurements.

Spinpolarisierte Photoemission aus Silizium

G. L. BONA, R. ALLENSPACH, F. MEIER und D. PESCIA, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, CH-8093 Zürich

Bei Bestrahlung von Si-Einkristallen mit zirkularpolarisiertem Licht geeigneter Energie werden spinpolarisierte Elektronen emittiert, falls die angeregten Endzustände über dem Vakuumniveau liegen. Schon die Messung der Elektronenspinpolarisation des Photoyields genügt, um Uebergänge aufzulösen und im Bandstrukturschema zu lokalisieren, die energetisch nur um 44 meV getrennt sind. Die Spektren der Spinpolarisation $P = P(h\nu)$, welche mit Symmetrieargumenten allein interpretierbar sind, zeigen, dass durch die Messung des Elektronenspins eine wesentliche Erhöhung des Auflösungsvermögens in der Photoemission erreicht wird.

Exciton absorption in the spatially dispersive case

G. BATTAGLIA, A. QUATTROPANI and P. SCHWENDIMANN.* Institut de Physique Théorique, EPFL, CH-1015 Lausanne;* Defense Technology and Procurement Group, System Analysis Division, CH-3000 Bern

The exciton absorption is studied in the spatially dispersive case. The energy propagation properties of the medium are used to define an appropriate absorption coefficient.

The specific example of PbI_2 is considered in order to display the role of spatial dispersion and to compare our definition of the absorption coefficient with other found in the literature.

Diffusion length and junction depth determination based on spectral response measurements of solar cells

R. SCHWARZ and C. MATTHEY, Institut de Microtechnique, Maladière 71, CH-2000 Neuchâtel

The minority carrier diffusion length L_n and L_p in semiconductor materials and the junction depth d are important parameters for the performance of photovoltaic devices.

We used a least-square-fit calculation to extract these parameters from the spectral response of solar cells in the near UV, visible, and near IR wavelength range. Results obtained from mono-crystalline and poly-crystalline silicon cells are compared.

Transporteigenschaften, Phasenübergänge

Transport von heißen Elektronen in polymeren Dielektrika: innere Photoemissionsexperimente

P. PFLUGER, H. HEFF und H. R. ZELLER, Brown Boveri Forschungszentrum, KLR, CH-5405 Baden

Erstmals wurden mittels ‘innerer Photoemission’ die energieabhängigen elastischen und inelastischen Streuraten heißer Elektronen, $\gamma_{\text{el}}(E_{\text{kin}})$ und $\gamma_{\text{inel}}(E_{\text{kin}})$, in polymeren Dielektrika untersucht. Als Dielektrikum wurde $\text{C}_{36}\text{H}_{74}$, eine Modellsubstanz für Polyäthylen, gewählt. Im Experiment werden Photoelektronen aus metallischen Substraten ins Leitungsband des Isolators injiziert. Deren Energieverteilung $n_0(E)$ wird durch die Streuprozesse verändert und in Abhängigkeit der Isolatorschichtdicke ($\sim 10\text{--}1000 \text{ \AA}$) verfolgt. Es zeigt sich eine ausgeprägte Energieabhängigkeit der Streuraten γ_{inel} und γ_{el} im Bereich $kT \ll E_{\text{kin}} < 2.5 \text{ eV}$. (Quasi)elastische Prozesse überwiegen für grosse und sehr kleine Energien. Der dominierende Energieverlust liegt bei $\sim 1/3 \text{ eV}$ (C-H Stretschwung) und führt dort zu einem Maximum für γ_{inel} . Oberhalb $\sim 1/3 \text{ eV}$ werden effektive Streulängen von $\sim 50 \text{ \AA}$ beobachtet, darunter Werte von mehreren Hundert \AA .

Transport von heißen Elektronen in polymeren Dielektrika: Boltzmanngleichung und Analyse von inneren Photoemissionsexperimenten

J. BERNASCONI, P. PFLUGER und H. R. ZELLER, Brown Boveri Forschungszentrum, CH-5405 Baden

Der Transport von klassischen Teilchen durch eine ebene Schicht der Dicke d wird durch eine Boltzmanngleichung beschrieben. Es wird angenommen, dass die Teilchen zur Zeit $t = 0$ mit einer vorgegebenen Energie- und Winkelverteilung

$n_0(E, \cos \theta)$ in die Schicht injiziert werden. Unter Berücksichtigung von elastischen und inelastischen Streuprozessen mit energieabhängigen Streuraten γ_{el} und γ_{inel} werden exakte und approximative Resultate für die Verteilung $n(d, E, \cos \theta)$ der durch die Schicht hindurchtretenden Teilchen hergeleitet. Mit den sich daraus ergebenden Methoden zur Bestimmung von $\gamma_{\text{el}}(E)$ und $\gamma_{\text{inel}}(E)$ aus Messungen von $n(d, E, \cos \theta)$ werden innere Photoemissionsexperimente an polymeren Dielektrika analysiert.

Heisse Elektronen in polymeren Dielektrika: Energieverteilung und Ionisationsrate

H. R. ZELLER, Brown Boveri Forschungszentrum, KLR, CH-5405 Baden

Heisse Elektronen (d.h. Elektronen mit $E_{\text{kin}} \gg kT$) treten in Dielektrika bei hohen elektrischen Feldern auf und können zum Lawinendurchbruch oder zu chemischen Langzeitschäden durch Aufbrechen von Bindungen führen. Das Energiespektrum $n(E_{\text{kin}})$ und die Ionisationsrate β von heissen Elektronen hängen vom Parameter

$$\frac{1}{F^2} \int_0^{E_{\text{kin}}} \gamma_k(E) \cdot \gamma_u(E) dE$$

ab. Dabei ist F das Feld, γ_k die Impuls- und γ_u die Energiestreureate. Wir diskutieren mikroskopische Modelle für γ_u und γ_k und ihre Implikationen für den Lawinendurchbruch und für Langzeitschäden.

Possible three- to two-dimensional metallic crossover in C₆Li from conduction electron-spin resonance

K. A. MÜLLER and W. BERLINGER, IBM Zurich Research Laboratory, CH-8803 Rüschlikon
 P. PFLUGER, Brown Boveri Research Center, CH-5405 Baden
 V. GEISER and H. J. GÜNTHERODT, Institut für Physik, Universität Basel, CH-4056 Basel

Conduction electron-spin resonance of C₆Li intercalates from highly oriented pyrolytic graphite was investigated between 4.2 and 300 K with the external magnetic field parallel and perpendicular to the c -axis. A strong anisotropy of the asymmetry ratios $(A/B)_{\parallel}$ and $(A/B)_{\perp}$ was observed. Both quantities decrease significantly upon cooling, in contrast to the C₈M (M = K, Rb, Cs) compounds. For the $H_0 \parallel c$ orientation, the Bloembergen (slow-diffusion) limit of the Dynsonian line shape is already reached in the vicinity of 250 K. We infer that the diffusion time along the c -axis is longer than 1 μ s below this temperature. Compared to its C₈M counterparts, C₆Li appears to undergo a three- to two-dimensional crossover in metallic conductivity upon cooling to low temperatures.

Possible cubic fixed-point behaviour of LaAlO_3 from multicritical [110]-stress EPR experiments

K. A. MÜLLER and W. BERLINGER, IBM Zurich Research Laboratory, Säumerstr. 4,
CH-8803 Rüschlikon

Using Cr^{3+} electron spin resonance as a symmetry probe for LaAlO_3 under [110] stress, we have determined the phase diagram near 800 K. We found a second-order phase boundary to $\{1\bar{1}\}$ and $\{\bar{1}\bar{1}\}$ domains and a *first-order* phase boundary for zero stress, i.e., a *bicritical point*. The $\{001\}$ phase predicted for Heisenberg fixed-point behaviour with a tetracritical point [1] does not exist down to $t = 10^{-5}$, indicating that we possibly observe cubic fixed-point behaviour [2].

REFERENCES

- [1] D. BLANKSCHTEIN and A. AHARONY, J. Phys. C 14, 1919 (1981).
- [2] M. C. YALABIK and A. HOUGHTON, Phys. Lett. 61A, 1 (1977) and references therein.

Dynamics of commensurate and incommensurate phases of a two-dimensional lattice of superconducting vortices

G. A. RACINE, F. PATTHEY, P. MARTINOLI and H. BECK, Institut de Physique, rue Breguet 1,
CH 2000 Neuchâtel

A lattice of vortices in thin superconducting films, whose thickness is periodically modulated in one dimension, undergoes a transition from a commensurate (C) to an incommensurate (I) phase as the conditions of flux-line density and temperature are changed [1]. By placing thickness modulated Al-films between a drive coil and a receive coil we have studied the dynamic response, as measured by the film sheet conductance G_{\square} , of the 2D vortex lattice to a weak *rf* excitation. At low temperatures both $\text{Re}[G_{\square}]$ and $\text{Im}[G_{\square}]$ show, as a function of magnetic field, pronounced structures in the vicinity of the CI-transition. These structures evolve in a complicated way as the temperature rises and disappear above a critical temperature. A simple theoretical model account for the essential features of G_{\square} .

REFERENCE

- [1] P. MARTINOLI, M. NSABIMANA, G. A. RACINE and H. BECK, Helv. Phys. Acta 55, 655 (1982).

Photoakustischer Effekt, Methode zur Untersuchung thermischer und kalorischer Eigenschaften

E. LÜSCHER, P. KORPIUN und BETTINE BÜCHNER, Physik-Department der Technischen Universität München, D-8046 Garching, BRD

Der photoakustische Effekt (PAE) kann auch sehr wirkungsvoll zur Untersuchung von thermischen und kalorischen Vorgängen in verschiedenen konden-

sierten Systemen herangezogen werden. Ein Teil der aus gepulster elektromagnetischen Strahlung in einer Probe absorbierten Energie wird via strahlungsloser Übergänge in Wärme δQ überführt, die in einem umgebenden Gas konstanten Volumens zu Druckänderungen führt. Folgende Prozesse wurden experimentell untersucht und theoretisch erklärt:

1. Die Wärmewelle erfährt auf dem Weg l durch eine Probe eine Phasenverschiebung $\Delta\varphi = [\omega/2\alpha]^{1/2} \cdot l$, wobei ω die Chop-Frequenz der einfallenden Strahlung bedeutet. Damit kann die Temperaturleitfähigkeit α einer Probe, wie am Beispiel von verschiedenen Polyäthylenfolien gezeigt wird, mit einer absoluten Genauigkeit von 2% bestimmt werden.
2. Aus Messungen von Druckosillationen in Abhängigkeit von der Temperatur können Phasenübergänge erster Art detaillierter untersucht werden als z.B. über Messungen der Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärme, wie am Beispiel von Messungen am Schmelzpunkt von Indium gezeigt wird und theoretisch durch Lösung der Wärmeleitungsgleichung mit entsprechenden Randbedingungen verstanden werden kann.
3. Neben Wärmetransport existiert mehr oder weniger ausgeprägt auch ein Massentransport, beschrieben durch die Diffusionsgleichung. Eine Änderung der Teilchenzahl (molare Konzentration) bewirkt bei konstantem Volumen eine Druckänderung. Damit können über dem PAE temperaturabhängige Diffusionsvorgänge an und durch Oberflächen gemessen werden, was am Beispiel einer biologischen Membran gezeigt wurde. Theoretisch können die Resultate durch Lösen der Diffusions- und Wärmeleitungsgleichungen mit entsprechenden Randbedingungen erklärt werden.

In situ Beobachtung der Dynamik von Wachstumsstufen während des Kristallwachstums aus der Schmelze

U. DÜRIG und J. H. BILGRAM, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Hönggerberg,
CH-8093 Zürich

Mit quasi elastischer Lichtstreuung untersuchen wir die Phasengrenze fest-flüssig von Salol Kristallen, die entlang der 001 Achse wachsen. Bei kleinen Wachstumsgeschwindigkeiten $v_k = 0.2 \mu\text{m/s} \dots 0.8 \mu\text{m/s}$ zeigen die Experimente, dass an der Phasengrenze periodische, propagierende Inhomogenitäten auftreten, die wir als Wachstumsstufen interpretieren. Deren räumliche Periodizität gibt Anlass zu Interferenzmaxima des Streulichtes. Aus der Winkelabhängigkeit der Intensität lässt sich der mittlere Stufenabstand d berechnen und aus der Doppler-verschiebung die Stufengeschwindigkeit v_s . Die Wachstumsstufen bewegen sich parallel zur 110 Richtung. Die gemessenen Größen d , v_s und v_k sollten die Gleichung $v_k = h \cdot v_s/d$ erfüllen, wobei wir für die Stufenhöhe h 2 bis 3 Gitterkonstanten erhalten. Zusätzlich finden wir, dass $v_s \cdot d$ konstant ist. Soweit uns bekannt handelt es sich hier um die ersten direkten Messungen der Dynamik von Wachstumsstufen an der Phasengrenze fest-flüssig.

Kooperatives Kristallisieren

J. H. BILGRAM, Laboratorium für Festkörperphysik, Eidgenössische Technische Hochschule,
CH-8093 Zürich

Die Oberfläche eines Kristalls, der in die Schmelze wächst, kann zwei verschiedene Zustände annehmen. Nahe am Gleichgewicht ist die Phasengrenze scharf, wogegen unter Bedingungen ‘fern vom Gleichgewicht’ zwischen dem wachsenden Kristall und der Schmelze eine Zwischenschicht aufgebaut wird [1]. Im Falle der Phasengrenze Eis-Wasser ist diese Schicht einige μm dick. Die Dynamik von Entropiefluktuationen in dieser Schicht kann durch ein Diffusionsgesetz beschrieben werden, mit einer Diffusionskonstanten D_i . Von Lichtstreuexperimenten wissen wir, dass D_i etwa um einen Faktor 10^5 kleiner ist als die thermische Diffusionskonstante, die den Zerfall von Entropiefluktuationen in der Schmelze charakterisiert. D_i bestimmt die Dynamik des Kristallisierens [2].

Um das Verlangsamen der Entropiefluktuationen in der Zwischenschicht zu untersuchen, wurde während des Aufbaus der Zwischenschicht die Linienbreite Γ und die Intensität I_c des gestreuten Lichtes gemessen [1]. Es stellte sich heraus, dass sich Γ als ein Potenzgesetz von I_c darstellen lässt $\Gamma \sim I_c^{-0.23}$. Solch ein Verhalten erinnert an ‘critical slowing down’. Ein kritischer Punkt, wie er für die Phasenumwandlung flüssig-gasförmig bekannt ist, d.h. ein Endpunkt einer Koexistenzlinie zweier Phasen, kann für die Phasenumwandlung fest-flüssig nicht existieren. Das folgt aus einem Argument aus Landau und Lifschitz [3]: Flüssigkeiten und Kristalle unterscheiden sich qualitativ durch ihre innere Symmetrie. Von einer Symmetrieeigenschaft kann man nur sagen, dass sie existiert oder nicht existiert. Sie kann nicht allmählich erscheinen oder verschwinden.

Für die Phasenumwandlung flüssig-fest wurde von Landau [4] noch eine andere Möglichkeit für eine stetige Phasenumwandlung diskutiert, bei der im einfachsten Fall zwei geordnete Phasen und die Schmelze beteiligt sind. Die beiden geordneten Phasen unterscheiden sich nur durch ihr Vorzeichen des Ordnungsparameters. An einem isolierten Punkt in der P, T Ebene sind alle drei Phasen identisch und C_p divergiert. Das führt – ähnlich wie am kritischen Punkt – zu einer Verlangsamung von Entropiefluktuationen. Im Experiment messen wir die Linienbreite und die Intensität von Licht, das an Dichtebluktuationen gestreut wird. Für eine Flüssigkeit mit endlicher Kompressibilität β_T ist dass mittlere Schwankungsquadrat von Dichtebluktuationen

$$\frac{\overline{(\delta\rho)^2}}{\rho^2} = \frac{\beta_T k_B T}{v}$$

An dem von Landau diskutierten isolierten Punkt an dem die Phasenumwandlung stetig wird, divergiert die Kompressibilität. Daher muss man in einer Entwicklung der freien Energie nach dem spezifischen Volumen Terme 4. Ordnung berücksichtigen und $(\overline{(\delta\rho)^2})/\rho^2$ erhält eine andere Abhängigkeit von v .

$$\begin{aligned} \frac{\overline{(\delta\rho)^2}}{\rho^2} &= \frac{\Gamma(3/4)}{\Gamma(1/4)} \cdot \frac{(24\beta_3 v^3 k_B T)^{1/2}}{v^2} \\ &= \frac{1.65(\beta_3 k_B T)^{1/2}}{v^{1/2}} \quad \text{dabei gilt} \quad \frac{\partial^3 P}{\partial V^3} = \frac{1}{V^3 \beta_3} \end{aligned}$$

Damit folgt aus der Rayleighformel für die Streuintensität

$$\frac{I_c}{I_0} = \frac{\pi^2}{r^2 \lambda_0^4} v^2 (\overline{\delta \epsilon})^2 \quad \text{und} \quad (\overline{\delta \epsilon})^2 \approx \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)_T^2 (\overline{\delta \rho})^2$$

ein Zusammenhang zwischen der gestreuten Intensität und einer Korrelationslänge ξ

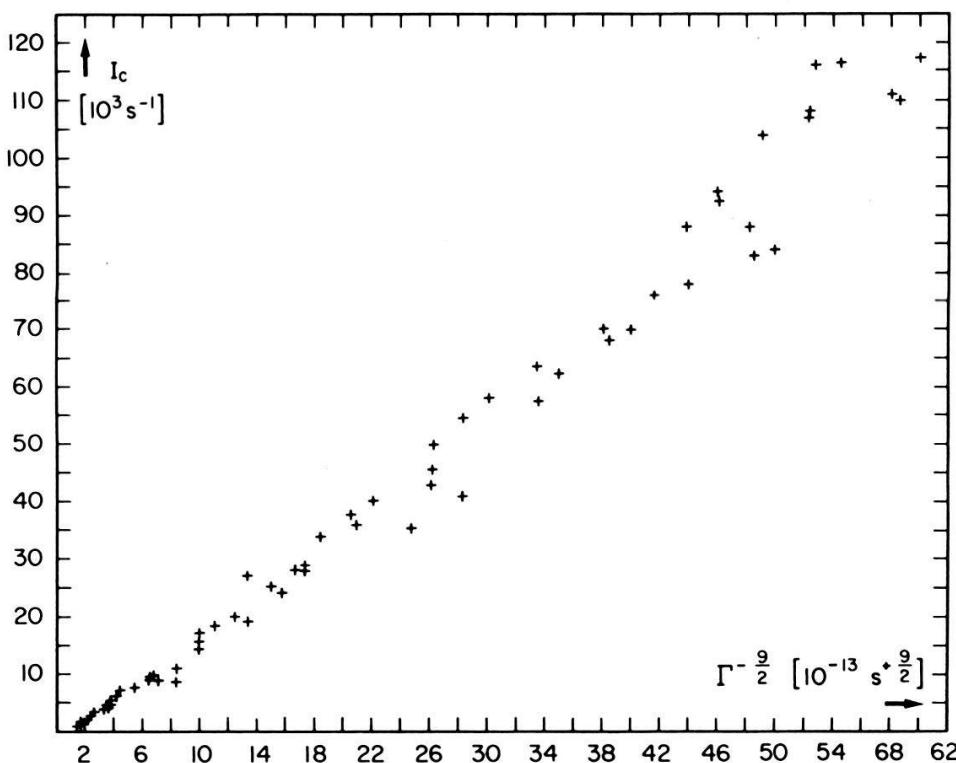
$$I_c \sim v^{3/2} \sim \xi^{9/2}$$

In der dynamischen Lichtstreuung werden mittlere Zerfallsraten von Dichtefluktuationen gemessen. Der Zerfall der Fluktuationen kann mit einer Diffusion von Kugeln mit einem Radius ξ beschrieben werden. Nach dem Experiment wird das Licht isotrop gestreut. Daher nehmen wir an, dass ξ klein ist gegen den reziproken Wert des Wellenvektors, sodass $\Gamma \sim \xi^{-1}$. Damit folgt

$$I_c \sim \Gamma^{-9/2}$$

Figur 1 zeigt, dass die gestreute Intensität tatsächlich als eine lineare Funktion von $\Gamma^{-9/2}$ dargestellt werden kann. Für grosse Intensitäten, d.h. für grosse ξ scheinen die gemessenen Linienbreiten grösser zu sein als es der Extrapolation entspricht. Dann wäre $\Gamma \sim \xi^{-1}$ zu ersetzen durch die Ornstein-Zernike oder Kawasaki Formel.

Dieses Ergebnis deutet darauf hin, dass die Zwischenschicht aus den beiden geordneten 'Landau-Phasen' bestehen könnten. Diese Phasen bilden zusammen mit der Schmelze ein System, in dem kontinuierliche Phasenumwandlungen ablaufen.



Figur 1

Lineare Abhängigkeit der gestreuten Intensität von $\Gamma^{-9/2}$ wobei Γ die Linienbreite des gestreuten Lichtes ist.

LITERATUR

- [1] P. BÖNI, J. H. BILGRAM und W. KÄNZIG, Phys. Rev. A 28, 2953 (1983).
- [2] J. H. BILGRAM, Helv. Phys. Acta 56, 863 (1983).
- [3] L. D. LANDAU und E. M. LIFSHITZ, *Statistische Physik* Akademie Verlag Berlin 1979, p. 243.
- [4] L. LANDAU, Phys. Z. Sowjet. 11, 545 (1937).

Etude de la diffusion des macromolécules par la méthode de la cicatrisation des fissures

D. PETROVSKA, M. DETTENMAIER et H. H. KAUSCH, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne,
Laboratoire de Polymères, 32, chemin de Bellerive, CH-1007 Lausanne

1. Introduction

La cicatrisation d'une fissure d'un polymère thermoplastique s'obtient en mettant en contact les deux surfaces de rupture et en les portant à une température supérieure à la température de transition vitreuse, T_g . Le phénomène de cicatrisation dépend de la diffusion des macromolécules, c'est-à-dire de leur déplacement à travers l'interface. Ce phénomène est ainsi sensible à l'état des surfaces. Des travaux récents [1–4], parmi d'autres, confirment le modèle de Gennes [5] que la diffusion des chaînes se passe par un mouvement de reptation. Ce concept suppose que chaque chaîne est confinée dans un 'tube' défini par les contraintes exercées par les chaînes qui l'entourent. La chaîne effectue un mouvement aléatoire le long de ce tube qui lui permet de glisser en dehors de celui-ci.

Le processus de rupture d'un polymère vitreux et amorphe est précédé par la formation d'une zone de craquelures, zone dans laquelle les chaînes polymères sont regroupées en fibrilles qui sont orientées perpendiculairement à la surface de rupture [6]. L'effet de la présence de fibrilles à la surface à cicatriser exerce une influence mesurable sur la vitesse de cicatrisation [1]. Vu la structure des fibrilles, il y a trois paramètres qui pourraient influencer la cicatrisation: l'orientation et l'allongement des fibrilles, une concentration plus élevée en bouts de chaînes provoquée par le processus de rupture et une densité plus faible (la matière fibrillaire occupe 40–50% du volume des craquelures). Le but de ce travail est d'élucider l'influence de ces trois paramètres.

2. Partie expérimentale

Les échantillons de polyméthylméthacrylate (PMMA) utilisés ont été polymérisés par voie radicalaire dans notre laboratoire (masse moléculaire moyenne en poids égale à 110 000 et polydispersité voisine de 2).

La résistance mécanique qui résulte de l'interpénétration des chaînes à travers l'interface est caractérisée quantitativement par le facteur d'intensité des contraintes K_c , calculé à partir de la contrainte uniaxiale qui provoque la propagation de la fissure [1].

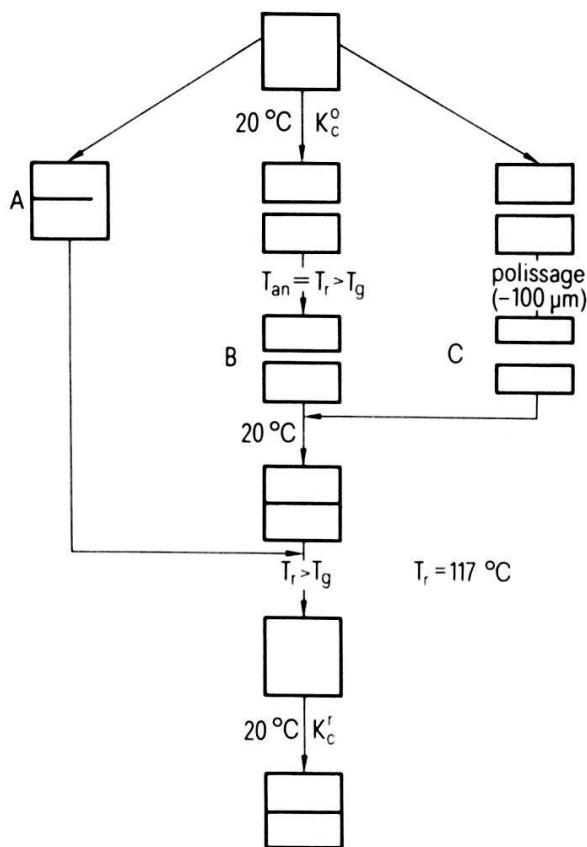


Figure 1
Principe de la méthode de cicatrisation et de la préparation des échantillons.

La préparation et le traitement des échantillons sont décrits dans la Figure 1: les échantillons du type A ne sont pas cassés complètement et n'ont subi aucun traitement avant la cicatrisation. Leurs surfaces présentent donc une structure fibrillaire. Les échantillons du type B, cassés complètement, ont subi un traitement thermique de façon à relaxer les fibrilles de la surface de rupture. La durée du traitement thermique est voisine au temps nécessaire pour obtenir une cicatrisation complète des échantillons du type A et la température du traitement thermique (T_{an}) est identique à la température de cicatrisation. Les échantillons du type C ont été polis (ablation d'une couche d'environ 100 μm) de manière à éliminer la zone fibrillaire. Après la durée prévue de cicatrisation à la température $T_r = 117^\circ\text{C}$, on mesure la résistance mécanique de l'échantillon cicatrisé (K'_c) à l'aide d'une machine de traction.

3. Résultats et discussion

Les variations du facteur d'intensité des contraintes K'_c des trois types d'échantillons considérés sont présentées dans la Figure 2, en fonction de la racine quatrième du temps de cicatrisation t_r . Dans les trois cas on obtient une relation linéaire de K'_c et $(t_r)^{1/4}$.

Kausch et al. [6, 8] ont donné une interprétation de cette croissance linéaire de K'_c . En supposant que le nombre d'enchevêtrements $n(t_r)$ formés par unité de surface de contact augmente proportionnellement avec la distance moyenne

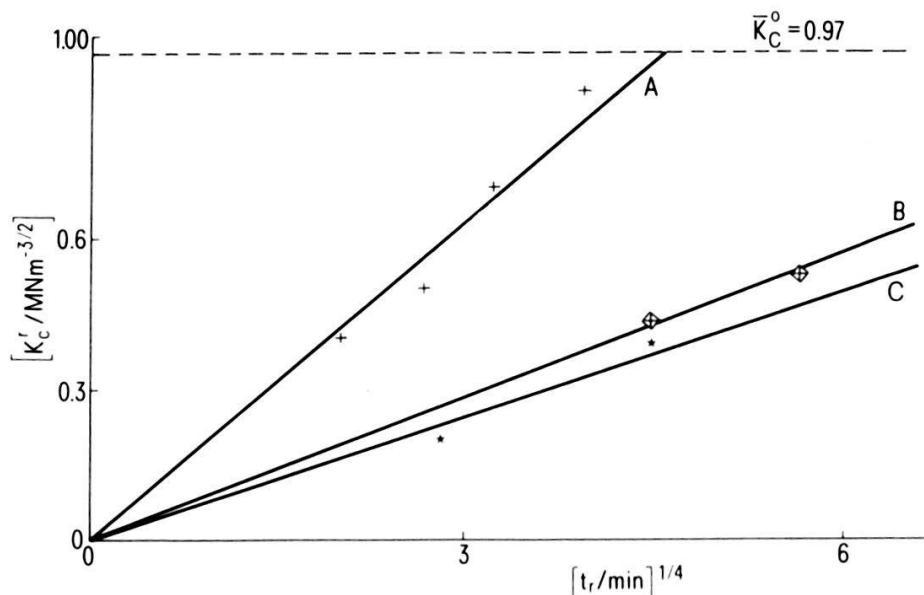


Figure 2

Variation du facteur d'intensité des contraintes K'_c des échantillons cicatrisés en fonction du temps de cicatrisation $t_r^{1/4}$ pour: A: surfaces fibrillaires, B: surfaces traitées thermiquement, C: surfaces polies.

d'interpénétration des chaînes

$$\langle\langle l(t_r)^2 \rangle\rangle^{1/2} = \bar{l}(t_r), \text{ on a} \quad (1)$$

$$n(t_r) \sim \bar{l}(t_r) = (2Dt_r)^{1/2}$$

où D est le coefficient de diffusion longitudinal de la chaîne. En adoptant l'hypothèse que

$$(K'_c)^2 = \beta n(t_r) \quad (2)$$

où $\beta = (K_c^0)^2/n_0$ est déterminé par les valeurs K_c^0 et n_0 du matériau complètement cicatrisé, il suit que

$$\frac{n(t_r)}{n_0} = \frac{(2Dt_r)^{1/2}}{l_0} \quad (3)$$

où l_0 est la distance moyenne d'interpénétration nécessaire pour obtenir une cicatrisation complète. Des équations (1) et (3) on obtient la cinétique de cicatrisation $K'_c \sim t_r^{1/4}$ que l'on a observé expérimentalement.

Les trois types d'échantillons avec respectivement des surfaces de cicatrisation fibrillaires (A), traitées thermiquement (B) et polies (C) montrent tous la même cinétique de cicatrisation. Par contre, pour les coefficients de diffusion $D_A : D_B : D_C$ un rapport de 44:1.8:1 a été trouvé.

Comme observé par Jud et al. [1] les fibrilles formées lors de la rupture facilitent la diffusion. Tandis que la méthode de cicatrisation ne permet pas de déterminer des valeurs absolues des coefficients de diffusion, on constate que les échantillons polis ou traités thermiquement ont des coefficients de diffusion du même ordre de grandeur, mais sensiblement plus bas que les échantillons aux surfaces fibrillaires.

Nos résultats répondent bien à la question, à savoir si une concentration très élevée de bouts de chaînes dans la matière fibrillaire pouvaient être à base d'une cicatrisation plus efficace.

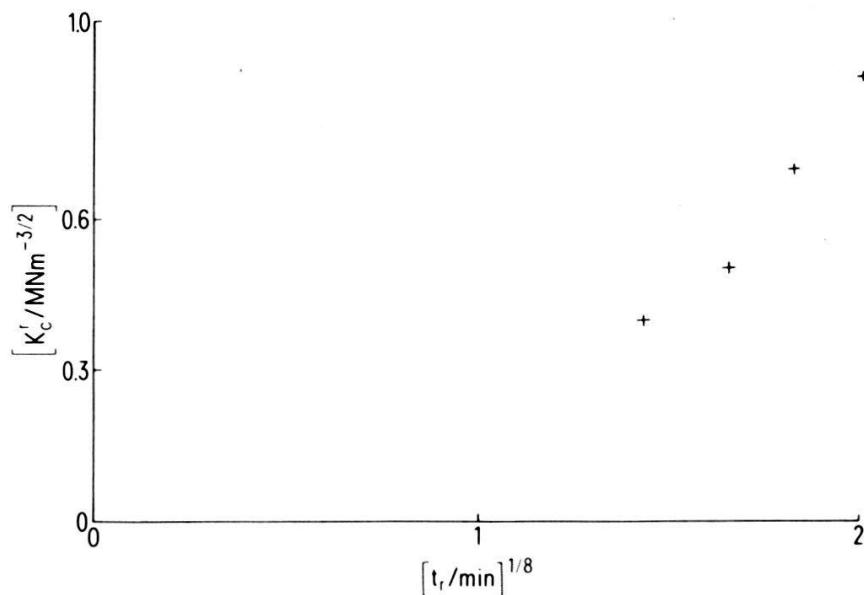


Figure 3

Variation du facteur d'intensité des contraintes K'_c des échantillons cicatrisés de type A (surfaces fibrillaires), en fonction de $t_r^{1/8}$.

Prager et Tirrell [10], en admettant l'hypothèse que c'est le nombre de chaînes qui traversent l'interface qui dirigent la cicatrisation, obtiennent une cinétique $K'_c \sim t_r^{1/4}$ pour des surfaces comportant une distribution aléatoire des bouts de chaîne. Dans le cas de surfaces ayant une concentration très élevée de bouts de chaîne, ils ont obtenu une cinétique $K'_c \sim t_r^{1/8}$. Pour vérifier leur hypothèse, nous avons rapporté K'_c en fonction de $t_r^{1/8}$ pour des échantillons du type A. La Figure 3 semble prouver qu'il n'est pas possible de faire passer une droite par les points expérimentaux et l'origine. Donc on peut dire que ce n'est pas une concentration élevée de bouts de chaînes dans les surfaces fibrillaires qui est responsable de la cicatrisation plus rapide mais plutôt une mobilité accrue des fibrilles.

Il est intéressant de comparer les résultats des essais de cicatrisation avec la relaxation des molécules étirées à un allongement λ et maintenues à la température de cicatrisation pendant un temps t . En effet, la relaxation aussi bien que la cicatrisation procède par le mécanisme de reptation. La relaxation des molécules a été étudiée quantitativement par la diffusion des neutrons aux petits angles. Cette méthode appliquée à des mélanges de polymère protoné et deutérié permet de mesurer le rayon de giration des molécules parallèle et perpendiculaire à l'axe d'étirage et ainsi $\lambda(t)$. Avec $\lambda(0) = 2.3$ on trouve que même après $t = 238$ min la diminution du rapport $\lambda(t)/\lambda(0)$ est inférieure à l'imprécision de la mesure ($\pm 10\%$). En revanche, comme les essais de cicatrisation ont démontré (voir Figure 2), le temps de $t = 238$ min suffit pour établir au moins une cicatrisation partielle. A condition que l'étirage ne modifie pas le tube des molécules, ce qui exclurait une comparaison directe entre les deux types d'essais, il en résulte que la cicatrisation n'exige qu'un mouvement des chaînes sur des distances considérablement inférieures au rayon de giration. Cependant, l'hypothèse ci-dessus doit être vérifiée.

Remerciements

Les auteurs remercient le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique de leur aide financière pour réaliser ce projet.

RÉFÉRENCES

- [1] K. JUD, H. H. KAUSCH et J. G. WILLIAMS, *J. Mater. Sci.*, 16, 204 (1981).
- [2] J. KLEIN, *Phil. Mag.*, 43/3, 771 (1981).
- [3] R. P. WOOL et K. M. O'CONNOR, *J. Appl. Phys.*, 52/10, 5953 (1981).
- [4] R. BACHUS et R. KIMMICH, *Polymer*, 24, 964 (1983).
- [5] P. G. DE GENNES, *J. Chem. Phys.*, 55/2, 572 (1971).
- [6] H. H. KAUSCH et K. JUD, *Plast. Rubb. Proc. Appl.*, 2, 265 (1982).
- [7] W. DÖLL, *Crazing in Polymers*, in *Advances in Polymer Science*, 52/53, H. H. Kausch Ed., Heidelberg, Springer-Verlag, 1983.
- [8] T. Q. NGUYEN, H. H. KAUSCH et K. JUD, H.P.A., 54, 278 (1981).
- [9] K. JUD, Thèse de doctorat 413, EPF-Lausanne, 1981.
- [10] S. PRAGER et M. TIRRELL, *J. Chem. Phys.*, 75, 5194 (1981).

Angewandte Physik

Physik der Sonne

Ionisation seltener Elemente in der Korona und Beschleunigung in den Sonnenwind

A. BÜRGI und J. GEISS, Physikalisches Institut, Universität Bern, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern

Häufigkeiten und Ladungszustände von verschiedenen Elementen im Sonnenwind werden heute mit Massenspektrometern bestimmt. Zur korrekten Interpretation dieser Daten und um Rückschlüsse auf physikalische Prozesse in der Korona ziehen zu können, benötigt man Modellrechnungen. Wir haben das System von Differentialgleichungen für Beschleunigung und Ionisation bzw. Rekombination numerisch für einzelne Elemente gelöst. Wir diskutieren die Abhängigkeit der Lösung von physikalischen Parametern und vergleichen mit experimentellen Ergebnissen.

Variabilität des Flusses von ^3He und ^4He im Sonnenwind

P. BOCHSLER and J. GEISS, Physikalisches Institut, Universität Bern, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern

Das Isotopenverhältnis von Helium auf der Sonnenoberfläche enthält wichtige Information zur Frage der Entstehung und Entwicklung der Sonne. Bis jetzt sind direkte Bestimmungen dieses Verhältnisses auf der Sonnenoberfläche, etwa mit Hilfe optischer Methoden, nicht möglich; Messungen im Sonnenwind dagegen können mit recht guter Genauigkeit durchgeführt werden. Unsere Messungen vom Massenspektrometer auf der Raumsonde ISEE-3 stimmen im Mittel gut mit den Werten der Apollo-Folien überein. Die Variabilität der Einzelmessungen

von ISEE-3 ist recht gross, wobei aber zu berücksichtigen ist, dass diese Einzelmessungen wegen kleiner Zählraten für ^3He grossen statistischen Schwankungen unterworfen sind. Andererseits konnten wir bis jetzt keine grossen langfristigen, systematischen und mit andern physikalischen Parametern korrelierten Änderungen nachweisen. Daraus schliessen wir, dass das Isotopenverhältnis $^4\text{He}/^3\text{He}$ von 2300 im Sonnenwind die Zusammensetzung auf der Sonnenoberfläche approximativ wiedergibt.

Far-infrared solar imaging from a balloon-borne platform

C. DEGIACOMI and F. K. KNEUBÜHL, Solid State Physics Laboratory, ETH Hönggerberg,
CH-8093 Zurich

D. HUGUENIN and E. A. MÜLLER, Geneva Observatory, CH-1290 Sauverny

Solar far-infrared observations allow a straightforward measurement of the temperature distribution in the solar atmosphere near the transition region chromosphere-photosphere [1–5]. This region is characterized by a minimum brightness temperature of 4530 K (± 150 K) at a wavelength of 125 μm [5]. Models of the solar atmosphere referring to this temperature minimum have been postulated by Avrett, Loeser and Vernazza [1–4]. They took into account solar far-infrared observations as well as vis and uv line-shape and continuum measurements.

Hitherto, most far-infrared solar observations were devoted to the determination of the brightness temperatures averaged over the entire solar disk. A first ground-based far-infrared mapping of the sun was attempted by Beckman and Clark [6]. Recently, we have observed the far-infrared temperature variations near solar active regions at sunspots and plages with the aid of a balloon-borne 60 cm \varnothing Cassegrain telescope [7]. Temperature increments versus the temperature of the quiet sun of the order of 200 K at 200 μm and 80 K at 80 μm were reported. For technical reasons no complete solar brightness-temperature maps were taken.

On April 30, 1983, we have performed another balloon flight of this telescope. The data of this flight were: weight of gondola 350 kg, volume of H_2 balloon 350 000 m^3 , launching site Aire/Adour F, platform altitude 38 km, observation time 4 h. The gondola was equipped with the Cassegrain telescope including a 60 cm \varnothing glass mirror from Grubb Parsons, Newcastle/Tyne, a liquid-He cooled doped-Ge bolometer from Infrared Laboratories, Tucson, and a filter system with a 10% band pass at 50 μm , 80 μm or 200 μm wavelength by choice. The spatial resolution of the telescope was 1 arc min, the stabilization of the telescope 20 arc sec.

On April 30, 1983, we have performed another balloon flight of this telescope. The data of this flight were: weight of gondola 350 kg, volume of H_2 balloon 350 000 m^3 , launching site Aire/Adour, F, platform altitude 38 km, observation time 4h. The gondola was equipped with the Cassegrain telescope including a 60 cm \varnothing glass mirror from Grubb Parsons, Newcastle/Tyne, a liquid-He cooled doped-Ge bolometer from Infrared Laboratories, Tucson, and a filter system with a 10% band pass at 50 μm , 80 μm or 200 μm wavelength by

choice. The spatial resolution of the telescope was 1 arc min, the stabilization of the telescope 20 arc sec.

On this flight we succeeded in taking solar far-infrared brightness-temperature maps at 50 μm , 80 μm and 200 μm wavelength. The 80 μm map is illustrated in Figs. 1 and 2. The slope at the limb is determined by the spatial resolution of the telescope. It gives no information on the solar center-to-limb variation of the brightness temperature at 80 μm . The temperature maxima observed NE and SE correspond to the sunspot 121 C and to the sunspot group including 127 A, 125 B, 124 D, 116 H and 114 J. Other features of this map are now elucidated and compared with vis sunspot maps and white-light, H alpha and CaII spectroheliograms from Eidg. Sternwarte, Zurich; Manila Observatory, Philippines;

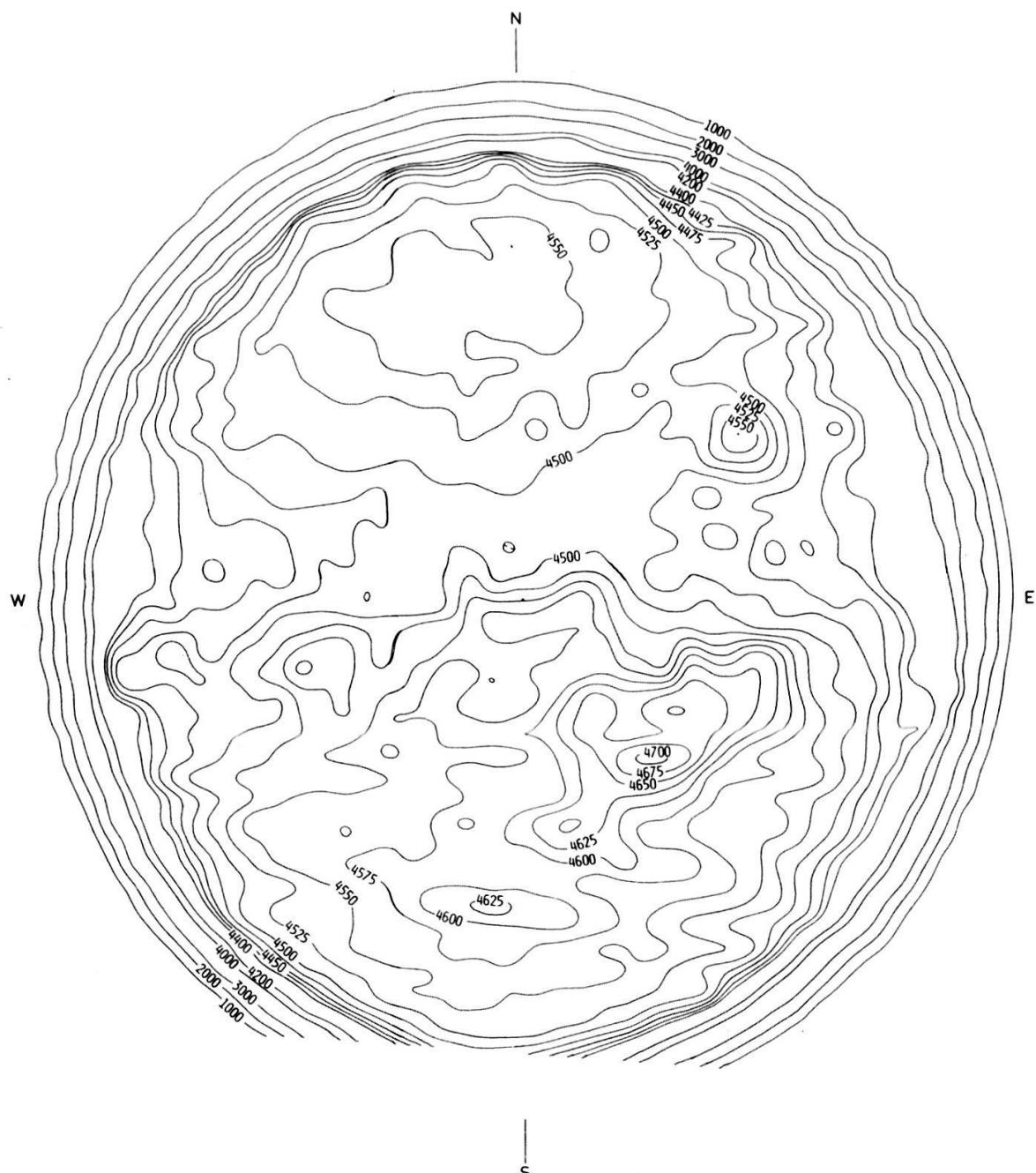


Figure 1
Map of solar brightness temperature at 80 μm taken during flight at Aire/Adour, F, on 30 April 1983.

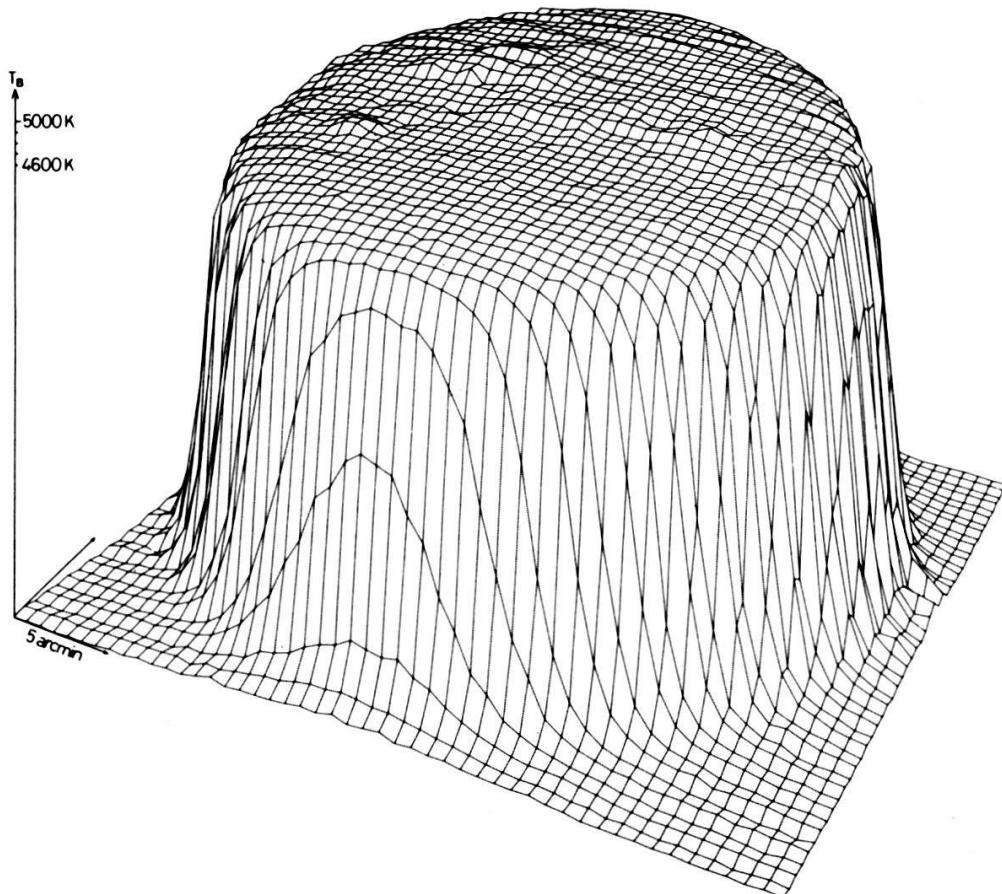


Figure 2
Profile of solar brightness temperature at $80 \mu\text{m}$.

Canarian Astrophysical Institute, Tenerife; Abastumani Astrophysical Observatory, Georgia, USSR. The theoretical interpretation of this and the other two maps will be performed in cooperation with Dr. E. H. Avrett, Harvard Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, Mass.

Our far-infrared solar observations from a balloon-borne platform are supported by the Swiss National Science Foundation, ETH Zurich and Geneva Observatory. We thank Drs G. Fazio and E. H. Avrett, Cambridge, Mass., for discussions and suggestions. Furthermore, we are indebted to M. Georges, Geneva Observatory, G. Schürch and D. Schuler, ETH Zurich, for technical assistance.

REFERENCES

- [1] J. E. VERNAZZA, E. H. AVRETT and R. LOESER, *Astrophys. J. Suppl.* 30, 1–67 (1976).
- [2] J. E. VERNAZZA, E. H. AVRETT and R. LOESER, *Astrophys. J. Suppl.* 45, 635–725 (1981).
- [3] E. H. AVRETT, in *The Solar Output and its Variations*, ed. O. R. White, Colorado Assoc. Univ. press, Boulder (1977).
- [4] E. A. AVRETT, in *Solar Phenomena in Stars and Stellar Systems*, ed. R. M. Bonnet and A. K. Dupree, Reidel Publ. Comp., Dordrecht (1981).
- [5] J. RAST, F. K. KNEUBÜHL, E. A. MÜLLER and D. HUGUENIN, *Astron. Astrophys.* 68, 229–238 (1978).
- [6] J. E. BECKMAN and C. D. CLARK, *Solar Physics* 29; 25 (1973).
- [7] F. CARTIER, F. K. KNEUBÜHL, D. HUGUENIN and E. A. MÜLLER, Proc. Workshop on Scient. Importance of Submm Observation, May (1982), 175–179.

Laser

Diodes lasers GaAs-AlGaAs par épitaxie par jet moléculaire

R. NOTTENBURG, Y. RYTZ-FROIDEVAUX, P. BUJARD, F.-K. REINHART et M. ILEGEMS, Institut interdépartemental de microélectronique et Institut de physique appliquée, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, CH-1015 Lausanne

Nous présentons les caractéristiques de structures lasers à double hétérojonction de GaAs-AlGaAs obtenues par épitaxie par jet moléculaire. Ces diodes possèdent une large zone active d'Al_xGa_{1-x}As d'épaisseur $d = 0.25 \mu\text{m}$, de longeur $\sim 300 \mu\text{m}$ et de concentration $x = 0$ et $x = 0.1$. Ces diodes ont été testées à température ambiante en régime pulsé. Leur densité de courant de seuil vaut $\sim 7.5 \text{ kA/cm}^2 \mu\text{m}$ pour $x = 0$ et le rendement quantique différentiel $\sim 30\%$ pour $x = 0.1$. Les performances de ces diodes sont comparables à celles publiées dans la littérature [1].

REFERENCE

- [1] W. T. TSANG, J. Appl. Phys. 51, 917 (1980).

Phototransistors AlGaAs/GaAs à base flottante réalisés par épitaxie par jets moléculaires

R. NOTTENBURG, J. C. BISCHOFF, H. J. BÜHLMANN et M. ILEGEMS, Institut interdépartemental de microélectronique EPFL, CH-1015 Lausanne

Nous présentons les caractéristiques de phototransistors bipolaires à hétérojonction fonctionnant dans la gamma d'onde: $\lambda = 750 \text{ nm}$ à $\lambda = 820 \text{ nm}$ et à des puissances incidentes de $P_{\text{inc}} = \sim 10^{-3}$ à $\sim 10 \text{ W/cm}^2$. Les transistors sont réalisés par épitaxie jets moléculaires. La structure consiste en un émetteur Al_{0.37}Ga_{0.63}As de type n ($n \sim 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), une base GaAs de type p ($p \sim 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) et un collecteur GaAs de type n ($n \sim 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$). L'épaisseur de la base varie de 500 à 2500 Å. La sensibilité obtenue est $\geq 1 \text{ A/W}$; cette valeur est comparable aux données publiées dans la littérature pour des structures similaires.

High energy D₂O laser for collective Thomson scattering

PETER A. KRUG, R. BEHN, Q. H. DO, I. KJELBERG, A. SALITO, M. R. SIEGRIST and H. WEISEN, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne/Switzerland

An optically-pumped D₂O laser emitting at 385 μm has produced pulses exceeding 1 μs duration of energy approaching 1 J. The laser consists of an unstable resonator, filled with D₂O vapour and pumped by a CO₂ laser which comprises a hybrid oscillator and an e-beam preionized amplifier. Experiments have demonstrated that addition of a buffer gas to the D₂O can improve the maximum FIR output efficiency by about 30–40%.

Multimode phenomena in optically-pumped lasers

M. A. DUPERTUIS, R. R. E. SALOMAA and M. R. SIEGRIST, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne/Suisse

Multimode phenomena in optically-pumped lasers are studied by means of Lamb's semi-classical theory. The stability of single mode operation in a FIR laser is investigated under conditions typical of high-power FIR systems. The predictions are compared with experimental results.

Theory on the mode-structure of distributed feedback lasers

S. GNEPF and F. K. KNEUBÜHL, Solid State Physics Laboratory, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zurich, Switzerland

In distributed feedback (DFB) lasers feedback is provided by backward bragg scattering from periodic modulations of refractive index and/or gain of the laser medium. Usually DFB theories are restricted to small modulations [1], [2]. Recently a theory was developed [3], [4] which allows the calculation of the laser resonances also for strong modulations by using matrix techniques [5].

Resonance frequencies and threshold gain of a DFB structure with M periods of length L can be calculated from the following equations

$$\operatorname{Re} \beta L = \frac{N}{M} \pi + \frac{\phi}{M} \quad (1a)$$

$$\operatorname{Im} \beta L = -\frac{1}{M} \ln R \quad (1b)$$

where $N = M, M \pm 1, \pm 2, \dots$ and βL is calculated from the dispersion relation of the infinite DFB medium [6]

$$\cos \beta L = \frac{1}{2}(F_1(L) + F'_1(L)) \quad (2)$$

$F_{1,2}(L)$ denote the normalize solution of a complex Hill differential equation [3], [7].

R and ϕ are found from

$$R^2 e^{i2\phi} = r_L r_R \quad (3)$$

where $r_{L,R}$ denote the reflection coefficients of the floquet solutions [7] at the left and right boundary between a semi-infinite DFB medium and a free space half space. They are calculated from the normalized solutions by

$$r_{L,R} = -\frac{\frac{\omega}{c} F_2(L) \pm i(e^{\pm i\beta L} - F_1(L))}{\frac{\omega}{c} F_2(L) \pm i(e^{\mp i\beta L} - F_1(L))} \quad (4)$$

where ω denotes the angular frequency and c the speed of light in vacuum.

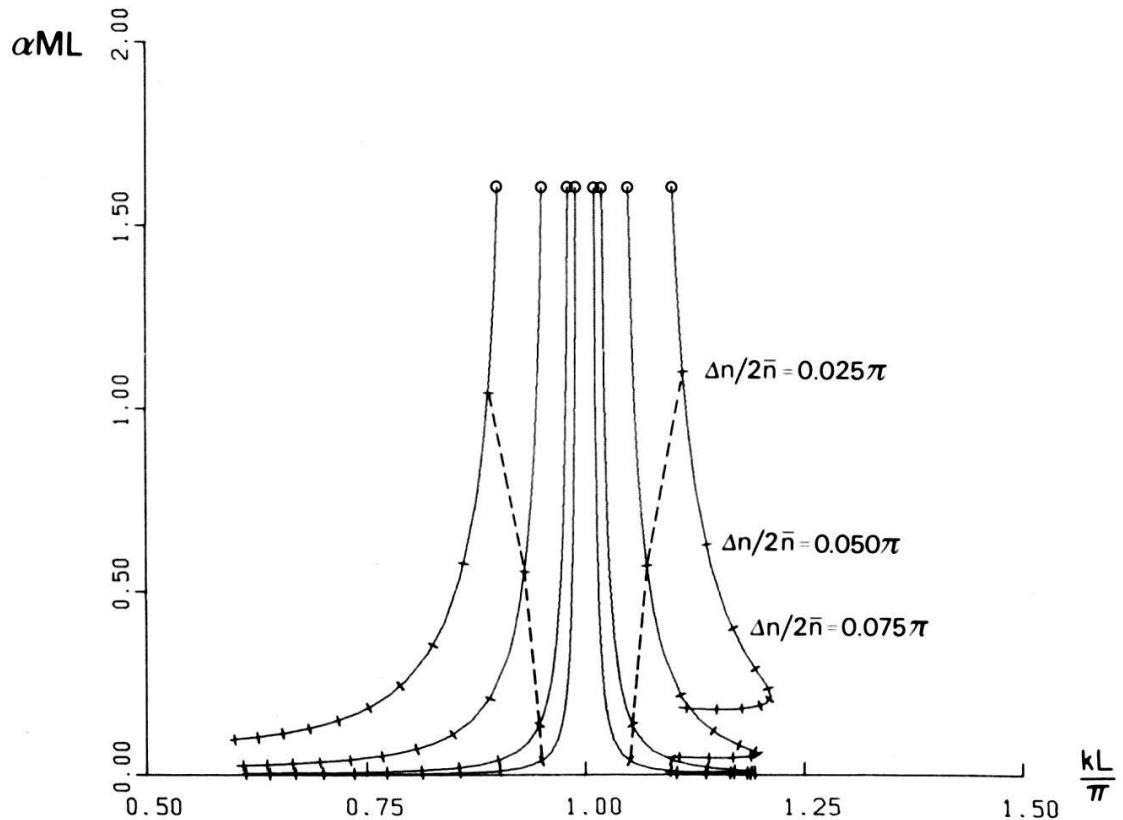


Figure 1

Threshold gain αML and resonance frequency $kL = (\omega/c)\bar{n}L$ of a finite DFB structure with $M = 100$ periods, length L , for the resonances with $N - M = \pm 1, \pm 2, \pm 5, \pm 10$ in the case of rectangular index modulation with average index $\bar{n} = 1.5$ and modulation strength $\Delta n/2\bar{n}$ growing in steps of $0.1 \cdot \pi/4$.

For $M \gg 1$ we can conclude from (1), that the global behaviour of the resonances is dominated by the form of the dispersion relations (2). As an example we consider the case of pure index modulation [6], characterised by stopbands of $\text{Re } \beta L(\omega)$. If $R \neq 0$ and $M \gg 1$ (1) will approximately be satisfied when

$$\text{Re } \beta L = N \frac{\pi}{M} \quad (5a)$$

$$\text{Im } \beta L \approx 0 \quad (5b)$$

From the dispersion relation it can therefore be concluded, that the resonance frequencies will be found only outside the stopband and will be shifted away from the Bragg frequency for growing modulation. This behaviour is demonstrated in Fig. 1 where we have calculated threshold gain αML as a function of resonance frequencies $kL = (\omega/c)\bar{n}L$ for a DFB structure with rectangular index modulation described by average index \bar{n} and modulation Δn [6].

In the case of pure gain modulation characterised [6] by a minimum of $\text{Im } \beta L$ near the Bragg frequency and a flat part of $\text{Re } \beta L$ in the same region, we find from (5) that the resonances for strong gain modulation will all be found near the minimum. This is demonstrated in Fig. 2 for a DFB structure with rectangular gain modulation defined by average gain α and modulation $\Delta\alpha$. The resonances are divided into two branches where the upper branch has positive average gain

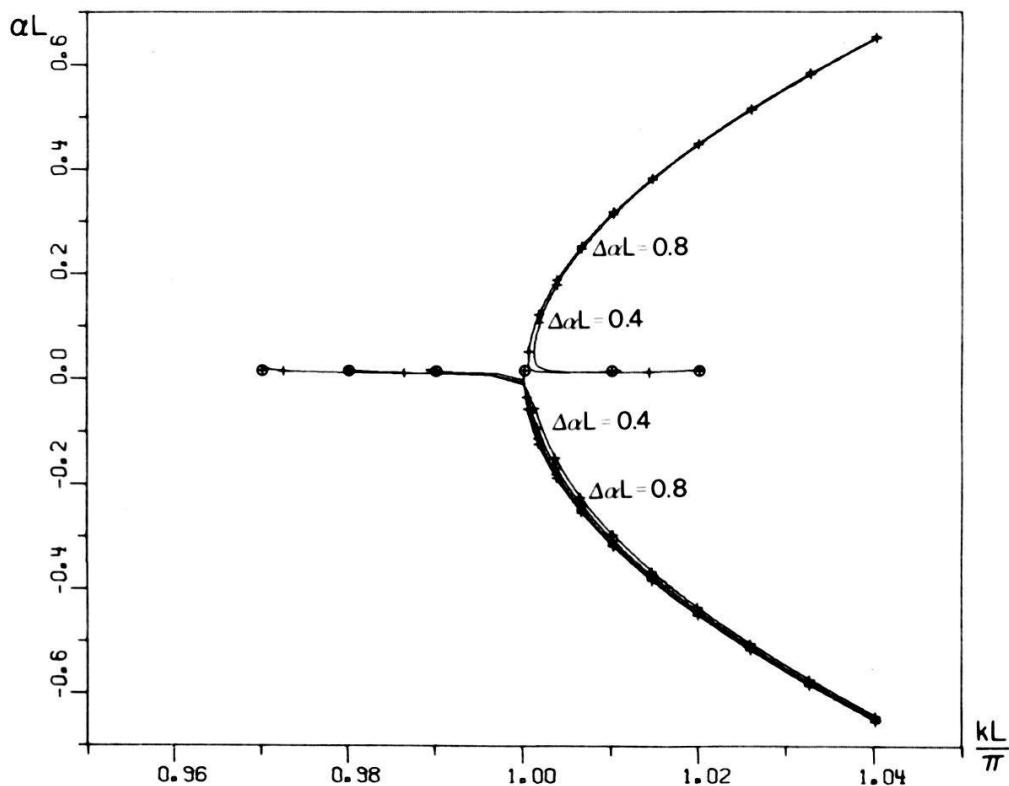


Figure 2

Threshold gain αL and resonance frequency $kL = (\omega/c)\bar{n}L$ of a finite DFB structure with $M = 100$ periods, length L . Rectangular gain modulation with $\Delta\alpha L$ growing in steps of 0.2 and uniform index $n = 1.5$.

and the lower one negative. This is similar to the Borrmann effect known from X-Ray diffraction theory [8].

REFERENCES

- [1] H. KOGELNIK and C. V. SHANK, *Coupled Wave Theory of Distributed Feedback Lasers*, J. Appl. Phys., 43, 2327–2335 (1972).
- [2] SHYH WANG, *Principles of Distributed Feedback and Distributed Bragg-Reflector Lasers*, IEEE J. Quantum. Electron. QE-10, 413–427 (1974).
- [3] S. GNEPF and F. K. KNEUBÜHL, *Theory on Distributed Feedback (DFB) Lasers Including Strong Modulations*, Proc. Int. Conf. on Lasers '81, New Orleans, Dec. 1981, STS press, McLean, VA, 390–397 (1982).
- [4] S. GNEPF and F. K. KNEUBÜHL, *Theory on Distributed Feedback Lasers*, Seventh International Conference on Infrared and Millimeter Waves, Marseille, Feb. 1983.
- [5] L. BRILLOUIN, *Wave Propagation in Periodic Structures*, McGraw-Hill, N.Y. (1946).
- [6] S. GNEPF, H. P. PREISWERK and F. K. KNEUBÜHL, *Dispersion Relations of Distributed Feedback Lasers with Strong Modulations*, H.P.A. 54, 296–299 (1981).
- [7] W. MAGNUS and S. WINKLER, 'Hill's Equation', J. Wiley Inc., N.Y. (1966).
- [8] B. W. BATTERMANN and H. COLE, *Dynamical Diffraction of X-Rays by Perfect Crystals*, Rev. Mod. Phys. 36, 681–717 (1964).

Grazing incidence far-infrared gas laser

D. WILDMANN, R. FURLER, H. P. PREISWERK, X. ZHENG* and F. K. KNEUBÜHL, Solid State Physics Laboratory, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zurich, Switzerland (* academic guest from Zhongshan University, Guangshou (Canton), China)

Dye lasers with a short laser cavity consisting of a diffraction grating used near grazing incidence and a resonant mirror permit narrow-band single-mode operation without intracavity beam expansion [1-4]. These grazing-incidence lasers are related to distributed feedback (DFB) lasers [5] since they operate in 2nd or 1st order DFB or Bragg reflection whenever grating and resonant mirror are parallel.

We have achieved first operation of a grazing-incidence gas laser by incorporating a waveguide consisting of a diffraction grating used at grazing incidence and a resonant metal mirror in a 496 μm CH_3F laser pumped by a 9.55 μm CO_2 laser. The experimental set-up shown in Fig. 1 is similar to the arrangements applied for the study of the first linear periodic [6] and helical [7] DFB gas lasers.

In our first experiments we observed a large number of well-defined resonances. An example is shown in Fig. 2, where the pulse power of the 496 μm emission is plotted as a function of the grating angle Φ for fixed angle δ and waveguide height h_0 which are indicated in Fig. 1. Figure 3 gives a survey on positions and intensities of the resonant emissions as functions of grating angle Φ and waveguide h_0 measured at the laser exit.

The resonance conditions [1-4] for the emissions of grazing incidence dye lasers cannot be used for the interpretation of the resonant 496 μm emissions of our grazing-incidence gas laser indicated in Fig. 3 because the separation of the diffraction grating from the resonant mirror is only of the order of a few laser wavelengths. In grazing-incidence dye lasers this separation is considerably larger. This implies that resonances of grazing incidence in dye lasers can be interpreted by Fraunhofer diffraction while in our gas laser they represent Fresnel diffraction in principle. However, we use a different approach based on waveguiding and DFB. We start with a wave propagation in the wedge-shaped waveguide structure characterized by a variable propagation constant $\beta(z)$ where z indicates the position on the axis. The electric field E of the wave at two close positions z , $z + \Delta z$ and times t , $t + \Delta t$ is represented by [8]

$$E(z + \Delta z, t + \Delta t) = E(z, t) \exp i(\omega \Delta t - \beta(z) \Delta z) \quad (1)$$

From this equation we derive a positive interference round-trip condition for the grazing incidence gas laser

$$\int_{z_0}^{z_1} \beta(z) dz = \pi N \quad (2)$$

In accordance with the resonance condition for linear periodic DFB gas lasers [7] which exhibit weak index modulation we put

$$N = 2M + q + \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \phi_c \quad (3)$$

where M indicates the number of periods between z_0 and z_1 , while q is the DFB mode number. The factor 2 is due to the fact that the resonance emissions of the

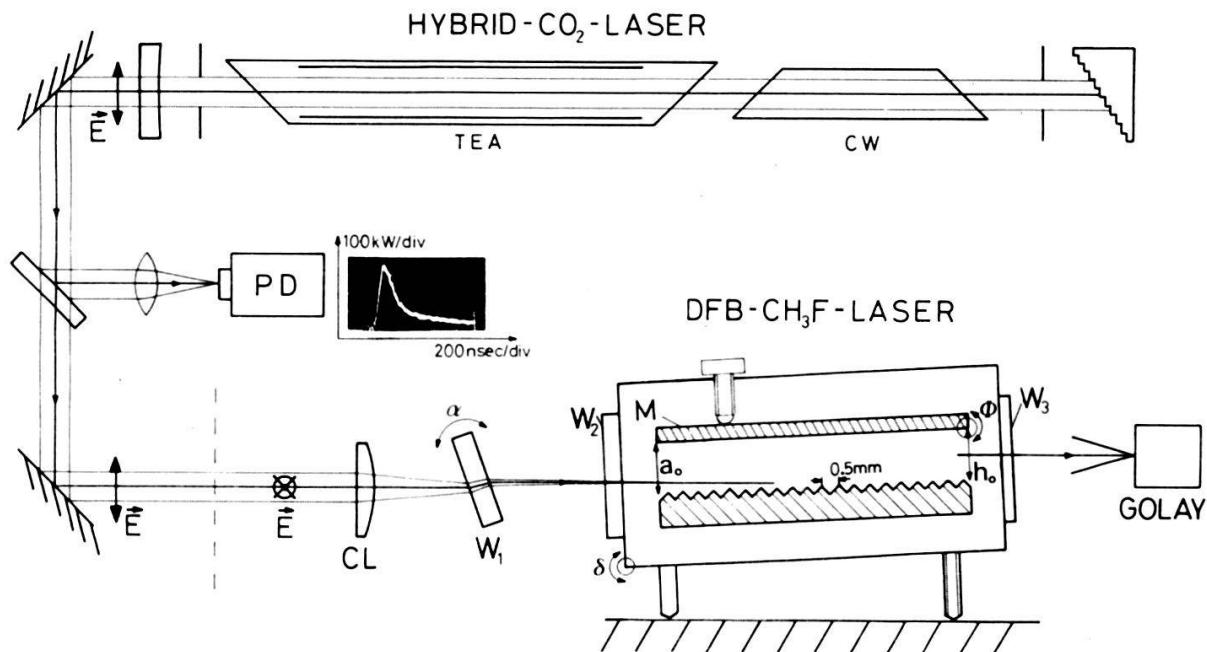


Figure 1
Experimental arrangement of grazing-incidence 496 μm CH_3F laser.

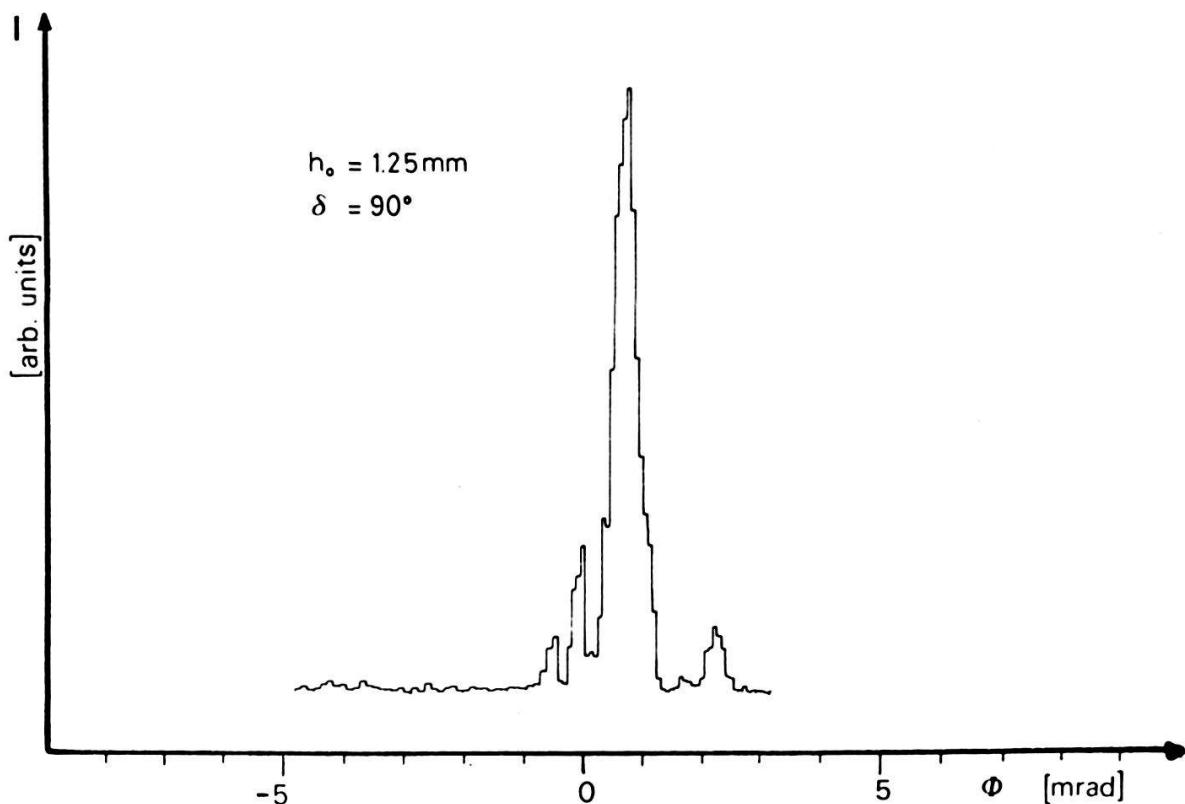


Figure 2
Example of resonant 496 μm laser emission.

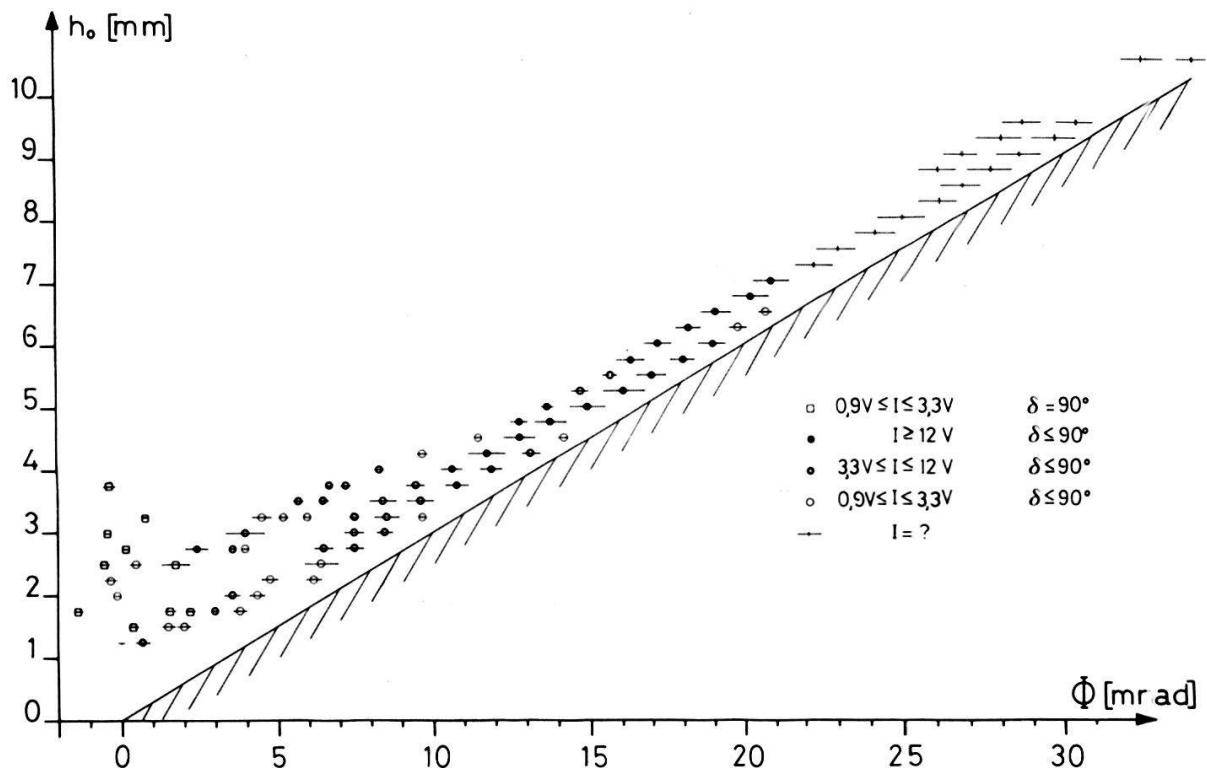


Figure 3

Resonances as functions of grating angle ϕ and waveguide height h_0 (see Fig. 1). I indicates pulse energy expressed in V of Golay output.

grazing-incidence gas laser are related to 2nd order DFB. ϕ_c represents the coupling phase.

Numerical evaluation of eqs. (2) and (3) provides conditions which describe the resonances shown in Fig. 3 in general. For detailed agreement, however, we have to improve theory and calculations.

This study is supported by the Swiss National Science Foundation, GRD of the EMD and ETH Zurich.

REFERENCES

- [1] I. SHOSHAN et al., J. Appl. Phys. 48, 4495 (1977).
- [2] M. G. LITTMAN and H. J. METCALF, Appl. Opt. 17, 2224 (1978).
- [3] M. G. LITTMAN, Opt. Lett. 3, 138 (1978).
- [4] S. SAIKAN, Appl. Phys. 17, 41 (1978).
- [5] H. KOGELNIK and C. V. SHANK, J. Appl. Phys. 43, 2327 (1972).
- [6] E. AFFOLTER, F. K. KNEUBÜHL, IEEE J. Quantum Electron., QE-17, 1115 (1981).
- [7] F. K. KNEUBÜHL, E. AFFOLTER, Infrared and mmWaves, ed. K. Button, Academic Press, N.Y. (1982), Vol. V, Ch. 6, 305.
- [8] H. P. PREISWERK et al., Phys. Lett. 93A, 15 (1982), IEEE J. Quantum Electron., in print.
- [9] Linear Accelerators, ed. P. M. Lapostolle, A. L. Septier, North Holland Publishing Company, Amsterdam (1970), Ch. A.2, 22.

Periodische Metallstrukturen für DFB CO₂-Laser

W. LEUTHARD, W. HERRMANN und F. K. KNEUBÜHL, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH,
Hönggerberg, CH-8093 Zürich

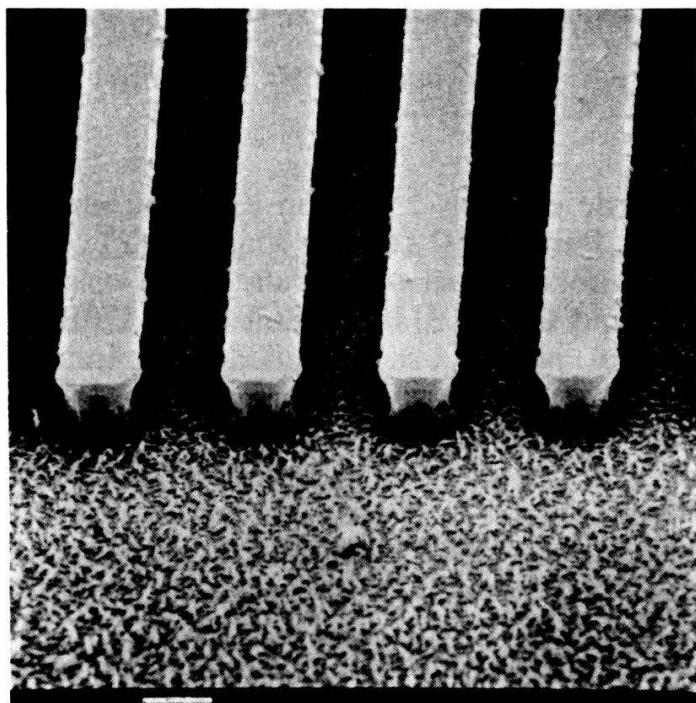
Distributed Feedback (DFB) wurde erstmals 1971 von Kogelnik und Shank [1] in einem Farbstofflaser eingeführt. Bereits 1972 schlug Marcuse [2] vor, DFB mit Hilfe von periodischen Wellenleiterstrukturen ebenfalls auf Gaslaser anzuwenden. Darauf versuchten Miles und Grow [3] lange Zeit einen DFB 10 μm CO₂ Laser zu realisieren, scheiterten jedoch aus technischen Gründen. Bei Atmosphärendruck-CO₂ Lasern hätte DFB den Vorteil, single-mode Betrieb trotz breitem Verstärkungsprofil des Lasergases bereits durch die Wellenleiterstruktur zu gewährleisten. Erst 1979 gelang es Affolter und Kneubühl [4] DFB bei einem Gaslaser zu bewerkstelligen, jedoch nicht an einem 10 μm CO₂ Laser, sondern an einem optisch gepumpten 469 μm CH₃F Laser. Gegenwärtig versuchen wir, die am DFB 496 μm CH₃F Laser gewonnenen Erkenntnisse zur Entwicklung eines DFB 10 μm CO₂ Lasers zu verwenden.

Bei CO₂-Lasern beträgt die Wellenlänge rund 10 μm. DFB erster Ordnung erfordert demnach eine Wellenleiterstruktur mit einer Periode von ca. 5 μm. Nach Marcuse [2], Miles und Grow [3] wird bei periodischen Wellenleiterstrukturen eine genügende Rückkopplung erst ab einer Modulationstiefe von mindestens $\lambda/5 = 2 \mu\text{m}$ gewährleistet. Wir versuchen periodische Wellenleiterstrukturen für DFB 10 μm CO₂ Laser herzustellen, indem wir in rechteckigen überdimensionierten Metallhohlleitern mit Höhen von etwa $5\lambda = 50 \mu\text{m}$ eine breite Wand ersetzen durch ein metallisches oder metall/dielektrisches Streifengitter mit Rechteckprofil.

Mit Photo-Lithographie konnten keine brauchbaren Masken zur Herstellung dieser genauen periodischen Strukturen gefertigt werden, weil das optische Auflösungsvermögen nicht genügt. Eine entsprechende Chrommaske konnte jedoch auf einer Elektronenstrahl-Lithographieanlage im IBM-Forschungslabor Rüschlikon in einer Grösse von $36 \times 42 \text{ mm}^2$ gezeichnet werden.

Die benötigte Furchentiefe von über 2 μm kann mit der üblichen lift-off Technik nicht erreicht werden. Dies würde eine Photoresist-Schicht von über 6 μm Dicke erfordern, sodass eine gleichmässiges lift-off nicht gewährleistet werden kann. Zur Herstellung der Struktur wurde deswegen eine 2 bis 6 μm dicke Titanschicht auf eine Quarzplatte aufgestäubt mit Balzers Sputron II. Die Quarzplatte von $45 \times 56 \text{ mm}^2$ zeigte eine maximale Abweichung von 1.5 μm von der idealen Ebene. Auf die elektrisch leitende Titanschicht wurde ca 2 μm Photoresist aufgeschleudert. Der Photoresist wurde durch die Chrommaske belichtet. Durch die Wahl der Belichtungszeit konnte die Stufenform verändert werden.

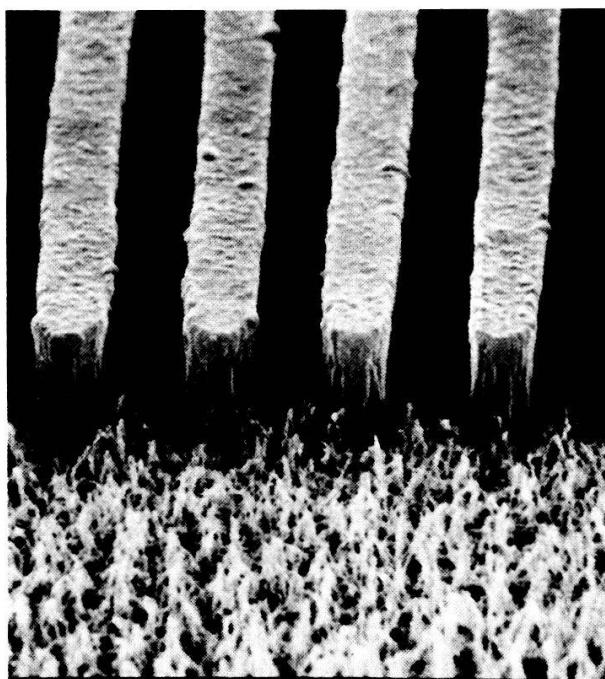
Nach dem Entwickeln wurde eine 2000 Å dicke Al-Schicht aufgedampft. Der übrigbleibende Photoresist wurde durch lift-off entfernt. Bei der nun folgenden Plasma-Aetzung diente die Al-Struktur als Maske. Dabei wurde das vom Al nicht bedeckte Ti bis auf das Quarzglas weggeätzt. Dadurch bildete sich die Struktur aus, wobei das Al weiterhin auf den nichtgeätzten Titanbahnen blieb. Dieses Al könnte nun seinerseits weggeätzt werden und durch ein anderes Metall ersetzt werden. Allerdings wären nun auch die Strukturtäler mit dem neu aufgedampften Metall bedeckt.



Figur 1
Struktur Ti auf Quarz mit $4.8 \mu\text{m}$ Periode und $2.4 \mu\text{m}$ Tiefe.

Das Resultat ist ersichtlich in den Photos der Figuren 1 und 2, wo Strukturen mit Furchentiefen von $2.4 \mu\text{m}$ und $6 \mu\text{m}$ dargestellt sind. Diese beiden Bilder wurden mit dem Rasterelektronenmikroskop 'Cambridge Instruments Stereoscan Mark IIA' aufgenommen.

Anstelle von Quarz verwenden wir auch Titan als Trägermaterial. Die Titanträger wurden von der Firma A. W. Stähli AG, CH-2542 Pieterlen/Biel,



Figur 2
Struktur Ti auf Quarz mit $4.8 \mu\text{m}$ Periode und $6 \mu\text{m}$ Tiefe.

beidseitig geläppt und einseitig bis auf eine maximale Abweichung von 1 bis 2 μm von der idealen Ebene poliert. Auf die $45 \times 56 \text{ mm}^2$ grossen Titanträger wurde wiederum eine ca. $2 \mu\text{m}$ dicke Photoresistschicht aufgeschleudert. Das weitere Vorgehen entsprach dem oben beschriebenen Verfahren mit den Quarzplatten als Träger. Da die Struktur aus dem Trägermaterial herausgeätzt wurde, entstanden keine Haftprobleme durch Aufdampfen. Auch besitzen nun Träger und Struktur dieselbe thermische Ausdehnung.

Grossen Dank schulden wir Herrn P. Vettiger vom IBM-Forschungslabor Rüschlikon für die Herstellung der Chrommaske. Unsere Forschung wird unterstützt von der ETH Zürich, dem Schweizerischen Nationalfonds und der GRD vom EMD.

REFERENZEN

- [1] H. KOGELNIK and C. V. SHANK, Appl. Phys. Lett. 18, 152 (1971).
- [2] D. MARCUSE, IEEE J. Quantum Electron. QE-8, 661 (1972).
- [3] R. O. MILES and R. W. GROW, J. Opt. Soc. Am. 66, 292 (1976); IEEE J. Quantum Electron. QE-14, 275 (1978); IEEE J. Quantum Electron. QE-15, 1396 (1979).
- [4] E. AFFOLTER and F. K. KNEUBÜHL, Phys. Lett. 4A, 407; IEEE J. Quantum Electron. QE-17, 1115 (1981).

Diffraction gratings covered by diffusers detected by photon cross-correlation of the moving speckle patterns

E. ROY PIKE, Royal Signals and Radar Establishment, Great Malvern, WR14 3PS, UK
 KARL M. JAUCH, Sodeco-Saia SA, CH-1211 Geneva 16, Switzerland

A diffraction grating covered by a diffuser and illuminated by a coherent beam of light produces broad intensity distributions around the directions determined by the grating constants. We have shown that photon counting techniques applied to the moving speckle pattern allow determination of these underlying directions. We have verified the relationship between the grating constants, the correlation length of the diffuser and the normalized value of the intensity spatial cross-correlation function $g^{(2)}$, as well as determined the conditions which the motion has to satisfy in order to generate suitable statistics.

Flüssigkeitsdynamik

Fortpflanzung von laser-induzierten akustischen Impulsen in Flüssigkeiten

M. TERZIC¹⁾ und M. W. SIGRIST, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, CH-8093 Zürich

Der Einfluss der Beugung auf den zeitlichen Verlauf von laser-induzierten ebenen akustischen Wellen während ihrer Fortpflanzung in Flüssigkeiten wurde theoretisch und experimentell untersucht. Mit einer Näherungsfunktion für die

¹⁾ Akademischer Gast der Universität Novisad, Jugoslawien.

zeitliche Abhängigkeit der erzeugenden Laserimpulse wurden Rechnungen sowohl für den Fall der freien als auch der bedeckten Flüssigkeitsoberfläche durchgeführt. Die Experimente erfolgten mithilfe von senkrecht auf die Flüssigkeitsoberfläche einfallenden Impulsen eines Hybrid-CO₂-Lasers mit nachfolgender piezoelektrischer Detektion der erzeugten akustischen Signale bei verschiedenen Distanzen. Bei bedeckter Oberfläche bildet sich beispielsweise hinter der anfänglich reinen Kompressionswelle eine wachsende Dilatationszone aus in Uebereinstimmung mit der Theorie.

Temperature dependence of laser-induced acoustic signals in water

R. MEIER, J. ARNESSON and M. W. SIGRIST, Solid State Physics Laboratory, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zurich, Switzerland

Laser-generated acoustic signals in liquids have been used for absorption spectroscopy in weakly absorbing liquids [1] as well as for the study of nonlinear acoustics in strongly absorbing liquids [2, 3]. In this report another application is discussed which yields information on the generating process itself.

In contrast to the investigations mentioned above where the detection of the acoustic pulses has been performed piezoelectrically we use the optical light deflection (OLD) technique [4] for the recording of the acoustic transients. This non-contact method, which is applied for the first time in such a study, is based on the pressure-induced change of the refractive index n of the liquid. This change Δn can be measured by recording the deflection of a weak probe beam which is traversed perpendicularly by the acoustic transient.

Our experimental setup is shown in Fig. 1. The unfocused beam of a hybrid CO₂ laser is incident perpendicular onto the surface of the liquid. Part of the beam is split off and recorded by a photon drag detector. The laser pulselength is ≈ 180 ns and the pulse energy is kept below 0.3 J in order to prevent vaporization of the liquid. Thus, the acoustic pulses are generated by the pure thermoelastic process. Furthermore the laser is tuned to a wavelength which is strongly absorbed by the liquid. Under this condition plane waves are generated. The probe beam is a HeNe laser beam which is focused into the liquid from the side.

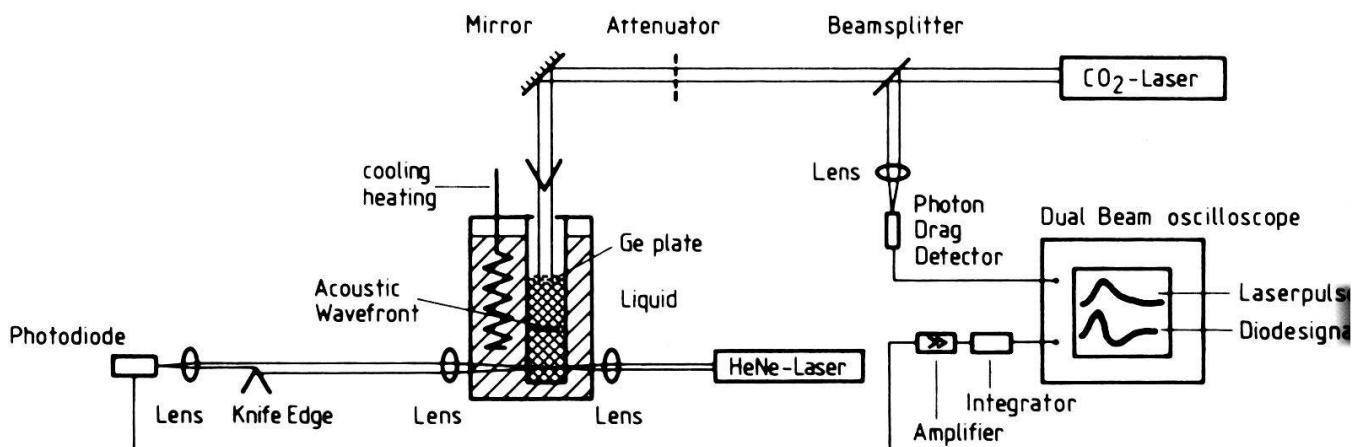


Figure 1
Schematic diagram of the experimental arrangement.

A knife edge cuts off half of the beam. The beam deflection as a function of the time can then easily be detected by a photodiode and be related to the pressure transient. The time resolution of this method is given by the transit time Δt of the acoustic wave through the width of the probe beam. In our setup Δt is approximately 30 ns, i.e. the time resolution is somewhat worse than with our piezoelectric detection [3], yet it can be further improved by a better focusing of the probe beam.

We applied the OLD technique to the study of the temperature dependence of laser-induced acoustic signals. For this purpose the glass cell containing the water under study was surrounded by a temperature-controlled bath in a second glass container as is seen in Fig. 1. Since in a thermoelastic process the acoustic signal is generated exclusively by the thermal expansion of the liquid, the peak pressure amplitude p is expected to be proportional to the thermal expansion coefficient β . Since β changes its sign in water at 4°C pressure measurements in the temperature range around 4°C are of special interest. In Fig. 2 the acoustic

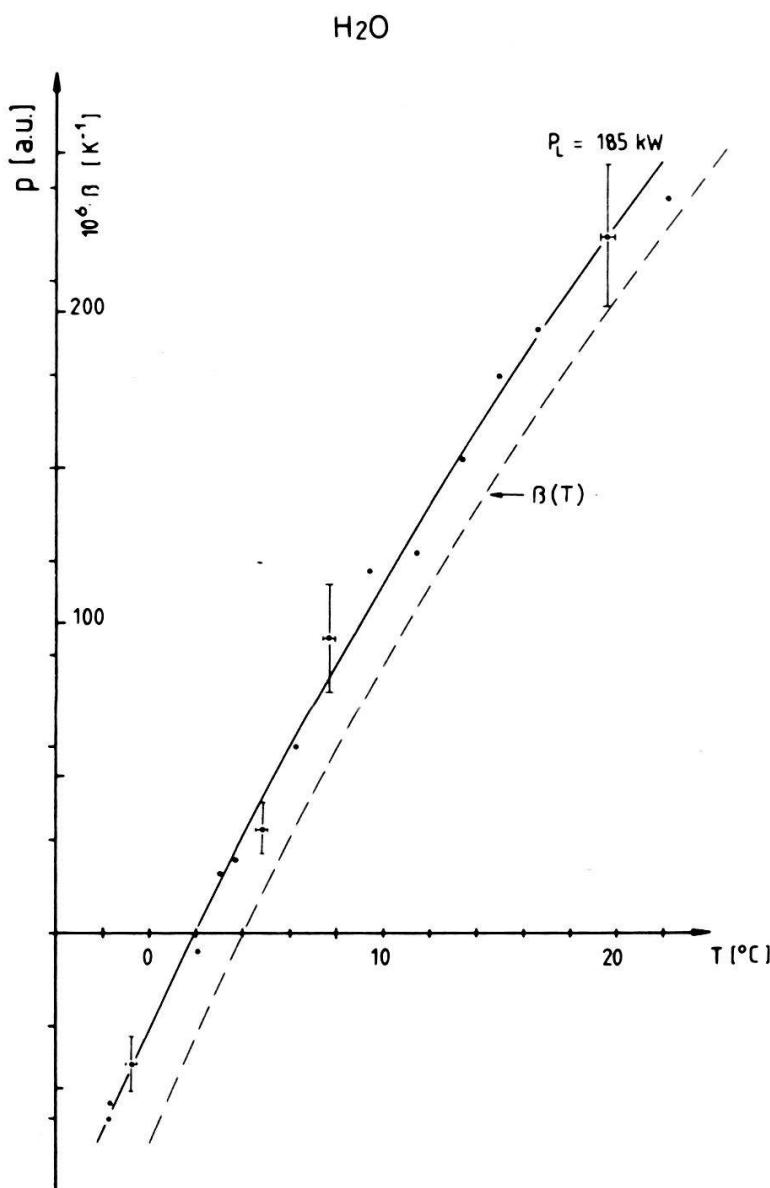


Figure 2
Temperature dependence of the observed peak pressure p in distilled water compared to that of the thermal expansion coefficient β .

amplitude measured in distilled water 1 cm below the surface is plotted as a function of the temperature T at an incident laser peak power P_L of 185 kW. In addition $\beta(T)$ is plotted from literature data [5] in units of 10^{-6} K^{-1} . It is clearly seen that $p(T) \propto \beta(T+2)$, i.e. $p(T)$ also changes its sign but at 2°C and not at 4°C as expected.

Our result disagrees with experimental data by Tam et al. [6] where no temperature shift between $p(T)$ and $\beta(T)$ was found. However, those measurements were performed in the visible spectral range where the absorption of pure water is very weak and consequently the amount of the absorbed laser energy was by a factor of 10^4 to 10^5 smaller than in our experiment. On the other hand a similar temperature shift between $p(T)$ and $\beta(T)$ like in our experiment was recently found by Lyamshev et al. [7]. The authors attributed this shift to the lowering of the zero-crossing point of $\beta(T)$ caused by some cupric chloride which they had added to the water for increasing its absorptivity at the wavelength of their Nd:YAG laser. In addition, Hunter et al. [8] also reported a similar result obtained in a water/dye mixture with the aid of Ruby laser-induced acoustic pulses. They explained the observed temperature shift by a second, nonthermal mechanism, possibly microbubble production by the laser beam.

In conclusion, our experimental results, which are the first that have been obtained in pure water at a laser wavelength of strong absorption, are not yet entirely understood. Our present results also point to the existence of nonthermal mechanisms which will be investigated in future studies.

This work was supported by the ETH Zurich.

REFERENCES

- [1] A. C. TAM, C. K. N. PATEL and R. J. KERL, Opt. Lett. 4, 81 (1979).
- [2] M. W. SIGRIST and V. G. MIKHALEVICH, Appl. Phys. B 28, 146 (1982).
- [3] M. W. SIGRIST and V. G. MIKHALEVICH, Proc. Lasers '82, New Orleans (USA), STS Press 80 (1983).
- [4] W. ZAPKA and A. C. TAM, Appl. Phys. Lett. 40, 310 (1982).
- [5] R. C. WEAST, Ed., *Handbook of Chemistry and Physics*, 53rd edn, CRC Press (1972).
- [6] A. C. TAM and C. K. N. PATEL, Appl. Optics 18, 3348 (1979).
- [7] M. L. LYAMSHEV, V. G. MIKHALEVICH and G. P. SHIPULO, Sov. Phys. Acoust. 26, 126 (1980).
- [8] S. D. HUNTER, W. V. JONES and D. J. MALBROUGH, J. Acoust. Soc. Am. 69, 1563 (1981).

Instabilitäten und Strukturierung von Flüssigkeitsoberflächen im nichtlinearen Potential

E. LÜSCHER und A. HÜBLER, Physik-Department der Technischen Universität München,
D-8046 Garching, BRD

Zunächst soll versucht werden, für die Strukturierung flüssiger Grenzflächen eine Modellvorstellung zu entwickeln. Man betrachtet zu diesem Zweck ein mechanisches Modell, welches aus drei Teilsystemen besteht und sich durch folgende Lagrange-Funktion beschreiben lässt:

$$L = \frac{1}{2}m \sum_1^3 \dot{\varepsilon}_i^2 + \frac{1}{2}c' \sum_1^3 \varepsilon_i^2 - \frac{1}{2}c[\varepsilon_1^2 + (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)^2 + (\varepsilon_3 - \varepsilon_2)^2 + \varepsilon_3^2] \quad \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 = 0 \quad (1)$$

ε_i = Auslenkung, c' = Destabilisationskonstante
 c = Federkonstante, m = Masse eines Teilsystems

Die Rayleigh Dissipationsfunktion soll lauten:

$$F = \frac{1}{2}\eta(\dot{\varepsilon}_1^2 + \dot{\varepsilon}_3^2) \quad \text{mit der Reibungskonstante } \eta. \quad (2)$$

Aus den Lagrange-Gleichungen ergeben sich folgende Eigenfunktionen:

$$E_1 = 1 \cdot \varepsilon_1 + 0 \cdot \varepsilon_2 - 1 \cdot \varepsilon_3 \quad \text{mit den Eigenwerten}$$

$$\lambda_{1/2} = -\frac{1}{2}\eta \pm \frac{1}{2}[\eta^2 + 4(c' - c)]^{1/2}$$

$$E_2 = 1 \cdot \varepsilon_1 - 2 \cdot \varepsilon_2 + 1 \cdot \varepsilon_3 \quad \text{mit den Eigenwerten}$$

$$\lambda_{3/4} = -\frac{1}{6}\eta \pm \frac{1}{2}[(\eta/3)^2 + 4(c' - \frac{7}{3}c)]^{1/2}$$

Erhöht man die Destabilisationskonstante c' langsam, so lassen sich vier Typen von Bewegungsabläufen klassifizieren:

- (a) Ist $c' < c$, sind beide Moden gedämpft;
- (b) Ist $c < c' < \frac{7}{3}c$, so wächst die langwellige Eigenmode E_1 exponentiell an, d.h. das System strukturiert sich. Die kurzwellige Mode E_2 , benachteiligt durch die größeren Federspannungen, ist noch gedämpft.
- (c) Für $c' > \frac{7}{3}c$ wächst auch die zweite Eigenmode.
- (d) Für $c' > a$ dominieren Reibungsverluste, und die kurzwellige Eigenmode E_2 wächst wesentlich schneller als die langwellige Mode E_1 , $a = 4(c/\eta)^2 + 3c$.

Sind die Stempel eng benachbart, so führt die electrostatische Abstoßung der Stempel untereinander zu einem kleineren oder negativen c -Wert. In diesem Fall wächst die kurzwellige Mode E_2 für alle c' -Werte am schnellsten. Damit ergibt sich:

- Die kurzwellige Struktur, begünstigt durch die Reibung, baut sich auf, falls die Destabilisationskonstante c' wesentlich schneller auf einen großen Wert bezüglich der Federkonstante c erhöht wird, als das System folgen kann, oder bei großer Haftreibung oder bei negativer Federkonstante c .
- die langwellige Struktur baut sich auf, wenn c' nur geringfügig größer als die Federkonstante c ist.

Ähnliche Aussagen lassen sich analog aus einem Modell mit beliebig vielen Kondensatoren folgern. Im Folgenden sei an Hand einiger Experimente das Auftreten einer derartigen Strukturierung demonstriert.

Man betrachtet einen horizontal aufgestellten Plattenkondensator ($\phi = 20$ cm, Plattenabstand 1 cm), der teilweise mit Vak.-Pumpenöl (runder Öltropfen, Höhe 1 mm, Durchmesser 30 mm) und teilweise mit Luft gefüllt ist und unterteilt ihn in nummerierte Zellen. Die Zellen können je nach Leitfähigkeit mehr oder minder schnell mit den Nachbarzellen Öl, Ladungen und Energie austauschen. Im Inneren jeder Zelle soll fast Gleichgewicht herrschen. Betrachtet man nur die Höhe des Ölstands als Freiheitsgrad der einzelnen Zellen, so besteht eine Strukturierung des Makrosystems darin, daß die Höhe jeder Zelle unterschiedlich ist. Der hydrostatische Druck sowie die Oberflächenspannung führen zu einer Kraft analog zu der der Federkonstante c im Modell, die den homogenen Zustand begünstigt. Die nichtlineare Kraft der Elektronen im Potential der oberen Kondensatorplatte und die elektrostatische Abstoßung der Elektronen untereinander, wirkt dieser Kraft entgegen. Die Modenanalyse [1] eines mechanischen Analogons aus kleinen Kondensatorplatten ergibt (3) $c' = -(\partial^2 V / \partial \varepsilon_i^2)$

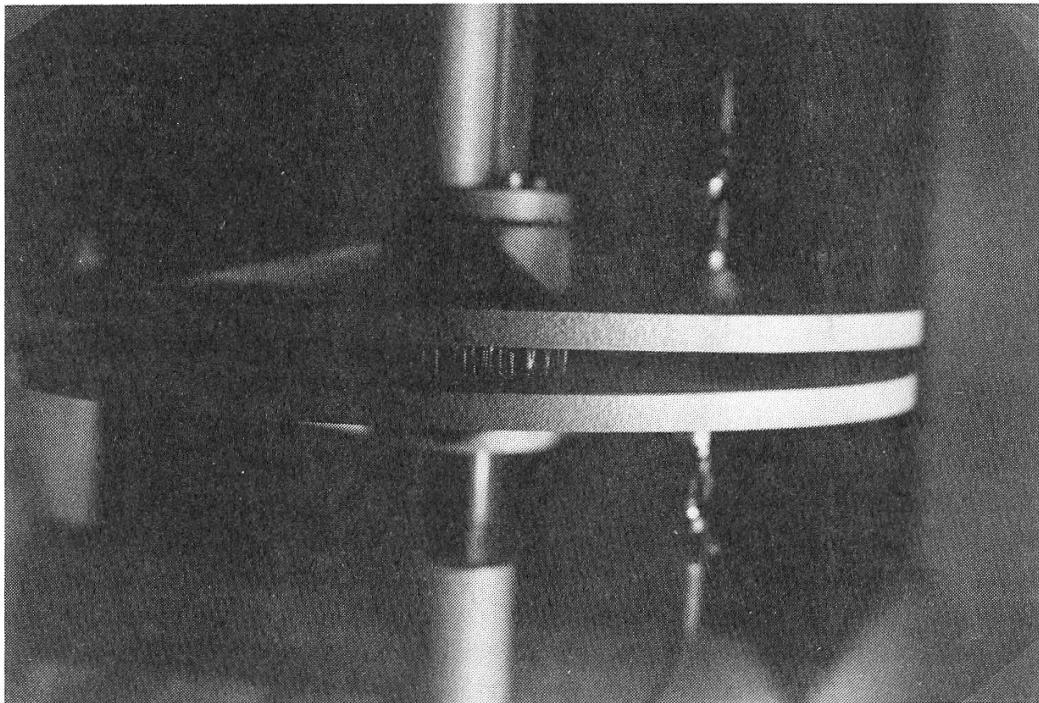


Abbildung 1
Ein periodisches Muster aus Ölsäulen (Abstand 6 mm).

(V = elektrostatische Energie des Feldes zwischen den Platten). Begrenzt man die Menge des Öls ($\epsilon_1 + \epsilon_2 + \epsilon_3 = 0$ beim Modell), so baut sich oberhalb einer kritischen Spannung (ca. 15 kV) ein periodisches Säulenmuster auf. In der Mitte der Säulen fließt das Öl nach oben, am Rand nach unten. Ersetzt man das Öl, bzw. die Luft, durch andere Medien, so ergeben sich ähnliche Strukturen (z.B. Ketten aus Wasserperlen im Öl). Benutzt man als Medien Wasser und feuchte Luft und prägt dem System anstatt der konstanten Spannung einen konstanten Strom auf, so erhält man ein System, das sich unter dem Einfluß eines Nichtgleichgewichts strukturiert. Setzt man die Ortsabhängigkeit des elektrischen Widerstands als nichtlinear an (Überschlag), so ergibt sich für ein Modell aus kleinen Plattenkondensatoren ein ϵ -abhängiges elektrostatisches Potential und mit (3) c' . Oberhalb einer kritischen Spannung führt eine kleine Deformation der Wasseroberfläche zum Überschlag und damit zu einer drastischen Reduzierung des Widerstands. Ausgelöst durch eine kleine Störung baut sich eine stehende Wasserwelle auf, an deren Scheiteln bei fast jeder Oszillation ein Überschlag erfolgt.

Die elektrostatische Kraft kann auch durch eine hydrodynamische Kraft ersetzt werden. Erzeugt man in einem horizontalen Rohr (ϕ 15 mm), das zu 30% mit Öl gefüllt ist eine stehende Schallwelle, so wirkt auf die Flüssigkeitsoberfläche eine Kraft nach oben, die mit der Schallschnelle wächst. Eine Deformation der Flüssigkeitsoberfläche am Schwingungsbauch bewirkt eine Verringerung der Luftraumquerschnittsfläche und damit eine Erhöhung der Schallschnelle. Dies bedeutet, daß auf eine Deformation, ähnlich wie bei einem elektrostatischen Potential, eine Kraft wirkt, die hyperbolisch wächst [2]. Während in den ersten vier Experimenten Versuche vorgestellt wurden, bei denen die zu erwartende Struktur groß ist, d.h. etwa die Skala der äußeren Geometrie (Abstand der Platten,



Abbildung 2
'Bäumchenartige' Strukturen aus Öl.

Rohrdurchmesser) besitzt, wird im folgenden ein Experiment mit wesentlich kleinerer Skala vorgestellt. Auf einer leicht geneigten Glasplatte (Neigungswinkel 1°) werden zwei längliche Elektroden ($20 \text{ cm} \times 1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$) angebracht. An der tiefer gelegenen Elektrode wird Öl auf die Glasplatte gegossen, welches die Elektrode benetzt. Legt man eine Spannung (10 kV) an die Elektroden an, so strukturiert sich die Kante des Öltropfens mit einer Skala von ca. 1 mm (Abb. 2). Die Federkonstante c ist nicht wie bei den ersten Experimenten durch den hydrostatischen Druck verstärkt, sondern durch die starke Aufladung der Kante stark verringert. Ferner ist die Haftreibung des Öls groß, was dazu führt, daß sich das System erst bei sehr großer Destabilisationskonstante c' strukturiert.

REFERENZEN

- [1] H. HAKEN, *Synergetics* (Springer, Berlin 1978).
- [2] A. HÜBLER, G. SCHUBERT und G. MAYER-KRESS, in *Chaos and Order in Nature*, ed.: H. Haken (Springer, Berlin 1981).

Quasilinear theory of inhomogeneous magnetized plasmas interacting with electromagnetic fluctuations

F. YASSEEN and J. VACLAVIK, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, Av. des Bains, CH-1007 Lausanne

We report on the generalization of the quasilinear theory of an inhomogeneous magnetized plasma to include interactions with electromagnetic fluctuations.

Laser-Gas Wechselwirkungen

Temperature dependence of the water-vapor absorption at CO₂ laser wavelengths

J. HINDERLING, P. MEYER and M. W. SIGRIST, Solid State Physics Laboratory, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zurich

The primary cause of the water-vapor continuum absorption within the 8–14 μm atmospheric window is controversial. The residual absorption can be explained only partially by monomer absorption of water vapor. Homomolecular equilibrium water clusters with a strong librational band at $\nu \approx 782 \text{ cm}^{-1}$ [1], nonequilibrium dimers [2] and large aggregates of water vapor [3] have been suggested as possible sources of the continuum absorption. On the other hand new calculations for the pressure-broadened line shape of water monomers have been proposed as an alternative [4].

On the basis of present experimental data the real cause of the continuum absorption cannot be explained conclusively. Thus we performed new laboratory experiments on both the pressure and the temperature dependence of the spectral absorption in unsaturated water vapor. In addition the possible contribution of water dimers has been studied for the first time in supersaturated vapor. Since the absorption coefficients to be measured are of the order of 10^{-6} cm^{-1} the highly sensitive laser photoacoustic spectroscopy has been used for our investigations.

Our experimental setup and first results on the absorption spectrum have been described previously [5]. Within the spectral range of the grating-tuned CO₂ laser water vapor exhibits a number of lines, e.g. at 10 R(20), superimposed on the continuum. Further experiments were devoted to measure the dependence of the line and the continuum absorption on the partial pressure of the water vapor [6]. A quadratic pressure dependence was found for the continuum absorption in agreement with both line shape and dimer models. This type of experiment is therefore not ideally suited for evaluating the contribution of the dimers. For this reason studies in supersaturated water vapor where the ratio between the dimer and monomer concentration is larger than in unsaturated vapor have been performed. A home-made diffusion chamber acting as a spectrophone allowed measurements of the absorption as a function of the supersaturation ratio [6]. A drastic difference between line and continuum absorption was found [7]. Our results indicated that at least for high relative humidity the absorption by dimers has to be taken into account within the 10 μm wavelength region.

An eventual contribution of dimers to the continuum absorption would also be manifested in unsaturated vapor, namely in the temperature dependence of the absorption. This is because the dimer concentration decreases rapidly with increasing temperature. In order to study this relationship measurements have been carried out using a cylindrical photoacoustic cell out of copper with an acoustic resonance at 2180 Hz with a Q-value of 310. The temperature of the cell walls and the Brewster windows was adjusted to the desired value whereas the temperature of the tube connections and the pressure gauge was kept constant at a higher level. The calibration of the apparatus as a function of the temperature was done by a certified mixture of ethylene and nitrogen. The temperature dependence of the absorption cross section of ethylene was taken into account by

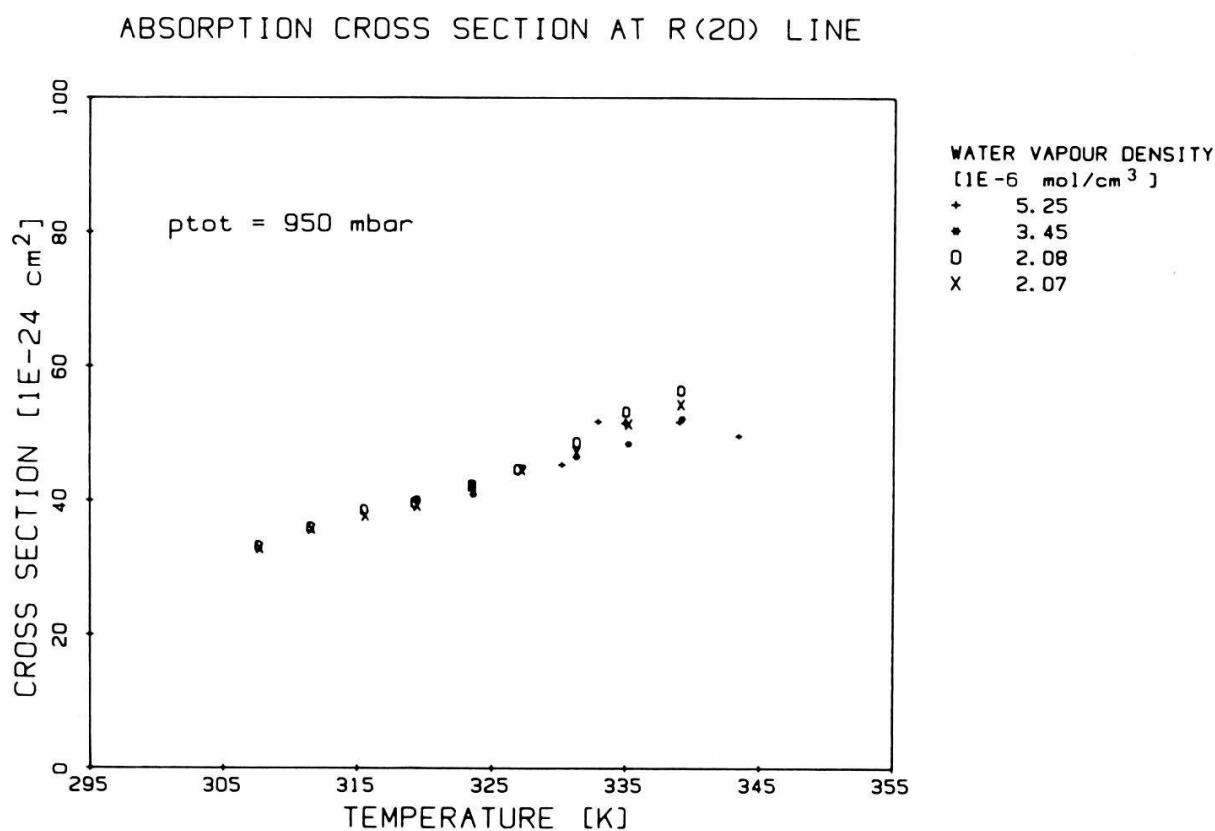


Figure 1

Absorption cross section of water vapor vs. temperature at the 10 R(20) CO_2 laser transition. Experimental data corresponding to four different vapor densities are plotted.

using published data by U. Persson et al. [8]. The ultimate sensitivity of our spectrophone which is determined mainly by the acoustic background from the window heating corresponded to an ethylene concentration of 4 ppb.

Our first experiments with this new cell were devoted to the study of the temperature dependence of the line absorption at the 10 R(20) laser transition. In Fig. 1 the absorption cross section of water vapor is plotted versus the temperature for four different vapor densities. These measurements were made by cooling down the vapor/nitrogen mixture close to the dew-point. At any time the total pressure in the cell was kept at 950 mbar by adding pure nitrogen, i.e. the number of water molecules was constant. However, it has to be noted that the vapor pressure varies from one data point to the other reaching a maximum value of 150 mbar. As we have shown earlier [6] the absorption coefficient at the 10 R(20) laser transition is proportional to the partial pressure up to 30 mbar, i.e. the absorption cross section is independent on the partial pressure p . New measurements up to $p = 130$ mbar at different temperatures demonstrated that at most the cross section only depends weakly on p . The good coincidence of the four data plots in Fig. 1 confirms this statement.

In conclusion, the nearly linear increase of the absorption cross section with increasing temperature is not related to the varying vapor pressure but is a pure temperature effect which has not yet been analyzed in detail. Future investigations on the temperature dependence of the continuum absorption should yield information on the dimer contribution to the continuum absorption as well as on the binding energy of the dimer.

This work was supported by the GRD of EMD and by the ETH Zurich.

REFERENCES

- [1] D. F. COKER, J. R. REIMERS and R. O. WATTS, Aust. J. Phys. 35, 623 (1982).
- [2] A. M. ZAVODY, R. J. EMERY and H. A. GEBBIE, Nature 277, 462 (1979).
- [3] H. R. CARLON, Infrared Physics 22, 43 (1982).
- [4] M. E. THOMAS and R. J. NORDSTROM, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 28, 103 (1982).
- [5] J. HINDERLING and M. W. SIGRIST, Helv. Phys. Acta 54, 637 (1981).
- [6] J. HINDERLING, M. W. SIGRIST and F. K. KNEUBÜHL, Proc. Lasers '82, New Orleans, STS Press, C6, 559 (1983).
- [7] J. HINDERLING, M. W. SIGRIST and F. K. KNEUBÜHL, J. de Physique-Colloque, 1983, in print.
- [8] U. PERSSON, B. MARTHINSSON, J. JOHANSSON and S. T. ENG, Appl. Opt. 19, 1711 (1980).

Messung der Lebensdauer niederenergetischer Elektronen in Luft

R. FRÖHLICH, H. BURTSCHER und A. SCHMIDT-OTT, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Hönggerberg, CH-8093 Zürich

Der Nachweis freier Elektronen in Luft, die z.B. durch Photoionisationsprozesse entstehen, kann dadurch erfolgen, dass die Elektronen durch einen kurzen Hochspannungspuls soweit beschleunigt werden, dass Ladungsträgervervielfachung eintritt. Die entstehenden Townsend-Lawinen werden optisch nachgewiesen.

Für solche Messungen ist es wesentlich, die Lebensdauer der Elektronen zu kennen. Werden die Elektronen durch Photoemission mittels eines Laserpulses erzeugt auf den in definiertem, variablem Zeitabstand der Hochspannungspuls zum Nachweis der Elektronen folgt, kann die Lebensdauer niederenergetischer Elektronen bestimmt werden.

Filtres d'absorption dans l'infrarouge lointain

A. SALITO et M. R. SIEGRIST, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21. Av. des Bains, CH-1007 Lausanne

Une possibilité de réaliser des filtres dans l'infrarouge lointain est fondée sur les absorptions des gaz moléculaires; ces absorptions sont dues à des transitions entre niveaux rotationnels. Ce type de filtres permet d'obtenir de très grands coefficients d'atténuation (>-60 db) et des facteurs de qualité $\Delta f/f$ de l'ordre de 1000.

Une étude expérimentale est effectuée pour sélectionner des molécules avec une absorption sélective autour de la raie de 385 μm d'un laser à D_2O . Un tel filtre pourrait servir pour éliminer la lumière parasite dans une expérience à diffusion Thomson.

Séparation isotopique par nucléation sélective de clusters induite par laser infrarouge

R. MONOT, J.-M. ZELLWEGER, P. MELINON, J.-M. PHILIPPOZ et H. VAN DEN BERGH, Institut de Physique Expérimentale et Institut de Chimie-Physique, EPFL, CH-1015 Lausanne

La détente d'un mélange de gaz (ou d'isotopomères) à travers un petit orifice dans une enceinte où règne une pression bien inférieure, peut provoquer plusieurs effets bien connus de séparation isotopique. Les taux d'enrichissement sont toutefois petits en raison de la faible différence de masse entre les isotopomères. Nous présentons les résultats d'une expérience dans laquelle la petite différence de masse entre isotopomères SF₆ est considérablement accrue par nucléation isotopiquement selective de clusters SF₆Ar_n: des atomes d'argon sont attachés à certains isotopomères tandis que la condensation sur d'autres est bloquée par une excitation sélective obtenue au moyen d'un laser infrarouge. Sans que les conditions actuelles permettent une optimisation complète du processus, le laser porte le taux d'enrichissement isotopique de 1.01 à presque 2.

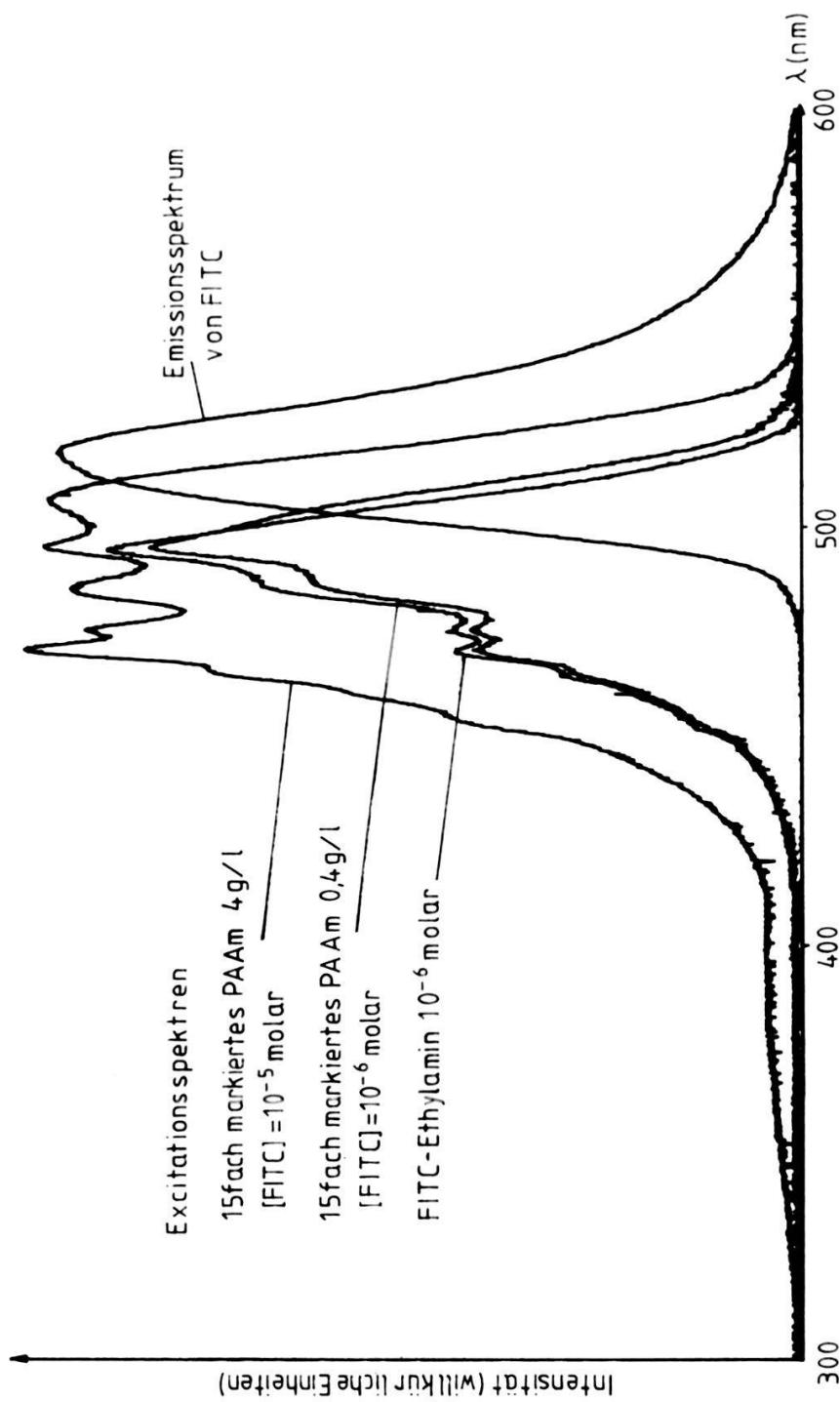
Organische Materialien

Fluoreszierende Eigenschaften von FITC-markiertem Polyacrylamid

H. GYSEL und R. NYFFENEGGER, Institut für angewandte Physik, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern

Um Drehbewegungen eines Polymers oder Polymersegments zu beobachten, kann man die zeit-aufgelöste Fluoreszenzdepolarisation messen. Dazu muss das von uns untersuchte Polyacrylamid (PAAm) mit einem fluoreszierenden Label markiert werden. Da uns kein Farbstoff bekannt ist, der sich an eine Amidgruppe binden lässt und eine Fluoreszenzabklingdauer von mehreren Nanosekunden hat, verwenden wir FITC als fluoreszierendes Label; dessen Cyanatgruppe lässt sich zwar nicht an eine Amidgruppe binden, wohl aber gut an eine Amingruppe. Wir haben deshalb FITC zunächst mit Ethylendiamin als Kuppler an PAAm gebunden. An einzelne, von den typisch 70 000 Monomeren des PAAm wird in einem 1. Schritt Ethylendiamin angehängt und im 2. Schritt wird FITC an die andere Amingruppe gebunden (PAAm-CH₂CH₂NH-FITC). Eine 2. Markierungsart erfolgte durch den Abbau einzelner Amidgruppen zu Amingruppen (Hoffmannscher Amidabbau). Dabei werden einzelne Acrylamid-Monomere zu Vinylamin abgebaut, an welche sich FITC binden lässt (PAAm-VA-FITC). Die Synthese dieser Substanzen lässt sich steuern. Wir haben Produkte mit einem Markierungsgrad zwischen 0.2 und 50 synthetisiert. Die 2. Markierungsmethode weist den Vorteil auf, dass das PAAm nicht vernetzt wird und das fluoreszierende Label näher an das Polymergerüst gebunden ist. Es darf dann erwartet werden, dass die Drehbewegungen des Markers die innere Beweglichkeit des Polymers besser widerspiegeln.

Um die Verwendungsfähigkeit des markierten PAAm für die zeitaufgelöste Fluoreszenzdepolarisation zu untersuchen, haben wir die Fluoresenzspektren, die Fluoreszenzlebensdauer und die Polarisationsanisotropie der synthetisierten Produkte sowie von FITC-Ethylamin und einem Gemisch von PAAm und FITC



Figur 1
Fluoreszenz-Spektren. Excitations- und Emissionspektren von Fluoreszeinisothiocyanat (FITC) gebunden an Polyacrylamid (PAAm) bzw. Ethylamin in 0.1 molarem NaHCO₃. Die Spektren sind unkorrigiert. Die Emissionspektren sind praktisch unabhängig von Bindungspartner und Konzentration. Während die Excitationspektren von FITC für Konzentrationen kleiner als 5 · 10⁻⁶ molar einander sehr ähnlich sind, tritt bei höheren Konzentrationen eine von der Wellenlänge abhängige Löschung auf.

Tabelle 1

Die Fluoreszenzabklingzeit τ und die Polarisationsanisotropie r für freies bzw. nur an Ethylamin gebundenes Fluoreszeinisothiocyanat (FITC) und für FITC-markiertes Polyacrylamid (PAAm). Während τ praktisch gleich bleibt, ist bei r ein deutlicher Unterschied festzustellen, je nachdem, ob das FITC quasi frei oder aber an ein Polymer gebunden ist. Die Zahlen in Klammern geben die Genauigkeit der letzten Stelle an.

Substanz	Markierungsgrad	τ [ns]	r
FITC	—	4.0–4.5	0.012 (2)
FITC/PAAm Gemisch	—	4.3	0.013 (1)
FITC-NHC ₂ H ₅	—	3.9	0.014 (1)
PAAm-CH ₂ CH ₂ NH-FITC	50	4.2±0.2	0.047 (1)
PAAm-VA-FITC	0.21	4.4±0.2	0.049 (1)
	14.6	4.0±0.2	0.059 (3)

gemessen. Die Fluoreszenz Excitations- und Emissionsspektren sind einander sehr ähnlich (Figur) unabhängig von Markierungsgrad und Konzentration, solange die Konzentration des FITC kleiner als $5 \cdot 10^{-6}$ molar ist. Bei höheren Konzentrationen tritt eine wellenlängenabhängige Löschung auf (Figur). Dies ist allerdings durch die Messanordnung bedingt. Es wird nur jenes Fluoreszenzlicht detektiert, das aus der Mitte der Küvette stammt. Dieser Teil der Probe wird aber unter Umständen gar nicht angeregt, wenn bei Anregung in der Umgebung des Excitationsmaximums, das Licht zum grössten Teil bereits in der Nähe des Eintritts in die Küvette absorbiert wird. Die Messung der Fluoreszenzabklingzeit τ der verschiedenen Proben zeigt auf, ob eventuell weitere Deexcitationskanäle auftreten. Dies ist nicht der Fall (vergleiche Tabelle). Die Polarisationsanisotropie (r), die im allgemeinen von der Anregungswellenlänge abhängig ist, soll einen möglichst hohen Wert haben, da dies die zeit-aufgelöste Messung der Fluoreszenzdepolarisation stark erleichtert. Für das Label FITC erhält man hohe Anisotropien r für langwellige Absorptionen. Im weiteren beeinflusst die Beweglichkeit den Wert r . Je schneller die Umorientierungsbewegungen sind, desto kleiner wird r . Deutlich ist dies in Tabelle 1 sichtbar. Während ein Gemisch von FITC und PAAm praktisch den gleichen Wert für r aufweist wie FITC allein, zeigt das gebundene FITC einen 4 bis 5 mal höheren Wert. Ein Zeichen, dass FITC stark an das PAAm-Gerüst gebunden ist.

LITERATUR

- E. V. ANUFRIEVA und K. P. GHIGGINO, Advances in Polymer Science Vol. 40, Springer 1981.
J. RICKA und TH. BINKERT, HPA Vol. 54, p. 620 (1981).

Quasielastische Lichtstreuung an Polyacrylamid

P. MERKI, Institut für angewandte Physik, Sidlerstrasse 5, CH-3012 Bern

Wir untersuchen die Grösse und die Beweglichkeit von Polyacrylamid mit mittlerem Molekulargewicht $5.5 \cdot 10^6$ in verschiedenen wässrigen Lösemitteln. Dazu verwenden wir die Methode der dynamischen Lichtstreuung.

Die einzelnen Polymerketten können in dünnen Lösungen verschiedene

Konformationen einnehmen, die von den Eigenschaften des Polymers und des Lösemittels abhängen. In einem guten Lösemittel, in welchem Kontakte Polymersegment-Lösemittel bevorzugt werden, hat das Polymer die Form eines ausgedehnten Knäuels. Die einzelnen Polymersegmente haben eine grosse Beweglichkeit, so dass sich die Konfiguration laufend ändert. In einem schlechten Lösemittel sind Segment-Segment Kontakte bevorzugt. Das Polymer kollabiert zu einem dichten Kugelchen. Der Phasenübergang zwischen Knäuel und Kugelchen ist theoretisch untersucht worden (z.B. [1]). Für Polymere in organischen Lösemitteln sind auch Streumessungen durchgeführt worden [2].

Wir wählten das wasserlösliche Polyacrylamid deshalb, weil am gleichen Polymer auch Gelierungsprozesse untersucht werden können. Als Lösemittel verwenden wir Aceton/Wasser-Mischungen mit Acetonkonzentrationen von 0% bis 60% bei Temperaturen zwischen 15°C und 40°C. Ein zunehmender Acetongehalt oder eine Senkung der Temperatur bedeuten eine Verschlechterung des Lösemittels.

Bei verschiedenen Streuwinkeln ϑ wurde die zeitliche Autokorrelation der Streulichtintensität $I(t)$ im 'photon counting' Verfahren gemessen und die normierte Autokorrelationsfunktion $g(\tau)$ berechnet.

Für den Fall, dass die Polymere kollabiert sind und bei einheitlichem Molekulargewicht erwarten wir, dass $g(\tau)$ durch eine Funktion der Form $g(\tau) = 1 + A \cdot \exp(-2q^2 D_T)$ approximiert wird, wo \vec{q} den Streuvektor bedeutet. Als Lichtquelle verwenden wir einen Argonlaser bei der Wellenlänge $\lambda = 488$ nm. Aus der Diffusionskonstanten lässt sich über die Stokes-Einstein Relation $D_T = (kT)/(6\pi\eta R_H)$ ein hydrodynamischer Radius R_H als Mass für die Grösse des Moleküls berechnen, falls die Temperatur T und die Viskosität η bekannt sind. Ausgeweitete Knäuel sollten in $g(\tau)$ wegen der inneren Bewegungen noch eine schnelle Komponente zeigen, die jedoch nur für grosse Winkel (d.h. wenn $q \geq 1/R_H$) sichtbar wird. In beiden Fällen kann man also bei kleinem ϑ den Radius R_H bestimmen.

Wir haben die Polymere vorerst bei Konzentrationen von 40 mg/l bei Acetonkonzentrationen von 0% bis 50% und einer Temperatur von 25°C bei den Streuwinkeln 45°, 90° und 130° untersucht. Dabei sind folgende Tendenzen zu erkennen:

- Bei zunehmendem Streuwinkel nimmt der mittlere hydrodynamische Radius ab. Zunächst weicht $g(\tau) - 1$ bei 45° stark von einer Exponentialfunktion ab. Dieses Verhalten ist damit zu erklären, dass grosse Teilchen das Licht verstärkt in Vorwärtsrichtung streuen. Bei einer breiten Molekulargewichtsverteilung, wie sie in unserem Fall vorliegt, sind daher bei kleinem Winkel ϑ die höhermolekularen Anteile verstärkt wirksam.
- Bei grösseren Acetonkonzentrationen kollabieren die Polymere und der hydrodynamische Radius wird wie erwartet klein.
- Der grösste R_H ist bei einer Acetonkonzentration von 35% gemessen worden. Zudem wird $g(\tau) - 1$ hier am besten durch eine Exponentialfunktion approximiert, die für alle Winkel den gleichen Radius von (120 ± 10) nm ergibt, so wie wenn hier alle Polymermoleküle denselben R_H hätten.
- Bei noch geringerer Acetonkonzentration sinkt die Streulichtintensität stark ab, weil sich der Brechungsindex im aufgeweiteten Knäuel demjenigen des Lösemittels angleicht, und die Interpretation wird erschwert.

LITERATUR

- [1] J. S. SANCHEZ Macromolecules 12, 5, (79), 980–987.
 [2] S.-T. SUN, I. NISHIO, G. SWISLOW und T. TANAKA, J. Chem. Phys., 73, 12, (80), 5971–5975.

Temperaturabhängigkeit der Fibrinogen-Fibrin-Aggregation: Ein temperatur-unabhängiger Prozess im menschlichen Körper

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

Die Aggregation von Fibrinogen nach Thrombinzugabe wurde als Funktion der Temperatur verfolgt mittels statischer und dynamischer Lichtstreuung unter gleichzeitiger Messung der Abspaltung der Fibrinopeptide A. Die Lichtstreuung liefert den zeitlichen Verlauf des mittleren Molekulargewichtes der Polymere in Lösung; die Fibrinopeptide A Abspaltung gibt die Anzahl der aktivierten Bindungsstellen pro Monomer. Solange die Gerinnung noch genügend weit vom Gelpunkt entfernt ist, ist ihr zeitlicher Verlauf unabhängig von der Temperatur. Die Analyse der Experimente zeigt, dass dies damit erklärt werden kann, dass die Temperaturabhängigkeit des enzymatischen Schrittes, der eine thermische Aktivierung erfordert, entgegengesetzt ist zur exothermen Aggregation.

Herstellung von monodispersen Vesikeln variabler Grösse durch Verdünnen einer wässrigen Lösung von Gallensalz-Lezithin-Mizellen

P. SCHURTENBERGER und W. KÄNZIG, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Hönggerberg,
 CH-8093 Zürich

Gallensalze und Lezithin können in wässriger Lösung thermodynamisch stabile gemischte Mizellen bilden. Verdünnt man eine solche Lösung, so beobachtet man mit dynamischer Lichtstreuung ein starkes Wachstum der Mischmizellen, verbunden mit einer Zunahme des Polydispersitätsgrades. Ueberschreitet man eine kritische Verdünnung, so bilden sich nahezu monodisperse unilamellare Vesikel. Der Vesikelradius variiert zwischen 150–500 Å, und hängt im wesentlichen ab vom Verhältnis Gallensalz/Lezithin im Bilayer der Vesikel. Im Gegensatz zu den stabilen Mizellen kann man bei Vesikeln thermodynamische Nichtgleichgewichtszustände beobachten. Diese Tatsache erlaubt es, aus durch Verdünnung hergestellten gemischten Vesikeln mit Hilfe von Dialyse das Gallensalz zu entfernen, ohne ihre Grösse zu ändern. Auf diese Weise können monodisperse Vesikel variabler Grösse mit einem sehr kleinen Restgehalt an Gallensalz ($\leq 0.5\%$) hergestellt werden.

Thermal behaviour of foods studied by calorimetry

A. RAEMY, F. MICHEL and P. LAMBELET, Société d'Assistance Technique pour Produits Nestlé S.A., Département Recherche, CH-1814 La Tour-de-Peilz

Many thermal phenomena are observed in foods by using calorimetric techniques; they can be classified as follows according to individual constituents. For carbohydrates, the main phenomena observed are crystallization, fusion, decomposition and gelatinisation in presence of water; for lipids: crystallization, fusion, polymorphism and oxidation; for proteins: denaturation. For water, the behaviour around 0°C and 100°C is of much interest. Phenomena between food constituents such as Maillard reactions (between proteins and carbohydrates) are also detected. In addition, thermal analysis techniques show how, in the presence of a large excess of oxygen, exothermic reactions can lead to spontaneous ignition of food samples.

Temperature ranges and enthalpy values for the different phenomena are presented.

Hochauflöste Laserspektroskopie für die chemische Analyse

C. R. AUBERT und J. FÜNSCHILLING, Institut für Physik, Universität Basel, Klingelbergstr. 82, CH-4056 Basel

Werden Lösungen von organischen Farbstoffen bei tiefen Temperaturen mit einem Laser angeregt, so erhält man scharfe, charakteristische Fluoreszenzspektren. Solche Spektren können zur chemischen Analyse von unbekannten Lösungen herangezogen werden. Diese Analysenmethode zeichnet sich durch drei Vorteile aus: 1. Extreme Empfindlichkeit (10^{-13} mol/l). 2. Hohe Selektivität, sowohl wegen der charakteristischen Spektren als auch wegen der geeignet wählbaren Anregungswellenlänge. 3. Hohe Genauigkeit auch bei kleinsten Konzentration durch den Vergleich der Fluoreszenzintensität mit der Intensität des Raman-Signals des Lösungsmittels.

Energieforschung

Einige Besonderheiten der Abscheidung von *a*-Si Schichten in der Gleichstromentladung in Silane

P. KOCHAN, G. BUGMANN, D. ERNI und S. BOURQUARD, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Institut de Physique appliquée, CH-1015 Lausanne

Wegen der Asymmetrie der Gleichstromentladung sind die Eigenschaften der abgeschiedenen *a*-Si Schichten von der Lage des Substrates im Entladungsraum abhängig. Wir haben die optischen und die elektrischen Eigenschaften von *a*-Si Schichten, welche im Kathodenfall, im Plasma der positiven Säule und im Anodenfall der Glimmentladung in Silane abgeschieden wurden, untersucht. Wir

haben gefunden, dass diese Eigenschaften nicht nur vom elektrischen Feld der Entladung, sondern auch von der Gasströmungsgeschwindigkeit abhängig sind. Unter gewissen Bedingungen können die semimetallischen Schichten abgeschieden werden.

Die Forschung wird von NEFF (National Energie-Forschungs-Fonds) unterstützt.

4 années de mesures de rayonnement solaire à Genève

O. GUISAN, P. INEICHEN, A. MERMOUD et A. RAZAFINDRAIBE, Ecole de Physique, Université de Genève, 24, quai Ernest Ansermet, CH-1211 Genève 4

Nous avons effectué 4 ans de mesures d'ensoleillement à Genève, mesures incluant de nombreux paramètres. Une banque de données propre, complète et précise a pu ainsi être établie. Nous présentons ici quelques résultats, ainsi que quelques modèles et corrélations étudiés sur ces données, dont: étude du rayonnement solaire par ciel clair, modèle de transposition du rayonnement solaire du plan horizontal sur un plan quelconque, corrélation entre rayonnement infrarouge du ciel et ensoleillement au sol.

Quelques caractéristiques et résultats sur les capteurs solaires évacués

O. GUISAN, A. MERMOUD, O. RUDAZ et A. VAISSADE, Section de Physique, Université de Genève, 24, quai Ernest Ansermet, CH-1211 Genève 4

L'étude d'un système complet avec capteurs solaires évacués (mesures et prise de données), la comparaison avec d'autres études semblables et la conduite de test simples sur les mêmes capteurs considérés isolément nous a permis de mieux comprendre les caractéristiques et le comportement de capteurs évacués. Nous en présentons ici quelques aspects.

Spektroskopische Messungen an Verglasungen

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

Fehlende oder ungenügende Kenntnisse des Wärmetransports durch Verglasungen haben zu unklaren und umstrittenen Aussagen über Energiebilanz und Wirtschaftlichkeit von Fenstern geführt. Im Rahmen eines NEFF-Projekts werden zuverlässige Grundlagen geschaffen für die Beurteilung von Glas am Bau in bezug auf Wärmeleitung, Konvektion und Strahlung.

Wegen der Energieverteilung haben Gebäudeverglasungen mit grosser Wärmedämmung und hoher Sonnenenergienutzung an Bedeutung gewonnen. Sehr viele Produkte mit unterschiedlichen K-Werten und unterschiedlichen spektralen Eigenschaften werden im Handel angeboten. Nachteile gewisser Produkte,

wie zum Beispiel die hohe Glaserwärmung bei stark absorbierenden Gläsern unter Sonneneinstrahlung, welche die Behaglichkeit im Raum stark beeinträchtigt, werden selten erwähnt. Unter diesen Umständen ist es schwierig für den Architekten und das Baugewerbe die Vor- und Nachteile eines Produktes richtig zu beurteilen. Eine Untersuchung und ein Vergleich der Energiebilanzen der verschiedenen Verglasungstypen, welche im Handel angeboten werden, sind erforderlich.

Energiebilanz von Fenstern

Verschiedene Studien über die Energiebilanz von Fenstern wurden bis jetzt veröffentlicht [1, 2]. Die Energiebilanz einer Verglasung wird durch Wärmeleitung, Konvektion und Strahlung bestimmt. In einer Verglasung spielt die Wärmeleitung im Glas keine entscheidende Rolle für den Wärmetransport. Er wird hauptsächlich durch konvektive Uebergänge an den Glasoberflächen und durch Strahlungsaustausch mit der Umgebung bestimmt. In einer Vorstudie [3] haben wir das Problem der Erwärmung der Gläser durch die absorbierte Sonnenstrahlung unter Berücksichtigung der Abstrahlung und der Konvektion theoretisch überprüft. Es hat sich gezeigt, dass in-situ Messungen an Fenstern erforderlich sind, um die Gültigkeit der theoretischen Annahmen zu prüfen. Insbesondere müssen die Einflüsse der konvektiven Uebergänge an der innern und an den äussern Fensteroberfläche experimentell erfasst werden. Die Vorbereitungen für solche Messungen sind im Gange und die ersten Resultate werden im Laufe des Winters 1983–1984 veröffentlicht.

Spektroskopische Daten

Spektrale Transmission und Reflexion von kommerziellen Fenstergläsern wurden zwischen $0.2 \mu\text{m}$ und $50 \mu\text{m}$ gemessen, d.h. im Sonnenspektralbereich und im massgebenden Spektralbereich der Wärmestrahlung. Bestimmt wurden die Transmission einzelner Gläser und die Reflexion einzelner Glasoberflächen. Dies ermöglicht die Berechnung der Eigenschaften von Mehrfachverglasungen, die aus beliebigen Gläsern zusammengesetzt sind. Es hat sich gezeigt, dass die Gläser bezüglich ihrer spektralen Eigenschaften in verschiedene Kategorien eingeteilt werden können.

1. Normale Gläser:

Diese Kategorie umfasst alle nicht gefärbten und nicht beschichteten Gläser. Sie weisen eine sehr hohe Transmission im ganzen Spektralbereich der Sonnenstrahlung und eine hohe Emissivität von etwa 0.9 bei Zimmertemperatur auf. Sie ermöglichen also eine fast optimale Sonnenenergietransmission, die Abstrahlungsverluste sind jedoch gross.

2. Sonnenabsorptionsgläser:

Diese Gläser sind in der Masse eingefärbt. Sie unterscheiden sich von den normalen Gläsern durch eine erhöhte Absorption der Sonnenstrahlung. Als Farbstoff werden Metalle wie z.B. Kobalt, Nickel, Eisen, Selen oder Metalloxide verwendet. Die hohe Absorption ist nicht unproblematisch, weil sie bei Sonneneinstrahlung zu einer starken Erwärmung des Glases führt. Ein Glas dieser Kategorie ist z.B. das Glas 'Parsol'.

3. Sonnenreflexionsgläser:

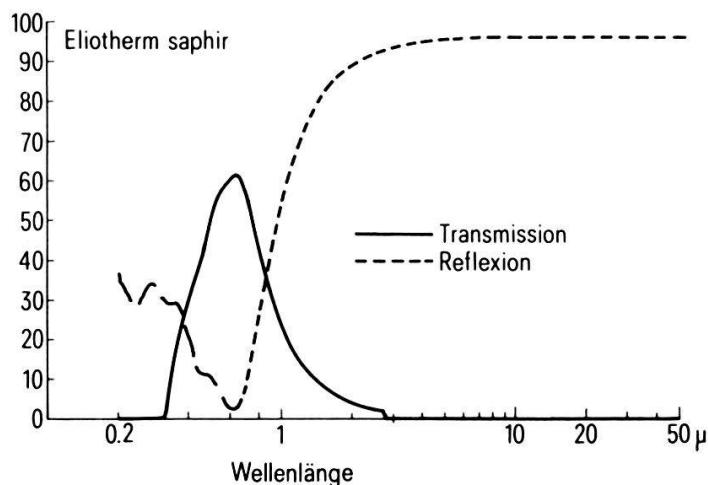
Im Gegensatz zu den Sonnenabsorptionsgläsern wird die Transmission im Sonnenspektralbereich nicht durch Absorption sondern durch eine Erhöhung der Reflexion erreicht. Eine witterungs- und abriebfeste Schicht mit einem hohen Brechungsindex wird auf Klarglas aufgebracht. Diese bewirkt die Reflexion eines Teils der einfallenden Sonnenstrahlung. Die Emissivität ist hoch, d.h. ca. 0.9 wie bei normalen Gläsern. Das mit TiO_2 beschichtete 'Calorex AO' von der Firma Schott ist ein Beispiel.

4. Sonnenschutzgläser:

Diese Gläser sind mit einer 100 Å bis 200 Å dicken Metallschicht, wie z.B. Gold, Silber oder Kupfer, versehen. Die meisten Gläser dieser Kategorie weisen eine mässige bis hohe Transmission (20% bis 60%) im sichtbaren Spektralbereich und eine hohe Reflexion im Infrarot auf. Die Transmissionskante liegt zwischen 0.8 μm und 1 μm. Die nicht witterungsbeständige Metallschicht wird auf die innere Glasoberfläche von Isolierverglasungen aufgebracht. Die hohe Reflexion der Schicht im Infrarot begünstigt die Wärmedämmung der Verglasung. Dies geht allerdings auf Kosten einer hohen Sonnenenergienutzung, weil ein grosser Teil der Sonnenergie reflektiert oder absorbiert wird. Figur 1 zeigt die spektralen Eigenschaften eines Glases dieser Kategorie: 'Eliotherm Saphir'. Die Emissivität der Metallschicht beträgt 0.04. Eine Doppelverglasung mit dieser Beschichtung weist einen K-Wert von 1.4 W/m² K, eine Transmission der Sonnenstrahlung von 0.31 und eine Lichttransmission von 0.49 auf. Zum Vergleich erwähnen wir den K-Wert von 3.0 W/m² K einer konventionellen Doppelverglasung.

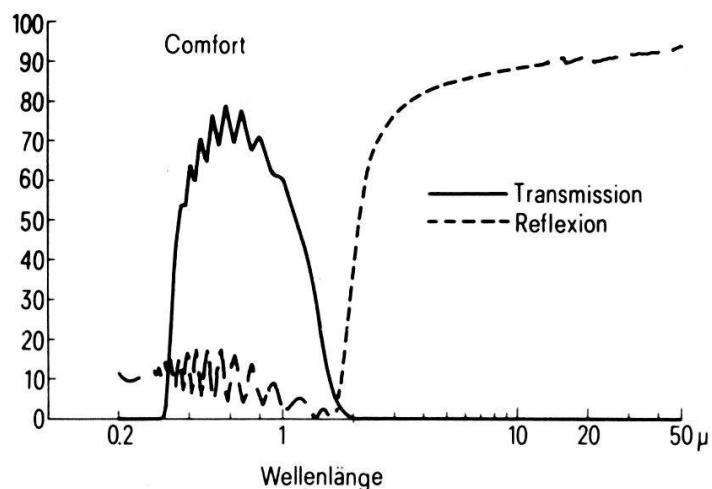
5. Wärmeschutzgläser

Für eine maximale sonnenenergienutzung sollten die Fenster im Infrarot bis 2 μm oder 3 μm transmittieren. Andererseits erfordert eine gute Wärmedämmung eine niedrige Emissivität, d.h. eine hohe Reflektivität oberhalb 3 μm. Wegen der zu hohen Dichte der freien Elektronen können solche selektiven Schichten nicht aus Metallen hergestellt werden. Es kommen nur dotierte Halbleiter mit einer Energielücke grösser als 3.1 eV in Frage, damit sie im sichtbaren Bereich noch durchsichtig sind. Bekannt sind dotierte In_2O_3 -oder SnO_2 -Schichten. Die spektralen Eigenschaften des einzigen aus



Figur 1

Spektrale Eigenschaften eines 4 mm dicken Glases 'Eliotherm Saphir'. Die dargestellte Reflexion entspricht der Reflexion der beschichteten Oberfläche.



Figur 2
Spektrale Eigenschaften eines 4 mm dicken Glases 'Comfort'. Die dargestellte Reflexion entspricht der Reflexion der beschichteten Oberfläche.

dem Handel erhältlichen Produktes dieser Kategorie sind in Fig. 2 dargestellt. Das Glas wird unter den Handelsnamen 'Comfort' hergestellt. Seine selektive Schicht mit einer Emissivität von 0.1 besteht aus Zinnoxyd. Mit einem 'Comfort' Glas in einer Doppelverglasung erreicht man einen K-Wert von $1.55 \text{ W/m}^2 \text{ K}$, eine Transmission der Sonnenstrahlung von 0.48 und eine Lichttransmission von 0.63. Diese Werte gelten für senkrechten Einfall.

Unsere spektroskopischen Untersuchungen an Verglasungen haben gezeigt, dass bezüglich ihren spektralen Eigenschaften die Gebäudeverglasungen in verschiedene Kategorien eingeteilt werden können. Ob ein Wärmeschutzglas mit Doppelverglasung energetisch günstiger ist als eine unbeschichtete Dreifachverglasung, welche einen schlechteren K-Wert, jedoch eine höhere Sonnenenergietransmission aufweist, muss noch geprüft werden. In-situ Messungen sind im Gange.

Diese Untersuchung wird finanziert durch das NEFF-Projekt Nr. 177.

REFERENZEN

- [1] M. RUBIN, LBL Report-12486, May 1981: Calculating heat transfer through windows.
- [2] J. B. GAY, Ch. ERIKSON, Y. REY und A. FAIST, EPF Lausanne: Bilan thermique dynamique des fenêtres, Projet NEFF No 48, juillet 1982.
- [3] A. SCHNEIDER, Diplomarbeit ETH Zürich, 1981: Strahlungs- und Wärmetransmission durch Fensterglas.

An approximate theory of intensive ion beam interaction with metallic foils

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

Processes of the intensive ion beam interaction with metallic foils are being investigated mainly on the basis of complicated hydrocodes [1], [2]. This approach doesn't allow to establish general regularities of the physical phenomena and is very laborious. Here is an alternative analytical approach, based on replacement

of hydrodynamical equations by the equations involving quantities averaged over the volume of the foil, is described. It will be assumed that the range of the ions impinging normally on the foil exceeds the thickness of the foil and, hence, that its expansion occurs symmetrically on both its sides separated by the symmetry plane. The expansion of the foil can be characterised by the center of mass velocity $v = dx/dt$ of each half of the foil, to the left and to the right from the symmetry plane, x being a half-thickness of the foil dependent on the time variable t . Averaging the hydrodynamical equations over the volume of the foil, we obtain two ordinary differential equations: energy balance equation

$$\frac{d}{dt} (\varepsilon + \frac{1}{2} M v^2) = W - W_r, \quad (1)$$

and the equation of motion of a half of the foil

$$\frac{1}{2} M \frac{d^2 x}{dt^2} = p(0) = (n_0(x) + n_{eq}(T, n_0(x)) T). \quad (2)$$

All the quantities in (1), (2) are referred to an unit of the foil surface: $M = 2x n_0 = \text{const}$ is the mass of the foil ($n_0(x)$ being the density of atoms and ions), W is the energy deposition by the ion beam, which can be considered to be approximately constant if the projectile ion velocity exceeds the velocities of the bound and free electrons in the foil; $W_r = 2\sigma T^4$ are the radiation losses, σ being the Stefan-Boltzmann constant and T the mean temperature of the foil; $p(0) = n_0(x)(1+Z(T, n_0(x))T)$ is the pressure in the symmetry plane, $Z = n_{eq}/n_0(x)$ is an effective charge of the ion (degree of ionisation) given by Saha formulas. (One can show that for not too high temperatures $T \gtrsim 100$ eV the process of ionisation has a quasi-equilibrium character, i.e. that the electron density n_{eq} is given by the Saha formula); $\varepsilon = (3/2m)M(1+Z)T$ is the internal energy of the foil and m is the mass of an atom or ion in the foil. It is assumed in (1), (2) that the foil expands and heats, under the influence of irradiation by the ion beam, very quickly and, hence, that the plasma arising in the way can be treated as an ideal gas. For the same reason exact initial conditions can be replaced by simplified conditions $x = 0$, $T = 0$ for $t = 0$.

Dropping the term $W_r = 2\sigma T^4$ in (1) one can obtain, under the assumption $W = \text{const}$, an exact solution of the system (1), (2) satisfying these initial conditions:

$$v = (Wt/M)^{1/2}, \quad \text{and} \quad x = \frac{2}{3}(W/M)^{1/2} t^{3/2} \quad (3)$$

$$T = \frac{1}{3} \cdot \frac{Wmt}{(1+Z)M}. \quad (4)$$

According to this solution, the energy deposited in the foil during the time t , i.e. Wt , is shared equally between the kinetical energy of the foil expansion and the internal energy:

$$\varepsilon = \frac{1}{2} M v^2 = \frac{1}{2} W t. \quad (5)$$

If the temperatures are high enough, the plasmas formed as a result of irradiation of the foil will consist of multiple charged ions. If the ionisation energy I can be represented as linear function of the ion charge Z , i.e. $I = -c + dZ$, the effective

ion charge Z entering (4) will be given by the formula (see e.g. [3], [4]) following from a set of the Saha equations involving ionisation equilibria for ions having different charges:

$$Z = \frac{T}{d} \ln \frac{Ae^{c/T}}{n_{eq}} = bT \quad (6)$$

where $A = 6 \cdot 10^{21} T^{3/2}$ (T is expressed in eV) and $n_{eq} = Zn_0$. Assuming $Z \gg 1$ we have from (4)

$$T = \left(\frac{Wmt}{3bM} \right)^{1/2}$$

The logarithmic factor b in (6), (7) can be considered as approximately constant and, hence, the temperature T varies in this case as a square root of the time t , according to (7).

The regularities described above can be compared with results of calculations performed with a help of LASNEX hydrocode, as described in [1]. Assuming, as in [1] the energy or projectile deuterons to be equal to 1.2 MeV and the energy loss in the Al-foil of thickness $0.64 \cdot 10^{-3}$ cm to be equal to 0.5 MeV, we get from (3) for $t = 30$ nsec, the foil thickness $2x = 1.2$ mm for deuteron current-density 50 kA/cm 2 and the foil thickness $2x = 2.7$ mm for the current density 250 kA/cm 2 . These results must be compared with the figures reported in [1]: the foil thickness 1 mm for the current density 50 kA/cm 2 and the foil thickness 2 mm for the current-density 250 kA/cm 2 . The mean temperature T for $t = 30$ nsec appears to be equal to about 5 eV for the current density 50 kA/cm 2 , as follows from the formula (4) with $Z = 2$, to be compared with the temperatures 4–5 eV reported in [1]. On the other hand for the current density 250 kA/cm 2 we obtain from (7) using the parameters $c = 70$ eV, $d = 45$ eV, corresponding to ionisation of the $2p, 2s$ electrons in Al (these parameters are inferred from [5]) the mean temperature $T = 20$ eV,* to be compared with corresponding temperatures 14–17 eV reported in [1]. Thus, one can conclude that the approximate theory outlined above is in a reasonable agreement with results of much more complicated hydrocode calculations, and can be used for interpretation of the currently performed experiments with intensive ion beams. This work was performed during the author's stay at the Institute für Kernphysik II, Kernforschungszentrum Karlsruhe. Valuable discussions with Dr. K. Long, Dr. C. Passow, Prof. W. Schmidt are gratefully acknowledged.

REFERENCES

- [1] F. C. YOUNG et al., Phys. Rev. Letters, 49, 549 (1982).
- [2] D. J. JOHNSON et al., Phys. Rev. Letters, 42, 610 (1979).
- [3] YU. S. SAYASOV, Soviet Physics Doklady (in Russian), 122, 848 (1958).
- [4] YA. B. ZELDOVICH and YU. P. REISER, Physics of Shock Waves and of High Temperature Hydrodynamic Phenomena, New York, Academic Press, 1966.
- [5] T. A. CARLSON, Atomic Data, 2, 63 (1970).

* A correction due to radiation losses, which reduces the value given by (4) by about 40%, was taken into account in this case.

Andere Gebiete

Eine einfache Methode zur Messung der Schichtdicke von Metallfilmen im Bereich 100 Å

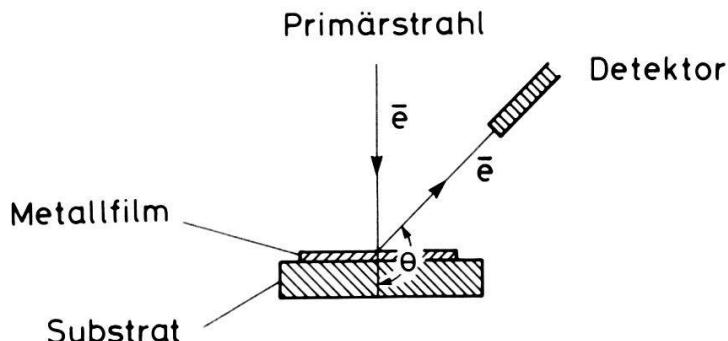
P. MUNZ und T. H. ZHENG, Fakultät für Physik, Universität Konstanz, D-7750 Konstanz

1. Einleitung

Die Schichtdicke dünner Metallfilme im Dickenbereich um 100 Å kann im Prinzip während des Depositionsprozesses mit Hilfe der Schwingungsquarzmethode bestimmt werden. Je nach Art und Weise der Schichtherstellung können aber bei so dünnen Metallfilmen Fehler auftreten, die sowohl für verschiedene Anwendungen [1] als auch für grundsätzliche Untersuchungen nicht mehr vernachlässigbar sind. Ein ausgeprägtes Beispiel stellt die Kathodenerstäubung sehr dünner Filme reaktiver Metalle dar [2]. Die meisten anderen bekannten Methoden sind im Dickenbereich um 100 Å generell zu ungenau, oder es ist ein sehr hoher Aufwand notwendig, um die erforderliche Schichtdickenauflösung zu erzielen (z.B. Vielstrahlinterferenz und Stylus-Methode). Das Ziel dieser Arbeit bestand deshalb darin, eine ergänzende einfache Methode zu entwickeln, die eine hohe Schichtdickenauflösung gestattet bei der Messung von sehr dünnen Filmen, die sich auf einem Substrat befinden.

2. Die Elektronen-Rückstreuemethode

Die hier untersuchte Methode basiert auf der Messung der Rückstreurate verursacht durch auf die Probe eingestrahlte Elektronen mit Energien der Größenordnung 10^4 eV (Fig. 1). Der Rückstreuoeffizient einer Probe ändert sich durch einen auf die Oberfläche aufgebrachten Metallfilm mit anderem z. Diese Variation in der Rückstreurate röhrt im wesentlichen von der z-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für die elastische Elektronenstreuung her. Die zumindest näherungsweise gültige Rutherfordstreuformel ergibt für das einzelne Atom $d\sigma/d\Omega \sim z^2$. Wie bei vielen Methoden der Schichtdickenmessung wird bei der hier verwendeten Methode nicht direkt die Dicke D, sondern die Massenbelegung $N_A \cdot D$ bestimmt, wobei N_A die Anzahl der Atome pro Volumeneinheit bedeutet. Für jede Film-Substrat-Kombination ist eine einmalige Eichmessung



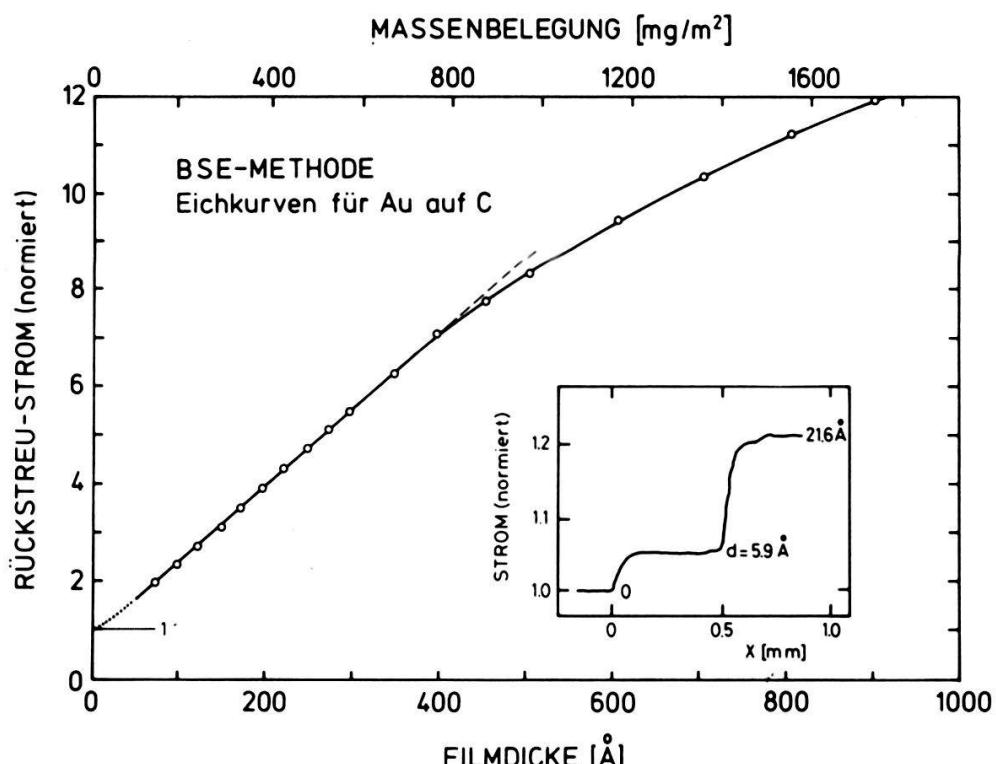
Figur 1
Prinzip der Bestimmung der Massenbelegung durch RückstreuElektronen.

erforderlich, falls Absolutbestimmungen der Massenbelegung bzw. der Filmdicke durchgeführt werden sollen.

Die Messung rückgestreuter Elektronen wurde bisher unseres Wissens nur verwendet, um Schichtdicken mittlerer bis dicker Filme zu bestimmen [3, 4]. Hier wurden nun Untersuchungen an sehr dünnen Filmen bis hinunter zu Dicken von 5 Å durchgeführt. Eine Vergrößerung des Film-Effektes und eine Erhöhung der Nachweisempfindlichkeit konnte erreicht werden erstens durch Wahl von Substratmaterialien mit deutlich niedrigerer Ordnungszahl verglichen mit der Ordnungszahl des Filmmaterials und entsprechend niedrigem Sättigungs-Rückstreuoeffizient η , zweitens durch die Wahl einer niedrigeren Elektronenenergie und damit einer geringeren mittleren Eindringtiefe und drittens durch den Einsatz eines effizienten Rückstreuendetektors. Filme ausgeprägt reaktiver Metalle (in ungefährer Reihenfolge der beobachteten Getterwirkung): Ti, Y, Sc, Lu und weniger reaktiver bis edler Metalle: Ni, Pt, Au wurden untersucht. Die Schichten wurden im ölfreien Hochvakuum im Bereich von 10^{-7} mbar durch thermisches Verdampfen auf Glaskohlenstoff präpariert. Zur Messung wurde der Elektronenstrahl eines Rasterelektronenmikroskopes (ISI Super III A), das mit einem Robinson RückstreuElektronendetektors ausgerüstet war, verwendet.

3. Ergebnisse und Diskussion

Figur 2 zeigt die Abhängigkeit des Rückstreustromes von der Metalldicke bzw. der Massenbelegung für Gold als Beispiel. Die Massenbelegung wurde nach der Schwingquarzmethode unter besonderen Vorsichtsmaßnahmen bestimmt, und der Rückstreustrom ist auf den Wert für das Glaskohlenstoff-Substrat normiert.



Figur 2
Abhängigkeit des Rückstreustromes von Massenbelegung bzw. Filmdicke.

Bei der hier verwendeten Beschleunigungsspannung von 18 KV ergab sich eine lineare Abhängigkeit über den Dickenbereich von etwa 40 Å bis 400 Å. Oderhalb deutet sich ein allmählicher Übergang in den Sättigungswert an. Für alle anderen untersuchten Metalle innerhalb des Bereiches $21 < z < 79$ zeigte sich ein ähnliches lineares Verhalten über große Dickenbereiche, was eine einfache, rasche Auswertung der Messungen ermöglicht. Ferner kann auf Grund dieser Linearität die erforderliche einmalige Eichmessung bei größeren Schichtdicken um 500–1000 Å vorgenommen werden, wo andere Meßmethoden wie Vielstrahlinterferenz, Stylus- und Schwingquarzmethode auch einfach und genau durchzuführen sind. Die Schichtdickenauflösung mit der hier verwendeten nicht optimierten, analogen Meßmethode des Rückstreustromes betrug ca. 0.3 Å für Au und war vor allem durch die noch bestehende Rest-Rauhigkeit der polierten Glaskohlenstoff-Substrate begrenzt. Für leichtere Elemente nimmt die Dickenauflösung etwas ab.

4. Schlußfolgerungen

Die Rückstreuemethode erscheint als geeigneter Weg, um die Massenbelegung oder Dicke sehr dünner Metallfilme mit einem hohen Auflösungsvermögen zu bestimmen. Für Au sind 0.3 Å oder $1.8 \cdot 10^{14} \text{ Atome/cm}^2$ bei dünnen Filmen leicht erreichbar. Gegeben durch den schmalen Elektronenstrahl, wie er z.B. in einem Rasterelektronenmikroskop (REM) zur Verfügung steht, und die geringe Breitenausdehnung der Diffusionswolke ist auch eine hohe laterale Ortsauflösung von ca. $0.1\text{--}1 \mu$ möglich. Bei der Durchführung der Messung im REM kann die Probenoberfläche gleichzeitig betrachtet und der Meßpunkt genau lokalisiert werden, falls nicht eine gewisse örtliche Mittelung durch Abrasterung bevorzugt wird. Entsprechend können auch Dickenprofile vermessen werden. Polierter Glaskohlenstoff erwies sich als geeignetes Substratmaterial, bei dem auch keine Anzeichen für eine schädliche Reaktion zwischen Metall und Substrat festzustellen waren. Für Filme reaktiver Materialien bietet die Rückstreuemethode, bedingt durch die starke Abhängigkeit von der Ordnungszahl, auch den Vorteil, daß sie relativ unempfindlich ist für eingebaute oder (nachträglich) oberflächlich adsorbierte und gebundene leichte Atome wie Sauerstoff oder Wasserdampf, die die Messung verfälschen könnten. Die Rückstreuemethode mißt also im wesentlichen die Massenbelegung durch die schwereren Metallatome. Im Gegensatz dazu stehen z.B. ellipsometrische Untersuchungen, die auch besonders geeignet sind, um die Existenz und die effektive Dicke von reagierten Metalloberflächen-Schichten (z.B. Oxyden) zu bestimmen, wie Messungen an denselben Schichten ergeben haben. Vorläufige Vergleichsmessungen, bei denen die Schichtdicke über die Intensität der charakteristischen Röntgenstrahlen der Filmatome bestimmt wird, zeigten ein deutlich schlechteres Signal-zu-Rausch-Verhältnis als die Elektronen-Rückstreuemessung. Im Gegensatz zur Schwingquarz-Meßmethode ergibt die Rückstreuemethode eine Möglichkeit, die Filme nach ihrer Herstellung unabhängig zu vermessen, und ist deshalb auch als eine geeignete Ergänzung zu betrachten. Die Methode eignet sich nicht nur für reine Metallfilme, sondern für Schichten jeder Art, die hinreichende Leitfähigkeit und ein mittleres z_F , das deutlich über dem z_S des Substrates liegt, besitzen.

Eine mehr als nur abschätzende theoretische Berechnung des

Rückstreuoeffizienten für das mit einem dünnen Metallfilm belegte Substrat erscheint aufwendig. Die Rückstreurate berechnet aufgrund der Annahme einmaliger elastischer Streuprozesse an den Filmatomen ergibt einen nur etwa um den Faktor 5 kleineren Wert als die tatsächlich gemessene Erhöhung der Rückstreurate verursacht durch den Metallfilm. Komplexe Mehrfachstreuoprozesse spielen also eine entscheidende Rolle und führen zu der beobachteten stark erhöhten Rückstreurate.

REFERENZEN

- [1] P. MUNZ and K. KIRSCHBAUM, Proc. 3rd E. C. Photovoltaic Solar Energy Conference, D. Reidel Publ. Comp., Dordrecht (1980) p. 851.
- [2] H. KEPPNER, P. MUNZ und E. BUCHER, Helv. Phys. Acta 55 (1982).
- [3] L. I. MAISSEL and R. GLANG, Handbook of Thin Film Technology, McGraw-Hill (1970) p. 11-1
- [4] H. NIEDRIG, Scanning 1, 17 (1978) und Arbeiten, die darin zitiert.

Dimensioning and acoustical decoupling of photoacoustic cells

O. OEHLER and M. ROSATZIN, Institute of Applied Physics, Swiss Federal Institute of Technology, Hönggerberg, CH-8093 Zürich

Photoacoustics is one of the most sensitive gas analysing methods. Therefore it has been used frequently during the last decade for detecting gases at very low concentration levels [1, 2]. The measured pressure signal is proportional to the density of the light power absorbed in the photoacoustic cell. This implies that at low absorption values the sensitivity is independent of the length of the gas cell. This property is favourable if one wants to construct a miniaturized gas detecting device.

Photoacoustic gas analyzers mostly are based on laser light sources. In accordance with our goal to produce a very simple gas detecting unit of medium sensitivity (10–100 ppm), the infrared laser was replaced by a thermal light source and an interference filter (*F*). The infrared radiation of such a source usually is very weak. Therefore an efficient light collecting and collimating system is necessary. Such a device has been developed [3]. The reflector consists of an ellipsoid-shaped half-mirror (*E* of Fig. 1) which is partially covered by a plane mirror (*P1*). An intense and slightly converging light beam can be decoupled through a transparent region (*O*) at the center of this plane mirror.

First a cylindrical-shaped photoacoustic cell was used. An increase of the signal by 27% was obtained by adapting the geometry of the cell (*D*) to the conical shape of the light beam. In Fig. 1 the geometry of the reflector and of the photoacoustic cell is shown by broken lines.

The acoustical decoupling of the gas cell is necessary for two reasons: First the incoupling of external sound and secondly the equalization of the photoacoustic signal by gas flow have to be omitted. The acoustical decoupling can be realized very simply by liquid-filled capillaries (*C*). A slight over-pressure, produced by a small membrane pump (*P*) (loadspeaker) drives the liquid out of the capillaries and allows an efficient gas exchange. After stopping the pump the liquid retreats into the capillaries by the capillary force. At this latter state the capillaries represent an efficient acoustical decoupling (Fig. 2).

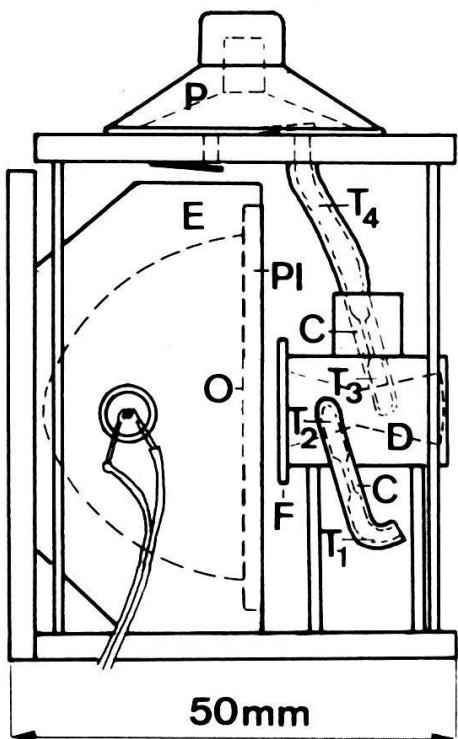


Figure 1

Photoacoustic gas detecting device. The light source is thermally modulated.

This decoupling mechanism can be understood by analyzing this device on the basis of the duality between acoustics and electrodynamics.

The flow resistances of the tubes are replaced by electrical resistors R , the masses of the media in the tubes (weighted by $1/A^2$, A :area) by inductivities L , and the volumes (weighted by $1/\rho \cdot c^2$, ρ density, c velocity of sound in the medium) by capacitors C . The tubes T_1 , T_2 , T_3 and T_4 which are of large diameter compared to those of the capillaries can be neglected. The device therefore is describable by the elements R_c , L_c and C_c representing the liquid-filled capillaries and R_d , L_d and C_d representing the photoacoustic cell (Fig. 3). It was found that the capacity C_c is neglectable too.

From the geometrical properties of the capillaries (diameter 0.37 mm, length 5.0 mm), the dimension of the photoacoustic cell (average diameter 6 mm, length 16 mm) and the fact that there are two capillaries arranged in parallel, the results given in Fig. 2 were obtained.

The sound attenuation of this device is very high. The in-coupling of external sound therefore can be neglected in comparison with the noise of the microphone (4). The intensity modulation of the light either can be accomplished mechanically by a chopper or thermally by switching the electrical heating of the light source. The latter method leads to an extremely simple device for a reliable detection of gases like CO_2 in the air.

It could be useful for air quality controls in climatized rooms. At a thermal modulation frequency of 8 Hz, an electrical power of 0.3 W and a time constant of 6.3 sec an accuracy expressed by the RMS-value of 35 ppm CO_2 was obtained.

This project has been partially supported by TECAN A.-G., CH-8634 Hombrechtikon, and the Kommission zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung (KWF).

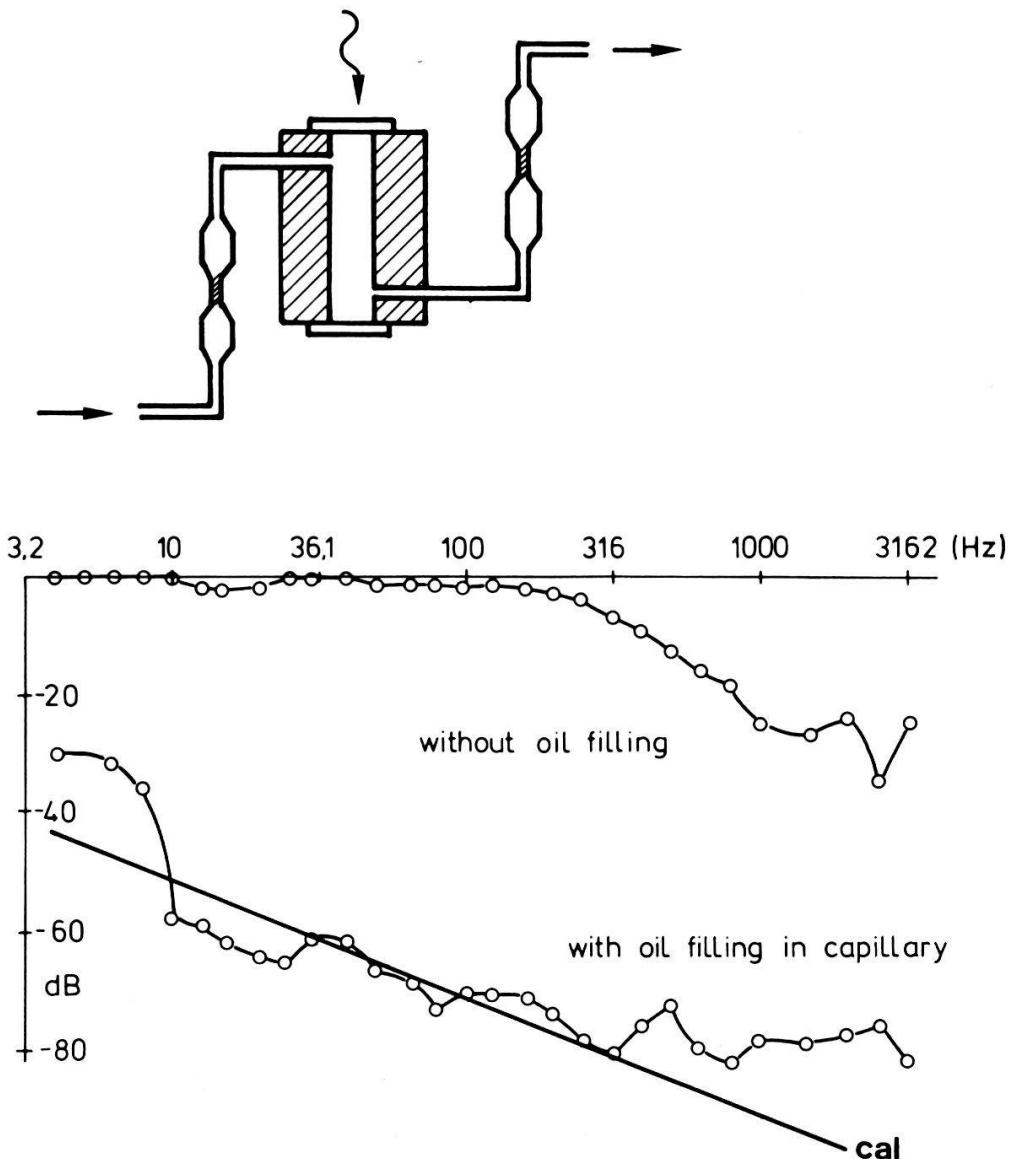


Figure 2

Acoustical decoupling of the photoacoustic cell by liquid-filled capillaries. Geometrical arrangement and acoustical attenuation in dB as a function of the frequency in Hz.

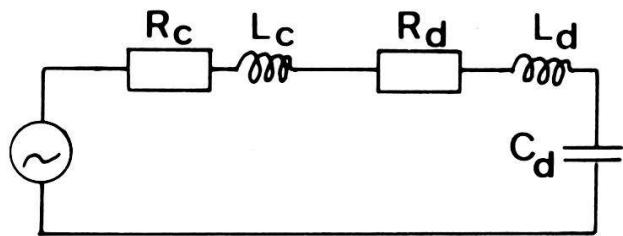


Figure 3

Replacing scheme of the acoustical decoupling device.

REFERENCES

- [1] L. B. KREUZER, J. Appl. Phys. 42, 2934 (1971).
- [2] L. G. ROSENGREN, Appl. Opt. 14, 1960 (1975).
- [3] O. OEHLER and D. SOURLIER, Helv. Phys. Acta 55, 594, (1982).
- [4] D. SOURLIER and O. OEHLER, J. de physique-Colloque, in press.

TE-TM Moden-Konversion bei der Beugung geführter Wellen in planaren optischen Wellenleitern mit Oberflächenrelief-Gittern

M. HORISBERGER, K. TIEFENTHALER und W. LUKOSZ, Professur für Optik, ETH, CH-8093 Zürich

Wir berichten über Beugungs-Experimente mit geführten Wellen in planaren isotropen optischen Wellenleitern mit eingeprägten [1] Oberflächenrelief-Gittern. Wohlbekannt in der integrierten Optik ist die Bragg-Reflexion der Moden an Oberflächen-Gittern, wobei die Polarisation (*TE* oder *TM*) erhalten bleibt. Wir beobachteten auch Beugungseffekte mit $TE \leftrightarrow TM$ Modenkonversion. Diese Effekte gehorchen einer verallgemeinerten Gitterbeugungs- bzw. Bragg-Gleichung, in welcher berücksichtigt wird, dass die effektiven Brechungsindizes der einfallenden und der gebeugten Welle voneinander verschieden sind ($N(TM) \neq N(TE)$).

LITERATUR

- [1] W. LUKOSZ and K. TIEFENTHALER, Opt. Lett. 8, 537–539 (1983).

Neue Schalt-Effekte in planaren optischen Wellenleitern

K. TIEFENTHALER und W. LUKOSZ, Professur für Optik, ETH, CH-8093 Zürich

An planaren optischen Wellenleitern aus $\text{SiO}_2\text{-TiO}_2$ mit eingeprägten Oberflächenrelief-Gittern wurden folgende Schalteffekte – bewirkt durch Adsorption bzw. Desorption von Gasen (z.B. H_2O) – beobachtet: 1) ein über das Gitter in den Wellenleiter eingekoppelter Mode wird ein- oder ausgeschaltet, und 2) ein im Wellenleiter geführter Mode wird von dem Gitter Bragg-reflektiert oder unabgebeugt durchgelassen. Nach einer theoretischen Ableitung [1] können die Schalteffekte bei sehr dünnen Wellenleitern durch Adsorption/Desorption von weniger als einer Monoschicht (über die Änderung des effektiven Brechungsindeks der geführten Moden) bewirkt werden. Auf ihre potentiellen Anwendungen in der integrierten Optik und für Gas-Sensoren wird hingewiesen.

LITERATUR

- [1] W. LUKOSZ and K. TIEFENTHALER, Proc. 2nd European Conference on Integrated Optics, Florence, October 1983.
IEE Conf. Publication No. 227, p. 152–155 (1983).

Kern- und Teilchenphysik

Precise measurement of the analysing power of the elastic proton-proton scattering at 582 MeV

A. BERDOZ, B. FAVIER and F. FOROUGHI, Institut de Physique, Rue A.-L. Breguet 1, CH-2000 Neuchâtel
 CH. WEDDIGEN, Kernforschungszentrum, Institut für Kernphysik und für experimentelle Kernphysik der Universität Karlsruhe, FRG

The analysing power A_{y0} of the elastic proton-proton scattering has been measured using the NESIKA apparatus for precision two-body measurements. The angular domain is from 20° to 80° CM in step of 5° . The precision per point is improved by one order of magnitude. Comparison with existing data will be given together with a discussion of the final improvement for future phase shift analyses.

On the observables A_{xz} and A_{y0} of the $pp \rightarrow \pi d$ between 300 and 1200 MeV

A. BERDOZ, B. FAVIER and F. FOROUGHI, Institut de Physique, Rue A.-L. Breguet 1, CH-2000 Neuchâtel

We give some characteristics of the observables A_{xz} and A_{y0} of the pion production reaction $pp \rightarrow \pi d$, deduced from the world available data. Special emphasis will be given to the trajectories of $A_{xz} + iA_{y0}$ and $\sigma(A_{xz} + iA_{y0})$ where σ is the differential cross section.

Beobachtung der intermediären Bosonen W^\pm der schwachen Wechselwirkung

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

Am ‘Proton-Antiproton-Collider’ des CERN wurde bei einer Schwerpunktsenergie von 540 GeV nach den intermediären Bosonen der schwachen Wechselwirkung gesucht. Die UA2-Kollaboration hat 35 Ereignisse, welche mit der Signatur $p\bar{p} \rightarrow W^\pm + x$ verträglich sind, nachgewiesen.
 $\downarrow_{e\nu}$

Es werden die Eigenschaften des Detektors sowie die Nachweismethoden und die Resultate präsentiert.

Beobachtung des neutralen Bosons Z^0 der schwachen Wechselwirkung

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

Es wird das UA2-Experiment zur Suche nach den neutralen intermediären Bosonen der schwachen Wechselwirkung vorgestellt.

Die UA2-Kollaboration fand 8 Z^0 -Kandidaten über den Zerfall $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ deren Eigenschaften im Detail beschrieben werden.

Détermination de la longueur de diffusion neutron-neutron, a_{nn} à partir d'une expérience complète de coïncidence γn dans la réaction $\pi^-(^2\text{H}, \gamma n)n$

O. SCHÖRI, J. C. ALDER, B. GABIoud, C. JOSEPH, N. MOREL, J. P. PERROUD, D. RÜEGGER, M. T. TRAN, W. DAHME, D. RENKER, G. STRASSNER et P. TRUÖL, Collaboration Lausanne, München, Zürich

Utilisant un ensemble de détecteurs de neutrons à localisation constitués de barreaux scintillants de dimensions $5 \times 10 \times 100 \text{ cm}^3$ situés à l'opposé d'un spectromètre à paires, des événements pour lesquels une coïncidence entre photon et neutron, subséquents à la capture d'un pion stoppé dans une cible de deutérium liquide, ont été enregistrés. La batterie de détecteurs de neutrons a été soigneusement calibrée lors d'une expérience de diffusion par l'hydrogène de neutrons étiquetés de la réaction $^2\text{H}(^2\text{H}, ^3\text{He})n$. Une nouvelle valeur de la longueur de diffusion a_{nn} a été extraite de ces mesures, confirmant nos précédents résultats basés sur la mesure du spectre des photons seuls. La méthode expérimentale et les résultats seront présentés et comparés aux résultats antérieurs.

Mesure du déplacement d'interaction forte dans l'atome π^-D

E. BOVET, L. ANTONUK et J.-P. EGGER, Institut de Physique, rue A.-L. Breguet, 1, CH-2000 Neuchâtel

K. GABATHULER, SIN, CH-5234 Villigen

J. L. GIMLETT, Caltech, Pasadena, CA 91125, USA

La transition 2P-1S de l'atome de deutérium pionique π^-D a été mesurée au SIN à l'aide d'un spectromètre à cristal de graphite.

De cette mesure on peut extraire le déplacement d'interaction forte du niveau 1S, et ainsi une valeur de la longueur de diffusion a_{π^-D} . Les résultats de cette mesure seront présentés et discutés lors de la séance.

Präzisionsmessung der Wellenlänge des 2p-1s Ueberganges im muonischen ^{13}C

B. AAS, W. BEER, I. BELTRAMI, K. BOS, P. F.A. GOUDSMIT, H. J. LEISI, W. RUCKSTUH, G. STRASSNER und A. VACCHI, Institut für Mittelenergiephysik der ETH, c/o SIN, CH-5234 Villigen, F. W. N. DE BOER, U. KIEBELE und R. WEBER, Institut de Physique de l'Université de Fribourg, CH-1700 Fribourg

Die Wellenlänge des 2p-1s Ueberganges im muonischen ^{13}C wurde mit dem Kristallspektrometer am Muonenkanal I des SIN mit einer Genauigkeit von 11 ppm gemessen: $\lambda(2p-1s) = 16.4614(18) \text{ pm}$. Das Resultat wird im Zusammenhang mit der Suche nach zusätzlichen Muon-Nukleon Wechselwirkungen und der Isotopenverschiebung besprochen.

Spontaneous fission decay constant of ^{238}U : measured by fission track technique

R. VARTANIAN, Atomic Energy Organization of Iran, P.O. Box 3327, Tehran, Iran.

The spontaneous fission decay constant for ^{238}U has been measured with the fission track technique, by the use of polycarbonate plastic and uranium metallic foils. By this experiment we counted totally 691 spontaneous and 7474 induced tracks respectively. The experimental result obtained by this method is the following: $\lambda_f = (8.61 \pm 0.53) \times 10^{-17} \text{ yr}^{-1}$, which is concordant with the majority of values found by this and other methods.

Parity violation in the decay of $^{19}\text{F}^*$ (110 keV)

K. ELSENER, W. GRÜEBLER, V. KÖNIG, P. A. SCHMELZBACH, J. ULRICH, W. Z. ZHANG, D. SINGY and CH. FORSTNER, Laboratorium für Kernphysik, Eidg. Technische Hochschule, CH-8093 Zürich

The parity violating asymmetry $A\gamma$ of the γ -radiation from the first excited state of polarized $^{19}\text{F}^*$ (110 keV) has been measured. The intense proton beam from the polarized ion source at the EN tandem accelerator of the ETHZ was used to produce polarized $^{19}\text{F}^*$ nuclei by the $^{22}\text{Ne}(\vec{p}, \alpha)^{19}\text{F}^*$ reaction. False asymmetries were greatly reduced by switching the sign of the proton beam polarization and by using two symmetrically positioned intrinsic Ge detectors. The resulting parity violating asymmetry is $A\gamma = -(7.9 \pm 1.9) \cdot 10^{-5}$. The contributions of possible fake effects are investigated and found to be considerably smaller than the parity violating asymmetry. The experimental value $A\gamma$ is in agreement with the latest theoretical predictions, suggesting that the weak meson-nuclei coupling constants are close to their 'best-values' predicted on basis of the Weinberg-Salam theory.

Un détecteur à tritons dans $\mu^- + ^3\text{He} \rightarrow t + \nu$

J. EGGER, H. KASPAR et B. TASIAUX, SIN, CH-5234 Villigen

L'effet de petites quantités d'azote (<300 ppm) mélangées à l'Helium a été étudié dans le but de construire un détecteur capable de mesurer l'énergie du triton émis après la capture de μ^- dans ^3He . L'efficacité du système pour la détection de la lumière de scintillation primaire ainsi que ses caractéristiques en régime de scintillateur à gaz proportionnel sont présentées.

Test eines BGO-Kalorimeters zur Messung von e -Energien

K. BORER, G. CZAPEK, A. FLÜCKIGER, D. FREI, B. HAHN, C. HUG, E. HUGENTOBLE, R. MONING, U. MOSER, E. RAMSEYER, H. SCHEIDIGER, G. STUCKI, Laboratorium für Hochenergiephysik, Sidlerstr. 5, CH-3012 Bern

R. ABELA und E. STEINER, SIN, CH-5234 Villigen

Die Eigenschaften eines Testkalorimeters aus 12 hexagonalen BGO-Kristallen wurden am SIN untersucht. Gemessen wurden die Energieauflösung für e bis zu 450 MeV und die Uniformität der Kristalle.

Theoretische Physik

Structure and stability of kinks in the ferromagnetic XY-chain

E. MAGYARI, H. THOMAS and R. WEBER, Institut für Physik, Universität Basel, CH-4056 Basel

The ferromagnetic XY-chain of 3D spins in an external field applied in the XY-plane is considered in classical continuum theory. The structure and stability of 360° -kinks starting from and returning to the uniform ferromagnetic state is examined both analytically and numerically. It is shown that the kinks become unstable above a critical strength of the applied field. The critical slowing-down anticipating this instability is not associated with a soft localized spin mode but is realized by the ‘soft-velocity-change’ mechanism recently discovered [1, 2] also in other model ferromagnets.

REFERENCES

- [1] E. MAGYARI and H. THOMAS, Phys. Rev. Lett. 51, 54 (1983).
- [2] E. MAGYARI and H. THOMAS, J. Phys. C16, L535 (1983).

A one-dimensional atomic configuration with a pair distribution function similar to that of an amorphous solid

P. REICHERT, R. SCHILLING, Institut für Physik der Universität Basel, Klingelbergstr. 82, CH-4056 Basel

We investigate a one-dimensional configuration of atoms, which is generated by the baker transformation or, equivalently, by the Bernoulli-shift. We show that the probability density of finding the j th nearest neighbour of an atom at a certain distance r is asymptotically (as $j \rightarrow \infty$) a gaussian distribution, the width of which grows as $j^{1/2}$ (local limit theorem). Furthermore, the pair distribution function $G(r)$ of this configuration exhibits peaks related to the positions of nearby atoms, but, if r goes to infinity, these oscillations go to zero, and the pair distribution function tends to a constant, as expected for an amorphous solid.

Revisiting the GR method for scattering from a corrugated hard wall: improved stability, convergence, and new results

E. STOLL, M. BAUMBERGER and N. GARCIA, IBM Zurich Research Laboratory, CH-8803 Rüschlikon

The conditions for choosing the R - and G -vectors to obtain regular stable matrices are reformulated [1]. It is shown that the practical range of validity of the method can be extended to corrugation amplitudes beyond the Rayleigh limit, and that it converges faster than was discussed earlier [2]. As an illustration of the capability of the method, we analysed He diffraction from the large Ni(110) + H(2×6) unit cell [3].

REFERENCES

- [1] N. GARCIA, J. Chem. Phys. 67, 897 (1977).
- [2] N. R. HILL and V. CELLI, Phys. Rev. B 17, 2478 (1978).
- [3] T. ENGEL and K. H. RIEDER, Surface Sci. 109, 140 (1981).

Free-electron model of vacuum tunneling between corrugated periodic surfaces

E. STOLL and A. BARATOFF, IBM Zurich Research Laboratory, CH-8803 Rüschlikon

Insight into the resolution of the recently developed technique of scanning vacuum tunneling microscopy is achieved by considering the transmission of free electrons through a constant potential barrier with corrugated periodic boundaries representing the sampled surface and a commensurate array of tips. The amplitudes of reflected and transmitted waves have been calculated via an extension of the so-called GR-method developed to treat scattering from a corrugated hard wall. The period of the array is chosen so large that each tip is well-isolated, but small enough to avoid ill-conditioned matrices. The distribution of the tunneling current in the barrier, and the dependence of the total current on the position of the scanning tip have been computed for a two-dimensional model. The resulting equicurrent lines dramatically exhibit the decrease in contrast expected with larger tip radius or tip-sample separation.

Instabilité d'un nématic soumis à un cisaillement périodique

A. J. KOCH, F. ROTHEN et J. SADIK, Institut de Physique expérimentale de l'Université, Dorigny,
CH-1015 LAUSANNE

Nous étudions théoriquement le comportement d'un nématic homéotrope soumis à un cisaillement périodique très général. A partir, de considérations de symétrie, on obtient la forme générale du seuil d'instabilité, fonction des paramètres du système. On montre comment cette fonction varie avec la forme de la courbe de Lissajou caractéristique du cisaillement. Comparaison est faite avec les données expérimentales existantes.

Tunneleffekt in Spinsystemen

M. ENZ und R. SCHILLING, Institut für Physik der Universität Basel, Klingelbergst. 82,
CH-4056 Basel

Für ein Teilchen in einem äusseren Potential kann man bekanntlich die WKB-Tunnelrate auch mittels des Wegintegralformalismus erhalten. Analog dazu wird für einen Spin in einem äusseren Feld \hbar mit dem Hamiltonian

$$H = -A(S^z)^2 + B(S^*)^2 - \hbar S^z \quad (A, B, \hbar > 0)$$

in halbklassischer Näherung eine Tunnelrate hergeleitet. Der Vergleich mit dem Teilchenproblem zeigt, dass B^{-1} die Rolle der Masse spielt. Weiter wird die Abhängigkeit von \hbar diskutiert und eine Ausdehnung der Resultate auf ein Zweispinsystem gegeben.

Energie-impulsion gravitationnelle et formalisme tétradique

J. CHEVALIER, rue des Vignes, CH-2822 Courroux

Dans le formalisme tétradique de la relativité générale, on peut définir de manière simple un ‘complexe’ d’énergie-impulsion gravitationnelle (EIG) qui est un ‘vrai’ tenseur. Nous montrons que: 1) ce complexe est unique; 2) la densité d’EIG n’est pas complètement inobservable; 3) le concept de localisabilité de l’EIG est compatible avec le principe d’équivalence. Ainsi se trouvent réfutés trois des quatre arguments avancés par Misner, Thorne et Wheeler (Gravitation, Freeman, 1973, p. 467) contre la localisabilité de l’EIG. L’éventualité de celle-ci ne peut donc pas être totalement écartée.

Transition rates in metastable systems: new results and an illustrative example

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

The ‘boundary layer expansion’ is found to be more powerful than the Kramers method and its extensions. Furthermore, the next better approximation can often be obtained with a minor effort. As an example the driven van der Pol oscillator is revisited: a tentative result of Stratonovich is confirmed with a slight modification and also extended.

Beyond the local-spin-density approximation in atoms: exact-exchange extension of the theory

S. BARONI and E. TUNCHEL, Institut de Physique Théorique, EPFL, CH-1015 Lausanne

We perform Density-Functional calculations for atoms, in a scheme where the exchange is treated exactly and the local approximation is adopted for the correlation energy.

A much better overall description of the electronic structure is obtained with respect to the traditional Hartree-Fock and Local-Spin-Density approximations. The improvements so obtained are shown to be of particular value in the two limiting cases of tightly bound core electrons and of valence electrons in negative ions.

We finally discuss the theoretical grounds of the proposed approximation.

Application du calcul différentiel extérieur à l’hydrodynamique

D. BOVET, Laboratoire de Mécanique des sols, ISRF-EPFL, GCB, CH-1015 Lausanne

Le *double-emploi* de la vitesse et de la densité est une particularité qu’il faut toujours avoir en vue lorsqu’on veut mettre en analogie l’hydrodynamique avec

l'électromagnétisme ou l'élastodynamique. Cette constation une fois faite, il est facile de faire de l'équation d'Euler une 'équation de Maxwell'. Il est plus difficile de voir à quoi peut correspondre l'équation de Navier: la loi de Newton par laquelle on définit la viscosité n'est pas l'analogue de la loi d'Ohm; celle-ci est analogue à loi de Darcy, qui régit la percolation d'un fluide à travers un milieu poreux. D'habitude, on déduit la loi de Darcy de la loi de Newton; mais on peut aussi 'interpréter' la loi de Newton comme résultant d'une loi de Darcy et d'un potentiel-vecteur servant de 'potentiel chimique des tourbillons'; alors la loi de Newton apparaît comme une loi de diffusion de la densité de tourbillon. Dans cette analogie, le fluide parfait correspond au diélectrique parfait.

Bericht der Herbsttagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft, Delsberg, 13./ 14. Oktober 1983	211
Schneider, W. D., Laubschat, C., Kalkowski, G., Haase, J., and Puschmann, A.: Valenzänderungen an der Oberfläche einiger intermetallischer Eu-Verbindungen	214
Rieder, K. H., Baumberger, M., und Stocker, W.: Selektiver Übergang von Wasserstoff von spezifischen Chemisorptionsplätzen auf Pd(110) ins Innere	214
Erbudak, M., Maurer, W., Müller, N., und Ravano, G.: Spinabhängige Sekundärelektronenemission	215
Posternak, M., Baldereschi, A., Wimmer, E., and Freeman, A. J.: Surface states and interlayer states in graphite	215
Brüesch, P., Kötz, R., Neff, H., und Pietronero, L.: Dimensionalitäts-Effekte in dielektrischen Filmen	215
Gygax, F. N., Hintermann, A., Schenck, A., Studer, W., van der Wal, A. J., et Schlapbach, L.: Stroboscopie μ SR: le muon positif sonde les déviations infimes du champ magnétique interne du platine et de composés du type PdH_x	216
Studer, W., Gygax, F. N., Hintermann, A., Rüegg, W., Schenck, A., und van der Wal, A. J.: Anomale Myon-Knightshift in Cd	216
Kiefl, R. F., Patterson, B. D., Holzschuh, E., Keller, H., Kündig, W., and Blazey, K.: Muonium in high magnetic fields	216
Patterson, B. D., Bosshard, A., Truöl, P., Straumann, U., Wüest, A., and Wichert, Th.: Muon decay blocking in silicon	217
Schneider, J., Kiefl, R., Holzschuh, E., Kündig, W., Patterson, B. D., Keller, H., Blazey, K., Estle, T. L., and Rudaz, S.: Observation of muonium states in III-V semiconducting compounds	217
Reihl, B., und Schlittler, R. R.: Inverse photoemission from clean and oxygen-covered silver	218
Wuilloud, E., Baer, Y., et Hulliger, F.: Changement de valence dans le $CePd_3B_x$	218
Looser, U., Osterwalder, J., Riesterer, T., und Schlapbach, L.: XPS-Untersuchung von $ZrMn_x$ -Hydriden	218
Frick, B., und Schoenes, J.: Optik an UO_2 bei hohen Temperaturen	219
Vaterlaus, H. P.: Phononen und freie Elektronen in Übergangsmetall-Dichalkogeniden	220
Baroni, S., Grosso, G., and Pastori Parravicini, G.: Correlated energy bands in insulating crystals: The case of argon	221
Muheim, J. T.: Die elektrische Elementarladung e_s	221
Furrer, A., und Martin, D.: Zusammenhang zwischen Kristall- und magnetischer Struktur in $NdAl_xGa_{2-x}$	224
Fischer, P., und Hulliger, F.: Neutronenbeugungsuntersuchung der magnetischen Strukturen von HoBi und HoS	225
Hälg, B., Furrer, A., und Hulliger, F.: Kritische Neutronenstreuung in CeP	225
Reim, W., Schoenes, J., und Vogt, O.: Magnetische Rotverschiebung des $f \rightarrow d$ Übergangs in $USb_{0.9}Te_{0.1}$	226
Müller, P. P., Allenspach, R., Mauri, D., und Landolt, M.: Spinpolarisation von Valenzband-Augerelektronen aus Ni	227
Slivka, J., und Keller, H.: Evaluation of the dynamic critical exponent z in the two-dimensional (2d) antiferromagnet $KFeF_4$ from Mössbauer spectra	227
Giovannini, B.: Fluctuations des paramètres d'ordre et longueur de cohérence dans les supraconducteurs granulaires	228
Bischof, R., und Kaldus, E.: Die Hydride des Europiums und Ytterbiums	228
Jorand, M., Rothen, F., Sadik, J., Joanicot, M., et Pieranski, P.: Propriétés mécaniques des cristaux colloïdaux	229
Stadelmann, P.: Détermination du réseau de Bravais de petits cristaux par microscopie électronique	229
Bujard, M., et Gremaud, G.: Etude par mesures ultrasonores de la création de paires de décrochements sur les dislocations	229
Bidaux, J.-E., et Schaller, R.: Spectre de frottement intérieur de Al-Zn 25% poids	230
Zürcher, P., Anderson, J., Frankel, D., and Lapeyre, G. J.: Observation of chemisorption induced nonuniform energy band shifts in semiconductors	230
Zürcher, P., Bauer, R. S., and Sang, H. W.: Anderson's electron affinity rule: does it really predict the band discontinuity in semiconductor heterojunctions?	233
Triggs, P., and Lévy, F.: Electrical properties of rutile type oxides: doped TiO_2 and RuO_2	237

Bona, G. L., Allenspach, R., Meier, F., und Pescia, D.: Spinpolarisierte Photoemission aus Silizium.....	237
Battaglia, G., Quattropani, A., and Schwendimann, P.: Exciton absorption in the spatially dispersive case.....	237
Schwarz, R., and Matthey, C.: Diffusion length and junction depth determination based on spectral response measurements of solar cells.....	238
Pfluger, P., Heff, H., und Zeller, H. R.: Transport von heissen Elektronen in polymeren Dielektrika: innere Photoemissionsexperimente.....	238
Bernasconi, J., Pfluger, P., und Zeller, H. R.: Transport von heissen Elektronen in polymeren Dielektrika: Boltzmanngleichung und Analyse von inneren Photoemissionsexperimenten	238
Zeller, H. R.: Heisse Elektronen in polymeren Dielektrika: Energieverteilung und Ionisationsrate	239
Müller, K. A., Berlinger, W., Pfluger, P., Geiser, V., and Güntherodt, H. J.: Possible three-to two-dimensional metallic crossover in C_6Li from conduction electron-spin resonance	239
Müller, K. A., and Berlinger, W.: Possible cubic fixed-point behaviour of $LaAlO_3$ from multicritical (110)-stress EPR experiments	240
Racine, G. A., Patthey, F., Martinoli, P., and Beck, H.: Dynamics of commensurate and incommensurate phases of a two-dimensional lattice of superconducting vortices.....	240
Lüscher, E., Korpiun, P., und Büchner, B.: Photoakustischer Effekt, Methode zur Untersuchung thermischer und kalorischer Eigenschaften	240
Dürig, U., und Bilgram, J. H.: In situ Beobachtung der Dynamik von Wachstumsstufen während des Kristallwachstums aus der Schmelze.....	241
Bilgram, J. H.: Kooperatives Kristallisieren	242
Petrovska, D., Dettenmaier, M., et Kausch, H. H.: Etude de la diffusion des macromolécules par la méthode de la cicatrisation des fissures	244
Bürgi, A., und Geiss, J.: Ionisation seltener Elemente in der Korona und Beschleunigung in den Sonnenwind	248
Bochsler, P., und Geiss, J.: Variabilität des Flusses von 3He und 4He im Sonnenwind	248
Degiacomi, C., Kneubühl, F. K., Huguenin, D., and Müller, E. A.: Far-infrared solar imaging from a balloon-borne platform	249
Nottenburg, R., Rytz-Froidevaux, Y., Bujard, P., Reinhart, F.-K., et Ilegems, M.: Diodes lasers GaAs-AlGaAs par épitaxie par jet moléculaire.....	252
Nottenburg, R., Bischoff, J. C., Bühlmann, H. J., et Ilegems, M.: Phototransistors AlGaAs/GaAs à base flottante réalisés par épitaxie par jets moléculaires.....	252
Krug, P. A., Behn, R., Do, Q. H., Kjelberg, I., Salito, A., Siegrist, M. R., and Weisen, H.: High energy D_2Q laser for collective Thomson scattering	252
Dupertuis, M. A., Salomaa, R. R. E., and Siegrist, M. R.: Multimode phenomena in optically-pumped lasers.....	253
Gnepf, S., and Kneubühl, F. K.: Theory on the mode-structure of distributed feedback lasers.....	253
Wildmann, D., Furler, R., Preiswerk, H. P., Zheng, X., and Kneubühl, F. K.: Grazing incidence far-infrared gas laser	256
Leuthard, W., Herrmann, W., und Kneubühl, F. K.: Periodische Metallstrukturen für DFB CO_2 -Laser.....	259
Pike, E. R., and Jauch, K. M.: Diffraction gratings covered by diffusers detected by photon cross-correlation of the moving speckle patterns	261
Terzic, M., und Sigrist, M. W.: Fortpflanzung von laser-induzierten akustischen Impulsen in Flüssigkeiten	261
Meier, R., Arnesson, J., and Sigrist, M. W.: Temperature dependence of laser-induced acoustic signals in water	262
Lüscher, E., und Hübler, A.: Instabilitäten und Strukturierung von Flüssigkeitsoberflächen im nichtlinearen Potential	264
Yasseen, F., and Vaclavik, J.: Quasilinear theory of inhomogeneous magnetized plasmas interacting with electromagnetic fluctuations	267
Hinderling, J., Meyer, P., and Sigrist, M. W.: Temperature dependence of the water-vapor absorption at CO_2 laser wavelengths	268
Fröhlich, R., Burtscher, H., und Schmidt-Ott, A.: Messung der Lebensdauer niederenergetischer Elektronen in Luft	270
Salito, A., et Siegrist, M. R.: Filtres d'absorption dans l'infrarouge lointain	270

Monot, R., Zellweger, J.-M., Melinon, P., Philippoz, J.-M., et van den Bergh, H.: Séparation isotopique par nucléation sélective de clusters induite par laser infrarouge.....	271
Gysel, H., und Nyffenegger, R.: Fluoreszierende Eigenschaften von FITC-markiertem Polyacrylamid	271
Merki, P.: Quasielastische Lichtstreuung an Polyacrylamid.....	273
Dietler, G., Käenzig, W., Häberli, A., und Straub, P. W.: Temperaturabhängigkeit der Fibrinogen-Fibrin-Aggregation: Ein temperaturunabhängiger Prozess im menschlichen Körper	275
Schurtenberger, P., und Käenzig, W.: Herstellung von monodispersen Vesikeln variabler Grösse durch Verdünnen einer wässrigen Lösung von Gallensalz-Lezithin-Mizellen	275
Raemy, A., Michel, F., and Lambelet, P.: Thermal behaviour of foods studied by calorimetry	276
Aubert, C. R., und Fünfschilling, J.: Hochaufgelöste Laserspektroskopie für die chemische Analyse.....	276
Kocian, P., Bugmann, G., Erni, D., und Bourquard, S.: Einige Besonderheiten der Abscheidung von α -Si Schichten in der Gleichstromentladung in Silane	276
Guisan, O., Ineichen, P., Mermoud, A., et Razafindraibe, A.: 4 années de mesures de rayonnement solaire à Genève	277
Guisan, O., Mermoud, A., Rudaz, O., et Vaissade, A.: Quelques caractéristiques et résultats sur les capteurs solaires évacués	277
Thiébaud, F., und Kneubühl, F. K.: Spektroskopische Messungen an Verglasungen	277
Sayasov, Yu.S.: An approximate theory of intensive ion beam interaction with metallic foils	280
Munz, P., und Zheng, T. H.: Eine einfache Methode zur Messung der Schichtdicke von Metallfilmen im Bereich 100 Å	283
Oehler, O., and Rosatzin, M.: Dimensioning and acoustical decoupling of photoacoustic cells	286
Horisberger, M., Tiefenthaler, K., und Lukosz, W.: TE-TM Moden-Konversion bei der Beugung geführter Wellen in planaren optischen Wellenleitern mit Oberflächenrelief-Gittern	289
Tiefenthaler, K., und Lukosz, W.: Neue Schalt-Effekte in planaren optischen Wellenleitern	289
Berdoz, A., Favier, B., Foroughi, F., and Weddigen, Ch.: Precise measurement of the analysing power of the elastic proton-proton scattering at 582 MeV	290
Berdoz, A., Favier, B., and Foroughi, F.: On the observables A_{xz} and A_{y0} of the $p\bar{p} \rightarrow \pi d$ between 300 and 1200 MeV	290
Borer, K., Hahn, B., Hänni, H., Mani, P., Schacher, J., Stocker, F., und Zeller, W.: Beobachtung der intermediären Bosonen W^+ der schwachen Wechselwirkung	290
–; Beobachtung des neutralen Bosons Z^0 der schwachen Wechselwirkung	290
Schöri, O., Alder, J.C., Gabioud, B., Joseph, C., Morel, N., Perroud, J.P., Rüegger, D., Tran, M.T., Dahme, W., Renker, D., Strassner, G., et Truöl, P.: Détermination de la longueur de diffusion neutron-neutron, a_{nn} à partir d'une expérience complète de coïncidence γn dans la réaction $\pi^-(^2H, \gamma n)n$	291
Bovet, E., Antonuk, L., Egger, J.-P., Gabathuler, K., et Gimlett, J. L.: Mesure du déplacement d'interaction forte dans l'atome π^-D	291
Aas, B., Beer, W., Beltrami, I., Bos, K., Goudsmit, P.F.A., Leisi, H.J., Ruckstuhl, W., Strassner, G., Vacchi, A., de Boer, F.W.M., Kiebele, U., und Weber, R.: Präzisionsmessung der Wellenlänge des 2p-1s Überganges im muonischen ^{13}C	291
Vartanian, R.: Spontaneous fission decay constant of ^{238}U : measured by fission track technique	292
Elsener, K., Grüebler, W., König, V., Schmelzbach, P.A., Ulbricht, J., Zhang, W.Z., Singy, D., and Forstner, Ch.: Parity violation in the decay of $^{19}F^*$ (110 keV)	292
Egger, J., Kaspar, H., et Tasiaux, B.: Un détecteur à tritons dans $\mu^- + ^3He \rightarrow t + \nu$	292
Borer, K., Czapек, G., Flückiger, A., Frei, D., Hahn, B., Hug, C., Hugentobler, E., Moening, R., Moser, U., Ramseyer, E., Scheidiger, H., Stucki, G., Abela, R., und Steiner, E.: Test eines BGO-Kalorimeters zur Messung von e -Energien	292
Magyari, E., Thomas, H., and Weber, R.: Structure and stability of kinks in the ferromagnetic XY-chain	293
Reichert, P., and Schilling, R.: A one-dimensional atomic configuration with a pair distribution function similar to that of an amorphous solid	293
Stoll, E., Baumberger, M., and Garcia, N.: Revisiting the GR method for scattering from a corrugated hard wall: improved stability, convergence, and new results	293

Stoll, E., and Baratoff, A.: Free-electron model of vacuum tunneling between corrugated periodic surfaces	294
Koch, A.J., Rothen, F., et Sadik, J.: Instabilité d'un nématische soumis à un cisaillement périodique	294
Enz, M., und Schilling, R.: Tunneleffekt in Spinsystemen	294
Chevalier, J.: Energie-impulsion gravitationnelle et formalisme tétradique	295
Ryter, D.: Transition rates in metastable systems: new results and an illustrative example	295
Baroni, S., and Tuncel, E.: Beyond the local-spin-density approximation in atoms: exact-exchange extension of the theory	295
Bovet, D.: Application du calcul différentiel extérieur à l'hydrodynamique	295

