

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 59 (1986)
Heft: 1

Vereinsnachrichten: Bericht über die Herbsttagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft am staatlichen Seminar in Biel vom 3. + 4. Oktober 1985

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: 18.01.2026

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

BERICHT UEBER DIE HERBTTAGUNG DER SCHWEIZERISCHEN
PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT AM STAATLICHEN SEMINAR IN BIEL VOM
3. + 4. OKTOBER 1985

I. Administrativer Teil

Vorstand der SPG:

Prof. P. Minkowski	Präsident
Prof. S. Steinemann	Vizepräsident
Prof. P. Grieder	Sekretär
Dr. H. Hänni	Kassier
Dr. J.P. Egger	Kern- und Teilchenphysik
Prof. P. Martinoli	Kondensierte Materie
Dr. M. Siegrist	Angewandte Physik
Dr. D. Ryter	Theoretische Physik
Prof. R. Dändliker	Wissenschaftspolitik
Prof. H.J. Gerber	Helvetica Physica Acta
Prof. I. Zschokke	I.U.P.A.P.

Rechnungsrevisoren:

Prof. W. Czaja
Prof. L. Schellenberg

Stellenvermittlung der SPG

Prof. Dr. Fritz K. Kneubühl
Labor für Festkörperphysik

ETH Hönggerberg
CH-8093 Zürich
Tel. 01/377 23 40

Helvetica Physica Acta

Prof. Ph.A. Martin, Rédacteur
Institut de Physique
Théorique
EPFL/PHB
CH-1015 Lausanne
Tel. 021/47 34 13

Sekretariat:

Schweizerische Physikalische Gesellschaft
Institut für Theoretische Physik der Universität Bern
Sidlerstrasse 5
CH-3012 Bern

Tel. 031/65 86 24 / 65 44 17

Neue Mitglieder (seit dem 16. Februar 1985)

ABUKAY Dogan, ANDEREGG François, ANDRE Léon, BEHN Roland,
BERNEGGER Stefan, BIENZ Frédy, BORN Ernst, BOSCHUNG Markus,
BUCHER Jean-Pierre, BUJARD Martial, CASAS Juan, CONTI
Serge, COTTING Thomas, de CHAMBRIER Alexandre, DELACBETAZ
Guy, FAYET Pierre, FLESIA Cristina, FREPPÉL Raymond,
FRESARD Raymond, GALLAY Roland, GAVILLET Didier, IONESCU
Florica, IONESCU Victor, IZYCKI Maciej, JACCARD Didier,
KEITA Mamade, KRUG Peter, LISTER Jonathan, MANTHEY Jacek,
MEYER Peter, MICHEL Jacques-André, NAKADA Tatsuya, ODERMATT
Walter, RUDIGIER Helmut, SCHLOEGL Robert, SCHMID Hubert,
WOESTE Ludger, YASSEEN Fareed.

Damit zählt die Gesellschaft zurzeit 1230 Einzelmitglieder,
9 Gesellschaften und 14 Bibliotheken als
Kollektivmitglieder.

Die Generalversammlung fand am 3. Oktober 1985 um 17.30 Uhr statt.

Protokoll

Anwesend: 45 Personen

1. Würdigung und Wahl von 2 neuen Ehrenmitgliedern

Der Vorstand schlägt der GV zwei Ehrenmitglieder zur Wahl vor in Anerkennung ihrer hervorragenden wissenschaftlichen Leistungen und ihrer Verdienste gegenüber der Gesellschaft. Es handelt sich um Prof. Res Jost, Seminar Theoretische Physik, ETH-Zürich und Prof. Martin Peter, D.P.M.C., Genève.

In anerkennenden Worten wird die berufliche Laufbahn der beiden Ehrenmitglieder von den Herren Prof. K. Hepp (ETHZ) und Prof. O. Fischer (D.P.M.C.) geschildert. Die Wahl der beiden Ehrenmitglieder erfolgt mit grossem Applaus durch die GV.

Die dafür angefertigten Urkunden werden überreicht und es ist Prof. R. Jost, der in seinem und in Prof. Peters Namen dem Vorstand und den Anwesenden seinen herzlichen Dank ausspricht.

2. Protokoll der Generalversammlung vom 28. März 1985 in Freiburg

Das Protokoll wird ohne Einwände genehmigt.

3. Mitteilungen des Vorstandes

- "Zukunft der Physik an den Eidg. Technischen Hochschulen"

Die ersten Ausführungsbestimmungen zu diesem Thema sind im September 1985 herausgekommen. Der Text ist auf dem Sekretariat der SPG erhältlich. Diese Ausführungsbestimmungen sind für alle von Interesse, jedermann sollte sich damit auseinandersetzen. Es geht um Vorschläge und insbesondere um das Abschätzen der Zusammenarbeit innerhalb der Physik zwischen den ETH und den Universitäten und weiteren Forschungsinstituten, u.a. um die Zukunft von SIN und EIR.

- Aktion zur Unterstützung von Orlov und Shcharansky

Der Vorstand hat sich im Namen der Gesellschaft entschlossen, dem Internationalen Komitee (Vorsteher Henri Cartan, Frankreich und Israel Halperin von Kanada) beizutreten. Wie bekannt, hat die

Schweizerische Naturforschende Gesellschaft (SNG) im Namen der Schweizer Wissenschaftler einen offenen Brief an den Botschafter der UdSSR in Bern gerichtet, den wir als solchen unterstützen haben.

- zur Orientierung
Die Firma von Roll, bisheriges Kollektivmitglied, ist aus der Gesellschaft ausgetreten.
- Frühjahrstagung 1986 (10./11. April) in Neuchâtel
Es wird ein gemeinsames Treffen mit der französischen Physikalischen Gesellschaft oder mit einem Teil davon, geplant. Der Vorstand ist dabei, dies so weit als möglich in die Wege zu leiten und bittet um individuelle Mithilfe zum guten Gelingen eines solchen Unternehmens.

4. Statutenänderung und gegebenenfalls Wahl des Kassiers

- Eine Aufteilung des Amtes des Sekretärs und die Schaffung eines Kassierpostes drängte sich auf und der Vorstand schlägt der GV vor, die Statuten wie folgt zu ändern.

Art. 8 "Der Vorstand besteht aus ..., einem Kassier, ... "Der Sekretär kann zugleich das Amt des Kassiers versehen".

Art. 9 "Die Gesellschaft ist verpflichtet durch die Kollektivunterschrift des Präsidenten und die des Sekretärs oder des Kassiers".

In den heutigen Statuten ist das Amt der Rechnungsrevisoren nicht aufgeführt. Der Vorstand schlägt folgende Ergänzung vor:

- Art. 10bis "Der Vorstand schlägt an der Generalversammlung im Frühjahr zwei Rechnungsrevisoren vor, die von dieser für die Dauer von zwei Jahren gewählt werden.

Diese Änderungen, bzw. Ergänzung, werden von der GV einstimmig angenommen. Der neue Text wird in Form eines Zusatzblattes unter Einbeziehung der am 8. Oktober 1982 an der Generalversammlung der SPG in Basel genehmigten Änderung von Art. 12 gedruckt und den Statuten als Anhang beigeklebt werden.

- Wahl des Kassiers
Für den neu geschaffenen Kassierposten wird Dr. Hans Hänni, CERN, Genf von der GV ohne Gegenstimme bei einer Enthaltung gewählt.

5. Fachanerkennung in medizinischer Strahlenphysik

Die von Prof. G.Poretti zusammengefasste Orientierung über den Stand des Projektes einer Fachanerkennung zusammen mit der Schweiz. Gesellschaft für Strahlenbiologie und Strahlenphysik und der Schweiz. Gesellschaft für Radiologie und Nuklearmedizin lässt erkennen, dass noch viele Fragen zu klären sind. Die beiden Vertreter unserer Gesellschaft, Prof. J.Sierro und Prof.O.Huber werden weiterhin unsere Interessen wahrnehmen. Der Präsident wird im weitem direkt Kontakt aufnehmen, mit Prof. Anliker, der biomedizinisch-technische Vorlesungen an der ETH, Zürich hält. Ein weiterer Name in diesem Zusammenhang wird erwähnt: Prof. P. Martinoli, Universität Neuenburg.

6+7. Mitteilungen der Fachgruppenvertreter und der Kommissions-präsidenten

- Wissenschaftspolitische Kommission
Die Ausarbeitung des Kataloges der Physikalischen Forschung in der Schweiz wird anfangs 1986 zu Ende geführt. Die Finanzierung ist gesichert.
- I.U.P.A.P.
Der Zentralvorstand der SNG hat bezüglich Abklärung der von der SNG eingegangenen Verpflichtungen für die noch ausstehenden Beiträge eine Kosten-Nutzen-Analyse angeordnet.
- Helvetica Physica Acta
Prof.H.J.Gerber berichtet, dass der Birkhäuser-Verlag*) Basel zukünftig eine Tochterfirma eines grösseren amerikanischen Verlages werden soll. Der HPA-Verlagsvertrag soll in der bestehenden Form weitergeführt werden. Die Finanzlage der HPA ist durch Abnahme der Zahl der Abonnenten schwierig geworden. Dadurch ergeben sich zwei defizitäre Jahre, auf Kosten des HPA-Vermögens.

Prof.Gerber fordert die Mitglieder der Gesellschaft eindringlich auf, ihre guten Arbeiten in der HPA zu publizieren, sodass die HPA eine Zeitschrift bleibt, die die Bibliotheken abonnieren und die Physiker lesen sollten.

8. Europhysics Letters

Bezüglich der von unserer Gesellschaft eingegangenen Beteiligung von SFr. 15'000.-- an der Herausgabe dieser Zeitschrift, ist das Gesuch an die SNG mit SFr. 10'000.-- bewilligt worden. Das Erscheinungsdatum der Zeitschrift ist auf den 1.1.1986 festgesetzt. Abonnentenpreise: Fr. 55.- individuelles Mitglied, Fr. 550.- Bibliotheken. Als Vertreter der SPG in das Management-Board, welches über die Finanzen und die Geschäftsabwicklung wacht wird von der GV einstimmig Prof. S. Steinemann gewählt.



9. Verschiedenes

R. Gruber, GASOV, EPFL, orientiert über die neue Datenverarbeitungsanlage CRAY 1S - 2000 deren Dienste auch von anderer Seite in Anspruch genommen werden können und die allen Universitäten der Schweiz offen steht. Ein entsprechendes Informationsheft kann von der EPFL bezogen werden.

Schluss der Sitzung 18.30 Uhr.

II. Wissenschaftlicher Teil

Themen der beiden Hauptvorträge waren:

1. Prof. Georg Busch, ETH Zürich

"Vom "sel polychreste" zur Ferroelektrizität - ein Rückblick

2. Dr. B. Humpert, Hasler Research Laboratory, Swiss School for Software Engineering, Bern und Université de Lausanne

Knowledge engineering in artificial intelligence

Zur Herbsttagung 1985 wurden 97 Kurzbeiträge eingereicht. Diese Beiträge, welche auf den folgenden Seiten abgedruckt sind, verteilten sich auf die einzelnen Fachgruppen wie folgt:

- Physik der kondensierten Materie (KOND) 30 Kurzvorträge (2 Poster-Sessions)
- Angewandte Physik (ANDO): 45 Kurzvorträge
- Kern- und Teilchenphysik (KETE): 10 Kurzvorträge (1 Poster-Session)
- Theoretische Physik (THEO) 12 Kurzvorträge

Bern, im Oktober 1985

Der Präsident

Der Sekretär

P. Minkowski

P. Grieder

*) Der Birkhäuser-Verlag wurde im Oktober 1985 vom Springer-Verlag, Heidelberg/Berlin/New York übernommen.

PHYSIK DER KONDENSIERTEN MATERIE

Materialien - Positronen-SpektroskopieMASSENSPEKTROMETRISCHE UNTERSUCHUNG DER VERDAMPFUNG VON DOTIERTEN UND
NICHTSTOECHIOMETRISCHEN α -HgI₂-KRISTALLEN FUER γ -DETEKTOREN

M. Piechotka, E. Kaldis, Laboratorium für Festkörperphysik ETH,
CH-8093 Zürich, Switzerland

Inhalt: Die Verdampfung von Kristallen mit verschiedenen Stöchiometrien und Reinheiten wurde untersucht. Kristalle mit Ueberschuss einer Komponente (Hg oder I) oder mit Kohlenwasserstoffen (KW) dotiert, haben verschiedene Zusammensetzung der Dampfphase, Dampfdrucke und Verdampfungsenthalpien. Die überschüssige Komponente wird im Gitter gelöst, kann aber durch thermische Behandlung entfernt werden, falls die Kristalle rein sind. Dotierung durch KW führt zu einer Fixierung der Nichtstöchiometrie. Die Ergebnisse werden im Hinblick ihrer Einflüsse auf die Eigenschaften der γ -Strahl-Detektoren diskutiert.

1. Einführung

Einkristalle der roten tetragonalen α -Phase des HgI₂ werden als Zimmertemperatur-Detektoren für X- und γ -Strahlen benutzt. Die besten Einkristalle von α -HgI₂ für Detektoren werden aus der Dampfphase gezüchtet. Die Ausbeute der guten Kristalle mit Spektrometerqualität liegt heute noch unter 10%, so dass sie sehr teuer sind. In den letzten Jahren versuchte man die Ursachen der schlechten Ausbeute zu untersuchen. Wichtige Fragen die offen bleiben, sind der Einfluss 1) der Punktdefekte und speziell der Nichtstöchiometrie, 2) der Verunreinigungen und speziell der KW.

Wir haben eine massenspektrometrische Untersuchung eines Molekularstrahles von HgI_2 durchgeführt. Wenn der Kristall einen reellen Ueberschuss von Hg oder I enthält, dann muss auch der Dampf, im Gleichgewicht mit dem Festkörper, diesen Ueberschuss aufweisen. Darüber hinaus kann man mit dieser Methode die Thermodynamik der Verdampfung untersuchen [1] und zwischen echten Lösungen und Mischungen sowohl beim Ueberschuss einer Komponente als auch bei Verunreinigungen klar differenzieren.

Um die Fragen über Verunreinigungen und Nichtstöchiometrie zu beantworten, haben wir eine Reihe von nichtstöchiometrischen und mit KW dotierten Proben hergestellt und ihre Verdampfung massenspektrometrisch untersucht.

2. Ergebnisse

Die Synthese- und Dotierungsbedingungen der HgI_2 Proben sind in der Tabelle 1 zusammengefasst.

Tab.1

Probe	Synthese		Dotierung mit	Massenspektrometrische Charakteristik
	$(I/Hg)_0$	Ueberschuss		
A	1.38	Hg	—	Hg Ueberschuss, bevorzugte Desorption am Anfang der Verdampfung
F	—	—	KW (1-10Torr)	Hg Ueberschuss, fixiert bis Ende der Verdampfung; enthält KW
C	hergestellt von speziell gereinigtem Jod			stöchiometrisch
D	2.09	I	Oeldämpfe (10^{-4} Torr)	I Ueberschuss, fixiert bis Ende der Verdampfung; enthält KW
B	2.14	I	—	I Ueberschuss, bevorzugte Desorption am Anfang der Verdampfung
E	2.02	I	I_2	I Ueberschuss, bevorzugte Desorption am Anfang der Verdampfung

Kohlenwasserstoffe, die in der Dampfphase der Proben auftreten, erkennt man sehr gut im Massenspektrum. Wir haben organische Verunreinigungen in den Proben F und D festgestellt. Die Nachweisgrenze liegt etwa bei ≈ 100 ppm pro Masse.

Das Verhältnis der Komponenten I/Hg kann man massenspektrometrisch nicht direkt bestimmen. Der Grund ist, dass das Massenspektrometer nur Ionen und keine neutralen Fragmente sieht. Man kann aber das (I/Hg) -Verhältnis im Ionenstrahl messen. Mit Hilfe dieses Wertes kann man die zeit- und proben-abhängigen Aenderungen der Zusammensetzung des Ionenstrahls registrieren, die uns er-

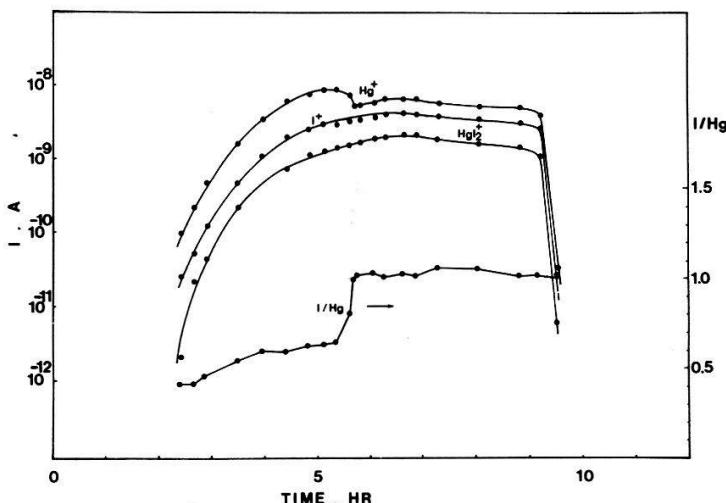


Abb. 1 Totale Verdampfung der Probe A bei $T = 136^\circ \text{C}$, Aufheizperiode bis $t = 3$ Stunden.

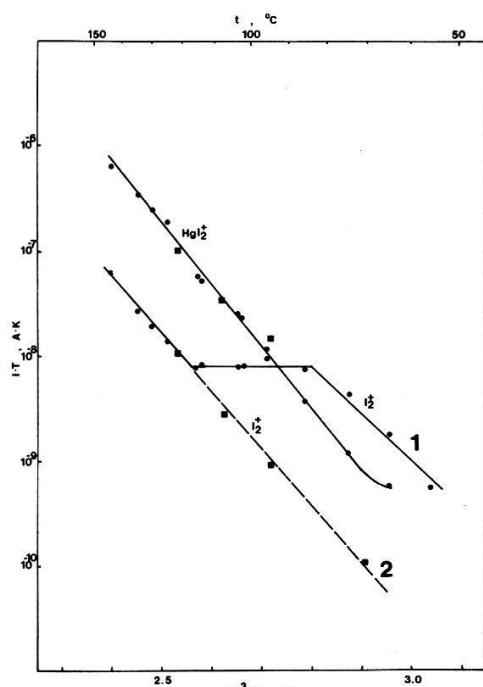


Abb. 2 Temperaturabhängigkeit des Ionenstroms der HgI_2^+ - und I_2^+ -Ionen für die Probe B.
 ●, erstes Aufheizen (1)
 ■, zweites Aufheizen (2)

tauben, die Stöchiometrie der Proben qualitativ zu vergleichen. So haben wir während der totalen Verdampfung der Probe A den folgenden Zeitverlauf dieses Wertes registriert (Abb. 1). Man sieht zwei Perioden der Verdampfung, die durch eine Stufe auf der Kurve getrennt sind. Während der ersten Periode verdampfte HgI_2 mit grossem Hg-Ueberschuss, $(\text{I}/\text{Hg}) = 0.6$. Nach der sechsten Stunde stieg das Verhältnis (I/Hg) auf 1, was bei unserer Ionenquellenanordnung für die stöchiometrischen Proben charakteristisch ist. Weil man eine entsprechende Stufe nur auf der Hg^+ -Ionenstromkurve finden kann, ist es klar, dass sie das Ende der Verdampfung des überschüssigen Hg deutet.

Die Probe F, die die KW aufwies, enthielt auch überschüssiges Hg, weil $(\text{I}/\text{Hg}) = 0.8$ war. Im Gegensatz zu der Probe A blieb dieser Wert während der ganzen isothermen Verdampfung konstant. Der Vergleich von diesen zwei Hg-reichen Proben (A und F) zeigt, dass die organischen Verunreinigungen einen starken Einfluss auf die Stöchiometrie von HgI_2 haben.

Dieses Ergebnis wurde bestätigt durch das ähnliche Verhalten der I-reichen Proben. Die Probe B, an der keine organischen Verunreinigungen gefunden wurden, wies, gemäss der Synthesebedingungen, überschüssiges Jod auf (Abb. 2). Während des ersten Aufheizens konnte man ein überschüssiges I_2^+ -Signal messen, das aber bei ca. $116^\circ C$ verschwand. Nach Abkühlen und Wiederaufheizen war dieser Ueberschuss nicht mehr vorhanden. Die Probe verlor also die überschüssige Komponente beim ersten Aufheizen. Hingegen, die Probe D, die absichtlich mit Oeldämpfen dotiert wurde und auch einen kleinen Ueberschuss Jod aufwies blieb nichtstöchiometrisch über den ganzen Temperaturbereich von $60 - 150^\circ C$.

Zusammenfassend können wir sagen: Wir haben, in Einklang mit den Bedingungen der Synthese, entweder I- oder Hg-Ueberschuss massenspektrometrisch gefunden und damit den jahrelangen Streit über die Nichtstöchiometrie von HgI_2 Kristallen beendet. Neu ist die Feststellung, dass die Nichtstöchiometrie von HgI_2 durch die Anwesenheit von organischen Verunreinigungen fixiert wird. Es ist möglich, dass zwischen den Schichten der Struktur chemische Reaktionen stattfinden, die zu dieser Fixierung führen.

Die Konzentration der "Traps" im HgI_2 , die nach elektrischen Messungen bei etwa 10^{15} cm^{-3} liegt [2], ist viel kleiner als die Konzentration der KW, die ungefähr $10^{18} \text{ C-Atome/cm}^3$ beträgt (funkenmassenspektrographische Angaben, [3]). Es ist möglich, dass die KW die elektrischen Eigenschaften vom HgI_2 indirekt, über die Fixierung der nichtstöchiometrischen Defekte, beeinflussen.

Die Suche nach möglichen Quellen der KW in HgI_2 hat einerseits auf Jod, anderseits auf Oeldämpfe von Vakuumssysteme hingewiesen. Wir haben eine neue Methode der Jod-Reinigung und der Synthese des HgI_2 aus den Elementen im ölfreien Vakuum entwickelt [4]. Die Probe C, die auf diese Weise hergestellt wurde, wies tatsächlich weder organische Verunreinigungen noch überschüssige Komponenten in der Dampfphase auf.

3. Literatur

- [1] M. Piechotka, E. Kaldis, *Helv. Phys. Acta* 58, (1985) 797; *J. Less Common Metals* (in print).
- [2] T. Mohammed-Brahim, A. Friant, J. Mellet, *Phys. Stat. Sol. (a)* 79, (1983) 71.
- [3] T. Kobayashi, J.T. Muheim, P. Waegeli, E. Kaldis, *J. Electrochem. Soc.* 130, (1983) 1183.
- [4] M. Piechotka, E. Kaldis (to be published).

A NEW AUTOCLAVE (3 kbar, 1600° C) WITH PURE ATMOSPHERE, FOR THE P-T-X PHASE DIAGRAMS AND CRYSTAL GROWTH OF RE-HYDRIDES AND NITRIDES

J. Karpinski, E. Kaldis, Laboratorium für Festkörperphysik ETHZ, CH-Zurich, Switzerland

Systematic thermodynamic studies of new materials are necessary for the optimization of their physical properties by controlling the conditions of synthesis. In the past we have concentrated our attention in the combination of two parameters: high purity and high temperatures (< 2500° C). Temperature-composition (T-x) phase diagrams have been measured in our laboratory up to 2300° C for the systems Tm-Se [1] and Sm-S [2] and they have contributed appreciably to the crystal growth and understanding of the properties of valence fluctuating Tm_xSe , SmS and $Sm_3S_4 - Sm_2S_3$.

Very interesting systems are also the rare earth hydrides (RE-H₂) which show stoichiometry dependend metal(REE³⁺H₂)-semiconductor (REE³⁺H₃) phase transitions. Low purity and lack of single crystals have greatly hindered the understanding of this phenomenon. Clearly for the crystal growth of such difficult substances an investigation of the phase diagram is necessary. This has been done with a quartz glass reactor for Ce-H₂ and other REH up to hydrogen pressures of 6 bar [3]. These investigations showed the extreme importance of purity in preparing these hydrides. The results of very pure samples, indicate that the hydride systems have appreciable structural instabilities in the range of the semiconductor to metal transition, which have not been considered by the interpretation of the physical properties. A large new field is, therefore, open for future investigations.

In order to measure the phase diagrams and grow single crystals of most other rare earth hydrides much higher pressures are necessary than these which can be sustained by glass reactors (similar situation is existing also for the rare earth nitrides). We have decided, therefore, to construct autoclaves with pure atmosphere which would allow these measurements.

Up to now, neither phase diagrams nor thermodynamic data of hydrides under high pressure have been published at temperatures > 500° C, and even the existing measurements have been done under conditions of very doubtful purity. This is caused by technical difficulties: External heating of the pressure vessel is not possible at high temperatures, internal heating introduces

large amounts of impurities in the sample. Additional difficulties come from the temperature stabilization in dense, extremely heat transporting gas atmosphere with superfast convection streams; also from the need to purify the gases under high pressure as the impurity concentration increases proportionally with pressure. With increasing temperature, the overall volume of the autoclave must become appreciably larger to accomodate the heater insulation. This makes the construction of the vessel very difficult.

We have constructed two pressure vessels for 3 kbar of hydrogen or nitrogen and temperatures up to 1600° C. Fig. 1 shows schematically the whole system which we use for the measurement of the Pressure-Temperature-Composition (P-T-x) phase diagrams up to 1600° C and 2,5 kbar. To solve the problem of purity we have adopted a two high-pressure chamber solution. The internal chamber is a tungsten crucible (1) with 10 cm³ volume connected with a molybdenum capillary (2) to a reservoir with purified gas (3). The external chamber contains both heater (4) and insulation (5). The outer wall of the external chamber is water cooled. At T = 1550° C, the temperature of the furnace wall is only 200° C. Due to the relatively small mechanical strength of the crucible at high temperature it is necessary that the pressure difference between the two chambers does not exceed \approx 20 bar. The pressure is generated by a diaphragm type compressor (Swiss Nova) (6). Two steel membranes separate completely the oil chamber from the rest of our system. A first two-chamber autoclave (7) is used as a purifier. The same reactive hydride is synthesized in situ and then decomposed. Thus, this autoclave is used as the source of very pure hydrogen. A second two-chamber autoclave (8) is used as a reaction vessel for P-T-x measurements and crystal growth. To decrease the volume of gas under high pressure and make better the insulation, the outer chambers of the autoclaves are filled with co-axial alumina tubes (5). Precise measurement of the amount of gas absorbed by the sample are necessary for the P-T-x phase diagrams. A thermostatically controlled storage vessel (3) with calibrated volume and a system of accurate valves and transducers is used for that. The accuracy of the measurement is 0.15 bar in the range up to 100 bars and 5 bars in the range up to 3000 bars and that of the concentration (volumetrical analysis) \pm 0.01 atomic ratio H/Me or N/Me. The stability of T is approx. \pm 0.3° C. This apparatus combines purity with the advantages of thermodynamic studies under high pressure in heterogeneous (solid-gas) systems.

These advantages are summarized in the following. Hydrogen (nitrogen)

under high pressure has high activity which is very well controlled by pressure and temperature measurements. This is connected with the strong intermolecular interaction appearing as a result of the increasing density of the gas. The influence of high hydrogen (nitrogen) gas pressure on the hydrogen (nitrogen) concentration in the solid can be calculated from the condition of equilibrium $1/2\mu_{H_2}(g) = \mu_H(s)$ where $\mu_{H_2}(g)$ and $\mu_H(s)$ are the chemical potentials of hydrogen in the gas and solid phase. Since the pressure dependence of μ_i is given by:

$$\mu_{H_2}(g) = \mu_{H_2}^0(g) + \int_{p_0}^p 1/2v_{H_2}(g) dp$$

$$\mu_H(s) = \mu_H^0(s) + \int_{p_0}^p v_H(s) dp + RT \ln a_H(s)$$

where $v_{H_2}(g)$ and $v_H(s)$ are the partial molar volumes of hydrogen in gas and solid phase and $a_H(s) = \gamma x_H$ is the molar acitivity of H, x_H the molar fraction of H and γ the activity coefficient in the solid phase. Therefore, the molar fraction x_H of hydrogen in the solid phase can be defined by the expression:

$$x_H = 1/\gamma \exp (1/RT (\Delta\mu_H^0 + \int_{p_0}^p (1/2v_{H_2}(g) - v_H(s)) dp)).$$

One can easily see that x_H rises steeply with pressure because:

$$1/2v_{H_2}(g) \gg v_H(s).$$

For real gas $v_{H_2}(g) \gg v_{H_2}^0(g)$ ideal, hence the value of the so called pressure activity:

$$a_p = \exp (1/2RT \int_{p_0}^p v_{H_2} dp)$$

is much larger than the pressure (for ideal gas $a_p=p$). For example under pressure of 10 kbars the pressure activity is $a_p = 3 \cdot 10^6$ bar at room temperature. Alternatively, low pressure procedures of producing active hydrogen are characterised by nonequilibrium conditions under which the relevant thermodynamic data are difficult to ascertain. Following advantages can be achieved by using high pressures of hydrogen or nitrogen:

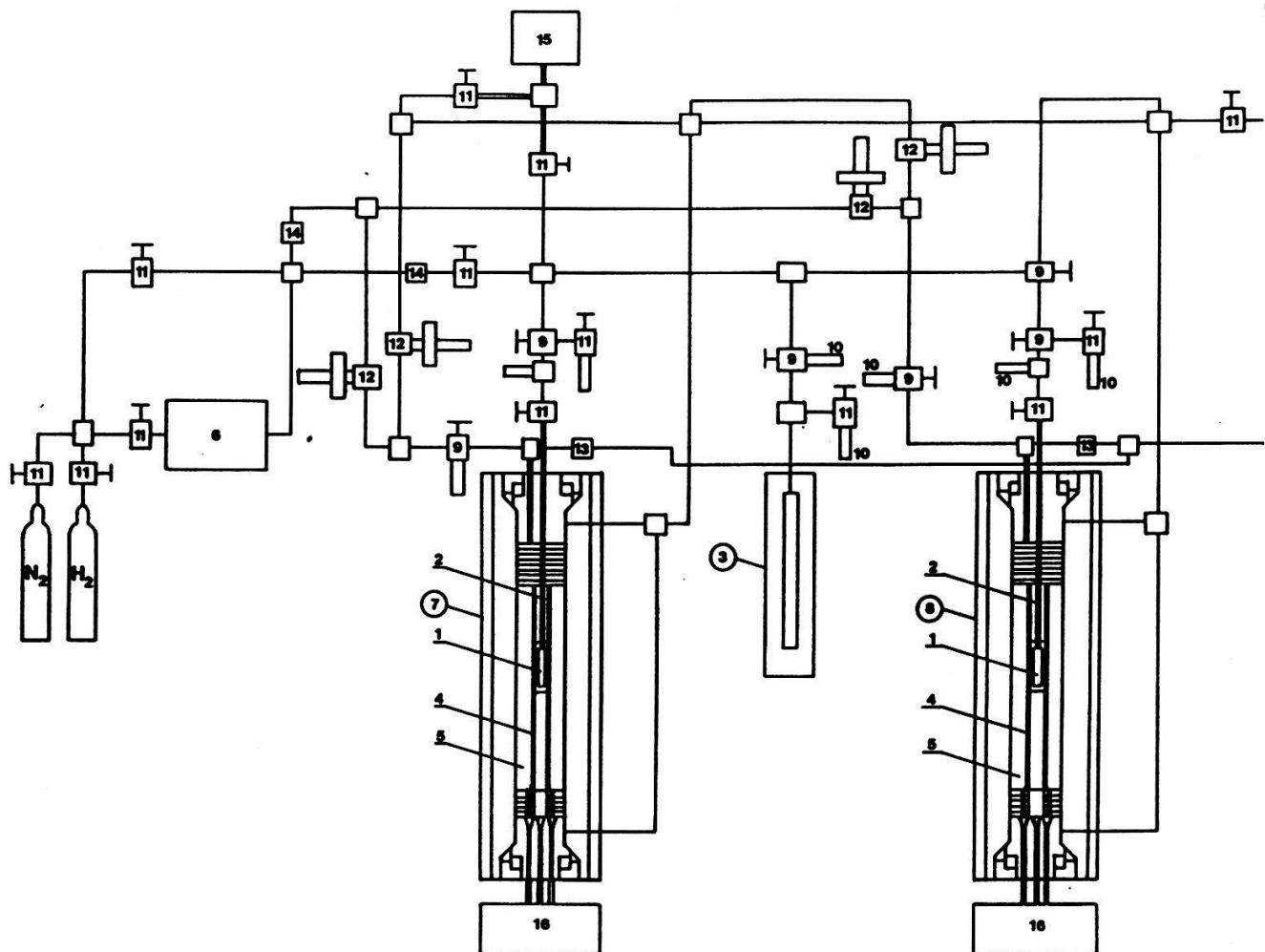
1. Increase of hydrogen (nitrogen) concentration in solid phase: Synthesis of hydrogen- or nitrogen-rich phases.
2. Increase of the hydrogen (nitrogen) concentration can lead to interstitial defects and further to lattice instabilities and composition dependent phase transitions.

3. A purely hydrostatic effect can also have additional influence depending on the activation volume of the reaction and the change of the stability of the solid phases under pressure.

References

- [1] E. Kaldis, B. Fritzler, *Progress Solid St. Chemistry* **14**, 95-139 (1982).
- [2] H. Spychiger, E. Kaldis, E. Jilek in: "Valence Instabilities", P. Wachter et al. eds., North Holland 1982.
- [3] M. Tellefsen, E. Kaldis, E. Jilek, *J.Less Common Met.* **110**, 107 (1985).

Fig. 1: 1. Tungsten crucible, 2. molybdenum capillary, 3. thermostatically controlled storage vessel, 4. tungsten heater, 5. alumina insulation, 6. diaphragm type compressor (Swiss Nova), 7. thermal compressor and purifier, 8. experimental vessel, 9. fine metering valve, 10. pressure transducer, 11. valve, 12. pneumatically operated valve, 13. rupture-disc, 14. check-valve, 15. vacuum pump, 16. power supply and temperature programmer (Eurotherm).



An XPS study of Hafnium Nitride films

A.J. Perry* and L. Schlapbach

Laboratorium für Festkörperphysik, ETH-Z, CH-8093 Zürich.

XPS spectra are presented from films of different stoichiometry: $\text{HfN}_{1.0}$ made by CVD and reactive sputtering and $\text{HfN}_{1.09}$ made by ion plating. They support the existing theoretical calculations where the valence band comprises a strong Hf 5d band immediately below E_F and a band of mainly N 2p character some 6 eV below E_F . The core levels are shifted to larger binding energies by about 1.5 eV indicating electron transfer from the hafnium ions to the nitrogen. The effect of substoichiometry on the spectra is very small.

* Visiting Scientist. present address: Institut Straumann, CH-4437 Waldenburg.

Borures de fer et de terres rares $\text{R}_{1+\epsilon}\text{Fe}_4\text{B}_4$ ($\epsilon \approx 0.1$) avec des sous-structures de fer et de terres rares incommensurablesA. Bezinge[†], H.F. Braun^{*}, J. Muller^{*} and K. Yvon⁺^{*}Département de Physique de la Matière Condensée, 1211 Genève 4[†]Laboratoire de Cristallographie, 1211 Genève 4

Les propriétés cristallographiques et magnétiques d'une nouvelle série structurale de borures ternaires de composition $\text{R}_{1+\epsilon}\text{Fe}_4\text{B}_4$ ($\text{R} = \text{Ce, Pr, Nd, Sm, Gd, Tb}$, $0.11 \text{ (Pr)} \leq \epsilon \leq 0.15 \text{ (Tb)}$) sont décrites. Ces composés sont formés de sous-réseaux incommensurables de terres rares (segments $\parallel \vec{c}$), de fer (chaînes de tétraèdres $\parallel \vec{c}$) et de paires d'atomes de bore. Une analyse de diffraction aux rayons X sur un monocristal ($\text{Sm}_{1.13}\text{Fe}_4\text{B}_4$) basé sur un modèle de structure commensurable ($\text{Sm}_{17}(\text{Fe}_4\text{B}_4)_{15}$) révèle une modulation périodique de torsion des chaînes de tétraèdres de Fe. Des mesures de susceptibilité magnétique ($\text{Nd}_{1.11}\text{Fe}_4\text{B}_4$) révèlent un ordre ferromagnétique en dessous de $T_C = 13 \text{ K}$.

Feldinduzierte Kurzzeiteffekte beim Positroniumzerfall in PolymerenJ. Brunner, E. Cartier und F. Heinrich

Laboratorium für Festkörperphysik ETH, CH-8093 Zürich

Für die Orthopositroniumkomponente im Positronen-Lebensdauer-Spektrum wurden prägnante Kurzzeiteffekte beim Ein- und Ausschalten von elektrischen Feldern $E \geq 1 \text{ MV/cm}$ festgestellt. Die Gleichgewichtswerte stellen sich nach einem starken Ueberschwingen mit Zeitkonstanten von einigen Minuten ein. - Es wird versucht, diese Erscheinungen mit ähnlichen Beobachtungen bei Leitfähigkeitsmessungen in strahlenbelasteten Polymeren in Zusammenhang zu bringen.

Optische Eigenschaften - Magnetismus

MAGNETO-OPTICAL POLAR KERR EFFECT OF EuO

Huan-yuan Wang, J. Schoenes and E. Kaldis, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, CH-8093 Zürich, Switzerland

Abstract: The magneto-optical polar Kerr-rotation and -ellipticity have been measured on cleaved EuO single crystals in the photon energy range from 0.6 to 5.2 eV for a magnetic field of 40 kOe and a temperature of 10 K. A maximum Kerr rotation of 7.1° is observed at 1.4 eV. The complex off-diagonal conductivity tensor element has been calculated and an interpretation in the framework of an atomic model is presented. Crystal field-, spin-orbit- and exchange-splittings are derived.

1. Introduction

EuO was the first of the series of the europium monochalcogenides to have been recognized as magnetic semiconductor [1]. Since then this class of materials has attracted considerable interest both as model system for Heisenberg magnets and in view of the large and unique magneto-optical properties [2,3]. Because of the difficulty to prepare thin films of EuO, Faraday rotation measurements have concentrated on EuS, EuSe and EuTe [2]. For EuO a polar Kerr rotation value of 6° at 2.07 eV has been cited in Ref. [4], but no spectrum has been published to our knowledge. On the contrary a spectrum of the longitudinal Kerr rotation has been reported showing in a field of 2.5 kOe a maximum rotation of 1.25° at 1.4 eV [5]. Besides some inherent complication in the reduction of longitudinal Kerr rotation data to obtain the off-diagonal conductivity, the observed rotation values appear rather small compared to the maximum polar Kerr-rotation of 10° that some of us have measured recently in EuSe [6]. To close this gap in our knowledge of the magneto-optical properties of the europium chalcogenides we have determined the Kerr rotation, the Kerr ellipticity and the off-diagonal conductivity for cleaved EuO single crystal.

2. Results and discussion

Fig. 1 shows the measured polar Kerr-rotation and -ellipticity for a

cleaved EuO single crystal. A maximum Kerr rotation of 7.1° is observed at 1.4 eV. Three different samples have been measured showing less than 5% difference

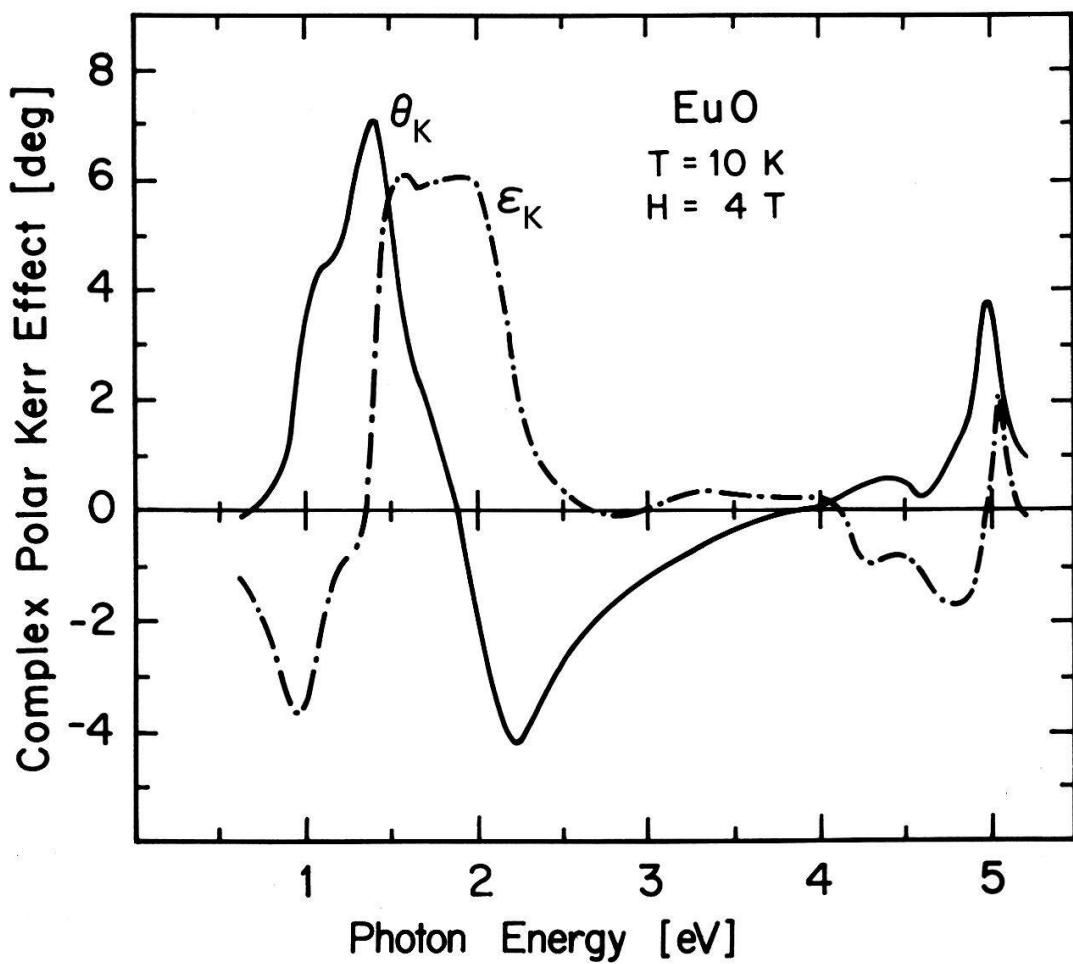


Fig. 1: Polar Kerr-rotation θ_K and ellipticity ϵ_K of cleaved EuO single crystals for magnetic saturation.

in the maximum Kerr rotation and no shift in the peak energy within the experimental accuracy. Near 5 eV a second large peak with a rotation of $\approx 4^\circ$ appears which has not been reported before, but which reflects, as will be discussed later, the crystal field splitting of the 5d states.

The real and imaginary parts of the off-diagonal conductivity element $\sigma_{xy} = \sigma_{1xy} + i\sigma_{2xy}$ are related to the Kerr rotation θ_K and the ellipticity ϵ_K :

$$\begin{aligned}\sigma_{1xy} &= -(\omega/4\pi)[(3n^2k - k^3 - k)\theta_K + (n^3 - 3k^2n - n)\epsilon_K] \\ \sigma_{2xy} &= -(\omega/4\pi)[(n^3 - 3k^2n - n)\theta_K + (3n^2k - k^3 - k)\epsilon_K],\end{aligned}$$

where n and k are the optical constants. As EuO undergoes a large red shift of the absorption edge [3] one needs to know the optical constants at low tempe-

rature. To obtain these we have Kramers-Kronig transformed the reflectivity data reported by Feinleib et al. [7] for a temperature of 2 K. Fig. 2 displays the results for σ_{1xy} and σ_{2xy} . We find spectra with important structures separated into two groups. The first group is located between 1 and 2 eV and

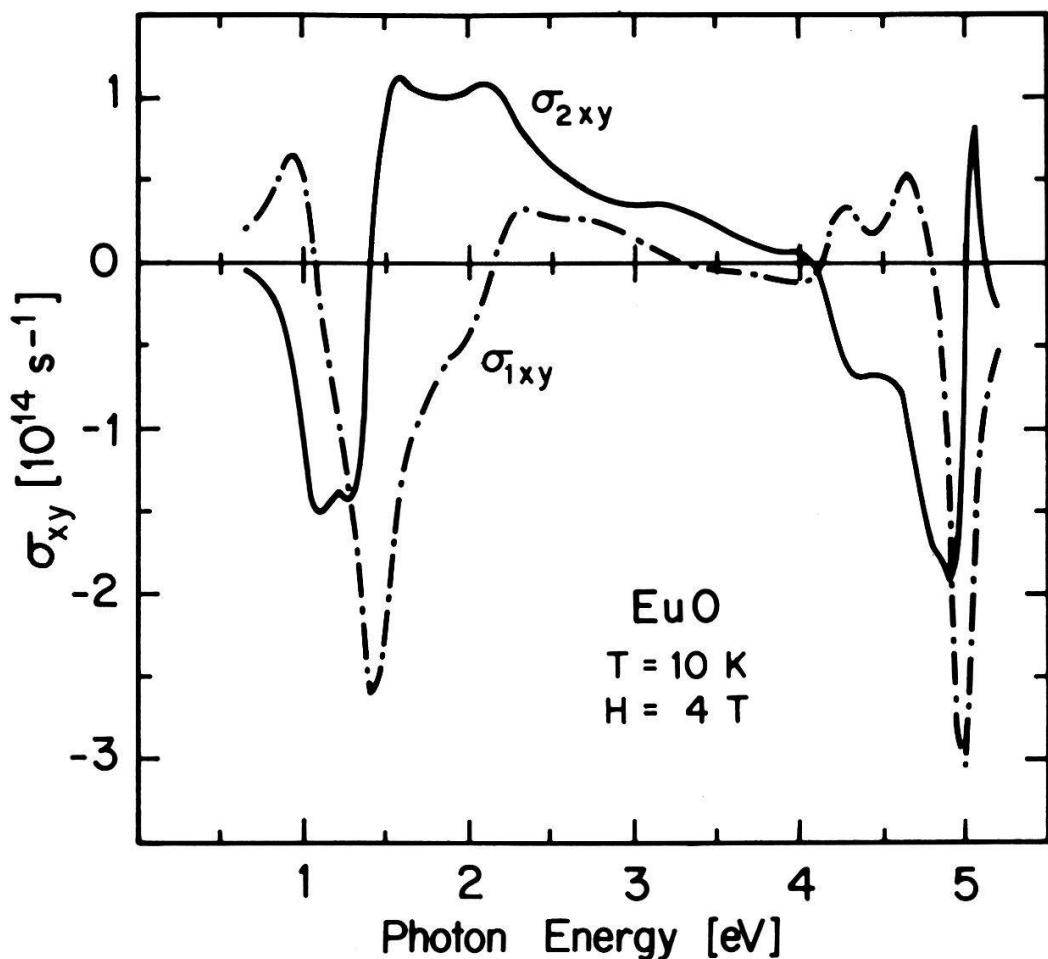


Fig. 2: Real (σ_{1xy}) and imaginary (σ_{2xy}) part of the off-diagonal conductivity of cleaved EuO single crystals for magnetic saturation.

the second between 4 and 5 eV. For the interpretation of the data we consider an atomic coupling scheme similar to the one used previously for EuS, EuSe and EuTe [2,6]. Fig. 3 shows this scheme with splittings that have been adjusted to fit the experimental σ_{2xy} spectrum. We derive an octahedral crystal field splitting $10 Dq$ of 3.7 eV for the 5d states, an exchange splitting of 0.59 eV for the conduction electron and a spin-orbit splitting constant ξ of 0.055 eV for the $4f^6$ state. As the exchange splitting is asymmetric in respect to the paramagnetic level, we deduce a red shift of 0.253 eV in good agreement with absorption measurements [3].

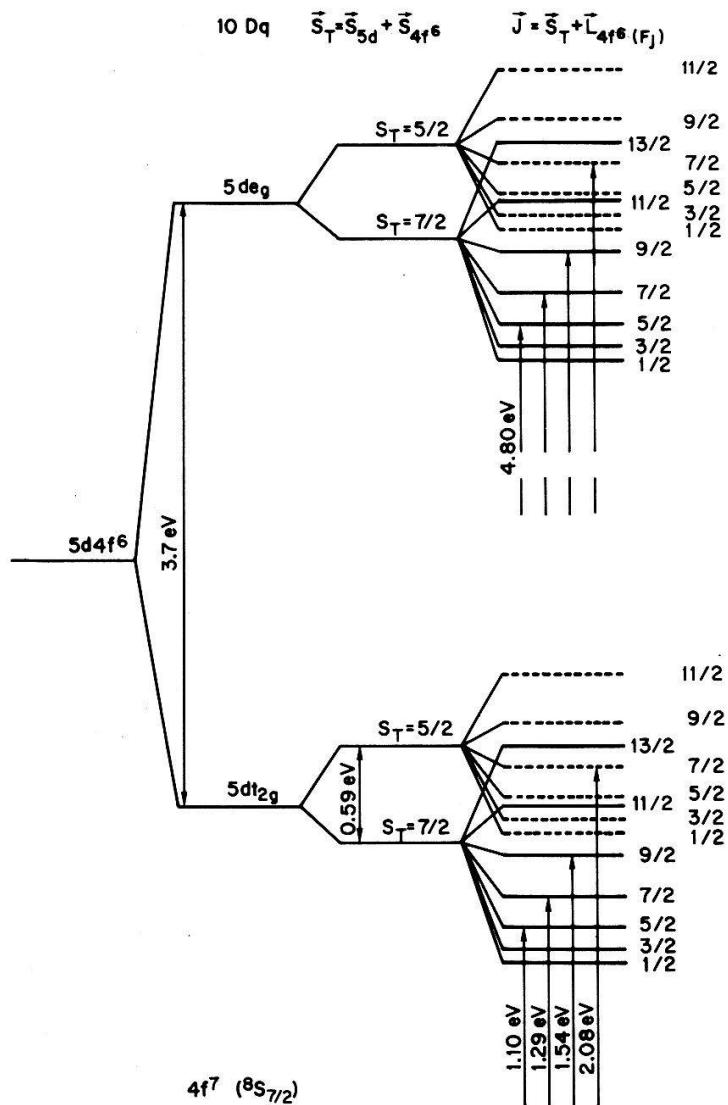


Fig. 3:
Atomic coupling
scheme to fit the ex-
perimental σ_{2xy}
spectrum of Eu0.

References

- [1] B.T. Matthias, R.M. Bozorth and J.H. van Vleck, Phys. Rev. Lett. 7, 160 (1961)
- [2] J. Schoenes, Z. Physik B 20, 345 (1975)
- [3] P. Wachter, CRC Crit. Rev. Solid State Sciences 3, 189 (1972)
- [4] J.C. Suits and K. Lee, J. Appl. Phys. 42, 3258 (1971)
- [5] J.H. Greiner and G.J. Fan, Appl. Phys. Lett. 9, 27 (1966)
- [6] O.E. Huesser, Diplomarbeit ETH Zürich 1983, unpubl.
J. Schoenes and W. Reim, J. Less-Common Met. 112, 19 (1985)
- [7] J. Feinleib, W.J. Scouler, J.O. Dimmock, J. Hanus, T.B. Reed and C.R. Pidgeon, Phys. Rev. Lett. 22, 1385 (1969)

Spectroscopic Evidence for Polarons in Poly(3-methylthiophene)

G. Harbeke, W. Kobel, H. Kiess and E. Tosatti
 Laboratories RCA Ltd., Badenerstrasse 569, 8048 Zürich

We have investigated by in-situ spectroscopy in an opto-electrochemical cell the optical transitions induced by doping poly(3-methylthiophene) with BF_4^- . Films of various thicknesses of up to 3 μm were electrochemically polymerized, reduced and stepwise reoxidized with BF_4^- and measured inside the cell. From the number of doping-induced bands, their energy positions and concentration dependence we found evidence that polarons are the primary elementary excitations in the dilute-doping regime and that bipolarons are formed at doping concentrations above about 1 per cent.

Ein Polarisations-Modulations-Ellipsometer (PME)

E. Huber, N. Baltzer, U. Kambli, M. von Allmen
 Institut für Angewandte Physik, Sidlerstrasse 5, 3012 Bern

Das PME ermöglicht eine direkte Messung der komplexen dielektrischen Funktion $\epsilon(\lambda)$. Das Messprinzip beruht auf der Abhängigkeit der Reflektivität eines Materials vom Polarisationszustand des Messstrahles und erlaubt es, den Real- und Imaginärteil von ϵ zu trennen. Dies ist mit unpolarisierten Reflektivitätsmessungen bekanntlich nur unvollständig mit Hilfe der Kramers-Kronig - Relationen möglich. Das von uns entwickelte Gerät eignet sich für Routinemessungen an optisch planen Metalloberflächen im Bereich von 230 bis 900 nm. Wir diskutieren Arbeitsprinzip und Aufbau des Geräts und stellen - als Illustration - neue Messungen an laserverglasten Pt-Si Schichten vor. Die Analyse von $\epsilon(\lambda)$ ermöglicht Aussagen über die elektronische Struktur des Materials.

TEMPERATURABHAENGIGKEIT DER PHOTOEMISSION VON CER-HYDRID

L. Schlapbach, Lab. f. Festkörperphysik ETHZ, 8093 Zürich
J.P. Burger, P. Thiry, J. Bonnet, Y. Petroff, Université Paris-Sud,
F-91405 Orsay

Einige 4f-Elektron-Systeme weisen besondere elektronische Eigenschaften auf: Valenzfluktuationen, Kondoeffekt, schwere Elektronen. Cer-Hydrid geht bei der Zusammensetzung $\text{CeH}_{2.75}$ vom metallischen in den halbleitenden Zustand über.

Mit Photoemission konnten wir zeigen, dass in Cer-Hydrid unterhalb 50 K am Fermiplateau ein Band von vorwiegend d-Charakter gebildet wird. Wir diskutieren die Bildung dieses Bandes.

P O S T E R

Spontaneous Magnetic Order Induced by an Intra-Triplet Mode in the Dimerized Singlet Ground-State System $\text{Cs}_3\text{Cr}_2\text{I}_9$

Bruno Leuenberger, Hans U. Güdel, Inst. für anorg. Chemie, Bern
 Peter Fischer, Labor für Neutronenstreuung, Würenlingen

$\text{Cs}_3\text{Cr}_2\text{I}_9$ represents a class of antiferromagnetic dimerized singlet ground-state systems, which are described by an isotropic spin Hamiltonian. Neutron scattering experiments on $\text{Cs}_3\text{Cr}_2\text{I}_9$ show a transition to magnetic order below 7K. The nature of the soft-mode could be deduced by relating the magnetic structure to the spindynamics in the disordered phase, which has recently been studied for the closely related bromide. The soft-mode of the ordering is an intratriplet mode rather than a singlet-triplet exciton mode. As a consequence, a reduced magnetic moment of the Cr^{3+} ions is ordered ferromagnetically within a dimer even though the corresponding interaction is antiferromagnetic.

STRUCTURAL PHASE TRANSITIONS IN THE SYSTEMS d- AND h- $(\text{TMA})_2\text{ZnCl}_{4-x}\text{Br}_x$

E. Colla, R. Kind, H. Arend, V. Gramlich*, W. Petter*

Solid state physics ETH 8093 Zürich *Crystallography ETH 8092 Zürich

The solid solution systems d- and h- $(\text{TMA})_2\text{ZnCl}_{4-x}\text{Br}_x$ exhibit in the (x, T) and (P, T) phase diagrams incommensurate phases and unexplained relaxation, co-existence and structural memory effects. The hydrogenated compounds show larger coexistence zones than the deuterated ones. Neutron scattering experiments under pressure on deuterated single solid solution crystals confirmed that an increase of the Br-concentration corresponds to an increase of pressure. This fact allows us to study the triple point around $x \approx 3$ and $T \approx 50^\circ\text{C}$ under a continuously variable parameter.

For the determination of the structure by means of X-rays diffraction the problem of twinning was eliminated by a suitably chose force (Strain) which moves the domain walls in these ferroic crystals.

Oberflächen - Grenzflächen

Scanning Tunneling Potentiometry

P. Muralt and D.W. Pohl

IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon, Switzerland

In certain problems of electrical transport through condensed matter it is important to know the potential distribution with microscopic resolution, e.g., at interfaces (Schottky barriers) or pn junctions. Scanning tunneling potentiometry (STP), a new application of scanning tunneling microscopy, is capable to provide this information. The tunnel current is used for simultaneously sensing probe-to-sample distance and local potential. In this contribution the STP method is described and first tests performed on a gold island MIM-structure are presented.

Inverse Photoemission Study of Graphite

J.M. Nicholls and B. Reihl, IBM Zurich Research Lab., 8803 Rueschlikon

We have studied the unoccupied electronic states of graphite with angle-resolved inverse photoemission. By exposing the clean surface to various (activated) gases we find that the emission feature at 3.6 eV is not affected, as it is expected for a surface-state interpretation /1/. Instead spectral intensity around 3 eV is removed by gas exposure. It is therefore suggested that the predicted surface state /1/ is located at this lower energy.

/1/ M. Posternak, A. Baldereschi, A.J. Freeman, and E. Wimmer, Phys. Rev. Lett. 52, 863 (1984).

Adsorption von Sauerstoff an kleinen Silberpartikeln

H. Burtscher, U. Müller, A. Schmidt-Ott

In hochreinem He als Trägergas werden Ag-Partikel mit 5-10 nm Radius erzeugt. Nach der Partikelerzeugung wird O₂ dazugemischt. Die photoelektrische Ausbeute aus diesen Partikeln bei Bestrahlung mit UV Licht im Energiebereich von der Photoschwelle bis 10 eV in Funktion des O₂-Partialdrucks wird gemessen.

Es zeigt sich, dass der PE-yield mit steigender O₂-Konzentration deutlich ansteigt und sich einem Sättigungswert nähert, der als Vollbedeckung der Partikeloberfläche interpretiert wird.

Oberflächenreaktion von Zirkonium mit Sauerstoff

F. Vanini, P. Aebi, M. Erbudak, F. Stucki

Institut für Angewandte Physik, ETH-Hönggerberg, 8093 Zürich

Dank seiner hohen chemischen Reaktivität wird Zirkonium unter anderem als Getter in Elektronenröhren und als "Deoxidations-element" in Stahlwerken häufig gebraucht. Es wird über das Oxidationsverhalten reiner Zr-Oberflächen berichtet, das mit Auger-Elektronenspektroskopie, Elektronenverlustspektroskopie und Ionenstreupektralyskopie untersucht wurde. Die ersten beiden Methoden liefern Aufschlüsse über die durch Elektronentransfer zu Sauerstoff verursachten Energieverschiebungen der Zustände, während die letztere zeigt, dass Sauerstoff voll in das Materialinnere inkorporiert wird.

AES- und EELS-Untersuchungen von festem und flüssigem Aluminium

F. Stucki, M. Erbudak und G. Kostorz

Institut für Angewandte Physik, ETH-Hönggerberg, 8093 Zürich

An Luft bildet sich auf Al-Oberflächen spontan eine Oxidschicht von 20-40 Å Dicke, die das reine Al vor weiterer Oxidation und Korrosion schützt. Im UHV hingegen bildet sich auf festem Al nur eine Monolage. Mit zunehmender Temperatur wird die Diffusion von Al-Ionen an die Oberfläche erhöht, und weitere Oxidation kann stattfinden. Flüssiges Al verhält sich hinsichtlich der anfänglichen Oxidation ganz anders. Bei starker Druckabhängigkeit (um ca. 10^{-5} Torr) wird ein grosser Anteil des Sauerstoffs inkorporiert. Die Mechanismen der Oxidation von reinem Al wurden mit AES und EELS untersucht, die auch Informationen über Einzel- und Kollektivanregungen liefern.

Feinstruktur der Elektronenenergieverluste (Elektronen-EXAFS)

P. Aebi, M. Erbudak, G. Kostorz, F. Stucki, F. Vanini

Institut für Angewandte Physik, ETH-Hönggerberg, 8093 Zürich

Der Absorptionskoeffizient für Elektronen in einem Festkörper zeigt oberhalb der Absorptionskanten Oszillationen, die durch Interferenz der auslaufenden und der an Nachbaratomen gestreuten Welle zustandekommen. Die Fourier-Transformation dieser Oszillationen erlaubt die Bestimmung von Nachbarschaftsverhältnissen des absorbierenden Atoms, z.B. die Atomabstände, Koordinationszahlen, Debye-Waller-Faktoren usw. Messungen an amorphem und polykristallinem Nickel werden verglichen, Unterschiede gegenüber der üblichen (Röntgen-) EXAFS werden diskutiert.

Laser-unterstützte Deponie von Aluminium

G. Josten, W. Lüthy, D. Jost und H.P. Weber

Institut für Angewandte Physik, Univ. Bern, Sidlerstr. 5, 3012 Bern

Die Deponie von metallischen Strukturen in einem einzigen Arbeitsgang auf verschiedenen Substraten ist beispielsweise bei der Herstellung von Schaltungen auf Halbleiter-Chips von Interesse. Der Laser als Energiequelle für photolytische Abscheidungen gestattet die Erzeugung von Mikrostrukturen mit Auflösungen, die durch die Wellenlänge des Lichtes limitiert sind. Wir verwendeten die frequenzverdoppelte 514 nm Ar⁺-Ionenlaser Wellenlänge bei 257 nm um dissoziative elektronische Uebergaenge in Trimethyl-Aluminium Gas Al₂(CH₃)₆, beziehungsweise in der adsorbierten Schicht auf der Oberfläche der bestrahlten Probe aus Suprasil-Quarz anregen zu können. Der Vergleich des zeitlichen Verlaufes der Metallabscheidung mit einem einfachen gerechneten Modell erlaubt die Unterscheidung verschiedener zeitlicher Phasen und Mechanismen der Metallabscheidung.

Selektiver Uebergang von Wasserstoff von spezifischen Chemisorptionsplätzen auf Pd(110) ins Innere: Resultate der thermischen Desorptionsspektroskopie

M. Baumberger, K. H. Rieder und W. Stocker

IBM Forschungslaboratorium, Säumerstr. 4, CH-8803 Rüschlikon

Mit thermischer Aktivierung kann Wasserstoff von bestimmten Oberflächenchemisorptionsplätzen ins Innere von Pd(110) befördert werden (sehr wahrscheinlich auf die ersten verfügbaren Plätze in der 1. und 2. Pd-Lage). Dieser Prozess ist mit einer Oberflächenrekonstruktion verbunden. Diese aufgrund von strukturellen Ueberlegungen aufgestellte Vermutung konnte jetzt mit der thermischen Desorptionsspektroskopie verifiziert werden.

Legierungen - EinlagerungsverbindungenVergleichende elektronenspektroskopische Untersuchung von Donor- und Akzeptor-Graphiteinlagerungsverbindungen (GEV)

R. Schlägl, V. Geiser, P. Oelhafen, H.-J. Güntherodt
 Institut für Physik, Universität Basel, Klingelbergstr. 82, CH-4056 Basel

Photoelektronenspektroskopie wird als ein nützliches Instrument zur Klärung der Elektronenstruktur von Graphiteinlagerungsverbindungen (GEV) betrachtet. Eine Voraussetzung dafür ist die Kenntnis der methodisch bedingten Einflüsse auf die XPS und UPS Daten der GEV. Diese Einflüsse lassen sich durch Vergleich der Spektren von GEV mit verschiedener Elektronenstruktur mit denen des reinen Graphit erkennen.

Am Beispiel von typischen Donor GEV (C_8K und $C_{24}K$) und Akzeptor GEV (C_7AlCl_3 und C_9FeCl_3) werden die Verschiebungen der Kohlenstoff C1s Linie relativ zu Graphit und die UPS Valenzbandspektren diskutiert. Eine Analyse der Rumpfniveauxspektren der Gastsubstanzen zeigt deutlich den Einfluss der Chemie der Akzeptormoleküle auf die Elektronenstruktur der GEV. Ein entsprechender Effekt bei den Donor GEV konnte nicht festgestellt werden.

Neutronen und Synchrotronstrahlung - ein Vergleich der experimentellen Möglichkeiten in der Defektforschung

G. Kostorz
 Institut für Angewandte Physik, ETH-Hönggerberg, 8093 Zürich

Die zunehmenden Experimentiermöglichkeiten mit Synchrotronstrahlung im Röntgenbereich ermöglichen neuartige, präzisere Experimente (z.B. Nutzung der anomalen Dispersion, EXAFS, inelastische Streuung) über Defekte (Punktfehler, Agglomerate, Konzentrationsfluktuation, Ausscheidungen, lineare und planare Defekte) in Festkörpern. Die Neutronenstreuung als teils konkurrierende, teils komplementäre Methode wird diesen Möglichkeiten gegenübergestellt. Einige typische Beispiele (Legierungsentmischung, Leerstellenagglomeration) werden diskutiert.

Diffuse Neutronenstreuung an nahgeordnetem α -Messing

L. Reinhard, P.P. Müller, G. Kostorz, M. Schärli¹
 Institut für Angewandte Physik, ETH-Hönggerberg, 8093 Zürich
¹Lab.f. Neutronenstreuung der ETHZ, c/o EIR, 5303 Würenlingen

Mit diffuser Neutronenstreuung an polykristallinem Cu-30 at.% Zn konnte die Nahordnung in dieser Legierung erstmals direkt nachgewiesen werden. Zur Kontrasterhöhung wurde das Isotop ^{65}Cu verwendet. Der gefundene Wert für den Nahordnungsparameter der ersten Koordinationsschale, $\alpha_1 = -0,1$ (nach Auslagerung bei $160^\circ C$), stimmt gut mit Abschätzungen aus elektrischen und mechanischen Messungen überein.

Nahordnung in einer Ni-9.5 at.% Al-Legierung

F. Klaiber, B. Schönfeld und G. Kostorz

Institut für Angewandte Physik, ETH-Hönggerberg, 8093 Zürich

Die diffuse Röntgenstreuung an binären Systemen erlaubt die Separation der durch Nahordnung und atomare Verschiebungen verursachten Streuanteile. Mit MoK_{α} -Strahlung wurde auf einem Vierkreisdiffraktometer ein Ni-9.5 at.% Al-Einkristall ausgemessen, der 48 h bei 700°C ausgelagert worden war. Es wurde eine Erhöhung der diffusen Streuintensität nahe den Ueberstrukturpositionen der γ' -Phase gefunden. Die Cowley-Warren-Nahordnungsparameter α_{Lnn} wurden bestimmt. Mögliche nahgeordnete Konfigurationen werden anhand einer Simulationsrechnung diskutiert.

Ordnung und mechanische Eigenschaften von Ni-19.4 at.% CrF. Klaiber, U. Zaune, A. Cerri, G. Kostorz, B. Schönfeld,
G. McIntyre¹

Institut für Angewandte Physik, ETH-Hönggerberg, 8093 Zürich

¹ Institut Laue-Langevin, F-38042 Grenoble

Chromhaltige Nickellegierungen zeigen häufig "negatives Kriechen" im Temperaturbereich zwischen 500 und 650°C. Diese Dimensionsänderungen und Messungen des elektrischen Widerstands lassen auf eine Ordnungsumwandlung schliessen. Erste Messungen der diffusen Neutronenstreuung wurden an zwei Ni-19.4 at.% Cr-Einkristallen nach verschiedener Wärmebehandlung durchgeführt. Aus dem Verlauf der diffusen Intensität entlang $\langle 100 \rangle$ und $\langle 110 \rangle$ lassen sich nach der Borie-Sparks-Methode die Warren-Cowley-Nahordnungskoeffizienten bestimmen.

Neutronenkleinwinkelstreuung an Ni-Ti-EinkristallenA. Cerri¹, D. Juul Jensen², J. Kjems², G. Kostorz¹,
R. Schmelczer¹ und A.F. Wright³¹ Institut für Angewandte Physik, ETH-Hönggerberg, 8093 Zürich² Risø National Laboratory, DK-4000 Roskilde³ Institut Laue-Langevin, F-38042 Grenoble

Nickelreiche Ni-Ti-Legierungseinkristalle mit Ti-Konzentrationen in der Nähe der Löslichkeitsgrenze wurden nach verschiedener Wärmebehandlung mit Neutronenkleinwinkelstreuung untersucht. Frühe Stadien der Entmischung bei Temperaturen zwischen 500 und 600°C zeigen bereits deutliche Streumaxima in bestimmten kristallographischen Richtungen. Interpretationsversuche nach dem Konzentrationswellen- und Zweiphasenmodell werden verglichen.

Transmissionselektronenmikroskopie an Nickellegierungen

P. Schwander¹, M. Arita², A. Cerri¹, G. Kostorz¹, P. Veyssi  re³,
H. Yoshida⁴

¹Inst.f.Angew. und ²Lab.f.Festkörperphysik, ETH-Hönggerberg,
8093 Zürich, ³Lab.Métallurgie Physique, F-86022 Poitiers,

⁴Research Reactor Institute, Osaka, Japan

Ergebnisse der hochauflösenden Elektronenmikroskopie bei 200 kV und der konventionellen Transmissionselektronenmikroskopie (inkl. Weak-beam-Technik) bei 100 kV an homogenisierten und geordneten bzw. entmischten nickelreichen Ni-Mo- und Ni-Ti-/Ni-Al-Legierungen werden vorgestellt. Die Anordnung und Form der Versetzungen wird durch die Ordnungs- bzw. Entmischungsprodukte stark beeinflusst. Gitterabbildungen von Ni-Mo und Ni-Ti lassen teilweise geordnete Bereiche erkennen.

Supraleitung - Fermiflüssigkeiten

Punkt-Kontakt-Spektroskopie (PKS) angewandt auf die
"Heavy-Fermion" Verbindung $U\text{Pt}_3$

M. Moser und P. Wachter, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH-Hönggerberg,
CH-8093 Zürich, Switzerland

Nichtlinearitäten in der Spannungs-Strom-Charakteristik $I(U)$ von Punktkontakte (PK) enthalten Informationen über die Streuprozesse der Elektronen: Dominiert ein inelastischer Prozess, so ist d^2I/dU^2 proportional zu $\alpha^2F(eU)$, der Zustandsdichte $F(eU)$ der Stosspartner der Elektronen (z.B. Phononen in gewöhnlichen Metallen) mal dem Quadrat des Wechselwirkungsmatrixelementes [1,2]. Wendet man PKS hingegen an auf Materialien, die f-Elektronen enthalten, die am Ladungstransport beteiligt sind und somit in der Nähe der Fermi-Energie E_F lokalisiert sind, so überwiegen die elastischen Streuprozesse. Dies ist im differentiellen Widerstand $R(U) = dU/dI$ beobachtbar: Im Gegensatz zum differentiellen Widerstand gewöhnlicher Metalle weist $R(U)$ ein Minimum (Maximum) auf bei $U = 0$, wenn die 1-Teilchen-Elektronen-Zustandsdichte (EZD) ein Maximum (Gap oder Pseudogap) bei E_F besitzt [3]. Die Breite der Struktur in der EZD lässt sich abschätzen aus der Breite d des Extremums in $R(U)$. (Der Abstand der Wendepunkte in dI/dU hat sich als Mass für die Breite bewährt.) PK-Werte für Energielücken bei zwischenvalenten Verbindungen sind vergleichbar mit Werten, die mit Hilfe anderer Methoden wie z.B. Reflexionsmessungen im Fernen Infrarot-Bereich oder Widerstandsmessungen gewonnen wurden. Im anderen Fall, wo die f-Elektronen Anlass zu einer hohen EZD bei E_F oder einer grossen effektiven Masse geben ("Heavy Fermions", [4]) ist die Breite des Minimums in dU/dI ungefähr umgekehrt proportional zum γ -Wert (γ = Koeffizient des linearen Terms in der spezifischen Wärme), also ein Mass für die Breite des EZD-Maximums.

$U\text{Pt}_3$, ein "Heavy-Fermion"-System, weist ein γ auf von 400 mJ/K^2 pro f-Atom. Fig. 1 zeigt den differentiellen Widerstand eines PKs bestehend aus $U\text{Pt}_3$ und einer Molybdän-Spitze. Das deutliche Minimum bei $U = 0$ ist $4 \pm 1.5 \text{ meV}$ breit. Wir folgern daraus, dass $U\text{Pt}_3$ ein Maximum in der EZD von ungefähr 4 meV Breite aufweist. Magnetfelder bis zu 40 kGauss haben keinen Einfluss auf die Charakteristik. Mit zunehmender Temperatur hingegen verändert sich $R(U)$

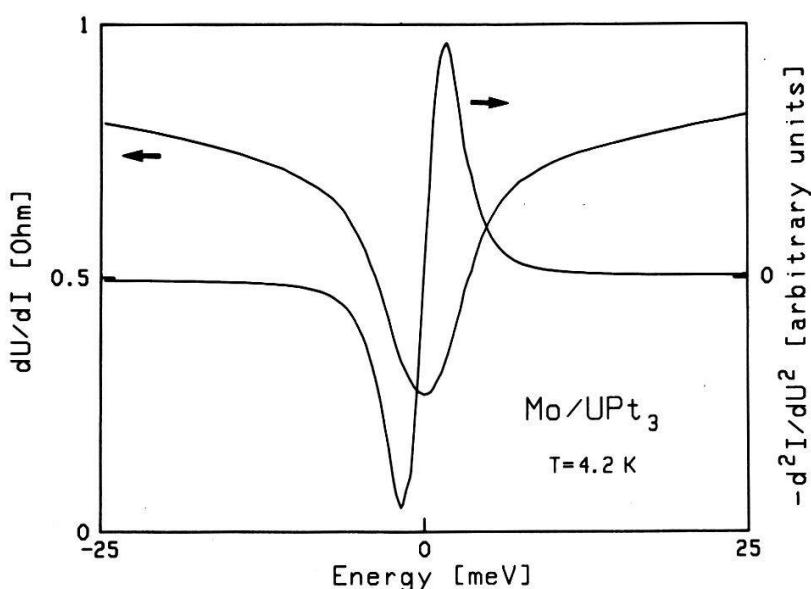


Fig. 1: Differentieller Widerstand dU/dI und 2. Ableitung d^2I/dU^2 eines Mo-UPt_3 Punktkontaktes bei 4.2 K.

kontinuierlich; das Minimum wird breiter und weniger ausgeprägt (Fig. 2). Aus der Kontinuität unserer Messungen schliessen wir, dass im Temperaturintervall 4 bis 25 K keine drastische Änderung in der Elektronenstruktur erfolgt.

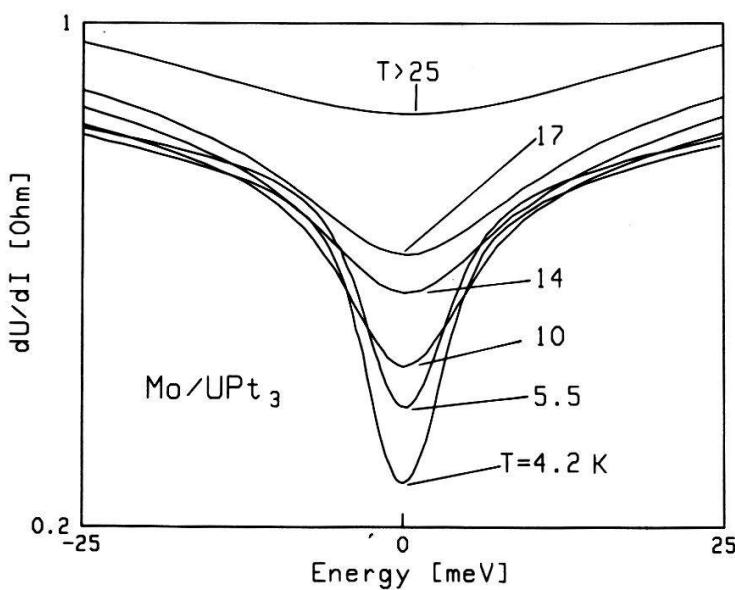


Fig. 2: Differentieller Widerstand dU/dI eines Mo/UPt_3 Punktkontaktes bei verschiedenen Temperaturen. (1. Kontakt: $4.2 \leq T \leq 17 \text{ K}$, 2. Kontakt: $T > 25 \text{ K}$).

Die PK-Spektren und ihre Temperaturabhängigkeit lassen sich mit dem in Referenz 3 vorgeschlagenen einfachen Modell qualitativ beschreiben. Dabei ist der Strom durch den PK durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$I(U) = C \int_{-\infty}^{\infty} D_1(E) [f(E) - f(E+U)] D_2(E+U) dE \quad (1)$$

(C ist eine Konstante, $D_i(E)$ die Zustandsdichte der i-ten Elektrode, $f(E)$ die Fermi-Dirac-Verteilung.) Im Falle einer Molybdän-Spitze ist $D_1(E)$ konstant. Nimmt man für die Zustandsdichte von UPt_3 eine Lorentzfunktion an und setzt die gemessene Breite in (1) ein, so lässt sich der gemessene differentielle Widerstand für $T \approx 4$ K mit dem aus (1) berechneten gut beschreiben. Die Rechnung ergibt für die Temperaturabhängigkeit der Breite $d(T)$ im betrachteten Temperaturbereich einen annähernd linearen Zusammenhang: $(T) = 0.23 T + 0.77 d(0)$. Das gemessene $d(T)$ ist ebenfalls proportional zu T. Verschiedene Kontakte liefern allerdings verschiedene Steigungen (0.3-0.7) und Achsenabschnitte (0.6-2). Die gemessene Steigung ist durchwegs grösser als die berechnete. Das lässt die Möglichkeit eines EZD-Maximums, dessen Breite mit der Temperatur schwach zunimmt, offen. (Im Modell ist die EZD temperaturunabhängig.)

Zusammenfassend halten wir fest: UPt_3 hat in der Nähe von E_F ein Maximum in der EZD, das zwischen 4 und 25 K nicht stark von der Temperatur abhängt.

Referenzen

- [1] A.G.M. Jansen, A.P. van Gelder und P. Wyder, J. Phys. C: Solid State Phys. 13, 6073 (1980).
- [2] I.K. Yanson, Sov. J. Low Temp. Phys. 9, 343 (1983).
- [3] M. Moser, P. Wachter, F. Hulliger und J.R. Etourneau, Sol. State Comm. 54, 241 (1985).
- [4] G.R. Stewart, Rev. Mod. Phys. 56, 755 (1984).

Dynamic Conductance of a Two-Dimensional Array of Josephson Junctions

Ch. Leemann, Ph. Lerch, G.-A. Racine, A. Strupler and P. Martinoli
 Institut de Physique, Université de Neuchâtel
 CH - 2000 Neuchâtel, Switzerland

The complex dynamic conductance of large arrays ($N \times N \sim 10^6$) of proximity effect SNS-junctions has been measured using a two-coil mutual inductance technique. Close to the superconducting transition to zero dc resistance, we observe a peak in dissipation and a roll-off in the imaginary part of the conductance. These results are consistent with a description of vortex dynamics in terms of a dielectric constant containing contributions from vortex-antivortex pairs and free vortices, thereby providing strong evidence for the vortex-unbinding transition predicted by the Kosterlitz-Thouless theory.

Periodic Flux Dependence of the Dynamic Conductance of a Two-Dimensional Array of Josephson Junctions

Ch. Leemann, Ph. Lerch and P. Martinoli
 Institut de Physique, Université de Neuchâtel
 CH - 2000 Neuchâtel, Switzerland

Measurements of the complex sheet conductance of large arrays ($N \times N \sim 10^6$) of proximity effect Pb/Cu/Pb Josephson junctions in a transverse magnetic field are reported. Both the real and the imaginary parts of the dynamic magnetoconductance exhibit pronounced structures for values of the magnetic flux Φ (per unit cell) defining vortex lattices commensurate with the array periodicity, i.e. for rational values of the ratio Φ/Φ_0 . At low temperatures the shape of the structures is consistent with the predictions of a simple model in which the vortex lattice is pinned by the periodic force field provided by the array.

Der Uebergang vom Fermi- zum klassischen Verhalten bei ^3He im Fast-Lokalisierten-Modell

C.Gros, K.Seiler, T.M.Rice, K.Ueda und D.Vollhardt
 Institut für theoretische Physik, ETH Zürich, CH-8093 Zürich

Der Gutzwiller-Ansatz für das Hubbard Modell wird auf endliche Temperaturen verallgemeinert. Die Anwendbarkeit auf flüssiges ^3He wird diskutiert. Speziell werden die Entropie, spezifische Wärme, Spin-Suszeptibilität und der Druck als Funktion der Temperatur berechnet und mit dem Experiment verglichen.

ANGEWANDTE PHYSIK UND ANDERE DOMAENEN

Laser, Quantenelektronik

Compression of 1.06 μm Nd:YAG Laser Pulses with the Fiber-Grating Pair Technique

W. Hodel, B. Zysset, H.P. Weber

Institut für angewandte Physik, Sidlerstrasse 5, 3012 Bern

The compression of actively mode-locked Nd:YAG laser pulses by means of self phase modulation (SPM) in an optical fiber and a dispersive delay line (grating pair) is described. The experimental results are compared to a simple theoretical treatment of pulse compression for the case of negligible dispersion which allows a very easy calculation of the relevant parameters such as optimum grating separation, compression ratio and pulse quality. Other nonlinear processes i.e. Raman scattering, which are relevant (and detrimental) to pulse compression, are also briefly discussed.

1.3 μm Subpikosekunden Farbstofflaser gepumpt mit komprimierten Nd:YAG Laserpulsen

P. Beaud, B. Zysset, H.P. Weber

Institut für Angewandte Physik, Sidlerstrasse 5, 3012 Bern

Die mit einer optischen Fiber und einem Gitterpaar verkürzten modengekoppelten Nd:YAG Pulse werden dazu benutzt, einen Dye-Laser synchron zu pumpen. Als Lasermedium wirkt ein IR-Farbstoff mit einer Emissionswellenlänge um 1.3 μm . Erste Messungen ergaben bei einer kontinuierlichen Pumpleistung von 250 mW und einer Pumppulslänge von 8 psec 1.3 μm -Laserpulse mit einer Spitzenleistung von 200 W und einer Pulsdauer von 600 fsec. Der Vorteil dieser Anordnung liegt darin, dass eine gute Modenkopplung erzeugt wird. Im Gegensatz dazu werden beim Pumpen mit 1.4 W unverkürzten Pulsen zwar 3 psec-Laserpulse mit 80 W Spitzenleistung erreicht. Wegen den Intensitäts-Schwankungen des Pumplasers und der sehr kurzen Relaxationszeit des Farbstoffes von 11 psec ist aber kein stabiles Einpulsregime möglich.

Regenerativer Nd:Glaslaser-Verstärker für hohe Pulsleistungen

J.E. Balmer, E.W. Roschger

Institut für Angewandte Physik, Sidlerstrasse 5, 3012 Bern

Wir haben einen regenerativen Nd:Glaslaserverstärker aufgebaut, der die Methoden der Raumfrequenzfilterung und des "image relay", d.h., der fortgesetzten optischen Abbildung, vereinigt. Das System wird dadurch äusserst kompakt und benötigt ein Minimum an Hochqualitäts-Komponenten. Pulsleistungen von über 10 GW in 150 ps können in dieser Anordnung bei guter Strahlqualität erzeugt werden.

Optische Bistabilität und Selbst-Pulsationen mit ZnS Wellenleitern

V. Briguet, P. Pirani und W. Lukosz
Professur für Optik, ETH, 8093 Zürich

Gearbeitet wurde mit aufgedampften ZnS Wellenleitern auf Glas-substraten und mit Doppelschicht-Wellenleitern aus ZnS Schichten auf glasartigen Wellenleitern. Mit (Prismen-)Einkopplern wurde optische Bistabilität bei Eingangsleistungen von einigen Hundert mW eines Argon-Lasers beobachtet. Ferner wurden Selbst-Pulsationen d.h. streng periodische Oszillationen der Ausgangsleistung bei konstanter (cw) Eingangsleistung gefunden. Ausgangsleistung ist dabei entweder die Leistung des eingekoppelten Modes (der aber stark gedämpft ist) oder die nicht eingekoppelte Leistung d.h. die Leistung des am Koppelprisma reflektierten Laserstrahls.

Optische Selbst-Pulsationen

B. Acklin und W. Lukosz
Professur für Optik, ETH, 8093 Zürich

Bei Selbst-Pulsationen wandelt ein nichtlineares optisches Element die konstante einfallende Leistung von einem cw Laser in eine periodisch pulsierende Ausgangsleistung um. Wir zeigen theoretisch dass Selbst-Pulsationen nicht nur in Ring- und Fabry Perot-Resonatoren sondern auch beim Einkoppeln in Wellenleiter auftreten können. Ferner beschreiben wir einen neuen Mechanismus für das Auftreten von Selbst-Pulsationen, nämlich eine nicht-lineare Dispersion, d.h. eine Änderung der Brechzahl kombiniert mit einer Zunahme der Absorption mit der eingekoppelten Leistung. Dieses Modell wurde theoretisch analysiert; die Bedingungen für das Auftreten von Selbst-Pulsationen wurden abgeleitet.

Licht-induzierte Desorption: Ein neuer Mechanismus für optische Bistabilität in der integrierten Optik

V. Briguet und W. Lukosz
Professur für Optik, ETH, 8093 Zürich

Experimentell nachgewiesen wurde optische Bistabilität mit einem Gitter-Einkoppler auf einem planaren $\text{SiO}_2\text{-TiO}_2$ Wellenleiter mit einigen Hundert mW Leistung eines cw Argon-Lasers. Die Bistabilität beruht auf der licht-induzierten Desorption von Molekülen (z.B. von H_2O) von der Oberfläche des Wellenleiters. Die Desorptions-Rate ist von der in den Wellenleiter eingekoppelten Leistung abhängig. Die Desorption ändert die effektive Brechzahl des geführten Modes, damit den Einkoppel-Wirkungsgrad und somit die eingekoppelte Leistung wodurch eine Rückkopplung erreicht wird.

Verschiedenes

KONSERVATIVE STRUKTUREN

A. Hübler, E. Lüscher, Physik-Department TU-München, D-8046 Garching

Abstract: Mit Hilfe eines einfachen mechanischen Modells werden folgende Phänomene untersucht: Strukturbildung, Erhaltungsgrößen im Raum, räumliche Skalenverdopplung, Prinzip marginaler Stabilität.

1. Einleitung

Bereits 1939 postulierte der Biologe P. Weiss nach zahlreichen Beobachtungen, daß Wachstum an einer Stelle in der Nachbarschaft Wachstum unterdrückt /1/. Gierer und Meinhardt stellten 1974 dazu ein mathematisches Modell mit einem autokatalytischen Aktivator und einem Inhibitor vor /2/. Unterschiedliche Diffusionskonstanten führen zur Strukturbildung /3/. Hier soll anhand eines einfachen mechanischen Modells demonstriert werden, daß in der Kontinuumsmechanik Terme mit Ortsableitungen unterschiedlicher Ordnung die Funktion unterschiedlicher Diffusionsterme in der Biochemie übernehmen und neben Extremaleigenschaften auch das von Weiss beschriebene Phänomen zeigen können. Es ergibt sich eine Erklärung für das Prinzip marginaler Stabilität.

2. Ein mechanisches Modell

Fahrzeuge können sich auf einer schiefen, geknickten Fahrbahn (Abb.1) im Schwerefeld auf Gleisen auf- und abbewegen (Potential V). Die Fahrzeuge seien mit einer Schnur so gekoppelt, daß die Summe aller Auslenkungen konstant ist. Die Umlenkrollen sind reibungsbehaftet. Zusätzlich sind benachbarte Fahrzeuge mit gespannten Federn gekoppelt (Potential W).

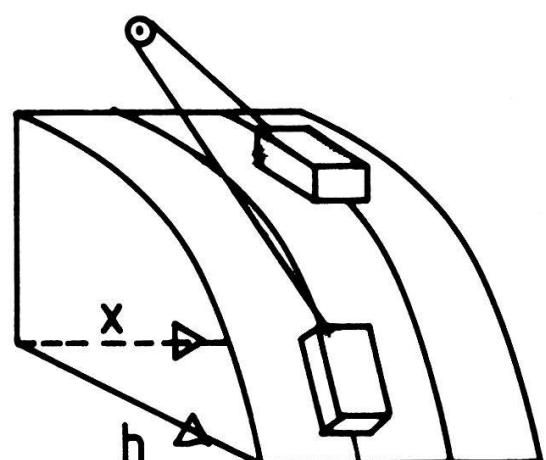


Abb.1 Fahrzeugmodell

Durch eine geeignete Skalierung der Konstanten ergibt sich für das kontinuierliche System in harmonischer Näherung:

$$\text{Bewegungsgleichung } -aq_{xx} + bq_{xxxx} + dq_t = 0$$

wobei $a=d^2V/dh^2$, $q_x=h$, b =Federkonstante und d die Dissipationskonstante der Umlenkrolle ist.

Die Dispersionsrelation $1=(-ak^2-bk^4)/d$ für $q=q_0$ $\sin(kx) e^{lt}$ lässt sich folgendermaßen interpretieren:

Das System strukturiert sich, wenn der Term von der zweiten partiellen Ortsableitung instabil wird ($a > 0$), d.h. die Fahrbahn konvex gekrümmmt wird. Der stabile Term von der vierten Ortsableitung (gespannte Federn) sorgt dafür, daß, wenn die Amplitude an einer bestimmten Stelle anwächst, die direkte Nachbarschaft mitgerissen wird. Der stabile Term cq ($=0$) sorgt dafür, daß langwellige Moden stabil sind. Wir erhalten damit ein ähnliches Verhalten wie in dem Modell von Gierer und Meinhardt, wobei die Rolle des instabilen, kurzreichweiten Aktivators von einem instabilen Term 2. partieller Ortsableitung übernommen wird, die des langreichweiten Inhibitors bei uns von einem Term niedrigerer partieller Ortsableitung übernommen wird. Der Term 4. Ordnung, der dafür sorgt, daß die direkte Nachbarschaft mitgerissen wird und keine Spitzen entstehen, wird in der Gleichung von Gierer und Meinhardt automatisch durch den Diffusionsterm übernommen. Die Dispersionsrelation zeigt, daß aufgrund der unterschiedlichen Potenzen in k ein instabiler Term nicht durch einen Term höherer partieller Ortsableitung auf allen Skalen stabilisiert werden kann.

Die Bewegungsgleichung stationärer Zustände ist formal gleich der eines harmonischen Oszillators und, ähnlich wie beim konservativen harmonischen Oszillator die Gesamtenergie eine Erhaltungsgröße in der Zeit ist, existiert auch hier eine Erhaltungsgröße (im Raum).

$$H = -L + \frac{dL}{dq_x} q_x + \frac{dL}{dq_{xx}} q_{xx} - \left(\frac{d}{dx} \frac{dL}{dq_{xx}} \right) q_x \quad L = -V - W = \text{Lagrangefunktion}$$

Im stationären Zustand ist also nicht die potentielle Energie homogen im Raum verteilt, sondern die Grösse H , in unserem Fall die Differenz aus der lokalen Energie V und der Wechselwirkungsenergie W . Die Erhaltungsgröße H existiert nicht nur für die bislang betrachteten harmonischen Systeme, sondern, da in keinem Schritt der Herleitung der Erhaltungsgröße H davon Gebrauch gemacht

werden muß, für alle Systeme, deren Lagrangedichte $L(q, \dot{q}_x, \ddot{q}_{xx})$ nicht explizit vom Ort abhängt. Strukturen die sich durch eine Lagrangedichtefunktion charakterisieren lassen, die nicht explizit vom Ort abhängt, bezeichnen wir im folgenden als konservative Strukturen. Die stationären Zustände der obigen mechanischen Modelle sind konservative Strukturen. Im harmonischen System gibt es nur exponentiell wachsende (oder zerfallende) Zustände. Die marginal stabilen Strukturen (mit Wachstumskonstante Null) $k=k_c$ sind die einzigen konservativen Strukturen im linearen System. Im nichtlinearen System sind konservative Strukturen stationäre Zwischen- bzw. Endzustände. Nichtlineare Terme können dazu führen, daß exponentielles Wachstum gebremst, die Skala der dominanten Mode verschoben und nicht dominante Moden völlig unterdrückt werden etc.

3. Das nichtlineare System

Der Einfluß von nichtlinearen Termen zeigt sich am deutlichsten durch Hinzufügen eines Begrenzungsanschlags am Fahrzeugmodell. Im kontinuierlichen System läßt sich der Anschlag (bzw. jener Term, der die begrenzten Ressourcen beschreibt) durch eine starke Nichtlinearität oder Divergenz des lokalen Potentials V beispielsweise mit

$$V_1 = V + V_{nl}, \quad V_{nl} = 5 \cdot 10^{-7} e^{-100(q_x - h_0)}, \\ h_0 = -1, \quad a = -0.01, \quad b = 0.01268 \text{ beschreiben.}$$

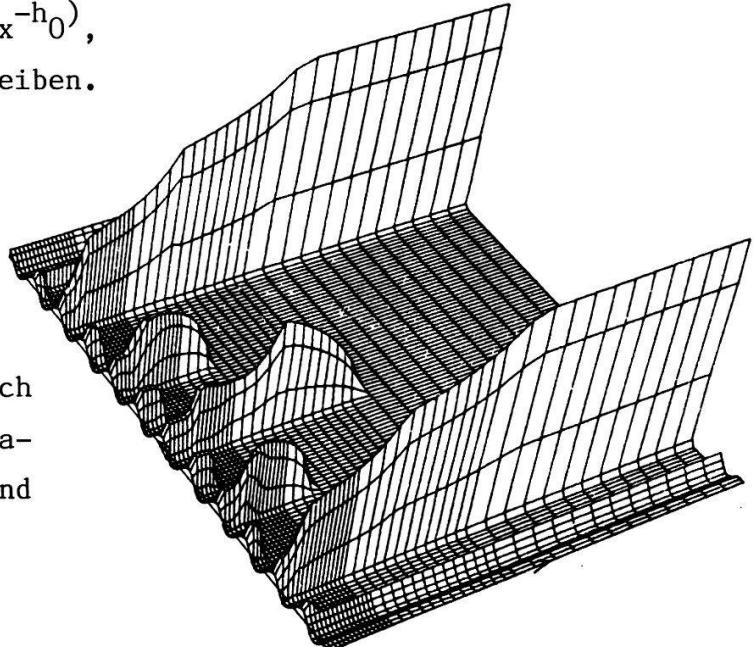


Abb.2 Skalenverdopplung durch begrenzte Ressourcen. Die metastabilen Zwischenzustände sind konservative Strukturen.

Abb.2 zeigt die zeitliche Entwicklung eines dieses Systems. Zunächst, bei kleinen Amplituden $|q_x| < h_0$, wachsen die Moden exponentiell mit Wachstumskonstante 1 an. Das lineare System wirkt wie ein aktiver Filter, der die dominante Mode besonders verstärkt und Moden mit Wellenvektoren $k > k_c$ stark

dämpft. Erreichen die Wellentäler der dominanten Mode den Einflußbereich der Nichtlinearität (d.h. den mehr oder minder harten Anschlag) $q_x \approx h_0$, werden die Wellentäler extrem flach und die Wellenberge schmäler und höher, bis Wellenberge mit der Wellenzahl k_c entstehen. Für $q_x > h_0$ ($h_0 < 0$) ist das System harmonisch. Für einen Wellenberg, der sich bis auf den Rand im harmonischen Bereich des Systems befindet, sind sinusförmige Moden mit Wellenzahl k_c die einzigen stationären Zustände. Während sich der Abstand der Wellenberge im nichtlinearen System aus der dominanten Mode des linearen Systems ergibt, wird die Form der stationären Wellenberge durch die konservativen Strukturen des linearen Systems bestimmt. Dies ist analog zum Prinzip marginaler Stabilität beim dendritischen Wachstum /4/. Der Effekt ist dann besonders ausgeprägt, wenn die partielle DGL im Bereich der Wellenberge, d.h. für große Amplituden in guter Näherung harmonisch ist und der Anschlag hart, die Nichtlinearität groß ist. Die entstehende Wellenstruktur ist allerdings nur metastabil. Die Wellenberge konkurrieren mit ihren nächsten Nachbarn und es kommt zu Skalenverdoppelungen, solange, bis nur mehr ein Wellenberg vorhanden ist oder die äußere Geometrie erreicht wird (z.B. ein Anschlag für die Wellenberge). Der entscheidende Effekt bei obiger Skalenverdopplung ist, daß neben dem exponentiellen Wachstum der dominanten Mode auch deren Verformung zum Stillstand kommt, d.h. Zustände existieren, bei denen $H=\text{const}$ und h beschränkt ist. In der Sprache der Dynamik sind dies gebundene Zustände. Nimmt das lokale Potential weniger als quadratisch ab, so kann die Skalenverdopplung bei einer bestimmten Längenskala abbrechen.

Bei der Dynamik obiger nichtlinearer Systeme wechseln sich das Verweilen bei einer konservativen Struktur und der sprunghafte Übergang zu einer anderen konservativen Struktur ab. Die konservativen Strukturen sind deshalb die Meilensteine der nichtlinearen Dynamik.

Wir danken Herrn Kroy, Herrn Wohofsky und der Firma Messerschmitt-Bölkow-Blohm für die Unterstützung.

4. Literaturverzeichnis

- /1/ P. Weiss, *Principles of Development*, New York, Henry Holt (1939)
- /2/ H. Meinhardt, A. Gierer, *J. Cell. Sci.* 15, 321 (1974)
- /3/ H. Haken, *Synergetics, An Introduction*, Berlin, Springer (1983)
- /4/ G. Dee, J.S. Langer, *Phys. Rev. Lett.* 50, 383 (1983)

Über die Beschreibung räumlich-chaotischer Strukturen

K. Klotz, A. Hübler, E. Lüscher, Physik-Department TU München,
D-8046 Garching

Unter dem Einfluss von Hochspannung setzt bei einem Glycerin-Wasser-Gemisch, das sich zwischen zwei isolierenden Platten befindet, in radialer Richtung Dendritenbildung ein. Die experimentell erhaltenen Figuren lassen sich mit Hilfe der fraktalen Dimension beschreiben. Begriffe der nicht-linearen Dynamik werden sinngemäss auf räumliche Strukturen übertragen, wobei die Krümmung einer Kantenlinie als Funktion der Bogenlänge die Rolle einer zeitlich variablen Messamplitude spielt. Es ergeben sich Hinweise darauf, dass die dendritischen Strukturen Eigenschaften chaotischer Systeme aufweisen.

Obwohl die fraktale Dimension /1/ zur Charakterisierung von unendlich fein verästelten (mathematischen) Strukturen eingeführt wurde, wird sie zunehmend zur Beschreibung von natürlichen Objekten herangezogen /2,3/. Dendritische Strukturbildung kann relativ leicht mit elektrischer Hochspannung in Flüssigkeiten ausgelöst werden /4/. Es sollte daher getestet werden, wie gut

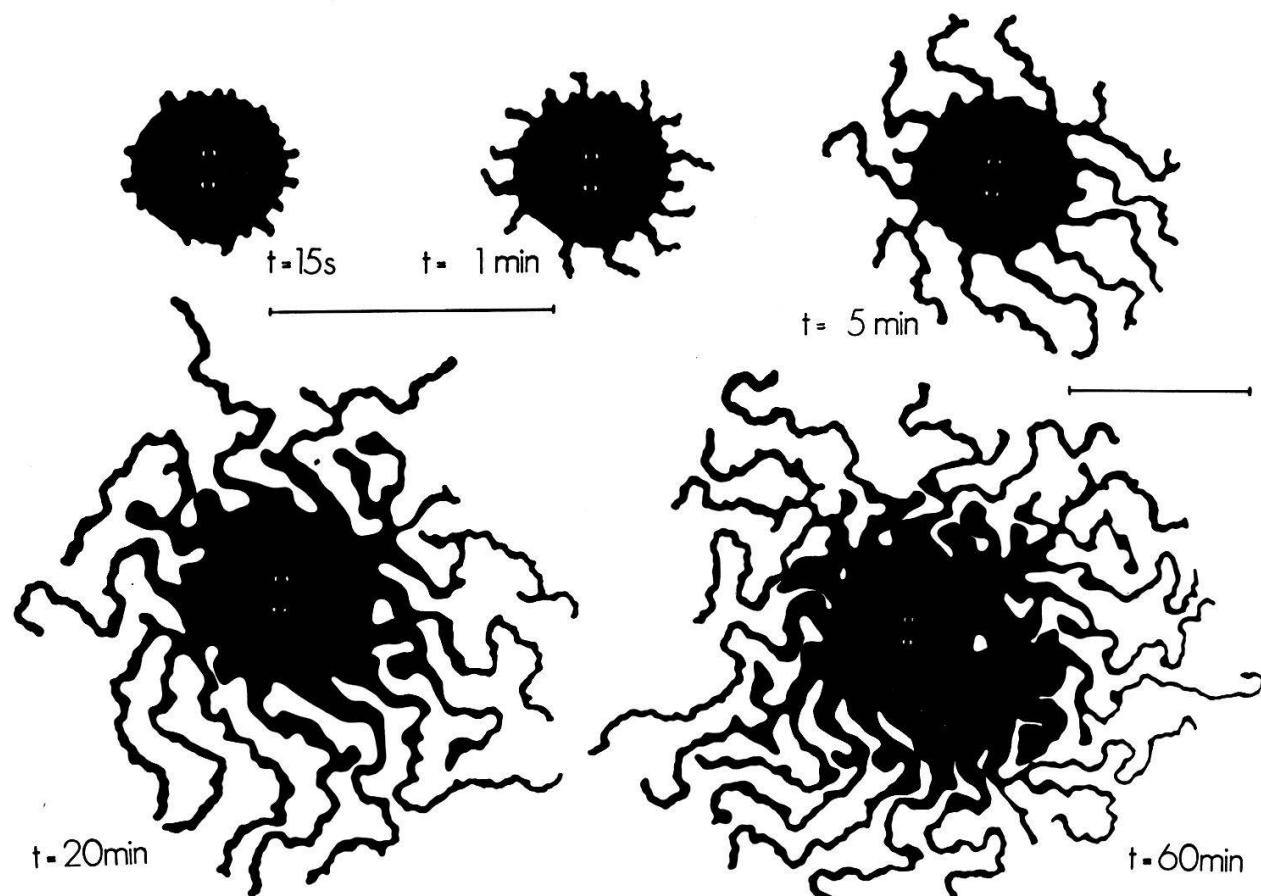


Abb. 1: Phasen des Experiments. Massstab = 100 mm

sich der Begriff der fraktalen Dimension auf nicht streng selbstähnliche Objekte anwenden lässt.

Zu diesem Zweck wird ein gefärbtes Glycerin-Wasser-Gemisch unter leichtem Druck (einige Zentimeter Flüssigkeitssäule) durch eine zentrale Bohrung zwischen zwei Plexiglasplatten gepresst. Die beiden Platten werden von seitlich eingeschobenen Aluminiumbändern auf 0.5 mm Abstand gehalten. Nachdem sich die Flüssigkeit zu einem Kreis von etwa 4 cm Durchmesser ausgebreitet hat, wird an eine in der Flüssigkeitszufuhr angebrachten dünnen Kupferelektrode Hochspannung (ca. 23 kV) angelegt; die Aluminiumbänder sind elektrisch geerdet. Das elektrische Feld führt zu einer Strukturierung, wie sie in Abbildung 1 zu erkennen ist.

Zur Auswertung wurden die Kantenlinien der dendritischen Strukturen auf Fotos von einem Lesestift sequentiell abgetastet und in etwa 1000 bis 30000 Fahrbefehlen abgespeichert. Diese Methode erlaubt eine Abtastgenauigkeit von 0.2 mm, was einer Auflösung von maximal 1800 x 1350 entspricht.

Zur Bestimmung der fraktalen Dimension FD wurde ein quadratisches Raster der Maschenweite L über die Figur gelegt. Sei $N(L)$ die Anzahl der Rasterfelder, die mindestens einen Kantenpunkt enthalten. Dann gilt für die fraktale Dimension:

$$FD = - \lim_{L \rightarrow 0} \frac{d \ln N(L)}{d \ln L} \quad (1)$$

Da sich in der Praxis der Grenzübergang nicht durchführen lässt und bei endlichen L die Anzahl besetzter Rasterfelder von der Rasterlage abhängt, muss die Ableitung mit dem Mittelwert $\overline{N(L)}$ gebildet werden, der definiert ist als

$$\overline{N(L)} = \frac{1}{L^2} \iint_{0 \times 0}^L dx_k dy_k N(L, \vec{x}_k) \quad (2)$$

mit einem Ortsvektor \vec{x}_k von einem Rasterschnittpunkt zu einem beliebigen, aber festen Punkt der Kantenlinie.

Um eine empfindliche Messmethode zu gewinnen, haben wir die Ableitung (1) für jeden Messpunkt explizit durch Fitten einer Geraden durch diesen Punkt mit zwei (oder später drei) Nachbarpunkten auf jeder Seite bestimmt. Die Anwendung unserer Methode auf eine Kantenlinie von Koch ergab im Intervall [3 SW, D/3] eine Übereinstimmung mit dem theoretisch zu erwartenden Wert innerhalb eines Fehlers von 5 %. Dabei bedeuten SW die Schrittweite des abtastenden Lesestifts und D einen typischen Durchmesser der Figur.

Den typischen Verlauf der Ableitung (1) während 4 Phasen eines

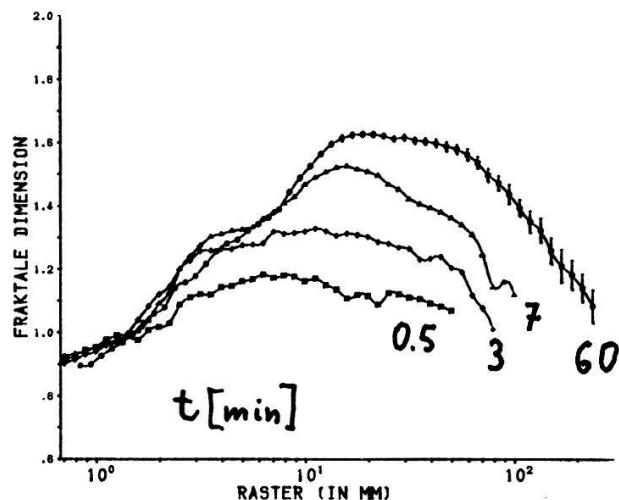


Abb. 2: Zeitlicher Verlauf

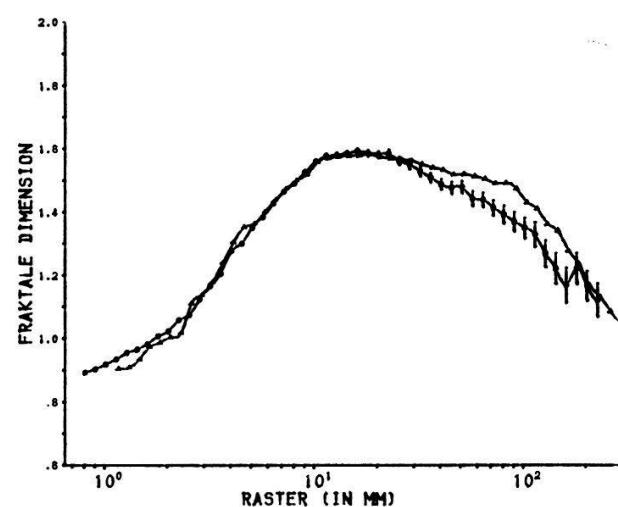


Abb. 3: Wirkung des hydrostat. Drucks

Experiments zeigt Abbildung 2, wobei nur das gültige Intervall dargestellt ist. Offensichtlich ist die Ableitung besonders im fortgeschrittenen Stadium der Experimente keine Konstante. Es sei daher einschränkend von der "fraktalen Dimension" $FD(L)$ die Rede.

Der Maximalwert von $FD(L)$ steigt im Verlauf des Experiments sehr rasch an und erreicht in mehreren Experimenten asymptotisch Werte von $1.61 \leq FD(L)_{\max} \leq 1.67$. Das zeitliche Verhalten liess sich während der ersten zehn Minuten am besten durch

$$FD(L,t) = FD(L,0) + \alpha \ln t \quad (3)$$

charakterisieren.

Die Tatsache, dass $FD(L)$ für derartige verästelte, aber dennoch (durch die Oberflächenspannung) glatte Figuren keine Konstante ist, kann zur Charakterisierung solcher Figuren genutzt werden. So wurden Unterschiede im Wert von $FD(L)$ zwischen zwei fast identisch durchgeföhrten Experimenten beobachtet (Abb. 3), die auf den varierten Parameter (hier der Druck auf die Flüssigkeiten) zurückzuführen waren.

Sodann wurde versucht, die Kantenlinien in Anlehnung an die Theorie von eigenartigen (strange) Attraktoren zu charakterisieren, die sich durch Berechnung der Kolmogorov-Entropie beschreiben lassen /5/. Dazu wurde die Krümmung A einer Linie als Funktion ihrer Länge aufgefasst. Lässt man nur einen Umlauf zu, so erhält man den endlichen Datensatz $A(s)$, für den wir die Kolmogorov-Entropie nach Termonia bestimmt haben /6/. Während für kurze Kantenlinien sich die Kolmogorov-Entropie als Funktion der Tupellänge nicht stabilisiert, erkennt man für ca. 21 000 Kantenpunkte (Abb. 4) ein Plateau,

bevor die Kurve wiederum stark abfällt, weil zu wenig identische Tupel zur

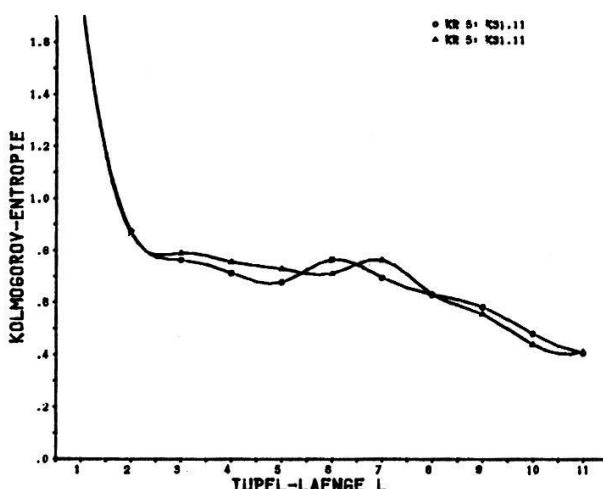


Abb. 4:

Kolmogorov-Entropie der Krümmung einer Kantenlinie aus ca. 21 000 Punkten für zwei unterschiedliche Zellgrößen

Analyse zur Verfügung stehen. Der Plateauwert entspricht einer Kolmogorov-Entropie von ca. 0.75 ± 0.1 .

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass ein einfacher zugängliches Modellexperiment geschaffen wurde, mit dem sich dendritische Strukturen erzeugen lassen. Die "fraktale Dimension" ist für solche Strukturen keine Konstante; der Verlauf $FD(L)$ kann aber als empfindliches Mass für Experimentparameter dienen. Die Krümmung einer Kantenlinie zeigt zu zeitlich-chaotischen Amplituden analoges Verhalten im Raum.

Wir danken G. Feuerecker für seine Unterstützung bei der Durchführung der Experimente.

- /1/ B.B.Mandelbrot: The Fractal Geometry of Nature, W.H.Freeman, New York (1983)
- /2/ D.R. Morse, J.H. Lawton, M.M. Dodson, M.H.Williamson: Fractal dimension of vegetation and the distribution of arthropod body lengths, Nature 314(25.4.1985), p.731
- /3/ J.Nittmann, G.Daccord, E.Stanley: Fractal growth of viscous fingers: quantitative characterization of a fluid instability phenomenon, Nature 314(14.3.1985), p.141-144
- /4/ E.Lüscher, A.Hübler: Instabilitäten und Strukturierung von Flüssigkeitsoberflächen im nichtlinearen Potential, Helv. Phys. Acta 57(1984), S.264-267
- /5/ P. Grassberger, I. Procaccia: Estimation of the Kolmogorov Entropy from a Chaotic Signal, Phys.Rev.A, 28, 4(1983), p.2591-2593
- /6/ Y. Termonia: Kolmogorov entropy from a time series, Phys. Rev.A, 9, 3(1984), p.1612-1614

EXPERIMENTELLE BESCHREIBUNG DENDRITISCHER STRUKTUREN ZÄHER FLUIDE

G. Feuerecker, A. Hübler, E. Lüscher
Physik-Department TU München, D-8046 Garching

Abstract : Es wurden die fraktale Dimension der Kanten dendritischer Strukturen ermittelt und die Korrelation mit experimentellen Parametern untersucht.

1. Einleitung

Bei der Beschreibung natürlicher Strukturen trifft man oft auf derart unregelmäßige und komplexe Formen, daß es hoffnungslos ist, mit den Mitteln der Differentialgeometrie vorzugehen.

Mandelbrot stellt in seinem Aufsatz "The Fractal Geometry of Nature" fest, daß die Natur nicht nur ein anderes Maß, sondern eine vollkommen verschiedene Ebene der Komplexität zeigt /1/. Doch in vielen Formen der Natur herrscht eine besondere Form der Symmetrie: Die Skaleninvarianz - eine Form ist in verschiedenen Maßstäben sich selbst ähnlich.

Zur Beschreibung dieser skaleninvarianten Formen schlägt Mandelbrot die sogenannte "Fraktale Dimension" vor /1/, die er aus der Küstenliniendimension ableitet: Um die Länge einer fraktalen Kurve mit einem Maßstab m zu bestimmen, muß man diesen $L_0 \cdot m^{-D}$ mal anlegen, was einer Länge von $L_0 \cdot m^{1-D}$ entspricht.

Der Wert von D heißt "Fraktale Dimension", hängt von der zu vermessenden Kurve ab und ist für diese charakteristisch. Mit der Einführung dieser Größe hat die Beschreibung von bisher "formlosen" Strukturen einen neuen Aufschwung erhalten, was die zunehmende Zahl von Veröffentlichungen zeigt /2/.

Es bleibt jedoch noch offen, ob die Fraktale Dimension einer Struktur auch sensitiv auf die Umstände der Strukturbildung ist, d.h. ob aus ihr Rückschlüsse auf z.B. die Art der Entstehung gezogen werden können.

Deshalb haben wir in einem leicht reproduzierbaren Experiment Strukturen unter

verschiedenen Bedingungen erzeugt. Das Aussehen dieser Strukturen hängt sehr stark von einigen experimentellen Parametern ab. Wir untersuchten, ob es möglich ist, die "unterschiedlich aussehenden" Strukturen mit Hilfe der (objektiven) Fraktalen Dimension zu unterscheiden.

2. Experiment

Um gleichmäßige Strukturen zu erhalten, benötigt man Platten, die zueinander exakt parallel stehen und sich während des Versuchsablaufes nicht gegeneinander verziehen. Das erreichten wir mit folgendem Aufbau: Die eine Platte ist die Stirnfläche eines Plexiglaszyinders (Durchmesser 50mm), der mit der Genauigkeit A7 in einen Hohlzylinder aus Messing paßt. Die andere Platte ist ebenfalls aus Plexiglas und wird auf den Messingzyylinder aufgeschraubt. Der Spalt zwischen den Platten wird durch eine Bohrung (0.8mm) belüftet. Zwischen diesen zwei Platten befindet sich ein Tropfen Fett (Deltinol - Langzeitfett, NLGI-Grad 2, Dichte 0.98g/cm^3). Die Platten werden auf einen definierten Abstand d zusammengedrückt, so daß ein runder Fleck entsteht. Werden nun die Platten mit einer definierten Kraft auseinandergezogen, so muß sich die Fläche des Flecks verkleinern. Er behält dabei seine ursprüngliche Kreisform nicht, sondern es wandern sich verzweigende Luftkanäle in den Fleck: Es entsteht eine dendritische Struktur.

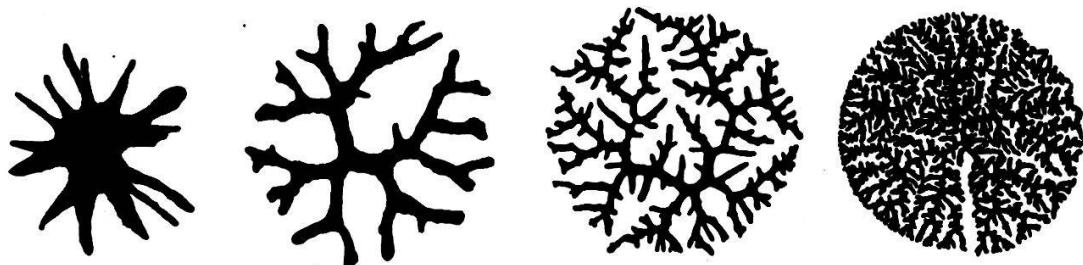


Abb.1 Dendritische Strukturen, die mit der Belastung 9090 N/kg, 30400 N/kg, 93000 N/kg und 633000 N/kg erzeugt wurden.

Bei steigender Belastung entstehen immer mehr und immer feinere Dendriten. Insgesamt wurden 4 Meßserien (Plattenabstand 100, 200, 500, 1000um) durchgeführt. Der Fleckdurchmesser betrug jeweils ca. 3.5cm, die Zugkraft wurde zwischen 1N und 200N variiert.

3. Beschreibung der Formen

a) Fraktale Dimension der Randkurve

Der Bereich, in dem eine reale Kurve fraktal ist, kann sehr klein sein. In unserem Fall erkennt man kein ausgeprägtes Plateau, die Fraktale Dimension fällt nach Erreichen des Maximalwertes schnell wieder ab (Abb.2). Obwohl man hier nur schwer von einer Fraktalen Dimension im eigentlichen Sinne (über große Längenskalen konstant) sprechen kann, lässt sich diese Größe sehr gut interpretieren:

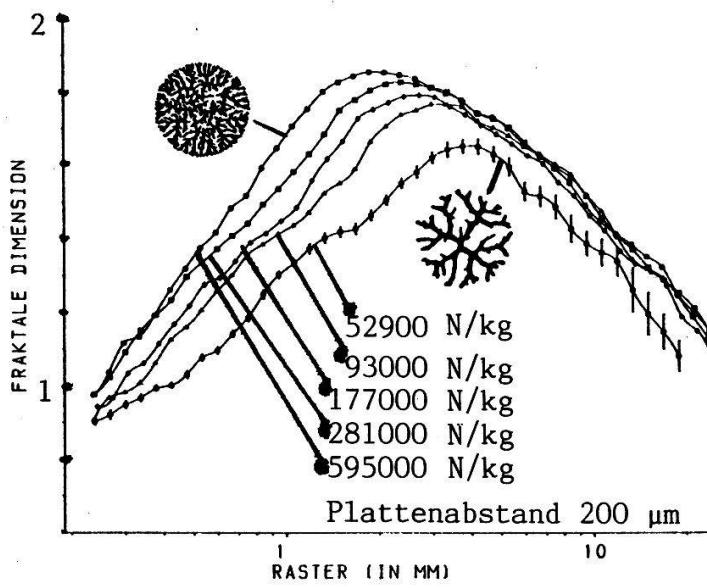


Abb.2

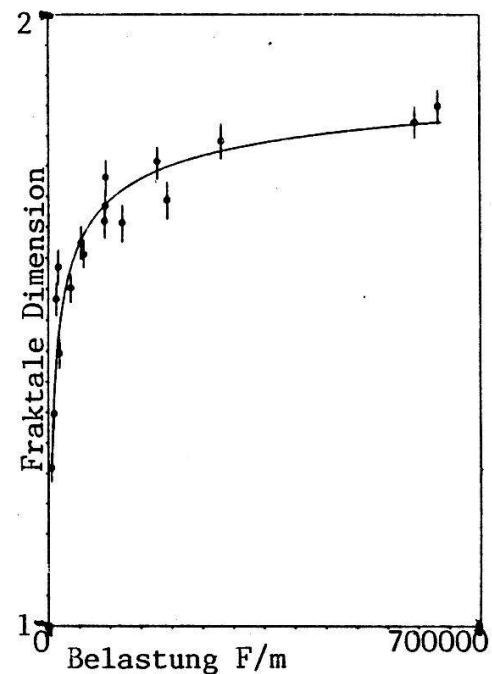


Abb.3

Der Längenbereich, in dem die Fraktale Dimension maximal ist – sozusagen die typische Skala des Fraktals – befindet sich für steigende Belastung bei kleineren Skalen: Das entspricht kleineren Verästelungen.

Die maximale Dimension, die ja ein Maß für die Rauhigkeit darstellt, steigt bei steigender Belastung: Die Figur wird rauher, verzweigter. Wir fanden eine gute Korrelation zwischen Fraktaler Dimension und der Größe "Zugkraft / (Masse des Flecks)" (Abb.3): Der Verlauf der Werte lässt sich mit der Funktion $D_f = 2 - A \cdot (F/m)^B$, $A = 9.65$, $B = -0.3$ beschreiben. Für kleine Belastungen reagiert die Fraktale Dimension empfindlich auf eine Änderung der Belastung, dagegen ist sie im Bereich großer Belastungen relativ unempfindlich.

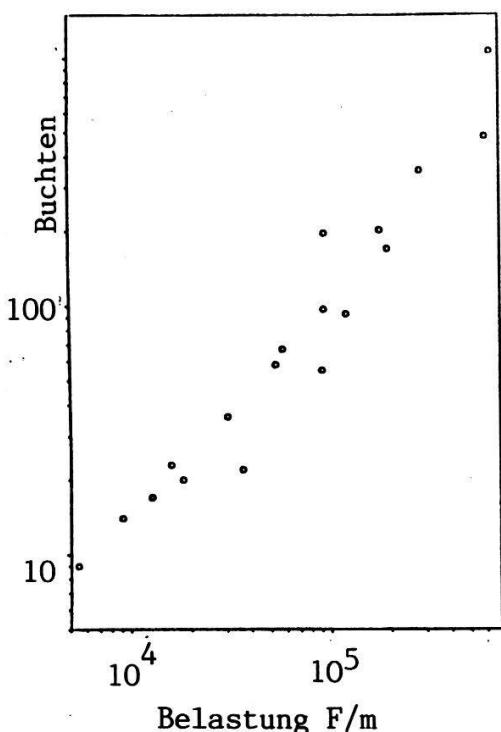
b) Der Exponent D_g der gesamten Figur

Bei der Bestimmung der Fraktalen Dimension der Randkurve wird über die Punkte der Randkurve ein variables Raster gelegt und die Anzahl $n(m)$ der besetzten

Rasterpunkte in Abhängigkeit der Rastergröße (Kantenlänge m) ermittelt /3/. Analog dazu kann man auch das Raster über die Punkte der gesamten Figur legen und $n(m)$ als Funktion von m bestimmen. Das gesuchte Potenzgesetz hat dann die Form $n(m) = n_0 \cdot m^{-D_g}$.

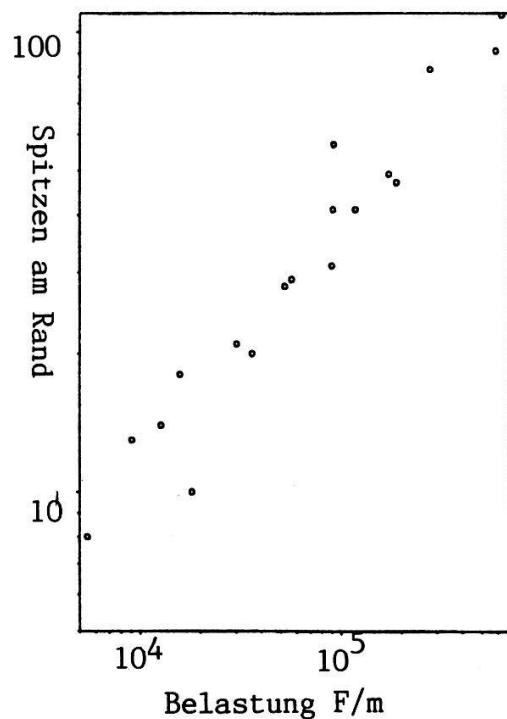
Es zeigt sich, daß dieser Exponent insensitiv auf die Versuchsbedingungen ist, er bleibt innerhalb des Fehlers für alle von uns erzeugten Strukturen konstant ($D_g = 1.65 \pm 0.05$).

c) Anzahl der Buchten (Abb.4) und Anzahl der Spitzen am Rand (Abb.5)



Links:
Abb. 4

Rechts:
Abb. 5



Die durch einfaches Auszählen erhaltenen Größen sind zwar nicht völlig objektiv, korrelieren aber recht gut mit F/m und sind mit sehr kleinem Aufwand erhältlich.

Wir danken der Firma Messerschmitt-Bölkow-Blohm und Herrn Dr. Kroy für ihre Unterstützung.

4. Literatur

- /1/ B. Mandelbrot, The Fractal Geometry of Nature, Freeman 1983
- /2/ R.M. Brady, R.C. Ball: Nature 309, 225 (1984)
L. Niemeyer, L. Pietronero, H.J. Wiesmann : PRL 52, 12, 1033 (1984)
Nittmann, Daccord, Stanley: Nature 314, 141 (1985)
- /3/ K. Klotz, A. Hübler, E. Lüscher : In dieser Ausgabe

CHAOTISCHE SCHWINGUNGEN IM LENNARD-JONES-ARTIGEN POTENTIAL

Ch. Wachinger, A. Hübler, G. Reiser, E. Lüscher
 Physik-Department TU München, D-8046 Garching

Abstract: Anharmonische, gedämpfte, angetriebene Schwingungen zeigen häufig Periodenverdopplungen in Abhängigkeit der Parameter der Differentialgleichung. Bifurkationen höherer Ordnung können jedoch meist nicht beobachtet werden. Wir führen dies auf die Wechselwirkung verschiedener Attraktoren zurück. Schwingungen im Lennard-Jones-artigen Potential zeigen eine vollständige Bifurkationssequenz nach Feigenbaum.

1. Schwingungen im sinusförmigen Potential

Zunächst untersuchten wir gedämpfte, angetriebene Schwingungen in einem sinusförmigen Potential – dies ist z.B. die Schwingung eines Fadenpendels. Wir integrierten die Differentialgleichung dieser Bewegung

$$\ddot{x} + \mu \cdot \dot{x} + a \cdot \sin(x) + f \cdot \sin(\omega \cdot t) = 0$$

numerisch, wobei wir den Antrieb auf die Resonanzfrequenz für kleine Amplituden festlegten. Die Dämpfung μ wurde als Parameter variiert. Das Aussehen des Schwingungsverlaufs ergab sich je nach dem Wert von μ .

Trägt man über der Dämpfung die Schwingungsamplituden (Maxima und Minima) auf (Abb. 1), so bricht die Bifurkationskaskade /1/ nach wenigen Bifurkationen ab. Das System besitzt jetzt mehrere Einzugsgebiete.

Wir deuten dies folgendermaßen:

Das Sinuspotential hat mehrere Mulden, und aufgrund der Symmetrie bedeutet jede der Mulden einen Attraktor für die

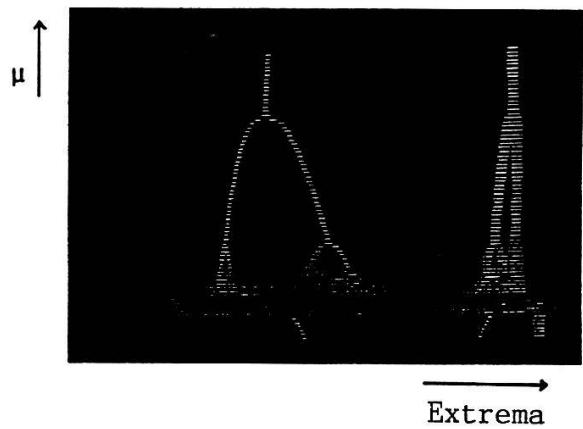


Abb. 1 siehe Text

Schwingung. Die Einzugsgebiete der Attraktoren überlagern sich zum Teil, und so kann es im Schwingungsverlauf einen häufigen Wechsel zwischen verschiedenen Attraktoren geben. Dieser Wechsel zerstört aber die einfache Bifurkationskaskade.

2. Schwingungen im Lennard-Jones-artigen Potential

Um einen vollständigen Feigenbaum /2/ zu erhalten, muß man beim Potential die Multistabilität vermeiden. Das Potential sollte also nur ein Minimum besitzen. Als Beispiel für ein solches Potential wählten wir das Lennard-Jones-Potential

$$V(x) = -\frac{A}{x^6} + \frac{B}{x^{12}}$$

Aufgrund der Schwierigkeiten, die durch die numerische Berechnung von x^{-6} und x^{-12} entstehen, verwandten wir dann ein modifiziertes Potential, nämlich

$$V^*(x) = -\frac{A}{x} + \frac{B}{x^3} \quad \text{mit } A = B = 1$$

Die Differentialgleichung der Schwingung in diesem Potential lautet

$$\ddot{x} + \mu \cdot \dot{x} + 1/x^2 - 2/x^3 + f \cdot \sin(\omega \cdot t) = 0$$

Wir haben diese Differentialgleichung mit dem Runge-Kutta-Verfahren numerisch integriert. Die Schrittweite wurde festgelegt auf 1/50 der Schwingungsdauer,

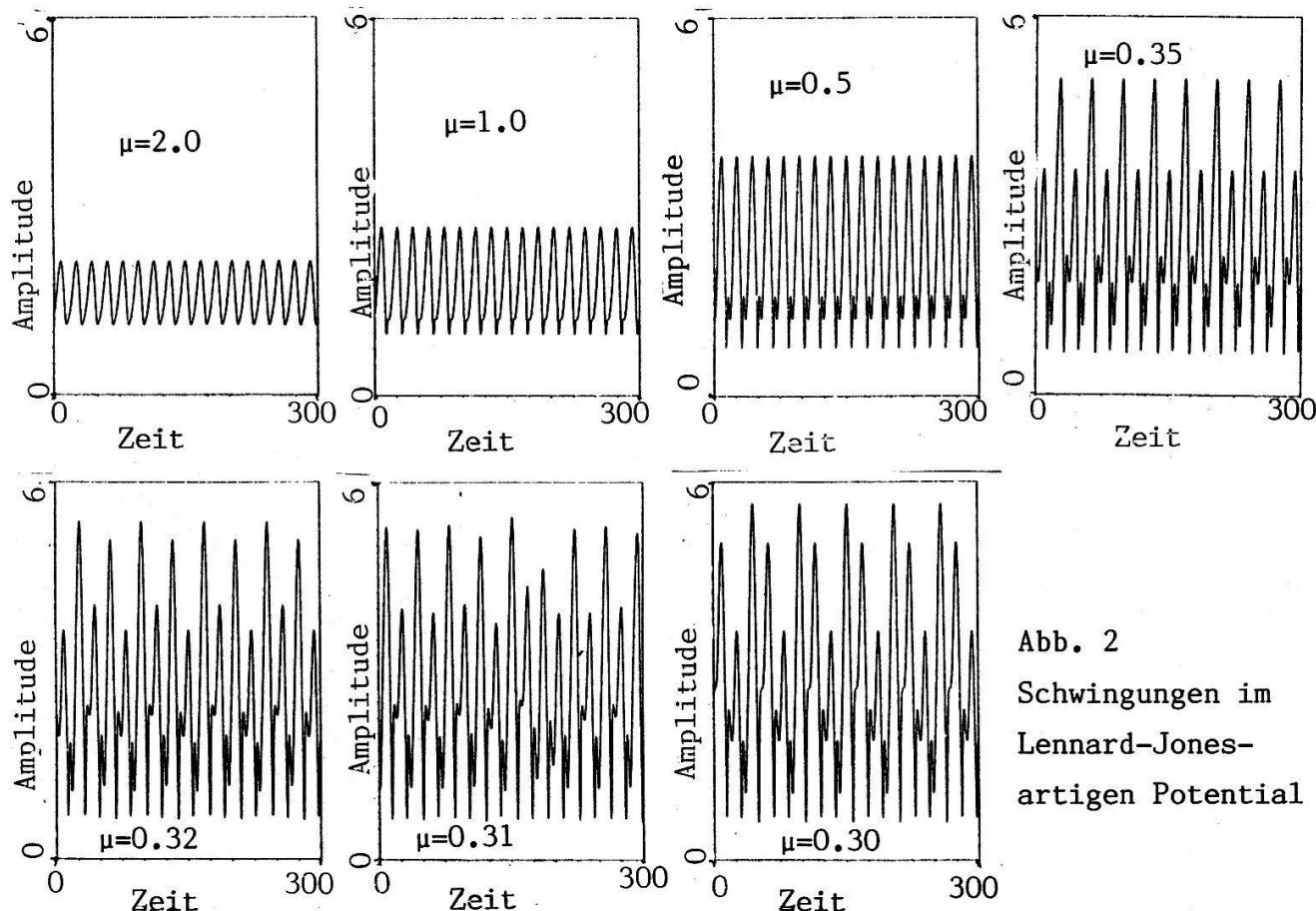


Abb. 2
Schwingungen im
Lennard-Jones-
artigen Potential

und die Genauigkeit pro Schrittweite betrug 10^{-4} . Den Antrieb haben wir auf $f=0.5$, $\omega = 1/\sqrt{8} \approx 0.35$ festgesetzt. Abhängig vom Parameterwert der Dämpfung μ erhält man die Datensätze $x(t)$ (Abb. 2).

Bei großer Dämpfung ist die Schwingung periodisch. Bei Verkleinerung von μ erhält man zunächst ein Nebenmaximum, i.e. die Schwingung besteht aus der Grundfrequenz und einem hohen Anteil harmonischer Frequenzen, bevor bei weiterer Verkleinerung von μ die Bifurkationskaskade einsetzt. Diese Symmetriebrechung in Haupt- und Nebenmaxima tritt nach D. D'Humieres et al. typischerweise vor den Bifurkationen auf [3]. Außerdem erkennt man für $\mu=0.30$ eine Periode-3-Schwingung – es gibt also Fenster im chaotischen Bereich.

Der Feigenbaum ist also innerhalb unserer Rechengenauigkeit vollständig.

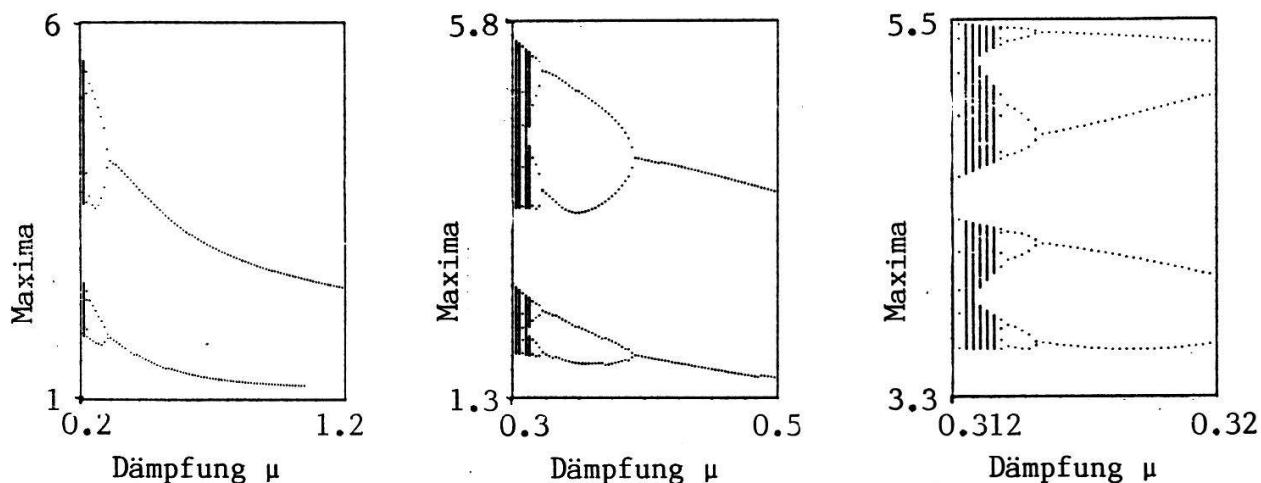
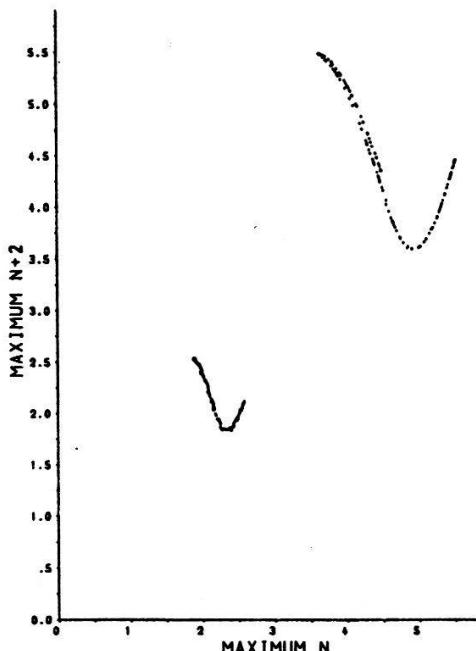


Abb. 3 Feigenbaum in immer besserer Auflösung

Um einen chaotischen Datensatz besser charakterisieren zu können, muß man vor allem die Anzahl der Daten drastisch reduzieren. Wir betrachten nur noch die Schwingungsmaxima; denn der Verlauf zwischen den einzelnen Maxima ist mehr oder weniger sinusförmig und deshalb relativ uninteressant. Wir suchen nun die Abbildung von einem (Haupt-)Maximum zum nächsten. Wenn man für den chaotischen Datensatz jedes ermittelte Maximum gegen das nächste aufträgt, erhält man den Graph dieser Abbildung. Dieses Bild ergibt sich zweimal – einmal für die Hauptmaxima und ein zweites Mal für die Nebenmaxima (Abb. 4).

Abb. 4

Abbildung von einem Schwingungsmaximum zum nächsten ($\mu=0.31$ – chaotischer Bereich)



Diese Funktion ist in erster Näherung eine Parabel.

Obwohl der Schwingungsverlauf chaotisch ist, kann er insofern vorhergesagt werden, als ausgehend von einem Amplitudenwert der Wert der nächsten Amplitude berechnet werden kann.

Man erkennt jedoch einen Schönheitsfehler: Die Parabel enthält eine Doppelkurve. Man braucht also zur exakten Berechnung des nachfolgenden Maximums noch eine zusätzliche Information, etwa die Phasenlage des Antriebs beim Maximum.

3. Schlußbemerkung

Ersetzt man in der Differentialgleichung die Zeit t durch den Ort y , so erhält man eine Gleichung, die u.a. räumlich chaotische Strukturen mit einfachen Korrelationen beschreibt (vgl. Abb. 4).

Adsorbiert man einen Monolayer auf einem Substrat, so könnte x_{yy} mit der N.N.-Wechselwirkung des Adsorbats, die Dämpfung mit der Entropie, das Lennard-Jones-Potential mit der Anziehung des Adsorbats und der sinusförmige Antrieb mit einer periodisch modulierten Oberfläche des Substrats identifiziert werden.

4. Literatur

- /1/ B.A. Huberman, J.P. Crutchfield, Phys. Rev. Lett. 43, 1743 (1979)
- /2/ M.J. Feigenbaum, J. of Stat. Phys. 19, 25 (1978) und 21, 669 (1979)
- /3/ D.D'Humieres, M.R. Beasley, B.A. Huberman, A. Libchaber, Phys. Rev. 26A, 3483 (1982)

Composition et structure de l'interface Si/TiSi

M. Heintze, P.E. Schmid, F. Lévy

Institut de Physique Appliquée, EPF - 1015 Lausanne

Ph. Buffat

Institut de Microscopie Electronique, EPF - 1015 Lausanne

L'interface silicium-siliciure de titane est étudiée par les méthodes AES, XPS et par microscopie électronique à transmission en tenant compte des impuretés à l'interface. Deux types d'échantillon sont considérés: l'évaporation de titane dans l'ultravide et la déposition de titane par sputtering. Un résultat important est la présence de carbone et de carbures dans la couche de titane déposée par sputtering.

Halbleiter, dünne Schichten

Modification of the electro-optic effect near the band gap in a GaAs/AlGaAs multiquantum well heterostructure

M. Glick, F.K. Reinhart

Institut de Physique appliquée, EPFL, 1015 Lausanne

G. Weimann, W. Schlapp

Forschungsinstitut der DBP, D - 6100 Darmstadt

Multiquantum well (MQW) structures can be engineered to have novel physical properties of practical interest^{1,2}. Recent experiments³ and theory⁴ have confirmed that MQW layers have stronger absorption non-linearities than comparable bulk materials. This study of the electrooptic (EO) effects in GaAs/AlGaAs MQW p-n waveguide structures complements the work mentionned above.

We have extended our previous EO measurements at $\lambda = 1.1523 \mu\text{m}$ ⁵ to $\lambda = 0.888 \mu\text{m}$. The latter wavelength corresponds to a photon energy 50 meV below the room temperature excitonic peak. Our new results show i) strong higher order electrooptic effects, ii) large electroabsorption for applied bias voltages, $V_a < -4\text{V}$, where the TE mode absorption exceeds that of the TM mode, and iii) a large built in birefringence, $\Delta\psi_0 \approx 1920 \text{ degree/mm}$. These results also differ from the results found in homogeneous layers⁶ and qualitatively agree with predictions⁷ and experiments⁸ for InGaAs/InAlAs MQW structures.

The structure and the apparatus used were previously described in detail⁵. The MQW waveguide has 30 GaAs wells 122 Å wide and 29 Al_{0.24}Ga_{0.76}As barriers 182 Å wide. Prior to the formation of alloyed Au-Sn and Au contacts on the n and p sides respectively the substrate was thinned to 160 μm . Diodes of various lengths were then cleaved to allow transmission and phase modulation measurements along both the [110] and [110] orthogonal crystallographic directions.

Capacitance measurements on these samples agree with our previous results using simpler electrical contacts⁵. They also confirm the homogeneity of the MQW structures to be within 2%.

A Styryl 9 dye laser pumped by an Ar⁺ laser beam served as the source of $\lambda = 0.888 \mu\text{m}$ radiation. The transmissivity measurement of the TE and TM modes were made by the usual sample in-out method. The light was detected with a silicon photodiode. Our data indicate losses as low as 1.5 dB/cm at average junction electric field, $E_j < 18 \text{ kV/cm}$. Measurements of the diode transmission as a function of V_a for the TE and TM modes are shown in Fig. 1. As the reverse bias is increased the TE mode is absorbed stronger than the TM mode.

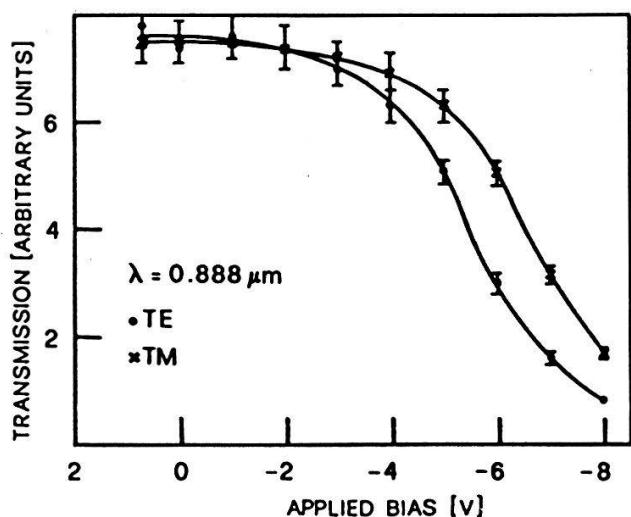


Fig. 1 Relative transmission for the TE and TM modes as a function of applied bias

The dichroism of the electroabsorption results in a deformation of the polarization ellipsoid. To obtain accurate phase difference ($\Delta\psi$) measurements, the polarizer or analyzer prism has to be oriented differently from the usual $\pm 45^\circ$ orientation⁵ to compensate for the loss difference. Figure 1 shows that the polarizer needed adjustment only for $V_a \lesssim -4\text{V}$.

The junction electric field vanishes at the built in potential, $V_b = 1.45 \text{ V}$. The corresponding built in birefringence, $\Delta\psi_0$, must be independent on the propagation direction of the modes. As V_b is not accessible even at forward bias, the phase difference data $\Delta\psi(V_a)$ is extrapolated to $\Delta\psi(V_b) \equiv \Delta\psi_0$ to within an uncertainty of $\pm 20^\circ$. The monochromatic source only permits to determine the principal value of $\Delta\psi_0$ which are shown by the circles

in Fig. 2. The integer multiples of 360° can only be obtained by determining $\Delta\psi_0$ for different diode lengths l , such that the resulting $\Delta\psi_0$ is proportional to l . This procedure results in the straight line of Fig. 2 that yields $\Delta\psi_0 = 1916$ degree/mm.

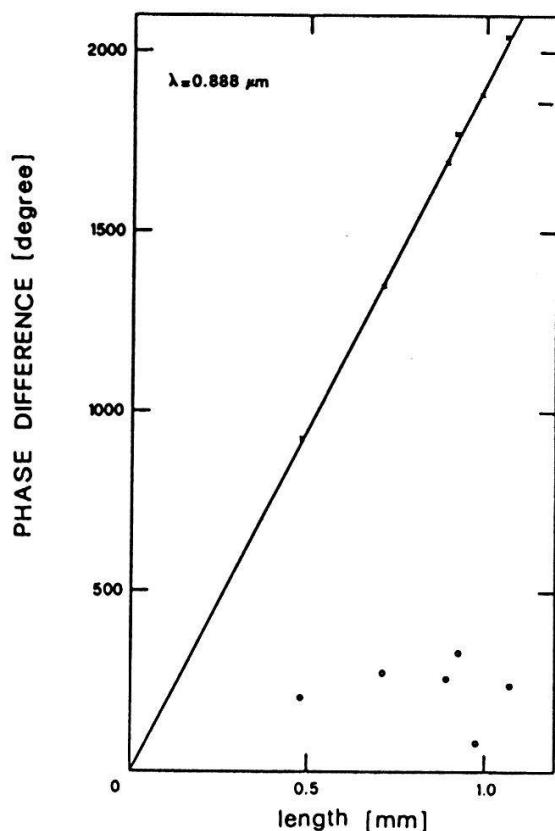


Fig. 2 Phase difference between TE and TM modes at the built in potential $V_b = 1.45V$ as a function of the diode length.

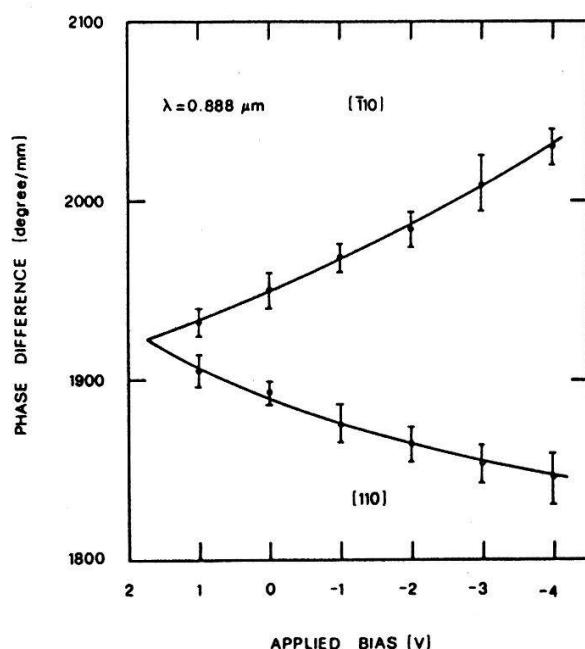


Fig. 3 Phase difference between TE and TM modes as a function of the applied bias for the two orthogonal light propagation directions along [110] and [T10].

The measurements for the phase difference reduced per unit length as a function of V_a for the two crystallographic directions [T10] and [110] are shown in Fig. 3. The results for both directions are superlinear with V_a . Upon comparing measurements of the EO effect at $\lambda = 1.1523 \mu\text{m}$ and $\lambda = 0.888 \mu\text{m}$ it is clear that the nonlinearities increase strongly as we approach the band gap. At $\lambda = 1.1523 \mu\text{m}$, the linear EO clearly dominates with slopes of the phase difference of 7.70 and -8.31 degree/mm for the crystal-

lographic $[\bar{1}10]$ and $[110]$ directions respectively. At $\lambda = 0.888 \mu\text{m}$ we see that we can no longer assume a dominantly linear EO effect. We also see that the EO effect becomes strongly asymmetric for the two directions.

We are currently studying theoretical models to explain the physical basis for the effect of the MQW on the electro-optic effect. This may be related to the conduction band nonparabolicity. Experimentally, we are examining the effect beyond -4V and at other wavelengths to observe the dispersion.

In conclusion we have confirmed that the GaAs/AlGaAs MQW structure has very low loss and that the electroabsorption of the TE mode is greater than that of the TM mode. We have shown that as we approach the band gap the built in birefringence becomes very large and the electro-optic effect becomes strongly nonlinear. These results indicate that the MQW structure has great promise for high speed integrated optical devices such as modulators and multiplexers.

The authors would like to thank the Swiss National Science Foundation for their partial support for this work.

References

- [1] R. Dingle in Festkoerperprobleme (Advances in Solid State Physics), edited by H.J. Queisser (Pergamon, Braunschweig, 1975) Vol. XV, p. 21
- [2] D.S. Chemla. Helvetica Physica Acta 56, 607 (1983)
- [3] T.H. Wood, C.A. Burrus, D.A.B. Miller, D.S. Chemla, T.C. Damen, A.C. Gossard and W. Wiegmann. Appl. Phys. Lett. 44, 16 (1984)
- [4] Y.C. Chang. J. Appl. Phys. 58, 499 (1985)
- [5] M. Glick, F.K. Reinhart, and G. Weimann. Helvetica Physica Acta 58, 403 (1985)
- [6] F.K. Reinhart. Appl. Phys. Lett. 22, 372 (1973)
- [7] H. Yamamoto, M. Asada and Y. Suematsu. Electron Lett., to be published
- [8] K. Wakita, Y. Kawamura, Y. Yoshikuni and H. Asahi. Electron Lett. 21, 338 (1985)

Fabrication de réseaux holographiques submicrons ($0,14 \mu\text{m}$) sur du GaAsJ. Faist, J.-D. Ganière et F.-K. ReinhartInstitut de Physique appliquée, Laboratoire d'optoélectronique, EPFL,
1015 Lausanne

En incorporant des réseaux submicrons à des guides d'onde, on peut élaborer des composants optoélectroniques aux caractéristiques intéressantes. On peut citer comme exemples les filtres optiques, les (de)multiplexeurs ou encore des structures plus compliquées telles que les lasers à structures distribuées. Avec le développement rapide des systèmes de communications, ces différents composants prendront de plus en plus d'importance, il est donc essentiel de maîtriser les processus de fabrication de ces réseaux.

Différentes méthodes sont envisageables pour réaliser ces structures submicrons. On peut, par exemple, utiliser la lithographie par faisceau d'électron. Malheureusement, cette technique, caractérisée par une résolution limite élevée ($\sim 100 \text{ nm}$), nécessite des temps d'exposition élevés et ne permet pas d'exposer des surfaces étendues. La photochimie¹ est une méthode attractive, à cause de sa simplicité, malheureusement le phénomène de "dark etching" limite son utilisation.

Finalement, nous avons choisi une méthode de photolithographie. Le montage expérimental est décrit dans la fig. 1.

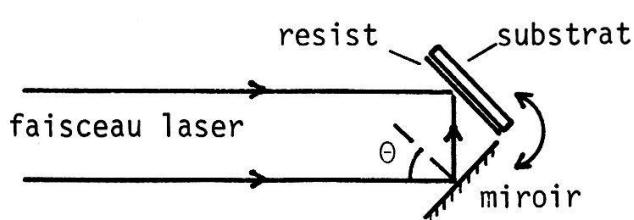


Fig. 1
Montage expérimental

L'échantillon est recouvert par spinning d'une fine couche ($\nu < 0.2 \mu$) de photoresist (Shipley 1350 J), puis exposé à une figure d'interférence produite par deux faisceaux lasers ($\lambda = 257 \text{ nm}$, laser Argon doublé). Une des particularités du montage est que le substrat et le miroir forment un angle fixe de 90° . On ajuste le pas Λ du réseau en tournant miroir et échantillon autour d'un axe vertical. On montre facilement que le pas du réseau est donné par la relation :

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2n \sin \theta}$$

Le pas théorique minimum est donc de $0,12 \mu\text{m}$.

Après exposition et développement (MF314-Spray) du résist le réseau est transféré par attaque chimique ($\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O} - 1:8:10$) dans l'arseniure de gallium. Cette procédure a permis d'obtenir des réseaux avec un pas $\Lambda = 0,14 \mu\text{m}$.

Les observations par SEM (photographies 1 et 2) confirment les bonnes propriétés optiques des réseaux obtenus.

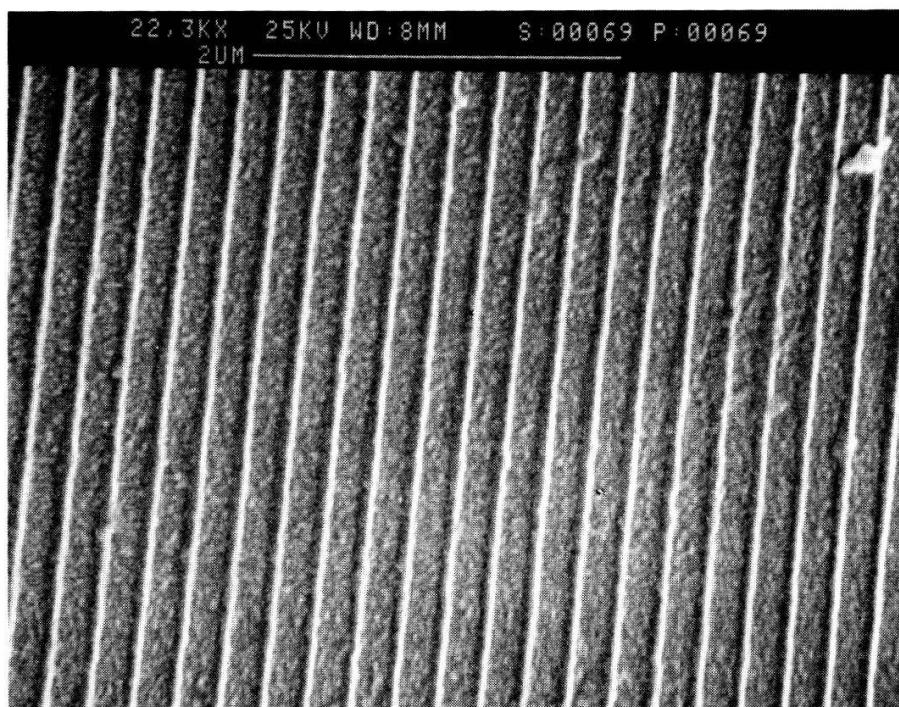


Fig. 2 Réseau holographique gravé dans un substrat de GaAs, le pas est de $0,25 \mu\text{m}$. Notez la régularité des franges.

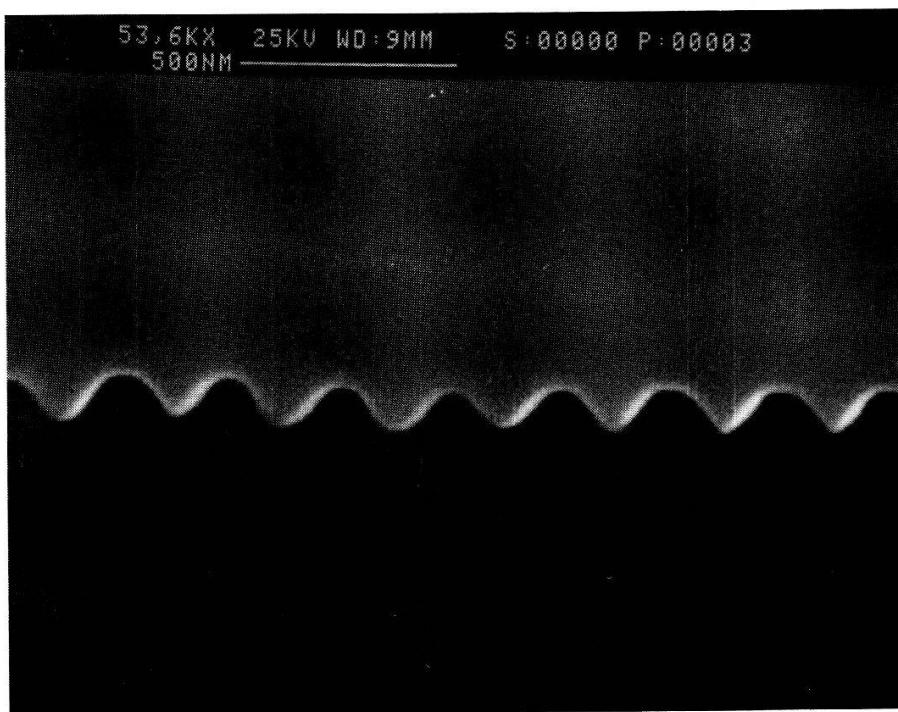


Fig. 3 Réseau holographique de pas 0,25 μm dans du GaAs. Notez le contraste élevé du réseau.

En particulier, on notera que les profils sont nettement contrastés. La forme de ces profils est fonction de l'orientation du substrat et de la nature de la solution chimique utilisée pour l'attaque². La figure no 4 montre nettement que l'attaque est fortement anisotrope (l'échantillon est tilté pour mettre en évidence la morphologie de la surface).

En contrôlant l'orientation cristallographique du substrat et en jouant avec l'anisotropie de l'attaque nous espérons être en mesure d'obtenir des profils caractérisés par des surfaces latérales absolument lisses. D'autre part, il est prévu de modifier le montage pour travailler en immersion.

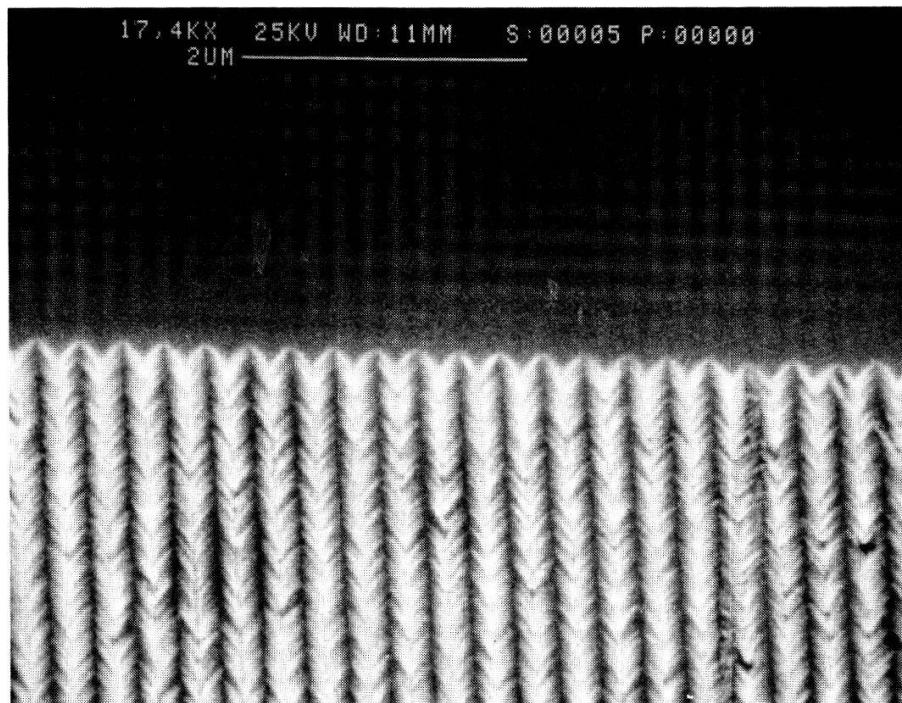


Fig. 4 Morphologie de la surface des réseaux. On distingue bien l'anisotropie de l'attaque.

Références

- 1) D.V. Podlesnik, H.H. Gilgen, R.M. Os good
Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Vol. 17, p. 57-63 (1983) (Elsevier Science Publishing Co., Inc.)
- 2) D.J. Ehrlich, J.Y. Isao
J. Vac. Sci. Technol. B1(4), p. 969-984 (oct.-déc. 1983)

Cette recherche est supportée par le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique et la PTT.

Grating coupled optical waveguides by Molecular Beam EpitaxyE. Tuncel, F.-K. Reinhart, J. Faist

Institut de Physique appliquée, EPFL, 1015 Lausanne

Molecular Beam Epitaxy (MBE)¹ is a new technology that permits the growth of thin films of high crystallographic quality. Layer thickness, composition and doping can be controlled to atomic dimensions. The high degree of control achievable makes this technique interesting for optoelectronic devices. We will give a brief overview of the growth process by MBE of our optical waveguides. A description of the grating fabrication can be found in Ref. 2. We then describe our experiment which consists of coupling light at near normal incidence into and out of the waveguides. This provides us with a precise method for studying the waveguiding properties of our $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sample. The process of fabrication of the crystals consists of an initial cleaning procedure of the GaAs substrates³ before introduction in an UHV environment where growth occurs. The growth conditions used were : substrate temperature of 630°C , beam equivalent pressures of $8 \cdot 10^{-7}$ Torr for Ga, $2 \cdot 10^{-5}$ Torr for As, $4 \cdot 10^{-1}$ Torr for Al ; this results in a growth rate of $1,8 \mu\text{m}/\text{hr}$ as determined from Scanning Electron micrographs. A GaAs buffer layer precedes the optical waveguide to insure smoothness of growth.

The waveguide structure grown, together with a schematic description of the experiment are given in Fig. 1.

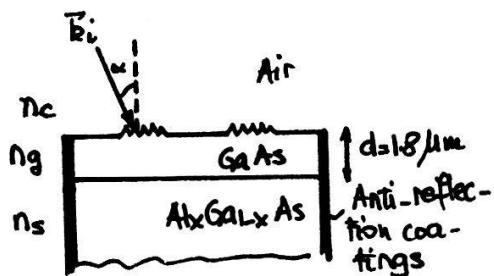
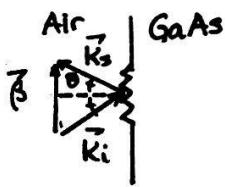


Fig. 1 Asymmetric optical waveguide with gratings. Refractive indices of layers : $n_c = 1.0$ (air), $n_g = 3.443^4$ (GaAs guiding layer), $n_s = 3.4028^5$ ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ cladding layer, $x = 10\%$)

The Al content of the cladding layer was obtained from photoluminescence measurements.

Two types of gratings were engraved side by side on the same sample, which was also provided with anti-reflection coatings⁶. This was done in order to cancel additional resonances due to reflections at the cleaved sample faces. The periods Λ_1 , Λ_2 of the gratings were determined by measuring the

angle θ at which a laser beam of wavelength 6328 \AA^0 is scattered by the gratings (Fig. 2). From the Bragg condition for constructive interference we have :

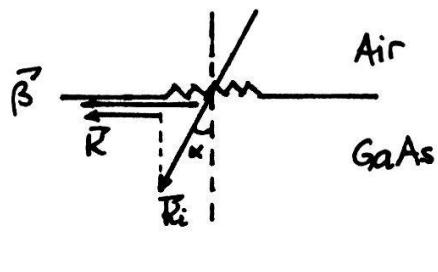


$$\sin \theta = \frac{|\vec{k}_s|/2}{|\vec{k}_s|}, \quad |\vec{k}_s| = \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad \Rightarrow \quad \Lambda = \frac{\pi}{2 \sin \theta}$$

Fig. 2 Grating period measurement. Incident light of 6328 \AA^0 , k_s scattered light.

Results are given in table 1.

Light of $1.1523 \mu\text{m}$ wavelength was used for studying the coupling properties of the gratings. The conservation of momentum equation for photons incident on the gratings and scattered into the waveguiding region allows to calculate the effective mode index, n_{eff} , of this layer in a simple way :



$$|\vec{k}_i| \sin \alpha = |\vec{k}_s| - |\vec{k}_i|$$

$$\frac{2\pi}{\Lambda} \sin \alpha = \frac{2\pi}{\lambda} - \frac{2\pi}{\Lambda} n_{\text{eff}}$$

$$\Rightarrow \quad n_{\text{eff}} = \frac{\lambda}{\Lambda} - \sin \alpha$$

Fig. 3 Coupling of light ($1.1523 \mu\text{m}$) into waveguide

By detecting the maximum transmission of the waveguide as a function of the angle of incidence α and using (1) we can identify the modes excited in the guide. Results are summarized in table 1. Due to the polarization of the incident light the only modes that can be coupled into the waveguide are the TE modes, these are illustrated in fig. 3 .

Table 1 Scattering angle θ , grating period Λ ; coupling angles α_0 , α_1 , launching TE_0 , TE_1 modes respectively.

	$\theta [^0]$	$\Lambda [\text{\AA}^0]$	$\alpha_0 [^0]$	$n_{\text{eff}}(\text{TE}_0)$	$\alpha_1 [^0]$	$n_{\text{eff}}(\text{TE}_1)$
Grating 1	70.32	3360.25	0.20	3.4326	-1.54	3.4023
Grating 2	70.55	3355.45	-0.10	3.4324	-1.58	3.4065

We see that for the TE_0 mode the effective refractive index was comparable (to 10^{-4}) for the two types of gratings. This indicates high homogeneity of the layers and reproducibility of the gratings. The differences observed for the TE_1 mode can be explained by the higher sensitivity of the propagation constant of this mode to the grating height. This is due to the fact that the TE_1 mode is more loosely confined than the TE_0 mode. Small variations in guiding layer thickness will thus affect it more. Using standard equations describing an asymmetric waveguide⁷, we calculated the parameters d , n_s , n_g of our waveguide which would give us close values of $n_{\text{eff}}(TE_0)$, $n_{\text{eff}}(TE_1)$ to those measured.

We obtained :

$$n_{\text{eff}}(TE_0) = 3.4328$$

$$n_{\text{eff}}(TE_1) = 3.4040$$

with $d = 1.8 \mu\text{m}$, $n_s = 3.391$, $n_g = 3.443$, $\lambda = 1.1523 \mu\text{m}$. We can deduce from $n_s = 3.391$ that the substrate layer contains 10% of Al⁵.

A series of measurements of the angles of scattering θ and maximum coupling α as a function of temperature were made. From these we calculated the linear-thermal expansion coefficient of GaAs and the temperature dependence of n_{eff} for the TE_0 mode and $\lambda = 1.1523 \mu\text{m}$:

$$\frac{1}{\lambda} \frac{\partial \lambda}{\partial T} = 5.5 \cdot 10^{-6} (\text{K}^{-1}), \quad \frac{\Delta n_{\text{eff}}}{\Delta T} = 1.8 \cdot 10^{-4} (\text{K}^{-1})$$

We can compare these results with values given in the literature for bulk GaAs⁴ :

$$\frac{1}{\lambda} \frac{\partial \lambda}{\partial T} = 6.63 \cdot 10^{-6} (\text{K}^{-1}), \quad \frac{\Delta n_{\text{eff}}}{\Delta T} = 2.62 \cdot 10^{-4} (\text{K}^{-1})$$

The differences observed can be explained by the fact that our measurements were made on waveguides, the effects of the $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ cladding layer for temperature variations can be non negligible.

In fig.4 appears a plot of signals detected at both sides of the sample, for two different temperatures. Coupling of light at an angle α_1 , maximum signal will be detected at the right diode, a weak signal also appears at the left diode, this is due to the width of the impinging laser beam. At a temperature of $T = 30.4^\circ$ and a given angle, light is transmitted with equal strength to the left and the right. From these observations we deduce that our sample can be

used as a temperature sensor. In conclusion our experiment has shown that light coupling into waveguides using gratings has two interesting applications : a precise way of characterizing optical waveguides, and as a sensitive temperature sensor.

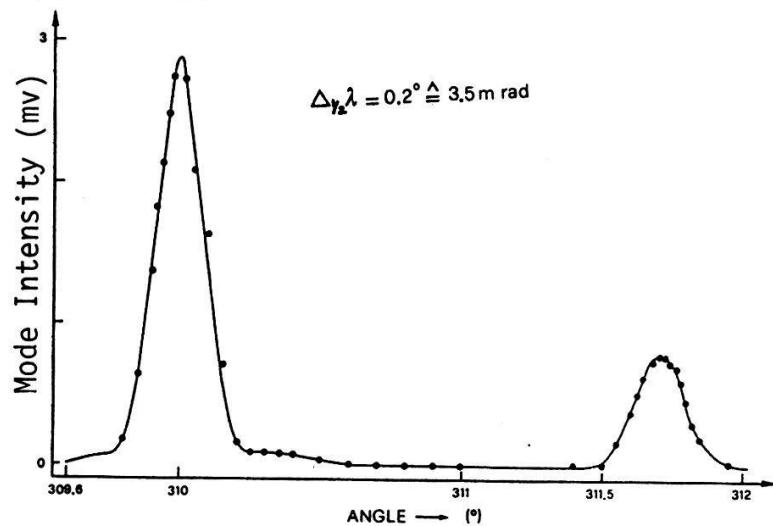


Fig. 3 TE modes excited in waveguide. The width of the peaks is due to the width of the impinging laser beam.

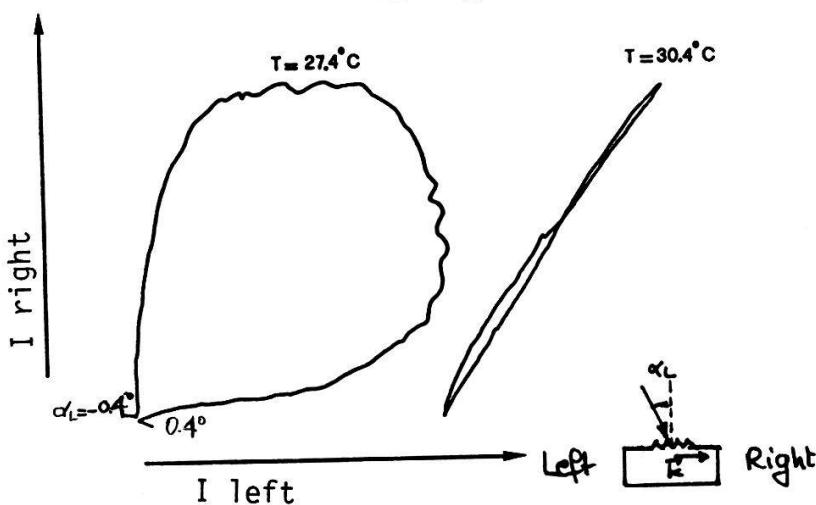


Fig. 4 Signals detected at the left and right of sample for two different temperatures. Insert defines angle α_L .

This work was supported by the Swiss National Science Foundation and the PTT.

- (1) A. Y. Cho, J. R. Arthur, *Prog. Sol. St. Chem.* 10, 157 (1975)
- (2) J. Faist, J. D. Ganiere, F. K. Reinhart, SSP meeting, Biel, 3rd Oct. 1985
- (3) A. Y. Cho, *Thin Solid Films* 100, 291 (1983)
- (4) T. D. F. Marple, *J. Appl. Phys.* 35, 1241 (1964)
- (5) H. C. Casey Jr., D. D. Sell, M. B. Panish, *Appl. Phys. Lett.* 24, 63 (1974)
- (6) M. Glick, F. K. Reinhart, G. Weimann, *HPA* 58, 403 (1985)
- (7) D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides*, Academic Press (1974)

Caractérisation par microscopie électronique (SEM, TEM) de structures AlGaAs/GaAs

J.D. Ganière, E. Tuncel, F.K. Reinhart

Institut de physique appliquée - Lab. d'optoélectronique - EPFL - 1015 Lausanne

Par microscopie électronique à balayage on a étudié la morphologie de surface (mise en évidence de défauts ovales, croissance de whiskers, ...) et la structure de couches AlGaAs/GaAs obtenues par croissance par jets moléculaires (MBE). Des résultats obtenus sur des structures à puits quantiques (~ 120 Å) seront présentés. La possibilité d'étudier par EBIC les défauts électriquement actifs sera discutée et les premiers résultats obtenus dans notre laboratoire seront présentés.

Two dimensional IC process simulation including local oxidation

J.C. Stettler, P. Weiss, J.M. Moret, H. Luginbuehl

Centre Suisse d'Electronique et de Microtechnique SA, Neuchâtel

A two dimensional process simulation program SESAM has been developed at the CSEM that includes the main technological steps in IC-fabrication. Ion-implantations, layer depositions, coupled diffusion of one to three impurities, oxidation and etching processes can be subsequently simulated following the fabrication line. Three possibilities for simulating thermal oxidation are included: 1) An analytical model, 2) A physical model using the Finite Element Method, 3) Using pre-calculated oxide growth data from a data bank. The first option is for quick, the second one for accurate simulations whereas, the third option greatly helps reduce computation time and cost.

* This work has been supported by the Programme National de Recherche No 13.

Laser-produced cermet-like thin film structures

M. Thuillard, M. von Allmen

Institut für Angewandte Physik, Sidlerstrasse 5, 3012 Bern

Pulsed laser irradiation of thin vacuum-deposited layers of Ti or other metals on suitable substrates in air produces structures consisting of metallic islands connected by oxide filaments (1). The electrical resistance of the films can be varied from metallic to insulating through choice of the film and laser pulse parameters. We discuss the mechanisms of production of the island-filament structures, their electrical behavior as well as the influence of noble metal impurities on their formation.

(1) M. Thuillard, M. von Allmen, to appear in Appl. Phys. Lett. (1985).

Optik, Spektroskopie

Bestimmung der Vibrationskonstanten bei Thalliumiodid

M. Stalder, W. Lüthy und H.P. Weber

Institut für Angewandte Physik, Sidlerstrasse 5, 3012 Bern

Mit Hilfe von Absorptions- und Fluoreszenzspektren wurden tiefliegende gebundenen Zustände in gasförmigem Thalliumiodid untersucht. Bei der Absorptionsspektroskopie im Wellenlängenbereich über 380 nm gelang es, die Empfindlichkeit bei der Bestimmung der Absorptionsquerschnitte gegenüber bestehenden Messungen um rund eine Grössenordnung zu steigern. Die Fluoreszenzspektren wurden durch Einstrahlen von verschiedenen Linien eines Ar^+ -Ionenlasers angeregt. Mit einem einfachen Modell lässt sich das Fluoreszenzspektrum interpretieren. Aufgrund der etwa 60 ausgemessenen Vibrationsniveaus des Grundzustandes sowie des Absorptionsspektrums lassen sich die Vibrationskonstanten der betrachteten Zustände ermitteln.

Photomultiplier-Nachpulse bei Photonen-Korrelations-Experimenten

J. Schneider und J. Ricka

Institut für Angewandte Physik, Sidlerstrasse 5, 3012 Bern

Der bei Photonen-Korrelations-Experimenten störend wirkende Photomultiplier(PM)-Nacheffekt kann durch eine sorgfältige Wahl des Detektors und dessen Betriebsbedingungen reduziert, aber nicht eliminiert werden. Nach unserer Analyse äussert sich der Nacheffekt durch einen additiven Beitrag $A(t)$ in der gemessenen normierten Korrelationsfunktion. In erster Näherung ist es eine Faltung der Memory-Funktion $M(t)$ des PM mit der Korrelationsfunktion des primären Photoelektronen-Strömes. Bei kleinen Zählraten (n sei die mittlere Anzahl Ereignisse pro Sample-Zeit des digitalen Korrelators) wird das Verhalten von $A(t)$ durch den Schroteffekt dominiert, und es gilt näherungsweise: $A(t)=M(t)/n$. Bei kurzen Korrelationszeiten und schwachen Streuern wird der Effekt bedeutsam, und wir berücksichtigen ihn bei der Auswertung von Messungen an stark verdünnten Polymer-Lösungen.

Volumenstreuung gefrorenen Schnees im Mikrowellenbereich (Rayleigh-Streuung)

B. Reber, C. Mätzler

Institut für angewandte Physik, Siedlerstr. 5, 3000 Bern

Durch Feld- und Labormessungen werden am IAP mittels Radio- und Scatterometern seit mehreren Jahren dielektrische-, Emissivitäts- und Streueigenschaften von Schnee und Eis untersucht, was u.a. hinsichtlich Satelliten-Fernerkundung von Interesse ist. Neben anderem zeigte dabei nach einer Schmelzphase gefrorener Schnee ausserordentlich geringe Absorption und starke Streuung aus dem "Innern": Volumenstreuung (im Gegensatz zu oberflächendominierter Streuung); die Messungen deuteten auf eine f^4 Frequenz-abhängigkeit der Streuquerschnitte: Rayleigh-Streuung. Diese Verhältnisse legten den Versuch einer Modellrechnung aufgrund von Strukturuntersuchungen an Schneeproben nahe. Erste Ergebnisse können vorgestellt werden.

Plasmaphysik

Wave-induced Transport in Magnetized Plasmas

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 - 1007 Lausanne / Switzerland

Wave-induced resonant fluxes in a magnetized inhomogeneous plasma are calculated by means of the quasilinear equations. The estimates based on these calculations are compatible with several features of the density rise observed during Alfvén wave heating in the TCA tokamak.

Stability of bean shaped plasmas using ERATO.

O. Sauter, R. Gruber and A.D. Turnbull

Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Association Euratom-Confédération Suisse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 21, av. des Bains - 1007 Lausanne / Switzerland

The ERATO equilibrium and stability package has been modified to treat plasmas with indented cross-sections. Standard numerical checks indicate good convergence properties of the resulting eigenmodes. It is found that the current limitation found previously for the JET tokamak can be exceeded by moderately indenting the plasma cross-section.

Poloidal Asymmetry of the Density Profile Associated with a Flow in a Tokamak

S. Semenzato, R. Gruber, I. Iacono, F. Troyon and H.P. Zehrfeld
CRPP-EPFL, Association Euratom-Confédération Suisse, Lausanne

We have investigated the relationship between mass density profile anomalies and poloidal and toroidal flow in a toroidal plasma. As reference configuration serves the PDX tokamak with its high resolution mass density and temperature diagnostics. In contrast to the common opinion, we prove analytically and numerically that already moderate values of maximum v_{\parallel}/c_s of about 0.23 give a satisfactory explanation of the observed asymmetry of the mass density profile. These results can be obtained with zero toroidal rotation on average and values of v_p/c_s of 6% in the maximum.

Physikalische Chemie, Medizin

CHARAKTERISTIKA VON ELEKTRONENBESCHLEUNIGERN

L. André, E.J. Born, R. Mini und G. Poretti, Abteilung für medizinische Strahlenphysik, Inselspital, Universität, CH-3010 Bern

Abstract: Sowohl in der Dosimetrie wie auch bei Dosisberechnungen zu klinischen Elektronenbestrahlungen wird von monoenergetischen Strahlen ausgegangen. Hieraus resultieren Unsicherheiten in den Dosisangaben. Mit einem magnetischen Spektrometer haben wir die Energiespektren eines Linear- und eines Kreisbeschleunigers gemessen.

1. Einleitung

Viele Tumorgewebe zeigen gegenüber einer Behandlung mit ionisierenden Strahlen eine höhere Empfindlichkeit als das sie umgebende gesunde Gewebe. Da diese Unterschiede aber nicht sehr gross sind, ist man zum einen bestrebt, die Bestrahlungsgeräte so zu konzipieren, dass damit eine möglichst homogene Bestrahlung mit einem starken Abfall am Rand des Zielvolumens möglich ist. Zum anderen versuchen die Medizophysiker die Dosimetrie und die Berechnung der in den verschiedenen Organen des Patientenkörpers absorbierten Dosen dauernd zu verbessern. Die noch nicht erreichte Zielvorstellung liegt bei Dosisangaben mit einer absoluten Genauigkeit von 5 % (1).

Tiefgelegene Tumore werden zum Teil mit hochenergetischen Elektronen aus Kreis- und in stark zunehmendem Masse aus Linearbeschleunigern bestrahlt. Das Energiespektrum der Elektronen aus Beschleunigern ist bisher nur wenig untersucht. Daraus resultieren Unsicherheiten bei der Dosimetrie wie auch bei der Berechnung der Dosen. Wir haben deshalb ein magnetisches Spektrometer zur Messung der Energieverteilung der Elektronen aufgebaut.

2. Dosimetrie und Dosisberechnungen

Die Dosimetrie an einem Elektronenbeschleuniger wird in

einem Wasserphantom durchgeführt und besteht zum einen in der Bestimmung der Dosis in einem Referenzpunkt und zum anderen aus einer relativen, auf den Referenzpunkt bezogenen Ausmessung des Bestrahlungsfeldes. Damit die Querverteilung der Dosis im Bestrahlungsfeld möglichst flach verläuft, befindet sich eine Streufolie im Strahlengang, der mit einem Tubus bis zur Patientenoberfläche geführt wird. Durch diesen Tubus werden Elektronen, die das Bestrahlungsfeld verlassen wollen, in dieses zurückgestreut. Durch Streuungen verlieren die einzelnen Elektronen an Energie, wodurch es zu einer Verbreiterung des Energiespektrums kommt.

Die Bestimmung der Dosis im Referenzpunkt wird mit Ionisationskammern durchgeführt. Die Messung erfolgt also in einer Luftkavität. Für die Umrechnung der Energiedosis gemessen in Luft auf die Energiedosis in Wasser verwendet man das Verhältnis des Bremsvermögens s in Wasser zu jenem in Luft (1). Diese Bremsvermögen sind energieabhängig und wurden mit Monte-Carlo-Methoden berechnet (2). Dabei ging man davon aus, dass der Beschleuniger eine monoenergetische Strahlung aufweise. Die mittlere Energie \bar{E} der Strahlung bestimmt man aus dem 50 % - Punkt der Tiefendosiskurve gemessen in Wasser, wobei aber diese Umrechnung nur beschränkt gültig ist (1). In der Dosimetrie ersetzt man dann das über das Spektrum $\Phi(E)$ gemittelte Verhältnis der Bremsvermögen

$$\bar{s} = \frac{\int \Phi(E) \cdot s(E) dE}{\int \Phi(E) dE}$$

durch das Verhältnis der Bremsvermögen bei einer mittleren Energie $s(\bar{E})$.

In ICRU 35 (1) wird der Zusammenhang zwischen der Spektrenbreite Γ , dem relativen Stoss-Bremsvermögen $(S/g)_{col}$, der Dichte g und der Eindringtiefe w wie folgt angegeben:

$$\frac{d\Gamma}{dw} \frac{1}{g} = \left(\frac{s}{S} \right)_{col} \frac{1}{\pi}$$

dabei ist κ eine Materialkonstante. Für verschiedene Materialien mit ähnlichem Bremsvermögen kann also die Verbreiterung des Energiespektrums unterschiedlich ausfallen. Wie weit sich dies auf die Dosisberechnungen auswirkt, muss noch geklärt werden.

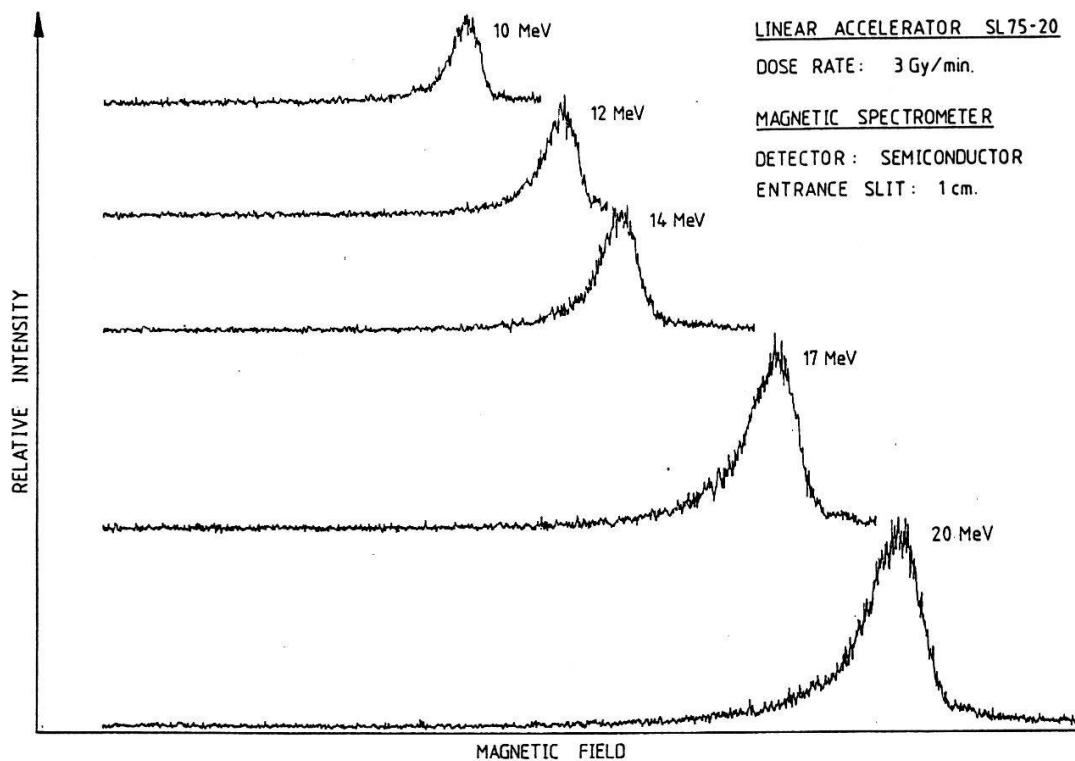
3. Messung des Energiespektrums

Das Spektrometer besteht aus einem gekrümmten Trennrohr mit 30 cm Radius und 60° Ablenkwinkel, das sich zwischen den Polschuhen eines Elektromagneten befindet. Das Rohr ist evakuiert und hat als Eintrittsfenster für die Strahlung eine Mylarfolie von 15 μm Dicke. Der verwendete Magnet kann Feldstärken bis 0.5 T erzeugen. Das Spektrometer ist damit für Elektronenenergien bis 45 MeV anwendbar.

Das Messsystem ist fokussierend aufgebaut, wobei sich im einen Fokus ein variabler Eintrittsschlitz und im zweiten Fokus der Auffänger befindet. Durch eine Verbreiterung des Eintrittsschlitzes reduziert man die Auflösung des Spektrometers, aber gleichzeitig wird der relative Anteil der im Eintrittsspalt gestreuten Elektronen reduziert und die Empfindlichkeit der Messung erhöht. Durch Variation der Spaltbreite ist es möglich, den Anteil der gestreuten Elektronen abzuschätzen. Der ganz geöffnete Eintrittsspalt hat eine Breite von 1 cm. Damit ist die Energieauflösung in jedem Fall besser als 4 % (3).

Figur 1 zeigt einige gemessene Energiespektren des Linearbeschleunigers SL75-20 (Philips). Als Auffänger wurde dabei ein Halbleiter verwendet. Dieser genügte aber für weitergehende Messungen nicht, so dass wir diesen durch einen Channel Electron Multiplier ersetzt haben. Zudem haben wir das System inzwischen computergesteuert aufgebaut, so dass mit einer vorgegebenen statistischen Genauigkeit gemessen werden kann.

Unsere Messungen haben einen deutlichen Unterschied zwischen den Energiespektren des Linear- und des Kreisbeschleunigers aufgezeigt (3). Allerdings fehlen uns im Moment noch die Monte-Carlo-Programme, um den Einfluss auf die Dosimetrie abzuschätzen.



Figur 1 : Energiespektrum gemessen am Linearbeschleuniger SL75-20.
Das Bestrahlungsfeld war $5 \times 7 \text{ cm}^2$ gross.

4. Verdankungen

Am Aufbau und der Entwicklung des Spektrometers hat Herr J. Feuz massgeblich mitgearbeitet. Technisch unterstützt wurden wir durch die Abteilung für Massenspektrometrie, insbesondere durch Prof. P. Eberhardt, Dr. E. Kopp und Herrn H. Hoffstetter. Die Reinschrift dieser Arbeit besorgte Frau A. Pochon.

5. Referenzen

- (1) International Commission on Radiation Units and Measurement, ICRU-Report 35, Washington DC, 1984
- (2) M.J. Berger and S.M. Seltzer, NBSIR 82-2550, National Bureau of Standards, Washington DC, 1982
- (3) L. André, E.J. Born, R. Mini and G. Poretti, Med. Biol. Eng. Comput., Vol. 23, Supplement Part 2, 1169, 1985

Integriert optisches Differentialrefraktometer
zur Detektion von Enzym-Aktivitäten

K. Tiefenthaler, K. Heuberger und W. Lukosz
Professur für Optik, ETH, 8093 Zürich
M. Seifert und K. Mosbach
Institut für Biotechnologie, ETH, 8093 Zürich

Das Prinzip des integriert optischen (IO) Differentialrefraktometers ist folgendes: Die Brechzahländerung des Cover-Mediums eines planaren Wellenleiters bewirkt eine Änderung der effektiven Brechzahl N eines geführten Modes, welche mit einem Gitterkoppler (SiO_2 - TiO_2 Wellenleiter mit Oberflächenreliefgitter) detektiert wird. Die Auflösung dieses Sensors ist $\Delta n_c \leq 2 \cdot 10^{-5}$, das Mindestmessvolumen $V \approx 10^{-4} \mu\text{l}$. Das Enzym Urease zerlegt den Harnstoff $(\text{NH}_3)_2\text{CO}$. Wird eine 10 mM Harnstofflösung über eine aktive Enzymkolonne geschickt, so ändert sich die Brechzahl der Lösung. Diese Änderung ($\Delta n_c \approx 2.7 \cdot 10^{-3}$) kann mit dem IO Differentialrefraktometer bestimmt werden.

NMR in der medizinischen Diagnostik

G.G. Poretti

Abteilung für medizinische Physik, Universität Bern, Inselspital
CH-3010 Bern

Nach einer kurzen Einführung in die physikalisch-technischen Grundlagen der NMR zu medizinischen Zwecken, werden mit Beispielen, die Hauptmerkmale dieser Methode erörtert: Die Wahl der Magnetstärke, Kontrast der NMR-Bilder in Funktion der so genannten Gewebeparameter (Dichte und Relaxationszeiten) bzw. Messparameter, Messung und Auswertung der numerischen Werte der Relaxationszeiten und schlussendlich die Bedeutung der *in vivo* aufgenommenen NMR-Spektren.

Laser, QuantenelektronikRäumliche Lichtmodulatoren mit photorefraktiven KNbO₃-KristallenE.Voit, I.Gienal und P.Günter

Laboratorium für Festkörperphysik, ETH-Zürich, 8093 Zürich

Durch Beleuchtung eines photorefraktiven KNbO₃-Kristalles mit inkohärentem Licht kann eine 2-dimensionale Intensitätsverteilung auf einen kohärenten Lesestrahl aufmoduliert werden.

Durch inkohärente Beleuchtung des Kristalls wird ein durch zwei ebene Wellen (Schreibstrahlen) erzeugtes Phasengitter räumlich amplitudenmoduliert. Der Beugungswirkungsgrad des Gitters wird dabei räumlich so verändert, dass das inkohärente Bild auf einen vom Gitter abgebeugten Lesestrahl übertragen wird. Die Schreibzeiten liegen in der Grösse von 25ms. Damit können also auch zeitlich veränderliche Bilder übertragen werden.

Anhand eines einfachen Modelles wird diese Art räumlicher Lichtmodulation analysiert und erste Messungen (Photoempfindlichkeit, Beugungswirkungsgrad und Schreibzeiten) werden präsentiert.

Diese Arbeit wurde finanziell unterstützt durch das Nationale Forschungsprogramm NFP-13: "Mikroelektronik und Optoelektronik"

Photoinduzierte TE-TM Modenkonversion in Ti:LiNbO₃ Wellenleitern*C. Walther, R. Staub und P. Günter

Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Hönggerberg, 8093 Zürich

In Ti-eindiffundierten LiNbO₃-Kristallen wurden optische Wellenleiter hergestellt und auf ihre photorefraktiven Eigenschaften hin untersucht. Es zeigt sich, dass eine längs der c-Achse in einem von uns hergestellten Monomode-Wellenleiter laufenden TE-Lichtwelle durch die von der Welle selbst photoinduzierten Brechungsindexänderungen vollständig in einen TM-Mode umgewandelt werden kann. Anordnungen und Eigenschaften solcher Modenkonverter werden im Vortrag diskutiert.

* Diese Arbeit wurde finanziell unterstützt durch das Nationale Forschungsprogramm NFP-13: "Mikroelektronik und Optoelektronik"

Methode zur Berechnung der Dispersion und Lichtfeldverteilung von geführten Moden in planaren und zweidimensionalen optischen Wellenleitern.*J.-C. Baumert¹, J. Hoffnagle²

¹) Laboratorium für Festkörperphysik, ²) Institut für Hochenergiephysik
ETH-Hönggerberg, 8093 Zürich

Zur Bestimmung der Lichtfeldverteilung und der Dispersion von geführten Moden in optischen Wellenleitern mit kontinuierlich ändernden Brechzahlprofilen müssen die, für die Wellenausbreitung grundlegende Wellengleichungen im Allgemeinen numerisch gelöst werden. In diesem Vortrag wird eine, in der integrierten Optik erstmals angewandte, iterative und numerisch stabile Methode vorgeführt, die eine rasche Bestimmung der effektiven Brechzahlen und Feldverteilungen ermöglicht. Die Methode wurde für verschiedene charakteristische Wellenleiterstrukturen wie: elektrooptisch induzierter Wellenleiter, nichtlinear optischer Wellenleiter mit Deckschicht, Mehrschichtwellenleiter angewendet. Die Resultate und Vorteile gegenüber anderen numerischen Verfahren, welche oft schlecht konvergieren oder instabil sind, werden diskutiert.

*) Diese Arbeit wurde finanziell unterstützt durch das Nationale
Forschungsprogramm NFP-13: "Mikroelektronik und Optoelektronik"

Elektrooptisch induzierte Wellenleiter in KNbO₃.*

J.-C. Baumert^{1,2}, C. Walther¹, P. Buchmann², H. Melchior² und P. Günter¹

¹⁾Laboratorium für Festkörperphysik,

²⁾Institut für Elektronik,

ETH-Hönggerberg, 8093 Zürich

Elektrisch induzierte Wellenleiter in KNbO₃ Kristalle für Anwendungen in der integrierten Optik wurden erstmals beobachtet. Die für die Wellenleitung benötigte Brechungsindexerhöhung, nahe der Oberfläche des KNbO₃ Kristalls, wird durch den relativ grossen elektrooptischen Effekt in diesem Material (Pockelskoeffizient $r_{33}=64 \text{ pm/V}$) induziert. In der verwendeten Anordnung (Elektrodenabstand $d=10 \mu\text{m}$) genügt eine Spannung von ca. 10 Volt um einen Wellenleiter zu erzeugen. Aufbau und Herstellungsverfahren der Wellenleiter werden diskutiert. Die Messungen der Intensitätsverteilungen der geführten Moden werden mit theoretischen Modellrechnungen (elektrische Feldverteilung, Brechungsindexprofil, Lichtintensitätsverteilung) verglichen. Einsatzmöglichkeiten von induzierten Wellenleitern als elektrooptische "cut-off"-Modulatoren werden diskutiert.

*) Diese Arbeit wurde finanziell unterstützt durch das Nationale Forschungsprogramm NFP-13: "Mikroelektronik und Optoelektronik"

Optische Summenfrequenzerzeugung durch nichtlinear optische (NLO)

Wechselwirkung in KNbO₃.

J.-C. Baumert, D. Jundt, J. Kroupa¹ und P. Günter

Laboratorium für Festkörperphysik, ETH-Hönggerberg, 8093 Zürich

Infrarotlicht (λ_{IR}) kann mittels Pumpstrahlung (λ_p) durch NLO Summenfrequenzerzeugung (SFG) in den sichtbaren Spektralbereich (λ_S) umgewandelt werden ("Up-conversion"). In diesem Beitrag wird gezeigt, dass IR Licht des Nd:YAG Lasers ($\lambda_{\text{IR}}=1064 \text{ nm}$) entweder durch Pumpen mit einem gepulsten Rubin-Laser ($\lambda_p=694 \text{ nm}$) oder einem kontinuierlichen Krypton-Laser ($\lambda_p=676 \text{ nm}$) durch optische phasenangepasste SFG in KNbO₃ mit grosser Effizienz in den blau-violetten Spektralbereich ($\lambda_S=420 \text{ nm}$ im ersten, bzw $\lambda_S=413 \text{ nm}$ im zweiten Fall) umgewandelt werden kann. Im ersten Fall beträgt die optimale Kristalltemperatur $T_{\text{PM}}=+27.2 \text{ }^\circ\text{C}$ und im zweiten Fall $T_{\text{PM}}=-4.0 \text{ }^\circ\text{C}$.

Erstmals wurden mit Hilfe der Keilmethode die Temperaturabhängigkeiten der NLO Suszeptibilitäten 2. Ordnung in der orthorhomischen, tetragonalen und kubischen Phase von KNbO₃ bestimmt. Die Beobachtung der 2. Harmonischen in der kubischen Phase weit oberhalb der Phasenumwandlungstemperatur ($=430 \text{ }^\circ\text{C}$) bestätigt das Auftreten einer fluktuierenden "Precursor"-Spontanpolarisation.

¹⁾ständige Adresse: Inst. of Physics, Czech. Acad. Science, 18200 Prag 8

Optische und elektrooptische Eigenschaften von Rb₂ZnCl₄ in der inkommensurablen und ferroelektrischen Phase

R. Sanctuary, O.M. Funariu, P. Steiner und P. Günter

Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Hönggerberg, 8093 Zürich

Die durch die inkommensurable und ferroelektrische Phasenumwandlungen in Rb₂ZnCl₄ induzierten Brechungsindexänderungen Δn wurden gemessen und im Rahmen eines thermodynamischen Modells beschrieben. Es zeigt sich, dass die spontanen Impermittivitätsän-

derungen $\Delta B = \Delta(1/n^2)$ vor allem von den direkten Beiträgen des Ordnungsparameters und von elasto-optischen Beiträgen herrühren, wobei letztere durch spontane Dehnungen induziert werden. Die gemessene Temperaturabhängigkeit der elektro-optischen Koeffizienten r_{ij3} ($i=1, 2, 3$) kann in der ferroelektrischen Phase durch $r_{ij3} = S_{ij3} A + S_{ij3} A^3$ beschrieben werden, wobei A die Amplitude des 2-dimensionalen Ordnungsparameters ist. Die Koeffizienten r_{42} und r_{51} hingegen sind in niedrigster Ordnung proportional zu A^3 . Besonders interessant ist, dass r_{42} mit abnehmender Temperatur kleiner wird und bei $T=122$ K das Vorzeichen wechselt.

Nichtlinear optische Eigenschaften von Rb_2ZnCl_4 in der inkommensurablen und ferroelektrischen Phase

R. Sanctuary, D. Jundt, J.C. Baumert und P. Günter
Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Hönggerberg, 8093 Zürich

Die nichtlinear optischen Eigenschaften von Rb_2ZnCl_4 wurden in der inkommensurablen und ferroelektrischen Phase untersucht, indem zweite optische Harmonische ausgemessen wurden. Es zeigt sich, dass in der ferroelektrischen Phase sowohl die nichtlinearen optischen Koeffizienten als auch die entsprechenden Miller δ -Koeffizienten proportional zur Spontanpolarisation sind. In der inkommensurablen Phase, welche im räumlichen Mittel zentrosymmetrisch ist, wurden in der Nähe der Umwandlungstemperatur T_c von der modulierten in die ferroelektrische Phase Signale beobachtet, welche nichtlineare optischen Koeffizienten entsprechen, die nur in der ferroelektrischen Phase symmetrie-erlaubt sind. Dieser Effekt ist auf eine defekt-induzierte unipolare Domänenstruktur zurückzuführen.

Optical and electro-optical properties of lithium thallium tartrate monohydrate

Y. Zhu^{**}, B. Brezina [§] and P. Günter *

*Laboratory of Solid State Physics, ETH Hönggerberg, 8093 Zürich

§Academy of Sciences, Prague CSSR

Lithium thallium tartrate monohydrate (LTT, $LiTlC_4H_4O_6 \cdot H_2O$) shows a structural phase transition near $T_c=12K$ and is ferroelectric below T_c . The elastic compliance S_{34}^E has been shown to become anomalously soft at temperatures close to this transition temperature leading to an extremely large piezoelectric coupling constant $k_{14}^2 \approx 1$ thus suggesting also interesting electro-optic and elasto-optic properties. In this contribution we present first optical (birefringence) and electro-optical measurements performed between 4.2K and 300K. The measurements of the temperature dependence of the half-wave voltage of a 45° a-cut crystal show a Curie-Weiss law for the electro-optic coefficients r_{41} above the transition temperature and a half-wave voltage in the order of only 350V below T_c for light propagation along the b'-axis and electric fields applied along the polar a-axis.

^{**} permanent address: Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing, China

Halbleiter, dünne Schichten

CARACTERISATION DE FILMS MINCES DE IrO_2 DEPOSES PAR PULVERISATION CATHODIQUE

R. Sanjinés, M. Heintze, A. Grisel et F. Lévy

Inst. de Phys. Appliquée, EPFL, PHB-Ecublens, CH-1015 Lausanne

INTRODUCTION.

Les films de IrO_2 ont suscité, ces dernières années, un intérêt particulier pour leurs propriétés électrochimiques et leurs possibles applications technologiques [1-3]. Ces propriétés ont été étudiées sur des films de IrO_2 fabriqués par pulvérisation cathodique réactive et magnétron; il ressort des travaux effectués que les SIROF (Sputtered Iridium Oxide Films) offrent des perspectives d'utilisation comme électrodes de pH et comme éléments à caractère électrochromique avec l'avantage d'être plus résistants à la corrosion [4,5]. Les SIROF sont connus comme étant des oxydes hydratés mais ni la concentration des constituants ($\text{Ir}, \text{O}_2, \text{OH}, \text{H}_2\text{O}$) ni l'état d'oxydation du Ir ne sont connus avec certitude, pas plus que le rôle exact des pressions partielles de H_2O et de O_2 du gaz réactif sur la qualité des films déposés et sur leur réproductibilité de fabrication. Nous présentons ici les résultats préliminaires sur la caractérisation des SIROF fabriqués à divers mélanges de $\text{Ar}-\text{O}_2$ et déposés à 293K.

FABRICATION DES COUCHES.

Les films minces, d'épaisseur ≈ 250 nm, ont été déposés par pulvérisation cathodique réactive à partir d'une cible de Ir (6 cm de \varnothing , 99.99%). Avant la pulvérisation, l'enceinte (Balzers Sputron II) a été évacuée à 7×10^{-7} mbar après avoir été rincée plusieurs fois à l'Ar sec; divers mélanges de $\text{Ar}-\text{O}_2$ (25-75%) ont été employés à une pression totale de 2×10^{-3} mbar. La pulvérisation a été réalisée avec une puissance de ~ 10 Wcm^{-2} (2kV) et avec un taux de déposition de 5 nm/min. Le porte-substrats a été réglé thermiquement à 193K et les substrats ont été de plusieurs types (SiO_2 , Ta, verre) selon l'étude ultérieure envisagée. Dans ces conditions les films fabriqués ont un aspect métallique de couleur bleu noir.

CARACTERISATION ET DISCUSSION.

Mesures électrochimiques. Les films ont été caractérisés par la voltamétrie cyclique (solution 0.5M H_2SO_4) et par des mesures du potentiel en circuit ouvert en fonction du pH. Les voltammogrammes obtenus sont semblables à ceux donnés dans la littérature [4]. La sensibilité montre un comportement de type Nernstien avec des valeurs comprises entre 53 et 65 mV/pH. L'expérience montre cependant un long temps de réponse (quelques heures) et l'existence d'une hystérès. Il est à noter que les films présentent un caractère hydrophobe.

Résistivité et structure. Les films déposés sont amorphes d'après la diffraction de RX. La résistivité électrique, mesurée par la méthode de van der Pauw, ne dépend pas de façon marquée du mélange Ar-O₂ et elle varie entre 400 et 470 $\mu\Omega cm$ à 295 K. Cette valeur est 10 fois plus élevée que celle donnée pour les monocristaux de IrO₂ [6] et 2 ordres de grandeur plus faible que celle mesurée sur d'autres SIROF [7]. La résistivité ne change pratiquement pas avec la température au-dessous de 300 K. Les films deviennent polycristallins (structure rutile) après un recuit aux environs de 650 K (2h sous l'air ou sous Ar); la résistivité est plus faible ($\sim 150 \mu\Omega cm$ à 295 K) et elle présente un comportement métallique entre 4K et 300K avec une variation de 20%. Les analyses par SEM montrent que les films déposés sont compacts, la surface des films est assez régulière et aucune structure n'a été observée jusqu'à 50 nm.

AES et XPS. Les analyses ont été réalisées avec un spectromètre Physics Electronics PHI 15-255G (source MgK_α) dans un vide de 5×10^{-10} torr; les énergies de liaison ont été déterminées par rapport à celle du carbone C 1s(285eV). A part le C, aucune trace d'impureté n'a été observée à la surface des films (AES). Les résultats des spectres XPS, enregistrés dans la gamme du doublet 4f de l'iridium (Ir 4f_{7/2,5/2}) et de l'oxygène (O 1s), sont donnés au tableau I.

L'énergie de liaison des électrons 4f_{7/2} est déplacée de ~ 1.5 eV et de ~ 0.5 eV par rapport à celles du Ir°(métal, 60.9eV) et du Ir(IV) (IrO₂ monocristal, 61.9eV) respectivement [8]; des valeurs semblables (62.5 ± 0.5 eV) ont été trouvées par d'autres chercheurs à la surface des films de IrO₂ fabriqués par oxydation élec-

trochimique (AIROF) ou thermique [8,9]. Le doublet Ir 4f présente une structure additionnelle (déconvolution gaussienne) qui peut être attribuée au Ir(VI) hexavalent; un état similaire a aussi été observé sur certains AIROF et IrO_2 anhydriques et il a été attribué à l'existence de IrO_3 à la surface comme un défaut de structure [9]. La présence du Ru(VI) à la surface des électrodes de RuO_2 a été corrélée à la relative stabilité (faible corrosion) de ces films [10]; dans le cas de IrO_2 , cet aspect n'a pas été traité en détail bien que la présence du IrO_3 ait été associée à la formation électrochimique de IrO_2 hydraté à partir de Ir(OH)_4 [9]. Le spectre XPS de l'oxygène O 1s est un pic assez large ($\sim 4\text{eV FW HM}$) semblable à ceux observés sur les oxydes métalliques hydratés [11]; ce signal peut être déconvolué à l'aide des 3 pics centrés aux énergies qui sont associées aux oxydes ($530 \pm 0.5\text{eV}$), aux espèces OH^- ($531.5 \pm 0.5\text{eV}$) et au H_2O adsorbé ou lié ($533 \pm 1\text{eV}$), respectivement [12].

CONCLUSIONS.

Ces résultats montrent que les SIROF, préparés sous les conditions décrites ci-dessus, présentent une structure intermédiaire entre celle des AIROF et celle des oxydes anhydriques; la surface est composée d'un mélange partiellement hydraté d'oxyde (IrO_2) et d'oxy-hydroxydes (IrO(OH)_2 , Ir(OH)_4). Les concentrations des constituants et le degré d'oxydation du Ir dépendent alors des pressions partielles de O_2 et de H_2O dans l'enceinte de pulvérisation. Les espèces OH^- et le H_2O agissent comme impuretés dans les films donnant ainsi une résistivité résiduelle électrique élevée même après un recuit à 400°C . Des résultats sur le décapage ionique et la stabilité thermique des composants des films, ainsi que sur d'autres aspects relatifs à ses propriétés électrocatalytiques (réponse lente au pH, stabilité, corrosion, hydrophobisme, etc.) seront publiés ultérieurement.

Ce travail est effectué dans le cadre d'une collaboration entre le CSEM (Centre suisse d'électronique et microtechnique) à Neuchâtel et l'EPFL et supporté financièrement par la FSRM (Fondation Suisse pour la Recherche en Microtechnique).

T A B L E A U I

		Ir _{7/2}	Ir _{5/2}		O ²⁻	OH ⁻	H ₂ O	
25%O ₂	BE/eV	62.1	65.2	63.6	66.8	530.9	532.1	534.0
	a.r.	1		0.5		1.5	1.6	0.6
35%O ₂	"	62.2	65.0	63.6	66.6	530.5	532.1	534.0
	"	1		0.5		1.4	1.5	0.65
50%O ₂	"	62.5	65.5	64.3	67.5	530.8	532.3	534.4
	"	1		0.3		1.4	1.3	0.4
75%O ₂	"	62.5	65.6	64.5	67.6	530.8	532.2	534.0
	"	1		0.3		1.6	1.4	0.5

Le rapport atomique a.r. a été calculé à partir des surfaces des pics avec les facteurs de sensibilité atomique de 0.63 pour le O 1s et de 1.55 pour le Ir_{7/2}.

REFERENCES.

- [1] S.Gottesfeld and J.D.E.McIntyre, J.Electrochem.Soc.126(1979)742
- [2] S.Trasatti and G.Lodi in S.Trasatti(Ed.), Electrodes of Conductive Metallic Oxides, p.521, Elsevier, Amsterdam(1980)
- [3] N.F.deRooij and P.Bergveld, Proc.Int.Conf.Nijmegen(1980)p.156
- [4] T.Katsume, I.Lauks and J.N.Zemel, Sens.Actuators, 2(1982)399
- [5] L.M.Schiavone, W.C.Dautremont-Smith, G.Beni and J.L.Shay, J.Electrochem. Soc., 128(1981)1339
- [6] W.D.Ryden and A.W.Lawson, Phys.Lett. 26A(1968)209
- [7] S.Hackwood, A.H.Dayem and G.Beni, Phys.Rev.B 26(1982)471
- [8] R.Kötz, H.Neff and S.Stucki, J.Electrochem.Soc.131(1984)72
- [9] J.Augustynski, M.Koudelka and J.Sanches, J.Electroanal.Chem.160(1984)233
- [10] R.Kötz, H.J.Lewerenz and S.Stucki, J.Electrochem.Soc.130(1983)825
- [11] M.W.Roberts, Pure & Appl. Chem. 53(1981)2269
- [12] Voir par ex. réfs. 40-44 dans [9] et réfs. 16,17,21-26 dans [8]

CHARAKTERISIERUNG VON MBE-(Ca,Ba)F₂ SCHICHTEN AUF Si
MITTELS RUTHERFORD BACKSCATTERING SPEKTROSKOPIE (RBS)

H. Zogg, M. Hüppi^{*}, P. Maier, ETH Hönggerberg, HPT, 8093 Zürich

R. Knobel, Universität Zürich

(*) jetzt: BBC Forschungszentrum, 5405 Baden-Dättwil

Zusammenfassung : Epitaktische (Ca,Sr,Ba)F₂ Schichten mit über ihrer Dicke variabler Zusammensetzung und damit Gitterkonstanten sind Kandidaten für Zwischenschichten, um auf Si weitere, nicht gitterangepasste Halbleiterschichten aufwachsen zu können. Wir berichten über mit Molekularstrahl-Epitaxie (MBE) auf Si(111) abgeschiedene CaF₂-BaF₂ Folgen mit bis zu 14% Gitterfehler gegenüber Si. Die Schichten wurden u.a. mittels der RBS-Channeling Technik charakterisiert: Längs den ausgezeichneten niedrigindizierten Kristallachsen weisen die besseren Schichten Minima der Rückstreuung (im Vergleich zu "zufälliger" Orientierung) auf, die ebenso stark ausgeprägt sind wie diejenigen von guten massiven Einkristallen. Dies lässt auf eine ausgezeichnete strukturelle Qualität schliessen.

Fluoride der Gruppe IIa (CaF₂, SrF₂, BaF₂ und Mischungen untereinander) können durch thermisches Vakuumverdampfen (MBE) auf Si, Ge, GaAs, InP, PbSe und andere Halbleiter epitaktisch aufgewachsen werden. Diese Isolatoren verdampfen dank ihren hohen Dissoziationsenergien molekular, sodass die Stöchiometrie automatisch erhalten bleibt. Die gute strukturelle Qualität von z.B. epitaktischen CaF₂ Schichten auf Si(111) Oberflächen (Gitterfehler 0.6%) wurde mittels RBS-Channeling von 2MeV He⁺ Ionen verifiziert [1,2]. Das Verhältnis der Ausbeute der rückgestreuten He⁺ Ionen bei Ausrichtung der Si<111>-Achse parallel zum einfallenden Ionenstrahl relativ zu "zufälliger" Orientierung der Probe, χ_{\min} , sinkt bis unterhalb 4%, d.h. ist ebenso tief wie das von guten massiven CaF₂ Einkristallen.

In dieser Arbeit wurden nicht gitterangepassten CaF₂-BaF₂ Schichtfolgen auf Si(111) abgeschieden, wobei die Gitterkonstante von BaF₂ (0.62 nm) um 14% grösser als die von Si ist. Die Fluoridschichten wurden aus zwei Graphit- oder Ta-Tiegel, die die binären Verbindungen enthielten, bei Substrattemperaturen von anfänglich 700°C während der Kondensation der ersten ca. 10 nm und bei 350°C für das weitere Wachstum bei Hintergrunddrucken im 10⁻⁸ mbar Bereich

abgeschieden. Unmittelbar auf die ausgeheizte Si Oberfläche wurde CaF_2 aufgedampft, gefolgt von einer in der Zusammensetzung sich monoton nach BaF_2 verschiebenden CaF_2 - BaF_2 Mischung, die durch geeignete Temperatursteuerung der beiden Tiegel erzeugt wurde. Aus der Schmelze hergestelltes $(\text{Ca},\text{Ba})\text{F}_2$ existiert zwar als echter Mischkristall nur, wenn die Konzentration einer der beiden Komponenten klein ist; metastabile $(\text{Ca},\text{Ba})\text{F}_2$ Mischkristalle wurden jedoch innerhalb dieser Mischungslücke mit MBE hergestellt [3].

Fig. 1 zeigt RBS Spektren in zufälliger- und $\langle 111 \rangle$ - Orientierung. Im Spektrum der ausgerichteten Probe ist die Ausbeute der von den Ba-, F- und Si-Atomen rückgestreuten He-Ionen durch Channeling stark verkleinert. Typische χ_{\min} , gemessen am Ba-Signal unterhalb des Oberflächenbuckels bei 1.73 MeV, liegen unterhalb 5%, sind also fast ebenso tief wie für die gitterangepassten CaF_2 /Si Strukturen und lassen auf eine ausgezeichnete Kristallqualität an und nahe der Oberfläche der BaF_2 Schicht schliessen. Der starke Anstieg des Ba-Signals mit abnehmender Ionenenergie, d.h. zunehmender Tiefe bei der die Rückstreuung stattfindet, ist hauptsächlich durch die in Richtung Si-Grenzfläche stark ansteigende Anzahl Gitterfehler bedingt.

Schichten mit ähnlich tiefen χ_{\min} , glatten Oberflächen und ohne Risse resultierten, solange die CaF_2 Schicht genügend dünn, d.h. zwischen ca. 1-10 nm gewählt wurde und der graduelle Übergang zu BaF_2 ebenfalls über maximal ca. 20 nm vollzogen wurde, gefolgt von 100-300 nm reinem BaF_2 . Aber auch Schichten mit einem abrupten Wechsel zu BaF_2 nach ca. 2-8 nm CaF_2 ergaben ausgezeichnetes Channeling, wobei das tiefste bisher von uns gemessene χ_{\min} bei 3.3% liegt. Die RBS Spektren in Fig. 1 und 2 stammen von einer solchen Schicht mit abruptem Übergang.

Wurde die Schicht nicht mit BaF_2 abgeschlossen, sondern nach der dünnen ersten CaF_2 Schicht CaF_2 und BaF_2 simultan bis zum Ende des Wachstums aufgedampft, resultierten ebenfalls epitaktische Schichten mit χ_{\min} von 7-20%. Diese ca. 120 nm dicken Mischschichten bestanden jedoch aus zwei Komponenten mit Gitterkonstanten der BaF_2 -reichen Komponente, wie sie der Grenzzusammensetzung an der Mischungslücke entspricht.

Entgegen der ersten Vermutung, dass nicht gitterangepasstes einkristallines BaF_2 auf $\text{Si}(111)$ vorzugsweise über die metastabile Mischkristallreihe CaF_2 - BaF_2 erhalten wird, kann einkristallines BaF_2 direkt auf CaF_2 aufwachsen. Metastabile $(\text{Ca},\text{Ba})\text{F}_2$ Mischkristalle existieren dagegen mindestens in Schichtdicken um 100 nm und bei den verwendeten Wachstumsbedingungen nicht.

Falls eine kontinuierliche Gitteraufweitung gewünscht wird, kann das mit graduierten Mischkristallen über die vollständig mischbaren und dem Vegard'schen Gesetz gehorgenden CaF_2 - SrF_2 und SrF_2 - BaF_2 Reihen mit je etwa 7% Unterschied der Gitterkonstanten der Endkomponenten geschehen.

RBS Spektren längs der BaF_2 - $\langle 110 \rangle$ -Richtung ergaben ein $\chi_{\min} = 2.6\%$ für die Probe von Fig. 1 (vgl. Fig. 2). Solche tiefen Werte sind nur für einkristalline Schichten mit höchstens kleiner Winkelverschmierung durch allfällige Subkörner charakteristisch. Die BaF_2 - $\langle 110 \rangle$ -Richtung entspricht in diesem Spektrum der Si - $\langle 114 \rangle$ -Achse und umgekehrt, d.h. die BaF_2 Schicht ist um 180° um die Oberflächennormale gedreht (Zwillingorientierung, Typ B, im Gegensatz zu kontinuierlicher Gitterfortsetzung, Typ A). Dies wird in Fig. 2 durch den unterschiedlichen Channelingeffekt im Si gegenüber BaF_2 , stärker in $\langle 110 \rangle$ und schwächer in $\langle 114 \rangle$ -Richtung, demonstriert.

Der Orientierungstyp allein wurde ebenfalls mit Elektronenchanneling im Rasterelektronenmikroskop sowie mit Röntgenbeugung an schräg liegenden Gitterebenen verifiziert. Es zeigte sich, dass die meisten gewachsenen Schichten zu über 80%, z.T. bis 98% B orientiert sind, dass aber durch kleine, noch schlecht verstandene Variationen der Wachstumsbedingungen verzwillingte Gemische A+B mit überwiegendem Typ A erhalten werden können.

BaF_2 konnte auch ohne CaF_2 -Pufferschicht epitaktisch auf Si aufgewachsen werden. Bei Wachstumstemperaturen um 500°C entstanden oft vorwiegend B-orientierte Schichten, während bei höheren Temperaturen um 800°C die Schichten stets verzwillingt A+B aufwuchsen. Dies konnte auch direkt im Lichtmikroskop am durch eine nichtaufliegende Blende erzeugten auslaufenden Rande der Schichten beobachtet werden: Als gleichseitige Dreiecke erscheinende Wachstumskeime waren sowohl vom Typ A sowie um 180° gedreht vom Typ B. Die Seiten dieser Dreiecke waren jedoch um bis zu 10° relativ zur $\langle 110 \rangle$ -Richtung des Si verdreht, obwohl in dickeren Schichtbereichen Channeling, das mit einer Mosaikstruktur mit derart starker Winkelstreuung unverträglich wäre, gefunden wurde. Solche Verdrehungen nicht gitterangepasster epitaktischer Keime sind durch die Minimalisierung der Grenzflächenenergie in Funktion der Keimgrösse erklärbar [4].

Trotz den stark unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten der IIa-Fluoride ($2 \cdot 10^{-5}/\text{K}$ bei RT) gegenüber Si ($2.6 \cdot 10^{-6}/\text{K}$) entstanden, -im Gegensatz zu Si/ CaF_2 Strukturen [2]-, rissfreie $(\text{Ca},\text{Ba})\text{F}_2$ Schichten. Röntgenographische Spannungsmessungen bei RT ergaben, dass die durch mechanische Spannungen hervorgerufene tetragonale Verzerrung des BaF_2 kleiner als die

Messgenauigkeit ($<10^{-3}$) sein muss. Beim Heizen der Proben von RT bis ca. 100°C verschoben sich die Röntgenreflexe des BaF₂ innerhalb der Messzeit (wenige Minuten) zu den der Temperatur entsprechenden Gleichgewichtswerten, d.h. die thermische Ausdehnung des BaF₂ Gitters wird durch das Si-Substrat nur wenig behindert. Dies lässt auf nicht thermisch aktivierte Relaxationsprozesse schliessen; wahrscheinlich Gleiten von Versetzungen, möglicherweise auch Verformung einer nur wenige Monolagen dicken ungeordneten Zwischenschicht an der Grenzfläche (eine solche wurde am Ge/BaF₂ System mit ebenfalls grossem Gitterfehler gefunden [5]).

— Die beschriebenen (Ca,Ba)F₂ Strukturen wurden bereits mit Erfolg als Substrate für die erstmalige Abscheidung von epitaktischen IV-VI Schmalbandhalbleitern mit darin integrierten photovoltaischen IR-Sensoren mit bis zu 10 μm Grenzwellenlänge verwendet [6,7].

Referenzen:

- [1] T. Asano, H. Ishiara, N. Kaifu, Jap. J. Appl. Phys. 22, 1474, 1983.
- [2] L.J. Schowalter, R.W. Fathauer et.al., J. Appl. Phys. 58, 302, 1985.
- [3] P.W. Sullivan, R.F.C. Farrow, G.R. Jones, J. Cryst. Growth 60, 403, 1982.
- [4] J. W. Matthews, Epitaxial growth, Academic Press, 1975.
- [5] J.M. Gibson, J.M. Phillips, Appl. Phys. Lett. 43, 828, 1975.
- [6] H. Zogg, M. Hüppi, Appl. Phys. Lett. 47, 133, 1985.
- [7] H. Zogg, P. Norton, Int. Electron Device Meeting IEDM, Washington D.C., Dec. 1985, Technical Digest, to be published; Helv. Phys. Acta, dieser Band.

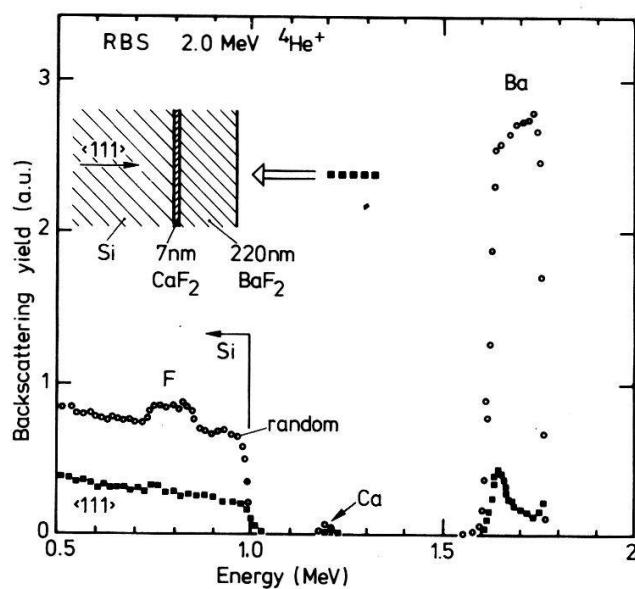


Fig. 1 RBS Spektren bei zufälliger und <111>-Orientierung

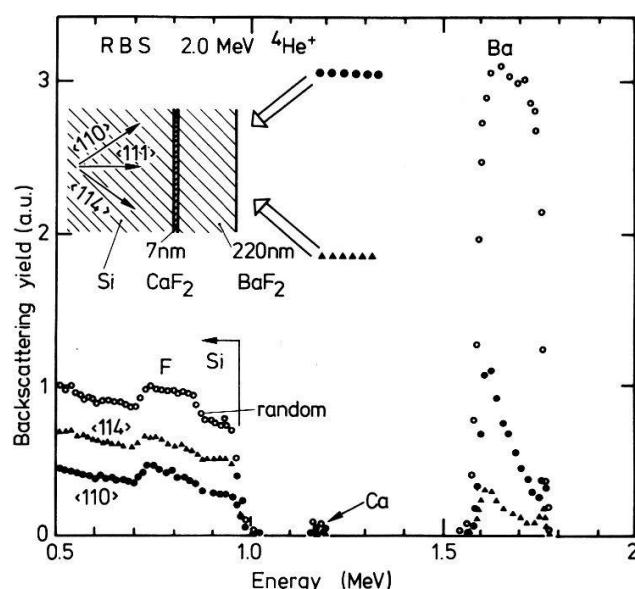


Fig. 2 RBS Spektren bei zufälliger, <110>-und <114>-Orientierung

EPITAKTISCHE IV-VI-SCHMALBANDHALBLEITER-SCHICHTEN AUF Si
FUER IR-SENSORSYSTEME

H. Zogg, ETH Hönggerberg, HPT, CH-8093 Zürich

P. Norton, Fraunhofer-Institut für phys. Messtechnik, D-7800 Freiburg i. Br.

Zusammenfassung : Bleichalkogenidschichten wurden mit MBE (MolekularStrahl-Epitaxie) bzw. HWE (HeissWand-Epitaxie) und mittels einer MBE-(Ca,Ba)F₂ Zwischenschicht auf (111)Si abgeschieden. Wir berichten über die strukturellen und elektronischen Eigenschaften solcher Schmalbandhalbleiter-Schichten. Die Zusammensetzungen (Bandlücken) der Bleichalkogeniden wurden dabei so gewählt, dass die Grenzwellenlängen darin hergestellter IR-Sensoren den atmosphärischen 3-5 μm - bzw. 8-14 μm Fenstern angepasst sind. Damit wird die Herstellung von monolithischen Sensorsystemen für Wärmebildkameras möglich mit photovoltaischen IR-Sensoren im Bleichalkogenid und aktiven Schaltungen (Multiplexierung, Verstärkung) im Si-Substrat.

Einleitung : Epitaktische IV-VI Schmalbandhalbleiterschichten werden seit etwa 1970 mit HWE oder MBE auf (111)-Oberflächen von BaF₂-Einkristallen aufgewachsen und darin photovoltaische IR-Sensoren fabriziert. Mit den Zusammensetzungen (Pb,Sn)Se, Pb(S,Se) und (Pb,Sn)Te kann der Bandabstand kontinuierlich zwischen ca. 0.3 eV und <0.1 eV, entsprechend Grenzwellenlängen von <3 μm bis >15 μm der IR-Detektoren, eingestellt werden [1,2]. Der Gitterfehler zwischen BaF₂ und Bleichalkogenid beträgt weniger als 5% und ist nicht kritisch für erfolgreiches Wachstum.

Einkristalline BaF₂(111) Schichten können auch auf Si(111) Substraten mit MBE abgeschieden werden, wobei die Gitterkonstante des BaF₂ um 14% grösser als die des Si ist. Eine dünne CaF₂ Zwischenschicht dient dabei der Gitteranpassung an der Si Grenzfläche [3,4].

Auf diese (Ba,Ca)F₂/Si Substrate haben wir erstmals hochqualitatives epitaktisches PbSe [3,5] abgeschieden. In dieser Arbeit berichten wir über die Eigenschaften von PbTe und Pb_{0.96}Sn_{0.04}Se auf (Ba,Ca)F₂/Si. Erste IR-Sensoren wurden in diesen Schichten bereits realisiert, welche Grenzwellenlängen von 5.8 μm (PbTe) und 9.7 μm (Pb_{0.96}Sn_{0.04}Se) bei 87K aufweisen und deren Empfindlichkeit nahe dem Photonenrauschen (für 295K Hintergrundstrahlung und 180° Blickwinkel) liegen [6].

Herstellung : PbTe und PbSe wurden mit HWE in Schichtdicken von einigen μm bei ca. 400°C abgeschieden. Zur Herstellung von (Pb,Sn)Se Schichten wurde die MBE Anlage am Fraunhofer IPM in Freiburg i.Br., welche primär für die Epitaxie hochdotierter Schichten für IV-VI Laserdioden eingerichtet ist, verwendet. Dank separaten PbSe- unbd SnSe- Quellen in dieser Anlage ist eine genaue Kontrolle des Pb/Sn Verhältnis, welches die Bandlücke bestimmt, möglich. Wird nur mit binären Quellen gearbeitet, resultieren sowohl mit MBE als auch mit HWE n-Typ Schichten, während durch Mitverdampfen des entsprechenden Chalkogens Se oder Te die Ladungsträgerkonzentration nach p-Typ verschoben wird. Für die Herstellung von IR-Sensoren nach unserer Schottkydiode-technik werden p-Typ Schichten benötigt.

Mikrostrukturen und mechanische Spannungen : Glatte Oberflächen mit gelegentlichen Fehlern resultierten in n-Typ Schichten ohne zusätzliche Chalkogenverdampfung. Röntgenographische Gitterkonstantenbestimmungen an PbSe Schichten ergaben Werte, die innerhalb der Messgenauigkeit ($<10^{-3}$) mit den Gleichgewichtswerten übereinstimmten. Mechanische Spannungen, die auf Grund der ca. 7 mal höheren thermischen Ausdehnung der Bleichalkogenide (und auch $(\text{Ca},\text{Ba})\text{F}_2$) gegenüber Si beim Abkühlen auftreten sollten, sind demnach weitgehend relaxiert. Wurden die Proben etwas erwärmt, verschoben sich die Röntgenlinien sofort (d.h. innerhalb der wenigen Minuten dauernden Messvorbereitung) zu den der Gitterkonstanten bei der aktuellen Probentemperatur entsprechenden Gleichgewichtslagen. Dies lässt auf athermische Relaxation des PbSe schliessen. Zusätzlich unterstützt wird diese Annahme durch Interferenzkontrastmikroskopie: Parallel Linienmuster wurden in den drei [110]-Richtungen beobachtet, die offenbar Gleitstufen im {100}[110] Gleitsystem der Bleichalkogenide entsprechen und beim Abkühlen der Proben von der Wachstumstemperatur entstanden sind.

Wird bei der Epitaxie der Chalkogen-Dampfdruck zur Herstellung von p-Typ Schichten erhöht, so wird für Schichten auf massiven BaF_2 Einkristallen die Qualität nicht verändert. Dies war auch für HWE-PbTe Schichten auf $(\text{Ca},\text{Ba})\text{F}_2/\text{Si}$ mit zusätzlicher Te Quelle der Fall. Bei Se-haltigen Materialien auf $(\text{Ca},\text{Ba})\text{F}_2/\text{Si}$ trat dagegen eine drastische Verschlechterung der Schichtqualität auf: Blasen von einigen μm Durchmessern, die sich quer durch die gesamte Schicht inklusive $(\text{Ca},\text{Ba})\text{F}_2$ ausdehnten, bedeckten mindestens Teile der Oberfläche [3]. Unterhalb weggeplatzten Blasen war mit der Mikrosonde ausser Si nur etwas Se, aber kein Pb oder Ba, nachweisbar. Ursache dieser

Blasen sind wahrscheinlich durch Fehler in der $(\text{Ca},\text{Ba})\text{F}_2$ Schicht bis zur Si-Oberfläche durchdiffundierte Se-Atome mit anschliessender Si-Se Oberflächenreaktion, die sich verheerend auf die Schichthaftung auswirkt. Wurde in der MBE Apparatur der zusätzliche Se-Fluss erst nach etwa 1 μm Schichtwachstum eingeschaltet, blieb die auch während der Epitaxie beobachtbare Schicht anfänglich noch völlig spiegelnd. Erst nach einer gewissen weiteren Wachstumszeit, die in grober Uebereinstimmung mit Se-Diffusionszeiten durch den ohne zusätzlichen Se-Fluss gewachsenen Teil der Schicht ist, traten Blasen (sichtbar als makroskopische Aufrauhung der Oberfläche) auf. Diese Gebiete waren vorerst an "Schwachstellen" des Substrates lokalisiert, z.B. am aufliegenden Rand der Schattenmaske oder an der eingeritzten Substratbezeichnung, und breiteten sich allmählich über die ganze Probe aus. Die Blasen entstehen also bereits während des Schichtwachstums. Sie können durch folgende Effekte verursacht sein: Hohe Kompressionsspannungen während des Wachstums (grössere Gitterkonstante von BaF_2 gegenüber Si!) lassen die Schicht um Schwachstellen des Substrates in Blasen aufwölben; oder Reaktionsprodukte der Si-Se Oberflächenreaktion erzeugen einen lokalen Gegendruck mit dem selben blasenbildenden Effekt. Im Raster-elektronenmikroskop direkt beobachtete Gleitstufen an solchen Blasen sind Zeugen von hohen mechanischen Spannungen, die mindestens zeitweise geherrscht haben müssen.

Hallbeweglichkeiten : Mit HWE hergestellte n-PbSe [3] sowie PbTe Schichten auf $(\text{Ca},\text{Ba})\text{F}_2/\text{Si}$ weisen ebenso hohe Hallbeweglichkeiten wie massive Einkristalle auf (Fig. 1). Typische Werte guter Proben liegen bei $1000 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$ bei RT, steigen mit approximativ $T^{-5/2}$ mit sinkender Temperatur T an (akustische Phononenstreuung mit temperaturabhängigem Bandabstand) und sättigen oberhalb $10^5 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$ (Verunreinigungsstreuung). Mit MBE hergestellte Schichten wiesen dagegen eine 2-5 mal kleinere Beweglichkeit auf (Fig. 2), und zwar sowohl für auf $(\text{Ca},\text{Ba})\text{F}_2/\text{Si}$ als auch auf massivem BaF_2 hergestellte Schichten. Wir vermuten deshalb, dass diese verkleinerten Werte durch die noch nicht optimierte Wachstumsprozedur der wenigen bisher mit MBE hergestellten Schichten verursacht sind. Weiter wurden p-Typ Proben, die für die Sensorherstellung vorgesehen waren, zur Vermeidung der Blasenbildung inhomogen hergestellt, indem die Se-Quelle erst während der zweiten Hälfte des Schichtwachstums eingeschaltet wurde. Die unvollständige Homogenisierung der Ladungsträgerkonzentration über die Schichtdicke wurde in der Berechnung der Hallwerte nicht berücksichtigt. Diese etwas kleineren Hallbeweglichkeiten sind

jedoch für Substrate, die für die Herstellung von IR-Sensoren benutzt werden, mindestens bei unserem jetzigen Stand der Entwicklung, ohne Bedeutung [1,6].

Den Herren Prof. Melchior und Prof. Baumgartner, ETH Zürich, sei an dieser Stelle für die Förderung der vorliegenden Arbeit herzlich gedankt. Die MBE Anlage konnte dank dem grosszügigen Entgegenkommen von Herrn Dr. Preier, Fraunhofer Institut für phys. Messtechnik, Freiburg i.Br., benutzt werden, wofür wir ebenfalls unseren besten Dank aussprechen. Weiter danken wir Herrn P. Waegli, ETH Zürich, für die zahlreichen Untersuchungen am Rasterelektronenmikroskop. Die Gruppe für Rüstungsdienste, Bern, hat das Projekt finanziell unterstützt.

Referenzen

- [1] H. Holloway, Physics of Thin Films 11, 103, 1980.
- [2] A.C. Bouley, T.K. Chu, G.M. Black, Proc. SPIE 285, 26, 1981.
- [3] H. Zogg, M. Hüppi, Appl. Phys. Lett. 47, 133, 1985.
- [4] H. Zogg, M. Hüppi, P. Maier, R. Knobel, SPG Tagung Okt. 1985, dieser Band.
- [5] H. Zogg, W. Vogt, H. Melchior, Infrared Phys. 25, 333, 1985.
- [6] H. Zogg, P. Norton, Technical Digest, Int. Electron Device Meeting IEDM, Washington D.C. Dec. 1985, im Druck.

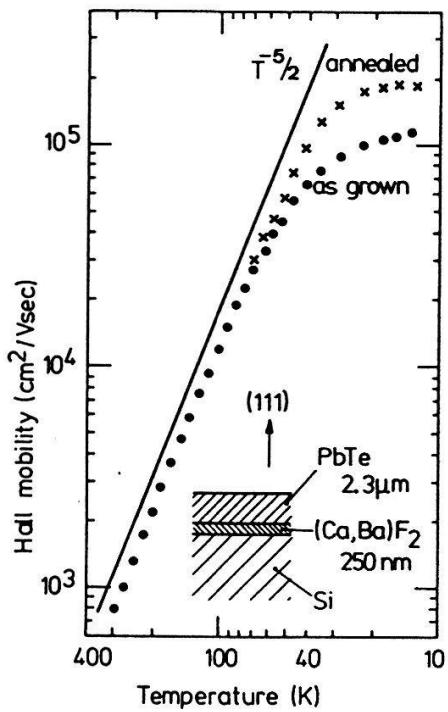


Fig.1: Hallbeweglichkeit von epitaktischem n-PbTe ($n=2.6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) auf $(\text{Ca},\text{Ba})\text{F}_2/\text{Si}$

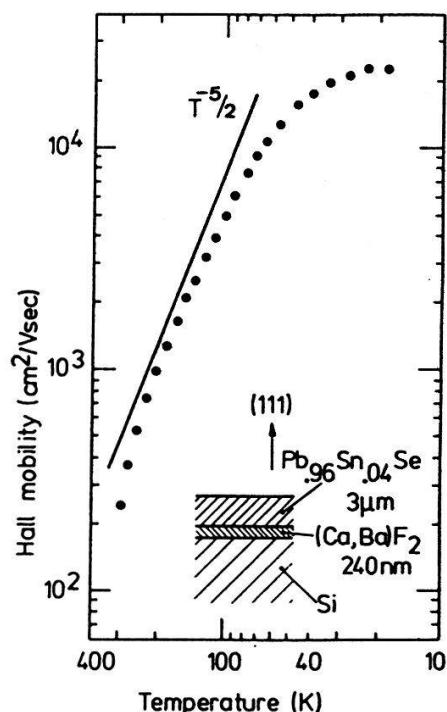


Fig.2: Hallbeweglichkeit von epitaktischem p-(Pb,Sn)Se ($p=2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) auf $(\text{Ca},\text{Ba})\text{F}_2/\text{Si}$

Pulvérisation cathodique magnétron de couches minces de MoS_2 et MoSe_2 et étude de leurs propriétés physiques spécifiques

R. Bichsel et F. Lévy

Institut de Physique Appliquée, EPFL, 1015 Lausanne

Des couches minces semiconductrices de MoS_2 et MoSe_2 ont été élaborées par pulvérisation cathodique magnétron. Les couches de MoS_2 présentent un plus faible degré de cristallinité que celles de MoSe_2 et leurs propriétés d'adhérence sont fortement altérées sous l'effet de l'humidité (SEM et TEM). Les échantillons ont été caractérisés par des mesures électriques (300-10K), galvanomagnétiques et d'absorption optique. La résistivité électrique à 295K des couches minces de MoS_2 augmente de plus de deux ordres de grandeur entre $T_{\text{sub}} = -70^\circ\text{C}$ et 150°C , passant de $3.8 \times 10^{-2} \Omega\text{cm}$ à $1.0 \times 10^1 \Omega\text{cm}$. Des traitements thermiques sous vide (20h à 300°C) n'ont pas influencé les propriétés électriques des couches minces de MoS_2 , alors que la résistivité électrique à 295K des échantillons de MoSe_2 a augmenté de plus d'un ordre de grandeur.

Photoemission an Thiophenfilmen auf Molybdän-, Silber- und Graphitsubstraten

R. Zehringen, P. Oelhafen, R. Schlögl und H.-J. Güntherodt

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

Die Wechselwirkung von Thiophen ($\text{C}_4\text{H}_4\text{S}$) mit Übergangsmetallsubstraten gilt als Modellsystem für das Studium industriell wichtiger Entschwefelungsprozesse. Um den entscheidenden Schritt in diesen Reaktionen, die Spaltung der C-S Bindung, näher untersuchen zu können, haben wir UPS, XPS und Desorptionsmessungen von Thiophen auf Mo, Ag und Graphit im Temperaturbereich von 80K bis 770K durchgeführt. Die XPS und UPS Messungen zeigen im Gegensatz zu Ag und Graphit im Falle des Mo eine deutliche Reaktion des Adsorbats mit dem Substrat bereits bei 300K. Die Photoemissionsmessungen werden mit den verschiedenen Stufen der reversiblen und irreversiblen Adsorption (1) korreliert und diskutiert.

(1) A.J. Gellman et al., Surf. Sci. 136 (1984) 217

Raumforschung, KosmologieZWEI GROSSRAEUMIGE SYMMETRIEN IM UNIVERSALEN BAUPLAN

J.T. Muheim, Lab. für Festkörperphysik ETHZ, Hönggerberg, 8093 Zürich

Auszug: Im universalen Bauplan sind bisher zwei grossräumige Symmetrien erkennbar, von denen die eine (I) einen "einfachen, atomaren", die andere (II) einen "komplexen, kollektiven" Aspekt hat: (I) die phasenkonjugierten s-r-Quantenstrukturen belegen mit ca. 8800 Serien in der g-WW-Rezession den Raum zwischen $R_o = 2.7\mu$ und $R_e = 6.3 \times 10^{25} Lj$ (d.h. nichtsingulärem Anfangsrand und nicht-unendlichem Endrand), mit der Haupt-Fixstelle $s_{g,ool} = R_{gr} = 10.48 \times 10^9 Lj$; (II) eine viel komplexere Symmetrie zeichnet sich über dem Raum-Zeit-Bereich des lichtmässig zugänglichen Hubble-Raums $18.6 \times 10^9 Lj$ ab. Sie beinhaltet eine Abbildung der Nach-Urknall-Phase ("früh-klein") auf die Phase vor Erreichen der Hubble-Grenze ("spät-gross"); daraus lässt sich für den "Urkristall" eine BCS-artige Supraphase vermuten, in vollkommener Analogie zum Festkörperfunkenplasma.

Einführung

Es gibt im universalen Bauplan zweifellos eine Unzahl von Symmetrie- bzw. Asymmetrieaspekten, die indessen nie in reiner Form vorliegen, sondern immer komplex verknüpft sind. Ebenso gibt es viele grossräumige Symmetrien. Zu diesen gehört der früher erwähnte Parallelismus zwischen den Aufbauformen in verschiedenen Raumdimensionen [1d], bei denen alle Lineardimensionen paarweise in einem fixen Verhältnis stehen. Im folgenden sollen zwei etwas anders geartete grossräumige Symmetrien beschrieben werden. Ungeachtet dieser Symmetrien hat das Universum als Folge der Masse-Ladungs-Asymmetrie von Proton und Elektron einen fundamental asymmetrischen Aspekt. Dieser stellt eine Ureigenschaft des Anlageplans dar und ist nicht etwas, das sich im Lauf der Entwicklung eingestellt hat. Deshalb ist die modellmässige wie die faktische Hubble-Konstante eine asymmetrische. Ihr halb so grosses symmetrisches Pendant hat hauptsächlich strukturelle Bedeutung. Aus dem nämlichen Grund bildet die Natur das massemässig asymmetrische (spinsymmetrische!) H-Atom als Normalfall, während das symmetrische Positronium-Atom nicht ausgeschlossen wird.

I. Phasenraumsymmetrie ("einfach-atomar") (Fig.1)

Dieser Symmetrie liegt die frappante Tatsache zugrunde, dass die gravitative Rezession mit der Rahmen-Wechselwirkung (WW) α_g bei $R_{gr} = 10.48 \times 10^9$ Lj eine Haupt-Fixstelle [1a], besitzt, hinsichtlich der irgend zwei Längen $s_g \leq R_{gr}$ und $r_g \leq R_{gr}$ durch die Relation $r_g^2 s_g = R_{gr}^3 = \text{const.}$ verknüpft sind. Da es im Prinzip ∞ viele Rahmen-WW α_i gibt, gibt es ebenso viele Rezessionen, die aber alle aufeinander abbildbar sind. Sie alle haben die erwähnte Symmetrie: $r_i^2 s_i = (\alpha_g R_{gr} / \alpha_i)^3$. Im Fall der schwachen WW $i=w$ sind die $r_{w,mn} = c\tau_{w,mn}$ in einfacher Weise mit der Lebensdauer oder Abklingzeit der angeregten Zustände des H-Atoms verknüpft. Die quantisierten Längen $r_{w,mn}$ haben dabei die Bedeutung von Lichtwegen mit einem diskreten Teil (mn) und einem Kontinuumsteil, die an der Seriengrenze einer bestimmten Serie aneinandergrenzen. Im Fall der Lyman-Hauptserie koinzidieren die Seriengrenzen von s- und r-Struktur überdies. Dieser Befund widerspiegelt das optische Spektrum des H-Atoms. Wie die Erfahrung zeigt, haben diese s-r-Raummuster nun aber den Aspekt von Atomen. Die Mengen $\{r_{i,mn}\}$, $\{s_{i,mn}\}$ seien daher kurz als r-s-Atome in i-ter WW bezeichnet. Den Werten $n=1, 2, 3, 4, 5, \dots$ gehören bzw. die Lyman-, Balmer-, Ritz-Paschen-, Brackett-, Pfund-Serie... an. Wegen der Existenz eines nichtsingulären Urradius R_o und eines nichtunendlichen Endradius R_e , die durch $R_e^2 R_o = R_{gr}^3$ verknüpft sind, ist n physikalisch auf ca. 8800 begrenzt [1b].

II. Lichtweltsymmetrie ("komplex-kollektiv")

Während bei der Phasenraumsymmetrie bezüglich der Haupt-Fixstelle sich der physikalisch sinnvolle Definitionsbereich von R_o bis R_e erstreckt, nimmt er bei der komplex-kollektiven Symmetrie den Raum der Lichtwelt, d.h. von $R_{Pl} = 1.6 \times 10^{-35} \text{ m}$ bis zum Hubble-Rand $R_{g,v \rightarrow c} = 18.6 \times 10^9 \text{ Lj}$, ein. Da für eine Masse $M > M_{Pl} / \sqrt{2}$ der Comptonradius unter den gravitativen Schwarzschildradius sinkt, fehlt die Voraussetzung dafür, dass e_s sich in integrer Weise mit einer Elementarteilchenmasse verbinden kann. Dies führt zu zwei fundamentalen Schlussfolgerungen: a) M_{Pl} darf als maximale Elementarteilchenmasse gelten, und b) der Elementarladungskreation liegt die geometrische Bedingung zugrunde: Comptonradius = g-Schwarzschildradius-Planck-Kavitätsdimension der kosmischen Untergrundstrahlung. Dies ist für die Verknüpfung $M = M_{Pl} / \sqrt{2}$, die Bildkugel vom Radius $B_s = \sqrt{2} R_o$ und die formale Bosonmasse $m_{x,max} = M_{Pl}$ der Fall [1c].

Anderseits hört am Hubble-Rand, der mit dem radialen Schwarzschildradius in g-WW übereinstimmt, die Lichtkommunikation auf, da dort für die Rotverschiebung $z \rightarrow \infty$ gilt. Diese komplexe Symmetrie lässt sich nicht mehr durch eine einfache Relation beschreiben. Die extrem komplexen Zusammenhänge lassen sich aber auf einen einfachen Nenner bringen. Zwischen der Nach-Urknall-Phase "früh-klein" und der Phase vor Erreichen der Hubble-Grenze "spät-gross" existieren wichtige Entsprechungen. Davon sind zwei hervorstechend: a) zur Planckzeit t_{Pl} erfasst die Trägheitsmomentquantisierung die gesamte materiale Masse M_u über die Sphäre R_o . Die dem M_{Pl} -Rotator je Gitterpunkt zugehörige g-Feinstrukturkonstante hat Einheitswert $\alpha_{g,Pl} = \alpha_o = 1$. Das Geschehen bildet sich auf Seriengrenze und "niedrigste" s-r-Anregungslängen der Lyman-Hauptserie ab. b) Zur Zeit t_{J1} [1d] erfasst die θ_g -Quantisierung nur noch die massiv-photonsche Masse M_{J1} der Photonen einer einzelnen Lichtzelle (=Gitterpunktzelle). Dieses Geschehen bildet auf das Fleckgeschehen der Sphäre $R_F = 2.3 \times 10^7 L_j$ ab, welches einen Jeans-Massen-Ubergang darstellt, und durch diesen das "Kosmologische Prinzip" einleitet, das es streng genommen gar nicht gibt. Es gilt: $M_{J1} = M_{J2} = M_{F,J} = 1.697 \times 10^{49} \text{ Kg}$ (Fleck-Jeans-Masse). Dies legt den Schluss nahe, dass die Photonen sich vor t_{J1} in einem exotisch-massiven Zustand befinden müssen, mit dem eine Art Transparenz und Materiedominanz einhergehen. Dieser Punkt war in [1d] noch nicht vollständig klar. Nach einer intransparent-strahlungsdominanten Zwischenphase erfolgt dann bei R_F in umgekehrter Reihenfolge der Ubergang zu Transparenz und Materiedominanz als Folge der Entkopplung von Strahlung und Ladung bei der Temperatur $T_F = 2251.5 \text{ K}$ unter Bildung von neutralen H-Atomen.

Warum gibt es kollektive und atomare Symmetrie? Der Grund ist derselbe wie beim geladenen Ur-Elementarteilchen. Jeder universale Radius ist auch Comptonradius, und damit Individualradius. Damit sich das gravitative Atom (nicht zu verwechseln mit dem gravitativen Bohratom vom Radius a_g !) als Individuum erkennen kann, ist erforderlich, dass seine Abmessung grösser ist als der g-Schwarzschildradius der Gesamtbarionenmasse: $R \geq R_{g,SS}(M_u)$. In der Tat beginnt bei $R_{g,SS}(M_u)$, d.h. dem azimutalen Schwarzschildradius, die Lyman-Hauptserie des s-Atoms.

Ganz analog wie im Festkörperfunkenplasma [1e] liegt der gravitativen Rezession eine gravitative Bose-Einstein-Kondensation zugrunde, charakterisiert

durch die fixe Quantentemperatur $T_{BE} = 1.67 \times 10^{32} \text{ K}$. Die "Lückenenergie" eines Wirbelfadenpaar-Bosons hat den Wert $2\hbar\omega_c = 3.392 \text{ k}_B T_{BE}$, und scheint für den "Urkristall" eine BCS-artige Supraphase anzudeuten. Möglicherweise bildet diese Supraphase das physikalische Substrat des universalen Bewusstseins.

II. Lichtweltsymmetrie ("Komplex - Kollektiv")

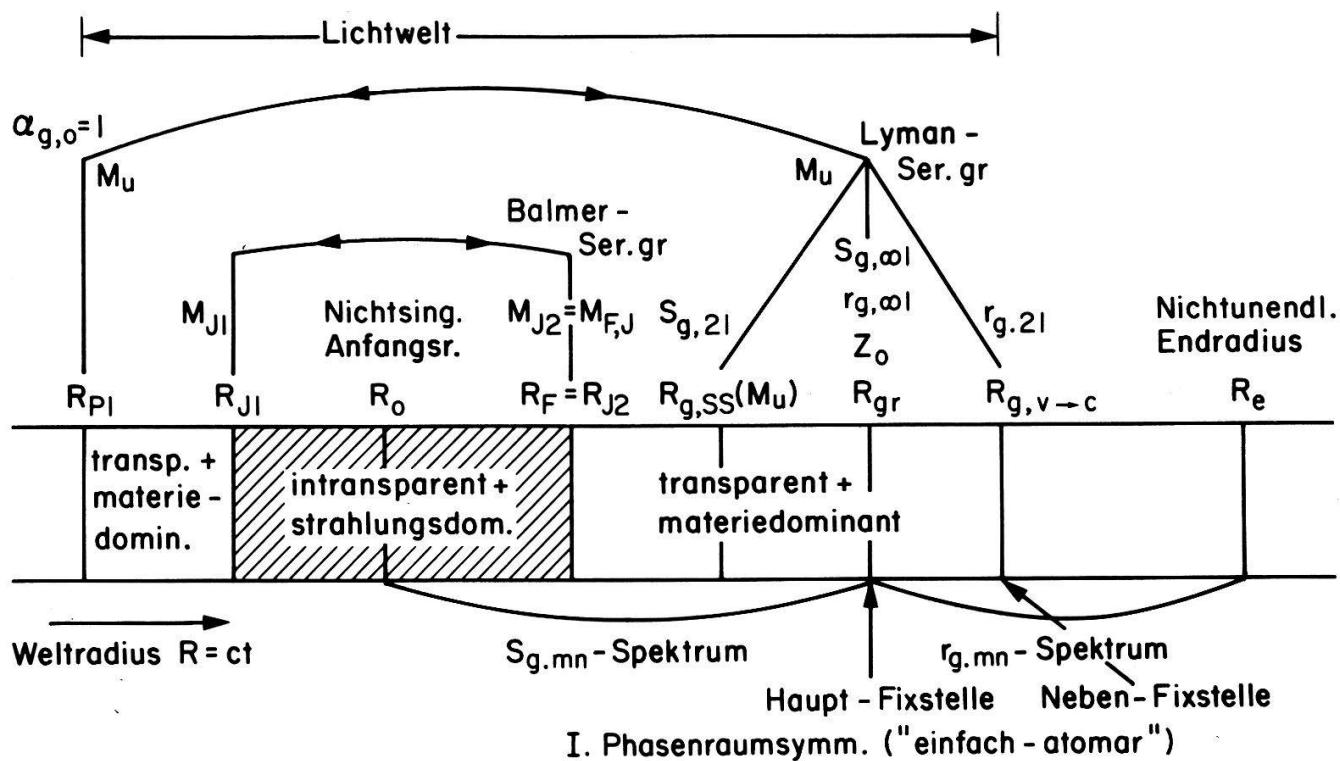


Fig. 1

Literatur

- [1a-e] J.T. Muheim, a) *Helv. Phys. Acta* **57**, 781 (1984); b) **57**, 787 (1984);
c) **57**, 221 (1984); d) **58**, 902 (1985); e) **50**, 584 (1977).

KOSMOLOGISCHE BEDEUTUNG DES OPTISCHEN SPEKTRUMS DES WASSERSTOFF-ATOMS

J.T. Muheim, Lab. für Festkörperphysik ETHZ, Hönggerberg, 8093 Zürich

Auszug: Dem Energiespektrum des H-Atoms sind zwei im Phasenraum konjugierte Lebensdauerlichtwegspektren in schwacher (w) Wechselwirkung (WW) angehörig: $\{s_{w,mm}\}$, $\{r_{w,mm}\}$. Es zeigt sich, dass die strukturelle Anlage des Spektrums den universalen Zustand unmittelbar nach dem Urknall widerspiegelt. So wirkt der Zustand zur Planckzeit $t_{p1} = 5.3 \times 10^{-44}$ s auf das Lyman-Spektrum, indem s_{21} bzw. r_{21} durch die azimutale bzw. radiale Schwarzschildgrenze festgelegt sind. Im Lyman-Fall koinzidieren die Seriengrenzen, $s_{001} = r_{001}$, untereinander, und überdies noch mit der Abbildungsfixstelle für beliebige WW i. Das Balmer-Spektrum wird durch den 1. Jeans-Uebergang bestimmt, $t_{J1} = 1.9 \times 10^{-42}$ s, wodurch der 2. Jeans-Uebergang nach $t_{J2} = 2.3 \times 10^{-7}$ J topologisch auf die Seriengrenze s_{002} abgebildet wird. s_{32} bzw. s_{43} werden durch die g-WW-Rotatoren der Hauptkomponenten H bzw. He fixiert, etc. Der w-Haupt-Fixstelle (=Seriengrenze in w-WW!) entspricht die "Reissstelle" z_0 (in g-WW!) der WW-Superform in Ur-WW (i=0, mit $\alpha_0 = 1$); deswegen Ionisation des H-Atoms.

Einführung

Die Frage, ob die Struktur des H-Atoms und seines optischen Spektrums rein kosmologisch, d.h. aus dem alleinigen Faktum der universalen Expansion, hergeleitet werden kann, ist nicht abwegig, und im Prinzip sogar zu bejahen. Aber selbst, wenn im folgenden der Eindruck entstehen sollte, dass dieser Weg sogar gangbar sei, gibt es gewichtige Gründe, die zeigen, dass es sich hierbei um eine Illusion handelt. Wie alles, was ist, ist auch das optische Spektrum das Ergebnis von ∞ vielen Bedingungen. Die Erfahrung zeigt, dass die wenigen, und vielleicht sogar ausschlaggebenden Bedingungen, die in einem konkreten Fall ausgemacht werden (können), zwar effizient und meist verblüffend präzis sind, mit der verbleibenden Abweichung aber unmissverständlich andeuten, dass die Unschärfe der relationalen Ueberschneidungen letztlich fundamentaler Natur ist, und eine vielleicht nie ganz überwindbare Hürde darstellt. Wenn also von Herleitbarkeit die Rede ist, so ist dies wohl bestenfalls in einem qualitativen Sinne der Fall. Es sollen daher im folgenden einige WW-

kosmologische Gründe dargelegt werden, die transparent machen, weshalb die Atomwelt gerade so und nicht anders konstituiert ist.

Radiale Expansion und azimutale Zirkulation

Als Folge der $\hbar/2$ -Spin-Quantisierung ist der radialen Expansion des Universums struktural eine azimutale Zirkulation überlagert. Diese Zirkulation ist vermutlich asymmetrisch und stellt das wirbelmässige Pendant zur asymmetrischen Hubble-Expansion dar (vgl. Linksplacierung des Herzens, nur linksdrehende Eiweisse, telepathischer Empfang und universale akustische Resonanz bei fis" nur via linke Gehirnhälfte etc.). Die formale Zirkulationsgeschwindigkeit v_{az} erreicht am gravitativen Schwarzschild (SS)-Rand der Gesamtbaryonenmasse M_u Lichtgeschwindigkeit: $v_{az}(R_{g,SS}(M_u))=c$. $R_{g,SS}(M_u)$ hat deshalb die Bedeutung des azimutalen SS-Radius. Anderseits erreicht die Rotverschiebung zeigende scheinbare Radialgeschwindigkeit den Wert c am Hubble-Rand; $R_{g,v=c}=2\pi R_{g,SS}(M_u)$ hat deshalb die Bedeutung des radialen SS-Radius. Da SS-Radien Kommunikationsbarrieren bedeuten, placiert die Natur an diesen Stellen die "niedrigsten" Anregungslängen der Lyman-Hauptserie: $s_{g,21}$ bzw $r_{g,21}$, oder allgemein $s_{i,21}$ bzw. $r_{i,21}$ (Fig. 1). $s_{g,21}$ koinzidiert überdies mit dem topologischen Atomzellenradius in Ur-WW $i=0$, A_0 , während bei $r_{g,21}$ die formale WW $\alpha_{fo}=R/R_{g,v=c}=m^2/m_0^2$ der allen Rezessionen zugrundeliegenden Kopplungsgrundmenge den Wert 1 annimmt, wobei $m_0 \approx m_\Omega$ ist (ladungsäquivalente Masse der Ur-oder Einheits-WW [1a]). Die Lyman-Seriengrenze wird bei R_{gr} placiert. R_{gr} koinzidiert mit dem topologischen Zerstörungsradius Z_0 in Ur-WW [1b]. Dies gibt die Haupt-Fixstelle der Phasenraumsymmetrie ab. Warum markieren R_{gr} und Z_0 diese extrem wichtige Fixstelle? Nach dem Parametermodell [1c] erfährt die scheinbare freie universale Expansion als Folge der Energieerhaltung von R_{gr} an eine "Behinderung", die zu einer diskreten Raumstruktur Anlass gibt. Die Verteilung der Quasar-Galaxie-Assoziationen ist ein eindrückliches Beispiel für die Wirkung der der gravitativen Rezession aufgeprägten s-r-Struktur. Die Verteilung ist diskret für $s_g < R_{gr}$ und kontinuierlich für $s_g > R_{gr}$ [1d]. Einen andern wichtigen Aspekt liefert Z_0 . Diese Grösse ist eng mit der das ganze Raum-Zeit-Geschehen beherrschenden Fleckdynamik einerseits, der Proton-Elektron-Masse-Ladungs-Asymmetrie anderseits und via das Photon/Nukleon-Verhältnis S_γ mit der elektrischen Ladung e_s verknüpft. Dies liefert die natür-

liche Erklärung dafür, dass die Ionisierung des H-Atoms mit der Lyman-Seriengrenze verbunden ist. Ganz allgemein hat Z_i destabilisierende bzw. löschende Wirkung (quenching). Da Z_0 auf die Lyman-Seriengrenze $s_{001} = r_{001}$, und Z_f auf s_{21} wirkt, wird klar, weshalb diese Zustände in der Regel, und im Fall s_{21} entgegen der Erwartung der Höchstbesetzung "tiefster" Zustände, bei s-Atomen sehr schwach besetzt sind. Einen weiteren extrem wichtigen Grund liefert die jüngste Entdeckung, dass das Universum nach dem Neun-Niveaus-Multipol konzipiert ist. s-r- und Multipol-Strukturen kombiniert stellen vielleicht die zwei wichtigsten Quantenstrukturen überhaupt dar.

Rotatorradius und g-Schwarzschildradius

Bei den Nebenserien wird die Situation wesentlich komplexer. Das R_F -Fleckgeschehen hat viele Aspekte verschiedenster Art. Dem mit der Transparenzentskopplung einhergehenden Zerreissaspekt wird durch die Placierung an die Balmer-Seriengrenze $s_{g,002}$ entgegengekommen (bis auf Faktor $\zeta_f = \sqrt{\pi}$!). Anderseits begünstigt A_s die Materieaggregation zu Galaxie-Superclustern. Die Wichtigkeit der Rotation ist schon in $s_{g,21}$ angedeutet. Sie wird noch weiter betont durch die Placierung des symmetrischen H-Rotators $R_H = \hbar^2/Gm_H^3 = 3.75 \times 10^6$ Lj bzw. des symmetrischen He-Rotators $R_{He} = 6.0 \times 10^4$ Lj auf $s_{g,32}$ bzw. $s_{g,43}$. Diese Hauptkomponenten-Rotatoren legen den Formationsraum von Galaxie-Cluster bzw. Grossgalaxie fest. Da das Universum stets mit Lichtgeschwindigkeit expandiert, ist WW-kosmologisch jeder Radius ein Schwarzschildradius: $R_{g,SS} (M) = 2GM/c^2$. Für die als Kommunikationsbarrieren wirkenden "niedrigsten" Nebenserienzustände $s_{g,32}, s_{g,43}, s_{g,54} \dots$ sind deshalb prominente Massen zu erwarten. Das sind bis auf Faktoren der Grössenordnung 1 die Fleck-Jeans-Masse $M_{F,J} = 1.697 \times 10^{49}$ kg und die Galaxie-Cluster-Masse $M_H = 6.841 \times 10^{46}$ kg ($\zeta_f = \alpha_f^{-1/2} = 1.772, \zeta_s = \alpha_s^{-1/2} = 11.707$). Instruktiv ist die Placierung des Radius der durchschnittlichen Galaxie $R_H = 2.43 \times 10^4$ Lj an die Pfund-Seriengrenze $s_{g,005}$. R_H ist kein Rotatorradius und wird im Parametermodell rein aus der 2-Komponentenbedingung (H,He) gefordert. R_H konstituiert die "Atomzelle" des R_F -Flecks: $R_H = R_F / \sqrt[3]{s_\gamma}$.

Welches ist die physikalische Bedeutung von s-Zweig und r-Zweig der Lyman-Hauptserie? Es ist eine Abbildung bekannt, die den Planckmassen-Rotator der Urphase exakt auf die Haupt-Fixstelle abbildet. Diese Stelle hat somit auch

einen Paarigkeitsaspekt. Im Wirbelbild ist mit s_{21} das gleichsinnig-drehende parallele, mit r_{21} das gegensinnig-drehende antiparallele Wirbelfadenpaar zu verknüpfen. s_{21} kommt daher der stationär-rotatorische "angeregte", r_{21} der bewegt-translatorische "Grundzustands"-Aspekt zu. Der Seriengrenze fällt die Zerstörung zu, weil kein Zustand gleichzeitig parallel und antiparallel sein kann. Dies ist möglicherweise die wirbelmässige Wurzel der $\hbar/2$ -Spin-Quantisierung und des Pauli-Prinzips.

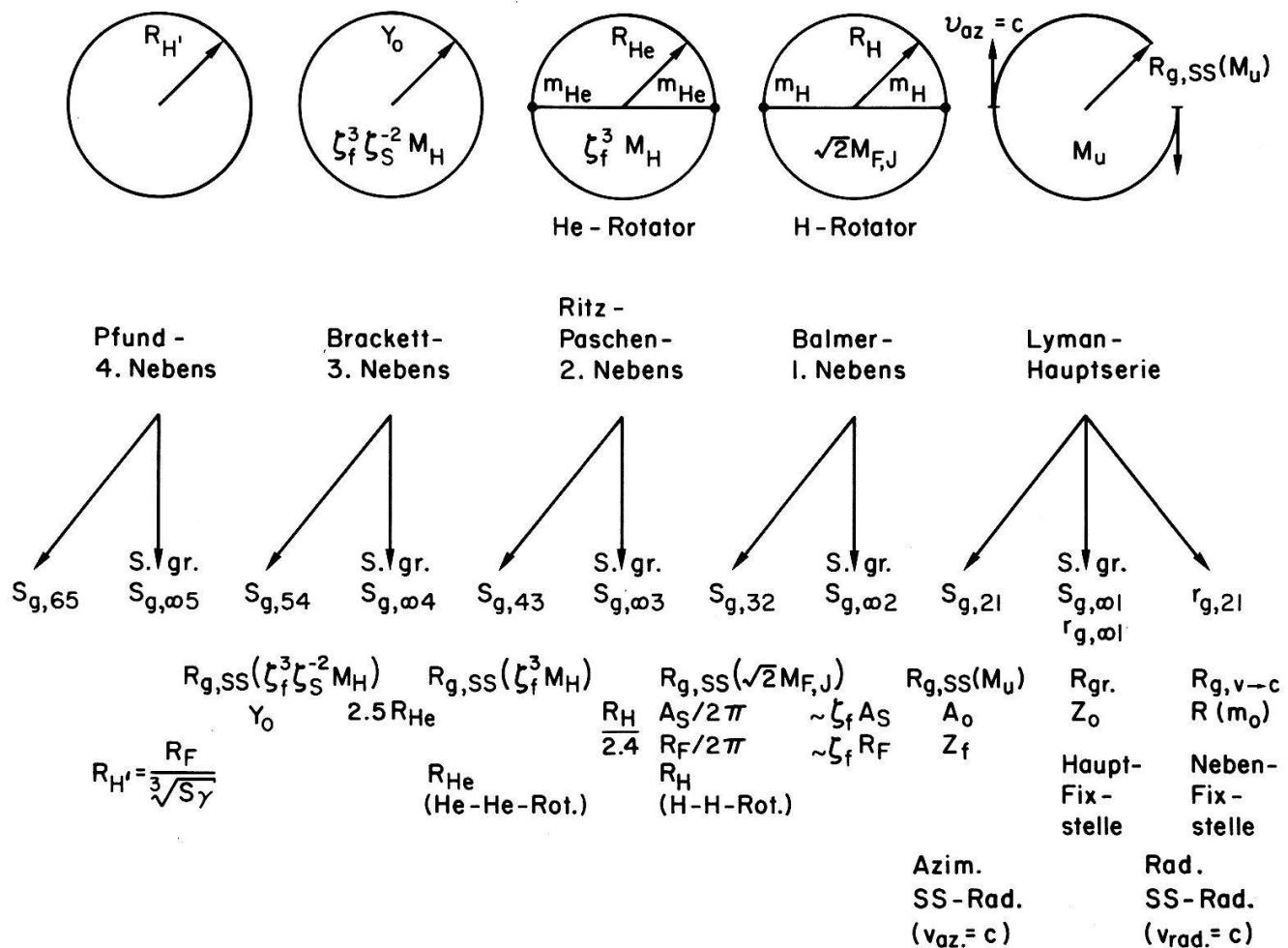


Fig. 1

Literatur

- [la-d] J.T. Muheim, Helv. Phys. Acta a) 57, 533 (1984); b) 57, 787 (1984);
c) 54, 596 (1981); d) 57, 781 (1984).

PHASE CONTRAST IN MAGNETIC RESONANCE IMAGING

E. Hiltbrand, Picker Intl. - Bowman Gray School of Medicine, WINSTON - SALEM, NC 27106, USA

A. Briguet, Laboratoire de RMN - Université Claude Bernard Lyon I, 43 Bd du 11 Nov. 1918, 69622 VILLEURBANNE Cèdex, France

Abstract : Using phase information at the origin of acquisition time in NMR Imaging, permits one to obtain directly separate images of the distributions of two different chemical species.

1. Introduction

We have implemented a new spin-echo sequence for NMR Imaging. This sequence enables absolute contrast between water and fat. The proposed method takes advantage of the slight chemical shift between the protons attached to the water molecule and the protons belonging to the methylene groups in lipids. We present here, methods and first results obtained at 0.5 T and 0.15 T.

2. Methods and Experiments

The water and the fat observable by NMR, do not have the same resonance frequency (3.4 ppm of relative chemical shift approximatively). Babcock and al (1) have observed artefacts due to this difference. Such spurious effects appear along the direction of the frequency encoding gradient which is used in Fourier imaging. Selective irradiation (2) or 180° out of phase experiment (3) permits one to obtain the image of water and the image of fat separately. In both cases, the experiment requires two full imaging procedures. If the phases of the time dependent signals are well controlled, it is possible to dephase by 90° the signal arising from fat by respect to the signal of water just at time $t = 0$. The modified spin-echo sequence is given on Figure 1.

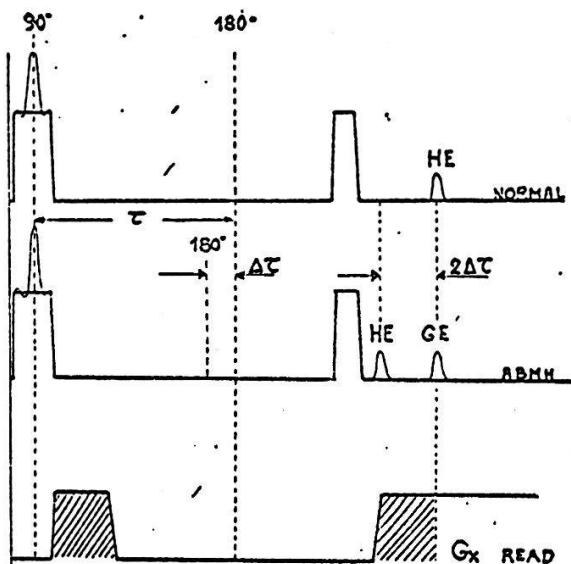


Figure 1

The usual spin-echo sequence is denoted NORMAL and the modified one is ABMH. In the latter, the 180° refocusing pulse has been pushed forward by $\Delta\tau$, and the Hahn's echo occurs $2\Delta\tau$ before the gradient echo taken as the origin of time.

If two resonances are present, after a double Fourier transform by respect to the encoding gradient firstly and by respect to time secondly, we obtain the complex image signal :

$$S = \iint_{x, y} \left\{ \rho_1(x, y) \delta \left(x - \frac{\delta\omega_1}{Gx} \right) e^{i\delta\omega_1 2\Delta\tau} + \rho_2(x, y) \delta \left(x - \frac{\delta\omega_2}{Gx} \right) e^{i\delta\omega_2 2\Delta\tau} \right\} dx dy \quad (1)$$

Gx is the read gradient, ρ_1 and ρ_2 are proportional to the densities of magnetizations of species 1 and 2 respectively, δ is the Dirac's function and $\delta\omega_1$ and $\delta\omega_2$ are the frequency differences of resonance by respect to the reference frequency of the spectrometer, for the chemical components 1 and 2 respectively. For simplicity, we assume in Eq. (1), that no extra phase is present. This condition may be fulfilled by phase setting. Let us suppose now that $\delta\omega_1 = 0$ and $2\delta\omega_2 \Delta\tau = \pi/2$, Eq. (1) shows that the real part of the image signal S is an image of the chemical component 1 while the imaginary part corresponds to the second one. At 21 MHz (0.5 T) a relative chemical shift of 3.4 ppm (72 Hz) leads to $2\Delta\tau = 3.45$ ms in order to have a 90° out of phase of the two components at $t = 0$. Operating at 6.3 MHz (0.15 T), we get $2\Delta\tau = 11.5$ ms.

3. Results

Results are shown on Figures 2 and 3 at 21 MHz and 6.3 MHz respectively.

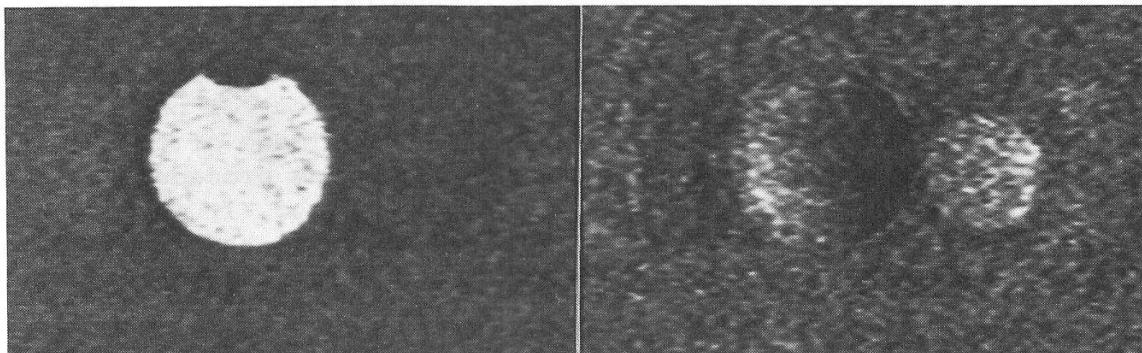


Figure 2. Images of two vials, the larger contains water and copper chloride, the smaller mineral oil. Picker .5 T cryo NMR scanner. Water on left, oil on right.

The artefact observed on the imaginary part of the image on Figure 2, is probably due to imperfect adjustment of $\Delta\tau$. We obtained also similar results at .15 T (Figure 3) with a resistive magnet having a lower homogeneity than the 0.5 T one. In spite of noise due to the low field value, this result demonstrates the ability of the technique to operate at any field.

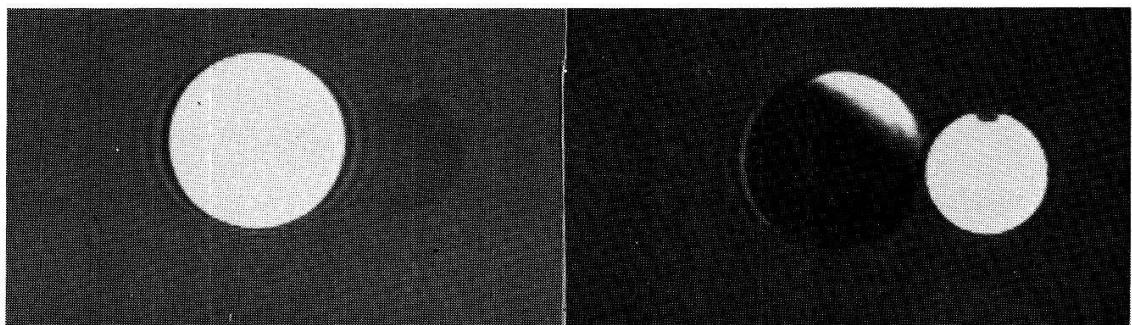


Figure 3. Same experiment as in Figure 2, but at .15 T. Water on left, oil on right.

This work is in progress. In vivo experiments have been recently done with voluntary patients. Some other refinements of the technique are presently considered in order to improve the discrimination between fat and water.

Acknowledgments : The authors are indebted to Dr Surya Mohapatra for his encouragements and support.

4. References

- (1) E. Babcock, L. Brateman, J. Weinreb, S. Horner, R. Nunnally, J. Comp. Ass. Tom. 9, 252 (1985)
- (2) I. Pykett, B. Rosen, Radiology 149, 197 (1983)
- (3) W.T. Dixon, Radiology 153, 189 (1984)

Thomson-Parabel-Ionenspektrometer mit Flugzeit-Analyse

R. Weber, P. Lädrach, J.E. Balmer

Institut für Angewandte Physik, Sidlerstrasse 5, 3012 Bern

Dieses Instrument, das zur Diagnostik lasererzeugter Plasmen eingesetzt wird, vereinigt die Vorteile des Thomson-Parabel-Spektrometers (Separierung von Ionen mit unterschiedlichem M/Z) und der Flugzeitmessung mit Ladungskollektoren (Messbereich auch unterhalb 1 keV). Damit lässt sich die Geschwindigkeitsverteilung z.B. der Protonen und daraus sowohl die "kalte" als auch die "heisse" Plasma-Elektronentemperatur eindeutig bestimmen.

Eichresultate vom GIOTTO "High Intensity Spectrometer" (HIS)

A. Meier, K. Altwegg, H. Balsiger, F. Bühler und U. Rettenmund

Physikalisches Institut der Universität Bern, Sidlerstrasse 5, 3012 Bern

R. Schwenn

Max-Planck-Institut für Aeronomie, Lindau, BRD

Auf der Raumsonde GIOTTO, z.Z. unterwegs zum Kometen Halley, befindet sich ein Ionenmassenspektrometer mit zwei Sensoren. Das "High Intensity Spectrometer" HIS wurde für die Analyse der inneren Koma optimiert, wo man im wesentlichen thermische Ionen erwartet. HIS muss deshalb relativ kalte Ionen messen, die alle mit derselben hohen Relativgeschwindigkeit von 69 km/s aus der Richtung des Kometen kommen. Die in unserer Vakuumkammer gewonnenen Resultate werden vorgestellt, und es wird eine Methode diskutiert, wie von relativ wenigen Eichdaten auf das Gesamtverhalten des Instruments geschlossen werden kann.

Charakteristische Daten des GIOTTO "High Energy Range Spectrometer" (HERS)

U. Rettenmund, K. Altwegg, H. Balsiger, F. Bühler, A. Meier

Physikalisches Institut, Universität Bern, Sidlerstrasse 5, 3012 Bern

R. Goldstein

Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, California, USA

HERS ist einer der beiden Sensoren des Ionenmassenspektrometers auf der Raumsonde GIOTTO, die z. Z. unterwegs zum Kometen Halley ist. Aufgabe von HERS ist es, die Ionen im Sonnenwind und in der Uebergangszone zur Kometen-Ionosphäre nach Energie, Masse und Einfallsrichtung zu analysieren. Ein neuartiger, auf einer Microchannelplate basierender, Ionenauffänger ermöglicht die simultane Registrierung einer zweidimensionalen Winkel-Massenmatrix und erlaubt so, innert kurzer Zeit (ca. 4 Sek.) die Verteilung der Ionen im Phasenraum zu messen. Die in unserer Eichkammer gewonnenen Daten bestätigen die Erwartungen bezüglich der Instrumenteneigenschaften im wesentlichen.

KERN- UND TEILCHENPHYSIK

THE DUMAND PROJECT: High Energy Astrophysics with DUMANDP.K.F. Grieder

Physikalisches Institut, Sidlerstrasse 5, 3012 Bern

The DUMAND detector system is a giant three-dimensional matrix consisting of 756 highly sophisticated optical detector modules that are distributed within a parallelepiped measuring 250 x 250 x 500 meters, planned to be submerged and operated at a depth of almost 5 km in the Pacific ocean. The system is capable of detecting penetrating cosmic rays, in particular high energy muons and very high energy muon neutrinos of terrestrial and extraterrestrial origin. We present the phenomenology, energy scenario and concept of the system together with environmental aspects, some technical details and the project status.

Der seltene Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^- \nu_e \bar{\nu}_\mu$

SINDRUM-Kollaboration: IMP der ETH Zürich, Physik-Institut der UNI Zürich, SIN Villigen, CEN Saclay.

Vortragende: A. Kersch, N. Kraus

Der $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^- \nu_e \bar{\nu}_\mu$ Zerfall ist ein im Standardmodell erlaubter Zerfall. Es ist eine elektromagnetische Korrektur 2. Ordnung zum gewöhnlichen Myon-Zerfall und somit etwa um den Faktor α_{em}^2 unterdrückt. Analog zum Fall des gewöhnlichen Myon-Zerfalls lassen sich durch Untersuchung der kinematischen Verteilungen Rückschlüsse auf die Lorentzstruktur der schwachen Wechselwirkung ziehen. Der differenzielle Wirkungsquerschnitt für alle S,P,V,A,T-Kopplungen wurde berechnet. Einige tausend $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^- \nu_e \bar{\nu}_\mu$ Zerfälle wurden vom SINDRUM-Spektrometer gemessen. Die Resultate und die resultierenden Werte für die Kopplungskonstanten werden angegeben.

 $\vec{p} \rightarrow \vec{D}$ Radiative Capture and the ^3He D-State

J. Jourdan, M. Baumgartner, S. Burzynski, P. Egelhof, A. Klein, M.A. Pickar, G.R. Plattner, W.D. Ramsay, H.W. Roser, I. Sick, J. Torre

Institut für Physik, Klingelbergstrasse 82, 4056 Basel

The tensor analyzing power $A_{yy}(\theta)$ of the reaction $p(\vec{d}, \gamma) ^3\text{He}$ has been measured at $\text{LAB}=90^\circ$ and projectile energies of 29.2 MeV and 45.3 MeV. The reaction proceeds mainly through an E1 transition from the unbound $^2\text{P}_{1/2}$ and $^4\text{P}_{3/2}$ proton-deuteron states to the bound ^3He ground state. The tensor analyzing power arises from the interference of the transitions to the ^3He S- and D-

state and offer an ideal way to check the D-state wave function by Faddeev calculations. Effects of meson exchange currents are small. The experimental result is discussed and compared to predictions of an exact Faddeev calculation for both continuum and bound state.

Measurement of the pion radiative decay

A. Bay, C. Joseph, J.F. Loude, J.P. Perroud, O. Schöri, D. Rüegger, D. Steiner, M.T. Tran

Institut de Physique Nucléaire, Université de Lausanne
CH-1015 Lausanne

L. van Elmbt, M. Lebrun, C.J. Martoff, P. Truöl
Physik-Institut der Universität Zürich, CH-8001 Zürich

The branching ratio for the decay $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu \gamma$ has been measured with a magnetic spectrometer for the detection of the e^+ and an array of NaI scintillators for the photon. Using the conserved-vector-current hypothesis to compute the vector form factor from the π^0 lifetime we use our data to determine the ratio γ of the axial-vector form factor to the vector form factor. With the present value for the π^0 lifetime we obtain $\gamma=0.47 \pm 0.05$ or $\gamma=-2.44 \pm 0.05$. The analysis of a measurement which should allow to choose between the two values is in progress.

Studien einer neuartigen Driftkammer mit Hilfe eines UV-Lasers

H. Anderhub, J. Fehlmann, X. Lü, M. Pohl, D. Ren, B. Spiess,
G. Viertel, L. Zehnder

Institut für Hochenergiephysik, ETH-Z, Hönggerberg, 8093 Zürich

Das Verhalten einer "Time Expansion Chamber" (1) mit veränderter Detektionsraumstruktur wurde für Doppelpuren und hinsichtlich Winkel- und Driftlängenabhängigkeit mit einem UV-Laser untersucht.

(1) V. Commichau et al., NIM A235 (1985) 267

Anomaly in pion absorption

P.F.A. Goudsmit, G. de Chambrier, K.L. Giovanetti, B. Jeckelmann*), H.J. Leisi and A. Rüetschi

Institute for Intermediate Energy Physics (IMP) of ETH Zurich,
c/o SIN, 5234 Villigen

*) Institut de Physique de l'Université de Fribourg, 1700 Fribourg

We have analysed pionic atom data of 1s and 2p levels for $N=Z$ nuclei between $Z=2$ and $Z=14$ with an improved optical potential

taking into account effects of finite nucleon momenta and using pion-nucleon scattering data. We find a strong A dependence of the coefficient ImB_0 (isoscalar s-wave part). Possible reasons for this anomaly are discussed.

W, Z und jet-Produktion am $\bar{p}p$ -"collider" des CERN, beobachtet im UA2-Detektor

- UA2-Kollaboration (Bern, CERN, Kopenhagen, Orsay, Pavia, Saclay)
 - Bern: K. Borer, H. Hänni, B. Hahn, E. Hugentobler, P. Mani, R. Moning, J. Schacher und F. Stocker
 - Lab. für HE-Physik, Univ. Bern, Sidlerstr. 5, 3012 Bern
- Die wichtigsten Resultate des UA2-Experimentes vom Herbst 1984 werden summarisch präsentiert. Dies betrifft die folgenden physikalischen Größen: Massen der intermediären Bosonen W und Z, Ladungsasymmetrie der Zerfallselektronen (-positronen) beim W-Zerfall, Massenbreite des Z, Weinberg-Winkel, inklusive 1-jet Wirkungsquerschnitte und Verteilung der invarianten Massen der 2-jets Ereignisse.

Preliminary Results on Inclusive π^0 Spectrum in $\bar{p}p$ collision at $\sqrt{s}=24.3$ GeV from UA6 Experiment.

J. Antille², S. Baumann², A. Bernasconi², J.-C. Berney², R.E. Breedon⁴, L. Camilleri¹, R.L. Cool⁴, P.T. Cox⁴, L. Dick¹, E.C. Dukes¹, B. Gabioud², F. Gaille², J.-B. Jeanneret¹, C. Joseph², W. Kubischta¹, J.-F. Loude², O.E. Overseth³, J.-P. Perroud², R.W. Rusack⁴, G.R. Snow⁴, D. Steiner², M.-T. Tran¹, A. Vacchi⁴, G. Valenti³ and G. von Dardel¹.
CERN¹-Lausanne²-Michigan³-Rockefeller⁴ Collaboration

The UA6 experiment makes use of an internal, molecular hydrogen gas jet target inside the SPS ring to study the interactions of the stored \bar{p} with the jet protons at C.M. energy of $\sqrt{s}=24.3$ GeV. We present preliminary results concerning inclusive π^0 production in the range $2.5 \leq p_T \leq 4.5$ GeV/c measured during the first operation (Dec.84) at reduced jet intensity.

RADIATIVE HYPERON DECAYS

P. Jacot-Guillarmod (Univ. de Lausanne)

Bristol-Geneva-Heidelberg-Lausanne-QMC-Rutherford Laboratory Collaboration.

Two experiments on radiative hyperon decays have been carried out at the CERN SPS charged hyperon beam, one with incident Σ^+ to study the $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ decay mode, the other with incident Ξ^- to search for the $\Lambda \rightarrow n\gamma$ and the $\Xi^- \rightarrow \Sigma^-\gamma$ decay modes that were never observed before.

For the $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ decay mode, a new measurement of the branching ratio has yielded the value $\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow p\gamma)/\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow \text{all}) = (1.27 \pm 0.16) \times 10^{-3}$. The $\Lambda \rightarrow n\gamma$ decay mode has been observed for the first time. Its branching ratio was found to be $\Gamma(\Lambda \rightarrow n\gamma)/\Gamma(\Lambda \rightarrow \text{all}) = (1.02 \pm 0.33) \times 10^{-3}$. Work on the $\Xi \rightarrow \Sigma^-\gamma$ channel is still in progress. Radiative hyperon decays involve electroweak transitions in the environment of a single baryon and therefore provide an interesting challenge for theory.

Analyse en diffraction de la diffusion élastique pion - ^{40}Ar

J.-F. Germond, E. Bovet et J.-P. Egger

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

G. S. Blanpied, C. S. Mishra et B. M. Freedman

University of South Carolina, Columbia, SC 29208, USA

Les sections efficaces différentielles élastiques pion - ^{40}Ar à 180 MeV ont été mesurées et analysées dans le cadre de la théorie de la diffraction. Les rapports des densités de protons et de neutrons $^{40}\text{Ar}/^{40}\text{Ca}$ pour un rayon de 4.7 fm ont été déterminés en traitant la dynamique pionique phénoménologiquement. Les résultats obtenus montrent que le noyau ^{40}Ar a une peau de neutrons par rapport au ^{40}Ca et l'inverse pour les protons, en accord avec des calculs de Hartree - Fock et les déterminations expérimentales par rayons X muoniques et expériences de diffusion.

The production and investigation of nuclear pore filter

R. Vartanian, Atomic Energy Org. of Iran, P.O.Box 11365-8485
Tehran, Iran.

In this study work has been carried out towards the production of nuclear pore filter of precise μm dimensions, using UNILAC heavy ion accelerator at GSI, Darmstadt (Germany). The best material for this investigation was found to be Cellulose Nitrate CA 80-15 (Kodak), which was irradiated with ^{132}Xe and ^{238}U with ion energies of 14.00 MeV/nucl and 17.17 MeV/nucl respectively. Other detectors such as Makrofol KG and ^{238}U were also irradiated with ^{208}Pb and ^{235}U and Kimfol with ^{238}U and ^{132}Xe . The time duration for etching have been selected differently according to the required pore diameter. The obtained pore diameters were from 1.80 to 4.32 μm respectively.

THEORETISCHE PHYSIK

CORRELATION LENGTHS AT ZERO TEMPERATURE IN ONE DIMENSION

Jean-Jacques Loeffel, Institut de Physique théorique
 Université, Dorigny, CH-1015 Lausanne, Switzerland

Abstract. Based on the notion of "stochastic dependence degree between two σ -algebras", a precise definition of the correlation length ξ for a stationary Markov chain is given. It is then seen that $\exp(-1/\xi)$ is equal to the spectral radius of the difference between the stochastic matrix for the Markov chain and its "dominant projector". Finally, this result is applied to discuss the zero temperature limit of ξ for one-dimensional examples in classical statistical mechanics of equilibrium.

1. STOCHASTIC DEPENDENCE DEGREE

Definition 1: Let $(\Omega, \mathcal{F}, \mu)$ be a probability space (thus Ω is a set, \mathcal{F} a σ -algebra of subsets of Ω , μ a probability measure on \mathcal{F}). Let \mathcal{A} and \mathcal{B} be sub- σ -algebras of \mathcal{F} . The stochastic dependence degree between \mathcal{A} and \mathcal{B} , with respect to μ , is the greatest lower bound D of the set of those real numbers C such that

$$|E(fg) - E(f)E(g)| \leq C \cdot \Delta f \cdot \Delta g \quad (1)$$

for all bounded real valued random variables f and g , f being \mathcal{A} -measurable and g being \mathcal{B} -measurable (E denotes the expectation w.r.t. μ , and Δf is the non-negative real number such that

$$\Delta f^2 = E((f - E(f))^2);$$

Δg is defined in the same way).

I cannot make here an adequate comment on this definition, but I give the following rough indications:

a) From its definition, we can work out for D the formula

$$D = \sup |E((f - E(f))(g - E(g)))| \quad (2)$$

the sup being taken on all square integrable f and g with $\Delta f = \Delta g = 1$, f being \mathcal{A} -measurable and g being \mathcal{B} -measurable. Thus, from Schwarz inequality, we get

$$0 \leq D \leq 1.$$

b) If \mathcal{A} and \mathcal{B} are μ -stochastically independent, then the left hand side of (1) (which coincides with the right hand side of (2)) is always 0, and we have thus the extreme case where the stochastic dependence degree is 0 ("no dependence"); and conversely, $D = 0$ means that \mathcal{A} and \mathcal{B} are μ -independent.

2. CORRELATION LENGTH FOR A STATIONARY MARKOV CHAIN

Given a non-empty finite set S ("the set of states taken at a given site"), we take Ω as the set of the mappings $\omega: \mathbb{Z} \rightarrow S$ ("configurations", \mathbb{Z} being the "set of sites"). For $x \in \mathbb{Z}$, let \mathcal{A}_x be the σ -algebra of the subsets $\{\omega \mid \omega(x) \in A\}$ of Ω (A : a subset of S); \mathcal{F} will be the σ -algebra generated by the \mathcal{A}_y 's, $y \in \mathbb{Z}$. For brevity, I limit myself to probability measures on \mathcal{F} which are stationary (i.e. invariant under translations of \mathbb{Z}) and markovian. Given such a measure μ , $(\Omega, \mathcal{F}, \mu)$ is what is called here a stationary Markov chain. Now, for such a chain, let $D(x, y)$, $x \in \mathbb{Z}$, $y \in \mathbb{Z}$, be the stochastic dependence degree between \mathcal{A}_x and \mathcal{A}_y . Stationarity implies that $D(x, y)$ depends only on $|x-y|$. We use D to formulate the following

Definition 2: The correlation length ξ for $(\Omega, \mathcal{F}, \mu)$ is given by

$$\xi^{-1} = - \lim |x|^{-1} \ln D(0, x) \quad (3)$$

as $|x|$ tends to ∞ ($0 < \xi < \infty$).

The limit exists under mild conditions on μ . Assuming ξ positive and finite, we shall have for large positive integers n

$$D(0, n) = \exp(-(n/\xi) + o(n));$$

thus, if f and g are random variables, f depending only on $\omega(x)$, and g only on $\omega(y)$, $|x-y|=n$, we have, roughly,

$$|E(fg) - E(f)E(g)| \lesssim \Delta f \cdot \Delta g \cdot \exp(-n/\xi);$$

"distant sites are weakly correlated".

3. STOCHASTIC MATRIX AND STOCHASTIC DEPENDENCE DEGREE

Recall a few facts. For a stationary Markov chain $(\Omega, \mathcal{F}, \mu)$, for $x \in \mathbb{Z}$, $\rho \in S$, $\sigma \in S$, define $p(\sigma)$ as the probability for the event " $\omega(x)=\sigma$ "; and $M(\rho, \sigma)$ as the conditional probability for the event " $\omega(x+1)=\sigma$ ", given the event " $\omega(x)=\rho$ ". Stationarity implies that p and M do not depend on x , and also that

$$\sum_{\sigma \in S} p(\sigma) M(\rho, \sigma) = p(\sigma) \quad (4)$$

for $\sigma \in S$. Because of the assumed stationary and markovian properties, p and M characterize μ in a unique way. The square matrix M has non-negative elements, and satisfies for $\rho \in S$

$$\sum_{\sigma \in S} M(\rho, \sigma) = 1: \quad (5)$$

M is what is called a stochastic matrix.

From now on, assume for simplicity that our stochastic matrix has positive elements. Then the following becomes true. M has 1 in its spectrum, 1 is an eigenvalue of multiplicity 1, and if α is an eigenvalue with $|\alpha| < 1$, then $|\alpha| < 1$; further, see (4), p is the unique left eigenvector for the eigenvalue 1 of M

with $\sum p(\sigma) = 1$. Define now a square matrix P by $P(\sigma, \rho) = p(\rho)$; then

$$P^2 = P \quad \text{and} \quad MP = PM = P,$$

as quickly verified; we call P the dominant projector of M . The difference $R = M - P$ is the protagonist in Theorems 1 and 2.

Theorem 1. Let $(\Omega, \mathcal{F}, \mu)$ be a stationary Markov chain with positive M and difference R , as above, and let D be its stochastic dependence degree, see Sect. 2. Then, for $x \in \mathbb{Z}$, and with $\|\cdot\|$ being the norm usually put on the endomorphisms of $L^2(S, \mathcal{F}(S), \mu)$,

$$D(o, x) = \| R^{|x|} \| . \quad (6)$$

The proof is not difficult but it is too long to be given here.

4. STOCHASTIC MATRIX AND CORRELATION LENGTH

Theorem 2. Let $(\Omega, \mathcal{F}, \mu)$, M and R be as above. Then the correlation length ξ , see Def. 2, is given in terms of the supremum α of the absolute values of the eigenvalues of R by the formula

$$\exp(-1/\xi) = \alpha . \quad (7)$$

Remark: α is also the supremum of the absolute values of those eigenvalues of M which are different from 1 (exercise!).

I indicate the proof of Thm. 2: from (3) and (6), we deduce that the left hand side of (7) is equal to what is called the spectral radius of R , which in turn is equal to α .

5. ZERO TEMPERATURE CORRELATION LENGTH IN ONE DIMENSION

In the canonical Gibbsian frame of classical statistical mechanics of equilibrium, let us consider systems which can be viewed as made of subsystems attached to "sites" forming a one-dimensional array, each subsystems taking a finite number of "configurations" only, and the "energy" being formed of terms which do not "connect sites more distant than some finite length apart" (think of "thin" systems like Ising models on \mathbb{Z} with "nearest neighbor interactions", but also of "thick" systems like "coupled" double, triple, ... Ising chains).

Translation invariance being assumed, it is known that such a system can be described at equilibrium for a given "temperature" $1/\beta$ by a stationary Markov chain $(\Omega, \mathcal{F}, \mu)$, as set up in Sect. 2. To achieve that, it suffices to form "compound sites", so as to obtain a new but equivalent system, "thin" on \mathbb{Z} and with "nearest neighbor interactions" only. The set S , see Sect. 2, is then the set of "configurations" taken at such a "compound site". The new "energy" is made of modular terms given by a map-

ping $V: S \times S \rightarrow \mathbb{R}$; $V(\rho, \sigma)$ is the contribution to the "energy" when "configuration ρ is taken at compound site x , and configuration σ at compound site $x+1$ ", $x \in \mathbb{Z}$. The famous Kramers-Wannier transfer matrix T combines V and β in its definition as follows:

$$T(\rho, \sigma) = \exp(-\beta \cdot V(\rho, \sigma)) \quad (\rho \in S, \sigma \in S). \quad (8)$$

Having positive elements, T has a positive eigenvalue λ of multiplicity 1, with $\lambda > \gamma =$ the maximum of the absolute values of its other eigenvalues (Perron theorem!). We can prove the

Theorem 3. *There exists a non-singular matrix U such that*

$$\lambda \cdot M = U^{-1} T U,$$

M being the stochastic matrix for $(\Omega, \mathcal{F}, \mu)$, see Sect. 3.

As a corollary, we find that the correlation length ξ satisfies

$$\exp(-1/\xi) = \gamma/\lambda$$

(use Thm. 2 and the remark after it; notice that $\alpha = \gamma/\lambda$!).

We are now ready to study the limit η of ξ when β tends to $+\infty$ in (8) ("zero temperature" limit). Somewhat crudely:

Theorem 4. *For a "generic" V , η is either 0 or $+\infty$; $\eta = 0$ when the "minimum energy cycle" is of length 1; $\eta = +\infty$ when the "minimum energy cycle" is of length > 1 .*

More complete results will be published elsewhere. Here I only explain briefly the meaning of the words. A cycle of length m (m : a positive integer) is an injection $u: \{1, \dots, m\} \rightarrow S$ (regarded as totally ordered) with $u(l) < u(j)$ for $j > l$; remark that $m \leq n$, n : the number of elements in S . The energy of cycle u , given V , is defined as

$$e(u) = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m V(u(j), u(j+1))$$

(here, $u(m+1) = u(1)$). An interaction matrix V is said to be generic if there is a u such that $e(u) < e(v)$ for all other cycles v . This u is called a minimum energy cycle. The V 's that are generic form a dense open subset in the set \mathbb{R}^q , $q = n^2$, of all V 's. As to the proof of Thm. 4, it rests on the study of the characteristic polynomial of the transfer matrix T as $\beta \rightarrow +\infty$.

BIBLIOGRAPHICAL NOTE

The tools needed in this account belong to the simpler parts of probability theory and linear algebra; so, reference should be made to general textbooks on these matters. This will be done in a more explicit paper, which will also mention related work and develop a few examples.

Lausanne, August 12, 1985.

Generalized Construction Methods for Quasiperiodic PatternsJ. Rhyner, F. Gähler

Theoretische Physik, ETH-Hönggerberg, CH-8093 Zürich

There exist two main techniques for the construction of quasi-periodic tilings, the grid and the projection method. They were, up to now, mostly applied for the construction of 2-d Penrose tilings and 3-d icosahedral tilings. We present generalizations of both the grid and the projection method. These generalizations allow for the construction of a very large class of quasiperiodic tilings. The two (generalized) procedures are shown to be equivalent. This allows us to switch from one scheme to the other, depending on which is more appropriate for the question to be studied. Various applications are discussed.

Spintunnels in halbklassischer NäherungM. Enz, R. Schilling

Institut für Physik der Universität Basel, Klingelbergstr. 82, Basel

Das Tunneln eines magnetischen Ions in einem Kristallfeld und einem äusseren Magnetfeld wird in halbklassischer Näherung untersucht. Die Tunnelaufspaltung ΔE_0 des Grundzustandes wird als Funktion der Anisotropiekonstanten, des Magnetfeldes und der Spinquantenzahl s berechnet. Die Resultate zeigen auch das Versagen des Wegintegralformalismus mit kohärenten Zuständen für Spinsysteme.

Near-Field Effects and Scattered Intensities of Electromagnetic Waves from Random Rough SurfacesN. Garcia and E. Stoll

IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon, Switzerland

We present Monte-Carlo numerical calculations for the near-field and scattered diffuse intensities of p-polarized light incident on a random Gaussian correlated surface. We observe that the near field is dominated by two evanescent waves of momentum parallel to the surface Q_s and $\sim -Q_s$ that in turn produce oscillations in the near field. This seems to be in agreement with a theoretical diagrammatic expansion in the spatial disorder that included the so-called fan diagrams. Our calculations, within a resolution of 4° in the scattered angle, do not show a sharp peak predicted by that theoretical expansion.

Theorie des magnetischen Kapitza Effektes

K.Seiler und W.Baltensperger

Institut für theoretische Physik, ETH Zürich, CH-8093 Zürich

Der Wärmtransport zwischen dem paramagnetischen Salz CMN und ^3He zeigt ein anomales Verhalten im Temperaturbereich unter 6 mK. Es wird untersucht, inwiefern Oberflächenanregungen dabei eine Rolle spielen. Zu diesem Zweck wird die dynamische Spin-Suszeptibilität $\chi(\vec{q}, z, z', \omega)$ zu einem Heisenberg - Modell in einem Halbraum berechnet. Dabei bezeichnen \vec{q} , z, z' Fourierkomponenten parallel zur Oberfläche und z, z' Distanzen zur Oberfläche.

An Orthogonalized-Moments Method

E. Jurczek

Institut für Theoretische Physik, ETH Hönggerberg, 8093 Zürich

I propose a method to compute the local density of electronic states in substitutionally disordered systems. The method makes use of a particular form of the generalized-moments of Lambin and Gaspard. It leads to an exact derivation of orthogonalized moments which are simply related to the coefficients of the continued-fraction representation of the density of states. It is numerically stable and analytically equivalent to the recursion method of Haydock.

E. Jurczek, Phys.Rev. B32, No 6 (15. Sept. 1985)

A Local Charge-Density-Wave Instability in $\text{BaBi}_{1-x}\text{Pb}_x\text{O}_3$ caused by Strong Electron-Phonon Coupling

E. Jurczek and T.M. Rice

Institut für Theoretische Physik, ETH Hönggerberg, 8093 Zürich

We have examined the stability of $\text{BaBi}_{1-x}\text{Pb}_x\text{O}_3$ against a local CDW formation. In our model we used band-parameters from calculations of Mattheiss and Hamann and reasonable choices of the electron-phonon coupling constant. The local CDW is stable over a wide range of Pb composition and can explain the semiconducting behavior which destroys the high-temperature superconductivity. This alloy series reflects the general difficulties that occur if one wants to synthesize a high- T_c material, namely if the electron-phonon coupling exceeds an upper bound then the lattice itself becomes unstable.

A New Structure For the Intermediate State of the Ferromagnetic Superconductor ErRh_4B_4

P. Stampfli and T.M. Rice

theoretische Physik, ETH-Hönggerberg, 8093 Zürich

The rare earth compound ErRh_4B_4 is superconducting between 0.7K and 9K, below 0.7K it is a normal ferromagnet. In the intermediate region between 0.7K and 1.2K superconductivity, ferromagnetism and oscillating magnetization coexist. The usual crypto-ferromagnetic structure cannot have these properties. Based on a mean field model we propose an alternating vortex lattice structure which together with the easy plane magnetic anisotropy of ErRh_4B_4 seems to have the properties of the intermediate phase. The oscillating and ferromagnetic magnetization are perpendicular to each other and put together in a new way.

Bifurcation of waves from the uniform steady state and their stability

S.Thiesen and H.Thomas

Institut für Physik, Klingelbergstrasse 82, CH-4056 Basel

For a general class of spatially extended systems we find two types of solutions which bifurcate from the uniform steady state if the control parameter α exceeds a critical value α_c : Travelling waves, which have been studied previously /1/, and standing waves. The bifurcations are either for both classes supercritical, or for both classes subcritical. Using Floquet theory and Bloch theorem we calculate the linear stability of the bifurcating waves.

A simple example illustrates the general theory.

/1/ M.Büttiker and H.Thomas, Phys. Rev. A24, 2635 (1981)

Statistical Mechanics of Low Autocorrelation Binary Sequences

D. Baeriswyl and J. Bernasconi

Brown Boveri Research Center, CH-5405 Baden, Switzerland

Binary sequences with low off-peak autocorrelations play an important role in several communication engineering problems (synchronization, radar ranging, etc.). The problem of finding such sequences is equivalent to the problem of determining the low-energy configurations of a one-dimensional spin model with long-range 4-spin interactions. The statistical mechanics of this spin model is analyzed with a simulated annealing procedure, and within a certain ergodicity approximation. The results are consistent with the occurrence of an ergodicity-breaking phase transition at a finite temperature. The optimum autocorrelation merit factors found with the simulated annealing procedure are comparable with the best values known today, but still rather far from the conjectured "true" optimum.

Spontaneous curvature, compactification and chiral fermionsP. Minkowski

Institut für Theoretische Physik - Universität Bern - 3012 Bern

The severe restrictions which chiral fermions impose on the field content of a theory in which Newton's constant is generated by or related to spontaneous curvature in space-time dimensions beyond four are discussed. As solutions to the constraints imposed by chirality and the absence of anomalies the ten-dimensional superstring theories are sketched and an alternative approach outlined.

Transition Rates and Eigenvalues of the Fokker-Planck Operator

D. Ryter, Hasler AG, Research Labs, 3000 Bern 14

The transition rate in noisy systems with a periodic array of stable states is given by the lowest nonzero eigenvalue of the Fokker-Planck operator (taken modulo two periods), if the higher eigenvalues are separated by a gap. This condition assures the "hopping regime" and admits much stronger noise than the methods of Kramers and Schuss. The numerical effort amounts to evaluating the eigenvalues of a matrix.

Typical applications are the massive Brownian particle in a periodic force field, and bit-error analysis in digital communication systems.

Bericht über die Herbsttagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft, Biel, 3. + 4. Oktober 1985	88
<i>Physik der kondensierten Materie</i>	
<i>KOND I: Materialien – Positronen-Spektroskopie</i>	
Piechotka, M., Kaldis, E.: Massenspektrometrische Untersuchung der Verdampfung von dotierten und nichtstöchiometrischen α -HgI ₂ -Kristallen für -Detektoren	93
Karpinski, J., Kaldis, E.: A new autoclave (3 kbar, 1600°C) with pure atmosphere, for the P-T-X phase diagrams and crystal growth of re-hydrides and nitrides	97
Perry, A.J., and Schlapbach, L.: An XPS study of Hafnium Nitride films	101
Bezinge, A., Braun, H.F., Muller, J., and Yvon, K.: Borures de fer et de terres rares $R_{1+\epsilon}Fe_4B_4(\epsilon=0.1)$ avec des sous-structures de fer et de terres rares incommensurables	101
Brunner, J., Cartier, E., und Heinrich, F.: Feldinduzierte Kurzzeiteffekte beim Positroniumzerfall in Polymeren	101
<i>KOND II: Optische Eigenschaften – Magnetismus</i>	
Wang, H.Y., Schoenes, J., and Kaldis, E.: Magneto-optical polar Kerr effect of EuO	102
Harbecke, G., Kobel, W., Kiess, H., and Tosatti, E.: Spectroscopic Evidence for Polarons in Poly(3-methylthiophene)	106
Huber, E., Baltzer, N., Kambli, U., von Allmen, M.: Ein Polarisations-Modulations-Ellipsometer (PME)	106
Schlapbach, L., Burger, J.P., Thiry, P., Bonnet, J., Petroff, Y.: Temperaturabhängigkeit der Photoemission von Cer-Hydrid	106
<i>KOND III: Poster</i>	
Leuenberger, B., Güdel, H.U., Fischer, P.: Spontaneous magnetic order induced by an intra-triplet mode in the dimerized singlet ground-state system Cs ₃ Cr ₂ I ₉	107
Colla, E., Kind, R., Arend, H., Gramlich, V., Petter, W.: Structural phase transitions in the systems d- and h-(TMA) ₂ ZnCl _{4-x} Br _x	107
<i>KOND IV: Oberflächen – Grenzflächen</i>	
Muralt, P., and Pohl, D.W.: Scanning tunneling potentiometry	108
Nicholls, J.M., and Reihl, B.: Inverse photoemission study of graphite	108
Burtscher, H., Müller, U., Schmidt-Ott, A.: Adsorption von Sauerstoff an kleinen Silberteilchen	108
Vanini, F., Aebi, P., Erbudak, M., Stucki, F.: Oberflächenreaktion von Zirkonium mit Sauerstoff	109
Stucki, F., Erbudak, M., and Kostorz, G.: AES- und FELS-Untersuchungen von festem und flüssigem Aluminium	109
Aebi, P., Erbudak, M., Kostorz, G., Stucki, F., Vanini, F.: Feinstruktur der Elektronenenergieverluste (Elektronen-EXAFS)	109
Josten, G., Lüthy, W., Jost, D., und Weber, H.P.: Laser-unterstützte Deponie von Aluminium . .	110
Baumberger, M., Rieder K.H., und Stocker, W.: Selektiver Übergang von Wasserstoff von spezifischen Chemisorptionsplätzen auf Pd(110) ins Innere: Resultate der thermischen Desorptionsspektroskopie	110
<i>KOND V: Legierungen – Einlagerungsverbindungen</i>	
Schlögl, R., Geiser, V., Oelhafen, P., Güntherodt, H.-J.: Vergleichende elektronenspektroskopische Untersuchung von Donor- und Akzeptor-Graphiteinlagerungsverbindungen (GEV) . .	111
Kostorz, G.: Neutronen und Synchrotronstrahlung – ein Vergleich der experimentellen Möglichkeiten in der Defektforschung	111
Reinhard, L., Müller, P.P., Kostorz, G., Schärli, M.: Diffuse Neutronenstreuung an nahgeordnetem α -Messing	111
Klaiber, F., Schönfeld, B., und Kostorz, G.: Nahordnung in einer Ni-9.5 at.% AL-Legierung . .	112
Klaiber, F., Zaune, U., Cerri, A., Kostorz, G., Schönfeld, B., McIntyre, G.: Ordnung und mechanische Eigenschaften von Ni-19.4 at.% Cr	112
Cerri, A., Jensen, J.D., Kjems, J., Kostorz, G., Schmelczer, R., und Wright, A.F.: Neutronenkleinwinkelstreuung an Ni-Ti-Einkristallen	112
Schwander, P., Arita, M., Cerri, A., Kostorz, G., Veyssiére, P., Yoshida, H.: Transmissions-elektronenmikroskopie an Nickellegierungen	113
<i>KOND VI: Supraleitung – Fermiflüssigkeiten</i>	
Moser, M., und Wachter, P.: Punkt-Kontakt-Spektroskopie (PKS) angewandt auf die "Heavy-Fermion" Verbindung UPt ₃	114
Leemann, Ch., Lerch, Ph., Racine, G.-A., Strupler, A., and Martinoli, P.: Dynamic conductance of a two-dimensional array of Josephson junctions	117
Leemann, Ch., Lerch, Ph., and Martinoli, P.: Periodic flux dependence of the dynamic conductance of a two-dimensional array of Josephson junctions	117
Gros, C., Seiler, K., Rice, T.M., Ueda, K., und Vollhardt, D.: Der Übergang vom Fermi- zum klassischen Verhalten bei ³ He im Fast-Lokalisierten-Modell	117

*Angewandte Physik und andere Domänen**ANDO I: Laser, Quantenelektronik*

Hodel, W., Zysset, B., Weber, H.P.: Compression of 1.06 μm Nd:YAG laser pulses with the fiber-grating pair technique	118
Beaud, P., Zysset, B., Weber, H.P.: 1.3 μm Subpikosekunden Farbstofflaser gepumpt mit komprimierten Nd:YAG Laserpulsen	118
Balmer, J.E., Roschger, E.W.: Regenerativer Nd:Glaslaser-Verstärker für hohe Pulsleistungen	118
<i>ANDO II:</i>	
Briguet, V., Pirani, P., und Lukosz, W.: Optische Bistabilität und Selbst-Pulsationen mit ZnS Wellenleitern	119
Acklin, B., und Lukosz, W.: Optische Selbst-Pulsationen	119
Briguet, V., und Lukosz, W.: Licht-induzierte Desorption: Ein neuer Mechanismus für optische Bistabilität in der integrierten Optik	119
<i>ANDO III: Verschiedenes</i>	
Hübler, A., Lüscher, E.: Konservative Strukturen	120
Klotz, K., Hübler, A., Lüscher, E.: Über die Beschreibung räumlich-chaotischer Strukturen . .	124
Feuerecker, G., Hübler, A., Lüscher, E.: Experimentelle Beschreibung dendritischer Strukturen zäher Fluide	128
<i>ANDO IV:</i>	
Wachinger, Ch., Hübler, A., Reiser, G., Lüscher, E.: Chaotische Schwingungen im Lennard-Jones-artigen Potential	132
Heintze, M., Schmid, P.E., Lévy, F.: Composition et structure de l'interface Si/TiSi	136
<i>ANDO V: Halbleiter, dünne Schichten</i>	
Glick, M., Reinhart, F.K., Weimann, G., Schlapp, W.: Modification of the electro-optic effect near the band gap in a GaAs/AlGaAs multiquantum well heterostructure	137
Faist, J., Ganière, J.-D., et Reinhart, F.-K.: Fabrication de réseaux holographiques submicrons (0,14 μm) sur du GaAs	141
Tuncel, E., Reinhart, F.-K., Faist, J.: Grating coupled optical waveguides by Molecular Beam Epitaxy	145
Ganière, J.D., Tuncel, E., Reinhart, F.K.: Caractérisation par microscopie électronique (SEM, TEM) de structures AlGaAs/GaAs	149
Stettler, J.C., Weiss, P., Moret, J.M., Luginbuehl, H.: Two dimensional IC process simulation including local oxidation	149
Thuillard, M., von Allmen, M.: Laser-produced cermet-like thin film structures	149
<i>ANDO VI: Optik, Spektroskopie</i>	
Stalder, M., Lüthy, W., und Weber, H.P.: Bestimmung der Vibrationskonstanten bei Thallium-iodid	150
Schneider, J., und Ricka, J.: Photomultiplier-Nachpulse bei Photonen-Korrelations-Experimenten	150
Reber, B., Mätzler, C.: Volumenstreuung gefrorenen Schnees im Mikrowellenbereich (Rayleigh-Streuung)	150
<i>ANDO VII: Plasmaphysik</i>	
Yasseen, F., and Vaclavik, J.: Wave-induced transport in magnetized plasma	151
Sauter, O., Gruber, R., and Turnbull, A.D.: Stability of bean shaped plasmas using ERATO . .	151
Semenzato, S., Gruber, R., Iacono, I., Troyon, F., and Zehrfeld, H.P.: Poloidal asymmetry of the density profile associated with a flow in a Tokamak	151
<i>ANDO VIII: Physikalische Chemie, Medizin</i>	
André, L., Born, E.J., Mini, R., und Poretti, G.: Charakteristika von Elektronenbeschleunigern	152
Tiefenthaler, K., Heuberger, K., Lukosz, W., Seifert, M., und Mosbach, K.: Integriert optisches Differentialrefraktometer zur Detektion von Enzym-Aktivitäten	156
Poretti, G.G.: NMR in der medizinischen Diagnostik	156
<i>ANDO IX + X: Laser, Quantenelektronik</i>	
Voit, E., Gienal, I., und Günter, P.: Räumliche Lichtmodulatoren mit photorefraktiven KNbO_3 -Kristallen	157
Walther, C., Staub, R., und Günter, P.: Photoinduzierte TE-TM Modenkonversion in Ti:LiNbO_3 -Wellenleitern	157
Baumert, J.-C., Hoffnagle, J.: Methode zur Berechnung der Dispersion und Lichtfeldverteilung von geführten Moden in planaren und zweidimensionalen optischen Wellenleitern	157
Baumert, J.-C., Walther, C., Buchmann, P., Melchior, H., und Günter, P.: Elektrooptisch induzierte Wellenleiter in KNbO_3	158
Baumert, J.-C., Jundt, D., Kroupa, J., und Günter, P.: Optische Summenfrequenzerzeugung durch nichtlinear optische (NLO) Wechselwirkung in KNbO_3	158
Sanctuary, R., Funari, O.M., Steiner, P., und Günter, P.: Optische und elektrooptische Eigenschaften von Rb_2ZnCl_4 in der inkommensurablen und ferroelektrischen Phase	158

Sanctuary, R., Jundt, D., Baumert, J.C., und Günter, P.: Nichtlinear optische Eigenschaften von Rb_2ZnCl_4 in der incommensurablen und ferroelektrischen Phase	159
Zhu, Y., Brezina, B., and Günter, P.: Optical and electro-optical properties of lithium thallium tartrate monohydrate	159
<i>ANDO XI: Halbleiter, dünne Schichten</i>	
Sanjinés, R., Heintze, M., Grisel, A., et Lévy, F.: Caractérisation de films minces de IrO_2 déposés par pulvérisation cathodique	160
Zogg, H., Hüppi, M., Maier, P., Knobel, R.: Charakterisierung von MBE-(Ca,Ba)F ₂ Schichten auf Si mittels Rutherford Backscattering Spektroskopie (RBS)	164
Zogg, H., Norton, P.: Epitaktische IV-VI-Schmalbandhalbleiter-Schichten auf Si für IR-Sensor-systeme	168
Bichsel, R., et Lévy, F.: Pulvérisation cathodique magnétron de couches minces de MoS_2 et $MoSe_2$ et étude de leurs propriétés physiques spécifiques	172
Zehringer, R., Oehafen, P., Schlägl, R., und Güntherodt, H.-J.: Photoemission an Thiophen-filmen auf Molybdän-, Silber- und Graphitsubstraten	172
<i>ANDO XII: Raumforschung, Kosmologie</i>	
Muheim, J.T.: Zwei grossräumige Symmetrien im universalen Bauplan	176
Muheim, J.T.: Kosmologische Bedeutung des optischen Spektrums des Wasserstoff-Atoms	177
Hiltbrand, E., Briguët, A.: Phase contrast in magnetic resonance imaging	181
Weber, R., Lädrach, P., Balmer, J.E.: Thomson-Parabel-Ionenspektrometer mit Flugzeit-Analyse	184
Meier, A., Altwegg, K., Balsiger, H., Bühler, F., Rettenmund, U., Schwenn, R.: Eichresultate vom GIOTTO "High Intensity Spectrometer" (HIS)	184
Rettenmund, U., Altwegg, K., Balsiger, H., Bühler, F., Meier, A., Goldstein, R.: Charakteristische Daten des GIOTTO "High Energy Range Spectrometer" (HERS)	184
<i>Kern- und Teilchenphysik</i>	
<i>KETE I:</i>	
Grieder, P.K.F.: The DUMAND Project: High energy astrophysics with DUMAND	185
Kersch, A., Kraus, N.: Der seltene Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^- \bar{\nu}_e \bar{\mu}$	185
Jourdan, J., Baumgartner, M., Burzynski, S., Egelhof, P., Klein, A., Pickar, M.A., Plattner, G.R., Ramsay, W.D., Roser, H.W., Sick, I., Torre, J.: P- \bar{D} Radiative Capture and the 3He D-State	185
Bay, A., Joseph, C., Loude, J.F., Perroud, J.P., Schöri, O., Rüegger, D., Steiner, D., Tran, M.T.: Measurement of the pion radiative decay	186
Anderhub, H., Fehlmann, J., Lü, X., Pohl, M., Ren, D., Spiess, B., Viertel, G., Zehnder, L.: Studien einer neuartigen Driftkammer mit Hilfe eines UV-Lasers	186
Goudsmit, P.F.A., de Chambrier, G., Giovanetti, K.L., Jeckelmann, B., Leisi, H.J., and Rüetschi, A.: Anomaly in pion absorption	186
<i>KETE II:</i>	
Borer, K., Hänni, H., Hahn, B., Hugentobler, E., Mani, P., Moning, R., Schacher, J., und Stocker, F.: W, Z und jet-Produktion am $\bar{p}p$ -"collider" des CERN, beobachtet im UA2-Detektor	187
Antille, J., Baumann, S., Bernasconi, A., Berney, J.C., Breedon, R.E., Camilleri, L., Cool, R.L., Cox, P.T., Dick, L., Dukes, E.C., Gabioud, B., Gaille, F., Jeanneret, J.-B., Joseph, C., Kubischta, W., Loude, J.-F., Overseth, O.E., Perroud, J.-P., Rusack, R.W., Snow, G.R., Steiner, D., Tran, M.-T., Vacchi, A., Valenti, G., and von Dardel, G.: Preliminary Results on inclusive π^0 spectrum in $\bar{p}p$ collision at $\sqrt{s}=24.3$ GeV from UA6 experiment	187
Jacot-Guillarmod, P.: Radiative hyperon decays	187
Germond, J.-F., Bovet, E., Egger, J.-P., Blanpied, G.S., Mishra, C.S., Preedom, B.M.: Analyse en diffraction de la diffusion élastique pion - ^{40}Ar	188
Vartanian, R.: The production and investigation of nuclear pore filter	188
<i>Theoretische Physik</i>	
<i>THEO I:</i>	
Loeffel, J.-J.: Correlation lengths at zero temperature in one dimension	189
Rhyner, J., Gähler, F.: Generalized construction methods for quasiperiodic patterns	193
Enz, M., Schilling, R.: Spintunnels in halbklassischer Näherung	193
Garcia, N., and Stoll, E.: Near-field effects and scattered intensities of electromagnetic waves from random rough surfaces	193
<i>THEO II:</i>	
Seiler, K., und Baltensperger, W.: Theorie des magnetischen Kapitza Effektes	194
Jurczek, E.: An orthogonalized-moments method	194
Jurczek, E., and Rice, T.M.: A local Charge-Density-Wave instability in $BaBi_{1-x}Pb_xO_3$ caused by strong electron-phonon coupling	194

Stampfli, P., and Rice, T.M.: A new structure for the intermediate state of the ferromagnetic superconductor ErRh_4B_4	195
<i>THEO III:</i>	
Thiesen, S., and Thomas, H.: Bifurcation of waves from the uniform steady state and their stability	195
Baeriswyl, D., and Bernasconi, J.: Statistical mechanics of low autocorrelation binary sequences	195
Minkowski, P.: Spontaneous curvature, compactification and chiral fermions	196
Ryter, D.: Transition rates and eigenvalues of the Fokker-Planck operator	196