

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 60 (1987)  
**Heft:** 5-6

**Vereinsnachrichten:** Bericht über die Frühjahrstagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft an der Universität Zürich-Irchel vom 18.-20. März 1987

**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:** 14.01.2026

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

BERICHT UEBER DIE FRUEHJAHRSTAGUNG DER SCHWEIZERISCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT AN DER UNIVERSITAET ZUERICH-IRCHEL  
VOM 18. - 20. MAERZ 1987

I. Administrativer Teil

Vorstand der SPG

Prof. S. Steinemann	Präsident
Prof. W. Kündig	Vizepräsident
Prof. J.L. Martin	Sekretär
Dr. H. Hänni	Kassier
Prof. Y. Baer	Kondensierte Materie
Dr. D. Ryter	Theoretische Physik
Dr. M. Siegrist	Angewandte Physik
Prof. L. Schaller	Teilchen-, Astro- + Kernphysik
Prof. R. Dändliker	Wissenschaftspolitik
Dr. Th.H. Schucan	Helvetica Physica Acta
Prof. I. Zschokke	IUPAP

Rechnungsrevisoren:

PD Dr. J. Schacher  
PD Dr. J. Gasser

Stellenvermittlung der SPG  
Prof. Dr. Fritz K. Kneubühl  
Labor f. Quantenelektronik  
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:

Société Suisse de Physique  
Institut de Physique Expérimentale  
Université de Lausanne  
CH-1015 Lausanne-Dorigny

Tel. 021/46 23 23 / 24

Neue Mitglieder (seit dem 12. September 1986)

CLIN Martial, DUBEY Philippe-André, DEKAVALLA Elektra,  
ELSENHANS Olivier, FRIEDLI Daniel, GYSEL Hermann, KUBLI  
Rudolf, LUTHIER Roland, MARTIN Denis, OSPELT Manfred,  
PIGNOLET Alain, PIXLEY Ralph, PRASAD Kshem, PY Marcel,  
SCHLATTER Peter, SINGY Dominique, STIERLIN Roland, VALLAT  
André, VUARIDEL Bertrand, VUILLEUMIER Jean-Luc, WALKER Eric,  
WALTER H. Christian, ZWEIG Adrian

Die Adressen können beim Sekretariat verlangt werden.

Damit zählt unsere Gesellschaft zurzeit 1280 Einzelmitglieder, 8 Gesellschaften und 14 Bibliotheken als Kollektivmitglieder.

Die Generalversammlung fand am 19. März 1987 in Zürich statt.

Protokoll

Anwesend: 22 Personen

1. Protokoll der Generalversammlung vom 9. Oktober 1986 in Bern

Das Protokoll wird ohne Einwände genehmigt.

2. Mitteilungen des Vorstandes

Nichts Besonderes.

3. Jahresrechnung 1986 und Revisorenbericht. Budget 1987.

Der Kassier präsentiert die Jahresrechnung 1986, die laut Bericht des Präsidenten von den Revisoren gutgeheissen wurde. Sie schliesst infolge der Anschaffung eines eigenen IBM PC-XT und einer Kopiermaschine mit einem Ausgabenüberschuss von ca. Fr. 15'000.-, was ungefähr dem Kaufpreis dieser Geräte entspricht. Für das Jahr 1987 ist erneut ein Ausgabenüberschuss von einigen tausend Franken zu erwarten, bedingt vor allem durch die internationale Frühjahrstagung 1987 in Zürich. Der Kassier votiert deshalb für die Beibehaltung der Autorenbeiträge von Fr. 50.-, die bisher für die Abstracts der Tagungsbeiträge erhoben wurden, und die unsere Druckkosten für das Programmheft mittragen helfen. Längerfristig hofft der Kassier, durch vermehrte (fachbezogene) Werbung (es wurden zahlreiche Firmen diesbezüglich angegeschrieben, und es bestehen Kontakte zu einer in der Schweiz vertretenen deutschen Werbeagentur) sowie durch Gewinnung neuer Mitglieder das Budget ausgeglichen gestalten zu können. Es wäre schade, wenn unsere Gesellschaft aus finanziellen Gründen auf das Durchführen der sehr erfolgreichen internationalen Tagungen, die jeweils bedeutende Mehrkosten verursachen, verzichten müsste.

Die Jahresrechnung 1986 und das Budget werden von der GV einstimmig genehmigt.

4. Mitteilungen der Fachgruppen

- TASK

Der Fachpräsident Prof. Schaller benutzt die Gelegenheit, den deutschen und österreichischen Kollegen für ihre kompetente und effiziente Hilfe mit 225 Vorträgen in TASK zu danken. Solche gemeinsame Tagungen sind sehr erfolgreich und sollten ab und zu wiederholt werden.

- KOND

Was die Entdeckung einer neuen Art von Supra-Leitung anbetrifft, beantragt Prof. Y. Baer die Einladung von zwei Autoren auf diesem Gebiet für die nächste Tagung.

- ANDO

Dr. M. Siegrist gibt bekannt, dass für die Herbsttagung ein Symposium über "Physics and Computing" vorgesehen ist. Eine Orientierung erfolgt zur gegebenen Zeit.

- THEO

An dieser gemeinsamen Tagung gab es lebhafte Theorie-Diskussionen. Es wäre zu begrüßen, wenn auch zukünftig mehr SPG-Theoretiker mitmachen würden, damit die Gruppe nicht "unterkritisch" wird.

## 5. Kommissionspräsidenten

Wissenschaftspolitik: Die Hauptaktivität dieser Kommission war auf den Katalog 85 ausgerichtet, der mit etwas Verspätung herausgekommen ist. Zur Ausführung dieses Werkes ist zu bemerken, dass in 5 Jahren die Herausgabe des nächsten Katalogs mit etwas verändertem Konzept vorzusehen ist. Es sollen alle Interessenten erfasst und ein entsprechendes Adressenverzeichnis erstellt werden.

HPA: Die Zeitschrift ist zur Zeit in guter finanzieller Verfassung. Es müssen aber grosse Anstrengungen zur Erhöhung des wissenschaftlichen Profils unternommen werden:

Das Redaktions-Komitee prüft die Möglichkeit einer Schwerpunktsbildung im Gebiet der mathematischen Physik. Die Realisierung eines solchen Vorschlages soll nach Abschluss der Studien den Mitgliedern zur Beschlussfassung unterbreitet werden. Zur Entscheidungsfindung werden alle konkreten Vorschläge, die an Dr. Th. Schucan oder andere Redaktionsmitglieder gerichtet werden, mit einbezogen. Die Wichtigkeit, dass sich die SPG-Mitglieder über diesen Punkt Gedanken machen, wird hervorgehoben.

EPS-Letters: Prof. S. Steinemann berichtet, dass es bei den EPS-Letters gut vorwärts geht: die Seitenzahl wird dieses Jahr erhöht. Die Abonnentenzahlen wachsen etwas langsamer als erwartet. Das Ziel, ab 1989 nicht mehr vom Kapital zu leben, scheint nicht erreicht werden zu können. Das von der SPG eingebrachte Reservekapital möchte die EPS in ein normales Betriebskapital umwandeln. Zur Diskussion steht nun, ob dieses Kapital in ein sogenanntes Teilhaberkapital umgewandelt werden soll, das der SPG bei einem Gewinn eine Beteiligung zusichern würde.

## 6. Panel-Diskussion

Die Panel-Diskussion über zukünftige Grossprojekte in der Physik wird zur Zeit parallel in 7 Gruppen geführt:

Teilchenphysik, Neutronenquellen, Synchrotronstrahlung, IRRMA, Computing and Physics, Teilchen- Astrophysik und GaAs-Physik.

### Weiteres Vorgehen:



15.4.1987

Der Präsident: Der Sekretär: Der Kassier:  
P. Minkowski P. Grieder H. Hänni

## II. Wissenschaftlicher Teil

Zusammen mit der Deutschen Physikalischen und der Oesterreichischen Physikalischen Gesellschaft wurden folgende wissenschaftliche Veranstaltungen durchgeführt:

<u>Teilchen-, Astro-, Kernphysik (TASK):</u>	213 Beiträge
2 Plenarvorträge, 15 Hauptvorträge (inkl. 2 Sondervorträge über die Supernova 1987A)	
<u>Physik der Kondensierten Materie (KOND):</u>	43 Beiträge 2 Posters
<u>Angewandte Physik und andere Domänen (ANDO):</u>	30 Beiträge
<u>Theoretische Physik (THEO):</u>	6 Beiträge

## III. Berichte der Subpanels:

Neutronenstreuung, Synchrotronstrahlung,  
IRRMA, Teilchenphysik



## TEILCHEN-, ASTRO- UND KERNPHYSIK

## Kalorimetrie

Teilchenidentifikation mit dem Flüssig-Argon-Kalorimeterdes CELLO Detektors

CELLO-Kollaboration. J. AHME, M. FEINDT, J. HARJES, J.H. PETERS  
Universität Hamburg

Das Flüssig-Argon-Blei-Kalorimeter des CELLO Detektors am Speicherring PETRA ist in 16 Module für den Barrel-Bereich und jeweils 2 Module in den Endcap-Bereichen unterteilt. Jedes Barrel Modul wird von 588 ADC's ausgelesen, die es erlauben, Schauer sowohl in der Tiefe als auch in ihrer Breite zu analysieren. Eindeutig und vom Kalorimeter unabhängig identifizierte Muonen werden dazu benutzt, für deren typische Schauerentwicklung drei Ähnlichkeits-Parameter zu eichen. Mit Hilfe dieser Eichparameter soll versucht werden, unbekannte geladene Teilchen zu identifizieren.

Test eines Flüssig-Argon-Kalorimeters der H1-Kollaboration

H. GREIF (Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München)

Es werden Ergebnisse von dem Test eines Flüssig-Argon-Kalorimeters mit Blei und Kupfer als Absorbermaterial präsentiert. Untersucht wurde die Energieauflösung für Elektronen und Hadronen im Energiebereich von 5 - 230 GeV. Fluktuationen in der Energiedeposition aufgrund der elektromagnetischen Komponente des hadronischen Schauers werden durch Methoden einer Energiewichtung berücksichtigt. Die daraus resultierende Verbesserung der Energieauflösung wird im Bereich von 10 - 230 GeV diskutiert.

Test eines Flüssig-Argon-Kalorimeters mit e und  $\pi$  in einem Energiebereich von 1 GeV bis 230 GeV.

H1-Collaboration; Vortragender: J. MARKS (Desy)

Im Hinblick auf den Bau des Flüssig-Argon-Kalorimeters des geplanten H1-Experimentes für HERA wurden Testmessungen mit einem Pb-LAr/Cu-LAr Kalorimeter sowohl mit Elektronen am DESY als auch mit Hadronen am CERN durchgeführt. Der elektromagnetische Teil des Kalorimeters bestehend aus 1.8 mm dicken Blei-Platten mit 3 mm Flüssig-Argon liefert eine Energieauflösung  $\frac{\sigma}{E}$  von 10 %/ $\sqrt{E}$ . Das Hadronkalorimeter besteht aus einem Cu-Teil von  $6 \lambda$  mit 5 mm dicken Absorberplatten und einem Fe-Teil von  $3 \lambda$  mit 25 mm dicken Absorberplatten. Die Energieauflösung für Hadronen wird mit Hilfe der Weighting-Technik verbessert. Die Ergebnisse für Pionen und Jets werden verglichen. Die  $\frac{e}{\pi}$  und  $\frac{e}{u}$  Verhältnisse werden diskutiert.

Messungen der Energieauflösung eines  $\text{BaF}_2$ -Kalorimeters mit WLS-Photodiodenauslese für Photonen im Energiebereich zwischen 60 und 150 MeV

J. GIEHL, D. HAUFF, M. HENNEBERG (Max-Planck-Institut für Chemie, Abt. Kernphysik, Mainz); E. LORENZ, G. MAGERAS (Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, Werner-Heisenberg-Institut für Physik, München), H. VOGEL (Carnegie Mellon University, Pittsburgh, USA)

Die Energie- und Zeitauflösung eines segmentierten  $\text{BaF}_2$ -Kalorimeters mit WLS-Photodiodenauslese wurde mit Photonen bestimmt. Die Messungen zwischen 60 und 150 MeV wurden mit getaggten Photonen am Mainzer Elektronenmikrotron durchgeführt. Es wurden Energieauflösungen von  $\sigma/E \sim 6-9\%$  beobachtet. Die experimentellen Werte werden mit Monte Carlo-Rechnungen verglichen und der Einfluß des Diodenrauschens und der Schauerleckverluste diskutiert.

Neue Methoden zur Lichtsammlung in einem  $4\pi$ -BGO Kalorimeter

G. Czapek, A. Federspiel, A. Flückiger, D. Frei, B. Hahn, C. Hug, E. Hugentobler, W. Krebs, J. Lauber, U. Moser, E. Ramseyer, H. Scheidiger, P. Schlatter, G. Stucki Laboratorium für Hochenergiephysik, Universität Bern

R. Abela, D. Renker, E. Steiner  
Schweizerisches Institut für Nuklearforschung, Villigen

Am Beispiel des BERN-SIN BGO-Kalorimeters wird gezeigt, wie das Licht vom Scintillator im Innern eines Kalorimeters gesammelt werden kann, ohne Verwendung von Lichtleitern, welche die Funktion des Kalorimeters beeinträchtigen.

Eichung eines BGO-Kalorimeters aus 132 Einzelzellen

G. Czapek, A. Federspiel, A. Flückiger, D. Frei, B. Hahn, C. Hug, E. Hugentobler, W. Krebs, J. Lauber, U. Moser, E. Ramseyer, H. Scheidiger, F. Schlatter, G. Stucki Laboratorium für Hochenergiephysik, Universität Bern

R. Abela, D. Renker, E. Steiner  
Schweizerisches Institut für Nuklearforschung, Villigen

Das BERN-SIN BGO-Kalorimeter aus 132 Einzelzellen in  $4\pi$  Geometrie ist das erste seiner Art. Die Relativeichung des Kalorimeters wurde mittels kosmischer Münzen, die Absoluteichung mittels der  $\pi^0$ -Linie aus dem  $\pi^-$ -Strahlungseinfang im Target-Szintillator gemacht. Es werden die Energieauflösung und die Stabilität des Kalorimeters besprochen.

Das BGO Kalorimeter des L3-Detektors

L3-KOLLABORATION, U. MICKE (I. Physik. Institut, RWTH Aachen)

Das elektromagnetische Kalorimeter des L3-Detektors am  $e^+e^-$  Speicherring LEP wird aus  $\sim 12000$  BGO ( $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ) Kristallen aufgebaut. Es wird über den Status des Projektes berichtet.

PERFORMANCE OF A PROTOTYPE MONITORING SYSTEM  
FOR THE BGO CALORIMETER OF THE L3 DETECTOR AT LEP

J. OSSMANN, P. Extermann, R. Mermod, G. Morand, W. Ruckstuhl, T. Schaad  
Dept. Phys. Nucl. et Corp., 24 Quai E. Ansermet, 1211 Genève 4 Suisse

We have developed a monitoring system based on xenon flash lamps and optical fibers. It was tested on a prototype electromagnetic calorimeter consisting of a 100 BGO crystals. The stability of our system was measured to be well below 1% during a period of 16 days.

Energy Resolution of CsI(Tl) Scintillation Counters with Photodiode-  
Readout

C. BIELER, S. KRÜGER, V. STOCK, U. STROHBUSCH (I. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg)

We have built a matrix of nine CsI(Tl)-crystals. The dimension of each crystal is  $3 \times 3 \times 30 \text{ cm}^3$ . Linearity and energy resolution of the device were tested with electrons of incident energies between 0.7 and 6.0 GeV at the DESY test beam. The results are compared with EGS Monte-Carlo calculations.

Studies of Radiation Damage Effects on Cs(Tl)-Crystals

R. BECKMANN, S. KRÜGER, C. PEGEL, V. STOCK, U. STROHBUSCH (I. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg)

We will report on radiation damage effects in CsI(Tl)-crystals ( $3 \times 3 \times 30 \text{ cm}^3$ ). Crystals were irradiated at the storage ring DORIS (integrated dose 150 rad) and more gradually (up to 30 rad) using  $\gamma$ -sources. The influence on energy resolution and light yield is investigated. In particular the effect on spectral response is being studied by means of a spectral photometer.

Performance of a lead-scintillator hadronic calorimeter

E.ROS (Universidad Autonoma de Madrid)

An attempt was made to optimise the hadronic energy resolution of a lead scintillator calorimeter. The response to muons, electrons and hadrons was measured in the energy range between 3 and 75 GeV. The hadronic energy resolution at 10 GeV was 15 %, compared to about 20 % for previous lead calorimeters.

Testmessungen an einem Uran-Hadron-Kalorimeter Prototypen mit Pionen, Elektronen und Myonen bis 20 GeV/c

L3- Kollaboration, L. NIEBEN (I. Physik.Inst. RWTH Aachen)

Ein Prototyp der Endkappen des L3 Hadron Kalorimeters, das mit Proportional Kammern ausgerüstet ist, wurde im CERN Teilchenstrahlen mit Energien bis zu 20 GeV/c ausgesetzt. Wir diskutieren die Linearität und Energieauflösung des Uran-Gas Sampling Kalorimeters als Funktion der Samplingdicke sowie die Ortsauflösung aufgrund des Stereowinkels zwischen den Kammerlagen. An Beispielen lateraler und longitudinaler Schauerprofile werden wir Leakage-Einflüsse auf Linearität und Energieauflösung darstellen.

Einsatz von Si-Detektoren im ZEUS Hadron-Kalorimeter

J. TENGELER (II. Institut für Experimentalphysik der Univ.Hamburg)

Für das ZEUS Hadron-Kalorimeter ist es geplant, Ebenen von großflächigen Si-Detektoren zur Elektronenidentifizierung einzusetzen. Es wurde eine Detektorebene von 5 cm x 5 cm Fläche mit Ausleseelektronik gebaut und die Hadron-Elektrontrennung zwischen 3 und 9 GeV bei Detektorpositionen nach 2 bis 8 Strahlungslängen untersucht. Neben der Beschreibung des Versuchsaufbaus werden die gemessene Hadron-Elektrontrennung und Ortsauflösung für Schauer angegeben.

KALORIMETRISCHE EIGENSCHAFTEN DES FREJUS-PROTON-ZERFALLSDETEKTOR"

W. Kohrs (AOPSW-Collaboration, Uni Wuppertal)

Der Fréjusdetektor ist ein hochauflösendes Kalorimeter für Hadronen, Photonen und Elektronen im Energiebereich  $> 100$  MeV. Mit einem Testdetektor wurden Eichmessungen mit Pionen, Elektronen und Protonen vorgenommen. Ergebnisse zum kalorimetrischen Signal, zum  $e/\pi$  Verhältnis und zur relativen Teilchentrennung werden vorgestellt.

Das Hadronkalorimeter des NA31-Experimentes zur Messung der Zerfälle neutraler Kaonen

CERN-Edinburgh-Mainz-Orsay-Pisa-Siegen Kollaboration

B. PANZER (Institut f. Physik, Universität Mainz)

Am Experiment NA31 am CERN zur Messung des CP-Parameters  $\epsilon'/\epsilon$  werden die Energien von Photonen und Pionen in einem kombinierten Detektor (Blei-Flüssigargon- und Eisen-Szintillator-Kalorimeter) gemessen. Kalibration und Überwachung des Hadronkalorimeters sowie erste Resultate zur Energieauflösung und Massenrekonstruktion der Kaonen werden vorgestellt.

Untersuchungen zur Nachweiswahrscheinlichkeit von Streamer-rohrkammern.

H. BERGSTEIN, W. BRAUNSCHWEIG, F.J. KIRSCHFINK (I. Physik. Institut, RWTH Aachen)

Die Nachweiswahrscheinlichkeit von verschiedenen Streamerrohrkammern wurde mit Hilfe der kosmischen Höhenstrahlung im Hinblick auf den Einsatz im H1 Detektor untersucht. Dazu wurden die Drähte der Kammern und Streifen, die außerhalb der Kammer parallel und senkrecht zum Draht angebracht waren, ausgelesen. Die Drahtsignale und die auf den Streifen induzierten Signale wurden in Abhängigkeit vom Durchgangsort des ionisierenden Teilchens untersucht. Auf die gleiche Art wurden die Signale von Pads verschiedener Größe analysiert.

Untersuchungen zur Stabilität von Streamer-Kammern.

H. Bergstein, W. Braunschweig, H. Genzel, F.-J. Kirschfink, J. Tutas, E. Vogel, S. Zitzen (I. Phys. Inst. RWTH Aachen)

Die Impulsspektren von Gasdetektoren im Streamermodus sind u.a. abhängig von Gaszusammensetzung, Gasdichte und Hochspannung. Diese Zusammenhänge wurden mit kosmischer Höhenstrahlung untersucht, sie zeigen nichtlinearen Charakter. Im Hinblick auf die Verwendung von Streamerkammern in Speicherringdetektoren wird diskutiert, wie gut sich die Veränderung einer Variablen (z.B. des Druckes) durch gezielte Variation der restlichen auffangen lässt.

### Testmessungen mit dem Streamerrohrkammersystem für den H1-Detektor

H1-Kollaboration, J. TUTAS (I. Physik. Institut, RWTH Aachen)

Den H1 Detektor am HERA Speicherring in Hamburg wird ein Eisenjoch zur Rückführung des magnetischen Flusses umgeben. Dieses Eisen wird mit Streamerrohrkammern instrumentiert sein.

Zum einen dienen diese Kammern dem Nachweis von Myonen, und zum anderen als "Tail-Catcher": Restenergie, die aus dem Flüssig-Argon-Kalorimeter heraustritt, wird mit dem System nachgewiesen.

Im Oktober und November 1986 wurden mit einem Testdetektor Messungen im CERN durchgeführt. Über den experimentellen Aufbau und Ergebnisse mit Myonen wird hier berichtet.

### Testmessungen mit dem Streamerrohrkammerkalorimeter für den H1 Detektor.

H1 - Kollaboration E. VOGEL (I. Physik. Institut, RWTH Aachen)

Beim für den HERA Speicherring bei DESY geplanten H1 Detektor ist das Rückflußjoch des Solenoidmagneten mit Streamerrohrkammern instrumentiert um die aus dem Flüssig-Argon-Kalorimeter austretende Restenergie zu messen. Ein Prototyp ( $1 \times 1 \text{ m}^2$  aktive Fläche, 7.5 cm Sampling, 4.3 totale Länge) wurde am SPS-Speicherring beim CERN mit Pionen zwischen 10 und 100 GeV getestet. Über die Ergebnisse wird berichtet.

### Untersuchung der Nachweiswahrscheinlichkeit von Proportionalkammern durch in Streamer Mode betriebene Driftkammern

P. BLÖMECKE, G. VELLO, W. WALLRAFF (I. Physikalisches Institut, RWTH Aachen)

In einem Höhenstrahl-test wird die Ortsabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit der Proportionalkammern des L3-Hadronkalorimeters untersucht. Um den Wirkungsgrad innerhalb eines  $1 \times 1 \text{ mm}^2$  Rasters zu messen, wurden Driftkammern aus rechteckigen  $20 \times 2.5 \text{ cm}^2$  Aluminium Profilen aufgebaut.

Die Kammern werden in Streamer Mode betrieben und ermöglichen eine Ortsauflösung von ca.  $300 \mu$ .

Es wird über die Konstruktion des Driftkammer-Systems sowie über die Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit der Proportionalkammern berichtet.

Untersuchungen über das Langzeitverhalten der L3-Hadron-kalorimeter Proportionalkammern

D. PANDOULAS, Y.J. PEI, W.WALLRAFF (I. Physik.Institut, RWTH Aachen)

Das L3-Hadronkalorimeter wird als Samplingkalorimeter mit 5mm dicken Uran-Platten zwischen Messingrohr-Proportionalkammern konstruiert. Aufgrund der Radioaktivität des Urans und der geplanten betriebsdauer des Detektors, wurden Alterungsuntersuchungen bei intensiver Bestrahlung durchgeführt, um die Lebensdauer der Kammern zu bestimmen. Hierbei wurden verschiedene Gasgemische getestet. Alterungseffekte, wie z.B. Rückgang des Signalpulses, Verschlechterung der Auflösung, steigender Dunkelstrom und Verkürzung des Arbeitsplateaus werden diskutiert.

Testergebnisse von einem Uran/Szintillator Sampling Test-Kalorimeter

U.BEHRENS, W.VOGEL, H.BRÜCKMANN (I.Inst.f.Exp.Physik, Univ. Hamburg) und ZEUS-Kollaboration (Test 35-Gruppe)

Ein Hadronen Sampling Testkalorimeter, bestehend aus 3 mm dicken abgereicherten Uranplatten und 2.5 mm Szintillatorplatten (SCSN 38 mit Auslese über K27-Wellenlängenschieber), wurde am CERN-PS Teststrahl untersucht und das Ansprechen auf Elektronen, Muonen und Hadronen im Energiebereich zwischen 3 und 9 GeV/c ausgemessen. Aufgrund der Unterteilung in 9 voneinander unabhängig auslesbare "Tower" konnte die transversale Verteilung der Schauerenergie studiert werden. Besonderes Interesse galt dem e/h-Verhältnis und der erzielbaren Energie-Auflösung. Experimentell bestätigt werden konnte ein e/h-Verhältnis von 1.06 und eine gemittelte Energieauflösung von  $\sigma/E = 33.5\%/\sqrt{E}$ .

Computersimulation von Teilchenkaskaden und ihre Anwendung in HadronSampling Kalorimetern,

B.ANDERS, (DESY Hamburg), U.BEHRENS, H.BRÜCKMANN (I.Inst.f. Experimentalphysik, Univ. Hamburg), P.CLOTH, D.FILGES, G.STERZENBACH (Inst. f. Reaktorentwicklung, KfA-Jülich)

Die verschiedenen Prozesse, die zum Signal in einem Hadronen Sampling Kalorimeter beitragen, werden diskutiert. Modellrechnungen zeigen eine starke Abhängigkeit der Signalbeiträge von der Art des Energietransportes, von der Wahl der Detektoren- und Absorbermaterialien und von der Geometrie. Die Computersimulationen werden mit einem neuen Programmsystem (HERMES) durchgeführt, welches verbesserte Versionen des HET-KFA und des MORSE-Codes, sowie das neu entwickelte Programm DYMO enthält. Voraussagen des e/h-Verhältnisses und sein Einfluß auf die Energieauflösung werden vorgestellt und mit Testergebnissen von der ZEUS-Kollaboration verglichen.

Energieauflösung und e/h-Verhältnis eines hadronischen Uran-Szintillatorkalorimeters, E.BERNARDI, (DESY, Hamburg)

Als Vorstudie für den ZEUS-Detektor wurden Messungen mit einem "Sampling"-Kalorimeter von  $60 \times 60 \text{ cm}^2$  Querschnitt und 7.5 Wechselwirkungslängen Tiefe, zusammengesetzt aus 3.2 mm Uranplatten und 3 mm Szintillatorplatten als Auslese, in einem Teststrahl im Impulsbereich von 10 - 100 GeV/c durchgeführt.

Es wird berichtet über die Energieauflösung von Hadronen ( $\sim 35\%/\sqrt{E}$  bei 10 GeV/c) und Elektronen sowie das Verhältnis der Ansprechverhalten von Hadronen und Elektronen.

Untersuchung und Optimierung experimenteller Einflüsse hinsichtlich des Auflösungsvermögens und des e/ $\pi$  Verhältnisses bei einem Uran/Szintillatorkalorimeter, J.KRÜGER (II.Inst.f.Exp.Phys., Universität Hamburg)

Ein Uran Hadronkalorimeter mit Szintillator- und Wellenlängenschieberauslese und einer Tiefe von ca. 7.5 Absorptionslängen wurde als Vorversuch für das ZEUS-Experiment in einem Hadronstrahl am CERN getestet.

Die Untersuchungen wurden in einem Energiebereich von 10 - 100 GeV durchgeführt. Dabei wurden insbesondere der Einfluß der Uniformität der Wellenlängenschieber, sowie der mechanischen Toleranzen und des inaktiven Materials auf das Auflösungsvermögen und das Elektron/Hadron Ansprechvermögen studiert.

Untersuchungen am Testkalorimeter mit Streamer Tube Auslese für den H1-Detektor

I. Phys. Inst. der RWTH Aachen - Institut für Physik der Universität Dortmund - INFN Roma Kollaboration S.BRINKMANN (Dortmund)

Mit einem Hadronkalorimeter mit Streamer Tube Auslese, das als Testmodul für den H1-Detektor dient, wurden Müonen und  $\pi$ -Mesonen mit Impulsen von 10 GeV bis 230 GeV nachgewiesen. Analogsignale wurden mit einer Pad-Auslese ausgekoppelt. Es wird über die Eichung, sowie die mit diesem Testdetektor erreichte Nachweiswahrscheinlichkeit und das erzielte Energieauflösungsvermögen berichtet.

Grundlagenuntersuchungen an Streamerkammern

F. BRINKER, P.H. HARTZ, K. RAUSCHNABEL, A. WALTHER (Inst. für Physik, Universität Dortmund)

Der von der H1-Kollaboration vorgeschlagene Detektor für den ep-Speicherring HERA weist den Anteil von hadronischen Schauern, der nicht in den Flüssig-Argon-Kalorimetern absorbiert wurde, mit Hilfe von Streamerkammern nach. Diese Kammern dienen ebenfalls dem Nachweis von Myonen. Über die Abhängigkeit des Streamermodes von folgenden Parametern wird berichtet Gasgemisch, Geometrie, Kathodenmaterial, Anodenradius, Druck. Außerdem werden die Ergebnisse von Alterungstests vorgestellt.

Szintillierendes Glas - ein Medium für elektromagnetischeSchauerzähler

U. BUCHNER, A. DRESCHER, J.P. DONKER, M. DVORAK, U. MATTHIESSEN, G. SCHWEDA, B. SPAAN, J. SPENGLER, D. WEGENER (Inst. für Physik, Universität Dortmund) W. SCHMIDT-PARZEFALL (DESY, Hamburg)

Ein neuartiges szintillierendes Glas HED-1 der Firma Schott (Mainz) wurde am Teststrahl 22/26 im DESY in einer Kalorimeter-Matrix im Energiebereich von 1 bis 6 GeV untersucht. Es werden Messungen hinsichtlich der Lichtausbeute, Energieauflösung und Ortsauflösung dargestellt und mit den Vorhersagen des Schauersimulationsprogramms EGS verglichen.

Elektronen-Hadronen-Separator mit Photodiodenauslese für das elektromagnetische Kalorimeter des Zeus-Detektors

A. BAMBERGER und Ch. MELZ (Fak.f.Physik d.Univ. Freiburg)

Der Hadronen-Elektronen-Separator basiert auf der fein-granulierten Auslese des Schauerdetektors nach wenigen Strahlungslängen. In einem elektromagnetischen Kalorimeter waren nach zwei und vier Strahlungslängen  $4 \times 4 \text{ cm}^2$  große Szintillatorplättchen montiert, die unter verschiedenen Bedingungen mit Photodioden ausgeleren wurden. Mit Teststrahlen von 5 GeV Elektronen und Pionen wurden die Rejektionsverhältnisse bei Minimalisierung des "nuclear counter" Effekts gemessen.

## Driftkammern

### **Messung der Signalladung und der Ladungsteilung an langen Zähldrähten mit dem DL300 Flash ADC System**

P.BOCK, J.ENGELFRIED, J.HEINTZE (Phys. Inst. Univ. Heidelberg)

Zur Pulsform-Digitalisierung von Driftkammer-Signalen wurde das Vielkanalauslesesystem DL300 entwickelt. Durch Messungen und Monte-Carlo-Rechnungen wurde untersucht, inwieweit verschiedene 100MHz, 6bit Flash ADC Typen mit nichtlinearer Kennlinie (SDA5010, TDC1029) in diesem System verwendet werden können und welche Effekte die Genauigkeit der Messung der z-Koordinate entlang des Zähldrahtes durch Ladungsteilung begrenzen. Über die Ergebnisse dieser Untersuchungen wird berichtet.

### **Die Flash-ADC Auslese der JADE Jet-Kammer**

E.ELSEN (Phys. Inst. Univ. Heidelberg)

Mit Hilfe von schnellen (100 MHz) Flash-ADCs lassen sich Driftkammersignale in ihrem detaillierten zeitlichen Verlauf aufzeichnen. Der Vorteil eines solchen Ausleseverfahrens liegt in der gegenüber analoger Signalbehandlung optimierten Zeitauflösung, wenn gleichzeitig eine Ladungsmessung durchgeführt wird. Die Eigenschaften des Auslesesystems der Jet-Kammer des JADE Experiments, in der 1536 Driftkammerdrähte mit Flash-ADCs ausgelesen werden, werden beschrieben und die erreichten Auflösungen diskutiert.

### **Parallelverarbeitung von Flash-ADC Daten für die JADE Jet-Kammer**

H.v.d.SCHMITT (Phys. Inst. Univ. Heidelberg)

Die Analyse von Driftkammersignalen mit einem parallel arbeitenden Multiprozessorsystem ist geeignet, den großen Datenfluß aus schnellen (100 MHz) Flash-ADCs in Echtzeit zu bewältigen. Ein Netzwerk von 34 M68k-Prozessoren in 3 VME-Crates wird benutzt, die 3072 Flash-ADC-Kanäle der JADE-Jetkammer bei PETRA zu verarbeiten. Die Anforderungen an dieses System werden mit denen an konventionellere Auslesesysteme verglichen und die gewählte Lösung insbesondere in Bezug auf Optimierung der Ausleesezeit diskutiert.

Elektronische Auslese des ALEPH-TPC Detektors bei LEP

R. RICHTER (Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, Werner-Heisenberg-Institut für Physik, München).

Die ALEPH-TPC für LEP besitzt 50 000 Kanäle und liefert pro Ereignis 25 Megabyte an Primärinformation. Wir geben eine Übersicht über folgende Aspekte des Systems:

- Digitalisierungssystem und Positionsmeßfehler
- Genauigkeit des automatischen Kalibrationssystems
- Automatische Reduktion der Rohdaten und mittlere Totzeit
- Produktionsfortschritt und erste Testergebnisse mit kosmischer Strahlung
- Kostenprofil des Kanalpreises.

Die Spurenkammer des ALEPH-Luminositätsmonitors und ihre Ausleseelektronik

K. STUPPERICH (Univ. Siegen)

Der Monitor, der die Kleinwinkel-Bhabha-Streuung registriert, besteht aus Spurenkammer und Kalorimeter. Die Spurenkammer enthält 2016 Driftröhrchen, die azimuthal zum Strahl orientiert sind. Die Driftzeit wird mit selbstentwickelter Elektronik aus TDC's ausgelesen und an das ALEPH-Datenerfassungssystem in FASTBUS übergeben.

Ein interaktives Graphik-Programm zur Darstellung der Ereignisse im Spurenkammersystem des ALEPH-Luminositätsmonitors.

R. STÜCHER (Univ. Siegen)

Das auf der Basis von GKS geschriebene Programm stellt die in den Spurenkammern gewonnene Information in Zentralperspektive (vom Wechselwirkungspunkt an gesehen) dar. Es erlaubt interaktive Modifikation von graphischen Parametern und Manipulation der Daten. Einzelne Schritte des Spurrekonstruktionsprogramms können ebenfalls interaktiv ausgeführt und ihre Ergebnisse graphisch dargestellt werden.

Spurrekonstruktion im ALEPH-Luminositätsmonitor

H. MEINHARD (Univ. Siegen)

Die registrierten Spuren haben so kleine Winkel gegen das Magnetfeld, daß sie als gerade gelten können. In Zentralperspektive (vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen) erscheinen sie als Punkt. Die Spurenkammer enthält neun Lagen in drei verschiedenen Orientierungen. Die Spurfindung beginnt getrennt in diesen Orientierungen (Zonensuche), bringt die Zonen zum Schnitt und endet mit einer  $\chi^2$ -Anpassung.

Ergebnisse eines Tests des Spurenkammersystems des ALEPH Luminositätsmonitors mit Elektronen und Müonen von 50 GeV

D. ARNOLD (Univ. Siegen)

Es wurden die Ortsauflösung und das Ansprechvermögen des Spurkammersystems gemessen. Dabei wurden die Teilchensorten und die Gasmischung im Detektor variiert.

Hochauflösender Vertexkammersektor

M. DEUTSCHMANN, U. GESSNER, P. HAWELKA, U. HERTEN, B. KRAUSE, S. MASSON, M. TONUTTI (III. Physikal. Institut, RWTH Aachen)

Ein Sektor von 1 m Länge mit 170 Zellen rotationssymmetrischen Feldes wurde mit einem Gasgemisch von  $\text{CO}_2/\text{iC}_4\text{H}_{10} = 80/20$  untersucht. Die Ortsdriftzeitbeziehung wurde extern und intern gemessen. Die Auflösungen inklusive Positionsungenauigkeiten des Signaldrahtes werden bei Drucken von 1 und 2 bar bestimmt.

Selbsttragende Nachweisstruktur aus Kunststoff für eine Time Expansion Chamber

D. DORSEL, M. GRÜNEWALD, U. HERTEN, G. NAU, M. SACHWITZ, M. TONUTTI (III. Physikal. Institut, RWTH Aachen)

Die Ortsauflösung einer TEC-Kammer, deren Nachweisstruktur ein Kunststoff- "Wellblech"-Element ist, wurde für ein  $\text{CO}_2/\text{iC}_4\text{H}_{10}$ -Gasgemisch bei Normaldruck untersucht.

Monte-Carlo-Untersuchungen und Spurerkennung für die H1-Jetkammer

F. Sefkow (II. Inst. f. Exp.Physik, Univ. Hamburg)

Bei den e - p - Kollisionen bei HERA ist die Messung geladener Spuren in Jets zur Rekonstruktion der Ereignistopologien notwendig. Für den Zentralbereich des H1-Detektors ist dazu eine Jetkammer mit lorentzwinkelkompensierender Zellgeometrie vorgesehen. Mit dem LUND-Programm wurden Jetereignisse erzeugt. Deren Messung mit dem Detektor wurde mit Monte-Carlo-Methoden simuliert. Zur Spurerkennung wurde ein einfaches Verfahren entwickelt. Aus dem Vergleich der Ergebnisse mit den ursprünglichen Monte-Carlo-Daten ergeben sich Impulsauflösung und Nachweiswahrscheinlichkeit.

Testmessungen mit Xenon-Gasmischungen in einer Driftzelle

E. BAGSCHIK\*\*\*, G. FRANKE\*, E. SCHENUIT\*, M. SCHULZ\*\* ,  
 P. STEFFEN\*, H.-J. WOLKE\*\*\*  
 (\* DESY, \*\* Universität Dortmund, \*\*\* Universität Hamburg)

Für die zentrale Spurerkennung im H1-Detektor am Speicherring HERA bei DESY ist eine Jetkammer mit geneigten Driftzellen im Bau. Mit geeigneten Gasen sollen im Magnetfeld bis 1.2 Tesla (i) eine  $r\phi$ -Auflösung von 100  $\mu\text{m}$ , (ii) eine z-Auflösung von 2.5 cm, (iii) eine Doppelspurauflösung von 3 mm und (iv) eine  $dE/dx$ -Auflösung von ca. 10 % erreicht werden. In einem Prototypen wurden Ar/Ethan (50/50) und Xe/Ethan (50/50 und 70/30) getestet; erste Ergebnisse werden vorgestellt.

Ergebnisse zur Kalibration der OPAL-Prototyp-Jetkammer mit UV-Laserstrahlen**OPAL-Kollaboration**H. Breuker, M. Hauschild, S. Schreiber, B. Wünsch (Phys. Inst. Bonn)

H. Boerner, R.D. Heuer (CERN)

Das Kalibrationssystem der OPAL-Prototyp-Jetkammer enthält zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit einen optischen Strahlteiler, der einen parallelen Laserdoppelstrahl erzeugt. Um Raumladungseffekte zu vermeiden, lassen sich beide Einzelstrahlen durch Drehung der Polarisationsebene mit Hilfe einer Pockelszelle extern umschalten. Die dadurch erreichte Genauigkeit der Driftgeschwindigkeitsmessung beträgt 0.1 % von Draht zu Draht.

In weiteren Messungen wurden die Drahtpositionen und die Geometrie der Drahtebene bestimmt. Der systematische Sagittafehler bei Teststrahlen am CERN-SPS ist nach den durch Laserdaten gewonnenen Korrekturen  $< 50 \mu\text{m}$ . Dies entspricht einem Impulsfehler  $dp/p < 0.066$  bei  $B = 4 \text{ kG}$  und  $p = 50 \text{ GeV}/c$ .

### Verwendung von Quarzfasern zum Transport von UV-Laserstrahlen zur Kalibration von Driftkammern

H.M. FISCHER, M. HAUSCHILD, S. SCHREIBER

(Physikalisches Institut der Universität Bonn)

Bisher ist es notwendig, UV-Laserstrahlen zur Kalibration von Driftkammern über ein kompliziertes System von Spiegeln zu führen. Ein Beispiel hierfür ist die Jetkammer des OPAL-Detektors. Es werden Untersuchungen vorgestellt, die Strahlführung mit Hilfe von Quarzfasern zu vereinfachen. Durch Kollimation und Fokussierung des aus der Quarzfaser austretenden Lichtes konnte in einer Testdriftkammer Ionisation erzeugt werden. Hohe Absorption im UV-Bereich und große numerische Apertur der Quarzfasern lassen jedoch nur einen eingeschränkten Einsatz zur Kalibration zu.

### **Elektronenanlagerung an O<sub>2</sub> in Driftkammergasen**

P.IGO-KEMENES, M.HUK (Phys. Inst. Univ. Heidelberg)

In Driftkammergasen können bereits geringe Sauerstoffkonzentrationen zu Elektronenverlusten führen. Für Elektronenenergien < 4.5 eV ist die nichtdissoziative Anlagerung für diesen Prozeß verantwortlich. Die Bildung stabiler O<sub>2</sub><sup>-</sup>-Ionen erfolgt durch einen Dreikörperstoß zwischen Elektron, O<sub>2</sub> und einem weiteren Molekül des Gases. Dieser Vorgang wird quantitativ durch Anlagerungskoeffizienten beschrieben, die Funktionen der Elektronenenergie sind und vom Driftkammergas abhängen. Zu deren Berechnung ist die Kenntnis des Ladungsabfalls mit der Driftstrecke und der Driftgeschwindigkeit erforderlich. Diese Größen werden mit einer Driftkammer mit 25 cm langem Driftraum gemessen. Die Anlagerungskoeffizienten sind für Ar/CH<sub>4</sub>/i-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>-Gasmischungen bestimmt worden. Der Einfluß von H<sub>2</sub>O und CH<sub>3</sub>OH wurde untersucht.

### Hochratendriftkammer für Röntgenstrahlen

L. BRABETZ, E. HELL, P. KUHN, A.H. WALENTA

(Universität-GH Siegen, FB Physik)

Für die noninvasive subtractive Angiographie wird ein Detektor mit hoher Ortsauflösung und der Fähigkeit, große Raten zu verarbeiten, benötigt. Eine Testdriftkammer mit 7 $\mu$  Anodendrähten, 500 $\mu$  Anodendrahtabstand, 2 mm Verstärkungsraum und 10 mm Driftraum lieferte bei einem Ar/CO<sub>2</sub> = 90/10 Gasgemisch für verschiedene Drücke bis 8 bar Raten bis 6·10<sup>6</sup> cps/(.5 mm)<sup>2</sup>. Mit einer speziellen Ausleseelektronik konnte eine Ortsauflösung mit fwhm<400 $\mu$ m erreicht werden. Die Messungen wurden mit einer 2 kW Röntgenröhre mit Mo Anode (17.4 keV) durchgeführt. Untersucht wurden die Ratenabhängigkeit der Gasverstärkung als Folge von Raumladungen sowie Verluste durch die Totzeit.

**Transversale Diffusion von Elektronen in Zählgasen****S. POLENZ, B. SCHMIDT** (Phys. Inst. Univ. Heidelberg)

Es wurde eine Apparatur entwickelt, welche die simultane Messung der Driftgeschwindigkeit und der longitudinalen und transversalen Diffusion von Elektronen in Zählgasmischungen mit großer Genauigkeit zuläßt. In einigen Gasen zeigt die transversale Diffusion erhebliche Abweichungen von der Maxwell-Boltzmann-Transporttheorie. Die Ergebnisse für Methan und diverse Methan-Edelgas-Mischungen werden vorgestellt und mögliche theoretische Erklärungen diskutiert.

**Untersuchungen zur Ortsauflösung von Driftkammern****P. BOCK, J. HEINTZE, T. KUNST** (Phys. Inst. Univ. Heidelberg)

Mit einem Computerprogramm, welches die Simulation von sehr vielen Driftkammerpulsen mit verhältnismäßig geringem Aufwand an Rechenzeit erlaubt, und über das bereits früher berichtet wurde, wurde untersucht, welche physikalischen Effekte die Ortsauflösung von Driftkammern begrenzen. Der Vorteil der Methode liegt darin, daß im Programm bestimmte Effekte, wie z.B. Fluktuationen der Gasverstärkung oder die transversale Diffusion gezielt variiert oder "abgeschaltet" werden können. Ein überraschendes Ergebnis ist der relativ große Einfluß der beiden genannten Effekte speziell bei großen Driftstrecken.

**Ortsauflösung einer Influenzdriftkammer (IDC)****M. Krämer, E. Roderburg, A.H. Walenta, G. Zech**  
(Universität-GH Siegen)

Es wird die Funktionsweise einer IDC beschrieben. Diese Kammer verbindet die Fähigkeit hohe Raten zu verarbeiten mit einer guten Ortsauflösung. Ihre Eignung für hohe Raten erhält die Kammer durch eine Anordnung von Anoden und Potentialdrähten in geringem Abstand zueinander. Die Ortsmessung wird durch die Auslese der auf den Potentialdrähten influenzierten Signale durchgeführt. Für Spuren parallel zu den Feldlinien wurde die Ortsauflösung mit  $22\mu\text{m}$  gemessen. Zusätzlich ergibt sich ein Beitrag, der vom Winkel der Spuren relativ zum elektrischen Feld abhängt und sich aus Fluktuationen der Primärionisation erklärt. Messungen zeigen, daß dieser Beitrag kleiner ist als  $6.4\mu\text{m}$  pro Grad.

Magnetfeldeffekte in der Influenzdriftkammer (IDC)E.RODERBURG W.SCHENK A.H.WALENTA G.ZECH

(Universität - GH Siegen, FB Physik)

Für das Hera Experiment ZEUS ist eine IDC als Vertex Detektor vorgeschlagen. Der Vertex Detektor befindet sich in einem Magnetfeld von 1.8 Tesla; dabei steht das Magnetfeld senkrecht auf dem elektrischen Feld der IDC. Das Magnetfeld beeinflußt die Driftwege der Elektronen und damit auch die Ortsauflösung der IDC. In der hier vorgestellten Messung wurde dieser Effekt untersucht; dabei befand sich die Kammer in einem variablen Magnetfeld und wurde mit Photonen einer gepulsten Röntgenröhre bestrahlt.

## Theorie

## FINITE QUANTUM FIELD THEORIES AND SUPERSYMMETRY

W. Lucha, Institut für Hochenergiephysik der Österreichischen Akademie der Wissenschaften, A-1050 WIEN, Austria

H. Neufeld, Institut für Theoretische Physik der Universität Wien, A-1090 WIEN, Austria

Abstract: We discuss the consequences of requiring finiteness for a general renormalizable quantum field theory.

### 1. Introduction

The most promising attempt to solve the longstanding problem of ultraviolet divergences in quantum field theories is based on supersymmetry, which offers the possibility to construct finite quantum field theories in four space-time dimensions. It has been shown [1] that  $N = 1$  supersymmetric theories are finite up to the two-loop level, provided gauge group  $G$ , matter representation  $R$  and the dimensionless couplings in the theory are related by the two finiteness conditions

$$3C_2(G) = T(R) , \quad c_{ikl}^* c_{jkl} = g^2 (T_a T_a)_{ij} . \quad (1)$$

Here,  $c_{ijk}$  is the coupling entering in the cubic part of the superpotential  $W$ ,  $W(\text{cubic}) = \frac{1}{3} c_{ijk} \Phi_i \Phi_j \Phi_k$  ( $\Phi_i$  denoting the chiral superfields), and  $g$  labels the gauge coupling constant. The group invariants are defined as usually,  $C_2(G)_{ab}^\delta := f_{acd} f_{bcd}$ ,  $T(R)_{ab}^\delta := \text{Tr}(T_a T_b)$ , where  $[T_a, T_b] = if_{abc} T_c$ .

Theories invariant under extended supersymmetry may even be finite to all orders of perturbation theory.  $N = 2$  supersymmetric theories turn out to be finite beyond one loop; cancelling the only possible one-loop divergence by an appropriate choice of the matter content yields a large sample of finite quantum field

theories [2]. In the case of the famous  $N = 4$  super-Yang-Mills theory the particle content needed for finiteness is automatically enforced by  $N = 4$  supersymmetry [3].

In view of the above observations, an analysis of the criteria for finiteness of the most general renormalizable quantum field theory has been performed [4,5].

## 2. Finiteness Conditions

A general gauge theory for real vector bosons  $v_\mu^a$ , two-component Weyl fermions  $\psi_i$ ,  $\bar{\psi}_i \equiv \psi_i^*$ , and real scalar bosons  $\phi_m$  is described by the Lagrangian

$$\begin{aligned} L = & -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} + i \bar{\psi} \bar{\sigma}^\mu D_\mu \psi + \frac{1}{2} (D_\mu \phi)^T D^\mu \phi - \\ & - \frac{1}{2} [\psi^T (m - h^m \phi_m) \psi + h.c.] - \frac{1}{2} \mu_{mn}^2 \phi_m \phi_n - \\ & - \frac{1}{3!} \eta_{mnp} \phi_m \phi_n \phi_p - \frac{1}{4!} \lambda_{mnpq} \phi_m \phi_n \phi_p \phi_q . \end{aligned} \quad (2)$$

The renormalization of an arbitrary gauge theory requires, in general, renormalizations of all fields as well as of all masses and coupling constants entering in the Lagrangian. In contrast to the renormalizations of the latter parameters, the wave function renormalizations are, however, gauge dependent. Moreover, in the calculation of S-matrix elements the divergences corresponding to wave function renormalizations would drop out anyway. Consequently, we define finiteness of a quantum field theory by the absence of all divergent contributions to the renormalizations of the parameters of the theory.

Furthermore, we are only interested in finiteness conditions relating solely dimensionless parameters. The renormalization constants for the dimensionless couplings in (2) are defined by

$$g_o = z_g g, \quad h_o = z_h h, \quad \lambda_o = z_\lambda \lambda . \quad (3)$$

We have considered the one-loop contributions to these renormali-

zation constants and the two-loop contribution  $\beta_g^{[2]}$  to the gauge beta function, calculated by dimensional regularization. This yields the finiteness conditions

$$\begin{aligned} (z_g - 1) \Big|_{\text{1-loop}} &= 0, & (z_h - 1)h \Big|_{\text{1-loop}} &= 0, \\ (z_\lambda - 1)\lambda \Big|_{\text{1-loop}} &= 0, & \beta_g^{[2]} &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

A further relation can be obtained from the quadratically divergent renormalization of the scalar boson mass  $\mu$ ,

$$\delta\mu^2 \Big|_{\Lambda^2} = 0, \quad (5)$$

where  $\Lambda$  is a momentum cut-off.

### 3. Results and Conclusions

From (4) one can deduce an important implication: vector bosons, fermions and scalars must be present in a non-trivial finite quantum field theory [4,5].

In their general form our finiteness conditions constitute a set of highly complicated non-linear equations for the couplings in (2). Consequently, we have studied a somewhat restricted class of theories, characterized by supersymmetric particle content, but arbitrary (not necessarily supersymmetric) couplings. In all cases considered, the finiteness conditions (4) and (5) unambiguously led to supersymmetric relations between the dimensionless coupling constants together with the constraints in (1) [4].

The authors of Ref. [5] have studied some special models based on the gauge group  $SU(2)$ . As their finiteness criterion they only used the conditions (4) derived from dimensional regularization. So, in addition to the supersymmetric solutions, they also obtained non-supersymmetric models which are one-loop finite within dimensional regularization. It can be shown [6] that the cancellation of quadratic divergences, Eq. (5), only occurs for the supersymmetric models.

Acknowledgement

One of us (H.N.) would like to thank for the hospitality at the University of Bielefeld, where a part of these investigations was performed with support from Bundesministerium für Forschung und Technologie, Bonn, Federal Republic of Germany.

References

- [1] D.R.T. Jones and L. Mezincescu, Phys. Lett. 136B, 242 (1984);  
138B, 293 (1984);  
P. West, Phys. Lett. 137B, 371 (1984);  
A. Parkes and P. West, Phys. Lett. 138B, 99 (1984).
- [2] P.S. Howe, K.S. Stelle and P.C. West, Phys. Lett. 124B, 55 (1983).
- [3] P.S. Howe, K.S. Stelle and P.K. Townsend, Nucl. Phys. B236, 125 (1984).
- [4] W. Lucha and H. Neufeld, Phys. Lett. 174B, 186 (1986);  
Phys. Rev. D34, 1089 (1986).
- [5] M. Böhm and A. Denner, Nucl. Phys. B282, 206 (1987).
- [6] W. Lucha, preprint of the Institut für Hochenergiephysik der Österreichischen Akademie der Wissenschaften, HEPHY-PUB 1/87 (1987).

## MONOPOLE-FERMION INTERACTION INCLUDING CORE EXCITATIONS

K. Isler, C. Schmid and C.A. Trugenberger, Institut für theoretische Physik, Eidgenössische Technische Hochschule, 8093 Zürich, Schweiz.

Abstract: The monopole-fermion interaction is considered in the SU(2)-Georgi-Glashow model with massless fermions. We reduce the model including core excitations to the  $J = 0$  sector. The semi-classical expansion is used to quantize fluctuations of the monopole solution. We introduce a collective coordinate for the dyonic (i.e. charged) excitations. We take matrix elements of the operator equations of motion in a state corresponding to an incoming quark and solve them to first order in  $e^2$  and  $E_f/M_{GUT}^2$  in the core region. We obtain a boundary condition for the fermionic current outside the core which is relevant for the Rubakov-Callan effect.

### 1. Introduction

The interaction of fermions with magnetic monopoles, which arise as solitons in spontaneously broken gauge theories, exhibits peculiar features. Because of the extra angular momentum in the electromagnetic field, a charged fermion can be in a  $J = 0$  state. It feels no centrifugal barrier and reaches the core, where it interacts with the nonabelian degrees of freedom. This leads to charge exchange scattering which is of crucial importance for the monopole catalyzed baryon decay in grand unified theories, i.e. the Rubakov-Callan effect. [1]

We explore the relevance of monopole core fluctuations, particularly charged (dyonic) excitations, to this reaction [2]. We work with massless fermions in the SU(2) Georgi-Glashow model reduced to  $J = 0$ . The classical solution, i.e. the 't Hooft-Polyakov

monopole [3], has a finite core radius  $r_c = 1/M$  with  $M$  the mass of the heavy gauge boson. We use the standard method of soliton quantization [4], expanding the fluctuations around the classical solution in  $\hbar$ . There are two kinds of excitations: the oscillating modes with energies of the order  $M$  and a collective isorotational mode, the dyonic core excitation.

We consider fermions of low energy  $E_f$ . In the core region, we calculate the space-time evolution of the expectation value of the current to first order in  $e^2$  and  $E_f \cdot r$ . This yields an effective boundary condition outside the core, where the fermions are essentially free (apart from electromagnetic forces). By matching the solution outside the core we obtain the space-time picture of the Rubakov-Callan process (see following talk).

## 2. The $J = 0$ reduction

We consider the  $SU(2)$  gauge theory with a Higgs isotriplet  $\Phi$  and isodoublets of massless fermions  $\Psi$ :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2} \text{tr} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \text{tr} D_\mu \Phi D^\mu \Phi - \frac{\lambda}{4} \left( \text{tr} \Phi^2 - \frac{M^2}{e^2} \right)^2 + i \bar{\Psi} \gamma^\mu (\partial_\mu + ie A_\mu) \Psi \quad (1)$$

$M$  is the mass of the resulting gauge field after spontaneous symmetry breakdown to  $U(1)$ . This symmetry breakdown can happen in a topologically nontrivial way leading to electromagnetic monopoles. We restrict ourselves to spherically symmetric configurations in the one-monopole sector through the ansatz [5]

$$\begin{aligned} A^{ai} &= \epsilon^{aij} \hat{r}^j \left( \frac{1}{e} - \phi_1(r, t) \right) + (\delta^{ai} - \hat{r}^a \hat{r}^i) \frac{\phi_2(r, t)}{r} + \hat{r}^a \hat{r}^i \alpha^r(r, t) \\ A^{ao} &= \hat{r}^a \alpha^o(r, t) \quad \Phi^a = \frac{\eta(r, t)}{r} \hat{r}^a \end{aligned} \quad (2)$$

Under spherically symmetric gauge-transformations around the  $\Phi^a$  direction in isospin space  $\eta$  is invariant,  $a^\mu (\mu = 0, r)$  transforms like a  $U(1)$  gauge field and  $\phi = \phi_1 + i\phi_2$  like a charged scalar.

The fermions are reduced to  $J = 0$  by the Jackiw-Rebbi [6] formalism. The two helicities  $h = \pm 1$  (= chirality for  $m = 0$ ) appear as two flavours in the reduced theory. The 2-dimensional

spinor  $\chi^h$  transforms under the above  $U(1)$  like  $(\chi^h)' = e^{-ieq\theta} \chi^h$  where  $q = -\frac{h}{2} \bar{\gamma}^5$ . Note that the 2-dimensional  $\bar{\gamma}^5$  does not refer to chirality but to in- or outgoing states.

The fermionic non-abelian current is in 2-dimensional language:

$$\begin{aligned} J^{ia} &= \bar{\Psi} \gamma^i \frac{\tau^a}{2} \Psi = \epsilon^{iaj} \hat{r}^j \frac{J_1}{r^2} + (\delta^{ia} - \hat{r}^i \hat{r}^a) \frac{J_2}{r^2} + \hat{r}^i \hat{r}^a \frac{j^r}{r^2} \\ J^a &= \bar{\Psi} \gamma^a \frac{\tau^a}{2} \Psi = \hat{r}^a \frac{j^r}{r^2} \end{aligned} \quad (3)$$

with

$$J_1 = \sum_h \bar{\chi}^h \frac{h-5}{2} \chi^h \quad J_2 = - \sum_h \frac{h}{2} \bar{\chi}^h \chi^h$$

where  $J = J_1 + iJ_2$  is a charged scalar density, and the electric current is

$$j^\mu = \sum_h \bar{\chi}^h \gamma^\mu q \chi^h$$

The Lagrangian (1) reduces to an effective 1 + 1 dimensional Lagrangian of an abelian theory including a charged and a neutral scalar and fermion doublets.

$$\begin{aligned} \frac{L}{4\pi} &= -\frac{1}{4} f_{\mu\nu} f^{\mu\nu} + (D_\mu \phi)^+ (D^\mu \phi) - \frac{e^2}{2r^2} \left( \frac{1}{e^2} - \phi^+ \phi \right)^2 \\ &+ \frac{1}{2} \partial_\mu \eta \partial^\mu \eta - \frac{e^2}{r^2} \phi^+ \phi \eta^2 - \frac{\lambda}{4r^2} \left( \eta^2 - \frac{M^2 r^2}{e^2} \right)^2 \\ &+ \sum_h \bar{\chi}^h (i\gamma^\mu - e\phi q) \chi^h + \frac{e}{r} (\phi^+ J + \phi J^+) \end{aligned} \quad (4)$$

in obvious 2-dimensional language.

This model has the classical solution

$$\phi(r) = \frac{K(r)}{e}, \quad \eta(r) = \frac{H(r)}{e}, \quad a_\mu = \chi^h = 0 \quad (5)$$

where the functions  $K$  and  $H$  are obtained by numerical integration.

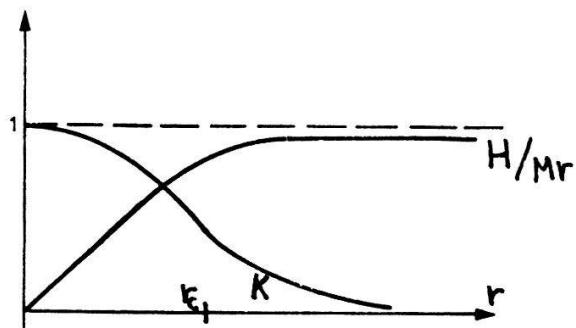


Fig. 1: The core functions of the 't Hooft-Polyakov monopole.

### 3. Fluctuations around the monopole

The soliton quantization method [4] is based on the semi-classical expansion of the fluctuations around the classical solution in  $\hbar$ . Because the Lagrangian has the scaling property  $\mathcal{L}(\Phi; e) = e^{-2} \mathcal{L}(e\Phi; 1)$  this corresponds to an expansion in the coupling constant  $e$ . The classical solution ( $\hbar \rightarrow 0$ ) is of  $O(e^{-1})$ . To  $O(e^0)$  the fluctuations obey the linear small oscillation equations.

One special mode arises because (5) is not invariant under the  $U(1)$ -symmetry of the Lagrangian. In the Coulomb gauge ( $a_r = 0$ ) we still can globally rotate the solution and it minimizes the action as well. There is a direction of fluctuations with zero energy and the small oscillation equations have a zero-mode. The way out is to introduce a collective coordinate  $\alpha(t)$ :

$$\phi(r, t) = e^{-ie\alpha(t)} \left( \frac{K(r)}{e} + \phi_{\text{fluct}}(r, t) \right), \quad \phi_{\text{fluct}}(0, t) = 0 \quad (6)$$

The boundary condition guarantees a unique decomposition and finiteness of the Lagrangian. The momentum conjugate to  $\alpha$  generates the bosonic  $U(1)$ -transformation and is therefore the total bosonic charge. Being conjugate to an angular variable  $\alpha \in [0, 2\pi/e]$  it is quantized in integer steps of  $e$ . The zero-mode is thus eliminated from the small oscillation modes. Their spectrum consists of a continuum starting at  $M$  with some possible bound-states with energies of  $O(M)$  (see also [7]). These modes have to be interpreted as heavy gauge particles.

The equation of motion for  $\alpha$  expresses the conservation of

the total electric charge. To  $0(e^0)$ ,  $\partial_0 \alpha$  is constant. By inverting Gauss' law

$$\partial_r r^2 \partial_r \alpha_0 = 2K^2 (\alpha_0 - \partial_0 \alpha) , \quad \alpha_0(\infty, t) = 0 \quad (7)$$

we obtain the solution

$$\alpha_0(r, t) = \partial_0 \alpha \left( 1 - \frac{J(r)}{Vr} \right) \xrightarrow{(r \rightarrow \infty)} \frac{\partial_0 \alpha}{Vr} \quad (8)$$

where  $J(r)$  is the function of the Julia-Zee dyon [8]. The quantum dyon with charge  $0(e)$  appears as an isorotational excitation.

The small oscillation equation for the fermions is

$$(\not{D} + \frac{K}{r} \not{V} e^{2ie\alpha q}) \chi^h = 0 \quad (9)$$

It has been solved by Marciano and Muzinich [9] in the Prasad-Sommerfield limit ( $M_H \rightarrow 0$ ) [10] where one has explicit expressions for the core functions. The solution describes charge exchange scattering with 100% probability. We note that the factor  $e^{2ie\alpha q}$  persists even in the limit  $e \rightarrow 0$  and guarantees isospin conservation. The fermions transfer their charge to the monopole. We solve (9) for low energy  $E_f$  fermions and general core function  $K$  to first order in  $(E_f \cdot r)$  in the core region and obtain useful estimates of the order of magnitude of fermionic bilinears.

#### 4. Low energy core dynamics to first order in $e^2$

To first order in  $e$ , the bosonic equations of motion are no more linear. They have the generic structure:

$$\square \phi + V(r) \phi = e \not{J}_F + e \phi_i \phi_j \quad (10)$$

Besides the fermionic source term there are some bosonic bilinears. To obtain information about the response of the core to fermionic pulses, we take matrix elements of the equations in a state corresponding to an incoming fermion. The bosonic source term contains

to 0(e) only 0(e<sup>0</sup>) operators. But these are creation and annihilation operators acting on the bosonic vacuum. Therefore the bosonic bilinears are zero for  $i \neq j$  and time independent for  $i = j$ . They drop out of the Fourier-transformed equations for  $\omega \neq 0$ . If we take into account the order of magnitude of the fermionic source term in the core region, we can show that Gauss' law has still the form (7) to first order in  $\omega r$ .

The last step is to calculate the corrections to the fermionic electric current. First we use the continuity of the current following from the Dirac equation:

$$\partial_\mu j^\mu = -\frac{2K}{r} J_2^{(\alpha)} - \frac{2e\phi_1}{r} J_2^{(\alpha)} + \frac{2e\phi_2}{r} J_1^{(\alpha)} \quad (11)$$

The first term on the right hand side describes the charge exchange with the monopole core and the other two terms describe the interaction of the fermions with the heavy charged bosons, which we will neglect outside the core. Since  $j_5^\mu = 2\epsilon^{\mu\nu} j_\nu$  (5 refers to chirality), the continuity equation for  $j_5^\mu$  is sufficient to determine  $j^\mu$ . The chiral current satisfies the anomaly equation:  $\partial_\mu j_5^\mu = e^2/4\pi^2 \vec{E}^\alpha \cdot \vec{B}^\alpha$ . Projected onto  $J = 0$  and to first order in  $e^2$  and  $\omega r$  it is in the core region:

$$\partial_0 j^r + \partial_r j^0 = \frac{N_D}{8\pi^2} e \partial_r \left\{ (K^2 - 1)(a_0 - \partial_0 \alpha) \right\} \quad (12)$$

including an arbitrary number  $N_D$  of doublets. These two equations can be combined and integrated from 0 to a boundary region  $r_b$  with  $r_c \ll r_b \ll 1/\omega$ . We obtain a boundary condition for the Fourier-transformed current:

$$\left. \frac{\partial_r \tilde{j}^r}{\tilde{j}^r} \right|_{r_b} = v^2 V, \quad v^2 = \frac{N_D e^2}{8\pi^2} \quad (13)$$

This boundary condition represents the integrated core dynamics to first order in  $e^2$  and  $\omega/M$ . By matching the solution for the currents outside the core, we obtain the space-time picture of the Rubakov-Callan process (see following talk).

References

- [1] V. Rubakov, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 33 (1981) 658  
[JETP Lett. 33 (1981) 644]; Nucl. Phys. B203 (1982) 311;  
C.G. Callan, Phys. Rev. D25 (1982) 2141; D26 (1982) 2058;  
Nucl. Phys. B212 (1983) 391.
- [2] K. Isler, C. Schmid and C.A. Trugenberger, ETH Zürich pre-  
print, in preparation; C.A. Trugenberger, following talk.
- [3] G. 't Hooft, Nucl. Phys. B79 (1974) 276; A.M. Polyakov,  
Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 20 (1974) 430 [JETP Lett. 22  
(1974) 194].
- [4] N. Christ and T.D. Lee, Phys. Rev. D12 (1975) 1606;  
E. Tomboulis and G. Woo, Nucl. Phys. B107 (1976) 221;  
P. Hasenfratz and D. Ross, Nucl. Phys. B108 (1976) 462;  
A. Abouelsaood, Nucl. Phys. B226 (1983) 309.
- [5] E. Witten, Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 121; P. Forgacs and  
N.S. Manton, Commun. Math. Phys. 72 (1980) 15; C.S. Lam  
and T.-M. Yan, Phys. Rev. D31 (1985) 3221.
- [6] R. Jackiw and C. Rebbi, Phys. Rev. D13 (1976) 3398.
- [7] H. Sonoda, Phys. Lett. 143B (1984) 142.
- [8] B. Julia and A. Zee, Phys. Rev. D11 (1975) 2227.
- [9] W.J. Marciano and I.J. Muzinich, Phys. Rev. Lett. 50 (1983)  
1035; Phys. Rev. D28 (1983) 973.
- [10] M.K. Prasad and C.M. Sommerfield, Phys. Rev. Lett. 35 (1975)  
760.

BARYON NUMBER VIOLATION IN THE FERMION  
MONOPOLE INTERACTION

K. Isler, C. Schmid and C.A. Trugenberger, Institut für  
theoretische Physik, Eidgenössische Technische Hochschule,  
8093 ZUERICH, Switzerland

**Abstract:** We analyze the contribution of the dyonic core excitation of the magnetic monopole to the Rubakov-Callan effect and show that it plays an important role in anomalous fermion pair creation.

1. Introduction

Rubakov and Callan [1] predicted that magnetic monopoles in grand unified theories (GUT) catalyze proton decay with rates of the order of the unitarity limit. They considered the interaction of the  $J = 0$  partial wave of massless fermions with the 't Hooft Polyakov [2]  $SU(2)$  monopole (which is then embedded in a GUT).

The mechanism of the catalysis reaction is tied to the following two crucial facts. First, a  $J = 0$  fermion in the background of the monopole must necessarily make charge-exchange (baryon number exchange in a GUT) since its radial spin is proportional to its charge (due to the extra angular momentum in the electromagnetic field) and since helicity is conserved ( $g = 2$ ) [3]. The second fact is the chiral anomaly, which states that the divergence of the chiral current is  $\sim e^2 \vec{E} \cdot \vec{B}$ . Anomalous pair creation in the background of the magnetic field of the monopole [4] leads to helicity breaking (with charge conservation) and to the catalysis reaction. Rubakov and Callan made the important assumption that dyonic core excitation are frozen for fermion energies much smaller than the dyon excitation energy  $e^2 M$  ( $M$  is the GUT scale). The only source

of anomalous pair creation would then be the electric field of the fermions. We show that in the charge-exchange scattering of the fermions the electric charge is transferred to the dyonic core excitation, which decays exponentially via the chiral anomaly into a fermion pair. Anomalous pair creation via the dyonic electric field is the dominant process if  $e^2 \ln M/\mu \ll 1$ , where  $\mu$  is the mass scale of the fermions. In a realistic SU(5) model the contribution of the dyonic core excitation to the Rubakov-Callan effect is about 50%.

## 2. The dynamics of low-energy fermions outside the core

We consider the interaction of  $J = 0$ , massless isodoublet fermions with the monopole and its spherically symmetric excitations. We integrate the core dynamics to yield an effective boundary condition for the  $J = 0$  fermionic current outside the core and the  $1/r$  tail of the dyonic electric potential. To first order in  $v^2 = N_D e^2 / 8\pi^2$  ( $N_D$  = number of fermion doublets) and  $E_f/M$  the effective boundary condition depends only on the dyonic core excitation [5].

$$\frac{\partial \tilde{j}^r}{\tilde{j}^r} (r_b) = v^2 V$$

$$V = \lim_{r \rightarrow \infty} J(r)/r \approx J(r_b)/r_b = 0(M) \quad (1)$$

$J(r)$  is the Julia-Zee function and  $\sim$  denotes Fourier transformation in time. The dynamics of low energy fermions ( $E_f \ll M$ ) outside the core decouples from the core excitations. It is governed by a system of equations consisting of the continuity equation, the anomaly equation and Ampère's law [6]. Because of the relation  $j_5^\mu = 2 \epsilon^{\mu\nu} j_\nu$ , valid for the  $J = 0$  fermionic currents, this is sufficient to determine the matrix elements of the currents  $j^\mu$  and  $j_5^\mu$  ( $\mu = 0, r$ ). Imposing the effective boundary condition we take account of the interaction with the dyonic core excitation. The solution for  $\tilde{j}^r$  is a linear combination of Bessel and Neumann func-

tions of the order  $1/2 + v^2$  for  $v^2 \ll 1$ .

The total chiral charge produced by the anomaly inside a sphere of radius  $r$  is given by  $\Delta Q_5(r) = 4\pi \int_5^r (r, \omega = 0)$ . For  $\Delta Q_5(r)$  fixed at some  $r$  the chiral charge produced over all space diverges with the power law  $r^{v^2}$ . This divergence is cut off at the inverse fermion mass scale,  $r_\mu \equiv 1/\mu$ , by setting  $v^2 = 0$  in the equations of motion. This gives a free field theory for  $r \geq r_\mu$ . With the normalization of one incoming  $d_L$ -quark (the subscript refers to helicity) we have

$$\Delta Q_5^{\text{Tot}} = 2, \quad \Delta Q_5(r) = 2(\mu r)^{v^2}, \quad r_c \leq r \leq r_\mu. \quad (2)$$

We define as  $\Delta Q_5^D(r)$  and  $\Delta Q_5^F(r)$  the chiral charge produced by the dyonic core excitation and by the fermions respectively. These quantities can be computed using the facts that the fermionic charge density is negligible compared to the bosonic one inside the core and its  $1/r$  tail and that the dyonic electric field vanishes outside the core and its  $1/r$  tail.

$$\Delta Q_5^D(r) = \Delta Q_5^D = 2(\mu r_c)^{v^2} \quad r \geq r_c. \quad (3)$$

The mechanism of anomalous pair production is governed by the new parameter  $v^2 \ln M/\mu$ . From now on we consider an expansion of  $\Delta Q_5^D$  and  $\Delta Q_5^F$  in this new parameter and we neglect contributions of  $O(v^2)$  to these quantities. Note however that  $v^2$  is the relevant expansion parameter for the currents. We distinguish 3 regimes.

I.  $v^2 \ln M/\mu \ll 1$  and neglected. In this case anomalous pair production is entirely due to the dyonic core excitation and is concentrated in the region of the core and its  $1/r$  tail [7]. The space time evolution of an incoming pulse becomes particularly simple since in this case we can neglect  $v^2$  in the Bessel and Neumann functions and we have a free field theory ( $v^2 = 0$ ) already outside the core and its  $1/r$  tail. The solution with the quantum numbers of an incident  $d_L$ -quark is the function

$$\begin{bmatrix} j^r(r, t) \\ 1/2 j_5^r(r, t) \end{bmatrix} = \frac{1}{8\pi} \delta(r+t) \pm \frac{1}{8\pi} \delta(r-t) \mp \frac{\Gamma_D}{4\pi} \theta(t-r) e^{-\Gamma_D(t-r)} \quad (4)$$

$$\Gamma_D = v^2 V$$

folded with a wave packet.  $\tau_D = \Gamma_D^{-1}$  is the life time of the dyonic core excitation. This solution describes charge-exchange scattering followed by an exponential decay of the dyonic core excitation and is represented in fig. 1 (with the SU(5) labels to be discussed below):

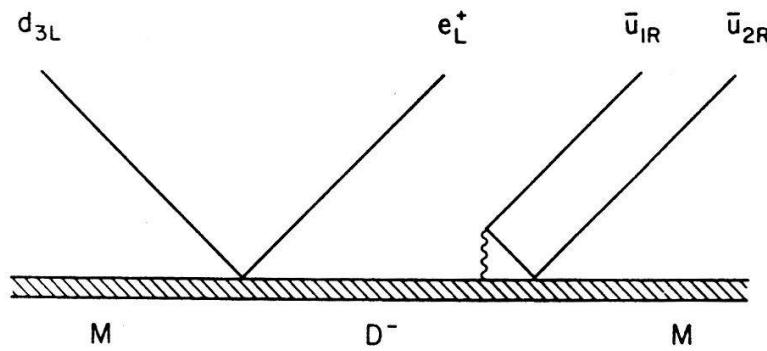


fig. 1: the space time picture (given by eq. 4) of the  $\Delta B = -1$  reaction for an incident  $d_{3L}$  in SU(5). This picture corresponds to the regime  $v^2 \ln M/\mu \rightarrow 0$  and to a fermion energy  $v^2 M \ll E \ll M$ .

The folding of eq. (4) with a wave packet of width  $\Delta T$  with  $\tau_D / \Delta T \gg 1$  will leave it essentially unchanged. For  $\tau_D / \Delta T \ll 1$  instead the folding will produce a point interaction (on the scale of  $\Delta T$ ) of 4 pulses. This corresponds to an effective charge conserving and helicity-flip vertex at the core. This vertex violates other fermionic quantum numbers by mixing different doublets.

II.  $v^2 \ln M/\mu \lesssim 1$  and included to first order. In this case we can study the anomalous pair creation via the fermionic

electric field. Because of  $v^2 \ll 1$  this effect becomes appreciable only if the cutoff radius  $r_\mu$  is so much larger than the core radius  $r_c$  that  $v^2 \ln r_\mu/r_c \lesssim 1$ .

$$\begin{aligned}\Delta Q_5^F &= 2v^2 \ln r_\mu/r_c \\ \Delta Q_5^D &= 2(1 - v^2 \ln r_\mu/r_c).\end{aligned}\tag{5}$$

Note that the fermionic contribution is uniformly spread between  $r_c$  and  $r_\mu$  on a logarithmic scale and anyone decade in  $r$  contributes negligibly to  $\Delta Q_5^F$ . For a discussion of anomalous pair production by the fermions we do not need to resolve the scale  $\tau_D$ , and the microscopic mechanism of pair creation at the core reduces to the effective helicity-flip vertex. The current produced by the fermionic electric field can be computed by means of the Green function represented in fig. 2 (again with SU(5) labels). Assuming the initial conditions corresponding to an incident  $d_L$ -quark, the total currents at  $r = r_\mu$  are:

$$\begin{aligned}\begin{bmatrix} j^r(r_\mu, t) \\ 1/2 j^r(r_\mu, t) \end{bmatrix} &= \frac{1}{8\pi} \delta(t) + \frac{1}{8\pi} \delta(t-2r_\mu) \\ &\pm \frac{v^2}{8\pi} \left[ \theta(t) - \theta(t-2r_\mu + \tau_D) \right] \left[ \frac{1}{2r_\mu - t} - \frac{1}{2r_\mu} \right] \\ &\pm \frac{v^2}{8\pi} \left[ \theta(t-2r_\mu - \tau_D) - \theta(t-4r_\mu) \right] \left[ \frac{1}{t-2r_\mu} - \frac{1}{2r_\mu} \right]\end{aligned}\tag{6}$$

The total contribution of the dyonic core excitation to anomalous pair production is the sum of the two contributions at the core vertices. The time separation of the two effects is of  $O(\sqrt{r_\mu r_c})$ . The folding with a wave packet of width  $\Delta T$  with  $\sqrt{r_\mu r_c} / \Delta T \ll 1$  will produce therefore a point interaction (on the scale  $\sqrt{r_\mu r_c}$ ).

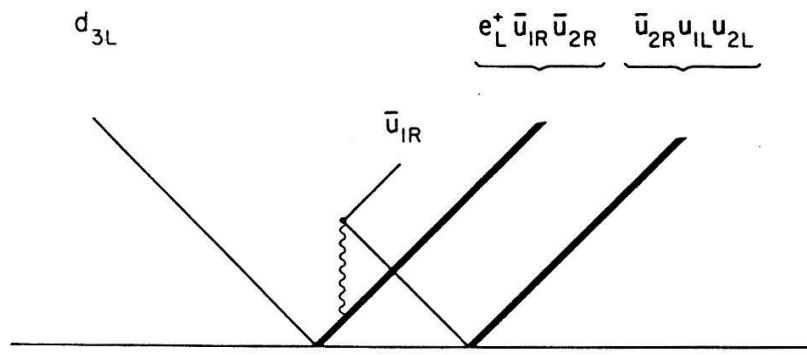


fig. 2: the space time picture of a  $\Delta B = -1$  reaction in the regime  $v^2 \ln M/\mu \lesssim 1$ . This picture is drawn on a scale  $\sqrt{r_\mu r_c}$  and corresponds to a fermion energy  $\sqrt{\mu M} \ll E \ll v^2 M$ .

III.  $v^2 \ln M/\mu$  arbitrary (e.g.  $\infty$ ). In this case the space time picture of the currents for  $r \leq r_\mu$  can be expressed in terms of Legendre functions. For  $v^2 \ln M/\mu \gg 1$  anomalous pair production is mainly due to the fermionic electric field. However, only in the limit  $M \rightarrow \infty$  of a pointlike monopole the dyonic core excitation is really frozen. In this case we have  $Q_D(t) \equiv 0$  where  $Q_D(t)$  is the expectation value of the dyonic charge. This is the limit considered by Rubakov and Callan in ref. 1.

### 3. Embedding in a GUT

In GUT's the phenomena described above lead to baryon number violating processes. We consider an  $SU(2)$  monopole embedded in  $SU(5)$  such that its generators are  $\vec{T} = 1/2 \text{ diag}(0, 0, \vec{\tau}, 0)$  [8]. One of the possible  $\Delta B = -1$  reactions is  $d_{3L} \rightarrow e_L^+ \bar{u}_{1R} \bar{u}_{2R}$  (numbers are colour indices) and is shown in fig. 1 and 2 for regimes I and II respectively. The total cross section for an incident quark of momentum  $k$  is  $\sigma^{J=0} = \pi/k^2$  since it will necessarily make an inelastic reaction. The expectation value of baryon number violation

for an incident  $d_{3L}$  is  $\langle \Delta B \rangle = -1/2$ . For  $M = 10^{15} \text{ GeV}$ ,  $\mu = 1 \text{ GeV}$  and  $\alpha = \alpha_{\text{GUT}} = 1/40$  we obtain  $\nu^2 \ln M/\mu = 0.82$ . The contribution of the dyonic core excitation to the Rubakov-Callan effect is about 50%.

#### 4. References

- [1] V.A. Rubakov, JETP Lett. 33, 644 (1981); Nucl. Phys. B203, 311 (1982); C. G. Callan, Phys. Rev. D25, 2141 (1982); D26, 2058 (1982); Nucl. Phys. B212, 391 (1983).
- [2] G. 't Hooft, Nucl. Phys. B79, 276 (1974); A.M. Polyakov, JETP Lett. 20, 194 (1974).
- [3] A. Goldhaber, Phys. Rev. D16, 1815 (1977); W.J. Marciano and I.J. Muzinich, Phys. Rev. Lett. 50, 1035 (1983); Phys. Rev. D28, 973 (1983).
- [4] A. Blaer, N. Christ and J.F. Tang, Phys. Rev. Lett. 47, 1364 (1981); Phys. Rev. D25, 2128 (1982).
- [5] K. Isler, C. Schmid and C.A. Trugenberger, ETH Zürich preprint, in preparation; K. Isler, preceding talk.
- [6] H. Sonoda, Nucl. Phys. B238, 259 (1984).
- [7] C.G. Callan, Princeton University report (1984), unpublished; C. Schmid and C.A. Trugenberger, ETH Zürich preprint (1984), unpublished.
- [8] C. Dokos and T. Tomaras, Phys. Rev. D21, 2940 (1980).

COMPARISON OF QCD POTENTIALS WITH KOGUT-SUSSKIND  
FERMIIONS AND WILSON FERMIONS \*M.Faber<sup>1)</sup>, P.de Forcrand<sup>2)</sup>, H.Markum<sup>1)</sup>, M.Meinhart<sup>3)</sup>, I.Stamatescu<sup>3)</sup>

1) Institut für Kernphysik, TU-Wien, Austria

2) Cray Research Inc., Chippewa Falls, USA

3) Institut für Theorie der Elementarteilchen, FU-Berlin, FRG

**Abstract:** The confinement mechanism of full QCD is studied by treating the quark vacuum as Kogut-Susskind and Wilson fermions. In both cases we observe a pronounced screening of the confinement string.

### 1. Introduction

After quantum chromodynamics has been formulated the fundamental question was whether it is able to explain the absence of free quarks. During the last years it became clear by string models, strong coupling expansions and lattice QCD that there is a confining mechanism due to the nonabelian nature of the gluon field. By simulation of the gluon exchange on space-time grids we can pursue the confinement forces up to nucleonic distances [1]. Today the actual questions we have to ask are at what distances and excitation energies between quarks the gluon string breaks due to creation of quark-antiquark pairs and how does the hadronization process proceed.

Unfortunately, the quark vacuum cannot be taken into account in a straight-forward manner. Beside the formidable computational effort there are conceptual difficulties. Discretizing the Dirac Lagrangian leads to the fermion doubling problem resulting in a 16-fold degenerate quark vacuum. The lattice constant  $a$  has to be determined by the renormalization group equation depending on the lattice scale parameter  $\Lambda_{n_f}$  which is not known very well in the presence of dynamical quark flavors,  $n_f \neq 0$ .

\*Supported in part by "Fonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung" under Contract No.P5501.

## 2. Theory

There exist essentially two definitions for lattice fermions which are extensively used, the Kogut-Susskind (or staggered) fermions and the Wilson fermions, both of them having shortcomings and advantages. The Kogut-Susskind prescription [2] distributes the four Dirac components over neighboring lattice points leading to a fermion action of the form

$$S_F^{KS} = \frac{n_f}{4} a^3 \{ m \sum_{\mathbf{x}} \bar{\psi}_{\mathbf{x}} \psi_{\mathbf{x}} + \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{x}\mu} \Gamma_{\mathbf{x}\mu} [\bar{\psi}_{\mathbf{x}} U_{\mathbf{x}\mu}^\dagger \psi_{\mathbf{x}+\hat{\mu}} - \bar{\psi}_{\mathbf{x}+\hat{\mu}} U_{\mathbf{x}\mu} \psi_{\mathbf{x}}] \} \quad (1)$$

with the quark field  $\psi_{\mathbf{x}}$  having bare mass  $m$  and the gauge field  $U_{\mathbf{x}\mu}$ . The Dirac matrices reduce to  $\pm$  signs denoted by  $\Gamma_{\mathbf{x}\mu}$  which is convenient both for analytical expansions and numerical computations. A further advantage is the chiral invariance of the Lagrangian for  $m=0$  allowing for the existence of a Goldstone boson if this symmetry is spontaneously broken. The disadvantage is the remaining four degenerate fermion fields which survive continuum limit. This can be cured by renormalizing the fermion coupling by a factor  $\frac{1}{4}$ . The Wilson formulation [3] adds a mass breaking term to the naive discretization of the fermion Lagrangian leading to an action

$$S_F^W = n_f a^3 \{ \sum_{\mathbf{x}} \bar{\psi}_{\mathbf{x}} [m_0 + \frac{1}{2} \sum_{\mu} (\Gamma_+^\mu + \Gamma_-^\mu)] \psi_{\mathbf{x}} - \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{x}\mu} \bar{\psi}_{\mathbf{x}} [\Gamma_+^\mu U_{\mathbf{x}\mu} \psi_{\mathbf{x}+\hat{\mu}} + \Gamma_-^\mu U_{\mathbf{x}-\hat{\mu},\mu}^\dagger \psi_{\mathbf{x}-\hat{\mu}}] \} \quad (2)$$

where the quark field has a bare mass  $m_0$  and  $\Gamma_\pm^\mu = 1 \pm \gamma^\mu$  contains the Dirac matrices  $\gamma^\mu$ . Here the fermion spectrum is not degenerate but one has to deal with an effective mass and an explicitly broken chiral symmetry. These problems disappear for decreasing lattice constant and allow for a correct continuum limit.

In order to compare the influence of both definitions for dynamical quarks on the gluon exchange mechanism we study the potential energy of static quarks corresponding to Polyakov loops [4].

## 3. Results, Conclusion, and Outlook

Our lattice is of size  $8^3 \times 4$  with periodic boundary conditions, gluon coupling  $\beta = 5.2$ , and three flavors. The quark actions are taken into account by the pseudofermionic method. In fig.1 our results are presented. For pure gluon exchange ( $m = \infty$ ) we have the known confinement potential of Coulomb

plus linear type. When we switch on the dynamical quark sea in Kogut-Susskind representation we find screening effects which become stronger when the bare quark mass  $m$  is decreased. The same mechanism sets in for Wilson fermions where the hopping parameter  $k = 1/(2m_0 + 8)$  essentially denotes the inverse bare quark mass  $m_0$ .

The mass renormalization for Wilson fermions is however nontrivial. Fig.1 would suggest to assimilate  $k=0.15$  Wilson fermions with  $m \leq 0.1$  Kogut-Susskind fermions. The simple minded formula

$$m_0 = 1/2k - 1/2k_c \quad (3)$$

with  $m_0 \leq 0.1$  would give  $k_c \leq 0.155$ . This value seems too small at  $\beta = 5.2$  [5] (remember that  $k_c$  is expected to grow with decreasing  $\beta$  in this region). The above value for  $k_c$  also disagrees with other estimations [6].

Quark-Antiquark Potential

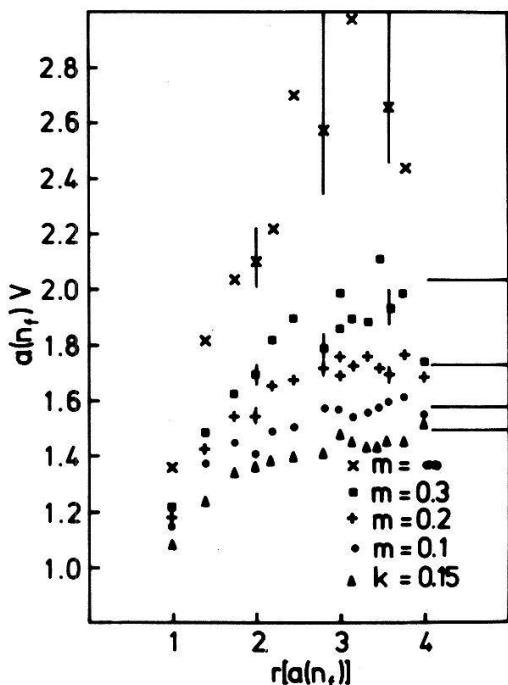


Fig.1: Quark-Antiquark potential as a function of distance  $r$  in units of the flavor dependent lattice constant  $a(n_f)$ . Pure gluon exchange ( $m = \infty$ ) produces the confinement string. Additional quark exchange yields screening effects both for Kogut-Susskind fermions ( $m = 0.3, 0.2, 0.1$ ) and Wilson fermions ( $k = 0.15$ ).

The analysis of correlations between Polyakov loops shows that the presence of dynamical fermions leads to a gradual loss of the string tension over the whole range of distances. This is in agreement with the picture of screening of the static quarks by a cloud of virtual quarks of opposite charge. While the qualitative picture expressed by the two models is similar, the quantitative details suggest that the renormalization effects in the two cases are more complicated than the ones accounted by eq.(3) with  $m_0 = m$ .

However, it would be desirable to measure the polarization cloud around a quark charge. We propose to compute the chiral condensate as a function of distance from a Polyakov loop. Besides, a detailed comparison of potentials with Kogut-Susskind and Wilson fermions would be of great value. Thereby a relation between the bare quark mass and the hopping parameter might be extracted and one could be able to determine the lattice scale parameter.

#### 4. References

- [1] J.D.Stack, Phys.Rev.D29, 1213 (1984).
- [2] J.Kogut, L.Susskind, Phys.Rev.D11, 395 (1975).
- [3] K.Wilson, Phys.Rev.D10, 2445 (1974).
- [4] H.Markum, M.Meinhart, G.Eder, M.Faber, H.Leeb, Phys.Rev.D31, 2029 (1985).  
H.Markum, Phys.Lett.B173, 337 (1986).
- [5] P.de Forcrand, I.Stamatescu, Contribution to the XXIII Intern.Conf. on High Energy Physics (Berkeley 1986).
- [6] M.Fukugita, Contribution to the Intern.Symposium on Lattice Gauge Theory (Brookhaven 1986).

## NUMERICAL RESULTS FOR QCD-CORRECTIONS FOR A SEMIPHENOMENOLOGICAL APPROACH TO HEAVY QUARK DECAY

M. Klein and H. Rupertsberger, Inst. f. Theoret. Physik,  
Universität Wien, A-1090 VIENNA, Austria

**Abstract:** The decay width of heavy quarks can be related to weak spectral functions. Taking into account recently derived QCD-corrections numerical results for inclusive heavy quark decays are presented.

### 1. Introduction

The predictions of the standard model of electroweak and strong interactions with three generations are in excellent agreement with experimental observations. Though most of its free parameters have been determined by various experiments, some are still remaining which should be known with greater accuracy. Among these the knowledge about the weak Kobayashi-Maskawa mixing angles is especially important. For example if  $|U_{ub}|$  vanishes, then there is no explanation for CP-violation within the standard model with three generations. These parameters may be obtained from the study of heavy flavour decays. Though the decays proceed via the weak force, strong effects have to be taken into account for the quarks do not propagate as free particles but are confined in hadrons.

Since inclusive heavy flavour decays are considered only, the spectator model is used and annihilation contributions are neglected being small in this case. The numerical values of previously derived results [1] are improved by the use of a more detailed recent calculation for QCD-corrections [2].

## 2. Method

In the spectator model the lifetime of the b-quark is given by the expression

$$\tau_b = \frac{\tau_\mu (m_\mu / m_b)^5}{|U_{ub}|^2 c_{ub} + |U_{cb}|^2 c_{cb}} \quad (1)$$

where  $\tau_\mu$  and  $m_\mu$  denote muon lifetime and muon mass respectively. An analogous expression is valid for the t-quark. The coefficients  $c_{q'q}$  describe the heavy quark decay  $q \rightarrow q' + X$  and have to be calculated. In doing this a semiphenomenological approach discussed in detail in [1] is used. The main point of this approach is the use of weak spectral functions for the nonleptonic part of  $X$  and their connection via symmetry arguments (even if they carry colour indices) with the experimentally measured ratio  $R$  for the total cross sections of electron-positron annihilation into hadrons and muon pairs. In this way QCD-corrections in  $X$  are taken into account automatically. The remaining QCD-corrections have been treated in [2]. Hard gluonic effects increasing the decay rate have been calculated in the leading logarithm approximation, whereas for soft gluons one gluon bremsstrahlung processes diminishing the decay rate have been considered. The application of these results to the present case is straightforward except that the gluon bremsstrahlung processes have been calculated for vanishing mass of the decay quark  $q$ . This is corrected in the usual way by restricting the phase space integration to the appropriate region and multiplying the integrand by the well-known kinematical function  $w(a,b,c)$  with obvious values for the arguments.

## 3. Results

For typical constituent quark masses  $m_u = m_d = 0.34$  GeV,  $m_s = 0.51$  GeV,  $m_c = 1.8$  GeV,  $m_b = 5.2$  GeV and  $m_t = (45 - 35)$  GeV, with the QCD-scale parameter  $\Lambda_{QCD} = (100 - 300)$  MeV, the QCD-corrected values for the constants  $c_{q'q}$  in (1) vary in the semi-

phenomenological approach in the range

$$\begin{aligned} c_{ub} &= (6.79 - 6.64) & c_{cb} &= (2.61 - 2.51) \\ c_{dt} &= c_{st} = (8.13 - 7.90) & c_{bt} &= (7.31 - 6.63) . \end{aligned} \quad (2)$$

These values are increased compared to a free quark approach. To extract the KM-matrix elements  $|U_{ub}|$  and  $|U_{cb}|$  the following inputs are used [3]

$$\Gamma(b \rightarrow u\ell\bar{\nu})/\Gamma(b \rightarrow c\ell\bar{\nu}) < 0.08 \quad \text{and} \quad \tau_b = 1.26 \cdot 10^{-12} \text{ sec} \quad (3)$$

which give using the values in (2)

$$|U_{ub}/U_{cb}| < 0.18 \quad \text{and} \quad |U_{cb}| \approx 0.049 . \quad (4)$$

With these values the branching ratios for semileptonic b-decay vary between 12.4% and 13% in the case of electron and muon, in the case of the  $\tau$ -lepton one obtains about 3%.

These values are in quite good agreement with those derived from standard methods and show therefore the consistency of the used approach thus giving more insight into the theoretical uncertainties and problems.

#### 4. References

- [1] H. Pietschmann, H. Rupertsberger, Z. Phys. C27, 73 (1985);  
M. Klein, H. Pietschmann, H. Rupertsberger, Phys. Lett. 135B, 341 (1985).
- [2] M. Klein, H. Rupertsberger, Phys. Rev. D34, 1389 (1986).
- [3] Particle Data Group: Review of particle properties, Phys. Lett. 170B, 1 (1986).

## NON PERTURBATIVE S-MATRIX IN QFT AND ELECTRON SELF ENERGY

C. Syros, Laboratory of Nuclear Technology, University of Patras, GR-26110 PATRAS, Greece

Abstract: A controversy on the H-atom is resolved. Atomic transitions yield the electron self energy frequency. A non perturbative theory of the S-matrix is developed.

Dirac proved [1] that for H-atom spinors  $(E>0, n'=0) \Rightarrow (k>0)$ . Others, e.g., [2] state that  $(E>0, n'=0) \Rightarrow (k<0)$ . Solutions exist for  $(k^2 - s_0^2 - \gamma^2) \cdot (M_+ \cdot M_- + \gamma^2) = 0$ ,  $M_{\pm} = s_1 + n \pm k$ ,  $\gamma = \alpha Z$ , (1) with  $s_0 = \sqrt{k^2 - \gamma^2}$ ,  $s_1 = \sqrt{k^2 - \gamma^2} - n$  and energy eigenvalues  $E = (\gamma^2 - M_{\pm}^2) / (\gamma^2 + M_{\pm}^2)$ , (2). It follows:  $(E>0, n'=0) \Rightarrow (k>0)$  in agreement with Dirac. The transition  $(n'_i=0, k_i=3) \rightarrow (n'_f=1, k_f=2)$  yields 1085.982 MHz agreeing to 99.984 % with the QED perturbative electron self energy.

The Cayley-Hamilton theorem gives:

- (i) For the Dirac equation of the H-atom the evolution operator in closed form for every spherically symmetric interaction,  $H_I$ ,  $\psi(\rho) = U(\rho, \rho') \psi(\rho') = \frac{1}{\rho} \left( \frac{chq + kln\rho \cdot shq/q}{((1-\epsilon)\rho - \tilde{v}(\rho)) \cdot shq/q} \right) \frac{chq - kln\rho \cdot shq/q}{\psi'} \right) \psi'$ , (3) where  $q^2 = k^2 \ln^2 \rho + \rho^2 - (\epsilon \rho + \tilde{v}(\rho))^2$ ,  $\tilde{v}(\rho) = \int H_I(\rho) d\rho$ ,  $\rho = r \cdot mc/\hbar$ .
- (ii) For QFT, if  $\mathcal{H}_I(x)$  is the Hamiltonian density depending on the creation and annihilation operator matrices, then  $U(\sigma, \sigma') = P \sum_{n=1}^N \gamma_n(\sigma, \sigma') \cdot G^{N-n}(\sigma, \sigma')$ ,  $G(\sigma, \sigma') = -i \int \mathcal{H}_I(x) d\sigma_1$ , and  $\{\gamma_n(\sigma, \sigma') | n=1, \dots, N\}$  is obtained from  $\sum_{n=1}^N g_j^n(\sigma, \sigma') \cdot \gamma_n(\sigma, \sigma') = \exp g_j(\sigma, \sigma')$ ,  $j=1, \dots, N$ , where  $\det(G(\sigma, \sigma') - \mathbb{1} \gamma(\sigma, \sigma')) = 0$ .

#### References

- [1] P.A.M. Dirac, The Principles of Quantum Mechanics, Oxford, Clarendon Press, 4th ed. (1984), p. 273.
- [2] H.A. Bethe, R.W. Jackiw, Intermediate Quantum Mechanics, Benjamin Inc., N.Y., 2nd ed. (1968), p. 382.

Eichinvarianz, Anomalien und das Chirale Schwinger ModellN.K. FALCK\* und G. KRAMER ( II. Inst. f. Theor. Phys., Univ. Hamburg)

Auch bei Modellen mit chiraler Kopplung eines dynamischen Eichfeldes an Fermionen bleibt die Eich (BRS)-Invarianz auf dem Quantenniveau bestehen; bei korrektem Vorgehen gibt es keine echten Anomalien, die die Eichinvarianz zerstören. Dies soll anhand des Pfadintegrals für den allgemeinen Fall belegt und am Chiralen Schwinger Modell, das trotz der "Anomalie" zu einer konsistenten Quantentheorie führt, verdeutlicht werden.

\* gefördert durch BMFT

Die Ein-Loop N=2 SuperstromanomalieS. MARCULESCU (Fachbereich Physik der Universität-GH Siegen)

Die Einsetzung der Phasenfaktoren in dem durch Point-Splitting regularisierten N=2 Superstrom ermöglicht die gleichzeitige Erhaltung von Supersymmetrie und Eichinvarianz. Wir betrachten renormierbare Modelle, welche N=2 Yang-Mills Felder mit N=2 Materie in eine reelle Darstellung D der Eichgruppe G ankoppeln und aus der Superstromanomalie bestimmen wir die Ein-Loop

$\beta$ -Funktion

$$\beta(g) = \frac{g^2}{64\pi^2} [C_2(G) - C_2(D)],$$

wobei  $C_2(G)$ ,  $C_2(D)$  die Casimir Operatoren der Gruppe bzw. der Darstellung sind.

Da solche Modelle über Ein-Loop hinaus unrenormiert bleiben, führt diese explizite Berechnung zu einem vollständigen Beweis für die Endlichkeit der mit  $C_2(G) = C_2(D)$ ,  $N = 2$  supersymmetrische Eichtheorien.

Scale invariant supersymmetric theoryO. Piguet (CERN, 1211 Geneva 23) and K. Sibold (MPI, 8000 München 40)

We propose simple criteria of scale invariance for  $N = 1$  supersymmetric theories. These criteria involve one-loop graph calculations only and ensure the vanishing of the Callan-Symanzik  $\beta$  functions, i.e., scale invariance at all orders of perturbation theory. They are based on the proof of non-renormalization theorems for the anomalies of axial currents and on the relation between these anomalies and the dilatation anomaly following from supersymmetry. Some examples are shown.

Eine verallgemeinerte Fourier-Transformation von Instantonen

H. Schenk (Phys. Inst. Univ. Bonn)

Das Konzept der Bloch-Faktoren erlaubt in Verbindung mit dem Atiyah-Singer-Indextheorem die Formulierung einer Dualitätstransformation für selbstduale Yang-Mills-Felder auf flachen Tori. Diese invertierbare Nahm-Transformation ordnet jedem Instanton über dem Torus ein Instanton über dem dualen Torus (Brillouin-Zone) zu. Als erste Anwendung folgt ein Beweis für die Nicht-existenz von "t'Hooft-Lösungen" auf flachen Tori.

A CORRESPONDANCE PRINCIPLE FOR CONFINING POTENTIALS

L.K. Chavda

Route de St-Julien 126, CH-1228 Genève

A Bohr type correspondance principle applied to the quark-antiquark system, with its gluon clouds assumed frozen, allows us to derive the linear and the logarithmic inter-quark potentials. The  $\psi$  and the  $\gamma$  spectra, a parameter-free baryon potential and the Nambu potential are all given in terms of masses and charges of the system.

A first attempt of the calculation of the S-matrix for hadron-hadron scattering from lattice QCD

M.Faber, H.Lahrmann, H.Markum, K.Mütter, K.Schilling, R.Sommer  
Fachbereich Physik, Universität Wuppertal; Institut für Kernphysik, TU Wien

The Lehmann-Symanzik-Zimmermann formula of field theoretical scattering theory allows in principal to compute the S-matrix for hadron-hadron scattering and to compare with experimental phase shift analyses. The main advantage is the factorization of the n-quark propagator into n one-quark propagators which are already available from hadron mass calculations in lattice QCD. We attempt to study meson-meson systems and report on the state of the art of this project.

Three-body forces in Quantumchromodynamics

G.Eder, M.Faber, J.Kamesberger, H.Markum  
Institut für Kernphysik, TU Wien

The three constituent quarks of a baryon are distributed over a volume of the size of a proton. The free energy of three-quark clusters is computed from the correlations of the corresponding Polyakov loops in lattice QCD. A crucial test for the existence of three-quark forces in the pure gluon field in the confining regime is a comparison with the quark-gluon plasma phase. A further insight into the mechanism of three-quark forces is expected from comparison with the full QCD vacuum.

Confined and free charges in compact scalar QEDH.G.EVERTZ, V.GRÖSCH, K.JANSEN, J.JERSAK, H.A.KASTRUP

(Inst.f.Theor.Physik, E, RWTH Aachen)

T.NEUHAUS (SCRI, FSU, Tallahassee)

Using new order parameters—one proposed by Fredenhagen and Marcu, a second due to Bricmont and Fröhlich and a third one by ourselves—we have investigated by Monte Carlo methods several properties of the transition between the confinement/Higgs – and the free charge phase of the U(1) lattice Higgs model. These different parameters are constructed by means of gauge invariant 2-point functions and of the Wilson loop. The latter shows perimeter decay in all phases in the presence of matter fields with charge 1. Appropriate ratios of such correlation functions provide sensitive order parameters, which are unequal zero in the Higgs/confinement phase but vanish in the free charge phase. We give an heuristic interpretation of this behaviour in terms of dynamical and external charges.

Erweiterung des Modells von Kulish-Fadde'ev auf harte, kolineare PhotonenH.D. DAHMEN, D.H. SCHILLER, D. WÄHNER (Universität Siegen, Fachbereich Physik)

Die klassischen elektromagnetischen Ströme, die Grundlage der Behandlung der Infrarotsingularitäten sind, werden so erweitert, daß sie auch die Abstrahlung harter, kolinearer Photonen beschreiben. Das gelingt unter voller Berücksichtigung von Impuls- und Energieerhaltung so, daß die Kommutatoren von zwei solchen Strömen an verschiedenen Raum-Zeit-Punkten verschwinden. Sie führen damit auf ein exakt lösbares Modell der Wechselwirkung von Fermionen mit Photonen. Dieses Modell definiert ein intermediäres Bild, das die infrarote und kolineare Dynamik von den anderen quantenelektrodynamischen Prozessen separiert.

Tests der optimierten Streu-QCD durch inklusive Hadron-Hadron-StreuungR. Baier (Bielefeld), J. Preitler (Graz), F. Widder (Graz)

Für Energien von 23 GeV bis 630 GeV wurden inklusive Wirkungsquerschnitte Hadron-Hadron  $\rightarrow$  Pion mit hohem Transversalimpuls  $P_T$  der auslaufenden Pionen in einem bestimmten Streuwinkel gerechnet. Diese Wirkungsquerschnitte sind auch noch Funktionen der Kopplungskonstante  $a$  der QCD und des Quadrates des Impulsübertrags  $Q^2$ , deren "wahre" Werte erst bestimmt werden müssen; in der oft verwendeten LO-Näherung werden  $a(\mu)$  und  $Q^2$  durch  $a(\mu=P_T)$  und  $Q^2=P_T^2$  willkürlich festgelegt. Wir haben nach einer Idee von Stevenson, daß Observable sich bei Variation "unphysikalischer" Parameter möglichst wenig ändern sollten,  $a$  und  $Q^2$  berechnet. Die damit errechneten Wirkungsquerschnitte wurden mit Meßergebnissen und mit den Resultaten des LO-Näherung verglichen. Ab einem genügend großen  $P_T$  sind wir in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten und im Bereich unter 100 GeV stellt dies eine wesentliche Verbesserung gegenüber der LO-Näherung dar.

$B^0 - \bar{B}^0$  Oszillationen im Zerfall neutraler B-Mesonen

L.M. SEHGAL und M. WANNINGER (III. Physikal. Institut, RWTH Aachen)

Die aus dem UA1 Experiment  $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \mu\mu X$  gewonnene Größe  $R = \mu^+ \mu^+ / \mu^+ \mu^-$  ist, wie Monte Carlo Rechnungen zeigen, bei Abwesenheit von  $B^0 - \bar{B}^0$  Oszillationen nur auf einem  $2\sigma$  Level zu verstehen. Wir berechnen  $R$  analytisch für ein einfaches Kaskadenmodell ( $b \rightarrow c \rightarrow \mu$ ) und studieren den Einfluß von Oszillationen auf  $R$ . Zusätzlich untersuchen wir die Asymmetrie der Transversalimpulsverteilungen für verschiedene Übergangswahrscheinlichkeiten  $P(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)$ .

A Model of Massive Neutrinos with a Conserved Lepton Number

G. ECKER, W. GRIMUS, M. GRONAU

Institut für theoretische Physik, Universität Wien

We consider a left-right symmetric model with three generations and with the standard assignments of fermion and scalar fields. The left-right symmetry gives rise to a unique conserved lepton number which is of the Zel'dovich-Konopinski-Mahmoud type. The neutrino mass matrix yields one Dirac and one Majorana neutrino, both in the light and in the heavy sector. Up to small right-handed admixtures, the left-handed  $\nu_e$  and  $\nu_\tau$  combine to the light Dirac neutrino whereas  $\nu_\mu$  is the light Majorana neutrino.

Finite temperature SU(2) Higgs model on a lattice

H.G. EVERTZ, J. JERSÁK and K. KANAYA (Inst. f. Theor. Phys., RWTH Aachen)

By means of Monte Carlo simulations we study the finite temperature SU(2) lattice Higgs model with a scalar doublet at large but finite scalar self-coupling. The second order deconfinement transition of the pure gauge theory changes into a crossover when the scalar field is coupled to the gauge field. At high temperature the Higgs transition shifts to larger values of the hopping parameter and changes into a crossover, corresponding to the symmetry restoring transition of Kirzhnits, Linde and Weinberg, which is smoothed here by non-perturbative effects. Both these crossovers are confirmed by studying the finite size effect.

Crucial Tests of Compositeness for Future Collider Experiments

H. Stremnitzer

Institut für Theoretische Physik, Universität Wien

In a wide class of preon models it is expected that the heaviest families of quarks and leptons are composites formed at a scale of order 1 TeV. We present several tests of this hypothesis, which can be performed in ongoing collider experiments. In particular, the rates for toponium ( $t\bar{t}$ ) into  $b\bar{b}$  and  $\tau\bar{\tau}$  are expected to be significantly different from standard model expectations.

Nukleon Formfaktoren in einem relativistischen Quark-ModellE. EICH (III. Physikal. Institut, RWTH Aachen)

Im Rahmen des additiven Quark-Modells werden Nukleon-Wellenfunktionen als Superposition von Lösungen einer Ein-Teilchen-Dirac-Gleichung mit linearem skalarem Potential numerisch berechnet. Mit Hilfe der Lorentz-transformierten Wellenfunktionen können die Formfaktoren der Nukleonen in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten bestimmt werden.

Background Field Method in Stochastic Quantization

K. OKANO (Dept. of Physics, Univ. of Siegen, West Germany)

The background field approach to non-Abelian gauge field theory in stochastic quantization is presented. We discuss on the bases of the Zwanziger type stochastic gauge fixing in which we need not introduce the Faddeev-Popov ghost field. We can choose the Zwanziger function, and resultingly the Langevin equation, to be manifestly covariant under the background gauge transformation. Due to the background gauge covariance, we can easily find a simple Ward identity by which the  $\beta$ -function calculation in stochastic quantization can be extremely simplified. We give the one loop result of the  $\beta$ -function which is equivalent to the normal one. We also give another  $\beta$ -function  $\beta_\gamma$ , which will give the relation between the energy scale and the fictitious time scale.

## The effective potential and lattice field theory

Y. FUJIMOTO, L. O'RAIFEARTAIGH, A. WIPF and H. YONEYAMA<sup>(\*)</sup>

((\*) Inst. f. Theor. Physik E, RWTH Aachen)

As an alternative definition of the effective potential, the constraint effective potential (CEP) is discussed, which is more intuitive in the physical interpretation than the conventional one. The CEP for the  $\Psi^4$  theory is computed on the lattice by the Monte Carlo method and some other approximation methods.

The symmetry restoration at the finite temperature is also discussed.

## Variational Approach to the Yang-Mills Ground State

L. POLLEY and U. RITSCHEL (Universität Oldenburg)

We consider the quantised SU(3) Yang-Mills field in spatial continuum and in temporal gauge. Under the working hypothesis that the Gauss law will hold automatically in the ground state (for which there is some evidence) we study a variational ansatz for the interacting ground state wavefunctional as obtained from a free field functional by a non-linear canonical transformation. Expectation values are regularised by a momentum cutoff for the dressed-gluon operators. In the limit of zero coupling we find the energy expectation value reduced at the order of the (diverging) free field vacuum energy.

DAS Elementarst-teilchen - und wo es herkommt. W.RAUSCHER.

Es werden zwar immer wieder diese u. jene Elementarteilchen als fundamental bezeichnet; aber sie alle sind nach und nach aus dem Urknall e—volutioniert worden, und lassen sich demzufolge, unter 'gleichen aber entgegengesetzt-gerichteten' Umständen auch wieder re—volutionieren. Ergo ist der Urknall das einzige wirklich fundamentale reale 'Teilchen'. Der Urknall ist zwar 'das Erste was real ist', aber er ist nicht 'das Erste was unsere Ratio zu erfassen vermag'; denn auch 'das was jenseits des Urknalls liegt' ist unserer Ratio noch/schon erfassbar! Dieses 'Jenseits-des-Urknalls-liegende' wird hier abgeleitet, und in seinen Eigenschaften beschrieben. Es erweist sich als un—unterschreitbar, =als DAS Ur-fundament(!), sowie als völlig eindeutig beschreibbar. Demzufolge werden auch die daraus-resultierenden 'Elementarst-wirkung Urknall', sowie die hieraus-resultierenden Elementar-wirkungen u. Elementar-teilchen, eindeutiger als bisher, und verständlicher als bisher, beschreibbar. Von diesen neuen Fundamenten aus lassen sich weitreichende, bisher unerreichbar-gewesene, Folgerungen erreichen. Einige davon, darunter 1 weltweite, werden genannt.

## Lepton-Nukleon-Streuung

### Inklusive Vektormeson-Produktion in der Tief-Inelastischen Müon-Nukleon-Streuung

K. MÖNIG (Fachbereich Physik, Universität Wuppertal, Europ. Müon-Koll. EMC)

Mit dem Vorwärtsspektrometer der Europäischen Müon-Kollaboration (NA2) am CERN-Müon-Strahl wurde die exklusive Produktion von Vektormesonen bei Strahlenenergien zwischen 100 und 200 GeV untersucht. Dabei wurde das Verhältnis der Produktionsquerschnitte von  $\rho^0$ ,  $\phi$  und  $J/\psi$  gemessen und mit Ergebnissen aus reeller Photoproduktion und Lepto-Produktion bei kleinen Impulsüberträgen, sowie mit SU(4)-Erwartungen verglichen. Die  $t$ -Verteilungen in der elastischen  $\rho^0$ -Produktion wurden analysiert und ebenfalls mit älteren Daten verglichen. Dabei ergab sich insbesondere bei großen Impulsüberträgen ein für harte Streuprozesse typisches Verhalten, das nicht mit dem Vektormeson-Dominanz-Modell beschrieben werden kann.

### Untersuchungen der Hadronproduktion in Endzuständen der tiefinelastischen Müon-Nukleon-Streuung

M. PÖTSCH (Fachbereich Physik, Universität Wuppertal, EMC)

Resultate zur Produktion von pseudoskalaren, Vektor- und Tensor-Mesonen in der tiefinelastischen  $\mu N$ -Streuung bei einer Strahlenergie von 280 GeV werden präsentiert. Die vorhandene Datenmenge erlaubt zum einen detaillierte Vergleiche zu Experimenten der  $e^+e^-$ -Annihilation und ermöglicht (zum anderen) die Bestimmung wesentlicher Parameter von Fragmentierungsmodellen.

### Messung des EMC-Effektes an Kernen unterschiedlicher Massenzahl

Europäische Myon-Kollaboration (EMC) (hier: III. Physikal. Inst., RWTH Aachen) M. DÜREN

In den Jahren 1984/85 wurden von der Europäischen Myon-Kollaboration des CERN Myon-Nukleon-Reaktionen an Deuterium, Helium, Kohlenstoff, Kupfer und Zinn vermessen. Das Ziel war, den EMC-Effekt mit möglichst kleinen systematischen Fehlern zu studieren. Hierzu wurden, um eine gleichbleibende geometrische Akzeptanz zu gewährleisten, die verschiedenen Targets abwechselnd in die gleiche Strahlposition gebracht und periodisch ausgetauscht. Erste Ergebnisse für die Verhältnisse der Strukturfunktionen und der strahlungskorrigierten differentiellen Wirkungsquerschnitte werden vorgestellt und interpretiert.

Deep Inelastic Muon Nucleus Scattering at Small Angles

European Muon Collaboration

A. BRÜLL (Fak. für Physik, Univ. Freiburg i. Br.)

The European Muon Collaboration has investigated deep inelastic muon nucleus interactions at small muon scattering angles between 2 and 10 mrad. Cross sections and structure functions have been extracted for several nuclei down to  $x_{Bj} = 2 \times 10^{-3}$  and  $Q^2 = 0.2 \text{ GeV}^2$ .

Bestimmung von  $\alpha_s$  aus Jetprofilen bei der Myon-NukleonstreuungEuropäische Myon-Kollaboration (EMC) (hier: III. Physikal. Inst.,  
RWTH Aachen) G. BERGHOFF

Im Verlauf der Experimente zur Myon-Nukleonstreuung hat die EMC den hadronischen Endzustand von mehr als 50000 Ereignissen von Wasserstoff- bzw. Deuteriumtargets analysiert. Ohne QCD-Beiträge erwartet man, daß Jetprofile (Energiefluß aufgetragen über  $\lambda = x_F/p_t$ ) unabhängig von der Jetenergie und damit auch von der Schwerpunktsenergie  $W$  sind. Die beobachtete  $W$ -Abhängigkeit stimmt mit QCD-Vorhersagen überein und erlaubt eine Aussage über die starke Kopplungskonstante  $\alpha_s$ . Für feste  $W$  wird die  $Q^2$ -Abhängigkeit von  $\alpha_s$  untersucht.

Two-particle correlations in deep inelastic muon-proton scattering at 280 GeV. European Muon Collaboration (EMC). S. MASELLI (Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München)

In order to obtain detailed information on the hadronisation process, we have studied two-particle correlations in rapidity space. The correlation function of oppositely charged hadrons shows a strong short-range correlation in the backward and central rapidity regions. In the forward direction the observed correlations are weaker, which may indicate a different hadronisation mechanism in the target and current fragmentation region.

Kerneffekte in der tiefinelastischen Myonstreuung an Deuterium und Eisen

Bologna-CERN-Dubna-München-Saclay-Kollaboration, K.-M. Teichert  
(Sektion Physik der Universität München)

Neue Resultate zu Kerneffekten in der tiefinelastischen Myonstreuung an Deuterium- und Eisentargets werden vorgestellt. Das Verhältnis der Strukturfunktionen der beiden Targets wurde im kinematischen Bereich  $0.06 \leq x \leq 0.70$ ,  $14 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 70 \text{ GeV}^2$  gemessen und ist für  $x > 0.25$  in guter Übereinstimmung mit früheren Messungen. Im Bereich kleiner  $x$  ist die Strukturfunktion  $F_2(x)$  des Eisens um etwa 5% grösser als die des Deuteriums.

Präzisionsbestimmung der Nukleonstrukturfunktion  $F_2(x, Q^2)$  in tiefinelastischer Myonenstreuung an Kohlenstoff bei hohen  $Q^2$

Bologna-CERN-Dubna-München-Saclay-Kollaboration, R. Voss (Sektion Physik der Universität München)

Eine Messung der Strukturfunktion  $F_2(x, Q^2)$  und  $R$  mit sehr hoher Statistik (ca. eine Million Ereignisse) und guter systematischer Genauigkeit im Bereich  $0.25 \leq x \leq 0.8$  und  $Q^2 \geq 25 \text{ GeV}^2$  an einem Kohlenstofftarget wird vorgestellt. Dieser Datensatz eignet sich besonders für genaue Tests von QCD-Vorhersagen und eine Messung der QCD-Kopplungskonstanten. Vorläufige Resultate einer ähnlichen Messung mit einem Wasserstofftarget, über einen grösseren kinematischen Bereich, werden ebenfalls diskutiert.

Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte für durch den neutralen Strom ausgelöste inelastische Neutrino- und Antineutrino-Nukleon-Streuung im 160-GeV-Schmalbandstrahl des CERN-SPS.

CHARM (CERN-Hamburg-Amsterdam-Rom-Moskau)-Kollaboration.  
Vortragender: A. BÜNGENER (II. Inst. f. Exp.physik, Univ. Hamburg)

Im CHARM-Detektor wurden durch den geladenen (CC) und neutralen Strom (NC) ausgelöste Neutrino- und Antineutrino-Ereignisse am 160-GeV-Schmalbandstrahl gemessen. Zur Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte  $d^2\sigma/(dx \cdot dy)$  wurde ein Entfaltungsverfahren angewendet, das außer dem Strahlspektrum die experimentellen Auflösungen und die Untergründe berücksichtigt. Verteilungen in der Skalenvariablen  $x$  werden angegeben und diskutiert.

**Test der PCAC-Hypothese in der Neutrino- und Antineutrino-Proton-Streuung**

Birmingham-CERN-London(IC und UC)-München(MPI)-Oxford-Kollaboration WA21

U. KATZ (Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München)

Die PCAC-Hypothese ("Partially Conserved Axial Current") kann dazu verwendet werden, den Wirkungsquerschnitt  $\sigma(\nu p)$  der (Anti-)Neutrino-Proton Streuung in Vorwärtsrichtung (d.h. bei verschwindendem Vierimpulsübertrag  $Q^2$ ) mit dem Pion-Proton-Streuquerschnitt in Beziehung zu setzen (Adler, 1964). Um Voraussagen in einem experimentell zugänglichen kinematischen Bereich zu erhalten, muß Adler's Ergebnis zu höheren  $Q^2$  extrapoliert werden. Angewendet wird dazu ein erweitertes Vektormeson-Dominanz-Modell (EVDM), das  $\sigma(\nu p)$  bis  $Q^2 \approx 0.6 \text{ GeV}^2$  in Abhängigkeit von  $e^- p$ - und  $\gamma p$ -Streuquerschnitten beschreibt und das PCAC-Ergebnis im Limes  $Q^2 \rightarrow 0$  reproduziert.

Daten des Blasenkammer-Experiments WA21 am CERN lassen zum ersten Mal einen signifikanten Test dieser theoretischen Vorhersagen zu. Die PCAC-Hypothese wird in vollem Umfang bestätigt, und auch bei höheren  $Q^2$  zeigt die EVDM-Voraussage gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen.

**QCD-Analyse der CDHSW-Daten zur tiefinelastischen Neutrino-Eisen Streuung über geladene Ströme**

CERN-Dortmund-Heidelberg-Saclay-Warschau Kollaboration

H.D. BRUMMEL (Institut f. Physik, Universität Mainz)

Tiefinelastische Neutrino-Eisen Reaktionen über geladene Ströme wurden mit hoher Statistik im 400 GeV Neutrino Breitbandstrahl des CERN SPS gemessen. Die aus diesen Daten bestimmten Strukturfunktionen werden im Rahmen der QCD analysiert.

## Mittelenergiephysik

Study of the Reaction  $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ 

PS 185 Collaboration (presented by W. Dutty, University of Freiburg i.Br.)

The study of the reaction  $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$  offers the possibility to investigate the quark dynamics of  $\bar{s}s$  pair production. In the additive quark model the (ud) diquark in the  $\Lambda$  has zero spin so that the polarization vector measured for  $\Lambda$  particles is identical to that of the strange quarks. The CERN experiment PS 185 has performed measurements of the reaction  $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$  with incident momenta, ranging from threshold (1435 MeV/c) up to 1700 MeV/c. In our setup, consisting of a track imaging stack of 10 MWPC and 13 drift chamber planes, the four charged decay particles  $\bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+ p\pi^-$  are detected with 100 % acceptance for the decay baryons. The baryon number identification is accomplished by three drift chambers inside a solenoid.

Total and differential cross sections have been determined. The polarization of the (anti)lambda has been evaluated by means of the asymmetry of their weak decays. Assuming C-invariance of the  $\bar{\Lambda}\Lambda$  production, the ratio of the asymmetry parameters  $\alpha_{\bar{\Lambda}}/\alpha_{\Lambda}$  can be extracted.

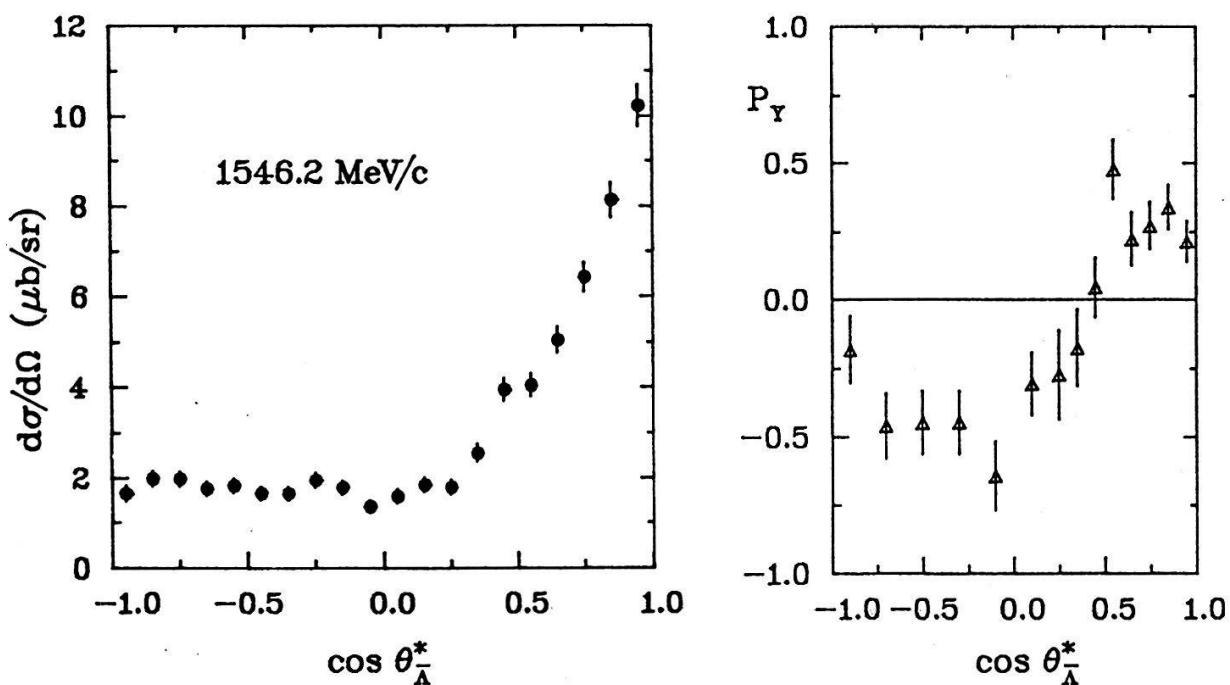


Fig. 1 and Fig. 2 show preliminary results of the differential cross section and polarization (averaged over  $\Lambda$  and  $\bar{\Lambda}$ ) at 1546.2 MeV/c as a function of  $\cos \theta_{\Lambda}^*$ . At this energy the ratio  $\alpha_{\bar{\Lambda}}/\alpha_{\Lambda}$  is found to be  $-1.15 \pm 0.18$  (preliminary).

New results in Muon Catalyzed DT Fusion at low Temperatures

C. Petitjean (SIN, 5234 Villigen), W.H. Breunlich, M. Cargnelli, P. Kammel, J. Marton, N. Nägele, P. Pawlek, A. Scrinzi, J. Werner, J. Zmeskal (Ö.A.W., A-1090 Wien), J. Bistirlich, K.M. Crowe, J. Justice (UC Berkeley, USA), R.H. Sherman (LANL, USA), H. Bossy, H. Daniel, T. v. Edgidy, J. Hartmann (TU München, D-8046 Garching), W. Neumann (ETHZ, 8093 Zürich)

Muon catalyzed deuterium tritium fusion was investigated at SIN in liquid and gaseous DT mixtures at low temperatures (23K-35K). From the 14 MeV neutron spectra we evaluate very large cycle rates  $\lambda_c$  with yields exceeding 100 fusions per muon, and a low DT sticking factor  $w_s = 0.45 \pm 0.05 \%$ . New results will be presented and the dependence of  $\lambda_c$  and  $w_s$  on density will be discussed.

Nuclear polarization in muonic  $^{208}\text{Pb}$ 

P.Bergen, F.Bienz, M.Boschung, T.Q.Phan, G.Piller, A.Rüetschi, L.A.Schaller, L.Schellenberg and H.Schneuwly

Institut de Physique de l'Université, CH-1700 Fribourg

The muonic transitions between low-lying states of  $\mu^-$ - $^{208}\text{Pb}$  have been determined in a precision measurement using an anti-Compton spectrometer. Nuclear parameters and nuclear polarization corrections have been adjusted to the data. A consistent set of muonic states can only be obtained by assuming smaller nuclear polarization values for the  $2p_{1/2}$  and  $3p_{1/2}$  states than for the  $2p_{3/2}$  and  $3p_{3/2}$  states, respectively. Such a result is unexplained by present theoretical models, but follows the trend observed in  $\mu^-$ - $^{90}\text{Zr}$  (1).

(1) T.Q.Phan et al., Phys.Rev. C32 (1985) 609

 $\pi^+/\pi^-$ -Absorption an  $^3\text{He}$ 

P. Weber, G. Backenstoss, M. Izycki, P. Salvisberg, M. Steinacher, H.J. Weyer, Institut für Physik, Universität Basel, CH-4056 Basel. S. Cierjacks, H. Ullrich, Kernforschungszentrum und Universität Karlsruhe, D-7500 Karlsruhe; M. Furić, T. Petković, N. Simićević, University of Zagreb, 41000 Zagreb, Yugoslavia.

2N-Absorption an Nukleonenpaaren mit Isospin  $T = 0$  und  $T = 1$  wurde in den beiden quasifreien Reaktionen  $\pi^+ np \rightarrow pp$  und  $\pi^- pp \rightarrow pn$  bei  $T_\pi = 65, 120, 165$  und  $210$  MeV am SIN untersucht. Differentielle und integrierte Wirkungsquerschnitte wurden ermittelt und mit dem Zweinukleonensystem Deuterium verglichen. Nichtquasifreie Absorptionsprozesse wie 3N-Absorption, FSI und  $\pi^-$ - $^3\text{He} \rightarrow dn$  wurden ebenfalls beobachtet und bestimmen zusammen mit der 2N-Absorption den totalen Wirkungsquerschnitt.

$\pi^+/\pi^-$ -Absorption an  ${}^4\text{He}$ 

M. Steinacher, G. Backenstoss, M. Izycki, P. Salvisberg, P. Weber, H.J. Weyer, Institut für Physik, Universität Basel, CH-4056 Basel; S. Cierjacks, B. Rzehorz, H. Ullrich, Kernforschungszentrum und Universität Karlsruhe, D-7500 Karlsruhe;  
M. Furić, T. Petković, N. Simićević, University of Zagreb, 41000 Zagreb, Yugoslavia.

Im Zusammenhang mit den an  ${}^3\text{He}$  erzielten Resultaten wurde die Absorption im Fluge an  ${}^4\text{He}$  untersucht. Insbesondere konnte der  ${}^4\text{He}(\pi, dN)\text{N}$ -Kanal kinematisch vollständig untersucht werden. Es ergaben sich interessante Einblicke in den Absorptionsmechanismus in schwereren Kernen, z.B. eindeutige Beweise für Absorption an 3N-Subsystemen mit einem Nukleon als Spektator. Die einzelnen beobachteten Absorptionskanäle werden präsentiert und diskutiert.

Ein Präzisionsexperiment zur Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses  $\pi \rightarrow e\nu/\pi \rightarrow \mu\nu$ 

G. Czapek, A. Federspiel, A. Flückiger, D. Frei, B. Hahn, C. Hug, E. Hugentobler, W. Krebs, J. Lauber, U. Moser, E. Ramseyer, H. Scheidiger, P. Schlatter, G. Stucki  
Laboratorium für Hochenergiephysik, Universität Bern

R. Abela, D. Renker, E. Steiner  
Schweizerisches Institut für Nuklearforschung, Villigen

Am SIN wird gegenwärtig ein Präzisionsexperiment zur Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses  $\pi \rightarrow e\nu/\pi \rightarrow \mu\nu$  als Test der  $\mu$ -e-Universalität durchgeführt. Der Detektor wird vorgestellt und erste Resultate werden präsentiert.

Photoproduktion von positiven Pionen

W. HEISE (Physikalisches Institut der Universität Bonn)

In den vergangenen Jahren wurde am Bonner 2.5 GeV-Synchrotron eine Serie von präzisen Messungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$  in einem weiten kinematischen Bereich durchgeführt und ausgewertet. Bei mittleren CM-Winkeln und Photon-Energien oberhalb von 1.3 GeV bestand jedoch weiterhin ein Mangel an Meßdaten. Dieser Umstand beschränkte u.a. die Genauigkeit der durchgeführten Partialwellen-Analysen. Zur Erfassung dieses kinematischen Bereiches wurde ein neues Magnetspektrometer konzipiert. Bei Laborwinkeln von 33, 45 und 61 Grad und Photon-Energien von ca. 750 bis 2000 MeV wurden Messungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts der obigen Reaktion durchgeführt. Nach Auswertung des vollständigen Datenmaterials wurde erneut eine Parametrisierung der diff. Wirkungsquerschnitte vorgenommen.

Measurement of the Parity Violation in the Quasi-Free Scattering of  
Polarized Electrons from  ${}^9\text{Be}$ . §

J. AHRENS<sup>1)</sup>, H.G. ANDRESEN<sup>2)</sup>, H.J. GEISINGER<sup>3)</sup>, W. HARTMANN<sup>3)</sup>, W. Heil<sup>2)</sup>,  
H.J. KLUGE<sup>3)</sup>, R. NEUHAUSEN<sup>2)</sup>, E.W. OTTEN<sup>3)</sup>, E. REICHERT<sup>3)</sup>, F.P. SCHÄFER<sup>4)</sup>,  
B. Wagner<sup>2)</sup>

1) MPI f. Chemie, Univ. Mainz

2) Inst. f. Kernphysik, Univ. Mainz, 3) Inst. f. Physik, Univ. Mainz,

4) MPI f. Biophys. Chemie, Univ. Göttingen

The experiment to detect the parity violating helicity asymmetry for the quasi-free electron scattering from  ${}^9\text{Be}$  at 300 MeV and backward angles will be described. The possibility to interprete the experimental result:  $|A_{\text{exp}}| = (3.2 \pm 1.1) \cdot 10^{-6}$  in terms of model independent coupling constants between the weak, neutral current and the nucleon will be discussed.

§ Supported by: Deutsche Forschungsgemeinschaft SFB 201

Antiproton Annihilation at Rest in Deuterium and Nitrogen Gas

J. Riedlberger, Physik-Institut, Universität Zürich and CERN-Mainz-München-Orsay-Vancouver-Wien-Zürich (ASTERIX)-Collaboration

We investigated antiproton annihilation with a  $2\pi$  magnetic detector, also sensitive to photons and X-rays. We observed annihilation products in deuterium with statistics exceeding that of previous bubble chamber experiments by a factor of five. Nuclear antiproton annihilation into exclusive channels is studied here for the first time.

$\bar{p}p$  Annihilation into Two Mesons

Michael Doser, Physik Institut der Universität Zürich

CERN, Mainz, München, Orsay (LAL), Vancouver, Wien and Zürich (ASTERIX) collaboration

The branching ratios for  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $K^+K^-$  and  $K^0\bar{K}^0$  have been measured at LEAR for  $\bar{p}p$  annihilation with the initial angular momentum  $L=1$ . The technique makes use of the large yield of the Balmer series feeding the 2p atomic level following  $\bar{p}$  capture in gaseous hydrogen. Results show that  $K\bar{K}$  is suppressed from  $L=1$ .

$\bar{p}p$  - Annihilation in Zweikörper - Endzustände mit Strangeness

ASTERIX - Kollaboration, C. LAA (Institut für Radiumforschung und Kernphysik, Wien)

Im Rahmen des ASTERIX - Experimentes am LEAR werden Antiproton - Proton - Annihilationen in Ruhe in einem gasförmigen  $H_2$  - Target (NTP) untersucht. Der Anteil von S- zu P- Wellenannihilation kann durch die Forderung eines koinzidenten L-Röntgenquantes aus der atomaren Kaskade variiert werden. Ergebnisse über die Abhängigkeit der Verzweigungsverhältnisse in die Zerfallskanäle  $\bar{K}K$ ,  $\bar{K}K^*$ ,  $KK^*$ ,  $K^*K^*$  vom atomaren Anfangszustand der Annihilation werden präsentiert.

 $\bar{p}p$  - Annihilation in pseudoskalare Zweikörper - Endzustände

ASTERIX - Kollaboration, M. BOTLO (Institut für Radiumforschung und Kernphysik, Wien)

Im Rahmen des ASTERIX - Experimentes am LEAR werden Antiproton - Proton - Annihilationen in Ruhe in einem gasförmigen  $H_2$  - Target (NTP) untersucht. Der Anteil von S- zu P- Wellenannihilation kann durch die Forderung eines koinzidenten L-Röntgenquantes aus der atomaren Kaskade variiert werden. Die Abhängigkeit der absoluten und relativen Verzweigungsverhältnisse in die Zerfallskanäle  $\pi^+\pi^-$  und  $K\bar{K}$  vom atomaren Anfangszustand der Annihilation wird mit Modellen zur Annihilationsdynamik verglichen.

Suche nach  $\phi\pi$ -Resonanzen in der  $\bar{p}p$ -Annihilation in Ruhe

M. HEEL (Institut für Physik, Universität Mainz)

ASTERIX-Kollaboration

In ca. 30.000 Ereignissen vom Typ  $\bar{p}p \rightarrow \pi\pi KK$  wurden  $1500 \pm 50$   $\phi$ -Mesonen beobachtet. Die Ereignisse mit  $K^+K^-$ -invarianter Masse im Bereich des  $\phi$ -Mesons wurden auf  $\phi\pi$ -Resonanzen untersucht. Der Zerfall des  $b(1235) \rightarrow \phi\pi$  wurde mit einem Verzweigungsverhältnis  $\bar{p}p \rightarrow b\pi$  ( $b \rightarrow \phi\pi$ ) =  $(1.1 \pm 0.6) \times 10^{-4}$  beobachtet. Weitere  $\phi\pi$ -Resonanzen wurden nicht gefunden. Insbesondere konnte eine früher gefundene  $\phi\pi$ -Resonanz bei 1430 MeV nicht bestätigt werden.

**Produktion des  $a_0(980)$  Mesons in der  $\bar{p}p$  Annihilation in Ruhe**

ASTERIX Kollaboration, F. FELD – DAHME (Universität München)

Im Rahmen des ASTERIX Experiments am LEAR wird die direkte Produktion des  $a_0(980)$  (früher :  $\delta(980)$ ) in der Reaktion  $\bar{p}p \rightarrow \pi a_0(980)$  untersucht. Die Produktion ist dabei nicht - wie beim Auftritt des  $a_0(980)$  als Zerfallsprodukt des  $f_1(1285)$  - phasenraumlimitiert. Ergebnisse über Zerfallseigenschaften des  $a_0(980)$  in die Endzustände  $K\bar{K}$  und  $\eta\pi$  werden präsentiert.

**Produktion von  $f_1(1420)/\iota(1440)$  Mesonen in der  $\bar{p}p$  Annihilation in Ruhe**

ASTERIX Kollaboration, K.D. DUCH (Universität Mainz)

Im Rahmen des ASTERIX Experiments am LEAR wird die Produktion der Mesonen  $f_1(1420)/\iota(1440)$  (früher:  $E/\iota$ ) in verschiedenen Endzuständen ( $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-K\bar{K}\pi$ ,  $\pi^0K\bar{K}\pi$ ,  $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\eta$ ) untersucht. Vorläufige Ergebnisse über Produktions- und Zerfallseigenschaften werden präsentiert.

$e^+e^-$ - Physik

$\tau$  Asymmetriemessung mit dem CELLO-Detektor im Energiebereich  $\sqrt{s} = 38.0$ [GeV] bis  $\sqrt{s} = 46.8$ [GeV]. CELLO-Kollaboration.

W. WIEDENMANN (Max - Planck - Institut für Physik und Astrophysik, München)

Messungen der Asymmetrie und des Wirkungsquerschnittes für die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  werden vorgestellt. Die Daten wurden mit dem CELLO Detektor am PETRA Beschleuniger aufgenommen und überdecken einen Energiebereich von  $\sqrt{s} = 38.0$  [GeV] bis 46.8 [GeV] mit einer integrierten Luminosität von  $44.1 [pb^{-1}]$ , die gemittelte Energie der Daten ist 43.0 [GeV]. Weiterhin werden als Test für die Reinheit des  $\tau$  - samples topologische Verzweigungsverhältnisse, sowie Verzweigungsverhältnisse für dominierende Zerfallskanäle angegeben. Bei der Analyse der Daten wurde besonderes Gewicht auf die detaillierte Untersuchung von Untergrundreaktionen gelegt, welche die Asymmetrie systematisch verfälschen können.

Messung elektroschwacher Effekte in  $e^+e^-$ -Reaktionen bei PETRA

MARK J Kollaboration

Vortragender: JOSEF SCHUG (III. Phys. Inst., RWTH Aachen)

Mit dem MARK J Detektor gewonnene Daten von  $e^+e^-$  Wechselwirkungen mit einer Schwerpunktsenergie von bis zu 46.7 GeV wurden zur Untersuchung von elektro-schwachen Effekten verwendet. Dazu wurden insbesondere die Myon- und Tau-Paarproduktion, sowie hadronische Reaktionen mit einem inklusiven Myon gemessen. Die Resultate sind in guter Übereinstimmung mit den Vorhersagen des Standardmodells und der Leptonuniversalität. Durch Bestimmung des Spektrums der inklusiven Myonen wurden die semileptonischen Verzweigungsverhältnisse der schweren c und b Quarks ermittelt.

Vergleich des Jets niedrigster Energie in Dreijetereignissen mit

Jets in Zweijetereignissen

A. Böhrer, CELLO Kollaboration (KfK und Univ. Karlsruhe)

Aus Daten, die am  $e^+e^-$ -Speicherring PETRA mit dem Detektor CELLO genommen wurden, selektierten wir mit einer Clusterroutine multi-hadronische Ereignisse mit zwei und drei Jets. Wir verglichen die  $p_T$ -Verteilung des dritten Jets mit  $5 \text{ GeV} < E_{jet} < 9 \text{ GeV}$  bei einer Schwerpunktsenergie um 44 GeV mit Jets aus Zweijetereignissen bei 14 GeV.

Energie-Korrelationen in multihadronischen Ereignissen  
der  $e^+e^-$ -Physik

K. GAMERDINGER (KFK und Univ. Karlsruhe), CELLO Kollaboration

Energiekorrelationen in multihadronischen Ereignissen ( $e^+e^- - q\bar{q}$ ), gemessen mit dem Detektor CELLO bei PETRA, werden mit verschiedenen theoretischen Modellen verglichen. Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung wird bestimmt und ihre Abhängigkeit von der Art des Modells untersucht. Dabei werden sowohl Modelle behandelt, die auf der störungstheoretischen Berechnung bis zur zweiten Ordnung der Kopplungskonstanten beruhen, als auch sogenannte "leading log" Modelle. Es zeigt sich, daß beide die Messdaten hinreichend gut beschreiben können.

**Modellunabhängige Bestimmung von  $\Lambda_{QCD}$  in  $e^+e^-$  Reaktionen**

A. DIECKMANN, (Phys. Inst. Univ. Heidelberg)

Experimentelle Mittelwerte der hadronischen Jet-Variablen Thrust, Asymmetrie der Energiekorrelation und Jetmassen lassen sich beschreiben als Summe eines QCD Terms und eines Fragmentationsterms. Die Analyse der Daten von JADE bei PETRA im Schwerpunktsenergiebereich von 14 bis 46.7 GeV ergibt, wenn man nur das Vorzeichen des Fragmentationsanteils berücksichtigt, fragmentationsmodellunabhängige Grenzwerte für  $\Lambda$  von  $25 \text{ MeV} \leq \Lambda \leq 400 \text{ MeV}$  (95% CL). Eine explizite Parametrisierung des Fragmentationsanteils als proportional zu  $W^{-1}$  ergibt  $\Lambda = 150 \pm 80 \pm 60 \text{ MeV}$ .

Study of energy-energy correlations with TASSO

L. LABARGA (Physics Department, Siegen University)

Data on energy-energy correlations (EEC) and their asymmetric component (AEEC) are presented. They have been obtained with the TASSO detector, operating at c.m. energies in the range 14 to 43 GeV at PETRA (DESY) in Hamburg. The data have been corrected for detector acceptance and resolution as well as for initial state radiative corrections. Comparisons with bare QCD predictions to  $O(\alpha_s)^2$  as well as with Monte Carlo fragmentation models based upon them are made. From these comparisons the scale parameter for strong interactions,  $\Lambda_{\overline{MS}}$ , is obtained.

Experimental Study of Jet-Masses in  $e^+e^-$ -Annihilation and Comparison with QCD Calculations in Second Order

JOSE DEL PESO (Universidad Autonoma de Madrid)

We investigate the properties exhibited by jet masses in perturbative QCD to order  $\alpha_s^2$ , in particular their infrared stability properties and dependence on fragmentation effects. We present data obtained with the detector TASSO at PETRA in the energy range from 12 to 46 GeV. We compare our data with bare QCD predictions as well as with expectations from Monte Carlo fragmentation models, of both independent and string type.

Modellunabhängige Grenzen für die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  der starken Wechselwirkung.

J. HANSMEYER, CELLO Kollaboration (KfK und Univ. Karlsruhe)

Die Jet Meßgrößen  $\langle 1-T \rangle$ ,  $\langle M_h^2/s \rangle$ ,  $\langle (M_h^2 - M_1^2)/s \rangle$  und AEEC wurden mit dem CELLO Detektor am Speicherring PETRA über den Energiebereich von 14.0 GEV/c bis 46.8 GEV/c gemessen. Die korrigierten Verteilungen werden mit QCD-Rechnungen 2. Ordnung verglichen. Da die Vorhersagen aller Fragmentationsmodelle (LUND String, independent fragmentation, parton shower model) für das Vorzeichen der nicht perturbativ berechenbaren Fragmentationsbeiträge übereinstimmen, lassen sich modellunabhängige Grenzen für den Skalenparameter der QCD  $\Lambda_{\overline{\text{MS}}}$  und damit auch für die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  der starken Wechselwirkung angeben.

Nachweis direkter Photonen in  $e^+e^-$ -Annihilationen, TASSO-Kollaboration, W. ZEUNER (DESY)

Bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$  tritt ein Term auf, der die Interferenz von Photonabstrahlung des Anfangs- und des Endzustandes beschreibt. Diese Interferenz führt zu einer Ladungsasymmetrie der Jets, die mit dem TASSO-Detektor gemessen wurde. Die Hauptprobleme bei der Messung bestanden in der Reduktion des Untergrunds durch Erkennung von Photonen aus  $\pi^0$ -Zerfällen und in der Berechnung der Jetladungen.

**Multijetereignisse in  $e^+e^-$  bei PETRA**

S. BETHKE, A. DIECKMANN, (Phys. Inst. Univ. Heidelberg)

Die Produktion hadronischer Jets in der  $e^+e^-$  Annihilation wurde im JADE-Experiment bei Schwerpunktsenergien von 14 bis 46.7 GeV mit Hilfe von Cluster-Algorithmen und Acoplanaritätsverteilungen untersucht. Die Zahl sphärischer und 4-jetartiger Ereignisse ist größer als von störungstheoretischen Modellrechnungen in 2. Ordnung QCD vorhergesagt. Eine Variation von  $\alpha_s$  oder anderer Modellparameter vermag die beobachteten 3- und 4-Jet-Raten nicht gleichzeitig zu reproduzieren. Die Zahl sphärischer Ereignisse kann zumindest teilweise durch Beiträge höherer Ordnung QCD erklärt werden. Konsequenzen dieser Analyse für  $\alpha_s$  Bestimmungen werden diskutiert. Eine gute Beschreibung der Daten liefern dagegen Parton-Schauer Modelle mit Soft-Gluon-Interferenz.

**Experimentelle Untersuchung der Fragmentation von Gluonen und Quarks**

L SMOLIK, (Phys. Inst. Univ. Heidelberg)

Die Fragmentation von Quarks und Gluonen wurde im JADE-Experiment mit planaren hadronischen 3-Jet Ereignissen der  $e^+e^-$ -Vernichtung studiert. Dafür werden die Verteilungen des Transversalimpulses von Jets, die hauptsächlich vom Gluon stammen, relativ zur Quarkjetrichtung auf die Effekte des Stringmodells hin untersucht. Weiterhin wird die "Roundness" von Gluonjets, das Verhältnis des mittleren Transversalimpulses der Hadronen in der Ereignisebene zu demjenigen senkrecht dazu bestimmt. Die Daten werden mit den Vorhersagen verschiedener Fragmentationsmodelle verglichen.

**Vektormesonproduktion in  $e^+e^-$ -Annihilation bei 34.6 GeV**

TASSO Kollaboration, J.EISENMANN, (Phys. Inst. Univ. Bonn)

Der Einfluß des Spins auf den Hadronisierungsprozeß ist weitgehend unverstanden. Durch Vergleich der Produktionsraten von pseudoskalaren Mesonen P und Vektormesonen V mit gleichem Quarkinhalt läßt sich dieser Einfluß studieren. Am Beispiel der Mesonen mit Strangeness ( $K, K^*$ ) wurde der Einfluß von Spin und Massen der Mesonen auf die Hadronisierungsphase untersucht. Das Produktionsverhältnis  $V/(V+P)$  pro Ereignis wird durch Spin-Multiplizität und durch das Massenverhältnis der Vektor- und pseudoskalaren Mesonen beeinflußt. Für die Untersuchung der Massenabhängigkeit des Produktionsverhältnisses wurden Messungen an  $\rho, \pi$  und  $D^*, D$  Kombinationen herangezogen.

Teilchenkorrelationen bei  $e^+e^-$ -Annihilationen mit  $\sqrt{s} \approx 10$  GeV

ARGUS KOLLABORATION: J.P. DONKER (Inst. für Physik, Universität Dortmund)

Es wird gezeigt, daß die Untersuchung von Baryon-Antibaryon-Korrelationen, geeignet ist, Rückschlüsse auf den Fragmentationsprozess von 3 Gluon- und  $q\bar{q}$ -Systemen zu ziehen. Es erfolgt ein Vergleich der Daten mit Modellrechnungen, insbesondere dem Lund-Fragmentationsmodell.

Der Effekt, daß gleichgeladene Pionen im Phasenraum näher beieinander liegen als unterschiedlich geladene, wird durch Fragmentationsmodelle nicht erklärt.

Diese Bose-Einstein-Korrelation wird sowohl für die T1S-Resonanz als auch für Multihadronevents auf dem Kontinuum untersucht.

 $\eta$  Formation in  $\gamma\gamma$  Collisions

D. SIEVERS (Univ. Hamburg, I. Inst. für Experimentalphysik)

representing the Crystal Ball Collaboration

First results on the analysis of the two photon process  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta$ ,  $\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$  will be presented. This analysis uses the no-tag mode, i.e. the scattered leptons are not seen in the detector. The invariant  $\pi^0\pi^0\pi^0$  spectrum shows a strong  $\eta$  signal, which can be used to calculate the partial width  $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$ . The data used for this analysis consist of about  $200 \text{ pb}^{-1}$  and were taken with the Crystal Ball detector at DORIS II between 1982 and 1986.

Untersuchung der  $\rho^0\rho^0$ -Paarproduktion und von Endzuständen mit  $K_S^0$ -Mesonen

CELLO-Kollaboration. J. AHME, M. FEINDT, J. HARJES, J.H. PETERS (Universität Hamburg)

Mit dem CELLO Detektor am Speicherring PETRA wurde 1986 eine integrierte Luminosität von ca.  $90 \text{ pb}^{-1}$  bei einer Schwerpunktsenergie von 35 GeV gesammelt. Es werden erste Ergebnisse einiger 2-Photon Analysen vorgestellt. Insbesondere wird auf die Untersuchung von 4  $\pi$  Endzuständen und die Rekonstruktion von  $K_S^0$ -Mesonen eingegangen; die  $K_S^0$ -Mesonen werden im Zerfall  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  durch Rekonstruktion des Sekundärvertex nachgewiesen.

## Beschleunigertechnologie

### Positionsmonitore für den HERA - Protonenstrahl

S. Klehn, W. Schütte, M. Wendt ( DESY, Hamburg ), I. Petrescu ( II. Institut für Exp. Physik, Univ. Hamburg )

Für den HERA Protonenspeicherring werden Richtkoppler als Positionsmonitore eingesetzt. Die Richtkoppler bestehen im wesentlichen aus zwei 40 cm langen,  $\frac{1}{4}$  Antennen, die sich im Heliumkryostaten der supraleitenden Quadrupolmagnete befinden. Zum quantitativen Verständnis, z.B. der Anpassung, Kopplung oder des Ablageverhaltens, werden die Impedanzen zwischen Antennen und Strahl so wie Antenne und Strahlrohrwand benötigt. Sie wurden berechnet und gemessen.

### Eine Laser-getriggerte Funkenstrecke zur Ansteuerung von Kickermagneten

M. BIELER (II. Inst. f. Experimentalphysik der Univ. Hamburg)

R. FOHRMANN (Deutsches Elektronen-Synchrotron)

E.G. SANDELS (Rutherford Appleton Lab.)

Die Kickermagnete zum Auslenken des Protonenstrahles aus dem HERA-Ring werden über Laser-getriggerte Funkenstrecken geschaltet. Die Zündverzugszeit der Funkenstrecke und deren zeitliche Schwankungen wurden in Abhängigkeit von folgenden Parametern gemessen: Energie und Divergenz des Lasers, Funkenstreckengeometrie, Arbeitsspannung, Druck, Fluß und Zusammensetzung des Füllgases. Typische Zündverzugszeiten (bei 30 KV, 10 KA) sind 50  $\pm$  1 ns.

### Supraleitende Korrekturmagnete für den HERA-Protonring

C. DAUM (NIKHEF, Amsterdam)

R. HELLER (DESY, Hamburg)

P. SCHMUESER (II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg)

Die Feineinstellung des Arbeitspunktes sowie die Chromatizitätskorrektur wird im HERA-Protonenring durch supraleitende Quadrupol- und Sextupolkorrekturspulen vorgenommen. Die Spulen haben eine Länge von 6 m und sind auf dem Strahlrohr innerhalb der Hauptdipole befestigt. Die Strahllagekorrektur wird mit Hilfe von "Supra-ferric"-Dipolmagneten durchgeführt. Konzept und Aufbau beider Magnettypen sowie Meßergebnisse zur Feldqualität und zum Quenchverhalten werden vorgestellt.

Messungen zur Quenchausbreitung in einem supraleitenden  
Dipolmagneten

D. BONMANN (BBC, Mannheim)

U. OTTERPOHL (DESY, Hamburg)

P. SCHMUESER und M. SCHWEIGER (II. Institut für Experimentalphysik,  
Universität Hamburg)

Ein Prototyp-Magnet, der abgesehen von der auf 1 m verkürzten Länge in allen Parametern dem Original-Dipolmagneten für HERA entspricht, wurde mit punktförmigen Heizelementen an verschiedenen Positionen der supraleitenden Spule sowie mit einer Reihe von Potentialabgriffen ausgerüstet. Dies ermöglicht es, an einer definierten Stelle der Spule einen Quench auszulösen und die Ausbreitung der normalleitenden Zone entlang einer Spulenwindung sowie die transversale Ausbreitung von Windung zu Windung zu messen. Daten wurden bei Feldern von 1,5 bis 6 Tesla aufgenommen. Außerdem wurde die Erwärmung des Magneten nach einem Quench als Funktion der deponierten Energie gemessen.

Polarized antiprotons in LEAR

A. Penzo (INFN Trieste), Y. Onel (Univ. Geneva), R. Rossmanith (DESY)

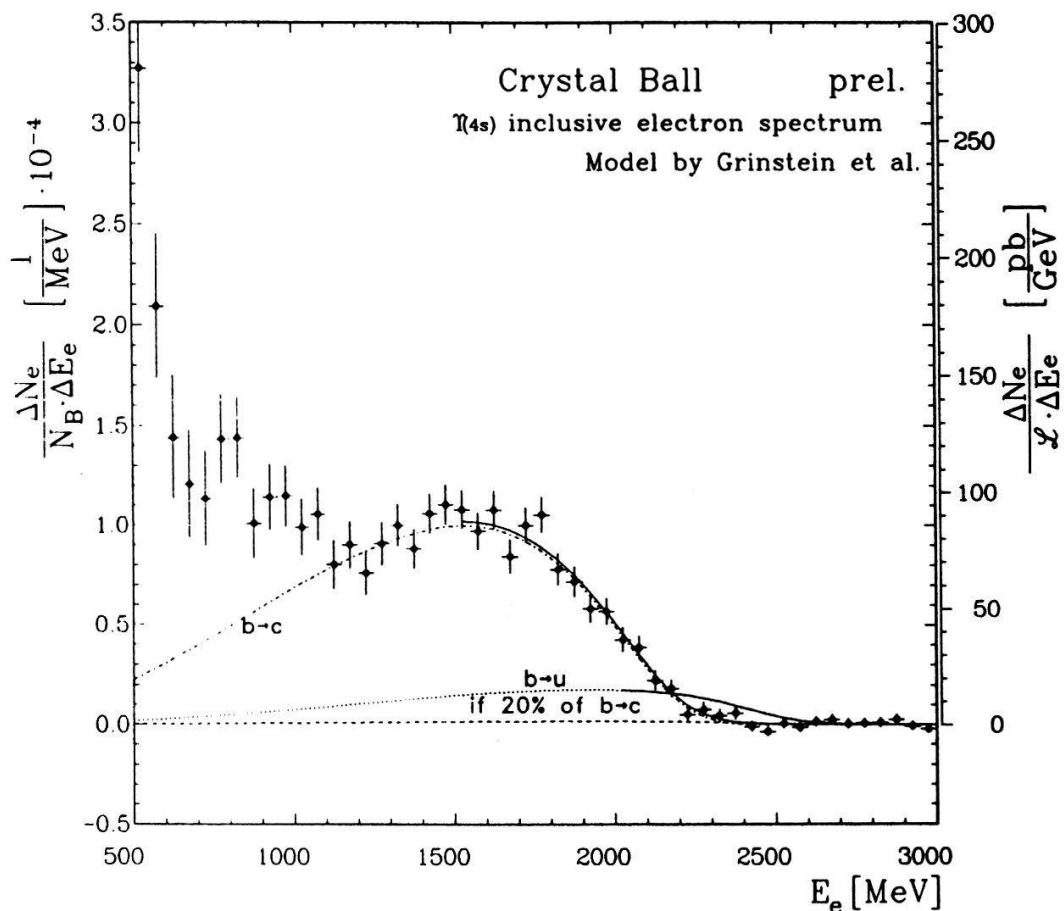
Two years ago a new selfpolarization mechanism for stored protons, antiprotons and ions using the Stern-Gerlach effect was proposed. This mechanism will be tested with protons in LEAR. The final goal is to obtain stored polarized antiprotons. The polarizing element, the so called spin splitter, consists of a superconductive solenoid and two skew quadrupoles. Particles with different spin states are kicked by the quadrupoles in opposite directions and perform betatron oscillations with opposite phases. Finally particles with different spin states will become separated within one hour.

## Schwere Quarks

## Semileptonic Decays of B-Mesons

Karl Wachs, DESY, Hamburg, representing the Crystal Ball Collaboration

With 130 000 B meson decays taken at the T(4S) at DORIS the following results have been obtained:



$$B(B \rightarrow e \bar{v} \chi_c) = 11.9 \pm 0.4 \pm 0.7\% \text{ using model by Grinstein et al.}$$

$$= 10.8 \pm 0.4 \pm 0.7\% \quad " \quad " \quad " \quad \text{Wirbel et al. (only } D, D^*)$$

$$= 12.0 \pm 0.5 \pm 0.7\% \quad " \quad " \quad " \quad \text{Altarelli et al.}$$

with  $p_F$ ,  $m_c$  free,

best  $p_F = (388 \pm 52)$  MeV

$m_c = (1608 \pm 46)$  MeV

$$\frac{B(B \rightarrow e \bar{v} \chi_u)}{B(B \rightarrow e \bar{v} \chi_c)} < 13\% \text{ (90\% CL), using model by Grinstein et al.,}$$

for  $E_e > 2.3$  GeV

$$\frac{\Gamma(B \rightarrow e \bar{v} D^*)}{\Gamma(B \rightarrow e \bar{v} D^*) + \Gamma(B \rightarrow e \bar{v} D)} = 1.16 \pm 0.51 \pm 0.39$$

$> 0.36 \text{ (90\% CL)}$

Radiative Decays of the  $\Upsilon(4S)$ -Resonance

J. SCHÜTTE (Physik. Inst., Univ. Erlangen-Nürnberg)

representing the Crystal Ball Collaboration

We have searched for radiative decays  $\Upsilon(4S) \rightarrow \gamma + X$  in the inlusive photon spectrum of the  $\Upsilon(4S)$ -resonance. The data analyzed were taken with the Crystal Ball detector operating at the  $e^+e^-$ -storage ring DORIS II. Since no evidence for any signal was found upper limits on the branching ratio  $B(\Upsilon(4S) \rightarrow \gamma X)$  will be given.

Determination of  $B(\Upsilon \rightarrow \mu\mu)$ 

M. KOBEL (Physik. Inst., Univ. Erlangen-Nürnberg)

representing the Crystal Ball Collaboration

Since 1982 the Crystal Ball detector has taken data at the  $e^+e^-$  storage ring DORIS II at DESY in the energy region of the  $\Upsilon$  resonances. Selecting  $\mu$ -pair events on and off resonance we extract the branching ratio  $B_{\mu\mu}$  for the process  $\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-$ .  $B_{\mu\mu}$  is needed for the calculation of the total width of the  $\Upsilon$  and is very sensitive to the value of  $\alpha_s$ .

Search for Exclusive  $\Upsilon(1S)$  Decays to all-Neutral Final States

P. SCHMITT (Univ. Würzburg, now at Harvard Univ.)

representing the Crystal Ball Collaboration

We have searched for radiative decays of the  $\Upsilon(1S)$  resonance,  $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma X$ , where  $X$  is one of the mesons  $\eta$ ,  $\eta'$ ,  $f_2(1270)$ ,  $f_2(1720)$  or a narrow resonance in the mass range from 1.0-2.5 GeV decaying into two pions. The mesons are identified in their all-neutral decay modes. Since no significant signals were found, upper limits on branching ratios will be given. The data used for this analysis were taken with the Crystal Ball detector at DORIS II between 1982 and 1986 and consist of the full  $\Upsilon(1S)$  data sample of  $50 \text{ pb}^{-1}$ .

$c\bar{c}$ -production in Upsilon Decays

W. MASCHMANN (Univ. Hamburg, I. Inst. für Experimentalphysik)  
representing the Crystal Ball Collaboration

The production of charmonium states in hadronic decays of the  $T(4S)$ -resonance has been investigated in an inclusive analysis using the Crystal Ball detector at DORIS II. The  $c\bar{c}$ -states are identified in their  $e^+e^-$ -decay modes. The branching ratio for  $T(4S) \rightarrow J/\psi + X$  will be presented. In addition we give branching ratio upper limits for  $\psi$  and  $X_c$  states in  $T(1S)$  decays and continuum reactions.

Production of  $\pi^0$ ,  $\eta$  and  $\omega$  Mesons in the  $T$  Region

Ch. BIELER (Univ. Hamburg, I. Inst. für Experimentalphysik)  
representing the Crystal Ball Collaboration

The Crystal Ball detector took data at the DORIS II  $e^+e^-$  storage ring at DESY from 1982 to 1986. In this analysis we look for 2 photon decays of  $\pi^0$  and  $\eta$  mesons produced in hadronic events. We also look for  $\omega$  mesons, decaying into  $\pi^0\gamma$ . Production yields from the  $T$  resonances and in the continuum will be reported.

Search for  $\eta_b$  and  $\eta_b'$  in  $T(1S)$  and  $T(2S)$  Decays

R. LEKEBUSCH (Univ. Hamburg, I. Inst. für Experimentalphysik)  
representing the Crystal Ball Collaboration

We report on a search for  $\eta_b$  and  $\eta_b'$  in the inclusive  $\gamma$ -spectrum of hadronic  $T(1S)$  and  $T(2S)$  decays. The results are based on about 400 k  $T(1S)$  and 200 k  $T(2S)$  hadronic decays. The data were taken at the DORIS II storage ring at DESY with the Crystal Ball detector between 1982 and 1986.

Messung inklusiver  $\pi^0$ - und  $\eta$ -Produktion im Energiebereich  
der  $T$ -Resonanzen

ARGUS-Kollaboration: A. DRESCHER (Inst. für Physik, Universität Dortmund)

Mit dem ARGUS-Detektor wurde die mittlere Multiplizität von  $\pi^0$  - und  $\eta$ -Mesonen beim 3-Gluon-Zerfall des  $T(1S)$  sowie bei  $q\bar{q}$ -Reaktionen im Kontinuum bei 10.45 GeV Schwerpunktsenergie bestimmt. Zusätzlich wurden inklusive Energiespektren dieser Teilchen gemessen. Die Resultate sind in guter Übereinstimmung mit denen aus einer Monte-Carlo-Simulation des Fragmentationsprozesses gewonnenen Verteilungen.

Messung der inklusiven  $\phi$ -Produktion im Bereich der T-Resonanzen

ARGUS KOLLABORATION, U. MATTHIESEN (Inst. für Physik der  
Universität Dortmund)

Auf der Basis einer mit dem Detektor ARGUS gewonnenen Datenmenge, die einer integrierten Luminosität von  $124 \text{ pb}^{-1}$  entspricht, wurde die Produktion von  $\phi$ -Mesonen auf den T-Resonanzen (1s, 2s und 4s) sowie im benachbarten Kontinuum untersucht. Es wurden die z-Spektren sowie die Produktionsraten für das  $\phi$ -Meson bestimmt. Das Verhältnis der Erzeugungsraten auf dem T(1s) und im Kontinuum schließt die Gluon-Fragmentation nach dem Peterson-Walsh-Modell aus, das eine Anreicherung von Isosingulett Mesonen bei der Gluon-Fragmentation im Vergleich zur Quark-Fragmentation vorhersagt.

**Studium von B-Quark Jets bei PETRA Energien**

M. ZIMMER (Phys. Inst. Univ. Heidelberg)

B-Quarks lassen sich bei PETRA Energien über ihre semileptonischen Zerfälle identifizieren. Mit dem JADE-Detektor können die aus der Reaktion  $b \rightarrow e \nu X$  stammenden Elektronen durch ihren Energieverlust  $dE/dx$  in der Jet-Kammer sowie über das Verhältnis zwischen gemessenem Impuls zu Energieverlust in den Bleiglasschauerzählern nachgewiesen werden und in gewissen kinematischen Bereichen von Elektronen aus anderen Quellen unterschieden werden. In dieser Analyse werden durch Elektronen markierte B-Quark Ereignisse hinsichtlich der Eigenschaften des hadronischen Jets untersucht. B-Quark Jets werden dabei mit Jets der leichten Quarks verglichen.

**Messung der Verzweigungsverhältnisse und Ladungsasymmetrien der schweren Quarks**

K.-H. HELLENBRAND, (Phys. Inst. Univ. Heidelberg)

Die Möglichkeiten des JADE Detektors werden genutzt, um in multihadronischen Ereignissen bei 35 GeV Schwerpunktssnergie Elektronen nachzuweisen. In einer Analyse der Ereignisse mit einem Elektron-Kandidaten werden die Verzweigungsverhältnisse der Reaktion  $b, c \rightarrow e \nu X$  bestimmt und deren Ladungsasymmetrien ermittelt.

Inklusive Produktion geladener D-Mesonen in der  $e^+e^-$  Annihilation

TASSO KOLLABORATION; R. GERHARDS (I. Physik.Institut, RWTH Aachen)

Mit Hilfe des TASSO Detektors wurde die inklusive Erzeugung geladener D-Mesonen in der  $e^+e^-$ -Annihilation bei Schwerpunktsergien von 34 GeV untersucht. Die Identifizierung der D- Mesonen wurde über mehrere Kanäle, u.a.  $D^{\pm} \rightarrow K^{\mp} \pi^{\pm}$ , versucht.

Die Analyse umfaßt die Daten, für die die Information der hochauflösenden Vertexkammer des TASSO Detektors zur Verfügung stand, so daß die Impulsauflösung  $\sigma_p/p = 0.0095 \sqrt{0.5 + p^2}$  betrug.

erste Ergebnisse werden vorgestellt und mit der Erzeugung anderer pseudoskalarer Mesonen sowie geladener D\*-Mesonen verglichen.

Measurement of the  $\Lambda_c$  Lifetime using CCDs

ACCMOR COLLABORATION, M. BOSMAN (Max-Planck-Inst. für Phys. München)

Results will be presented on a clean sample of  $\Lambda_c$  decays obtained in experiment NA32 (ACCMOR Collaboration). For the first time in a high energy physics experiment charge-coupled devices (CCDs) have been used together with silicon microstrip detectors to reconstruct charmed particle decays close to the primary interaction point. A second level trigger was used to enrich the data with decays of  $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$  (and charge conjugate) and  $D_s^{\pm} \rightarrow K^{\mp} K^{\pm} \pi^{\pm}$ . First results from the 1985 run will be presented, including a measurement of the  $\Lambda_c$  lifetime.

Production of Charmed D and  $D_s$  Mesons in 200 GeV/c  $\pi^-$ ,  $K^-$  and pSi Interactions

ACCMOR COLLABORATION, M. BOSMAN (Max-Planck-Inst. für Phys. München)

The NA32 experiment, at the CERN SPS, has recorded 22 million 200 GeV/c  $\pi^-$ Si interactions, 5 million 200 GeV/c  $K^-$ Si interactions and 11 million 200 GeV/c pSi interactions. Results will be presented on the comparison of  $D^{\pm}$ ,  $D^{*\pm}$ ,  $D_s^{\pm}$  production with  $\pi^-$ ,  $K^-$  and p incident beam.

## S<sup>pp</sup>S-Physik

### W Produktion in UA2

UA2 Kollaboration, vorgetragen von K. JAKOBS (Institut f. Hochenergiephysik, Heidelberg)

Basierend auf der gesamten Datenmenge, die mit dem UA2 Detektor am CERN p<sup>-</sup>p-Collider genommen wurde, werden die Wirkungsquerschnitte für die Produktion der intermediären Vektorbosonen W und Z° bestimmt.

Besonderes Gewicht wird auf die assozierte Produktion von W's mit harten Jets gelegt, die als QCD Korrektur zum Drell-Yan Mechanismus verstanden werden kann.

Die erhaltenen Ergebnisse werden mit QCD-Rechnungen verglichen.

### Untersuchung der Zerfälle von W → eν und Z → e<sup>+</sup>e<sup>-</sup>

UA2 Kollaboration, vorgetragen von M. WUNSCH (Institut f. Hochenergiephysik, Heidelberg)

Die Zerfälle der Intermediären Vektorbosonen W → eν und Z → e<sup>+</sup>e<sup>-</sup> wurden mit dem UA2-Detektor am CERN S<sup>pp</sup>S Collider untersucht. Diese Messungen erlauben eine Bestimmung der Parameter des Standard Modells und einen Vergleich mit den theoretischen Voraussagen.

### Myon-Selektion am UA1 Experiment

UA1 Kollaboration, M. Preischl (Universität Kiel)

Während der Runperioden 1983-1985 wurden im UA1-Experiment bei 2·10<sup>10</sup> inelastischen Proton-Antiproton Wechselwirkungen 4·10<sup>6</sup> Myonen registriert. Das Datensample zur physikalischen Analyse (Heavy Flavour, W, Z) enthält 2·10<sup>4</sup> Ereignisse, das Z°-sample im Myon-Kanal reduziert sich auf 20 Ereignisse. Die Technik der Myon Selektion und notwendigen Schnitte werden besprochen.

Zwei-Myonen-Ereignisse mit niedriger invarianter Masse am CERN  $p\bar{p}$ -Speicherring

UA1-Kollaboration (hier: III. Phys. Inst., RWTH Aachen)

ACHIM GEISER

Am UA1-Experiment wurden bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 630$  GeV Zwei-Myonen-Ereignisse mit  $p_T(\mu) > 3$  GeV/c beobachtet. Diese Ereignisse werden analysiert, und Wirkungsquerschnitte für die  $J/\psi$ - und Drell-Yan-Produktion mit großen Transversalimpulsen werden abgeleitet.

Test der Elektron-Myon-Tau Universalitaet am UA1-Experiment

UA1-Kollaboration, M. SCHROEDER (Universitaet Kiel)

Im UA1-Detektor werden die leptonischen Zerfaelle von W-Bosonen in den Kanälen  $W-e\nu$ ,  $W-\mu\nu$ ,  $W-\tau\nu$  gleichzeitig gemessen. Aus den Zerfallsraten kann die Kopplungsstaerke fuer jeden einzelnen Kanal getrennt bestimmt werden. Der Vergleich der Kopplungskonstanten bestaetigt die  $e-\mu-\tau$  Universalitaet bei  $Q^2=m_W^2$ .

$W$ ,  $Z$  Massenpeak im Jet-Jet-Spektrum

UA2-Collaboration (Bern, CERN, Heidelberg, Kopenhagen, Orsay, Pavia, Saclay)

Bern: K. Borer, B. Hahn, K. Hara, E. Hugentobler, R. Moning, L. Müller, J. Schacher und F. Stocker

Laboratorium für Hochenergiephysik, Universität Bern

In der invarianten Massen-Verteilung der Jet-Paare wurde nach  $W^\pm$  und  $Z$  gesucht, die in  $q\bar{q}$  zerfallen sind. Es wurde eine Massenauflösung von 10 % erreicht. Die dabei angewandte Methode wird vorgestellt.

Korrelationen geladener Hadronen am CERN  $p\bar{p}$ -Collider

Bonn-Brüssel-Cambridge-CERN-Stockholm (UA5) Kollaboration

Burkhard HOLL (Phys. Inst. Univ. Bonn)

Es werden Ergebnisse von Korrelationsstudien zur Dynamik der Vielteilchenproduktion in nicht-einfach difffraktiven  $p\bar{p}$ -Wechselwirkungen bei kleinen Impulsüberträgen vorgestellt.

Zwei-Teilchen Korrelationen in  $p\bar{p}$ -Wechselwirkungen bei  $\sqrt{s} = 200$  bis 900 GeV werden im Rahmen eines Cluster-Modells diskutiert. Es wird gezeigt, daß diese Korrelationen nicht ausschließlich durch den Zerfall von kurzlebigen Resonanzen zu erklären sind. Ferner werden Energieabhängigkeit und Einfluß der Gruppierung von Hadronen in Clustern auf die Vorwärts-Rückwärts Multiplizitäts-Korrelation geladener Hadronen diskutiert.

Spectator-Ereignisse in Minimum-Bias-, Jet- und W- Daten

CLAUDIA-ELISABETH WULZ (CERN/EP, 1211 Genf 23, SCHWEIZ)

Die Analyse von  $p\bar{p}$ -Daten des CERN SppS Colliders im Schwerpunktsbereich  $200 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 900 \text{ GeV}$  hat gezeigt, daß die Spectator-Ereignisse, die Jet- oder W-Produktion begleiten, im Mittel höhere Multiplizitäten und härtere Transversalimpulsverteilungen für geladene Teilchen aufweisen als Minimum-Bias-Ereignisse, die keine niederengetischen Jets enthalten. Minimum-Bias-Ereignisse mit niederengetischen Jets zeigen das gleiche Verhalten.

Diese Phänomene werden im Fall von Jets anhand von harten Streuprozessen von Partonen mit niedrigem  $x$  und anhand von Gluonemission im Fall der geladenen intermediären Vektorbosonen erklärt.

Das Verbesserungsprogramm des UA1-Detektors

F. SZONCSO (Institut für Hochenergiephysik der Österr. Akademie der Wissenschaften, Nikolsdorferg. 18, 1050 Wien, ÖSTERREICH)

Das Experiment UA1 am CERN-Proton-Antiproton-Collider - erbaut zum experimentellen Nachweis der intermediären Vektorbosonen - wird nach seinem großen Erfolg einem umfangreichen Verbesserungsprogramm unterzogen, um weitergehende Studien durchführen zu können. Energieauflösung, Stabilität, Genauigkeit und Segmentierung sollen durch Einsatz von abgereichertem Uran als Schauermaterial und die Anwendung einer völlig neuen Detektor-Technologie verbessert werden. Der Beitrag bietet eine Funktionsbeschreibung des alten Detektors, die Hintergründe für die Verbesserung und eine Zusammenfassung über den geplanten künftigen Detektoraufbau und seine experimentellen Möglichkeiten.

## Verschiedene experimentelle Methoden

### Ein IBM PC als CAMAC Meßplatz

CH. BERGER, M. RÖHNER (I. Physikalisches Institut, RWTH Aachen)

Vorgestellt wird die Entwicklung eines CAMAC/IEC-Bus-Auslese- und Monitorprogramms mit einem Personal-Computer (IBM-XT/AT) unter Verwendung von höheren Programmiersprachen (FORTRAN MODULA2).

Erstrebzt wurde eine preiswerte Lösung (Personal-Computer) für Messungen mit niedriger bis mittlerer Datenrate (10 Hz auf XT, 100 Hz auf AT). Das Setup für einen bestimmten Meßaufbau (Controller, Meßgeräte, graphische Aufbereitung, Datenformate, Speichermedien) aber auch Erweiterungen (z.b. Einfügen neuer Gerätetreiber) erfolgen im Dialogbetrieb.

### Ein Auslese- und Überwachungssystem für den SAPHIR Detektor

K. HONSCHIED, P. SCHÜTZ, R. WEDEMEYER

Seit 1984 wird am physikalischen Institut der Uni. Bonn ein neuer Elektronenbeschleuniger (ELSA) gebaut. Eines der Experimente an ELSA - der SAPHIR Detektor - ist ein großes 4 Spektrometer. Die anfallende Datenmenge beträgt hier bei einer typischen Eventgröße von 2-3 kByte und einer Triggerrate von 50 Hz bis zu 100 kByte/sec.

Zur Verarbeitung dieser Datenmenge wurde ein Multiprozessor- system auf Basis des VME-Busses und 68010 Prozessoren aufgebaut. Diese Anordnung gliedert sich in einzelne Subsystem wie Auslese Überwachung etc, die alle über ein lokales Netz (≡ETHERNET) verknüpft sind. Im Vortrag wird dieses System und die dazu entwickelte Multiprozessorsoftware vorgestellt.

### DELPHI-EXPERT, ein Expertensystem für die Fehlerdiagnose im DELPHI-Experiment

H. FORSBACH (Fachbereich Physik, Universität Wuppertal, DELPHI-Kollaboration)

Zur Fehlerdiagnose in einem Hochenergie-Experiment der neuen Generation an den Beschleunigern (LEP, HERA, ...) wurde wegen der immer komplexer werdenden Apparaturen in einem Pilotprojekt ein Expertensystem für die Fehlerdiagnose entwickelt. Das System soll für den Physiker auf Schicht die Rolle eines menschlichen Detektorexperten übernehmen. Den Detektor- experten selbst soll es beim Aufspüren neuer Fehler Hilfestellung leisten. Dieses Pilotensystem soll vorgestellt werden.

Ein schneller z-vertex trigger für das H1-Experiment bei HERA

S. Egli, R. Eichler, U. Straumann, P. Truöl

Physikinstitut der Universität und IMP der ETHZ, Zürich

Zur Unterdrückung von Triggern von Strahl-Restgaswechselwirkungen am ep-Speicherring HERA planen wir den Bau eines schnellen elektronischen Triggers zur Bestimmung des Wechselwirkungspunktes entlang der Strahlachse. Die Methode, Art der Realisierung und Resultate werden dargestellt.

Analoge Auslese induzierter Signale von Streamertubes für den H1-Detektor

F. BRINKER, P.H. HARTZ, K. RAUSCHNABEL, A. WALTHER (Inst. für Physik, Universität Dortmund)

Im Rahmen der Voruntersuchungen für den Bau der Münon-Kammern des H1-Detektors wurden Kammern mit unterschiedlichen Kathodenwiderständen getestet.

Es wurde die räumliche Ladungsverteilung auf den Ausleseelektroden gemessen und die Ortsbestimmung von ionisierenden Teilchen untersucht. Insbesondere wird auf den Einfluß von Inhomogenitäten der Graphitkathode eingegangen.

Digitale Auslese von kosmischen Ereignissen in Plastic Streamer Tubes

F. BRINKER, P.H. HARTZ, K. RAUSCHNABEL, A. WALTHER (Inst. für Physik, Universität Dortmund)

Mit einem Teleskop aus acht Ebenen von Streamer Tubes wurden Efficiencies und Multiplizitäten gemessen.

Die Abhängigkeit dieser Eigenschaften von der Stripauslese auf der Ober-/Unterseite der Tubes und parallel bzw. senkrecht zu den Signaldrähten wird für Tubes mit und ohne Deckel als Funktion der Hochspannung und der die digitale Auslese bestimmenden Schwelle für die Stripsignale dargestellt.

Optimierung von Übergangsstrahlungsdetektoren

M. HOLDER, H. SUHR (Universität-GH Siegen)

Übergangsstrahlung aus  $\text{CH}_2$ -Folien und -Fasern wurde mit einer  $\text{Xe}-\text{CO}_2$  gefüllten Driftkammer an einem Elektronenstrahl von 3 GeV gemessen. Die Trennung von Elektronen und Pionen mit Hilfe von Ladungsintegration und Clusteranalyse wird mit theoretischen Erwartungen verglichen.

Erste Ergebnisse des Übergangsstrahlungsdetektors am WA69-Experiment im CERN G. Körsgen, A. Voigtlaender-Tetzner und S. Holzkamp (Phys. Inst., Univ. Bonn)

In den Jahren 1985/86 wurde am WA69-Experiment im CERN (Photo- und Hadroproduktion von Vielteilchenendzuständen) ein Übergangsstrahlungszähler zur  $\pi/\kappa$ -Separation eingesetzt. Es wird über die erreichten Teilchentrennwahrscheinlichkeiten berichtet. Des weiteren werden erste Ergebnisse zur strange/nonstrange Teilchenproduktion im Vorwärtsbereich für  $x_F \geq 0.8$  gezeigt.

A Ring-Imaging Cherenkov Counter for the HELIOS Experiment

HELIOS collaboration

A. Drees (Universität Heidelberg)

The Heidelberg-Weizmann group is designing an electron pair spectrometer at backward rapidities for the HELIOS experiment at CERN (NA43), with a RICH as the electron-identifying device. A prototype RICH with a  $\text{CH}_4$ -radiator at normal atmospheric pressure was tested at the CERN PS. As a UV-photon detector, a two-step low-pressure gas detector with TMAE and  $\text{CaF}_2$ -windows was used.

Ergebnisse neuer Prototyp-Testmessungen des ringabbildenden Cherenkovzählers im Vorwärtsbereich des DELPHI-Detektors

I. HERBST (Fachbereich Physik, Universität Wuppertal, DELPHI-Kollab.)

Mit einem Maßstab 1 : 1-Prototypen des ringabbildenden Cherenkovzählers im Vorwärtsbereich des DELPHI-Detektors wurden sowohl Gas- als auch Flüssigkeitsringe gemessen. Die Ergebnisse dieser Testmessungen sollen zusammen mit Studien zur Elektronendrift der Elektronen innerhalb des Photondetektors, bei Anwesenheit eines Magnetfeldes, vorgestellt werden.

Eine Methode, Ladungen in Kernspuremulsion automatisch zu messen\*)

E. Ganssauge, Ch. Müller, B. Dressel, S. Hackel, H. Kallies und W. Schulz (FB Physik, Philipps-Universität Marburg)

Unsere Meßvorrichtung besteht aus einem Mikroskop mit ferngesteuertem Kreuztisch, CCD-Kamera und Bildanalyse-System. Spezielle Teile der lokalen Spurbreiten zeigen deutliche Korrelation mit der Ladung des die Spur erzeugenden Teilchens. Ladungsmessungen im Bereich  $10 \leq Z \leq 26$  sind mit einer Genauigkeit von  $\Delta Z = \pm 1$  möglich. Das wird erreicht durch die Einführung neuartiger spezifischer Größen.

---

\*) Projekt wird vom BMFT gefördert (Projekt-Nr. 06 MR 158)

Analyse von Streamerkammer-Aufnahmen zur Kontrolle von Spurrekonstruktionen

Europäische Myon-Kollaboration (EMC) (hier: III. Physikal. Inst., RWTH Aachen) M. DROBNITZKY

Im Myon-Proton Streuexperiment NA9 der EMC wurden in den Jahren 1981 - 1983 mit einem Doppelspektrometer ca. 400000 Teilchenspuren gemessen und rekonstruiert. In der Datenanalyse muß eine Anzahl von Spurauswahlkriterien die Verlässlichkeit physikalischer Resultate sicherstellen. Zur Kontrolle dieser Kriterien wurden Streamerkammer-Aufnahmen mit computergrafisch erzeugten Bildern der entsprechenden rekonstruierten Ereignisse auf Spur-Niveau verglichen. Methoden, Hilfsmittel und Ergebnisse dieses Scans sollen vorgestellt werden.

Bedeutung der Vertexrekonstruktion für die Bestimmung der Produktionsrate von  $K^0$ -Mesonen

Europäische Myon-Kollaboration (EMC) (hier: III. Physikal. Inst., RWTH Aachen) K. ZIEMONS

In den Jahren 1981-83 wurden von der Europäischen Myon-Kollaboration am CERN Lepton-Nukleon Streureaktionen mit dem NA9 Doppelspektrometer an Wasserstoff- und Deuteriumtargets vermessen. Für die Identifikation der  $K^0$ -Mesonen ist dabei die Qualität der Vertexrekonstruktion und der Vertexzuordnung von großer Bedeutung. Die Rekonstruktionsqualität wurde anhand eines detaillierten Vergleichs von Streamerkammer-Aufnahmen mit den Ergebnissen der Gesamtdetektorrekonstruktion ermittelt. Als Resultate werden neben der  $K^0$ -Erzeugungsrate inklusive Verteilungen vorgestellt und mit anderen Experimenten verglichen.

Das UA2-TOF-System

UA2-Kollaboration, vorgetragen von S. GRÜNENDAHL (Institut f. Hochenergiephysik, Heidelberg)

Vorgestellt werden Konzeption und Aufbau eines time of flight (TOF)-Systems für den erweiterten und verbesserten UA2 Detektor, der ab Herbst 1987 am CERN  $\bar{p}p$  Collider zum Einsatz kommen wird. Das TOF-System soll zur Luminositätsbestimmung, zur Unterstützung des pattern recognition und zur Erkennung von Mehrfachwechselwirkungen (ca. 30% wegen der 10fach höheren Luminosität mit ACOL) eingesetzt werden. Es wird eine Zeitauflösung von besser als 100 ps angestrebt.

Ortsauflösende Plastiksintillationszähler für Elektronen

H. FAISSNER, C. LATSCHE, J. THIEL (III. Phys. Inst. A, RWTH Aachen)

Für einen Detektor, der Zwischenwinkel von  $e^+e^-$ -Paaren messen soll, wurden ortsempfindliche Plastik-Szintillationszähler entwickelt. Plastik-Streifen mit den Abmessungen  $40 \times 1 \times 4,5 \text{ cm}^3$  werden an beiden Enden mit Photomultipliern ausgelesen. Die Differenz der Pulshöhen dividiert durch ihre Summe ist ein Maß für den Durchgangsort der Elektronen. Durch geeignetes Schlitzen des Zählers kann man den Lichtanteil der näheren Röhre erhöhen und den der entfernten Röhre vermindern. Bei Tests mit  $\beta$ -Präparaten und monoenergetischen  $e^-$ -Strahlen aus einem Van-de-Graaff-Beschleuniger mit Energien bis 2,5 MeV wurde eine Ortsauflösung von 1,5 cm gemessen.

Strahlungsstabilität von Plastiksintillatoren und Wave-Length-Shiftern<sup>+</sup>

K. TAUBE, U. HOLM, H. BRÜCKMANN (I. Inst. f. Experimentalphysik, Uni Hamburg)

Für den HERA-Detektor ZEUS wurden einige Plastiksintillatoren und Wave-Length-Shifter auf ihre Strahlungsstabilität gegen "Kurzzeit"-Bestrahlung mit 20 MeV Protonen untersucht. Gemessen wurden in Abhängigkeit von der Dosis Transmission, Fluoreszenz und Absorptionslänge der Proben mit einem Spektrometer, einer Xenon-Blitzlampe und, statt wie häufig üblich mit einem radioaktiven Präparat, mit einem Strahl "einzelner" Protonen.

Im  $10^{-3} - 10^{-4}$  Gy-Bereich ergeben sich starke Änderungen von Absorptionslängen und Lichtausbeuten, wobei die umgebende Atmosphäre und die Erholungszeiten von großem Einfluß sind.

<sup>+</sup> gefördert vom BMFT

Ionisationskammer für Flüssigkeiten bei Raumtemperatur

J. ENGLER, M. GETIERT und H. KEIM (Kernforschungszentrum Karlsruhe, IK I und Universität Karlsruhe)

Es wird eine Ionisationskammer beschrieben, die zum Austesten von Flüssigkeiten wie TMS, Neopentan, TMP u.a. eingesetzt wird. In ihr werden die Konversionselektronen von <sup>207</sup>Bi beobachtet. Ergebnisse für verschiedene Flüssigkeiten unterschiedlicher Reinheitsgrade und von Mischungen werden vorgestellt.

Untersuchungen von Eigenschaften supraleitender Kugelchen zum Nachweis niedererenergetischer Neutrinos (Reaktorneutrinos, Sonnenneutrinos, unsichtbare Materie).

P. FREUND (Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München)

Zwischen 1.5 und 3.5° Kelvin wurde das Verhalten einzelner supraleitender Zinnkugelchen mit einem Durchmesser von 25 – 100  $\mu\text{m}$  in schwachen Magnetfeldern untersucht.

Anwendung des KALMAN-Filters auf die Schätzung von Spur- und Vertexparametern

R. FRÜHWIRTH (Institut für Hochenergiephysik der Österr. Akademie der Wissenschaften, Nikolsdorferg. 18, 1050 Wien, ÖSTERREICH)

In letzter Zeit wurden iterative Methoden zur Bestimmung von Spur- und Vertexparametern von Ereignissen aus Zählerexperimenten vorgeschlagen. Wir zeigen, daß der KALMAN-Filter der geeignete theoretische Rahmen zur Ableitung und Untersuchung dieser Methoden ist. Mit Hilfe der linearen Filtertheorie bestätigen und erweitern wir die bisherigen Resultate. Ferner wird das Problem der Entdeckung von Ausreißern und Sekundärvertizes untersucht.

Zweiteilchen-Korrelationen in 360 GeV pp-Streuung

**H. DIBON (Institut f. Hochenergiephysik der Österr. Akademie der Wissenschaften, Nikolsdorferg. 18, A-1050 Wien, ÖSTERREICH)**

**Präsentiert werden Resultate von Zweiteilchen-Korrelationen, ausgedrückt durch die Rapidität von geladenen Teilchen.**

**Die Daten stammen vom NA23-EHS(Europäisches Hybridspektrometer) Experiment des CERN.**

**Es handelt sich dabei um pp-Wechselwirkungen bei 360 GeV Strahl-impuls.**

**Diskutiert werden diese Daten im Vergleich mit ISR-Daten, dem LUND- und dem DTU-Modell.**

Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma

Vorläufige Ergebnisse zum Experiment EMU-01/CERN, Nov. 1986  
**B. Dressel, E. Ganssauge, S. Hackel, H. Kallies, Ch. Müller, J.T. Rhee, W. Schulz (Phys. Inst. Univ. Marburg)**

Überlegungen der QCD lassen einen Phasenübergang von hadronischer Materie zu einem Quark-Gluon-Plasma (QGP) vermuten, bei Energiedichten  $\varepsilon > \varepsilon_c \sim 1 \dots 3 \text{ GeV/fm}^3$ . Eine der möglichen Signaturen für solch ein QGP ist das Auftreten von Fluktuationen in Pseudorapiditäts-Dichte-Verteilungen geladener Mesonen.

Diese wurden im EMU-01-Expt. (200 AGeV  $^{16}\text{O}$  auf Ag in Em.) erzeugt. In Marburg wurde eine Messapparatur entwickelt, welche die Aufnahme von Pseudorapiditäts-Dichte-Verteilungen gestattet. Vorläufige Ergebnisse lassen erkennen, daß eine gute Übereinstimmung zwischen simulierten und tatsächlich vermessenen Kern-Kern-Stößen besteht.

Suche nach Ereignis-Charakteristika bei der Entstehung anomaler Kernfragmente mit Ladung Z=2 in Fe-Emulsion-Kollisionen bei 1.9 AGeV

**B. Dressel, E. Ganssauge, S. Hackel, H. Kallies, Ch. Müller, J.T. Rhee und W. Schulz (FB Physik, Philipps-Univ. Marburg)**

Ausgehend von dem Phänomen einer ortsabhängigen mittleren freien Weglänge für relativistische Z=2 Fragmente aus  $^{56}\text{Fe}$ -Emulsion-Kollisionen wurden die Primärereignisse und He-Fragmente nach verschiedenen Kriterien gruppiert und der Einfluß auf das anomale Anwachsen des Kernwechselwirkungsquerschnittes in den ersten Zentimetern nach dem Primärereignis untersucht. Als Separationskriterien wurden Multiplizität und Transversalimpuls benutzt. Dabei zeigten Fragmente aus Ereignissen mit mittlerer Targetanregung und einem maximalen Transversalimpuls der He-Fragmente  $p_T^{\max} < 120 \text{ MeV/c/n}$  den deutlichsten Effekt. Den Alphas mit Transversalimpulsen zwischen 40 MeV/c und 80 MeV/c pro Nukleon kommt dabei eine besondere Bedeutung zu.

## Seltene Zerfälle und neue Teilchen

JETSET : A Search for Gluonic States at CERN-LEAR

CERN-Freiburg-Genoa-Illinois-Jülich-Minnesota-Oslo-Texas-Uppsala

Presented by N. Hamann, University of Freiburg

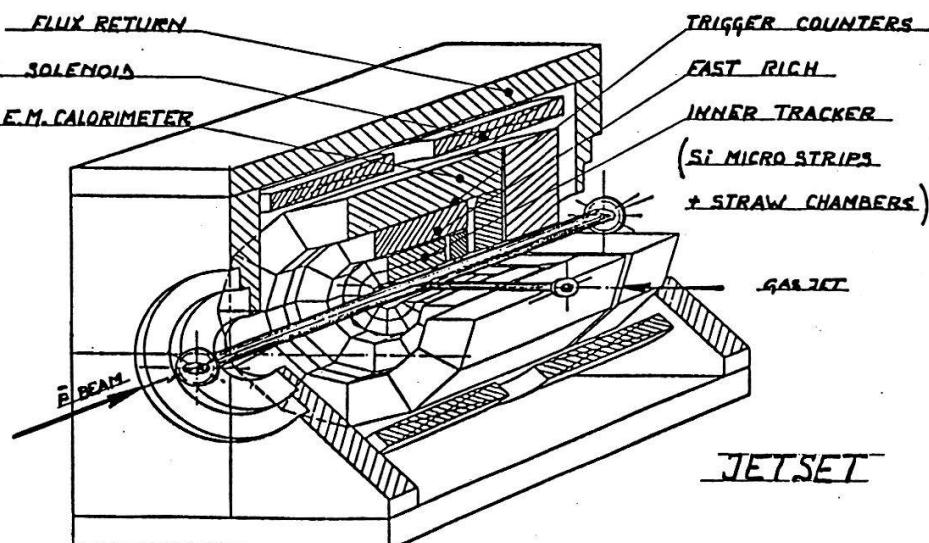
The existence of gluonic hadrons such as glueballs ( $gg$ ,  $ggg$ ) or hybrids ( $q\bar{q}g$ ) is a necessary consequence in the framework of QCD. Despite extensive searches in gluon-rich channels like radiative  $J/\Psi(3097)$  decays, no compelling evidence for gluonic states has been forthcoming so far.

Our experimental programme (see proposal CERN/PSCC 86-23/P97) will initially focus on a search for s-channel resonances with the reactions  $\bar{p}p \rightarrow \Phi\Phi \rightarrow K^+ K^- K^+ K^-$  and  $\bar{p}p \rightarrow K_s K_s \rightarrow \Pi^+ \Pi^- \Pi^+ \Pi^-$  over the  $\sqrt{s}$  range 2.0 to 2.4 GeV/c<sup>2</sup>. The  $\Phi\Phi$  channel is of particular interest since it is the only final state accessible at LEAR which is produced from a purely gluonic intermediate state.

The experiment (see figure below) will establish an internal hydrogen gas-jet target at LEAR. With a density of  $8 \times 10^{13}$  atoms per cm<sup>2</sup>, and up to  $4 \times 10^{10}$  antiprotons circulating in LEAR at 3 MHz revolution frequency, we expect to collect about 400 events per nb per day. Due to the low beam-momentum spread ( $\delta p/p \leq 10^{-3}$ ) and the small interaction volume ( $1 \times 2 \times 10 \text{ mm}^3$ ), the final-state mass resolution will be  $\delta \sqrt{s} \leq 1 \text{ MeV}/c^2$ .

The very compact detector is divided into a barrel ( $r\phi$  and  $z$  information) and a forward part ( $x$  and  $y$ ). The central high-resolution tracking detector comprises 90000 channels of Silicon-Microstrip (50  $\mu\text{m}$  pitch) with VLSI readout, and 850 Straw Chambers with readout of drift times and current division. A fast Ring-Imaging Cherenkov counter with 1000 wires and 11000 pads performs on-line  $K/\Pi$  separation within a few  $\mu\text{s}$ . It is covered by a fine-grained array of scintillation trigger counters for multiplicity information. The outer detector consists of a system of lead and Scintillating Fibres with phototube readout, acting as both gamma-veto and electromagnetic calorimeter. The detector will be located in a solenoidal magnetic field of 5 kG.

The installation and running-in is foreseen for 1989/90.



Single photon Experiment bei CELLO

H. JUNG (KfK und Universität Karlsruhe, CELLO Kollaboration)

Die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \gamma xx$  mit x für Teilchen, die den Detektor unbeobachtet verlassen, gibt die Möglichkeit, die Anzahl der Neutrinogenerationen über  $e^+e^- \rightarrow \gamma v\bar{v}$  zu bestimmen, wobei das Photon aus einem Bremsstrahlungsprozeß eines der Elektronen kommt. Gleichzeitig können über ähnliche Reaktionen ( $e^+e^- \rightarrow \gamma \tilde{\chi}^0 \tilde{\chi}^0$  bzw.  $e^+e^- \rightarrow \gamma \tilde{\chi}^{\pm} \tilde{\chi}^{\mp}$ ) untere Grenzen für die Masse des leichtesten bzw. zweitleichtesten supersymmetrischen Teilchens angegeben werden.

Die Daten von CELLO - bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} \sim 21$  GeV und  $\sqrt{s} = 17.5$  GeV - werden mit den Daten der PEP Experimente MAC und ASP bei  $\sqrt{s} = 14.5$  GeV kombiniert, wobei sich bei der Anzahl der Neutrinogenerationen eine obere Grenze ergibt, die mit den Grenzen der  $p-\bar{p}$  Speicherringexperimente durchaus vergleichbar ist.

Suche nach instabilen Photinos mit dem CELLO Detektor

P. Mayer, CELLO Kollaboration (KfK und Univ. Karlsruhe)

Es wurde eine Suche nach dem Photino, dem von der Supersymmetrie postulierten Partner des Photons, durchgeführt. Das Photino soll instabil sein und in ein Photon und ein nichtbeobachtbares supersymmetrisches Teilchen zerfallen.

Gefordert wurden Ereignisse mit 2 Photonen, die fehlende Energie und fehlenden Transversalimpuls aufwiesen.

Durch die Abwesenheit eines positiven Signals können Grenzen für die Photinomasse angegeben werden.

Suche nach hadronischen Ereignissen mit niedrigem Thrust und isoliertem Myon  
CELLO – KOLLABORATION, H. KROHA

(Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München)

Die Topologie multihadronischer Ereignisse mit Myonen in der  $e^+e^-$ -Vernichtung kann effizient als Indikator für neue Phänomene, z.B. die Erzeugung neuer schwerer Quarks, verwendet werden. Für die Suche nach hadronischen Ereignissen mit niedrigem Thrust und isoliertem Myon wurden Daten verwendet, die mit dem CELLO-Detektor am Speicherring PETRA bei Schwerpunktsenergien zwischen 38.3 GeV und 46.78 GeV genommen wurden, entsprechend einer integrierten Luminosität von  $42.7 \text{ pb}^{-1}$ . Wir fanden keinen Hinweis auf eine Schwelle für neue Quellen von inklusiven Myon-Ereignissen bei den höchsten PETRA-Energien. Für Schwerpunktsenergien  $\sqrt{s} > 46.3 \text{ GeV}$  beobachten wir 1 Ereignis mit Thrust  $T < 0.8$  und mit einem Myon mit großem Winkel  $\delta$  zur Thrustachse ( $|\cos \delta| < 0.7$ ), während wir  $0.83 \pm 0.18$  Ereignisse von der Extrapolation von Daten mit  $\sqrt{s} < 46.3 \text{ GeV}$  erwarten. Die CELLO-Daten unterstützen daher nicht die Beobachtung eines Überschusses solcher Ereignissen bei  $\sqrt{s} > 46.3 \text{ GeV}$  durch die MARK-J-und JADE-Kollaborationen.

Search for charged Higgs at PETRA

J. FUSTER (KFK und Universität Karlsruhe)

A search for charged Higgs particles produced in  $e^+e^-$  interactions has been performed with the CELLO detector at PETRA. We looked in both leptonic and hadronic decay modes. No evidence for such particles has been found up to the highest PETRA energy of 46.8 GeV, thus yielding limits on their mass.

Observation of  $\eta$ -Mesons in  $\tau$  Decays

S. KEH (Univ. Würzburg, now at NIKHEF Amsterdam)

representing the Crystal Ball Collaboration

With the Crystal Ball detector at DORIS II we have searched for unknown decay modes of the  $\tau$  lepton into 1 charged particle and neutrals. A significant signal of  $\eta$  mesons is found in the 2 photon invariant mass distribution. Under the assumption that the  $\eta$  mesons are produced in the decay  $\tau^\pm \rightarrow \eta \pi^0 \pi^\pm \nu_\tau$  we present a preliminary branching ratio. We also present upper limits for the exotic  $\tau$  decays  $\tau \rightarrow e\gamma$  and  $\tau \rightarrow e\pi^0$ .

---

 Untersuchung des  $\tau$ -Zerfalles  $\tau^- \rightarrow (5\pi)^- \nu_\tau$ 


---

 ARGUS-Kollaboration, B. SPAAN (Univ. Dortmund)

Der  $\tau$ -Zerfall in 5 geladene  $\pi, \nu_\tau$  wurde mit Hilfe des ARGUS - Detektors untersucht. Als vorläufiges Verzweigungsverhältnis ergibt sich  $\text{Br}(\tau^- \rightarrow (5\pi)^- \nu_\tau) = (1 \pm 0.3 \pm 0.3 \%)$ . In diesem Zerfallskanal kann auch eine Massenobergrenze für das  $\nu_\tau$  bestimmt werden. Die vorläufige Grenze wurde mit 95% CL zu  $65 \text{ MeV}/c^2$  bestimmt, die im wesentlichen durch noch zu klärende systematische Unsicherheiten gegeben ist. Bei höherer Statistik kann in diesem Kanal eine obere Grenze von  $25 \text{ MeV}/c^2$  erreicht werden.

**First observation of the decay  $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu e^+ e^-$  and a determination of the form factors  $F_V, F_A, R$**

SINDRUM - Collaboration

S. Egli et al., SIN, 5234 VILLIGEN

The radiative pion decay  $\pi \rightarrow e^+ \nu e^+ e^-$  has been observed for the first time. Information on the form factors was obtained from the kinematical distribution of 79 events. The vector form factor has the same sign as the pion decay constant  $f_\pi$ . The ratios of axial-vector form factors to the vector form factor are  $\gamma = F_A/F_V = 0.7 \pm 0.5$  and  $\xi = R/F_V = 2.3 \pm 0.6$ . The value for  $\gamma$  is in agreement with the small positive value ( $0.53 \pm 0.06$ ) and excludes the large negative value ( $-2.49 \pm 0.06$ ) of  $\gamma$  obtained in  $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu \gamma$  experiments.

**Messung des Verzweigungsverhältnisses des Zerfalls  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$**

SINDRUM - Gruppe (CEN Saclay, ETHZ, RWTH Aachen, SIN, Swierk, UBC, Uni-ZH)  
C. Niebuhr et al., SIN, 5234 VILLIGEN

Der Zerfall  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$  hat als elektromagnetischer Prozess höherer Ordnung ein theoretisch vorhergesagtes Verzweigungsverhältnis von  $6 \cdot 10^{-8}$ . Bisherige Messungen ergeben einen etwa dreimal grösseren Wert, was auf nicht-elektromagnetische Beiträge hindeuten würde. Wegen der grossen Unsicherheit in dem experimentellen Wert wird in diesem Jahr am SIN eine neue Messung durchgeführt. Ergebnisse einer Testmessung, sowie von Monte-Carlo Simulationen werden vorgestellt.

## Verbesserung der oberen Grenze des Verzweigungsverhältnisses für den verbotenen Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ e^- e^+$

SINDRUM - Gruppe

U. Bellgardt et al., SIN, 5234 VILLIGEN

Die Suche nach dem verbotenen Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+ e^- e^+$  mit dem SINDRUM - Spektrometer ergab 1985 eine obere Grenze des Verzweigungsverhältnisses von  $2.4 \cdot 10^{-12}$  [Bertl et al., Nucl. Phys. B260 (1985), 1]. Die Datennahme wurde 1986 fortgesetzt. Dabei wurden ein verbesserter Strahl sowie ein in der z - Auslese und dem Triggersystem verbesserter Detektor benutzt. Insgesamt liegt jetzt eine verdreifachte Statistik in der Stoppzahl vor ( $\sim 2.3 \cdot 10^{13}$ ). Das Ergebnis wird präsentiert.

### The Rare Allowed $\mu$ -Decay $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu e^+ e^-$ .

A. Kersch, N. Kraus, R. Engfer

Physik-Institut der Universität Zürich

With the SINDRUM-spectrometer [1] the kinematical distribution of 7260 events of the rare allowed  $\mu$ -decay  $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu e^+ e^-$  has been measured. A branching ratio of  $B_{\mu^+ \rightarrow e^+ e^- e^+} = (3.23 \pm 0.36) \times 10^{-5}$  has been determined in agreement with the theoretical value  $(3.598 \pm 0.007) \times 10^{-5}$ . The differential decay rate corresponding to S,P,V,A,T weak couplings has been calculated. Comparison with the data yields constraints for the couplings consistent with a V-A coupling. For specific combinations of couplings they are less accurate by a factor 3.5 only, compared to an analysis of precision data of the normal  $\mu$ -decay [2].

[1] Nucl.Phys. B260(1985)1. [2] Phys.Lett.173(1986)102.

### Measurement of the integral asymmetry in $\mu$ -decay and new limit for the Wino mass

I. Beltrami, H. Burkard, R.D. von Dincklage, W. Fettscher, H.-J. Gerber, K.F. Johnson, E. Pedroni, M. Salzmann, F. Scheck, C. Witzig and V. Zacek  
IMP/ETH, CH-5234 Villigen

A new lower limit for the mass of the  $\tilde{W}$  (Wino), the supersymmetric partner of the gauge boson  $W$ , is derived from a measurement of the integral asymmetry of the directional distribution of the positrons from the decay of polarized muons. Two experimental approaches are discussed. Using the  $\mu$ SR-technique we obtain a new (preliminary) value of  $P_\mu \xi = 1.0030 \pm 0.0085$ . Assuming light scalar neutrini ( $m_{\tilde{\nu}} \ll m_\mu$ ), we deduce  $m_{\tilde{W}} > 270 \text{ GeV}/c^2$  (90% C.L.). A separate publication on this subject is submitted to Helv. Phys. Acta (1987).

Grenzen für die Zerfälle leichter neutraler Teilchen vom SIN Beam Dump

Aachen-Berlin(DDR)-SIN-Kollaboration (hier: III. Phys. Inst. A, RWTH Aachen) H. FAISSNER, A. PREUSSGER, J. REITZ, D. SAMM und H. TUCHSCHERER

Mit einer Funkenkammer-Zähler-Anordnung, die in einem Abstand von 10 m hinter dem SIN 590 MeV Proton Beam Dump aufgestellt war, wurde nach leptonischen Zerfällen leichter neutraler Teilchen gesucht. Inzwischen ist das gesamte Filmmaterial analysiert, sodaß die volle Statistik zur Verfügung steht. Das sind 630 h mit Zerfallsraum (davon 420 h  $\cong$  217 C mit und 210 h ohne Strahl) und 510 h ohne Zerfallsraum (davon 292 h  $\cong$  155 C mit und 218 h ohne Strahl). Aus dem Vergleich der Winkelverteilungen mit und ohne Strahl bzw. mit und ohne Zerfallsraum werden Grenzen für den Zerfall axionähnlicher Teilchen bzw. schwerer Neutrinos in ein  $e^+e^-$ -Paar (+ ev. Neutrale) angegeben.

Grenzen für Produktion und Zerfall von Leptoquarks aus den UA1-Dimyon-Daten

UA1-Kollaboration (hier: III. Phys. Inst., RWTH Aachen)

H. GRASSMANN

Leptoquarks, die in ein Myon und ein Quark zerfallen, wären eine potentielle Quelle für 2-Myon-Ereignisse. Aus den UA1 2-Myon-Daten werden Grenzen für die Produktion von Leptoquarks und für die Zerfallswahrscheinlichkeit  $Lq \rightarrow myon+quark$  abgeleitet.

Bestimmung des Neutrinountergrundes im Fréjus Nukleon-Zerfallsexperiment

CH. BERGER, M. FRÖHLICH, A. HOFMANN, H. MÖNCH, F. RAUPACH, P. SCHLEPER, B. VOIGTLÄNDER (I. Physikalisches Institut, RWTH Aachen)

Streureaktionen atmosphärischer Neutrinos im Fréjus Detektor können den Zerfall eines Nukleons vortäuschen. Es ist daher sehr wichtig, diese Neutrinoreaktionen genau zu studieren. Die Aachener Arbeitsgruppe versucht dies durch eine neue Analyse des sogen. Aachen Padova Experimentes am CERN PS und Übertragung der Resultate dieser Analyse auf den Fréjus Nukleon Zerfalls Detektor. Es werden erste Ergebnisse vorgestellt und Untergrundsabschätzungen für einige Zerfallsprozesse gegeben.

---

## ERGEBNISSE ZUR MESSUNG DER NUKLEON-LEBENSDAUER MIT DEM FREJUS-DETEKTOR

---

H. J. DAUM (AOPSW- Collaboration, Uni Wuppertal)

Das Frējusexperiment hat eine Luminosität von rund 1.200 Tonne-Jahre erreicht. Die vollständig im Detektor enthaltenen Ereignisse sind bezüglich der Nukleon-Lebensdauer analysiert. Es wurde ein Ereignis beobachtet, das die Bedingungen für Protonzerfall erfüllt. Dieses Ereignis wird diskutiert werden und es werden untere Grenzen für Zerfallskanäle des Proton- und Neutronzerfalls angegeben.

---

## SUCHE NACH SUPERSYMMETRISCHEN TEILCHEN DURCH HOCHENERGETISCHE NEUTRINO STRAHLUNG VON DER SONNE

---

B. Kuznik (AOPSW-Collaboration, Uni Wuppertal)

In praktisch allen Galaxien scheint es wesentlich mehr Materie zu geben, als aus der Leuchtkraft der Sterne errechnet werden kann. Eine Hypothese für diese "dunkle Materie" ist das leichteste symmetrische Teilchen (LSP), das nur eine schwache Wechselwirkung hat. Für  $M \geq 3 \text{ GeV}$  werden diese Teilchen vom Gravitationsfeld der Sonne eingefangen und festgehalten. Sie können in der Sonne annihilieren und liefern einen meßbaren Fluß hochenergetischer Neutrinos.

Mit dem Frējus-Proton-Zerfallsdetektor ist nach diesen Neutrinos gesucht worden. Obere Grenzen für den Neutrinofluß führen auf unteren Grenzen für die Massen von supersymmetrischen Teilchen.

## Siliziumdetektoren

### Messung von Channeling-Strahlung von Elektronen in Einkristallen

G. BUSCHHORN, E. DIEDRICH und W. KUFNER (Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München)

Es wird ein Experimentaufbau zur Messung von Channeling-Strahlung von relativistischen Elektronen in Einkristallen beschrieben. Als Elektronbeschleuniger wird ein Betatron mit einer Maximalenergie von 45 MeV verwendet. Es wurden Spektren bei axialem und planarem Channeling in Silizium und anderen Kristallen aufgenommen. Festkörperphysikalische Anwendungen der Channeling-Strahlung werden kurz diskutiert.

### Integrierte Ausleseelektronik für Halbleiter-Streifendetektoren

H. BERGMANN, G. LUTZ (Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, Werner-Heisenberg-Institut für Physik, München), W. BUTLER, Fraunhofer-Institut für Mikroelektronische Schaltungen, Duisburg)

Halbleiter-Streifendetektoren sind für Hochenergiephysik-Experimente sehr gut geeignet. Das Auslesen der hohen Zahl von Streifen ist mit integrierter Ausleseelektronik möglich. Der in CMOS-Technik entwickelte Auslesechip enthält auf einer Fläche von 6,35 mm x 7,8 mm 127 Daten- und einen Referenzkanal. Die Ladungen jedes einzelnen Streifens werden verstärkt und auf Kapazitäten abgespeichert. Das Auslesen erfolgt seriell. Der Leistungsverbrauch ist mittels Referenzspannung einstellbar (<2 mV pro Kanal) und kann so an individuelle Anforderungen angepaßt werden. Die Auslegung der Schaltung sowie die in "switched capacitor"-Technik durchgeführte Signalverarbeitung ("multi correlated sampling") führen zu einem guten Signal/Rausch-Verhältnis.

### Entwicklung und Test doppelseitig auslesbarer Silizium-Streifendetektoren

P. HOLL, G. LUTZ, L. STRÜDER (Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik Werner-Heisenberg-Institut für Physik, München), J. SEDLMEIR (Technische Universität München), J. KEMMER, U. PRECHTL, T. ZIEMANN (MBB Ottobrunn)

Mit doppelseitig auslesbaren Silizium Streifendetektoren lassen sich zwei Koordinaten des Durchgangsortes eines ionisierenden Teilchen messen. Im Vergleich zu herkömmlichen, einseitigen Streifendetektoren erhält man die gleiche Informationsmenge bei einer Halbierung des Raumbedarfs und Streumaterials. Ein Anwendungsgebiet, in denen diese Vorteile voll zum Tragen kommen, sind z.B. die Colliderexperimente der Hochenergiephysik.

Die bei der Entwicklung dieser Detektoren aufgetretenen Probleme und deren Lösungen sollen diskutiert werden. Als kritischster Punkt hat sich die Auslese von  $n^+$  Streifen in  $n$  Silizium herausgestellt (Ohm'sche Kontakte!). Messungen an Prototypen zeigen, daß es mit Hilfe einer Oxidladungs-Kompensation möglich ist, einen genügend hohen Streifen zu Streifen Widerstand zu erzielen. Die zugrunde gelegten Modellvorstellungen werden anhand von weiteren Messungen auf ihre Richtigkeit hin geprüft.

### Erste Tests mit voll depletierbaren CCD's

L. STRÜDER, P. Holl, G. LUTZ (MPI für Physik und Astrophysik, München)

J. KEMMER, U. PRECHTL, T. ZIEMANN (MBB, Ottobrunn)

Voll depletierbare *pn* CCD's (Charge Coupled Devices) unterscheiden sich von herkömmlichen CCD's durch ihr wesentlich größeres sensitives Volumen und daraus resultierend höherem Ausgangssignal beim Nachweis von minimalionisierenden Teilchen. Dies hat zur Konsequenz, daß bei ihrem Einsatz in Hochenergiephysik - Experimenten eine aufwendige Kryogenik entfällt. Die Kühlung konventioneller CCD's zum Teilchen-nachweis ist notwendig, um das thermische Rauschen soweit zu reduzieren, daß man die wenigen Signalladungen vom Teilchendurchgang sicher nachweisen kann. Eine weitere wichtige Eigenschaft der neuen CCD's im Hinblick auf Einsätze im Teilchenstrahl ist deren erhöhte Strahlungsresistenz.

Die Halbleitereigenschaften der bisher untersuchten CCD's sind vielversprechend: Der Leckstrom ist niedrig genug, um bei Raumtemperatur minimalionisierende Teilchen nachzuweisen. Die Ausbildung der Verarmungszonen, die auch ein Maß für die Feldverteilung im Detektor ist, entspricht den Ergebnissen der Halbleitersimulationen und erlaubt somit ein genaueres Verständnis des Ladungstransfers. Die durch einen Laser injizierten Signalladungen, und deren sukzessiver Transport zur Ausleseanode bestätigten das Funktionsprinzip der voll depletierbaren CCD's.

### **Absolute calibration of energy loss in thin silicon detectors for relativistic particles.**

Hans Bichsel, 1211 22<sup>d</sup> Avenue East, Seattle, WA, USA 98112

For silicon detectors of thickness  $t(\mu\text{m})$ , energy loss spectra calculated with the convolution method furnish absolute values of the most probable energy loss  $\Delta$  with an uncertainty of about 1%. For all particles with charge  $\pm 1$  and momentum  $\beta\gamma > 100$ ,  $\Delta(\text{eV})$  is approximated to better than 1.2% by the function  $\Delta = t \cdot (100.6 + 35.35 \cdot \ln t)$  for  $13 < t/\mu\text{m} < 110$  and by  $\Delta = t \cdot (190 + 16.3 \cdot \ln t)$  for  $110 < t < 3000$ . Detector and amplifier noise increase  $\Delta$  by a few percent. These values are up to 20% less than the values given by Landau's theory. They should be used for detector calibration.

1. Hans Bichsel, Nucl Inst Meth 235, 174 (1985)

## SPS- und ISR-Physik

Das NA31-Experiment zur Messung der Zerfälle neutraler Kaonen

CERN-Edinburgh-Mainz-Orsay-Pisa-Siegen Kollaboration

M. KASEMANN (Institut f. Physik, Universität Mainz)

Im Experiment NA31 am CERN wird das Verhältnis von geladenen zu neutralen 2-Pion-Zerfällen abwechselnd in Strahlen kurzlebiger und langlebiger Kaonen gemessen. Erste Resultate zur Rekonstruktion geladener Zerfallsereignisse sowie zur Bestimmung von Untergrundereignissen in beiden Strahlenarten werden präsentiert.

Messung des CP-verletzenden Verzweigungsverhältnisses $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- / K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ 

CERN - Edinburgh - Mainz - Orsay - Pisa - Siegen Kollaboration

C. Becker, Universität-GH Siegen

In einem hochenergetischen  $K_L^0$ -Strahl am SPS wurden die Zerfälle  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  und  $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$  gemessen. Aus einer 3-wöchigen Datennahme im Jahr 1985 erhält man etwa 30000  $\pi^+ \pi^-$  und 100000  $3\pi^0$  Zerfälle, aus denen das Verzweigungsverhältnis mit einem systematischen Fehler von etwa 1 % bestimmt wurde. Durch Vergleich mit Messungen bei niedrigerer Energie lässt sich eine Aussage über die Energieabhängigkeit von  $\eta_{+-}$  machen.

Messung des CP-verletzenden Verzweigungsverhältnisses $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 / K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ 

CERN - Edinburgh - Mainz - Orsay - Pisa - Siegen Kollaboration

W. Weihs, Universität-GH Siegen

Mit Hilfe eines Flüssigargon-Kalorimeters wurden  $2\pi^0$  und  $3\pi^0$  Zerfälle des langlebigen  $K_L^0$  in einem hochenergetischen neutralen Strahl am CERN SPS nachgewiesen. Die gleichzeitige Messung erlaubt eine Bestimmung des relativen Verzweigungsverhältnisses, die weitgehend frei von systematischen Fehlern ist. In einer 3-wöchigen Datennahme 1985 wurden etwa 15000  $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$  und 160.000  $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$  Zerfälle beobachtet. Durch Vergleich mit Messungen niedrigerer Energie lässt sich die Energieabhängigkeit von  $\eta_{00}$  einschränken.

Die Produktion von zwei Photonen mit hohem Transversalimpuls  
in  $\pi^- p$ -,  $\pi^+ p$ - und  $pp$ -Reaktionen bei 300 GeV/c

Bari - Freiburg - Moskow (ITEP) - München (MPI) - Kollaboration (NA24)  
K.-M. GLAS (Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München)

Die Parton-Parton-Streuung in Hadron-Hadron-Reaktionen kann durch die Messung direkt erzeugter Photonen im Prinzip kinematisch sauber untersucht werden, da diese punktförmig an die Partonen koppeln. Mit dem Experiment Na24 am SPS des CERN wurde in  $\pi^- p$ -,  $\pi^+ p$ - und  $pp$ -Stößen bei 300 GeV/c nach semiinklusiven Endzuständen der Form  $2\gamma + X$  gesucht. Sie konnten im Fall der  $\pi^- p$ -Streuung eindeutig nachgewiesen werden. Es werden vorläufige Wirkungsquerschnitte und Zweiteilchenkorrelationen für diese Reaktion und für die ebenfalls nachgewiesenen Endzustände  $2\pi^0 + X$  und  $\gamma\pi^0 + X$  gezeigt und mit QCD-Vorhersagen verglichen.

Erste Ergebnisse des NA35 Experiments über die Reaktion von  $^{16}\text{O}$  mit schweren Kernen bei einer Energie von 200 GeV/Nukleon. NA35 Kollaboration.

P. SEYBOTH (Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München)

Mit einer 2m Streamerkammer sowie einem System von Kalorimetern wurden Reaktionen ultrarelativistischer  $^{16}\text{O}$ -Ionen von 200 GeV/Nukleon mit schweren Kernen untersucht. Erste Ergebnisse über die Multiplizität und den Transversalimpuls produzierter Teilchen werden gezeigt. Die "stopping power" sowie die im Stop erreichten Energiedichten wurden bestimmt.

Obere Grenzen für diffraktiven Untergrund zu High- $p_T$  Prozessen

M. SCHMELLING, (Inst. für Physik, Universität Dortmund)

ABCDHW-Kollaboration

Außer durch Parton-Parton Streuprozesse können einzelne Teilchen großen Transversalimpulses in  $pp$ -Reaktionen auch aus dem Zerfall großer diffaktiv erzeugter Massen stammen. Die ABCDHW-Kollaboration hat diesen Untergrund an den CERN-ISR bei  $s = 63$  GeV/c mit dem Split-Field-Magnet-Spektrometer durch die Messung der Anzahl quasielastisch gestreuter Protonen in High- $p_T$  Ereignissen bestimmt. Es zeigte sich, daß bei einem Trigger-Transversalimpuls oberhalb von 2 GeV/c der diffaktive Untergrund für alle Triggerwinkel kleiner als 5% ist.

## Exotische Atom- und Kernphysik

### Erstmalige Messung von Satelliten der charakteristischen Röntgenstrahlung in mittelschweren Atomen

J.-Cl. Dousse, M. Carlen, M. Gasser, J. Kern, B. Perny,  
Ch. Rhême

Physikinstitut der Universität, 1700 Fribourg, Schweiz

P. Rymuza, Z. Sujkowski

Institute for Nuclear Studies, 05-400 Swierk, Poland

Unser, am SIN Philips Zyklotron, aufgestelltes Kristallspektrometer ermöglichte die erstmalige Beobachtung von Satellitenlinien der charakteristischen Röntgenstrahlung bei Atomen mit  $Z > 30$ . Mo, Pd und Ho Targets wurden mit einem  $\sim 100$  MeV  $O^{+4}$  Strahl bombardiert. Erste Resultate werden vorgestellt und die Eigenschaften (Breite und Intensität) der gemessenen Satelliten werden mit theoretischen Vorhersagen verglichen.

### Muon transfer from hydrogen to argon and helium at low pressure

F.Bienz, M.Boschung, R.Jacot-Guillarmod, C.Piller, W.Reichart  
(Uni Zurich), L.A.Schaller, L.Schellenberg, H.Schneuwly,  
D.Siradovic, G.Torelli (Pisa)

Institut de Physique de l'Université, CH-1700 Fribourg

In hydrogen gas containing a small admixture of an other gas  $Z$ , a muon captured in hydrogen transfers from the  $1s$  state of the  $\mu p$  system to an excited state  $(\mu Z)^*$ . The transfer rate can be measured by analysing the time spectra of the muonic X-rays of the element  $Z$ . By comparing the argon time spectra in  $H_2+Ar$  and  $H_2+Ar+He$  mixtures, the transfer rate to helium can be determined. Such transfer rates have been already measured at high pressures (1). New measurements at low pressure confirm the obtained results.

(1) F.Bienz et al., to be published

### Muonic X-ray intensities and electronic structure in two isoelectronic series

F.Bienz, M.Boschung, R.Jacot-Guillarmod, C.Piller, L.A.Schaller,  
L.Schellenberg, H.Schneuwly, D.Siradovic, G.Torelli (Pisa)

Institut de Physique de l'Université, CH-1700 Fribourg

The muonic Lyman series intensity structures in argon and in the elements of the ionic compounds KF and NaCl have been measured. From the analysis of these intensity structures and those measured in neon, we deduce that both the spatial symmetry and the bonding energy of the atomic electrons determine the angular momentum distribution of the captured muons, in agreement with the modified version (1) of the large-mesic-molecule model.

(1) H. Schneuwly et al., Nucl. Phys. A312 (1978) 419

Die Kaskade des antiprotonischen Heliums

G. REIFENRÖTHER, E. KLEMPF und R. LANDUA (Institut für Physik  
Universität Mainz)

Am LEAR wurde die Druckabhängigkeit der Kaskade antiprotonischer Heliumatome experimentell untersucht. In diesem Beitrag wird ein Modell der Kaskade vorgestellt, das es gestattet, die Intensitäten der Röntgenübergänge absolut ohne freie Parameter zu bestimmen. Die Ergebnisse der Rechnungen stimmen mit den gemessenen Röntgenintensitäten im gesamten Druckbereich von  $1 \cdot 10^{-2}$  atm bis  $1 \cdot 10^3$  atm gut überein.

Das X-Ray Spektrum des  $\bar{p}p$ -Atoms

M. ZIEGLER (Institut für Physik, Universität Mainz)

ASTERIX-Kollaboration

Das ASTERIX-Experiment beobachtete X-Rays der  $\bar{p}p$ -Annihilation im Energiebereich 1-15 KeV.

Die bereits veröffentlichte Beobachtung der atomaren K-Serie bei Annihilation in neutrale Kanäle wurde mit höherer Statistik bestätigt. Zum ersten Mal wurde ein klares K-L-Koinzidenz Signal gesehen.

Interne Bremsstrahlung bei der Annihilation in geladene Endkanäle mit berechenbarer Energie- und Winkelabhängigkeit erlaubt auch in diesen Kanälen eine klare Identifikation der K-linien.

 $^{171}\text{Tm}$  level structure study using a massive transfer reaction

S. Drissi, A. Bruder, J. Kern and J.-P. Vorlet

Physics Department, University, CH-1700 Fribourg, Switzerland

Levels in  $^{171}\text{Tm}$  were excited by the  $^{170}\text{Er}({}^7\text{Li}, \alpha 2n)$  reaction. Several rotational bands were observed, those built on the  $1/2^+[411]$  and  $7/2^-[523]$  intrinsic states up to spin  $19/2$ . Results on g-factors will be presented and the specific properties of the reaction will be discussed.

New approach for the determination of the deuteron D to S state asymptotic normalization.

B. Vuарidel, W. Gruebler, V. König, P.A. Schmelzbach  
 Institute for Medium Energy Physics, ETH, CH-8093 Zürich  
 M. Borbély, Central Research Institute for Physics, Budapest.

The first accurate determination of the deuteron D to S state asymptotic normalization  $n_d$  was performed with the polynomial expansion of the d-p elastic scattering tensor analyzing power  $T_{22}^{(1)}$ . The convergence problems generated by the Rutherford singularity and the Coulomb correction can be overcome in using rational functions. In this way,  $n_d$  values can be obtained from any tensor analyzing power  $T_{20}$ ,  $T_{21}$  or  $T_{22}$  of the d-p elastic scattering. These new values will be presented and compared with previous results.

1) W. Gruebler et al., Phys. Lett. 92B (1980) 279.

Beschleunigermassenspektrometrie von  $^{36}\text{Cl}$  mit dem EN-Tandem der ETH-Zürich

H.-A. Synal, J. Beer, G. Bonani, H.J. Hofmann, M. Suter, W. Wölfli  
 Institut für Mittelenergiephysik, ETH, CH-8093 Zürich

Der Tandem-Beschleuniger der ETH-Zürich wird zum Nachweis der langlebigen Radioisotope  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{14}\text{C}$  und  $^{26}\text{Al}$  eingesetzt. Es ist hierbei möglich, mit kleinen Probemengen (mg), Isotopenverhältnisse im Bereich von  $10^{-12}$  bis  $10^{-15}$  mit hoher Genauigkeit zu messen. Mit der Erweiterung des Systems durch ein TOF-Spektrometer und einem neuen Ionisationsgasdetektor ist es nun auch möglich  $^{36}\text{Cl}$  zu messen.  $^{36}\text{Cl}$  ist nicht zuletzt wegen seiner Halbwertszeit von  $3.08 \times 10^5$  y als Chronometer u.a. in geologischen und hydrogeologischen Fragestellungen von Interesse. Als Beispiel werden Messdaten eines arktischen Eisbohrkerns vorgestellt, die den  $^{36}\text{Cl}$ -Fallout in der Zeit von 1945 bis 1975 zeigen, der bei den atmosphärischen Atomtests der vierziger und fünfziger Jahre produziert worden ist.

Precision Measurement of Parity Violation in 45 MeV pp scattering

W. Haeberli<sup>3</sup>, S. Jaccard<sup>2</sup>, S. Kistryn<sup>1</sup>, J. Lang<sup>1</sup>, J. Liechti<sup>1</sup>,  
 Th. Maier<sup>1</sup>, R. Müller<sup>1</sup>, F. Nessi-Tedaldi<sup>1</sup>, M. Simonius<sup>1</sup>,  
 J. Smyrski<sup>1</sup>, J. Sromicki<sup>3</sup>

<sup>1)</sup> Institut für Mittelenergiephysik, ETH, CH-8093 Zürich

<sup>2)</sup> Schweiz. Institut für Nuklearforschung, SIN, CH-5234 Villigen

<sup>3)</sup> University of Wisconsin, Madison, Wisconsin 53706, U.S.A.

Parity nonconservation in p-p scattering has been studied by measuring the helicity dependence of the cross section

$A_z = (\sigma^+ - \sigma^-) / (\sigma^+ + \sigma^-)$ , for longitudinally polarized incident protons of 45 MeV. We found  $A_z = (-1.50 \pm 0.22) \times 10^{-7}$  within the angular range  $23^\circ$  to  $52^\circ$  (lab). This is the most accurate result ever obtained on parity violation in the nucleon-nucleon interaction. The measurement and its interpretation will be discussed.

Analyzing Power of Proton-Proton Scattering at  $E_p = 12$  and  $25$  MeV

M. Bittcher, W. Grüebler, V. König, P.A. Schmelzbach and  
B. Vuaridel

Inst. for Medium Energy Physics, ETHZ, CH-8093 Zürich

W. Schuster, K. Geissdörfer, W. Kretschmer, S. List, A. Rauscher,  
R. Schmitt and G. Zeitler

Phys. Inst. Univ. Erlangen-Nürnberg, D-8250 Erlangen

For the determination of the spin-dependent parts of the NN interaction the analyzing power of the p-p scattering was measured at 12.0 and 25.68 MeV. The measurement was performed with the polarized proton beams at the ETH-Tandem and the SIN and the Erlangen supersonic windowless  $H_2$ -jet target. The scattered protons have been detected in coincidence with the backscattered protons at 8 laboratory angles simultaneously. The measured accuracy is about  $10^{-4}$ . A phase shift analysis is in progress.

Messung und Analyse von Wirkungsquerschnitt und Analysationsvermögen der  $^3He(d,p)$ -Reaktion bei Energien von 1 bis 30 MeV.

M. Bittcher, Ch. Forstner, W. Grüebler, V. König, D. Singy,  
P.A. Schmelzbach, J. Ulbricht, B. Vuaridel

Institut für Mittelenergiephysik, ETH, CH-8093 Zürich

Für die Reaktion  $^3He(d,p)$  wurden Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  und Analysationsvermögen  $tT_{11}$ ,  $T_{20}$ ,  $T_{21}$ ,  $T_{22}$  zwischen 1 und 13 MeV sowie  $\sigma$ ,  $A_y$ ,  $A_{yy}$  und  $A_{xx}$  bei 20, 25 und 30 MeV mit einem statistischen Fehler von ungefähr 0.008 gemessen. Die Daten wurden nach Legendrepolynomen entwickelt. Eine Computersimulation, die auch Daten bei 13, 15 und 17 MeV berücksichtigt, liefert Vor- aussagen für die Anwendung in einem Deuteronen-Polarimeter.

## Astrophysik

KOSMOLOGISCHE DICHTE SCHWANKUNGEN VON STOSSFREIER MATERIE  
UND DIE BILDUNG VON GALAXIEN

R. Durrer, Institut für theoretische Physik der Universität Zürich,  
 Schönberggasse 9, 8001 Zürich

Auszug: Mit Hilfe von linearer Störungstheorie in einem homogenen isotropen Universum wird die Zeitentwicklung und das Spektrum der Dichteschwankungen von stossfreier Materie bestimmt.

Einleitung

Die Entwicklung kosmologischer Dichte fluktuationen, welche schliesslich zur Bildung von Galaxien führen, ist auch heute noch eines der grossen offenen Probleme im Rahmen der Standard-Kosmologie.

Einerseits ist schon aus der Newton'schen Kosmologie klar, dass Dichteschwankungen von genügend grosser Ausdehnung aufgrund der rein attraktiven Wirkung der Gravitation anwachsen. Anderseits verläuft dieses Anwachsen in einem expandierenden Friedmann-Lemaître Universum so langsam, dass Probleme mit der unglaublichen Isotropie des Mikrowellenhintergrundes entstehen. ( $\Delta T < 5 \times 10^{-5}$ ). Dieser Photonenhintergrund liefert uns nämlich ein Bild der Dichte verhältnisse des Barion-Elektron-Photon-Gemisches zur Zeit der Kombination von Protonen und Elektronen zu neutralem Wasserstoff ( $z \approx 1500$ ). Seit dieser Zeit müssen also die Dichteschwankungen der Barionen um einen Faktor von mindestens  $10^5$  angewachsen sein. Eine Möglichkeit, dieses Problem zu umgehen, ist das Einführen nicht barionischer, elektrisch neutraler Materie. Beispiele für diese stossfreie Komponente liefern hypothetische Teilchen wie massive Neutrini, Gravitini, Photini oder Axionen.

Eichinvariante Störungstheorie von stossfreier Materie

Wir haben uns deshalb die Aufgabe gestellt, die lineare Störungstheorie von stossfreier Materie und elektromagnetischer Strahlung in einem homogenen, isotropen Universum zu untersuchen. Unsere Störungsgleichungen gewinnen wir aus den Einstein'schen Feldgleichungen und der relativistischen Liouville-Gleichung. Dies sind kovariante Gleichungen. Die Störungsgrössen wie relative Abweichungen in der Dichte oder im Druck vom homogenen Hintergrundwert hängen jedoch vom gewählten Koordinatensystem ab. Um das Problem der Koordinatenwahl zu vermeiden, hat J. Bardeen einen "eichinvarianten" Formalismus entwickelt. [2] Darin werden die Störungsgleich-

## Zeitlicher Verlauf der Dichteschwankungen im extrem relativistischen Bereich

Bild 1

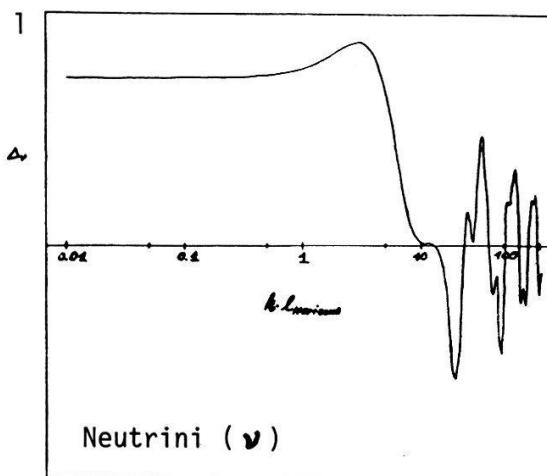
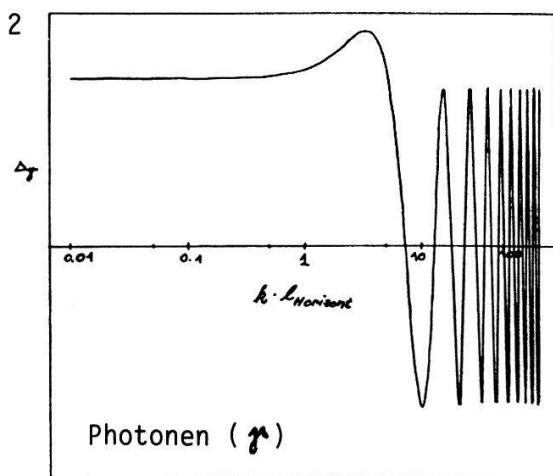


Bild 2



ungen, die aus den Einstein'schen Feldgleichungen hervorgehen, durch Größen beschrieben, welche invariant sind unter infinitesimalen Koordinatentransformationen ("Eichtransformationen"). Wir haben auch für die Störung der Liouville-Gleichung eine in diesem Sinne eichinvariante Form gefunden.

Das resultierende Integro-Differentialgleichungssystem lösen wir numerisch.

### Resultate

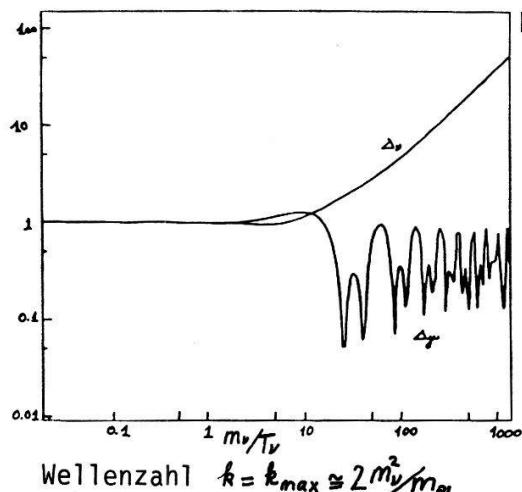
Bezeichne  $\lambda$  die Wellenlänge der Störung,  $\ell_H$  die Ausdehnung des Horizonts und  $\lambda_J$  die Jeanslänge,  $\lambda_J = (\pi c_s^2 / G g)^{1/2}$ .

$\lambda_J$  ist eine aus der Störungstheorie der Newton'schen Kosmologie gewonnene Grenzlänge. Störungen mit Wellenlänge  $\lambda > \lambda_J$  sind instabil, während solche mit  $\lambda < \lambda_J$  wie Schallwellen oszillieren. Die Jeanslänge behält ihre Bedeutung im Wesentlichen auch in der relativistischen Theorie.[1] Das Verhalten der Dichteschwankungen stossfreier Materie kann man mit Hilfe der folgenden drei Grenzfälle grob verstehen:

- $\lambda > \ell_H$  Die verschiedenen Zonen der Störung sind nicht in kausalem Kontakt. Diese expandiert wie ein homogener Hintergrund mit konstanter Amplitude. (Bilder 1, 2 und 3)
- $\lambda < \ell_H$ 
  - extrem relativistisch ( $T \gg m_X$ ): Es ist  $\lambda_J \approx \ell_H$ . Die Fluktuationen können nicht anwachsen, sie oszillieren. Für stossfreie Materie ergibt sich auf Grund der Richtungsdispersion ein Abfall der Amplitude. (Bild 1)
  - Für Photonen oszilliert die Störung mit konstanter Amplitude. (Bild 2)
  - nicht relativistisch ( $T \ll m_X$ ): Die Zeitentwicklung der Störung verläuft gemäss der Newton'schen Theorie. Störungen mit Wellenlänge  $\lambda > \lambda_J$  wachsen an (Bild 3), solche mit  $\lambda < \lambda_J$  oszillieren mit abfallender Amplitude (Geschwindigkeitsdispersion).

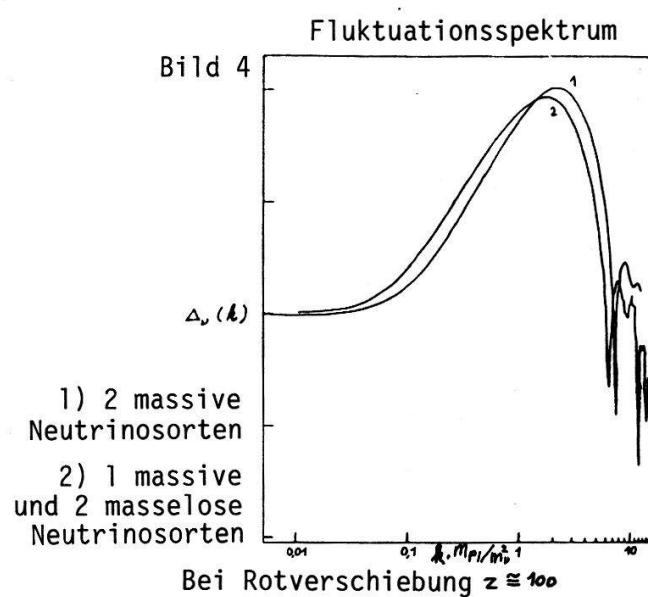
Die Schwankung mit einer Ausdehnung  $\lambda_{\max}$ , welche gerade dann der Jeanslänge entspricht, wenn die stossfreien Teilchen nicht relativistisch werden, wachsen deshalb am stärksten an. Es gilt:  $\lambda_{\max} \approx \lambda_J(t_{n.r.}) \approx \alpha \cdot \pi \cdot m_p / m_X^2$

Zeitlicher Verlauf der Dichteschwankungen für Neutrini und Photonen



$$\text{Wellenzahl } k = k_{\max} \approx 2 m_p^2 / m_X^2$$

Bild 3



Bei Rotverschiebung  $z \approx 100$

Das Fluktuationsspektrum hat deshalb bei dieser Wellenlänge ein Maximum. (Bild 4) Für die Masse in einer Kugel mit Radius  $\lambda_{\max}$  gilt  $M_{\max} \approx m_p^3 / m_X^2$ . Diese Größe ist zeitunabhängig. Für massive Neutrini mit  $m_\nu = 30 \text{ eV}$  ergibt sich  $M_{\max} \approx 10^{16} M_\odot$ , was der Masse eines Superclusters entspricht. Für Teilchen mit  $m_X = 1 \text{ keV}$  ergibt sich  $M_{\max} \approx 10^{12} M_\odot$ . Die nichtlineare Phase der Galaxienbildung könnte nun etwa gemäss dem Pancake-Szenario von Zel'dovich[3] verlaufen.

### Literatur

- [1] Steven Weinberg, *Gravitation and Cosmology*, New York, 1972
- [2] James Bardeen, *Phys. Rev. D22*, 1882 (1980)
- [3] Zel'dovich, *Astrofizika* 6, 319 (1970)

Physics and Astrophysics with DUMAND: A project overview and status report of stage one operations

The International DUMAND Collaboration

Presented by P.K.F. Grieder

Physikalisches Institut, University of Bern, 3012 Bern

We are presenting a general overview of the DUMAND (Deep Underwater Muon And Neutrino Detector) system and its scientific aims. A brief summary of the current status of stage one operations is given, which includes construction, deployment and in-situ testing at great depth in the ocean of a "Short Prototype String". Results of background light measurements down to 4500 m will be discussed.

Die Konversion von Sonnenneutrinos in Materie im Drei-Neutrino-Bild

T. SAUERLAND (Institut für Experimentalphysik I, RUB, Bochum)

Es wird die Mischung dreier massiver Neutrinoarten zugrundegelegt und untersucht, wie sich durch die resonanzartige Verstärkung von Neutrino-Oszillationen in dichter Materie die drei Mischungswinkel und Masseneigenwerte bzw. Oszillationslängen der Neutrinos in Abhängigkeit von der Energie verändern.

Antiprotonenfluß in der kosmischen Strahlung

M. Simon, U. Heinbach und Ch. Koch (Uni. Siegen)

Die verfügbaren Meßwerte des Antiprotonen-Proton-Verhältnisses in der kosmischen Strahlung zeigen einen Überschuß von Antiprotonen gegenüber Vorhersagen des Leaky-Box-Modells. Unter der Annahme von Nachbeschleunigung kann man zeigen, daß der Antiprotonenfluss ansteigt, daß aber weiterhin die Schwierigkeit bleibt, unter vernünftigen astrophysikalischen Annahmen, die berechneten Flüsse mit den Meßwerten in Einklang zu bringen.

Zu den Veränderungen der Grenzsteifigkeiten für kosmische Strahlung während der Anfangsphase von geomagnetischen Stürmen

E. Flückiger, Physikalisches Institut der Universität Bern,  
3012 Bern

Während der Haupt- und Erholphase eines geomagnetischen Sturmes werden die Grenzsteifigkeiten für kosmische Strahlung weltweit erniedrigt, was zu einer kurzfristigen Zunahme der Intensität der kosmischen Strahlung auf der Erde führt. Durch die Berechnung der Teilchenbahnen in einem Modell des gestörten Erdmagnetfeldes wurden nun erstmals die Veränderungen der Grenzsteifigkeiten während der Anfangsphase eines magnetischen Sturmes untersucht. Dabei hat sich gezeigt, dass vor dem bekannten Abfall vorerst eine Erhöhung auftritt, die namentlich in hohen Breiten ausgeprägt ist. Der Effekt wird am Beispiel des magnetischen Sturmes vom 17./18.12.1971 diskutiert.

Zu den Intensitätsschwankungen der kosmischen Strahlung während des geomagnetischen Sturms vom 13. Oktober 1986

E. Flückiger, R. Bütikofer, H. Debrunner, F. Golliez, M. Schubnell und G. Sebor, Physikalisches Institut der Universität Bern, 3012 Bern

Am Nachmittag des 13.10.1986 passierte eine Schockfront die Erde und bewirkte Störungen des Erdmagnetfeldes. Als Folge änderten sich die geomagnetischen Grenzsteifigkeiten für die kosmische Strahlung. Die Neutronenmonitore (NM) auf Jungfraujoch und in Bern verzeichneten in der Zeit 19-23 UT einen Zählratenanstieg von  $\sim 2.5\%$ . Die Messresultate werden mit den Registrierungen anderer NM-Stationen verglichen und auf Grund der Veränderungen des Erdmagnetfeldes diskutiert.

Zur interplanetaren Ausbreitung der Protonen beim solaren kosmischen Strahlungsereignis vom 16. Februar 1984

H. Debrunner, E. Flückiger und H. Grädel, Physikalisches Institut der Universität Bern, 3012 Bern; J.A. Lockwood, Space Science Center, University of New Hampshire, Durham, NH 03824

Für das solare kosmische Strahlungsereignis vom 16.2.1984 wurden mit den Messungen des weltweiten Neutronenmonitor-Netzes das Energiespektrum und die Pitchwinkelverteilung der solaren Protonen mit  $E > 500$  MeV in Abhängigkeit der Zeit bestimmt. Dabei konnte auf eine mittlere freie Weglänge für Pitchwinkelstreuung im interplanetaren Magnetfeld von  $\lambda \geq 2$  AE geschlossen werden. Dies bedeutet, dass bei diesem Ereignis auf Grund der Partikelflüsse auf Höhe der Erde die Beschleunigung kosmischer Strahlung auf der Sonne untersucht werden kann.

Zur Beschleunigung und Emission der Protonen beim solaren kosmischen Strahlungssereignis vom 16. Februar 1984

H. Debrunner, E. Flückiger und H. Grädel, Physikalisches Institut der Universität Bern, 3012 Bern; J.A. Lockwood, Space Science Center, University of New Hampshire, Durham, NH 03824; R.E. McGuire, Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771

Für das solare kosmische Strahlungssereignis vom 16.2.1984 wird auf Grund der Einsatzzeit in Abhängigkeit der Energie gezeigt, dass die solaren Protonen durch Schock beschleunigt worden sind. Die auf die Sonne extrapolierten Energiespektren der Flareprotonen entsprechen den Voraussagen des Modells über diffusive Schockbeschleunigung von M.A. Lee und J.M. Ryan (J. Geophys. Res. 303, 829, 1986).

Zur Beschleunigung und Emission der Protonen beim solaren kosmischen Strahlungssereignis vom 7. Mai 1978

J.A. Lockwood, Space Science Center, University of New Hampshire, Durham, NH 03824; H. Debrunner, Physikalisches Institut der Universität Bern, 3012 Bern; R.E. McGuire, Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771; J.J. Quenby, The Blackett Laboratory, Imperial College of Science and Technology, London

Im Vortrag wird gezeigt, dass bei diffusiver Schockbeschleunigung von kosmischer Strahlung auf der Sonne die Energieabhängigkeiten des Diffusionskoeffizienten im Beschleunigungsgebiet,  $K_s$ , und der Emissionsdauer korreliert sind und die Abhängigkeit von  $K_s$  von der Sonnendistanz abschätzen lassen. Die theoretischen Resultate werden mit Beobachtungen während des solaren kosmischen Strahlungssereignisses vom 7.5.1978 verglichen.

Ein  $e^+e^-$  Speicherring mit hoher Luminosität zur Erzeugung von B-Mesonen

R. Eichler<sup>1)</sup>, T. Nakada<sup>2)</sup>, K.R. Schubert<sup>3)</sup>, S. Weseler<sup>3)</sup> und K. Wille<sup>4)</sup>

1) IMP der ETHZ, Villigen, 2) SIN, Villigen, 3) Institut für Hochenergiephysik der Univ. Heidelberg, 4) Institut für Physik der Univ. Dortmund

Ein Vorschlag für einen  $e^+e^-$ -Speicherring mit einer Luminosität von  $L > 5 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  wird vorgestellt. Sowohl die physikalische Motivation als auch die technische Realisierung wird diskutiert. Mit so einer Maschine können "non-perturbative" QCD Effekte in B, D und  $\tau$ -Zerfällen untersucht werden, Parameter der schwachen Wechselwirkung wie Masse des  $\tau$ -Neutrinos, Matrixelemente der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix und  $\tau$  Zerfallsparameter gemessen werden und nach neuer Physik in seltenen B- und  $\tau$ -Zerfällen gesucht werden. Ein langfristiges Forschungsprogramm wird die CP-Verletzung im B-System sein.

## PHYSIK DER KONDENSIERTEN MATERIE

## Myonen- und Positronen-Spektroskopie

Müonium (Mu) in den Alkalihalogeniden

Hp. Baumeler, H. Keller, W. Kündig, W. Odermatt, B.D. Patterson, J.W. Schneider  
 Physik-Institut der Universität Zürich, 8001 Zürich.

Mit einer neuen  $\mu$ SR-Technik hoher Zeitauflösung wurde Mu in den Alkalihalogeniden untersucht. In *allen* Alkalihalogeniden konnte Mu mit einem isotropen HF-Parameter (HF) beobachtet werden. Für die Kristalle der NaCl-Struktur zeigt die HF-Frequenz eine systematische Abhängigkeit von der Gitterkonstante. Der Vergleich der HF-Parameter mit den Wasserstoff-Daten zeigt, dass der beobachtete Mu-Zustand dem  $H_i^0$ -Zentrum am Zwischengitterplatz entspricht. Die temperaturabhängige Diffusionsrate von Mu in KCl konnte aus der Linienverbreiterung der Superhyperfein-Wechselwirkung bestimmt werden. KBr zeigt zwei verschiedene Mu-Zentren, die sich in ihrer HF-Frequenz unterscheiden.

Avoided Level-Crossing: Eine neue Methode zur Untersuchung der Superhyperfein-Wechselwirkung von Myoniumzuständen in Festkörpern

J.W. Schneider, Hp. Baumeler, H. Keller, W. Kündig, W. Odermatt, B.D. Patterson, H. Simmler  
 Physik-Institut der Universität Zürich, 8001 Zürich

Mit der zeitdifferentiellen Transversalfeld- $\mu$ SR ist es gelungen, in zahlreichen Halbleitern und Isolatoren Myoniumzustände zu beobachten und die zugehörigen Hyperfeinparameter zu bestimmen. Möchte man auch die Wechselwirkung von Myonium mit Kernspins studieren, braucht man eine neue Technik: Avoided Level-Crossing (ALC). Die Vorteile dieser Technik gegenüber der herkömmlichen  $\mu$ SR werden diskutiert, und die von unserer Forschungsgruppe gebaute 5-T ALC-Apparatur wird vorgestellt.

Metastabile Myonium-Zustände in Halbleitern

W. Odermatt, Hp. Baumeler, H. Keller, W. Kündig, B.D. Patterson, J.W. Schneider, H. Simmler  
 Physik-Institut der Universität Zürich, 8001 Zürich

Mit der  $\mu$ SR-Technik konnten in den Halbleitern mit Diamant- und Zinkblende-Struktur ein isotropes und ein anisotropes Myonium-Zentrum beobachtet werden. Untersucht man diese Zustände in reinen Proben als Funktion der Temperatur, so verschwinden sie oberhalb eines material- und zustandspezifischen Grenzwertes. Die Myon-Polarisation wird dabei auf einen anderen Zustand übertragen. Eine verallgemeinerte Theorie ermöglicht es, Übergänge zwischen beliebigen Myonium-Zuständen zu untersuchen. Die Spin-depolarisierung des gebundenen Elektrons wird in dieser Theorie mitberücksichtigt.

Untersuchung von Neutronen-bestrahlten Reaktor-Druckbehälter-Stählen und einer FeCu-Legierung mit Positronen

K. Ghazi Wakili, U. Zimmermann\*, J. Brunner, A. Cornaz und W.B. Waeber\*

Laboratorium für Festkörperphysik ETH, CH-8093 Zürich

\*Eidg. Institut für Reaktorforschung EIR, CH-5303 Würenlingen

Mit schnellen Neutronen bestrahlte Schmiedeproben und Cu-haltige Schweissproben von realen RDB ( $1.9 \times 10^{19}$  resp.  $5.4 \times 10^{17}$  n/cm<sup>2</sup>) sowie unbestrahlte Referenzproben wurden mit der ACD-Peakhöhenmethode, der  $2\gamma$ -Winkelkorrelation und der Lebensdauermethode untersucht. Bei Schmiedeproben zeigt die Peakhöhenmessung zwei Ausheilstufen bei  $410^\circ$  und  $580^\circ$  C, wovon die erste mit der Erholung der Mikrohärte korreliert ist. Im Falle der Schweissproben erfährt die Peakhöhe einen Anstieg bis  $600^\circ$  C und danach einen steilen Abfall, den man entweder mit der Auflösung von Schweissporen oder von Cu-Clusters erklären kann. Analoge Messungen an übersättigten FeCu-Legierungen mit 0.8 % Cu ergeben einen ähnlichen Abfall bei  $600^\circ$  und favorisieren die Interpretation mit Cu-Clusters.

## Transporteigenschaften

Transport Properties of the Heavy Fermion System  $URu_2Si_2$ 

C.Schönenberger\* and J.Schoenes

*Lab. für Festkörperphysik, ETH-Zürich*

\* now at IBM Research Laboratory, Rüschlikon

J.J.M.Franse and A.A.Menovsky

*Natuurkundig Lab. Universiteit van Amsterdam*

We present a Hall effect measurement of  $URu_2Si_2$  single crystal with the magnetic field applied parallel to the c axis. The Hall signal provides evidence for the existence of a strong reconstruction of the Fermi surface at 17 K and a weaker one near 100 K.

The Hall effect of heavy fermions has attracted considerable interest due to its strong temperature dependence which reveals characteristic features of a Kondo lattice <sup>1,2</sup>. In all so far reported Hall measurements of heavy fermions <sup>3</sup> the Hall effect was found to be positive and to increase first with decreasing temperature. Then a maximum develops below which the Hall effect decreases faster than the susceptibility, a consequence of the onset of coherence <sup>2</sup>.

$URu_2Si_2$  is the only heavy fermion compound in which both a magnetic and a superconducting transition at  $T_N = 17$  and  $T_c = 0.8$  K, respectively, have been claimed to exist <sup>4-6</sup>. The 17 K anomaly has been associated with either a charge- or spin density wave<sup>6</sup>, a weak type of itinerant antiferromagnetism<sup>4</sup> or even with antiferromagnetism formed by local moments<sup>5</sup>.

We have performed the first Hall effect measurements on  $URu_2Si_2$  single crystals using the ac van der Pauw method. Fig.1 displays the total Hall effect  $R_H$  for  $H//c$ . Also shown is the respective dc susceptibility <sup>4</sup>. Contrary to the situation above 20 K where  $R_H$  and  $\chi$  behave similar, the transition at 17 K is barely resolved in  $\chi$  but gives rise to a huge peak in the Hall effect.

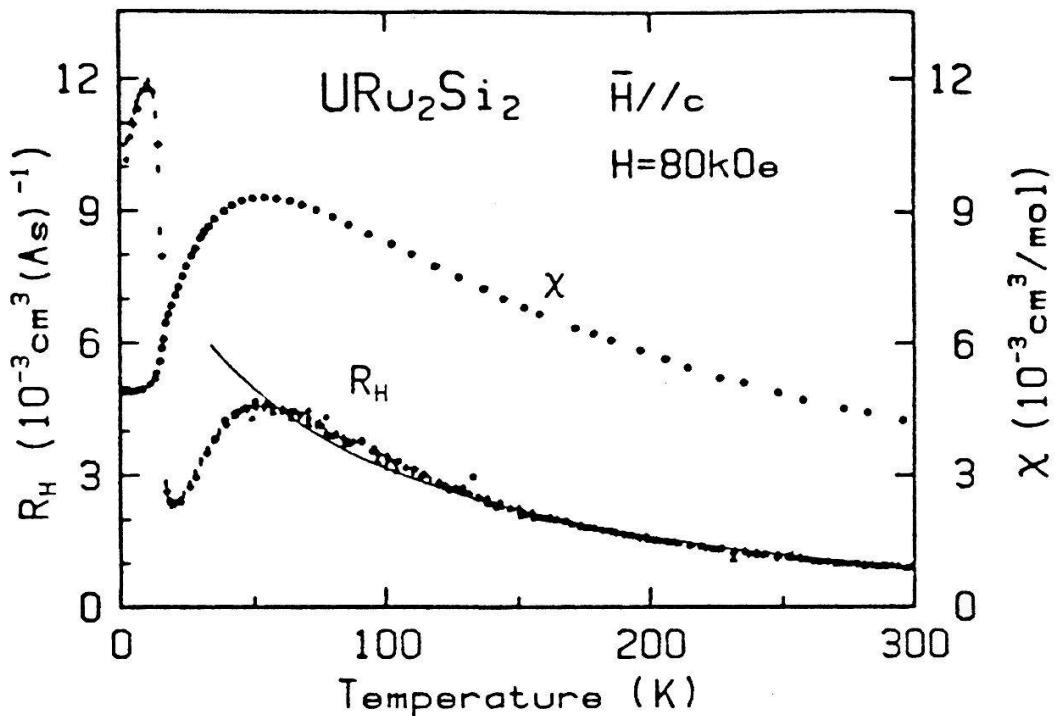


Fig.1. Temperature dependence of the total Hall effect  $R_H$  and the susceptibility (Ref.4) of  $URu_2Si_2$ . The magnetic field is applied parallel to the c-axis. The full line shows a fit of  $R_H$  according to eq.(1) with a Curie Weiss fit for  $\chi$  taken from Ref.4 .

The similarity of  $R_H$  and  $\chi$  in the paramagnetic phase suggest the ansatz:

$$(1) \quad R_H(T) = R_0 + 4\pi\chi(T)R_S$$

where  $R_0$  and  $R_S$  are the ordinary and extraordinary Hall coefficients. Using only data for temperatures above 150 K we derive

$R_0 = -(0.97 \pm 0.1)10^{-3} cm^3 As^{-1}$  and  $R_S = (1.72 \pm 0.08)10^{-3} cm^3 As^{-1}$ . A discussion of this approach can be found in Ref.3.

In this paper we would like to discuss another approach proposed by P.Coleman et al.<sup>7</sup> and A.Fert et al.<sup>8</sup>. From theoretical grounds they suggest the ansatz

$$(2) \quad R_H(T) = R_0 + r_s \tilde{\mu}_B \tilde{\chi}(T) \rho_{mag}(T)$$

where  $\tilde{\chi}$  is the susceptibility divided by the relevant Curie constant and  $\rho_{mag}$  is the magnetic part of the electrical resistivity, i.e.  $\rho_{mag} = \rho(T) - \rho_0 - c_{ph}T$  (Ref.3). A plot of  $R_H$  versus  $\tilde{\mu}_B \tilde{\chi} \rho_{mag}$  exhibits two approximately linear regimes, one

between 150 and 300 K and the other between 25 and 50 K. Surprisingly the fitted constant  $r_s$  is the same in both temperature intervals to within 3% :  $r_s = 0.22$ . It is then tempting to calculate a temperature dependent normal Hall effect  $\tilde{R}_0(T)$  from the equation

$$(3) \quad \tilde{R}_0(T) := R_H(T) - 0.22\mu_B\tilde{\chi}(T)\rho_{mag}(T)$$

the result of which is shown in Fig.2.

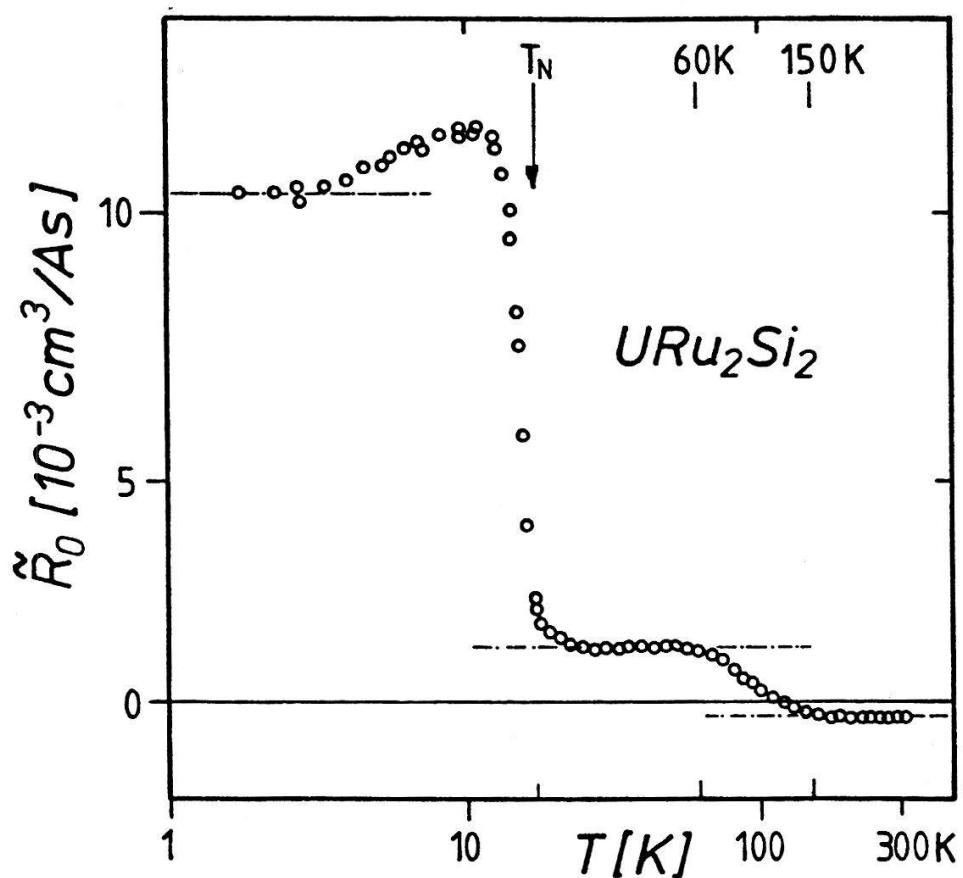


Fig.2. Temperature dependence of the normal Hall effect calculated from eq.(3).

Apart from the overshooting at temperatures just below  $T_N$ , which might be a rest of the extraordinary Hall effect which decreases with decreasing temperature due to the increasing coherence, one can clearly distinguish three regimes. The plateau above 150 K corresponds to the single impurity regime. Using a one band model with spherical Fermi surface  $R_0$  corresponds to 1.8 electrons per formula unit, that is about three times larger than the value found from the approach with eq.(1)<sup>3</sup>. Between 150 and 60 K  $R_0$  changes sign to reach a new value which corresponds to 0.5 holes per formula unit. This change

change may be attributed to the transition into the heavy fermion state. The f electrons with the correct symmetry move up to the Fermi level and hybridize with the conduction band, thus changing the Fermi surface.

Below the 17 K transition the total Hall effect as well as the calculated  $\tilde{R}_0$  change dramatically. Since the extraordinary Hall effect should go to zero for  $T \rightarrow 0$  the shooting up of  $R_H(T)$  between 20 and 10 K is mainly caused by the normal Hall effect. Both  $R_0$  and  $\tilde{R}_0$  reach a value of approximately  $10^{-2} \text{cm}^3 \text{As}^{-1}$  below  $\sim 10\text{K}$  which corresponds to 0.05 holes per formula unit. This value cannot be taken too literally because at low temperatures the Hall effect is sensitive to details of the Fermi surface. But the extreme change in  $R_0$  shows that the Fermi surface is strongly reconstructed by the 17 K phase transition.

In conclusion we have shown that the Hall effect changes dramatically at the 17 K transition due to a strong reconstruction of the Fermi surface. A second smoother transition between 150 and 60 K can be seen in the normal Hall effect. This transition is from the single impurity regime into the heavy fermion state.

The authors wish to express their gratitude to Mr.P.Dekumbis for his technical support.

- 1) V.V.Moshchalkov, F.G.Aliev, N.B.Brandt, E.Fawcett, V.Kovachik and M.K.Zalyaljutdinov, Solid State Comm. **61**, 161 (1987)
- 2) J.Schoenes and J.J.M.Franse, Phys.Rev.B **33**, 5138 (1986)
- 3) J.Schoenes , C.Schönenberger, J.J.M.Franse and A.A.Menovsky, to be published in Phys.Rev.B and references therein
- 4) T.T.M.Palstra, A.A.Menovsky, J.van den Berg, A.J.Dirkmaat, P.H.Kees, G.J.Nieuwenhuys and J.A.Mydosh, Phys.Rev.Lett. **55**, 2727 (1985)
- 5) W.Schlabitz, J.Baumann, B.Pollit, U.Rauchschwalbe, H.M.Mayer, U.Ahlheim and C.D.Bredl, Z.Phys.B **62**, 171 (1986)
- 6) M.P.Maple, J.W.Chen, Y.Dalichaouch, T.Kohara, C.Rossel, M.S.Torikachvili, M.W.McElfresh and J.D.Thompson, Phys.Rev.Lett. **56**, 185 (1986)
- 7) P.Coleman, P.W.Anderson and T.V.Ramakrishnan, Phys.Rev.Lett. **55**, 414 (1985)
- 8) A.Fert, A.Hamzic and P.M.Levy, J.Magn.Magn.Mat. **63 & 64**, 535 (1987)

On electron-electron scattering in tungsten and molybdenum

J. van der Maas, R. Huguenin and V.A. Gasparov (\*)

Institut de Physique Expérimentale de l'Université de Lausanne  
1015-Lausanne, Switzerland;

(\*) Institute of Solid State Physics of the Academy of  
Sciences of the USSR, 142432, Chernogolovka, USSR.

The temperature dependence of the electron scattering rates,  $v(T)$ , was measured by aid of the radio frequency size effect in W and Mo showing that  $v(T) = \alpha T^2 + \beta T^3$ , with  $\alpha$  essentially isotropic, insensitive to impurity concentration and thickness independent. This scattering rate agrees well with the  $AT^2$  contribution to the electrical resistivity when size dependence of  $A$  is taken into account. We conclude that the electron-electron scattering is responsible for the  $T^2$  term.

Radio frequency size effect (RFSE) investigations of the surface scattering of conduction electrons in tungsten.

V.A. Gasparov and V.V. Bondarev

Institut de Physique Expérimentale de l'Université de Lausanne  
1015-Lausanne, Switzerland;

Institute of Solid State Physics of the Academy of  
Sciences of the USSR, 142432, Chernogolovka, USSR.

It is shown that the amplitude of the RFSE line,  $A$ , is significantly smaller for samples with a mirror like surface,  $As$ , compared to diffuse ones,  $Ad$ . The ratio of these amplitudes,  $Ad/As$ , is magnetic field dependent. The angle dependence of the probability for specular surface scattering is measured from these data. New RFSE lines on W-samples with a mirror-like surface due to multichannel surface scattering of the skipping electrons are observed.

Measurement of the surface resistivity of aluminium and the effect of surface polish

J. Romero, J. van der Maas and R. Huguenin

Institut de Physique Expérimentale de l'Université de Lausanne  
1015-Lausanne, Switzerland

The electrical resistivity of aluminium has been measured under conditions where the sample size matches the mean free path. The polycrystalline samples were thinned by chemical polishing and etching, producing surfaces with different degree of specularity. Comparison is made with the Soffer-Fuchs theory.

Effet des collisions sous petit angle et de l'énergie des électrons  
sur les taux de diffusions électroniques.

R.Stubi, P.-A.Probst, R.Huguenin and V.Gasparov

Institut de physique expérimentale de l'Université; 1015 Lausanne.

Nous montrons que l'effet de dimension en radio-fréquence permet d'accéder expérimentalement à certains concepts utilisés dans le calcul des propriétés de transport, notamment l'inefficacité des collisions sous petit angle et la variation avec l'énergie du taux de diffusion  $v$  des électrons. Inclus dans un modèle simple, ces effets permettent d'expliquer le comportement de  $v$  avec la température observé dans les métaux nobles. Il est essentiel d'en tenir compte pour déterminer l'importance de l'interaction électron-électron.

Messung der Selbstdiffusionskonstanten von  $^6\text{Li}$  und  $^7\text{Li}$  im festen Lithiummetall mit der NMR-Methode der gepulsten Gradienten.

M. Mali, J. Roos, M. Sonderegger und D. Brinkmann

Physik Institut der Uni Zürich, Schönberggasse 9, 8001 Zürich

Mit der genannten NMR-Methode haben wir zwischen 350 K und dem Schmelzpunkt (454 K) die Selbstdiffusionskonstanten D von  $^6\text{Li}$  und  $^7\text{Li}$  gemessen, und zwar für beide Isotope in natürlichem Lithium (93 %  $^7\text{Li}$ ) und in einer Probe mit 94 %  $^6\text{Li}$ . Die D-Werte folgen einem Arrhenius-Gesetz mit einer Aktivierungsenergie von 0.55 eV für beide Isotope. Der Isotopieeffekt der absoluten Werte in natürlichem Lithium ist kleiner als 3 %. Verknüpfen wir unsere Daten mit Messungen der Hüpf frequenz (z. B. aus Spin-Gitter-Relaxation), so erhalten wir die effektiven Korrelationskoeffizienten.

NMR-Untersuchung der Struktur und Ionendynamik in  $(\text{Li}_2\text{SO}_4)_{1-x}(\text{Na}_2\text{SO}_4)_x$ -Systemen

K.-D. Junke, M. Mali, J. Roos, D. Brinkmann

Physik-Institut, Schönberggasse 9, 8001 Zürich

Als Vorstufe zur Untersuchung der superionenleitenden Hochtemperaturphasen dieser binären Systeme wurden die Spektren und Relaxationszeiten von  $^7\text{Li}$  und  $^{23}\text{Na}$  bis zu 750 K gemessen. Erste Ergebnisse deuten darauf hin, dass in  $\text{LiNaSO}_4$  eine bislang nicht beobachtete Ueberstruktur existiert. Die Li-Relaxation erlaubt, für  $x=0.21$  zwischen der Ionendynamik in der monoklinen  $\text{Li}_2\text{SO}_4$ - und der trigonalen  $\text{LiNaSO}_4$ -Phase zu unterscheiden. Offenbar erfolgt bis 750 K noch kein wesentlicher Austausch der Li-Ionen zwischen beiden Phasen.

Silber-NMR und Leitfähigkeit in den superionenleitenden Gläsern  
 $(\text{AgI})_x (\text{Ag}_2\text{O} \cdot 2\text{B}_2\text{O}_3)_{1-x}$  und  $(\text{AgI})_x (\text{Ag}_2\text{S} \cdot \text{GeS}_2)_{1-x}$

H. J. Bischof, M. Mali, J. Roos und D. Brinkmann

Physik Institut der Uni Zürich, Schönberggasse 9, 8001 Zürich

Wir berichten über die ersten Messungen der  $^{109}\text{Ag}$ -Kernresonanz-Relaxationszeiten sowie der Ag-Diffusionskonstanten in den genannten hochleitenden Gläsern für  $x=0.4$  bis  $0.65$  für die B-Gläser und  $x=0.375$  und  $0.5$  für die Ge-Gläser. Die Energien der thermisch aktivierten Diffusionsprozesse wurden bestimmt und mit Leitfähigkeitsmessungen verknüpft, die an den gleichen Proben ausgeführt wurden.

## Oberflächen, Grenzflächen

## MAGNETIC SURFACE PROPERTIES OF AMORPHOUS TbFe - FILMS

M.Aeschlimann, G.L.Bona, F.Meier, M.Stampanoni, G.Zampieri, and H.C.Siegmund, Laboratorium für Festkörperphysik ETH-Hönggerberg, CH-8093 Zürich, Switzerland.

Amorphous rare-earth-transition metal alloys [RE-TM] are now one of the most promising media for erasable optical data storage applications [1,2]. High coercivity  $H_C$ , low Curie temperature  $T_C$  and uniaxial anisotropy perpendicular to the film surface make them suitable for magneto-optic readout like measuring the Kerr rotation and thermomagnetic recording with a short laser pulse [3,4]. However, amorphous RE-TM films with perpendicular anisotropy show only Kerr rotation angles smaller than  $1^\circ$  leading to bad signal-to-noise ratios.

Variations in the magnetic behaviour at and near the surface are one of the origins of the noise, because the probing depth of the Kerr effect is only about 200 Å. To better understand this disturbed region we compared the Kerr hysteresis loops of amorphous  $Tb_xFe_{1-x}$  samples ( $0.15 < x < 0.35$ ) with spin-polarized threshold photoemission [SPP] loops taken on the same films. The probing depth of the SPP-technique is about 20 Å, suitable for studying the magnetic surface and subsurface properties. Our results show skew hysteresis loops due to the superposition of a rectangular loop with a normal Fe-like magnetization curve from the subsurface [5]. From these loops we derive a three layer model. It is well established by XPS and Auger electron spectra that the rare earth segregates to the surface and produces a nonmagnetic oxide or hydroxide [6,7]. This segregation results in a Fe-rich subsurface, depleted in the compensating RE. In this second layer the uniaxial anisotropy is reduced compared to the bulk. Hence, the spins lie in-plane and a normal Fe-dominated magnetization curve is measured. However, saturation is reached earlier than in pure iron films. The Curie temperature in the subsurface is much higher than in the TbFe-bulk. The last layer presents the normal ferrimagnetic bulk, which is

magnetically exchange coupled with the subsurface [8,9]. According to this model, the subsurface must have the same compensation temperature like the bulk probed by Kerr effect. This is confirmed by our measurements [5].

Quite contrary to  $Tb_xFe_{1-x}$  in amorphous  $Gd_xCo_{1-x}$  films the subsurface region can be removed or magnetically passivated by Ar-ion sputtering [5,10].

We thank A.Bell and E.E.Marinero from IBM San José, California for the samples. Support by IBM SanJosé and the Swiss National Science Foundation is gratefully acknowleged.

### References

- [1] P.Chaudhari, J.J.Cuomo, and R.J.Gambino, *Appl.Phys.Lett.* 32,337(1973).
- [2] G.A.N.Connell, R.Allen, and M.Mansuripur, *J.Appl.Phys.* 53,7759(1982).
- [3] R.J.Gambino and T.R.McGuire, *J.Magn.Magn.Mat.* 54-57,1365(1986).
- [4] M.Ojima, A.Saito, T.Kaku, M.Ito, Y.Tsunoda, S.Takayama, and Y.Sugita, *Appl.Opt.* 25,483(1986).
- [5] G.L.Bona, ETH Zürich, PhD Thesis 8251(1987).
- [6] R.Allen and G.A.N.Connell, *J.Appl.Phys.* 53,2353(1982)
- [7] G.A.N.Connell, *J.Magn.Magn.Mat.* 54-57,1561(1986).
- [8] G.L.Bona, F.Meier, M.Taborelli, H.C.Siegmann, A.E.Bell, R.J.Gambino, and E.Kay, *J.Magn.Magn.Mat* 54-57,1403(1986).
- [9] H.C.Siegmann, (to be published).
- [10] A.P.Malozemoff, J.P.Jamet, and R.J.Gambino, *IEEE Trans.Mag.* MAG-13,1609(1977).

CHANGE OF SURFACE MAGNETISM INDUCED BY AR<sup>+</sup>-SPUTTERING OF Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>

M.Aeschlimann, G.L.Bona, F.Meier, M.Stampanoni, and G.Zampieri,  
Laboratorium für Festkörperphysik ETH-Hönggerberg, CH-8093 Zürich,  
Switzerland

Abstract

By measuring the spin polarization of photoelectrons the iron-oxides Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> and  $\gamma$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> are readily distinguished by the sign of the polarization near photothreshold, whereas unpolarized XPS and AES-lines are almost identical. We have found that ion bombardment produces dramatic changes in the surface magnetism of Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>. The negative threshold polarization of Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> changes to a positive polarization -similar to the case of  $\gamma$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>- within a surface layer of more than 50 Å thickness. These findings are of importance for current studies of ferritelike sputtered thin films as well as magnetic alloys in general.

Sputtered  $\gamma$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> thin films are attractive for practical applications as high density magnetic recording materials because of their high coercivity and high remanent magnetization as well as their resistance to corrosion and wear [1,2]. However, the magnetic properties depend critically on sample preparation. The normal film preparation of  $\gamma$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> is done by oxidizing Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> in air. The conversion from Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> to  $\gamma$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> has been traced by measuring the electric resistance [3] but thereby no information about the uniformity of magnetic properties is obtained. Ordinary electron spectroscopies like XPS and AES are of little help because the two oxides are hard to distinguish by these techniques [4].

In spin-polarized photoemission near photothreshold  $\gamma$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> and Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> show distinct differences. In the crystalline form, the oxygen ions of both compounds form a fcc lattice. The Fe ions occupy tetrahedral and octahedral intersitial sites, called A and B sites, respectively (inverse spinel structure). The ion spins

of both A- and B-sublattice couple antiferromagnetically and the net magnetization is  $M=M_B-M_A$ . In  $Fe_3O_4$  we have at B sites  $Fe^{2+}$  besides  $Fe^{3+}$ . However in  $\gamma-Fe_2O_3$  there is no  $Fe^{2+}$ , the net magnetic moment arises due to  $Fe^{3+}$  vacancies at the octahedral sites [5]. In addition to the half filled 3d-shell,  $Fe^{2+}$  has an extra electron with magnetic moment antiparallel to the magnetization according to Hund's rule and with energy close to the Fermi level. Therefore near the photothreshold the electron spin polarization (ESP) is negative for  $Fe_3O_4$  and positive for  $\gamma-Fe_2O_3$ . The negative threshold polarization of  $Fe_3O_4$  has been observed many years ago for cleaved crystalline samples [6]. Recent analysis of  $\gamma-Fe_2O_3$  and ion sputtered  $Fe_3O_4$  films have revealed a positive ESP for both materials, see Fig. 1 [7]. This result is in sharp contrast with the observations made on cleaved  $Fe_3O_4$ -crystals and therefore lead us to investigate the magnetic behaviour of a  $Fe_3O_4$  crystal under various conditions of the surface [8].

The experiment was performed under ultrahigh vacuum conditions with an equipment previously described [9]. The  $Fe_3O_4$  crystals were natural single crystals from Zermatt, Switzerland. The samples were placed in magnetic fields up to 7.5 kOe, sufficient to produce magnetic saturation perpendicular to the sample surface. The ESP is defined as  $P=(n\uparrow-n\downarrow)/(n\uparrow+n\downarrow)$ , where  $n\uparrow$  and  $n\downarrow$  are the numbers of electrons with spin magnetic moment parallel and antiparallel to the direction of the magnetization. The photo threshold is 4.2eV. At this photon energy the escape depth  $\lambda$  is about 20 Å.

The following experiments were made with the  $Fe_3O_4$  crystal:

- i) First the sample was polished mechanically on the micron scale and subsequently, after insertion into the vacuum system, treated with alternating cycles of 800eV Ar sputtering and heating up to 600°C. This cleaning procedure continued until no contaminants were detected anymore in the Auger electron spectra. The ESP spectrum measured on this surface is shown in Fig. 2a. To our surprise it gave a positive ESP near photothreshold like the  $\gamma-Fe_2O_3$  and  $Fe_3O_4$ -film.

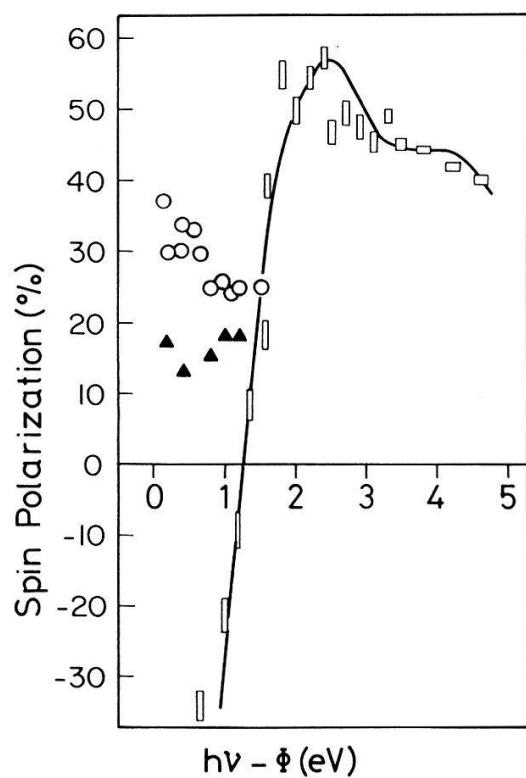


Fig.1. Photoelectron spin polarization versus photon energy minus workfunction

- Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> - crystal (cleaved)
- "Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>"- film
- ▲  $\gamma$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> - film

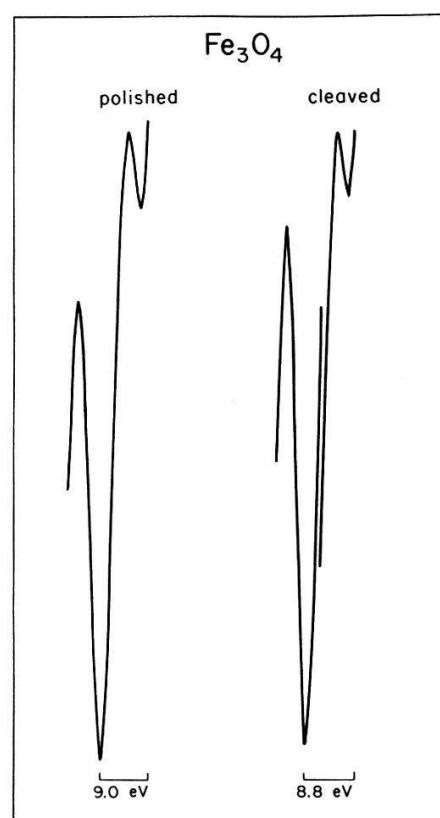


Fig.3. M<sub>2,3</sub>VV Auges lines of Fe at 40 and 49 eV of polished and cleaved Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-crystal surfaces

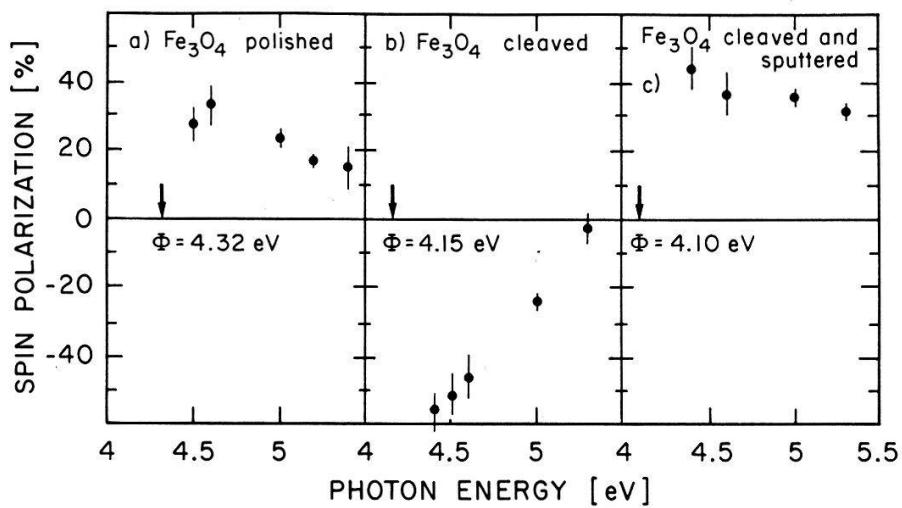


Fig.2. Photoelectron spin polarization versus photon energy for different surface treatments

ii) Subsequently we cleaved the sample and measured the spectrum of the cleaved surface, see Fig. 2b. The result is in perfect agreement with previous measurements [6]. It shows the negative ESP at photothreshold due to the  $Fe^{2+}$  ions at the B sites. Although the difference between the magnetic behaviour of the freshly broken and sputtered surface is dramatic no distinguishing features could be detected by Auger electron spectroscopy (AES). Figure 3 shows the  $M_{2,3}VV$  Auger lines of Fe corresponding to the sputtered and fresh surface, respectively. The spectra were measured using a retarding field electron energy analyzer with a concentric electron gun, the modulation voltage was 2V, but the same results were obtained with 1V modulation. No difference is observed, within the accuracy of the measurement neither in the ratio of the line intensities nor in the line separation. This make quite dubious an earlier statement that "standard" use of AES can identify the different iron oxides [10].

iii) Finally in order to check the effect of iron sputtering, the cleaved  $Fe_3O_4$  surface was bombarded during one hour with 800eV  $Ar^+$ -ions, at normal incidence and a current density of  $I \sim 10 \mu A/cm^2$ . As seen from Fig. 2c, the sign of the polarization near threshold changes again and the polarization is similar to the one of the polished surface displayed in Fig. 2a.

The irregular behaviour of the  $Fe_3O_4$  surface treated by ion bombardement is attributed to changes of the atomic structure and/or stoichiometry at the surface, which severly affect the subtle magnetic interactions. To estimate the thickness of the surface layer with irregular magnetic response we evaporated less than a monolayer of Cs on the cleaved and ion-bombarded surface (case iii). This lowered the photothreshold to 2.7eV and correspondingly increased the escape depth of the photoelectrons to about 50Å. The ESP spectrum was not distinguishable from the one displayed in Fig. 2c. Clearly the effect of the ion bombardement extended more than 50Å deep into the bulk.

These findings are of importance for current studies of

ferritlike sputtered thin films as well as magnetic alloys in general. With these films sputtering is the standard tool used to remove the protective coverage and expose the film surface. Our results indicate that much care must be taken when interpreting the results. The technique of spin-polarized photoemission near the photothreshold turns out to be a powerful tool to monitor changes of the magnetic properties of the surface and subsurface region.

Further investigation is required to explore in more detail the change from negative to positive ESP upon ion bombardement of a cleaved  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ -surface. The possibility of reducing the damage done to the surface by appropriate annealing procedures deserves future investigation.

The financial support by the Schweizerische Nationalfonds and IBM San José is gratefully acknowledged.

#### References

- [ 1 ] J.Smit and H.P.J. Wijn, *Ferrites* (Wiley, New York, 1959)
- [ 2 ] S. Yoshii, O. Ishii, S. Hattori, T.Nakagawa and G. Ishida *J. Appl. Phys.* Vol 53, 89 (1982)
- [ 3 ] Y. Ishii, A. Terada, O. Ishii, S. Ohta, S. Hattori and K. Makino *IEEE Trans. Mag.*, MAG-16, 1114 (1980)
- [ 4 ] K. Wandelt Photoemission studies of adsorbed oxygen and oxide layers, *Surface Sci. Reports* 2, 1-121 (1982)
- [ 5 ] G.A. Ferguson Jr., M.Hass, *Phys.Rev.* 112, 1130 (1958)
- [ 6 ] S.F.Alvarado, W. Eib, F.Meier, D.T.Pierce, K.Sattler, and H.C.Siegmann, *Phys. Rev. Lett.* 34, 319 (1975)
- [ 7 ] E. Kay, R. A. Sigsbee, G.L. Bona, M. Taborelli, and H.C. Siegmann, *Appl. Phys. Lett.* 47, 533 (1985)
- [ 8 ] M.Aeschlimann, G.L.Bona, F.Meier, M.Stampanoni, G.Zampieri, and H.C.Siegmann, *Appl. Phys. Lett.* 49, 824 (1986)
- [ 9 ] M. Campagna, D.T.Pierce, F.Meier, K. Sattler, and H.C. Siegmann, *Adv. Electron. Phys.* 41, 113 (1976)
- [10] M.Seo, J.B.Lumsden, and R.W.Stahele, *Surf.Sci* 50, 541 (1975)

**OBSERVATION EN TEMPS REEL DE LA COALESCENCE DE PARTICULES  
D'OR DE 3 A 10 nm DE DIAMETRE PAR MICROSCOPIE ELECTRONIQUE  
A HAUTE RESOLUTION**

**M. Flüeli<sup>+</sup>, R. Sommer<sup>+</sup>, P. Stadelmann<sup>\*</sup>, Ph. Buffat<sup>\*</sup>, EPFL,**

**<sup>+</sup>Institut de Physique Expérimentale et <sup>\*</sup>Institut Interdépartemental de Microscopie Electronique, PH-Ecublens, 1015 Lausanne, Suisse**

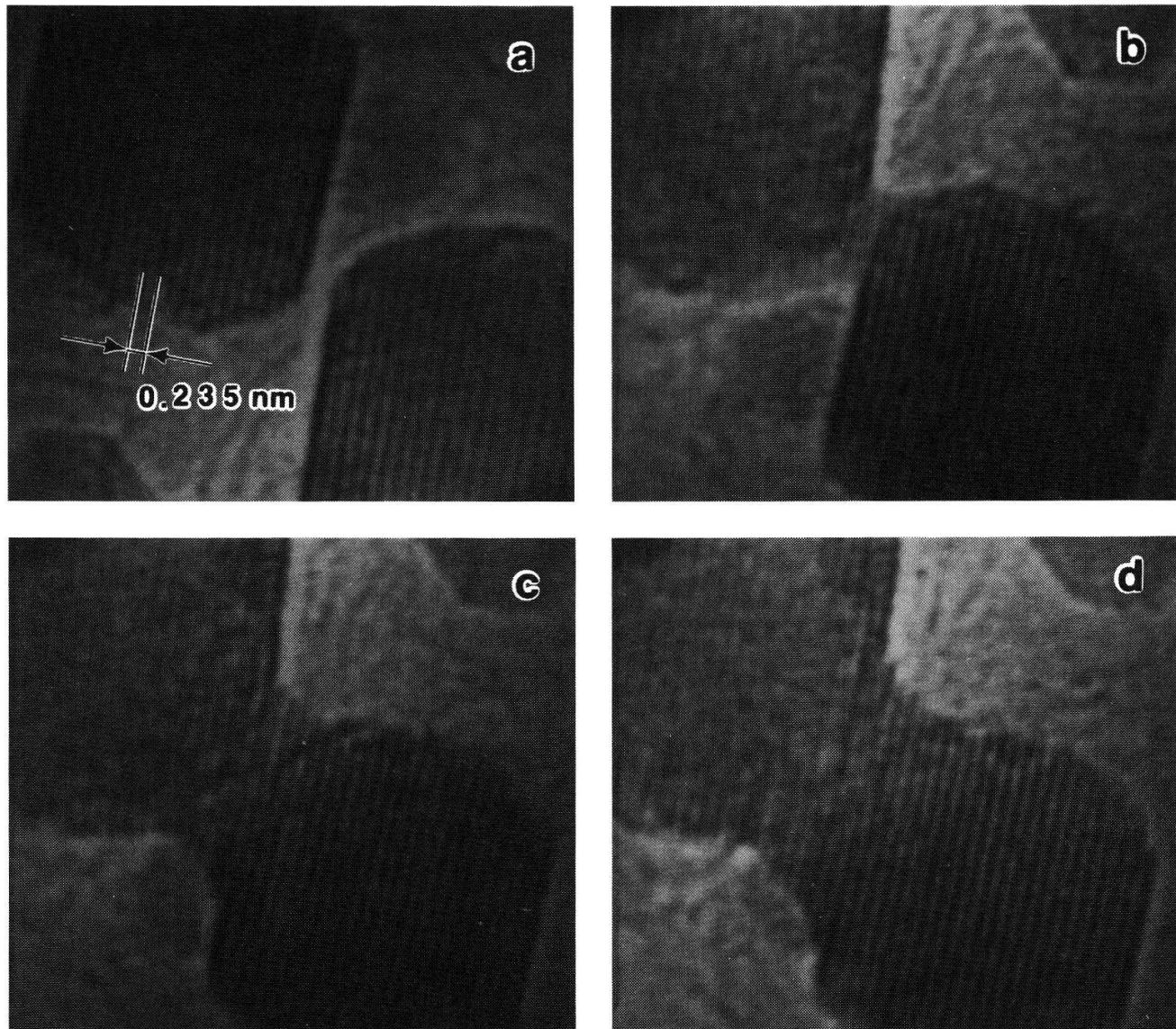
**Résumé :** La cinétique de coalescence de grains d'or à l'état solide obtenus par évaporation sous vide sur un substrat de carbone amorphe, est suivie par microscopie électronique à haute résolution (H.R.E.M.). L'orientation initiale relative des particules influe sur la présence de fautes d'empilement durant la coalescence. Le cou de frittage évolue par diffusion d'atomes à la surface des cristallites.

### **1. Introduction**

Les petites particules d'or (diamètre < 25 nm) présentent la particularité de cristalliser sous forme multimaclée (MTP) [1], effet de taille structural dû à la présence de la surface [2]. Sous certaines conditions d'imagerie, la microscopie électronique à haute résolution (HREM) donne un accès direct, par visualisation des colonnes d'atomes, à la structure de ces cristallites [3,4] et de leurs facettes vues de profil [5] ainsi qu'à certains défauts cristallins [6]. Les enregistrements vidéo en temps réel ont mis en évidence les phénomènes de migration d'atomes et de déplacement de colonnes d'atomes en surface [7,8] ainsi que la présence de "nuages atomiques" à l'extérieur de certaines faces cristallines [9]. Par cette méthode, la coalescence de petits cristaux de platine a pu être observée [10]. Nous l'utilisons ici pour de petits grains d'or.

### **2. Echantillons et microscopie**

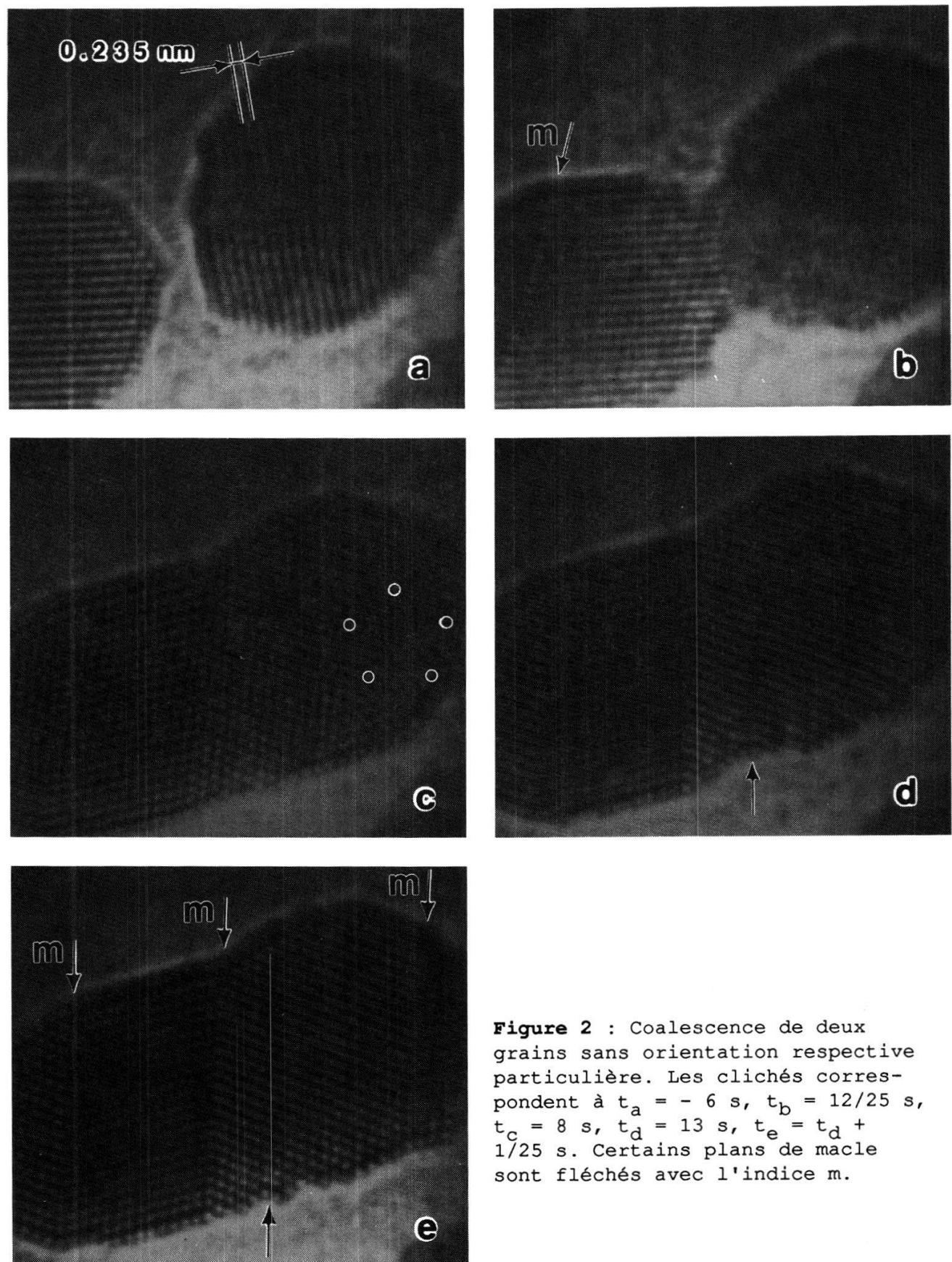
Les particules d'or sont obtenues par évaporation du métal (99.999 % pur) sous vide ( $1 \times 10^{-7}$  mbar) et condensation de la vapeur métallique sur un film de carbone amorphe ultramince (épaisseur 2.5 nm; déposé sur grille Cu 1000 mesh/25 % de trans-



**Figure 1 :** Coalescence de deux particules d'or par contact entre des faces extérieures (1,1,1). En prenant comme instant initial le commencement du frittage, les photos présentées correspondent à  $t_a = -16/25$  s,  $t_b = 8/25$  s,  $t_c = 1$  s,  $t_d = 3$  s.

mission). L'épaisseur équivalente est de 0.5 à 0.7 nm (vitesse de déposition :  $\sim 0.05$  nm/s); le substrat est maintenu à une température de 100-150 °C pendant l'évaporation et l'échantillon produit est recuit à la même température pendant 6 h.

Un microscope électronique à haute résolution Philips EM 430 ST a été utilisé à 300 kV (coefficients d'aberration de sphéricité : 1.1 mm; étalement de la défocalisation 6-10 nm; divergence du faisceau incident 1.6 mrad pour un diaphragme de condenseur de



**Figure 2** : Coalescence de deux grains sans orientation respective particulière. Les clichés correspondent à  $t_a = -6$  s,  $t_b = 12/25$  s,  $t_c = 8$  s,  $t_d = 13$  s,  $t_e = t_d + 1/25$  s. Certains plans de macle sont fléchés avec l'indice m.

30  $\mu\text{m}$ ; émission du canon ( $\text{LaB}_6$ ) : 25-35  $\mu\text{A}$ ). Dans les conditions mentionnées, le microscope assure la résolution des plans (1,1,1) de l'or ( $d_{111} = 0.235 \text{ nm}$ ) et (2,0,0) ( $d_{200} = 0.2039 \text{ nm}$ ). Le système d'acquisition d'images se compose d'une caméra à haute sensibilité Sofretec, d'un intégrateur/mémoire numérique d'image Arlunya TF 5000 et d'un magnétoscope Gründig 1 pouce (25 images/s).

### 3. Observations et discussion

La basse température de recuit des échantillons et sa courte durée, nécessaires pour conserver le support ultramince de carbone, ne permettent pas de prétendre que l'équilibre thermodynamique des phases cristallines est obtenu. Néanmoins, les particules ont en grande majorité (> 90 %) une forme extérieure quasi-sphérique et une forte proportion d'entre elles est multimâclée (> 50 %). Ces caractéristiques les rapprochent des grains d'or amenés à l'équilibre thermodynamique [2,11]. Les figures 1 et 2 présentent deux événements de coalescence différant dans leur déroulement.

**Figure 1** : Deux particules apparemment monocrystallines entrent en contact par le bord de deux faces extérieures (1,1,1) presque parallèles. La croissance très rapide du cou de frittage (1 à 4  $\text{nm}^3/\text{s}$  pendant les 3 premières secondes) s'effectue par extension de plans (1,1,1) où la liaison entre atomes est forte. Ces plans étant parallèles à l'une et l'autre des particules, aucun défaut (linéaire ou macle) n'apparaît. Le cristal se développe par migration d'atomes d'or à la surface des grains. Une partie de ces atomes provient du substrat où l'on peut observer leur diffusion par l'intermédiaire de "points d'ancrage" (rugosités) sur le film de carbone où leur temps de résidence est assez long pour qu'ils soient visibles. Dans cet exemple de frittage, on note l'absence de migrations de volume et au joint de grains [12]. 17 secondes après le frittage, le cou a disparu et la particule résultante est monodomaine (non illustrée).

**Figure 2** : Les deux cristallites (tous deux maclés) se présentent sans orientation respective particulière; la croissance du col de

frittage a toujours lieu par diffusion superficielle d'atomes mais de nombreux défauts d'empilement apparaissent puis migrent en perturbant la structure des domaines initiaux. Un état intermédiaire fait apparaître un sous-domaine à symétrie quinaire (photo 2 c) et vers la fin de l'évolution on observe la disparition d'une faute d'empilement associée à une dislocation partielle en un temps très court (< 1/25 s; photos d et e). La particule qui résulte du frittage (après 13") se constitue de 4 domaines unis par des macles.

Les coalescences observées sont induites par le "recuit" de l'échantillon sous le faisceau électronique. Cette méthode de chauffage fait intervenir des mécanismes différent du recuit traditionnel (agitation thermique des atomes provoquée par la conduction et le rayonnement de chaleur). Par exemple, la température électronique peut être très supérieure à celle du réseau cristallin en conséquence des pertes plasmon d'électrons à 300 keV [13,14]. Néanmoins, la coalescence par diffusion de surface telle que nous l'avons observée constitue un mécanisme connu de frittage de petits grains solides [15].

#### 4. Références

- [1] S. Ino, J. Phys. Soc. Jpn **21**, 346 (1966).
- [2] C. Solliard, Thèse no. 497, E.P.F.L. (1983).
- [3] S. Iijima, T. Ichihashi, Phys. Rev. Lett. **56**, 616 (1986).
- [4] L.D. Marks, Ultramicrosc. **18**, 445 (1985).
- [5] D.J. Smith, L.D. Marks, Ultramicrosc. **16**, 101 (1985).
- [6] L.D. Marks, D.J. Smith, J. Microscopy **130**, 249 (1983).
- [7] R. Wallenberg, J.-O. Bovin, D.J. Smith, Naturwiss. **72**, 539 (1985).
- [8] S. Iijima, T. Ichihashi, Japan J. Appl. Phys. **24**, L125 (1985).
- [9] J.-O. Bovin, R. Wallenberg, D.J. Smith, Nature **317**, 47 (1985).
- [10] N.-J. Long et al., Ultramicrosc. **20**, 15 (1986).
- [11] C. Solliard, Ph. Buffat, F. Faes, J. Cryst. Growth **32**, 123 (1976).
- [12] W.D. Kingery, H.K. Bowen, D.R. Uhlmann, "Introduction to Ceramics", 2nd Ed., Wiley, § 10.2 (1976).
- [13] A. Buxbaum, L.D. Marks, Proc. XIth Int. Cong. on Electron Microscopy, Kyoto, 1441 (1986).
- [14] L.D. Marks, P.M. Ajayan, J. Dundurs, Ultramicroscopy **20**, 77 (1986).
- [15] B. Lewis, J.C. Anderson, "Nucleation and Growth of Thin Films", Academic Press, Chap. 10 (1978).

ETUDE DES PAROIS DE DOMAINES FERROELECTRIQUES DANS PBTIO3 PAR MICROSCOPIE  
A HAUTE RESOLUTION ET SIMULATIONS D'IMAGES SUR L'ORDINATEUR CRAY 1S

R. Spycher, P.A. Buffat, P. Stadelmann  
EPFL - I2M, Microscopie Electronique, CH-1015 Lausanne

Abstract : With the idea to explain the factors affecting the mobility or the pinning of the ferroelectric domain walls in AB03 perovskites, high resolution electron microscopy (HREM) is performed to provide a better knowledge of the walls themselves in PbTiO3. The transition between two domains with their polarisation vectors at right angles appear to be along the {101} twin planes. The Maxwell equations could be satisfied by a highly localized space charge rather than a lattice distortion. As the heavy atoms Pb lattice seems not to be distorted [1], light atoms, such as Ti or O, must create that charge. High calculation accuracy is also required to see the contrast variations due to small changes in the light atoms positions.

### 1. Introduction

Certains cristaux de type perovskites AB03 présentent une transition de phase paraélectrique-ferroélectrique. C'est le cas notamment pour les composés BaTiO3 et PbTiO3 où cette transition correspond au passage d'une structure cubique à une structure quadratique. Le vecteur polarisation est parallèle à l'axe  $\vec{c}$  et deux types de parois entre domaines adjacents sont observés [2]. Après les premiers résultats où nous avions vu que les parois dites à  $90^\circ$  sont des plans de mâcles {101} et ont une épaisseur de l'ordre d'une à deux mailles. Les mêmes cristaux de PbTiO3 ont été utilisés [3] et ont été préparés comme précédemment [1]. Les observations sont réalisées sur un microscope Philips EM430 avec pièces polaires SuperTwin offrant un pouvoir de résolution ponctuelle inférieur à 0.2 nm à 300 kV. Sa bande passante permet de faire interférer les 13 faisceaux (000), {100}, {101} et {200} pour former les images haute résolution le long de l'axe de zone [010].

Nous présentons dans cette note les difficultés qui apparaissent dès lors que nous voulons une interprétation plus fine de la structure de l'interface et une qualité de clichés HREM le permettant.

## 2. Calcul des images haute résolution sur Cray

Le calcul des images haute résolution est réalisé selon une méthode "multislice" en espace de Fourier par le jeu de programmes EMS [4] développé à l'Institut. Une partie des programmes EMS est implémentée sur le Cray 1S du Centre de Calcul de l'EPFL dans le but non-seulement d'accroître la taille des calculs, donc leur précision, mais aussi de diminuer le temps nécessaire à l'obtention des images. Celles-ci sont actuellement dessinées par un traceur électrostatique Versatek qui permet d'obtenir 16 niveaux de gris.

Les parois à 90°, parallèles au faisceau d'électrons, sont introduites dans une supercellule [1] décrite par 1024x64 pixels. Le Cray va permettre dans un avenir très proche d'augmenter ces dimensions pour passer à 2048x128 et 4096x256. Cette précision supplémentaire rendra possible l'introduction, soit de supercellules plus grandes avec plus d'atomes, soit d'observer l'effet de petits déplacements des atomes légers -Ti et O-; les atomes lourds -Pb-, qu'ils apparaissent en contraste normal -blancs- ou en contraste inversé -noirs-, sont déjà visibles et les détails du contraste ne leur sont en aucun cas imputables.

Une comparaison des temps de calculs sur le Cray et sur le système de l'Institut -un PDP 11/34 avec un processeur vectoriel AP-500 entièrement occupé par le calcul- a été faite à partir de deux calculs types:

- une succession de supercellules carrées représentant une particule d'or de quelques nm [5] avec 586 atomes, échantillonnée 256x256
- une supercellule rectangulaire représentant un interface dans PbTiO<sub>3</sub> avec 160 atomes, échantillonnée 1024x64

Dans les deux cas le temps de calcul effectif est 45 fois plus petit sur le Cray. Mais le Cray est multiutilisateur et cela nous donne un temps réel pour obtenir les résultats 3 à 10 fois supérieur au temps effectif, donc un temps réel 5 à 15 fois plus petit pour le Cray.

## 3. Observations

Les parois entre domaines à 90°, parallèles au faisceau, apparaissent comme un brusque changement d'orientation des plans atomiques, figure n° 1, bien visible si l'on regarde les clichés sous incidence rasante. La rotation s'effectue bien sur une distance de l'ordre du paramètre de maille (0.4 nm). Pour obtenir de tels clichés, il faut que l'échantillon soit observé -c'est-à-dire irradié par les électrons- pendant un laps de temps le plus court possible.

Le cliché de la figure n° 2 nous montre une zone monocristalline avec une épaisseur croissante de gauche à droite et a été obtenu en une heure environ. La comparaison avec les simulations, figure n° 3, nous a révélé que seule une focalisation de 80 nm expliquait les variations du contraste avec l'épaisseur.

Toutefois, remarquons que le type de contraste de la figure n° 3 pour une épaisseur de 9.8 nm se retrouve dans environ 30% des couples épaisseur/focalisation et que de plus la différence de distance entre les points et les deux lignes parallèles les plus proches est plus grande tantôt d'un côté, tantôt de l'autre par rapport au déplacement des atomes de Ti et O, figure n° 1.

Pour interpréter correctement, il est nécessaire que les échantillons soient préparés avec le plus grand soin pour éviter qu'ils ne se déforment et garantir ainsi une parfaite orientation de part et d'autre de l'interface; cela nous conduirait à une image bien supérieure en qualité de l'interface et donc un rapprochement avec des simulations où les atomes légers auraient été légèrement déplacés. L'absence de distortion sur le réseau des Pb ne signifie rien en ce qui concerne un éventuel déplacement des autres types d'atomes pour créer au niveau de l'interface la charge fortement localisée nécessaire pour satisfaire aux équations de Maxwell. Ce déplacement serait corroboré par l'allure de l'interface sur les images haute résolution, en effet, le contraste y est beaucoup moins net.

#### 4. Conclusions

La transition entre deux domaines est de l'ordre d'une à deux mailles cristallines et les atomes de Pb sont bien sur la paroi, aucune translation n'ayant été observée jusqu'ici le long de l'interface. Des plages où l'épaisseur varie plus rapidement devraient être obtenues par attaque chimique pour faciliter l'interprétation et surtout pour diminuer les effets dus aux déformations de l'échantillon lorsque celui-ci devient très mince. Une augmentation de la taille des calculs rendrait possible la simulation d'un interface légèrement incliné par rapport au faisceau d'électrons ou encore comportant une marche, c'est-à-dire un déplacement perpendiculaire au faisceau et à l'interface après quelques couches.

#### 5. Références

- [1] P.A. Buffat, B. Quenét, R. Spycher, P. Stadelmann and D. Rytz, Hel. Phys. Acta 59(1986)963

- [2] M. Tanaka, T. Yatsuhashi and G. Honjo, J. Phys. Soc. Japan 28, sup(1970)386
- [3] J.P. Remeika and A.M. Glass, Mater. Res. Bull. 5(1970)37
- [4] P. Stadelmann, Ultramicroscopy 21(1987)131
- [5] M. Flüeli, P.A. Buffat, P. Stadelmann, R. Spycher, to be published

Fig. 1 : Paroi à 90° dans PbTiO<sub>3</sub> aminci par bombardement ionique avec la direction du vecteur polarisation P.

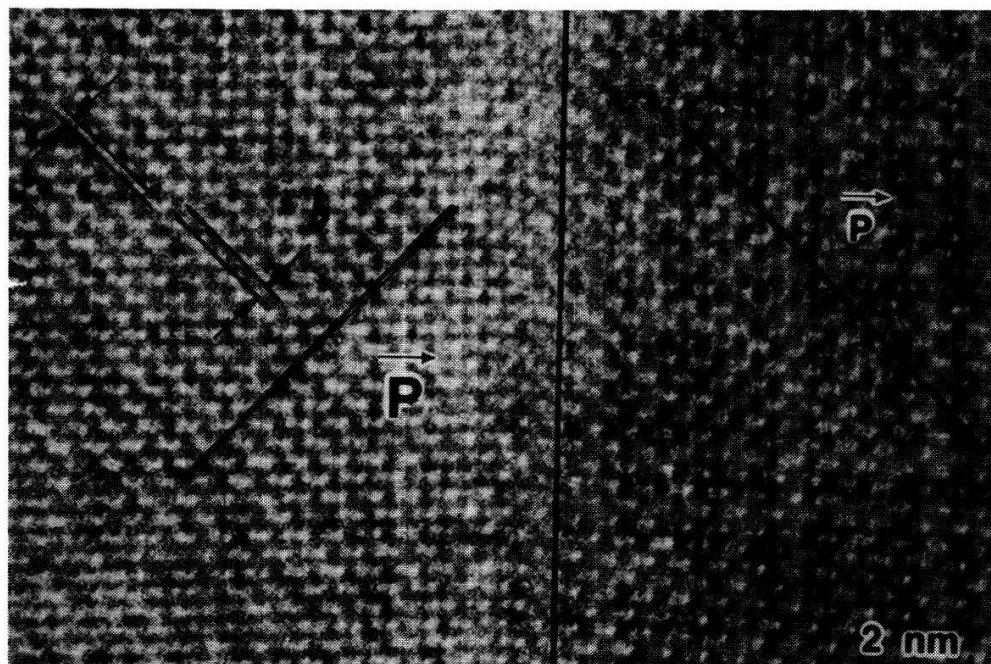


Fig. 2 : Domaine monocristallin dans PbTiO<sub>3</sub>. Epaisseur de 3.9 à 9.8 nm.

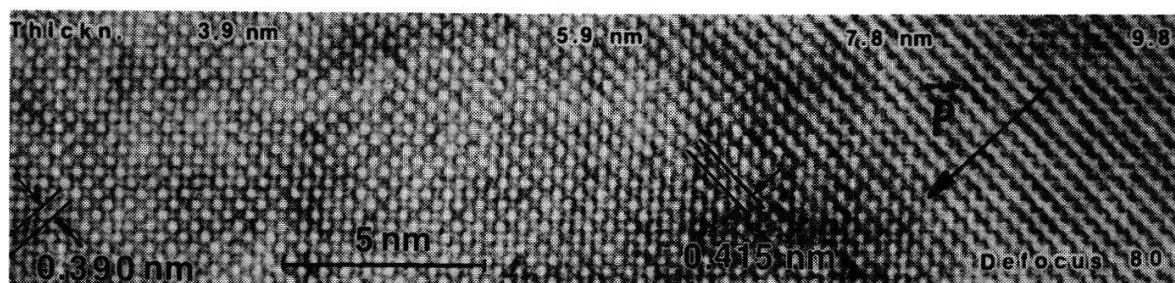
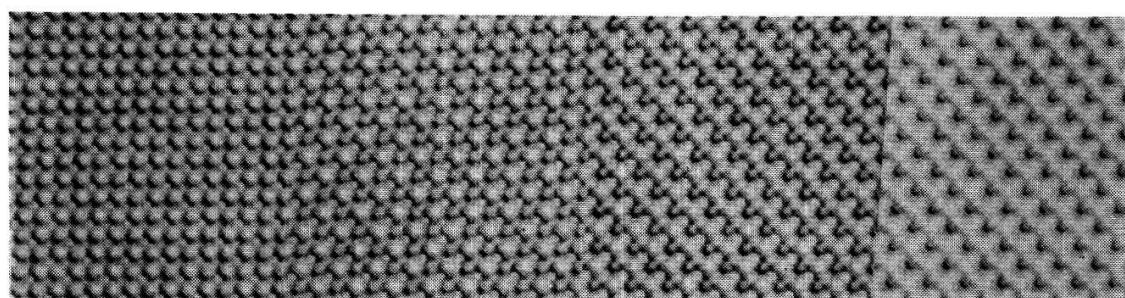


Fig. 3 : Simulations de PbTiO<sub>3</sub> monocristallin correspondant à la fig. 2



Epaisseur: 3.9 nm

5.9 nm

7.8 nm

9.8 nm

Resonant Inelastic Contributions to Tunnel Spectra Measured by STM  
B.N.J. Persson\* and A. Baratoff

IBM Research Division, Zurich Res. Lab., CH-8803 Rüschlikon

\*Institut für Festkörperforschung, KFA Jülich, D-5170 Jülich

We present a model calculation of the tunneling current between a metal tip with an atom at its apex and a metal surface supporting a chemisorbed molecule. If the latter has an electronic resonance close to the Fermi level of the substrate, inelastic tunneling via excitation of a vibrational quantum can contribute several percent to the tunneling conductance  $dI/dV$  above the threshold  $eV = \hbar\omega$ . The inelastic/elastic ratio is proportional to the quality factor associated with vibrational damping by dynamic charge transfer to/from the molecule. The corresponding dipole contribution is typically smaller by a factor of ten or more. A promising candidate is oxygen on Ag(110) or Pt(111).

Temperaturabhängigkeit der Oberflächenmagnetisierung von Fe (110)

O. Züger, M. Taborelli, M. Landolt

Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Hönggerberg, 8093 Zürich

Spinpolarisierte Sekundär- und Auger Elektronen Spektroskopie ermöglicht die Messung der Oberflächenmagnetisierung. Um Information aus verschiedenen Tiefen zu erhalten, verwenden wir die effektive Polarisation der LMM Auger-Linie, der Sekundärelektronen sowie der oberflächenempfindlicheren MMM Auger-Linie. Da die Temperaturabhängigkeit der Polarisation für alle drei Energien gleich ist und ein vom bulk verschiedenes Verhalten zeigt, folgern wir, dass sich das thermodynamische Verhalten der Oberflächenmagnetisierung auf einige Atomlagen erstreckt. Im Gegensatz dazu ist die Hysterese stark oberflächenempfindlich.

Adsorptionsexperimente an freien kleinen Teilchen:  $O_2$  auf Ag

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

Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, 8093 Zürich

Es wird eine neue Methode vorgestellt, um Adsorptionsprozesse von Spurengasen auf kleinen Teilchen zu untersuchen. Saubere Teilchen mit Radius  $R=7\text{ nm}$  werden in ultrareinem Helium produziert und dann gezielt mit einem Spurengas beschichtet. Für Sauerstoff auf Silberteilchen werden zwei größenabhängige Adsorptionseffekte gemessen: 1) Die Adsorption hängt quadratisch von der Bedeckung ab im Gegensatz zur Adsorption auf Kristallflächen. 2) Der Haftkoeffizient beim Auftreffen auf einen Adsorptionsplatz ist ungefähr 20 mal kleiner als auf einer (111)-Kristallfläche und rund 500 mal kleiner als auf einer (110)-Kristallfläche.

## Nichtlineare Optik, Dielektrika

RATE OF HEAT TRANSFER FROM AN OPTICALLY  
EXCITED SAMPLE TO A He BATH. \*)

W. Czaja and Y. Burki, Institut de physique appliquée, EPFL  
CH-1015 LAUSANNE, Switzerland.

**Abstract:** The temperature dependent luminescence of an insulator (AgBr:I) immersed in liquid helium pumped to  $T_0 = 2$  K is detected. The heat transfer to the helium bath in between the optical excitation pulses is taken as usual to be described by a Stefan-Boltzmann type of equation for the phonon transfer.

Experimentally one observes a quasi-stationary regime for more than two orders of magnitude for the exciting laser power. This allows to determine the sample temperature and the heat transfer resistance.

Introduction and theory

In connection with photoluminescence measurements on AgBr:I samples we are interested to separate the influence of sample heating on the observed spectra during optical excitation from interaction effects between excited impurities (bound excitons). The luminescence intensity varies with temperature  $T$  as :

$$(1) \quad I(T, P) = I(0, P) \exp(-\gamma T^2), \quad \gamma = 6.12 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-2}$$

in the limit of low temperatures ( $T < 30$  K) [1]. For  $T > 30$  K a rapid quenching of the luminescence sets in, such that at about 40 K less than 10 % of the original intensity can be detected [2]. In the present contribution optical saturation is not important, and therefore

$$(2) \quad I(0, P) = A \cdot P$$

with  $P$  the intensity of the exciting laser and  $A$  is a scaling constant.

Our samples are mounted on two nylon strings in a liquid He bath pumped to the bath temperature  $T_0$  ( $T_0 < T_\lambda = 2.17$  K). In this way the liquid helium has access to nearly the whole sample surface. For a "quasi-continuous" pulsed excitation with light pulses of duration  $\tau_1$  and intervals of duration  $\tau_2$  (Fig.1)

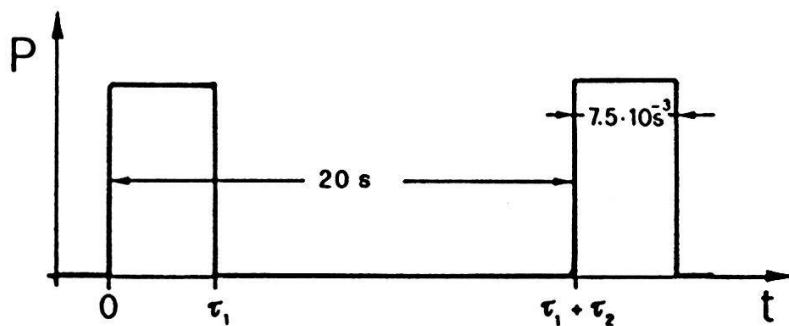


Fig.1

The condition

$$(3a) \quad Q_1 = Q'_2 + Q_2$$

determines the temperature of the sample. In this expression  $Q_1$  describes the sample heating with a laser beam of power  $P$  fully absorbed in the sample ( $\alpha \approx 480 \text{ cm}^{-1}$ )

$$(3b) \quad Q_1 = \int_0^{\tau_1} P \, dt$$

$Q'_2$  and  $Q_2$  are quantities of heat transferred to the bath. During the exciting pulse

$$(3c) \quad Q'_2 = \int_0^{\tau_1} a (T^4 - T_0^4) \, dt$$

and during the interval between pulses

$$(3d) \quad Q_2 = \int_{\tau_1}^{\tau_2} a (T^4 - T_0^4) \, dt .$$

We use for the heat transfer a Stefan-Boltzmann like expression describing the transfer of phonons and refer to ref.3 for a further justification. We assume that due to the large value of the thermal diffusivity  $d$  in single crystal AgBr ( $d = \kappa/pCv \approx 3.3 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{sec}$ ) a homogenous temperature is reached in the sample (largest dimension  $L \approx 1 \text{ cm}$ ) in times of  $L^2/d \approx 0.3 \text{ ms}$  which are much shorter than  $\tau_1$  ( $\approx 8 \text{ ms}$ ). An experimental justification of this assumption will be given later on.

$Q_1 \ll Q'_2$  corresponds to a true stationary state.

$Q_1 \ll Q_2$  corresponds to a quasi stationary state in which no heat is accumulated from one excitation pulse to the next.

Experimental results :

In combining Eqs.(1) and (2) with (3a),(3b),(3c) and (3d) one eliminates the sample temperature  $T$  and obtains

$$(4) \quad I/P = A \exp\{-\gamma T_0^2 (1 + P/aT_0^4)^{1/2}\}$$

In Fig.2 a fit of Eq(4) to measured luminescence intensities is shown.

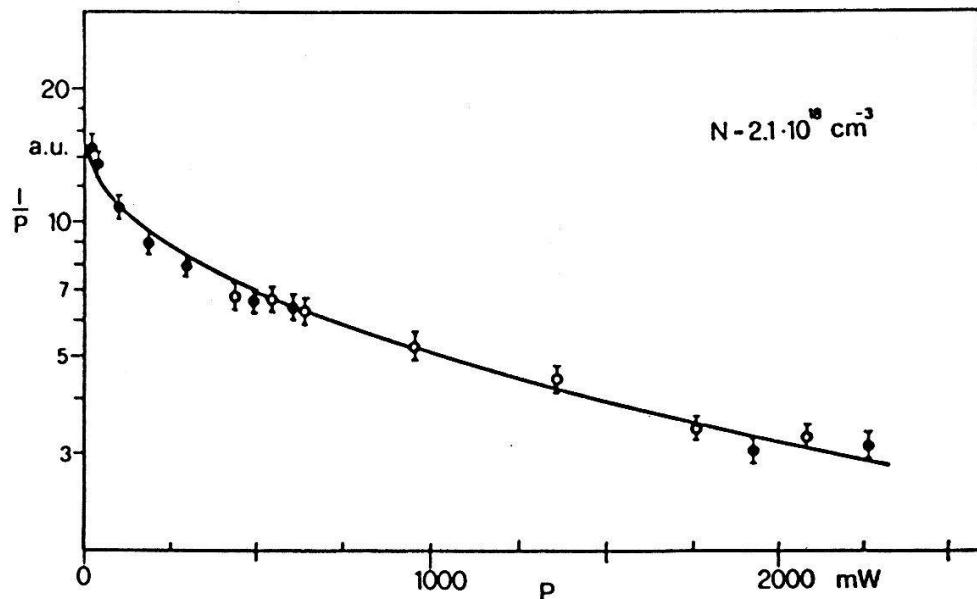


Fig.2 : Fit of Eq.(4) to the zero phonon luminescence of AgBr:I ,  $aT_0^4 = 0.5$  mW

The sample containing  $2.1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  iodine was excited with UV-light of an Ar-ion-laser, focused to yield a 2mm diameter light spot on the sample surface. Bath temperature  $T_0 = 2.1 \text{ K}$ . It is important to realise that besides the scaling constant  $A$  the only free parameter in Eq.(4) is the constant  $a$  of the Stefan-Boltzmann relation. As far as we can tell at present the constant  $a$  is independant of doping but proportional to the surface area of the samples. The latter dependence is an independent test for the homogeneity of the sample temperature because it means that the whole sample surface is important for the energy transfer and not only the laser spot whose size in fact remained constant.

Discussion:

i) Since the rate of heat transfer is rather well described by a Stefan-Boltzmann equation we can invert this equation to calculate the sample temperature  $T$

$$(5) \quad T = T_0 (1 + P/aT_0^4)^{1/4}$$

For a bath temperature of  $T_0 = 1.85 \text{ K}$  and  $aT_0^4 = 0.3 \text{ mW}$  Eq(5) yields

P [mW]	0	5	10	50	100	500	1000	2000
T [K]	1.85	3.8	4.5	6.6	7.9	11.8	14.0	16.7

In view of our experimental conditions (He bath under saturated vapor pressure) all values of the sample temperatures imply that the sample surface must be separated from the liquid by a gas layer.

ii) Extrapolating the above conditions to about 0.2 mW excitation power ( $T = 2.1 \text{ K}$ ) such that  $(T - T_0) \ll T_0$  we expand the Stefan-Boltzmann relation and arrive at a thermal transfer resistance

$$R = (S/4a) T_0^{-3}$$

with the surface area  $S = 0.5 \text{ cm}^2$ , yielding

$$(6) \quad R \approx 4800/T_0^3 \text{ cm}^2 \text{ K/W} \quad \text{or} \quad 760 \text{ cm}^2 \text{ K/W} \text{ at } 1.85 \text{ K}$$

iii) The numerical value of the Kapitza resistance calculated according to Khalatnikov [3] is

$$R_K \approx 50/T_0^3 \text{ cm}^2 \text{ K/W}.$$

The difference of a factor of 100 between  $R_K$  and Eq(6) can at least partially be blamed to the neglect of a gas layer in Khalatnikov's calculation.

### Conclusion

Measurements of the type described here may be useful to study the low temperature heat transfer provided the sensitivity of our equipment can be further increased.

### References

- \*) partially supported by the Fonds National Suisse.
- [1] A. Testa et al., J. Phys. C 20 to appear (1987)
- [2] W. Czaja and A. Baldereschi, J. Phys. C 12 405 (1979).
- [3] G.L. Pollack, Rev. Mod. Phys. 41 48 (1969)

Brechungsindexmessungen an nichtlinear optischen organischen Kristallen \*

K. Sutter, Ch. Bosshard, C. Medrano und P. Günter  
 Labor für Festkörperphysik, ETH Hönggerberg, 8093 Zürich

Um die Phasenanzupassungsbedingungen beim Frequenzmischen in nichtlinear optischen Kristallen zu bestimmen, ist eine genaue Kenntnis der Dispersion der Brechungsindizes notwendig. Zur Evaluation der Anwendungsmöglichkeiten neuer Molekularkristalle wurden Brechungsindexmessungen an ersten, relativ kleinen Proben durchgeführt. Messungen an 2-Cyklooctylamin-5-Nitropyridin (COANP) mit der Immersionsmethode und Jamin-Lebedeff-Interferometrie werden vorgestellt und aus ihnen die Phasenanzupassungsbedingungen (Winkel, Wellenlängen) für Frequenzverdopplung und Summenfrequenzerzeugung bestimmt. Es zeigt sich, dass in COANP für Nd:YAG-Laserstrahlen phasenangepasst die zweite Harmonische mit grosser Effizienz erzeugt werden kann.

\* Diese Arbeit wurde finanziell unterstützt durch das Nationale Forschungsprogramm NFP-19: "Werkstoffe für die Bedürfnisse von morgen".

2-Cyclooctylamin-5-Nitropyridin (COANP) Dünnfilmkristalle für die integrierte Optik \*

Ch. Bosshard und P. Günter  
 Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, 8093 Zürich

Dünnfilmkristalle als optische Wellenleiter sind vielversprechend für die Verdopplung von Nd:YAG- und Halbleiterdiodenlaserlicht in den sichtbaren Spektralbereich. Im Vortrag wird über erste Versuche zur Herstellung von optisch homogenen Dünnenschichten von 2-Cyclooctylamin-5-Nitropyridin berichtet. Kristalle mit homogenen, monokristallinen Flächen bis zu  $10 \text{ mm}^2$  wurden gezüchtet und für erste nichtlinear optische Messungen benutzt. Der nichtlinear optische Koeffizient  $d_{32}$  konnte mit Hilfe von Phasenanzupassungsexperimenten abgeschätzt werden. Die gemessenen Werte liegen zwischen  $d_{32} = 24 \text{ pm/V}$  bis  $31 \text{ pm/V}$ .

\* Diese Arbeit wurde finanziell unterstützt durch das Nationale Forschungsprogramm NFP-19: "Werkstoffe für die Bedürfnisse von morgen"

Geführte Wellen in nichtlinear optischen organischen Dünnfilmkristallen \*

M. Nussbaumer, C. Walther und P. Günter  
 Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, 8093 Zürich

In diesem Vortrag werden Modellrechnungen für die Lichtausbreitung und Frequenzverdopplung in COANP (2-Cyclooctylamin-5-Nitropyridin)-Wellenleitern vorgestellt. Für symmetrische, anisotrope "step-index" Wellenleiter wurden die Modenausbreitungsgeschwindigkeiten, die transversalen Feldverteilungen und die Moden-Ueberlappungsintegrale zwischen Grundwelle und der im Kristall erzeugten 2. Harmonischen berechnet. Ebenso konnten die Phasenanzupassungsbedingungen für Wellenleiter mit unterschiedlichen Schichtdicken bestimmt werden.

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

Acentricity observed in  $C_4H_4Ca \cdot H_2O$  by nonlinear optical measurements.

C. Medrano P.\*, H. Arend and P. Günter.

Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, 8093 Zürich.

Calcium Tartrate Tetrahydrate was believed to have point group symmetry  $mmm$  at room temperature. Our second harmonic generation experiments indicate that this material cannot be centrosymmetric, but must have the acentric point group  $mm2$ . All the nonlinear optical d-coefficients have been determined. In addition we report on the linear optical properties of Calcium Tartrate Tetrahydrate and derive the phase matching conditions for optical frequency doubling.

\* On leave of absence from Instituto de Fisica, UNAM  
P.O.Box 20-364, 01000 México.

## **Mechanische Eigenschaften, Magnetische Anregungen, Kristallstruktur**

### Le modèle des décrochements abruptes, une fructueuse alternative au modèle de la corde des dislocations

G. Gremaud, B. Quenet IGA/EPFL, PHB Ecublens, 1015 - Lausanne

Un modèle de dislocations basé sur deux hypothèses (existence d'une énergie de formation  $E_K$  d'un décrochement isolé et existence d'une interaction élastique entre décrochements) conduit à une excellente description de la dynamique des dislocations, aussi bien au niveau de la limite élastique (processus de durcissement basse température), que du comportement anélastique (relaxation de type Bordoni). A haute température, ce modèle présente des comportements similaires à celui de la corde.

### Relaxation de Bordoni dans l'Al 5N et 6 N

B. Quenet, M. Bujard, G. Gremaud

EPFL IGA, PHB Ecublens, 1015 - Lausanne

Des mesures d'atténuation et de vitesse d'ultrasons appliquées simultanément à une contrainte cyclique sur des échantillons d'Al 5N et 6N à la température de Bordoni constituent une confirmation expérimentale du mécanisme KPF (création de paires de décrochements), décrit dans le formalisme d'un modèle de décrochements abruptes.

### Déformation plastique et rupture dans WC-11%Wt Co

H.G. Schmid, D. Mari

EPFL, IGA - PHB Ecublens, 1015 - Lausanne

Des essais de déformation et rupture en flexion sur trois points ont été réalisés entre 20° C et 1000° C. Les courbes charge-déplacement montrent un comportement élastique à basse température et élastique-viscoplastique à haute température. Au-dessous de 600° C la résistance à la rupture est donnée par la déformation plastique du cobalt derrière le front de la fissure. Au-dessus de 300° C la déformation plastique devient importante. Dans ce domaine de température les images de microscopie électronique et acoustique montrent la formation de cavités associées à la déformation plastique et à la propagation de la fissure.

Dendritisches Erstarren von Krypton

M. Firmani und J. Bilgram (Laboratorium für Festkörperphysik ETH, CH-8093 Zürich)

Es wird über die ersten quantitativen Experimente berichtet, bei denen die Radien von Dendritenspitzen  $\rho$  und die Wachstumsgeschwindigkeit  $v$  als Funktion der Unterkühlung  $\Delta T$  einer "einfachen Flüssigkeit" gemessen werden. Bei früheren theoretischen Arbeiten und bei Messungen an organischen Systemen haben andere Autoren gefunden: Die Dendritenspitze lässt sich als Rotationsparaboloid darstellen,  $v\rho^2 = \text{const.}$  und  $v \propto \Delta T^{2.65}$ . In unserem Experiment wird die Temperatur des flüssigen Kryptons auf  $\pm 2 \cdot 10^{-4}$  K konstant gehalten. Bisher wurden Unterkühlungen im Bereich von  $20 \text{ mK} < \Delta T < 300 \text{ mK}$  untersucht und wir haben folgendes beobachtet:

- 1.) Seitliche Rippen entstehen bereits an der Spitze bei allen Unterkühlungen.
- 2.) Für die Wachstumsgeschwindigkeit gilt  $v \propto \Delta T^{1.75}$ .
- 3.) Für den Krümmungsradius gilt:  $\rho \propto \Delta T^{-0.7}$ , sodass  $\rho v \propto \Delta T$ .

Kristallfeld und magnetische Eigenschaften von TbPd<sub>3</sub>

O. Elsenhans <sup>1)</sup>, P. Fischer <sup>1)</sup>, A. Furrer <sup>1)</sup>, F. Hulliger <sup>2)</sup>, H.-G. Purwina <sup>3)</sup>

- 1) Labor für Neutronenstreuung, ETH-Zürich, 5303 Würenlingen
- 2) Labor für Festkörperphysik, ETH-Hönggerberg, 8093 Zürich
- 3) Westfälische Wilhelms-Universität, Institut für Angewandte Physik, D-4400 Münster/Westf.

Mittels Neutronenstreuung wurden Kristallfeld - Aufspaltung und magnetische Ordnungsphänomene an TbPd<sub>3</sub>-Pulverproben bei Temperaturen  $T \geq 1.5$  K untersucht. Unterhalb von  $T_N \approx 3.8$  K besteht antiferromagnetische Fernordnung. Mit den erzielten Resultaten lassen sich die thermodynamischen Eigenschaften gut erklären (spez. Wärme, magn. Suszeptibilität).

NMR-Messplatz für Hochdruckexperimente mit der Diamant-Amboss-Zelle

R. Bertani, M. Mali, J. Roos und D. Brinkmann

Physik Institut der Uni Zürich, Schönberggasse 9, 8001 Zürich  
 Wir haben einen Messplatz für NMR-Puls-Experimente in Festkörpern unter Drucken bis zu etwa 100 kbar aufgebaut. Der Druck wird nach dem Ambossprinzip erzeugt. Die Probentemperatur kann zwischen 10 und 350 K eingestellt werden bei einem Magnetfeld von 4.7 T. Da typische Probenvolumina von der Größenordnung 0.025 mm<sup>3</sup> sind, werden extreme Anforderungen an Anregung und Signalnachweis gestellt. Es ist uns aber gelungen, das <sup>7</sup>Li-Signal in 1 µg Li-Metall zu detektieren.

Neutronenbeugungsuntersuchung des Ionenleiters CuCl

B. Graneli, U. Dahlborg und P. Fischer

\*Institut für Reaktorphysik, Königl.Techn.Universität,  
S-10044 Stockholm,

\*\* Labor für Neutronenstreuung, ETHZ, CH-5303 Würenlingen

Neutronen-Pulver-Diffraktionsmessungen wurden im Temperaturbereich von (8-685) K am Ionenleiter CuCl ( $\beta$ - und  $\gamma$ -Phasen) durchgeführt. Die Strukturparameter und Temperaturfaktoren wurden mittels Profilanalyse bestimmt. Verschiedene Modelle der thermischen Bewegungen der Ionen werden diskutiert.

## Optische Eigenschaften, elektronische Struktur

### SMALL POLARON CONDUCTIVITY IN MAGNETITE

L. Degiorgi and P. Wachter, Laboratorium für Festkörperphysik, ETH-Zürich  
CH-8093 Zürich, Switzerland

D. Ihle, Karl-Marx-Universität, Sektion Physik, DDR-7010 Leipzig

**Abstract:** A recent and new theoretical approach, based on a small polaron (SP) model, of the optical and dc conductivity is applied to magnetite.

#### INTRODUCTION

It is well known, that magnetite ( $Fe_3O_4$ ) is a mixed-valence oxide which undergoes a first-order Verwey transition at  $T_V \approx 120$  K [1].

Experimentally, previous measurements of the optical conductivity at room temperature [2] show two sharp peaks at about 0.04 eV and 0.07 eV which are due to IR active phonons, a broad maximum near 0.2 eV and a pronounced broad peak at 0.6 eV which is ascribed to the lowest energy  $3d^6 \rightarrow 3d^5 4s$  transition [3]. Recently new and thorough investigations [4] reveal for the first time the Drude behavior at low energies besides the whole phonon spectrum.

From the theoretical point of view a new contribution to the theory of the electrical conductivity was recently suggested by Ihle and Lorenz [5]. These authors first emphasize that experimental and theoretical studies have revealed the existence of two types of strong interaction of the valence electrons in  $Fe_3O_4$ : the electron-phonon interaction leading to the formation of small polarons (SP) and the intersite Coulomb interaction resulting in a considerable short-range order (SRO) above  $T_V$ . Taking into account the polaronic SRO due to the intersite SP-SP interaction, they developed a microscopic theory of the electrical SP conductivity of  $Fe_3O_4$ . In the theory the dc conductivity  $\sigma_{dc}(T)$  and the real part of the optical conductivity due to the d-d transitions,  $\sigma(\omega, T)$ , are calculated.  $\sigma(\omega)$  is the sum of the SP band conductivity  $\sigma_b(\omega)$  (arising from SP transitions without changes of the phonon occupation numbers) and the SP hopping conductivity  $\sigma_h(\omega)$  (resulting from transitions which are accompanied by multi-phonon absorptions and emissions). The dc-conductivity arises from the  $\omega \rightarrow 0$  limit of  $\sigma(\omega)$ . The model is

governed by the following parameters:  $t$  the nearest neighbour transfer integral,  $\tau$  the mean transport relaxation time (it depends from temperature),  $\epsilon_\infty$  the high-frequency back ground dielectric constant,  $U_1$  the SP-SP interaction and  $w_0$  the mean energy of the highest-frequency IR-active LO mode. The aim of this contribution is to present a direct correlation between the model of Ihle and Lorenz and our new and thorough optical measurements. (For a detailed exposition see Ref. [6])

#### FIT PROCEDURE AND RESULTS

The real part of the total optical conductivity,  $\sigma_1(\omega)$ , is the sum of the contributions due to the d-d transitions, the IR active TO phonons (described by oscillators), and the d-s transition. Since for this transition there is no microscopic information, for simplicity we also describe it phenomenologically as an oscillator. In the fitting procedure we fit the following parameters:  $\epsilon_j$ ,  $\gamma_j$ , and  $f_j$  for the energy, the damping and the oscillator-strength of the  $j$ -th oscillator (phonons and d-s transition) and the model parameters  $t$ ,  $\tau$ ,  $\epsilon_\infty$ . ( $U_1$  and  $w_0$  are fixed ab initio.)

Let us consider the fit at 300 K. First we have calculated the theoretical  $\sigma_1(\omega)$  in the energy range between .08 eV and .65 eV as superposition of the SP hopping contribution (in this energy range the band term  $\sigma_b(\omega)$  is negligible) and the d-s oscillator (Fig. 1).

Fig. 1:  $\sigma_1(\omega)$  of  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  between 0.08 and .65 eV, with theoretical fit (see text)

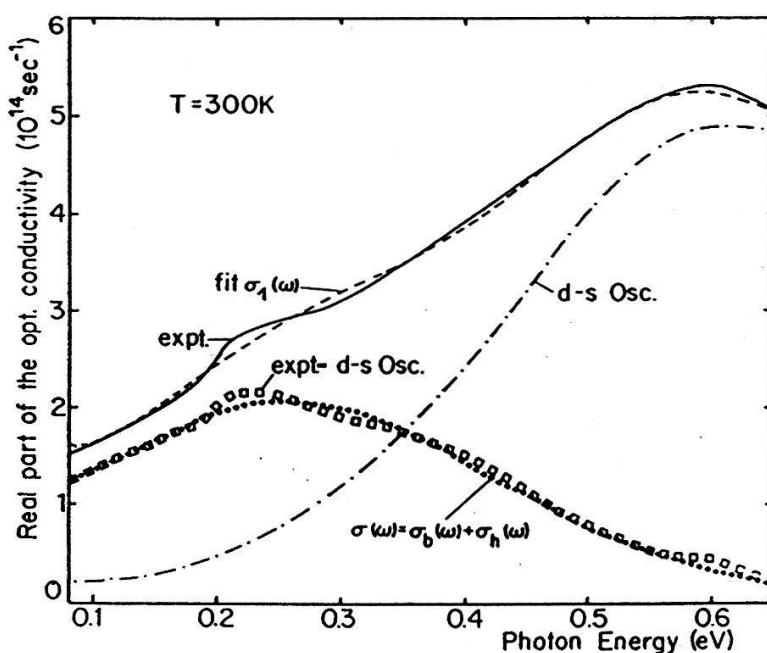
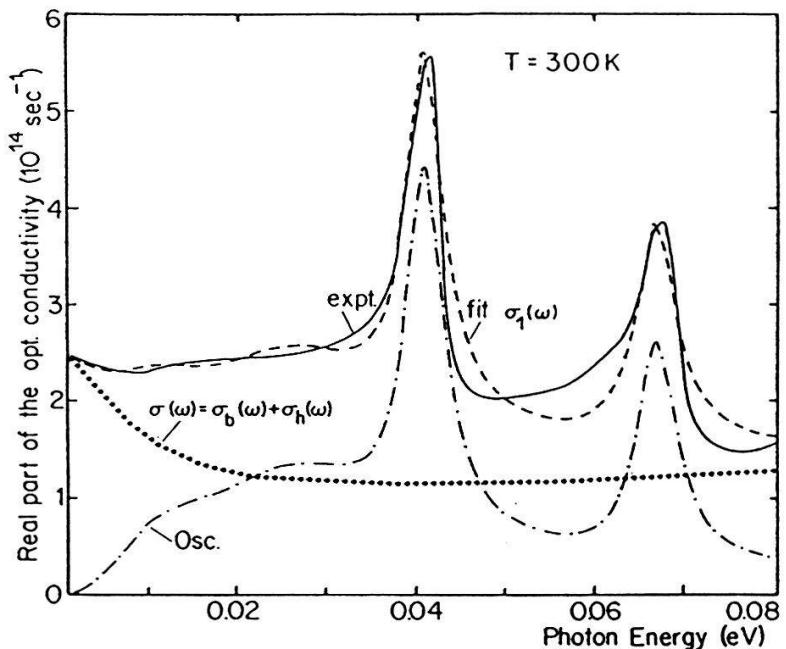
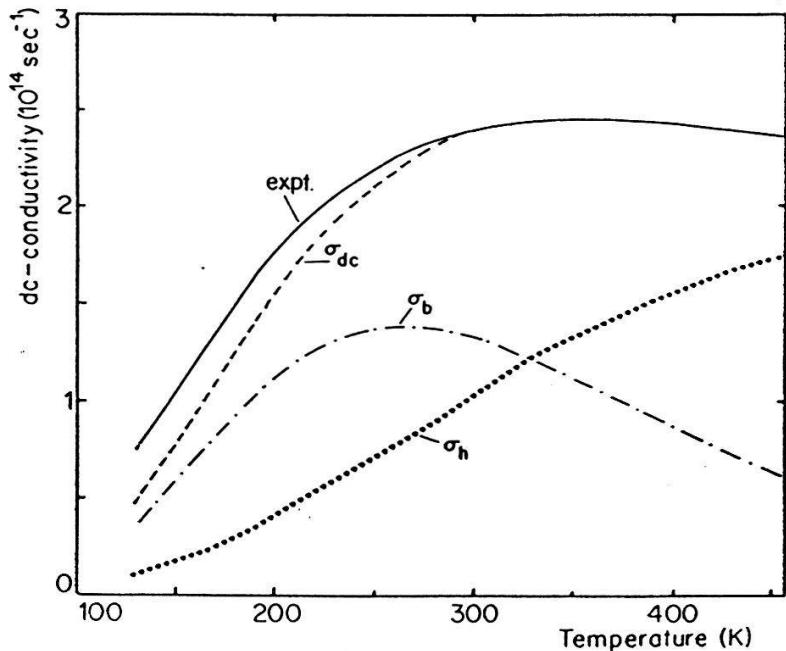


Fig. 2:  $\sigma_1(\omega)$  of  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  between 0 and .08 eV, with the theoretical fit (see text)



Then, as second step, we have considered the low energy range between .001 eV and .08 eV. Here  $\sigma_1(\omega)$  is the sum of four oscillators, representing the four IR active phonon modes, and of the band and hopping contribution (Fig. 2). In Tab. 1 we summarized the fit -parameters. Finally we calculate  $\sigma_{dc}(T)$  within the model using the same parameters as before (Fig. 3). The difference in Fig. 3 below 250 K is due to the temperature dependence of  $\tau$ .

Fig. 3:  $\sigma_{dc}(T)$  of  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  with theoretical fit (see text)



Tab. 1: Parameters for the four IR active phonon- and d-s oscillators and for the model parameters  $\epsilon_\infty$ ,  $t$  and  $\tau$  at 300 K

	I° Osc	II° Osc	III° Osc	IV° Osc	d-s Osc
$\epsilon$ (eV)	.0123	.0277	.0410	.067	.615
$\gamma$ (eV)	.0172	.0269	.005	.0055	.538
$f$ (eV <sup>2</sup> )	.00912	.0230	.0153	.0104	2.19

$$\epsilon_\infty = 4.98, t = .0546 \text{ eV}, \tau(300 \text{ K}) = .8 \cdot 10^{-13} \text{ s}, U_1 = .11 \text{ eV}, w_0 = .0765 \text{ eV}$$

#### CONCLUSION

By our new experimental and theoretical studies we have reached a clear and consistent physical picture of the optical- and dc conductivity of  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ . The essential new result of this work is that the optical conductivity due to d-d transitions can now be explained by the superposition of SP band and hopping conductivity.

#### REFERENCES

- [1] J.E.W. Verwey, P.W. Haayman, *Physica* **8**, 979 (1941)
- [2] A. Schlegel and P. Wachter, *J. Physique* **41**, 19 (1980)
- [3] X. Zhang, J. Schoenes, W. Reim, P. Wachter, *J. Phys. C. Solid State Phys.* **16**, 6055 (1983)
- [4] L. Degiorgi, I. Blatter-Mörke, P. Wachter, to be published in *Phys. Rev. B*
- [5] D. Ihle, B. Lorenz, *J. Phys. C19*, 5239 (1986)
- [6] L. Degiorgi, P. Wachter, D. Ihle, to be published in *Phys. Rev. B*

## MAGNETIC ORDER IN PRESSURE DRIVEN METALLIC $\text{TmSe}_{0.45}\text{Te}_{0.55}$

J.Neuenschwander, P.Fischer\* and P.Wachter

Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, 8093 Zürich

\*Laboratorium für Neutronenstreuung, ETH Zürich, 5303 Würenlingen

**Abstract:** Neutron scattering, ac-susceptibility and resistivity experiments have been performed on  $\text{TmSe}_{0.45}\text{Te}_{0.55}$  under high pressure. Magnetic structure determination reveals ferromagnetism below  $\sim 5\text{ K}$  in the metallic state.

$\text{TmSe}_{1-x}\text{Te}_x$  compounds with  $0 \leq x \leq 0.18$  are intermediate valent (IV) metals, whereas in the range of  $0.4 \leq x \leq 1$  they are semiconductors [1]. The magnetic behavior of these compounds depends sensitively on  $x$ . Pure  $\text{TmSe}$  orders antiferromagnetically ( $T_N \sim 3\text{ K}$ , type I fcc [2]), but  $\text{TmSe}_{1-x}\text{Te}_x$  with  $0.1 \leq x \leq 0.18$  were found to show ferromagnetism below  $1.8\text{--}3.7\text{ K}$  [3,4]. On the other hand the semiconducting compounds reveal magnetism only at very low temperatures ( $T_{ord} = 0.2\text{--}0.4\text{ K}$  [1,5]). These compounds, however, can be transformed to an IV metallic state on the application of pressure. An ac-susceptibility study of  $\text{TmSe}_{0.60}\text{Te}_{0.40}$  under pressure [6] demonstrated at 7 kbar a sudden increase of the ordering temperature up to 5.6 K.

In the present study we have investigated single crystalline  $\text{TmSe}_{0.45}\text{Te}_{0.55}$  under pressures up to 15 kbar and temperatures down to 1.5 K. From resistivity measurements we can determine the semiconductor-to-metal-transition to occur at 13 kbar at 5 K. In order to study the magnetic properties in the metallic state we have performed neutron scattering measurements at 15 kbar. Although faced with the problem of a small transparency of our CuBe pressure cell we were lucky to find clear cut nuclear Bragg peaks. The observability of nuclear Bragg reflections is determined by the lattice type (fcc) and the nuclear scattering amplitudes. For our compound the resulting structure factor of reflections with odd  $(hkl)$  almost vanishes; hence only those nuclear reflections having even  $(hkl)$  are observable (e.g. 200, 400, 220, 222). We found these peaks from room temperature down to the lowest temperatures. However at 1.5 K also the (111) peak exists. From the appearance of the latter and the absence of antiferromagnetic peaks we conclude that the sample is ferromagnetic at low temperatures in zero external field. A comparison of the integrated neutron intensity of the (111) with the (200) peak yields an ordered moment of the Tm ions of  $1.8 \pm 0.4 \mu_B$  at 1.5 K. This moment is far below the free-ion values of 4 and  $7\mu_B$  for  $Tm^{2+}$  and  $Tm^{3+}$  but it is comparable to the corresponding values of  $\text{TmSe}$  [2,7],  $\text{TmSe}_{0.84}\text{Te}_{0.16}$  [4] and  $\text{TmTe}$  [5]. In the latter compound the deviation from the free-ion value is thought to be due to the crystal field splitting of the ground state [5]. Whether the same argument holds for all other  $\text{TmSe}_{1-x}\text{Te}_x$  compounds is unclear since to our knowledge no crystal field splitting has been reported. We have measured also the temperature dependence of the intensity of the (111) peak. This yields the sublattice magnetization  $M$  [Fig.1]. The data can be fitted astonishingly well with the power law  $M \propto [(T_c - T)/T_c]^\beta$ . From this evaluation we derive the Curie temperature  $T_c = 5.07 \pm 0.1\text{ K}$  and the critical exponent  $\beta = 0.32 \pm 0.02$ . Many materials have a  $\beta$  of such a magnitude (0.33-0.37 [8]) and theory indicates  $\beta = 0.325$  for 3d-Ising systems,  $\beta = 0.345$  for the 3d-XY model and  $\beta = 0.365$  for the 3d-Heisenberg case [8]. The slight non-vanishing magnetization measured above  $T_c$ , although less than the estimated error, points to the existence of spin fluctuations. We performed also a neutron experiment at 5.8 kbar and 1.5 K where the crystal is semiconducting. Only the nuclear Bragg peaks were present proving the absence of any magnetic order.

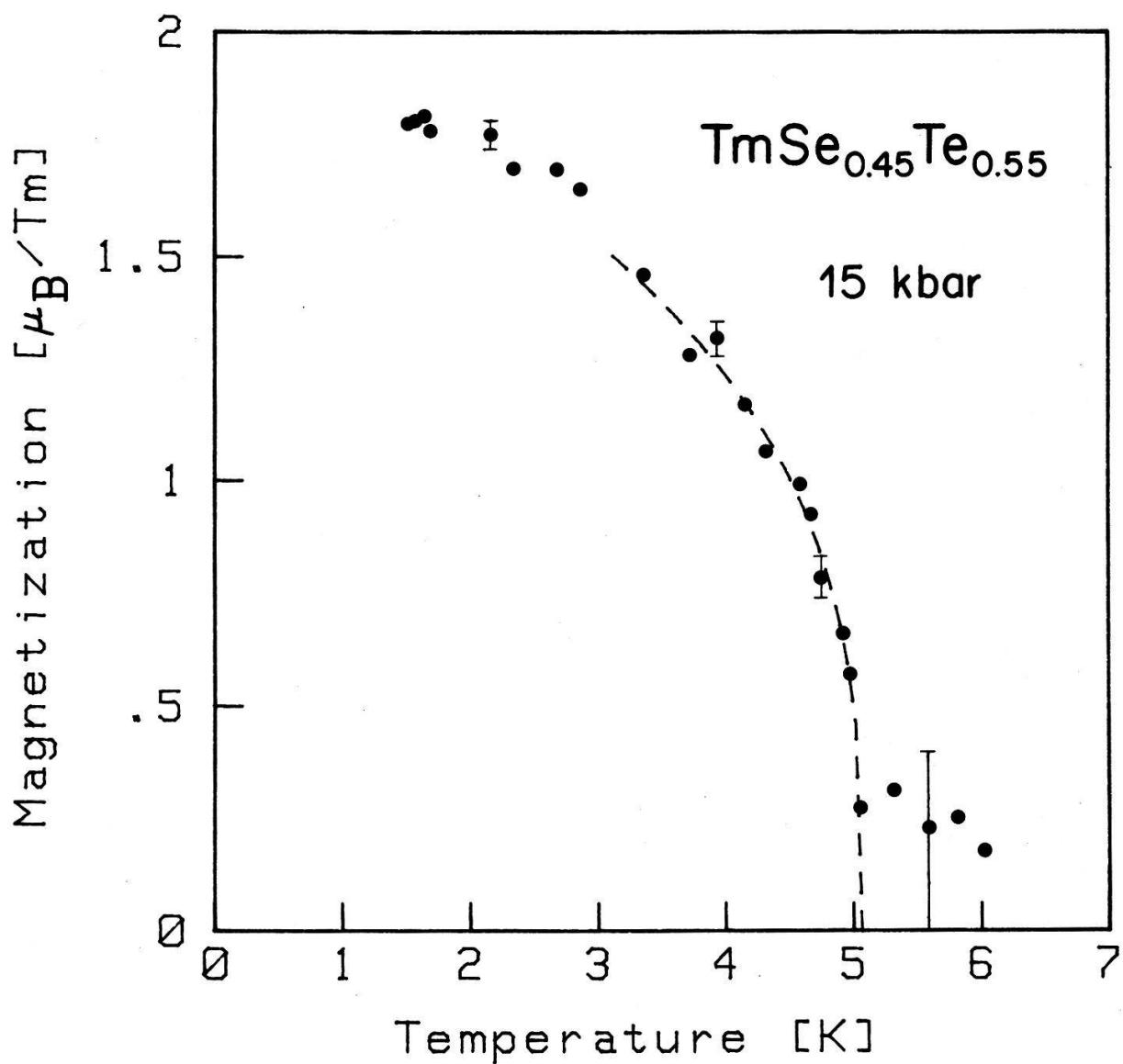


Fig.1 Magnetization versus temperature of  $TmSe_{0.45}Te_{0.55}$  at 15 kbar. The dashed curve is a power law fit as described in the text.

Furthermore we studied the magnetism in the metallic state with resistivity and ac-susceptibility ( $\chi$ ) measurements. For the ordering temperature we get values in the range of 4.6 - 5.4 K. The considerable enhancement of the ordering temperature in the metallic state could be the result of two different mechanisms. The magnetic moments of the Tm ions can be coupled via the delocalized electrons (RKKY interaction) and via double-exchange. How much each mechanism contributes cannot be said. The reason for the very low ordering points of  $\text{TmSe}_{1-x}\text{Te}_x$  compounds in the semiconducting state compared with other magnetic semiconductors such as Eu-monochalcogenides, however, is still unclear.

A last remark concerns the shape of  $\chi(T)$  of pressure driven metallic  $\text{TmSe}_{0.45}\text{Te}_{0.55}$ . Although the neutron data indicate ferromagnetism  $\chi(T)$  has a peak-structure in contrast to ferromagnets like EuO or EuS [9], where  $\chi$  is flat below  $T_c$ . We think that the non-vanishing orbital moment of Tm destroys isotropy leading to a slight coercive force below  $T_c$  which reduces the initial susceptibility [10].

### References

- [1] H. Boppert, J. Magn. & Magn. Mat. 47&48 (1985) 436, and references therein
- [2] H. Bjerrum Møller, S. M. Shapiro and R. J. Birgenau, Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1021
- [3] B. Batlogg, H.R. Ott and P. Wachter, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 278
- [4] P. Fischer, W. Hälg, P. Schobinger-Papamantellos, H. Boppert, E. Kaldis and P. Wachter, in Valence Instabilities, P. Wachter and H. Boppert (eds.), North-Holland Publ. Company, 1982, p. 551
- [5] Y. Lassailly, C. Vettier, F. Holtzberg, B. Benoit and J. Flouquet, Solid State Commun. 52 (1984) 717
- [6] B. Batlogg, H. Boppert, E. Kaldis, D.B. McWhan and P. Wachter, in Ref. 4, p. 523
- [7] C. Vettier, J. Flouquet, J.M. Mignot, F. Holtzberg, J. Magn. & Magn. Mat. 15-18 (1980) 987
- [8] H.E. Stanley, Introduction to Phase Transitions and Critical Phenomena, Clarendon Press, Oxford 1971; W. Gebhardt and U. Krey, Phasenübergänge und kritische Phänomene, Vieweg-Verlag, Braunschweig 1980
- [9] P. Schwob, Phys. kondens. Materie 10 (1969) 186
- [10] C. Kittel, Rev. Mod. Phys. 21 (1949) 541

Aenderung der Site-Energieverteilung beim spektralen Lochbrennen

J. Fünfschilling, D. Glatz und I. Zschokke-Gränacher

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

Die experimentell beobachteten Linienbreiten von Luminesenzspektren organischer Moleküle in Gläsern sind etwa  $10^5$ -mal breiter als die homogene Linienbreite der entsprechenden Nullphononenübergänge. Mit der kürzlich entwickelten, auf spektralem Lochbrennen basierenden Methode der Doppelselection kann man diese enorme inhomogene Verbreiterung weitgehend eliminieren und die genaue Form des homogenen Spektrums messen. Mit diesem homogenen Spektrum ist es dann möglich, die beim Lochbrennen auftretenden Umlagerungen der Site-Verteilung quantitativ zu bestimmen. Erste Resultate zeigen, dass die auftretenden Energieverschiebungen sich über etwa einen viertel der Siteverteilung erstrecken.

Optical holeburning in the  $S_0-T_1$  absorption of coronene in frozen organic glasses

Shi-Xiong Lin, J. Fünfschilling and I. Zschokke-Gränacher

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

We have observed very efficient optical holeburning in the inhomogeneously broadened  $S_0-T_1$  absorption of dye molecules in a frozen organic glass, namely coronene in 1-bromobutane, excited with a single mode Argon Ion laser in the temperature range from 1.9 to 4.2 K. The efficiency is even higher, when 10% 1-iodonaphthalene is added to the solvent. The spectral hole is detected by scanning the laser through all the modes of the 514.5 nm line and measuring the total phosphorescence. This is the first time, that the homogeneous width of molecules in glasses can be measured directly (measuring the width of the phosphorescence) as well as by holeburning techniques.

Aenderung der Site-Energieverteilung beim spektralen Lochbrennen

J. Fünfschilling, D. Glatz und I. Zschokke-Gränacher

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

Die experimentell beobachteten Linienbreiten von Luminesenzspektren organischer Moleküle in Gläsern sind etwa  $10^5$ -mal breiter als die homogene Linienbreite der entsprechenden Nullphononenübergänge. Mit der kürzlich entwickelten, auf spektralem Lochbrennen basierenden Methode der Doppelselection kann man diese enorme inhomogene Verbreiterung weitgehend eliminieren und die genaue Form des homogenen Spektrums messen. Mit diesem homogenen Spektrum ist es dann möglich, die beim Lochbrennen auftretenden Umlagerungen der Site-Verteilung quantitativ zu bestimmen. Erste Resultate zeigen, dass die auftretenden Energieverschiebungen sich über etwa einen viertel der Siteverteilung erstrecken.

Evolution en température du pic de Kondo dans le CeSi<sub>2</sub>

**F. Patthey, W.-D. Schneider et Y. Baer**  
Institut de Physique, A.-L. Breguet 1, 2000 Neuchâtel

Nous avons étudié à l'aide de spectroscopies d'électrons l'évolution en température du spectre de valence du système Kondo CeSi<sub>2</sub>. Des mesures UPS à haute résolution (20 meV) ont été réalisées entre 15 K et 300 K. On observe la disparition progressive du pic de Kondo lorsque la température augmente. Ce phénomène est en bon accord qualitatif avec les prédictions théoriques.

## Supraleitung

### COMPORTEMENT DU CHAMP MAGNETIQUE CRITIQUE DE L'ETAT MIXTE A DEUX DIMENSIONS EN FONCTION DE LA TEMPERATURE

E. HOLGUIN, L. RINDERER. IPE de l'UNI de Lausanne. 1015 Dorigny.

Nous présentons un modèle théorique montrant notamment que pour les supraconducteurs massifs de type-I, la valeur de ce champ magnétique critique (ou de destruction) est inversément proportionnelle à l'épaisseur de cet état et varie comme  $(1+t)(1-t)^{3/2}$ , où  $t=T/T_c$ . Dans les couches cylindriques minces, par contre, on peut s'attendre à ce que cette variation soit en première approximation indépendante de cette quantité et proportionnelle à  $(1-t^2)$ .

#### 1. INTRODUCTION

Si l'on fait passer un courant surcritique dans un échantillon cylindrique creux supraconducteur de type-I, un nouvel état, appelé l'état mixte à deux dimensions (M), apparaît à la surface interne. Ce phénomène a l'origine suivante: si le rayon de l'état intermédiaire (L) est plus grand que celui de la surface interne, un saut du champ magnétique se produit à cet endroit. La magnitude de ce saut étant égale à la valeur du champ critique, cela signifie qu'un courant est nécessaire pour le maintenir. Il s'ensuit que la densité de courant y est plus grande que dans l'état L, ce qui a conduit L.D. Landau en 1938 à postuler son existence. Si l'on accroît le courant de sorte que le rayon de l'état L devienne plus petit que celui de la surface interne, l'expérience-2 montre que cet état subsiste et qu'il est formé de domaines supraconducteurs et normaux formant une configuration stable.

Le but de ce travail est de donner une estimation théorique de son courant de destruction, ce qui permettra de calculer la variation de son champ magnétique de destruction en fonction de la température. Ces calculs seront faits sous l'hypothèse que son épaisseur est de l'ordre de grandeur de la longueur de cohérence 3 et que sa résistance est voisine de zéro.

#### 2. THEORIE

Considérons un fil cylindrique creux parcouru par un courant  $I_0 > I_c$ ,  $I_c$  étant le courant critique, et dont les surfaces interne et externe se trouvent aux distances axiales  $r_1$  et  $r_2$ , respectivement. Lorsque l'état L est éliminé dans l'échantillon, il coexiste une couche de l'état M à la surface interne avec une région de l'état normal (N) dans le reste de celui-ci. Le courant total vaut alors:

$$I_0 = I_M + I_N \quad (1)$$

Tenant compte du fait que le champ magnétique est critique à la frontière M-N, avec  $H_c = 2I_c/r_2 c$ , et que l'épaisseur de la couche de l'état M est comparable à celle de la longueur de cohérence  $\xi$ , la contribution de chacun de ces courants peut se calculer:

$$I_M = \frac{c}{4\pi} \int H_c \cdot ds \approx \frac{(r_1 + \xi)}{r_2} I_c \quad (2)$$

$$\text{et, } I_N = \int \sigma_N E \cdot ds \approx \pi \sigma_N E (r_2^2 - r_1^2 - 2r_1 \xi) \quad (3)$$

pourvu que  $r_1 \gg \xi$ . Ces dernières équations permettent d'obtenir une solution pour le champ électrique E. En remplaçant la valeur de la conductivité électrique par  $\sigma_N = 1/\Omega_N (r_2^2 - r_1^2) \pi$ ,  $\Omega_N$  étant la résistance de l'état N par unité de longueur, on obtient:

$$\frac{E}{\Omega_N I_c} \approx \frac{(r_2^2 - r_1^2)}{(r_2^2 - r_1^2 - 2r_1 \xi)} \left( i_0 - \frac{r_1 + \xi}{r_2} \right) \quad (4)$$

où l'on a posé  $i_0 = I_0 / I_c$ . Si  $i_0$  augmente, l'état M finit par être détruit par la pression qu'exerce le champ magnétique sur celui-ci. A partir de ce moment, l'échantillon devient entièrement normal et suit la loi d'Ohm:

$$\frac{E'}{\Omega_N I_c} = i_0 \quad (5)$$

Calculons le saut  $\Delta E = (E' - E) > 0$  que subit le champ électrique lorsque l'état M vient d'être détruit quand  $I_0 = I_m$  (courant de destruction). Il se calcule aisément:

$$\frac{\Delta E}{\Omega_N I_c} \approx - \frac{2r_1 \xi I_m}{(r_2^2 - r_1^2 - 2r_1 \xi) I_c} + \frac{(r_2^2 - r_1^2)(r_1 + \xi)}{(r_2^2 - r_1^2 - 2r_1 \xi) r_2} \quad (6)$$

Analysons à présent deux cas particuliers:

a) Echantillon très massif avec  $r_2 \gg r_1$ .

L'état L joue un rôle important et  $\Delta E / \Omega_N I_c \rightarrow 0$ . La relation (6) permet d'obtenir:

$$I_m \approx \frac{r_2 I_c}{2 \xi} = \frac{c H_c r_2^2}{4 \xi} \quad (7)$$

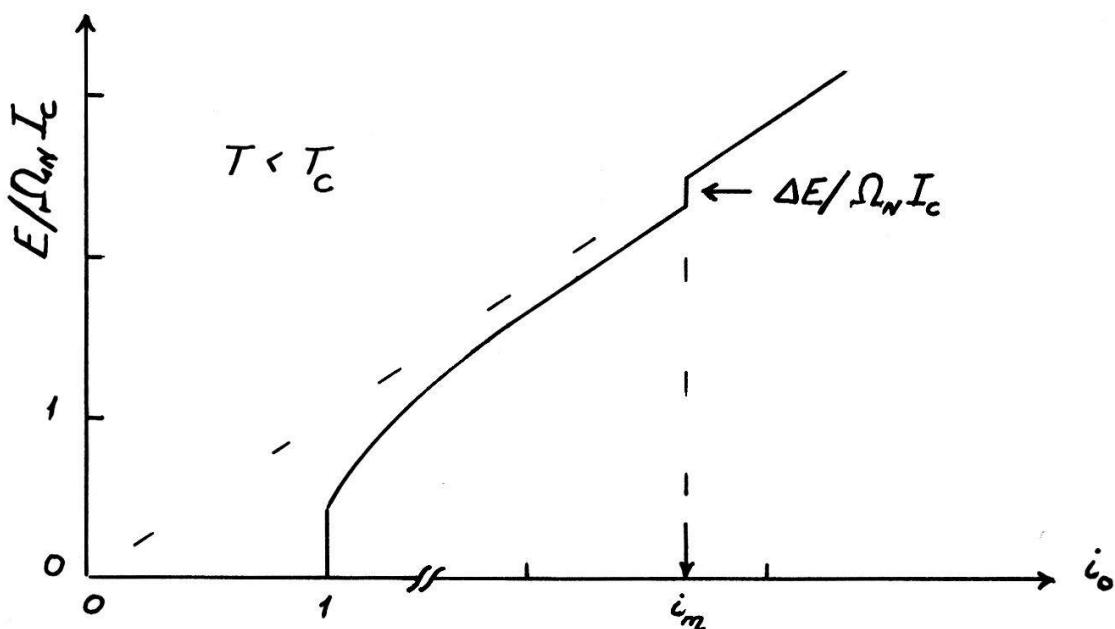


Fig. 1 On montre une caractéristique courant-voltage calculée pour un échantillon massif pour lequel  $\Delta E/\Omega_N I_c \geq 0$ . Le courant  $I_m = i_m I_c$  peut être très grand pouvant atteindre facilement  $100 I_c$ .

De ce résultat on peut tirer l'expression pour le champ magnétique de destruction  $H_m$  de l'état M, ainsi que sa dépendance en fonction de la température T si l'on y remplace  $\xi(T) = 0.74 \xi \times (1-T/T_c)^{-1/2}$  et  $H_c(T) = H_c(0) (1-T^2/T_c^2)^{3/2}$ . En effet:

$$H_m = \frac{2 I_m}{r_2 c} \approx \frac{H_c r_2}{2 \xi} \quad (8)$$

$$\text{d'où: } H_m(T) \approx \frac{H_c(0) r_2}{1.48 \xi_0} \left(1 + \frac{T}{T_c}\right) \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{3/2} \quad (9)$$

b) Couches cylindriques minces  $r_2 \gtrsim r_1 + \xi$

L'état L est pratiquement inexistant et  $\Delta E / \Omega_N I_c \rightarrow 1$ . Nous voyons, d'après la relation (6), qu'il faut alors satisfaire la double condition  $r_2 \rightarrow r_1 + \xi$  et  $I_m \rightarrow I_c$ . On en conclut que dans les couches cylindriques minces le courant  $I_m$  est fortement réduit. Pour un large domaine de  $T$ , on peut par conséquent s'attendre à ce que:

$$H_m \cong H_c(T) = H_c(0) \left(1 - \frac{T^2}{T_c^2}\right) \quad (10)$$

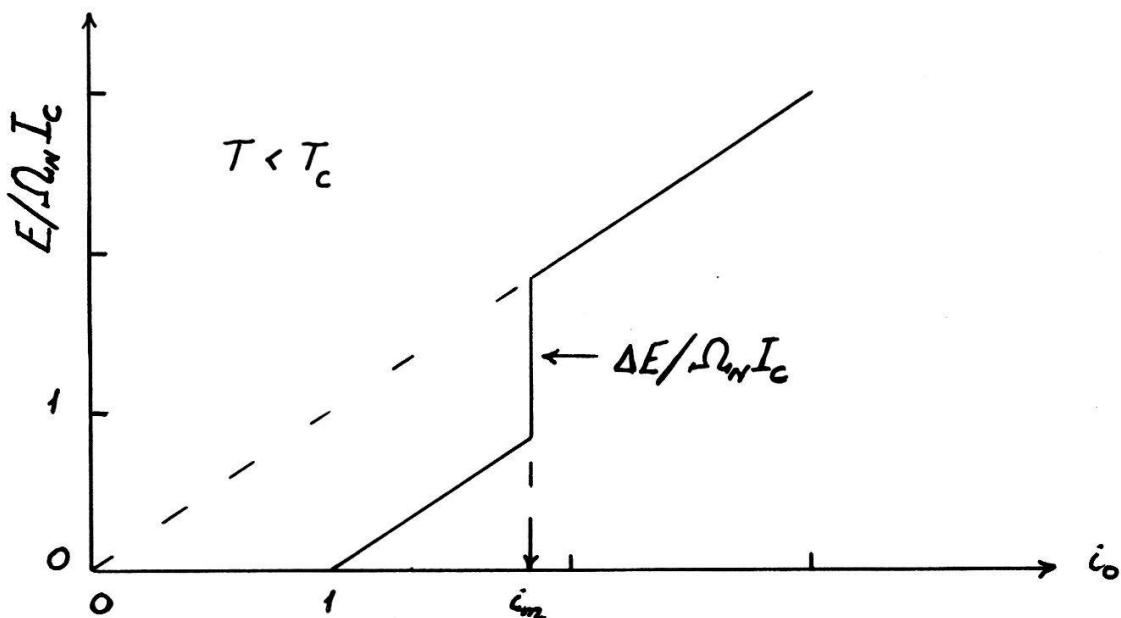


Fig. 2 Cette figure montre également une caractéristique courant-voltage calculée pour une couche cylindrique mince pour laquelle  $\Delta E / \Omega_N I_c \ll 1$ . On remarque que dans ce cas  $I_m$  se situe près de  $I_c$ .

#### REMERCIEMENTS

Les auteurs remercient Mme Ballis d'avoir préparé ce texte. Ce travail a été réalisé grâce au soutien financier du FNS pour la Recherche Scientifique.

#### REFERENCES

1. I.L. Landau and Y.V. Sharvin, JETP Lett. 15, 59 (1972)
2. E. Holguin, L. Rinderer and E. Posada, J. Low Temp. Phys., 59, 423 (1985).
3. L.P. Gorkov and O.N. Dorokhov, Sov. Phys. JETP 40, 956 (1974).

Peut-on généraliser les règles de Matthias?

M. Peter, A.A. Manuel, J. Stewart, M. Croci

Dép. de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève,  
CH-1211 Genève 4

B.T. Matthias a établi [1] quelques règles empiriques qui permettent de prédirer la supraconductivité dans les systèmes binaires, en se basant sur les propriétés atomiques des composants. La plus connue est la règle du nombre d'électrons de valence par atome qui stipule que cette quantité doit être au voisinage de deux valeurs singulières pour observer la supraconductivité. Nous présentons les premiers résultats d'une recherche statistique que nous avons entreprise sur les composés tabulés par B.W. Roberts [2] afin de mettre en évidence des corrélations entre la température de transition supraconductrice et d'autres propriétés atomiques.

[1] B.T. Matthias, P.R. Stein in "Physics of Modern Materials", IAEA (1980).

[2] B.W. Roberts, J. Phys. Chem., Ref. Data 5, 581 (1976).

PHASE TRANSITION OF SUPERCONDUCTING NETWORKS

B. Jeanneret, Ch. Leemann and P. Martinoli,  
Institut de Physique, Université de Neuchâtel

Periodic superconducting networks consisting of a large number ( $\sim 10^6$ ) of square unit cells  $8 \mu\text{m}$  in size and with a strip width of  $1.4 \mu\text{m}$  have been fabricated using conventional photolithographic techniques. A study of the ac complex sheet conductance of the network shows unambiguously that fluctuations in the phase (and not in the amplitude) of the order parameter are responsible for the superconducting - to - normal transition of the system, which is found to be driven by the vortex unbinding mechanism predicted by the Kosterlitz-Thouless theory. The ac sheet conductance of networks exposed to a perpendicular magnetic field shows, near the phase transition, oscillations with the number of flux quanta per unit cell. These oscillations are modulated by a temperature dependent diffraction-like envelope arising from the finite width of the strips forming the network.

The Al5 phase formation on Nb-Al and Nb-Al-Ge wires fabricated by Powder Metallurgy and quenched from high temperatures.

D. Abukay and L. Rinderer

Inst. de Physique Exp. Université de Lausanne, 1015 Lausanne

The effects of quenching from elevated temperatures on the formation of Al5 phase on Nb-Al and Nb-Al-Ge wires fabricated by powder metallurgy technics are studied. The homogeneity and stoichiometry of the phase formed after quenching in the wires is analysed by measuring their superconducting transition temperature  $T_c$  and obtaining concentration profiles in an electron microprobe. The increase of  $T_c$  upon annealing at low temperatures is also undertaken and a discussion on the overall results is presented.

OBSERVATIONS MAGNETO-OPTIQUES DE SUPRACONDUCTEURS DANS L'ETAT INTERMEDIAIRE  
A L'AIDE DE COUCHES DE SELENURE D'EUROPIUM.

DUTOIT B. & RINDERER L. Institut de physique expérimentale, université de Lausanne.

Le selenure d'euroium est le matériel possédant la plus grande constante de Verdet. Des couches magnéto-optiques ont été réalisées par évaporation sous vide, la mesure d'épaisseur étant assurée par interférométrie laser, déposition sur quartz et mécaniquement. Ces couches ont été testées avec des films d'indium de différentes épaisseurs. Pour des champs plus élevés il est nécessaire de détruire l'ordre ferromagnétique par dilution avec du difluorure d'euroium. Le pouvoir séparateur, la résolution magnétique sont mesurés, ainsi que la limite de résolution instantanée, celle-ci dépendant de l'appareillage, en particulier du capteur. Ces investigations sont menées dans le but d'observer la structure magnétique directement en vidéo.

Propagating Normal Zone Velocities along tin wires.

J. Casas and L. Rinderer

Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne, 1015  
Lausanne - Dorigny

Longitudinal destruction of the superconducting state along a wire in liquid helium is observed for currents below a certain critical current. The measurements temperature range cover both normal and superfluid helium. Theoretical data, for the sample in He-II, fit the experimental data introducing a steady heat transfer rate between the sample and the bath. In He-I transient heat transfer coefficients must be introduced if a good agreement between theoretical and experimental data is expected.

SHEAR MODULUS SOFTENING OF A LATTICE OF SUPERCONDUCTING VORTICES

X.-M. Tang, Ch. Leemann and P. Martinoli,

Institut de Physique, Université de Neuchâtel, 2000 Neuchâtel

Measurements of the critical current of thin films with periodically modulated thickness exposed to transverse magnetic fields, allow an investigation of the shear modulus of the vortex lattice. At magnetic field values close to a commensurate configuration of the flux lattice with the modulation structure, we observe, near the superconducting transition, a peak in the critical current as a function of temperature. This anomalous structure is consistent with a softening of the shear modulus of the vortex lattice, possibly due to anharmonic phonon-phonon like interactions.

Magnetoconductance (M.C) near Superconducting Transition  
Temperature  $T_c$  of Aluminum Films

B.SHINOZAKI and L.RINDERER, Institut de Physique Expérimentale,  
Université de Lausanne, CH-1015 Lausanne-Dorigny

The M.C in thin Al films agrees well with the theory of Santos and Abrahams, who extended Larkin's theory to higher magnetic fields at temperatures slightly above  $T_c$  (1). The inelastic scattering rate  $1/\tau_{in}$  obtained from M.C measurements increases rapidly with decreasing temperature near  $T_c$ . It agrees with the theory of Brenig et al.. The pair breaking parameter  $\delta$ , which is related to the  $1/\tau_{in}$ , is about the half of that estimated from the Maki-Thompson contribution in the excess conductance due to fluctuation at zero magnetic field.

(1) B.SHINOZAKI, T.KAWAGUTI and Y.FUJIMORI, J.Phys.Soc.Jpn 55,  
2364 (1986)

Measurements of limit temperature to the supercooling of high  
melting point metals

V. Soares, E. Meyer(\*), and L. Rinderer  
Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne,  
CH-1015 Lausanne

The obtained supercoolings in recent experiments are almost twice as large as those indicated by the classical theory of nucleation and this theory has been modified by a new one. This new theory is in good agreement with the known experimental limit temperature to the supercooling of some materials with low melting temperature. Using a technique of crystal growth and a photographic method we measured the limit temperature to the supercooling of high melting point metals and we compared these results with the limit temperature predicted by the new theory.

(\*) Permanent address: Instituto de Física-UFRJ, RJ-21945 Brazil

## ANGEWANDTE PHYSIK UND ANDERE DOMAENEN

## Andere Domänen

Stabilité magnétohydrodynamique d'une cuve à électrolyse de l'aluminium

M.-A. Secrétan

Département de Mathématiques, EPFL, 1015 Lausanne.

Nous montrons la stabilité inconditionnelle d'une cuve à électrolyse de l'aluminium infiniment longue avec symétrie de translation.

La cuve électrolytique est modélisée par un système à deux fluides (l'aluminium et l'électrolyte) immiscibles, conducteurs et visqueux soumis à un champ de forces électromagnétiques et gravifique.

Il a été montré qu'un tel système possède une équilibre stationnaire unique.

Calcul de la couche limite turbulente sur l'aile plane d'envergure infinie.

R. Touzani

Département de Mathématiques, EPFL, 1015 Lausanne

On considère les équations de la couche limite tridimensionnelle turbulente et incompressible sous l'hypothèse de l'invariance de translation dans une direction. On définit un modèle anisotrope de viscosité turbulente dû à A. Nakkasyan, T.S. Prahad et I. Ryhming et on utilise une méthode de discréétisation découpant les équations et évitant d'effectuer des itérations à chaque pas d'avancement dans l'espace. Les essais numériques montrent une très bonne concordance avec les mesures expérimentales et les résultats numériques d'autres algorithmes plus coûteux.

Design Features and Initial Test Results of an 8 GHz Gyrotron Oscillator

P. Muggli, M.Q. Tran, S. Alberti, A. Perrenoud, Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Ass. Euratom-Conféd. Suisse, EPFL, Lausanne/Switzerland.

H.-G. Mathews, BBC Brown, Boveri & Company Limited, 5401 Baden/Switzerland

An 8 GHz gyrotron oscillator for short pulse operation was designed and built as the first stage of a development programme aiming at a 500 kW cw gyrotron at 8 GHz. The tube features a single anode magnetron injection gun with a beam current of 20 A at 80 keV, with a cathode current density of 3 A/cm<sup>2</sup>. The compression ratio of the beam from the gun to the cavity is 4 yielding a ratio for the perpendicular to axial velocity of  $\approx 1.75$  at the cavity entrance. The gyrotron is designed for operation in the TE<sub>011</sub> cavity mode. The starting current for oscillation is 120 mA due to the high Q of the cavity (Q=2340). Power in excess of 16 kW in the TE<sub>01</sub> mode, with an efficiency of 35% was measured at 8.06 GHz. At lower magnetic field, second harmonic emission was detected at 14.73 GHz in the TE<sub>02</sub> mode.

## Laser, Quantenelektronik

### Optisch induzierte variable Lichtablenkung durch anisotrope Bragg Beugung in photorefraktivem KNbO<sub>3</sub>

E.Voit, C.Zaldo und P.Günter

Laboratorium für Festkörperphysik, ETH-Hönggerberg, 8093 Zürich

Photoinduzierte Raumladungsfelder längs der a- oder b-Achse von KNbO<sub>3</sub> Kristallen führen zur sogenannten anisotropen Bragg-Beugung, bei der die Polarisationsrichtung des abgebeugten Lichtstrahls um 90° gedreht wird. Für diese Beugung wurde eine Konfiguration gefunden, bei der ein einfallender Lesestrahl an dem photoinduzierten Gitter mit veränderlichem Gittervektor in einem Bereich von 5.7° unter Einhaltung der Bragg-Bedingung abgelenkt werden kann. Der Gittervektor kann dabei durch Änderung der Einfallswinkel oder der Wellenlänge der beiden das Phasengitter erzeugenden Laserstrahlen verändert werden.

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

### Photoinduzierte Phasengitter in reduzierten KNbO<sub>3</sub> Kristallen

P.Amrhein, E.Voit, R.Kesselring und P.Günter

Laboratorium für Festkörperphysik, ETH-Hönggerberg, 8093 Zürich

Photoinduzierte Raumladungsfelder in photorefraktiven Kristallen geben über elektro-optische Effekte Anlass zu Brechungsindexänderungen. Solche Kristalle sind von grossem Interesse für zukünftige Anwendungen in der nichtlinear optischen Bild- und Signalverarbeitung. In diesem Beitrag wird gezeigt, wie durch Reduktionsbehandlung die physikalischen Eigenschaften wie Gitteraufbauzeit und Beugungswirkungsgrad der Gitter verändert werden können.

### Photorefraktive Effekte in Cer - dotiertem LiNbO<sub>3</sub>

M. Ingold, C. Walther und P. Günter

Laboratorium für Festkörperphysik, ETH-Hönggerberg, 8093 Zürich

LiNbO<sub>3</sub> ist ein gut untersuchtes Material, das grosse elektrooptische, photovoltaische und photorefraktive Effekte zeigt. Die Beugungswirkungsgrade photoinduzierter Gitter sind deshalb sehr gross ( bis zu 90 % ).

In Cer-dotierten Kristallen haben wir erstmals photorefraktive Messungen durchgeführt und ein neuartiges dynamisches Verhalten während der Hologrammaufzeichnung beobachtet : Der Beugungswirkungsgrad während Aufzeichnen und Löschen des photoinduzierten Gitters zeigt Oszillationen, die wir mit dem Vorhandensein von mindestens zwei verschiedenen Ladungsgittern mit unterschiedlicher Dynamik erklären.

Es werden einige Messresultate gezeigt und ihre Interpretation anhand neuerer Modelle über den photorefraktiven Prozess diskutiert.

Optische Bistabilität durch photo-thermischen Effekt

P. Pirani, V. Briguet und W. Lukosz

Institut für Quantenelektronik, Professur für Optik, ETH, Zürich

Experimentell und theoretisch untersucht wurde die optische Bistabilität (OB) die beim Einkoppeln von Argon-Laserlicht mit Prismen-Kopplern in planare absorbierende Wellenleiter mit Eingangsleistungen von  $\geq 20$  mW ( $\lambda=514$  nm) auftritt. Diese neue Form von OB ist durch den photo-thermischen Effekt verursacht, d.h. durch die thermische Ausdehnung von Wellenleiter und Prisma. Diese führt zu einer Verkleinerung des Luftspalts zwischen Koppelprisma und Wellenleiter, dadurch zu einer Erhöhung des Einkoppelwirkungsgrades und somit zu einer positiven Rückkopplung und zur OB.

Selbstpulsationen beim Prismen-Einkoppeln in optische Wellenleiter

V. Briguet, P. Pirani und W. Lukosz

Institut für Quantenelektronik, Professur für Optik, ETH, Zürich

Beim Einkoppeln von Argon-Laserlicht in absorbierende  $\text{SiO}_2\text{-TiO}_2$ -Wellenleiter wurden bei konstanter Eingangsleistung  $P$  beobachtet : 1.) Selbstpulsationen, d.h. eine zeitlich periodische Ausgangsleistung  $P'(t)$ , 2.) optische Bistabilität (OB), d.h. zwei verschiedene konstante Ausgangsleistungen  $P'(t)=P_1$  oder  $P_2$ , und 3.) eine spezielle Form von OB, bei welcher  $P'(t)$  entweder zeitlich konstant ist oder pulsiert. Dieses System-Verhalten wird einerseits durch den photo-thermischen Effekt und durch die licht-induzierte (thermische) Desorption von  $\text{H}_2\text{O}$  Molekülen andererseits bedingt [1].

[1] W.Lukosz, P.Pirani and V.Briguet, "Optical Bistability III", Springer Proc.in Physics, Vol. 8 (1986), p.87-90 und p.105-108

Polarisationseigenschaften der 3  $\mu\text{m}$  Laseremission in  $\text{YAlO}_3\text{:Er}$ 

S. Schnell, M. Stalder und W. Lüthy

Institut für angewandte Physik, Sidlerstrasse 5, 3012 Bern

Laseremission in  $\text{YAlO}_3\text{:Er}$  zeigt ausgeprägte Polarisationsabhängigkeit bezüglich der Kristallachsen des Lasermaterials, da einerseits der Wirtskristall doppelbrechend ist und andererseits das aktive Er Ion eine monokline Lagesymmetrie aufweist. Die Polarisationseigenschaften der Laseremission wurde für die Übergänge  ${}^4\text{I}_{11/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$  im Wellenlängenbereich von 2,73  $\mu\text{m}$  bis 2,92  $\mu\text{m}$  untersucht. Dabei wurden  $\text{YAlO}_3\text{:Er}$  Kristalle bei 300 K für drei verschiedene Dotierungskonzentrationen ausgemessen. Die Achsen der verwendeten Laserstäbe waren parallel zu den kristallographischen a- oder b- Achsen.

Neue 3  $\mu$ m Laserlinien in  $\text{YAlO}_3:\text{Er}$ **M. Stalder und W. Lüthy**

Institut für angewandte Physik, Sidlerstrasse 5, 3012 Bern

In Erbium dotierten Lasermaterialien besteht das obere Laser-niveau  $^4\text{I}_{11/2}$  aus 7, das untere Niveau  $^4\text{I}_{13/2}$  aus 8 Stark-auf-gespaltenen Energiezuständen. Von den 42 Uebergängen konnten bislang bei 300 K nur drei zur Laseremission angeregt werden. Wir berichten über die Anregung weiterer Laserlinien. Die Untersuchungen wurden bei 300 K mit einem  $\text{YAlO}_3:\text{Er}$  (10%) Laserstab mit der Achse  $\parallel$  zur kristallographischen b-Richtung und einem 20% dotierten a-Stab durchgeführt. Mit Polarisa-tionsfiltern und selektiv absorbierenden Filtern wie Acetatt-folien, Suprasil I und Glimmer, wurden konkurrierende Laser-  
linien unterdrückt. Auf diese Weise konnten nebst den drei  
bekannten Laserlinien noch sechs weitere gefunden werden.

## Laser-Anwendungen

### Erzeugung von fundamentalen optischen Solitonen durch Soliton-Kompression und Raman-Konversion in einer Monomode-Glasfaser

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

Institut für angewandte Physik, Sidlerstr. 5, 3012 Bern

Die Ausbreitung kurzer Farbstofflaserpulse ( $\tau=0.83$ ,  $\lambda=1.34 \mu\text{m}$ ) in einer monomode Glasfaser wird beschrieben. Aufgrund nichtlinearer Effekte bricht der Puls zeitlich und spektral auseinander. Dabei wird jedoch ein ultrakurzer Puls generiert, dessen Parameter gut mit denen eines fundamentalen Solitons übereinstimmen. Im Experiment wurde die Entstehung der Pulse und ihr weiteres Verhalten zeitlich und spektral in Funktion der Fiberlänge untersucht. Es wird gezeigt, dass die wichtigsten im Experiment beobachteten Effekte durch Soliton-Kompression und Raman-Konversion erklärt werden können. Die Pulsdauer der so erzeugten Solitonen liegt zwischen 55 und 400 fsec und ihre Wellenlänge zwischen 1.36 und 1.54  $\mu\text{m}$ .

### 3 $\mu\text{m}$ -Laser Bearbeitung von wasserhaltigen Materialien

J. Frauchiger, W. Lüthy und H.P. Weber

Institut für angewandte Physik, Sidlerstrasse 5, 3012 Bern

Das Absorptionsmaximum von Wasser mit einer Absorptionslänge ( $1/e$ ) von weniger als einem  $\mu\text{m}$  bei  $2,93 \mu\text{m}$ , fällt mit der Emission des Erbiumlasers zusammen. Diese liegt für erbium-dotierten  $\text{YAlO}_3$  bei  $2,92 \mu\text{m}$ . Wir berichten über die Wechselwirkung der  $3 \mu\text{m}$  Erbiumlaseremission mit Material, das O-H oder C-H Gruppen enthält. Die Untersuchungen wurden bei 300 K mit einem  $\text{YAlO}_3:\text{Er}$  (50%) Laserstab durchgeführt. Es wird über Experimente mit Teflon, Plexiglas, Mylar, Kupfersulfat, Gips und Haar berichtet. Die Eignung des Lasers für medizinische Anwendung wird diskutiert.

### Röntgenkonversion im lasererzeugten Plasma

R. Weber, W. Lampart und J. Balmer

Institut für angewandte Physik, Sidlerstr. 5, 3012 Bern

Laserplasmen stellen bei geeigneter Wahl der Einstrahlungsparameter äusserst intensive, gepulste Röntgenquellen dar. Konversionswirkungsgrade in den Spektralbereich 0.5-20 nm von bis zu 50 % wurden bisher experimentell nachgewiesen<sup>1)</sup>. Wir haben die Röntgenemission in dem insbesondere für die Röntgen-Lithographie interessanten Bereich von ca. 0.5-10 nm untersucht. Durch Variation des Targetmaterials (z.B. Al, Ti, Ni, Cu, Au) lässt sich das Maximum der Emission in diesem Spektralbereich praktisch beliebig verschieben.

1) K. Eidmann and T. Kishimoto, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 377 (1986)

## Halbleiter, dünne Schichten, Mikroelektronik

### Heteroepitaxie auf Si mittels Fluorid-Zwischenschichten:

#### Physikalische Eigenschaften und Anwendungen in der Mikro- und Optoelektronik

H. Zogg, ETH Hönggerberg, AFIF, 8093 Zürich

Mit Hilfe von epitaktischen Fluorid Pufferschichten ( $\text{CaF}_2$ ,  $\text{SrF}_2$ ,  $\text{BaF}_2$ ) ist es möglich, Verbindungshalbleiter auf Si in guter Qualität aufzuwachsen, selbst wenn die Gitterfehlpassungen bis zu 20% betragen. Dazu wird im Laufe des Wachstums mittels MBE die Zusammensetzung und damit Gitterkonstante der nur etwa 200 nm dicken Zwischenschicht so gesteuert, dass eine Gitterpassung sowohl zum Si-Substrat wie auch zur Verbindungshalbleiter-Deckschicht erreicht wird. In einem weiteren Schritt darauf aufgewachsene Halbleiter wie CdTe, PbTe, PbSnSe oder GaAs sind von solcher Qualität, dass darin elektronische Komponenten gefertigt werden können.

Das Potential der möglichen und bereits realisierten Anwendungen solcher Heteroepitaxien in der Mikro- und Optoelektronik wird diskutiert sowie die strukturellen Eigenschaften der epitaktischen Schichtstapel besprochen.

### Composition et structure de films minces pyroélectriques déposés par pulvérisation cathodique

A. Pignolet et F. Lévy

Institut de physique appliquée, EPFL, CH-1015 Lausanne

Des matériaux pyroélectriques isolants de type perovskite ont été déposés par pulvérisation cathodique réactive RF sur différents substrats : verre,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{MgO}$ , à partir de cibles de pouddres pressées. Des couches de 30 à 200 nm d'épaisseur ont été obtenues avec des taux de déposition de l'ordre de 0,01 nm/s. La composition chimique a été analysée par différentes méthodes (XPS, Auger, Microanalyse X, EELS) ainsi que la structure (diffraction X et électronique). Les films minces obtenus sont transparents, amorphes et de composition reproductible déterminée par celle de la cible. Les résultats sont présentés pour  $\text{PbTiO}_3$ .

### Composition chimique de films minces de $\text{MoS}_2$ en fonction de leur épaisseur et des conditions de vieillissement

D. Costa, F. Lévy, Ph. Schmid et Ph. Tissot

Institut de physique appliquée, EPFL, 1015 Lausanne

Des films minces de  $\text{MoS}_2$  ont été préparés par pulvérisation cathodique magnétron. Par analyses AES et XPS, on a étudié la composition chimique et les états de valence des composants, respectivement en surface, en profil et à l'interface des films. Des échantillons à différents stades de vieillissement sous conditions contrôlées (vide, humidité) ont été comparés. Les couches conservées sous vide ( $\sim 10^{-1}$  mbar) sont relativement stables. Par contre, l'effet de l'humidité est de faire passer le nombre d'oxidation du molybdène de IV à VI sur une épaisseur d'environ 50 Å à la surface du film.

EINIGE EIGENSCHAFTEN DER GLIMMENNTLADUNG IN DER MISCHUNG SILAN-METHAN

P. KOCHAN, EPFL, Institut de Physique appliquée, 1015 Lausanne

Es ist wohl bekannt, dass die Zumischung von C in die a-Si:H Schichten die optischen Eigenschaften dieser Schichten positiv beeinflusst. Diese a-SiC:H Schichten werden in der Glimmentladung von Silan und Methan hergestellt. Die Abscheidung von a-SiC:H Schichten erfordert gute Kenntnisse des Plasmas in SiH<sub>4</sub>-CH<sub>4</sub>, weil bei niedriger Leistung CH<sub>4</sub> nicht dissoziiert und bei höherer Leistung verschlechtert sich die Qualität der a-Si:H Schichten.

In der vorliegenden Arbeit haben wir energetische Eigenschaften der positiven Säule, d.h. die elektrische Feldstärke und die Elektronenenergie in Abhängigkeit von der Leistung und von der Zusammensetzung der Entladungsatmosphäre SiH<sub>4</sub>/CH<sub>4</sub> untersucht.

Mikrostruktur von mit kathodenerstäubungsplasma-assistierten CVD hergestellten Wolfram-Kohlenstoffverbindungen. E. Bergmann, Balzers AG, FL-9496 Balzers, L. Derep, G. Farge, ETCA, F-94114 Arcueil

Zusammenfassung: Die Struktur von Wolfram-Kohlenstoffschichten, die mit der Methode der kathodenerstäubungsplasmen-induzierten CVD hergestellt wurden, wurde mit Elektronenmikroskopie untersucht. TEM zeigt deutlich Einzelheiten des Kathodenerstäubungssynthesen von refraktären Werkstoffen nur mit wirklichem Kozерstäuben von gesinterten Targets möglich sein könnte. Die Analyse zeigt auch, dass diese Schichten sehr oft eine säulenförmige Struktur weit im Submikronbereich haben können und dass "kontinuierliche Uebergänge" die durch Auftragen von mehreren Targets erzeugt werden, Laminatstrukturen ergeben können. Die Mikrostruktur der Schichten konnte nicht vollkommen bestimmt werden. Eine Möglichkeit sind Wolframkarbid-Mikrokristalle in einer i-Carbon-Matrix.

ON THE RESISTIVITY OF LASER DEPOSITED COPPER OHMIC CONTACTS

S. Mekouar, C. Garrido and H. van den Bergh

Laboratoire de Chimie Technique, EPFL, CH-1015 Lausanne, Suisse

We have studied the resistivity of microscopic ohmic contacts made by pyrolytic laser chemical vapor deposition on pyrex and Si. The experimental variables investigated were the writing speed, the laser intensity, and the metalorganic vapor pressure of the precursor.

MORPHOLOGY AND GROWTH OF LASER DEPOSITED OHMIC CONTACTS

D. Braichotte and H. van den Bergh

Laboratoire de Chimie Technique, EPFL, CH-1015 Lausanne, Suisse.

We have studied the height and width of Pt ohmic contacts made by laser chemical vapor deposition for microelectronics applications. The deposit was studied on pyrex as a function of the writing speed, the laser intensity and the vapor pressure of the metalorganic precursor. The morphology of Cu deposits is shown as a function of the writing speed.

Fluorescence spectroscopy in the photodissociation of  $I_2M$  van der Waals Complexes

J.-M. Philippoz and H. van den Bergh, Laboratoire de Chimie Technique, EPFL, 1015 Lausanne

P. Mélinon and R. Monot, Institut de Physique Expérimentale, EPFL, 1015 Lausanne

$I_2M$  complexes with  $M = I_2, H_2, D_2, N_2$  and  $O_2$  have been photodissociated at 496.5 nm, 488 nm and 476.5 nm. These wavelengths are above the dissociation limit of the B state of the complexes. Photodissociation leads to  $I_2 B^3\Pi_{\text{u}}^+ + M$  product the fluorescence of which is analysed to determine the  $I_2(B)$  rovibrational distribution. The results are compared with similar measurements with M being a rare gas atom.

## Physikalische Chemie, Medizin, Biophysik

### Monte-Carlo - Simulation der Röntgenstrahlung von medizinischen Elektronenbeschleunigern

E.J. Born, Abteilung für medizinische Strahlenphysik,  
Universität Bern, Inselspital, 3010 Bern

Zusammenfassung: Das EGS4 - Monte-Carlo - Programm (1) wurde benutzt, um die von einem 45 MV - Betatron erzeugte Röntgenstrahlung zu untersuchen. Das Programm simuliert den Strahlungstransport vom Elektronentarget durch den Beschleunigerkopf bis zur Patientenoberfläche. Die gewonnenen Daten sind Ausgangspunkt für neuere Methoden zur Dosisberechnung im Patientenkörper.

#### 1. Einleitung

Medizinische Elektronenbeschleuniger werden in der Radio - Onkologie routinemässig zur Erzeugung von klinisch - therapeutisch nutzbarer Röntgen- und Elektronenstrahlung verwendet. Die bis auf einige zehn MeV beschleunigten Elektronen werden dabei direkt verwendet oder zur Produktion von Röntgenstrahlung auf ein Target gelenkt. Mittels geeigneter Einrichtungen wie Streufolien, Ausgleichskörpern oder Elektronenoptiken wird dafür gesorgt, dass ein möglichst scharf begrenztes und gleichmässig bestrahltes Feld entsteht. Für die in Entwicklung stehenden neueren Methoden zur Berechnung der Dosisverteilung in einem solchen Strahlungsfeldern exponierten (Patienten-) Körper ist die möglichst genaue Kenntnis der Strahlungscharakteristika (etwa Energie- und Winkelspektren) an der Körperoberfläche wesentlich (z. Bsp.(2)).

Eine Möglichkeit, solche Kenntnisse auch für komplexe Verhältnisse zu gewinnen, besteht in der Simulation des Strahlungstransportes durch den gesamten Beschleunigerkopf

mittels Monte-Carlo - (MC-) Methoden. Die Genauigkeit und Detailliertheit der Analyse ist dabei primär durch die zur Verfügung stehende Rechenzeit begrenzt.

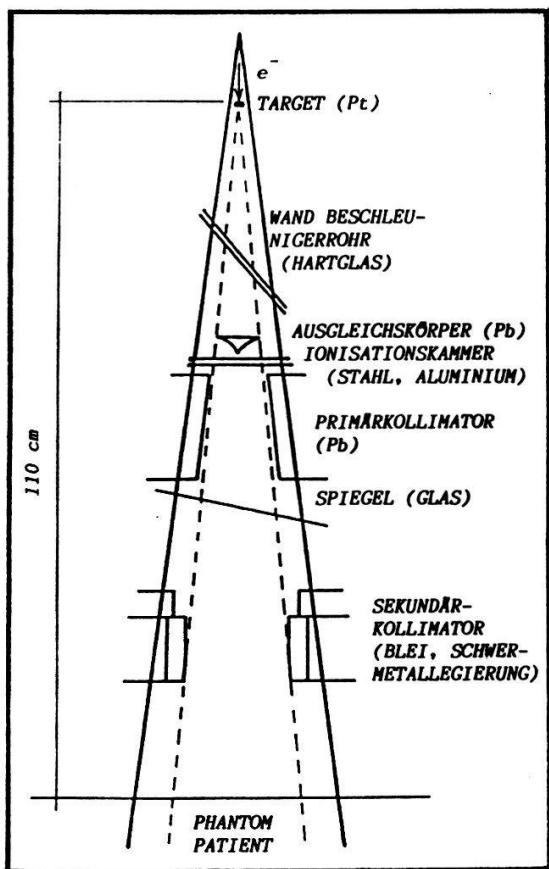
Im folgenden wird der Einsatz eines MC-Programmes zur Simulation der von einem medizinischen 45 MV - Betatron (Asklepitron 45, Firma BBC) erzeugten Röntgenstrahlung beschrieben.

## 2. Das Simulationsprogramm

Das zur Simulation verwendete EGS-Programm (Electron - Gamma - Shower) simuliert Elektron - Photon - Kaskaden in einer vom Benutzer vorzugebenden und beliebige Stoffe enthaltenden Geometrie. Ursprünglich für Anwendungen der Hochenergiephysik konzipiert, wurde das EGS-Programmsystem in seiner Version EGS4 (1) dahingehend weiterentwickelt, dass es auch bei den für Probleme der medizinischen Strahlenphysik interessierenden kleinen Energien ( $E_{kin} \geq 10$  keV) zufriedenstellend arbeitet. Es berücksichtigt folgende Wechselwirkungen: Erzeugung von Bremsstrahlung, Stöße mit Elektronen der Atomhülle und Vielfachstreuung für Elektronen und Positronen, Comptonstreuung, Paarerzeugung und Photoeffekt für Photonen sowie die Positronenannihilation. Fallen die transportierten Teilchen unter eine festsetzbare Schwellenergie, werden sie aus der Simulation entfernt und ihre verbleibende (kinetische) Energie wird lokal deponiert.

## 3. Das Programm zur Darstellung des Beschleunigerkopfes

Für die im Simulationsprozess zu berücksichtigende Geometrie des Beschleunigerkopfes mit den in ihm enthaltenen Materialien wurde ein Programm entwickelt, das die in Figur 1 dargestellten Elemente enthält. Der Beschleunigerkopf ist dabei auf Grund von Herstellerangaben in ca. 70 einzelne Gebiete aufgeteilt. Das Programm liefert während des Simulationsprozesses für jeden Aufenthaltsort eines Teilchens innerhalb des in der Figur



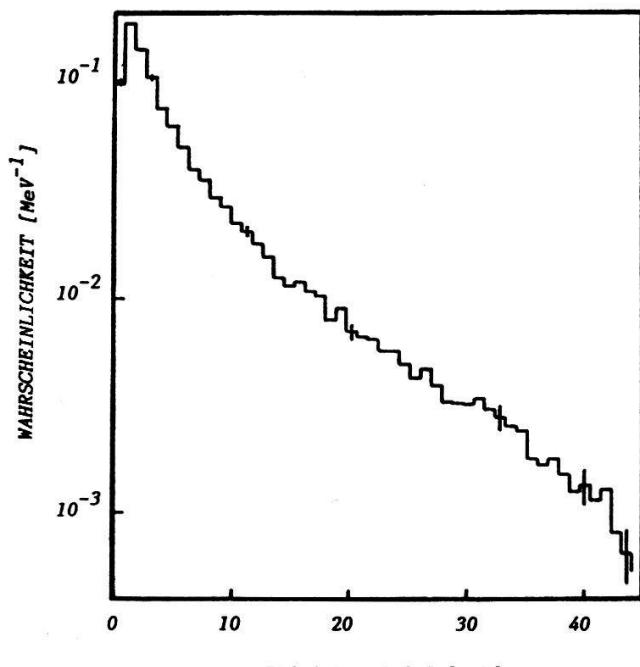
Figur 1: Schnitt durch den Beschleunigerkopf (schematisch). Die Darstellung zeigt die wichtigsten, in den Simulationsrechnungen berücksichtigten, geometrischen Elemente.

einem Beschleunigungspotential von 45 MV. Die Sollfeldgrösse in Patientendistanz beträgt  $10 * 10 \text{ cm}^2$ . Zur Erzeugung des Spektrums werden alle Photonen, die innerhalb eines Feldes von  $16 * 16 \text{ cm}^2$  auftreffen, summiert. Figur 3 zeigt die, ebenfalls in Patientendistanz ermittelte Verteilung der Winkel zwischen Photonenbewegungsrichtung und Verbindungsline Photon - Targetmittelpunkt. Wie zu erwarten, erscheint die Strahlung sehr stark in Vorwärtsrichtung gebündelt. Tabelle 1 gibt einige

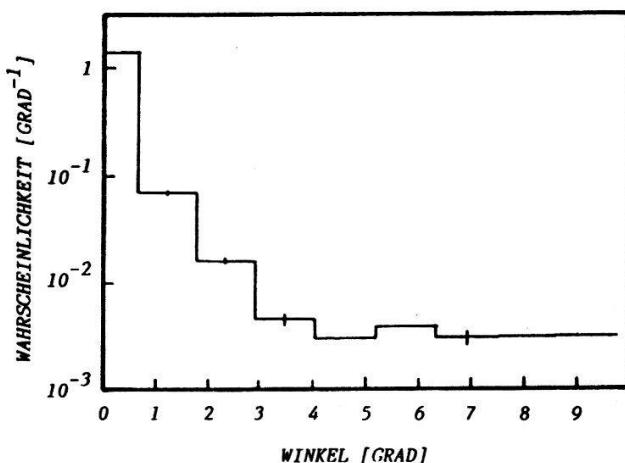
dargestellten Konus die lokale chemische Zusammensetzung, die minimale Distanz zur nächstliegenden Gebietsgrenze sowie die in Flugrichtung des Teilchens gemessene Entfernung zur nächsten Gebietsgrenze. Von den Teilchen, die die Phantom- bzw. Patientenoberfläche erreichen, werden Position, Energie und Flugrichtung registriert. Elektronen/Positronen und Photonen werden verfolgt, solange ihre (kinetische) Energie mindestens 250 keV bzw. 25 keV beträgt. Die Anfangsenergie der Elektronen beim Eintritt in das Target beträgt 45 MeV. Die Simulation einer von einem Elektron ausgelösten Kaskade benötigt auf einer Anlage IBM 3083 mit den erwähnten Transportparametern ca. 17 ms.

#### 4. Erste Resultate und Diskussion

Figur 2 zeigt das Energiespektrum der den Patienten erreichenden, simulierten Röntgenstrahlung bei



Figur 2: Simuliertes, normiertes Photonenergiespektrum im  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ -Feld des BBC Betatrons Asklepitron 45 (Einzelheiten siehe Text).



Figur 3: Simuliertes, normiertes Photonewinkelspektrum (Einzelheiten siehe Text)

Totale Energie der auf das Target auftreffenden Elektronen:	100.0	/
Anteil der hinter das Target zurückgestreuten Energie:	0.43	/
Anteil der auf das $16 \times 16 \text{ cm}^2$ -Feld (Zielfeld) eingestrahlten Energie:	1.67	/
Mittlere Energie der Photonen im Zielfeld:	6.75	MeV
Verhältnis Photonen/Elektronen im Zielfeld:	37	
Verhältnis Photonen/Positronen im Zielfeld:	153	
Verhältnis Anzahl Photonen im Zielfeld zu Anzahl auf das Target eingestrahlter Elektronen:	0.103	

Tabelle 1

zusätzliche, der Simulationsrechnung entnehmbare Daten.

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit sollen analoge Daten für die übrigen in Bern verwendeten Streukörper, Energien und Bestrahlungseinheiten gewonnen werden. Zudem soll die Abhängigkeit der Strahlungscharakteristika von der Feldposition sowie ihre eventuell Abhängigkeit von den gewählten Strahlungstransport - Parametern untersucht werden. Die gewonnenen Daten sollen schliesslich als Grundlage dienen für die Entwicklung neuer Dosisberechnungsmethoden

Verdankungen: Diese Arbeit wurde durch den Schweizerischen Nationalfonds, Kredit Nr. 3.949-0.85, sowie durch die Bernische Krebsliga unterstützt.

- (1) W.R. Nelson, A. Hirayama, D.W.O. Rogers, SLAC-Report-265 (1985)
- (2) C.S. Chui, R. Mohan, L. Lidovsky, Med. Phys. 11, 392 (1984)

## Makroskopisches Monte-Carlo Verfahren zur Dosisberechnung bei Elektronenbestrahlung

H. Neuenschwander, Abteilung für medizinische Strahlenphysik, Universität Bern, Inselspital, 3010 Bern

**Abstract:** Die heute verwendeten Verfahren zur Dosisberechnung bei Elektronenbestrahlung weisen grundsätzliche Mängel auf. Monte-Carlo (MC) Methoden erlauben eine genauere Simulation des Elektronentransports, sind aber wegen des enormen Rechenaufwandes zur Therapieplanung nicht geeignet. Ein makroskopisches MC-Verfahren soll diesen Aufwand stark verringern.

### 1. Einleitung

Die besten heutzutage kommerziell verfügbaren Verfahren zur Berechnung der Dosisverteilung im Patienten bei der Bestrahlung mit hochenergetischen Elektronen (einige 10 MeV) sind die sogenannten Nadelstrahl - Algorithmen (1). Die diesen Verfahren zugrundeliegenden Annahmen treffen in der klinischen Praxis teilweise nicht zu. Das hat zur Folge, dass vor allem in Grenzregionen zwischen verschiedenen Medien (Knochen, Lunge, Weichteile) Fehler in der Dosisberechnung von einigen 10 % auftreten können (2).

Aufgrund ihrer direkteren Berücksichtigung der physikalischen Vorgänge sind Monte-Carlo (MC) Methoden zur Beschreibung des Elektronentransports in Materie besser geeignet als die Nadelstrahl-Algorithmen. Der zeitlich enorme Rechenaufwand verunmöglicht aber die interaktive Therapieplanung mittels herkömmlicher MC-Verfahren.

### 2. Makro-MC - Methode

Mackie und Battista (3) schlagen eine Methode vor, die den "zufälligen" Charakter einer MC-Rechnung bei gleichzeitig drastischer Verminderung der Rechenzeit beibehält: In einem ersten, vorbereitenden Berechnungsschritt wird mit herkömmlichen MC - Methoden der Elektronentransport durch makroskopische, würfel-

förmige Volumen (Voxel) verschiedener Absorbermaterialien mit Kernladung  $Z$  und Dichte  $\rho$  im klinisch interessierenden Bereich simuliert (vgl. Fig. 1). Aus diesen Rechnungen ergeben sich in

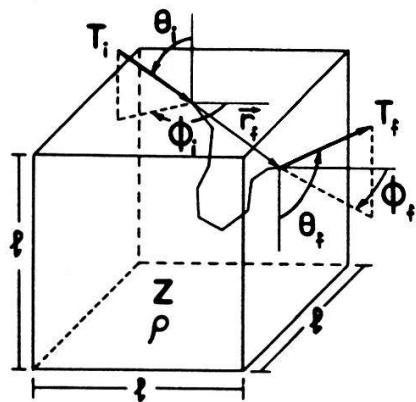


Fig. 1 Voxelgeometrie zur Generierung von Wahrscheinlichkeitsverteilungen

Abhängigkeit von  $Z$  und  $\rho$  einerseits die Wahrscheinlichkeit, dass ein primäres Elektron im Voxel absorbiert wird, sowie andererseits Wahrscheinlichkeitsverteilungen für die mittlere Flugrichtung  $\bar{\theta}_f$ ,  $\bar{\phi}_f$  mit den zugehörigen Erwartungswerten für den Austrittsort  $\bar{r}_f$  und die Austrittsenergie  $\bar{T}_f$  der den Voxel verlassenden Elektronen als Funktion der kin. Energie  $T_i$  und der Einfallsrichtung  $\theta_i$ ,  $\phi_i$  der Primärteilchen. Die Mittelung

über die Austrittsparameter dient der Einschränkung des benötigten Speicherplatzes und setzt eine Korrelation zwischen Austrittsort, -energie und -richtung voraus.

Diese Wahrscheinlichkeitsverteilungen dienen als Eingabedaten für die effektive Dosisberechnung, die nun in einem zweiten Schritt aufgrund des in (3) genauer beschriebenen und in Fig. 2A der Anschaulichkeit wegen nur zweidimensional dargestellten Makro-MC - Verfahrens durchgeführt wird: Der Start des primären Elektrons erfolgt an der Phantomoberfläche nach der Bestimmung von Eintrittsort  $\bar{r}_i$ , Eintrittsrichtung  $\theta_i$ ,  $\phi_i$  und kin. Energie  $T_i$  aus Daten der Bestrahlungseinrichtung. Aufgrund empirischer Zusammenhänge zwischen Elektronendichte und Kernladung lassen sich aus computertomographischen Daten mittlere Kernladung  $Z$  und Dichte  $\rho$  des Voxels am Eintrittsort bestimmen. Danach können mit MC - Methoden (vgl. (3)) aus den im ersten Schritt generierten Verteilungen die Parameter  $T_f$ ,  $\theta_f$ ,  $\phi_f$  und  $\bar{r}_f$  des austretenden Elektrons festgelegt und die im Voxel deponierte Energie als Dosisbeitrag registriert werden. Die Größen  $T_f$ ,  $\theta_f$  und  $\phi_f$  dienen nun als Eintrittsparameter des Elektrons in den an der Stelle  $\bar{r}_i + \bar{r}_f$  anschliessenden Voxel, dessen mittleres  $Z$  und  $\rho$  zunächst wie oben erwähnt zu bestimmen sind. Wenn das Elektron aufgrund der in den vorbereitenden Simulationen bestimmten Absorptionswahrscheinlich-

keit im Voxel steckenbleibt oder das Phantom verlässt, wird ein neues Teilchen gestartet, sofern die resultierende Dosisverteilung noch nicht die gewünschte Genauigkeit aufweist.

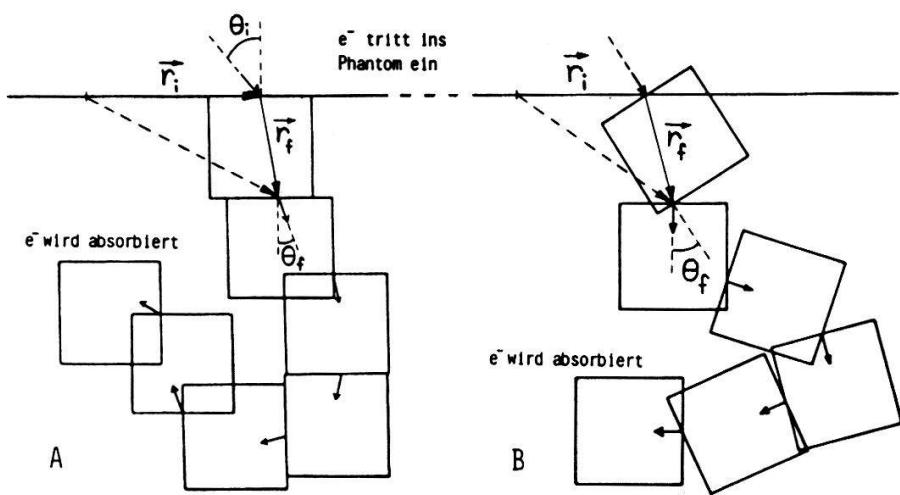


Fig. 2 Schematische Darstellung der Makro-MC - Rechnung für ein  $e^-$ .  
A: gemäss (3) ; B: gemäss unserer Methode.

10 MByte, die für die Makro-MC - Rechnung im Hauptspeicher zur Verfügung stehen müssten, um eine kurze Zugriffszeit zu gewährleisten.

Wir haben deshalb vor, das Verfahren insofern zu vereinfachen, als dass der Elektroneneinfall immer senkrecht auf die Voxeloberfläche zu erfolgen hat und damit die Abhängigkeit von  $\theta_i$ ,  $\phi_i$  entfällt. Die so erzwungene Zylindersymmetrie der Voxelgeometrie hat zur Folge, dass der zeitliche Aufwand für die vorbereitenden Simulationen um einen Faktor 200 und der Speicherplatzbedarf für die resultierenden Verteilungen um einen Faktor 250 reduziert werden können. Diese Vorteile gehen zulasten eines grösseren Aufwandes für die Makro-MC - Rechnung, da nach jedem Durchgang des Elektrons durch einen Voxel eine Koordinatentransformation vorgenommen werden muss, um den senkrechten Eintritt des Elektrons ins nächste Volumenelement zu sichern. Dieser Sachverhalt ist in Fig. 2B veranschaulicht. Ausserdem ist vorgesehen, die in (3) vernachlässigte, bei hohen Primärenergien aber bedeutende Produktion von Bremsstrahlung und Sekundärelektronen (vgl. Abschnitt 3) in der Makro-MC - Rechnung zu berücksichtigen.

Das grösste Problem bei der Realisierung dieses Makro-MC - Verfahrens ist der Speicherplatz, den die in den vorbereitenden Rechnungen simulierten Verteilungen benötigen. Eine genauere Betrachtung ergibt den enormen Bedarf von einigen

### 3. Resultate der vorbereitenden Simulationen

Bis jetzt haben wir mit dem EGS4 - Programm (4) vorbereitende Simulationen für wasserähnliche Voxel und primäre Elektronenergien zwischen 0.2 und 50 MeV durchgeführt. Dabei wurden für die EGS4-Parameter folgende Werte verwendet: AE=521keV und AP=10keV (Schwellenergie zur Erzeugung von Sekundärelektronen bzw. Bremsstrahlungsphotonen), ECUT=700keV und PCUT=100keV (Grenzenergie für Elektronen- bzw. Photonentransport), ESTEPE=1% (max. Energieverlust pro Elektronen - Transportschritt) und SMAX=0.2cm (max. Elektronen - Transportschritt). Fig. 3 zeigt als Beispiel die

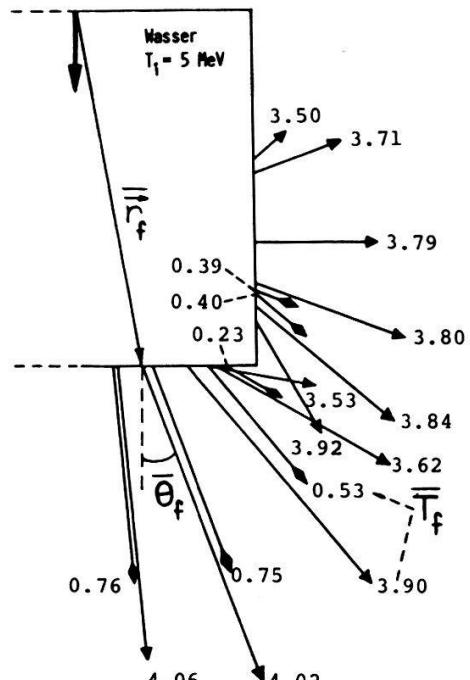


Fig. 3 Verteilung der austretenden Teilchen  
 →: Elektronen. →: Photonen  
 Absorptionswahrscheinlichkeit: 0.05%  
 (Einzelheiten siehe Text)

resultierende Verteilung der austretenden Partikel, wenn primäre Elektronen mit 5 MeV kin. Energie senkrecht von oben auf einen Voxel mit 0.5 cm Kantenlänge treffen. Aus Symmetriegründen ist nur die eine Voxelhälfte dargestellt. Die Länge der in die verschiedenen Richtungen  $\theta_f$  weisenden Vektoren ist proportional zum Logarithmus der Wahrscheinlichkeit, dass ein Teilchen den Voxel in Richtung  $\bar{\theta}_f \pm 10^\circ$  verlässt, wobei über die Beiträge der verschiedenen  $\phi_f$  summiert wurde. Der Fusspunkt jedes Vektors ist durch den betreffenden mittleren Austrittsort  $\bar{r}_f$  festgelegt. Die eingetragenen Zahlen bezeichnen die mittlere

kin. Energie  $\bar{T}_f$  der austretenden Teilchen in MeV. Offensichtlich ist die Annahme einer Korrelation zwischen Austrittsort, -energie und -richtung gerechtfertigt.

Aufgrund ihres MC - Modells, das nur Elektronen - Kleinwinkelstreuungen zulässt, haben Mackie und Battista ähnliche Rechnungen durchgeführt (3). Der Vergleich mit unseren Resultaten zeigt, dass die im EGS4 - Programm implementierte Berücksichtigung von Grosswinkelstreuungen, Bremsstrahlungs- und Sekundär-

elektronen - Transport für die resultierenden Wahrscheinlichkeitsverteilungen und damit auch für die Makro-MC - Rechnung von grosser Bedeutung sind. Dieser Sachverhalt wird auch in Fig. 4

aufgezeigt. In Abhängigkeit der kin. Energie der in den Voxel eintretenden Elektronen ist hier die aufgrund unserer EGS4 - Simulationen bestimmte Wahrscheinlichkeit aufgezeichnet, mit der die vom Primärelektron in einem Wasservoxel von 0.5 cm Kantenlänge verlorene Energie depo niert, respektive als Bremsstrahlungs- und Sekundärelektronen - Energie den Voxel wieder verlässt. Bei hohen Energien wird demzufolge mehr als ein Drittel der im Voxel umgewandelten Energie als Bremsstrahlung abgeführt.

Fig. 4 Aufteilung der im Voxel umgewandelten Energie (Einzelheiten siehe Text)

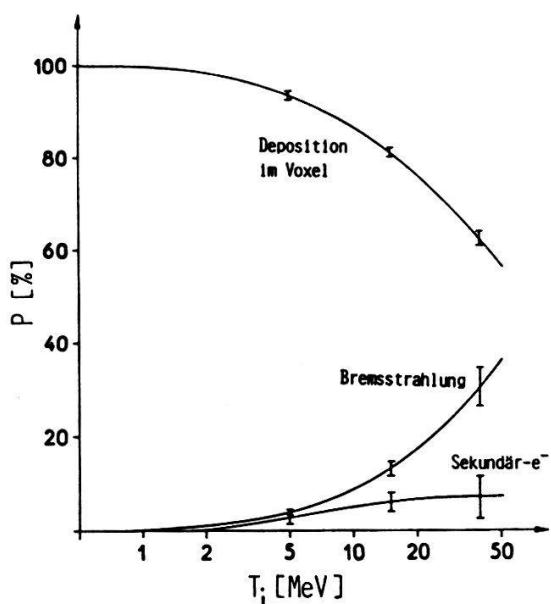
Mögliche Algorithmen zur Berücksichtigung des Transports von Bremsstrahlungs- und Sekundärelektronen-Energie in der Makro-MC - Rechnung sind im Moment Gegenstand unserer Untersuchungen.

#### 4. Verdankungen

Diese Arbeit wird durch den Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung (Projekt NF 3.949 - 0.85) und die Bernische Krebsliga unterstützt.

#### 5. Referenzen

- (1) Brahme; Radiotherapy and Oncology 3, 347, 1985
- (2) Brahme, Nilsson; Proc. 8th Conf. Comp. in Rad. Therapy, Toronto, 1984
- (3) Mackie, Battista; Proc. 8th Conf. Comp. in Rad. Therapy, Toronto, 1984
- (4) Nelson, Hirayama, Rogers; SLAC-Report 265, 1985



LES CHAMPS MAGNETIQUES EVOQUES PAR UNE STIMULATION ELECTRIQUE DU NERF AUDITIF CHEZ UN PATIENT SOURD

M. Pelizzzone et P. Montandon

Clinique ORL, Hôpital Cantonal Universitaire, 1211 Genève 4

La stimulation électrique du nerf auditif, grâce à des électrodes implantées dans la cochlée, suscite des sensations auditives utiles chez certains patients sourds profonds. Pour étudier l'activité cérébrale induite par ce genre de stimulation, nous avons mesuré les champs magnétiques et les potentiels électriques émis par le cerveau. Nous avons observé une activité apparemment normale du cortex auditif en réponse aux stimulations électriques du nerf auditif. Ces résultats sont essentiels pour établir le pronostic d'une réhabilitation par implant intracochléaire car ils permettent d'évaluer l'intégrité du système auditif central avant l'implantation.

Die Berechnung von Organdosen bei Inkorporation radioaktiver Stoffe

R. Mini

Abt.f.med.Strahlenphysik, 3010 Bern

Bei der Berechnung der durch Inkorporation von radioaktiven Stoffen verursachten Organdosen muss einerseits der vom Metabolismus abhängige Transport dieser Stoffe durch den menschlichen Körper und andererseits die vom Zerfallsort abhängige Strahlenwirkung in den einzelnen Organen berücksichtigt werden. Beide Sachverhalte lassen sich durch Modellansätze annähern, wobei für Strahlenschutzzwecke normalerweise auf die von der Internationalen Strahlenschutzkommission empfohlenen Ansätze zurückgegriffen wird. Es wird über ein Computerprogramm berichtet, mit welchem die Zweckmässigkeit derartiger Dosisberechnungen analysiert werden soll.

## Optik, Spektroskopie

Laser-induzierte Fluoreszenz submonomolekularer Farbstoff-Schichten an Grenzflächen**M. Lieberherr, Ch. Fattinger und W. Lukosz**

Institut für Quantenelektronik, Professur für Optik, ETH, Zürich

Für submonomolekularer Farbstoff-Schichten (z.B. Rhodamin 6G, Sulforhodamin 101) auf Glassubstraten wurden Winkelverteilung, Polarisation, spektrale Verteilung und Lebensdauer der Fluoreszenz in Abhängigkeit der Farbstoff-Flächen-Konzentration gemessen. Daraus wurden bestimmt die Orientierung der Absorptions- und Emissions-Dipolmomente relativ zur Oberfläche und der Winkel zwischen ihnen. Aus dem Intensitäts-quenching und der Depolarisation wird auf den Energietransfer zwischen den Farbstoff-Molekülen geschlossen. Untersucht wird auch welchen Einfluss eine Veränderung der optischen Umgebung der Moleküle auf Lebensdauern und Energietransfer hat.

Optisch nichtlineare Eigenschaften vom 1:3-Komplex Iodoform-Chinolin**M. Stähelin, J. Fünfschilling, D. Kohler, M. Ruggiero, I. Zschokke-Gränacher, Institut für Physik, Universität Basel, Klingelbergstr. 82, CH-4056 Basel**

Komplexe von Iodoform mit anderen Molekülen zeigen ausgeprägte optisch nichtlineare Effekte. Wir haben als Beispiel dieser Kristallklasse im einfach herzustellenden Komplex Iodoform-Chinolin sowohl das Phase-matching bei Frequenzverdopplung wie auch die elektrooptischen Eigenschaften ausgemessen.

Optical properties of sputtered Au-TiN<sub>x</sub> composite thin films**R. Luthier, F. Lévy**

Institut de physique appliquée, EPFL, 1015 Lausanne

Au-TiN<sub>x</sub> composite films were obtained from a mixed powder target of gold and titanium nitride by a reactive r.f. magnetron sputtering technique. They were characterized by X-ray diffraction, transmission electron microscopy (TEM) and energy dispersive X-ray spectroscopy (EDS). The films contained a small volume fraction of titanium nitride (3-10 vol.%) whose exact composition was in the range 0,8 x 1,1. Reflectivity measurements between 350 and 2000 nm are discussed in terms of mean field theories. It is shown that one can tailor the golden hue of the coating by varying the stoichiometry x of the refractory phase TiN<sub>x</sub> and its volume fraction in the composite film.

Spektrales Lochbrennen: Anwendung für frequenz- und feldselektive optische Datenspeicherung

Alois Renn

Laboratorium für Physikalische Chemie, ETH Zentrum, 8092 Zürich

Die Anwendung des spektralen Lochbrennens für die frequenz- und feldselektive optische Datenspeicherung wird gezeigt. Mit Hilfe der Holographie <sup>S</sup>lassen sich auch mehrere ganze Bilder an einem Ort, bei verschiedenen Frequenz- und Feldkoordinaten speichern. Erste Resultate dieser holographischen Bildspeicherung werden vorgeführt und diskutiert.

Kontinuierlicher, fiberoptischer Temperatursensor

R. Stierlin, Y. Ricka, R. Bättig, J. Schneider, H.P. Weber  
Institut für angewandte Physik, Sidlerstr. 5, 3012 Bern

Es wird ein Sensor vorgestellt für die Messung der Temperatur entlang einer multimode Gradientenfiber (50/125) von mehreren hundert Metern Länge. Die Temperaturgenauigkeit ist etwa 1°C und die erreichte Ortsauflösung ist besser als 0,5 m. Es wird die temperaturabhängige Intensität des zurückgestreuten Antistokes Lichtes verwendet, welche mit Single Photon Counting Technik detektiert wird.

## Plasmaphysik

## UEBER LICHTSCHWANKUNGEN IM STROMFUEHRENDEN PLASMA \*)

F.Raemy, H.Schneider und B.G.Vaucher

Physikinstitut, Universität Freiburg, CH-1700 Freiburg

Zusammenfassung: In einem stromführenden Plasma mit ausgeprägten Dichteschwankungen haben wir Lichtschwankungen gemessen. Die Untersuchungen wurden an den beiden Argon II Linien 4609.6 Å und 4806.1 Å durchgeführt. Bei beiden Linien wurden niederfrequente Intensitätsschwankungen beobachtet. Das Verhältnis der Intensitäten, aus dem üblicherweise auf die Elektronentemperatur geschlossen wird, zeigt ebenfalls starke Schwankungen.

### 1. Einleitung

Im Rahmen einer umfangreichen Arbeit über Fluktuationen im stromführenden Plasma haben wir auch Lichtschwankungen gemessen. Ueber diese soll hier berichtet werden. Schwankungen im Plasma sind heute von grossem Interesse, weil sie mit anomaler elektrischer Leitfähigkeit und anomalen Transporterscheinungen im Zusammenhang stehen [1,2].

Unsere Experimente werden in einem Entladungsrohr (20 cm Durchmesser, 0.8 m Länge) durchgeführt. Das Plasma wird durch eine Kondensatorentladung (5,5 kJ) erzeugt. Die Entladung ist zeitlich sinusförmig ( $T/2=1,6\text{ms}$ ). Der Entladungsstrom von 2900 A erzeugt eine Stromdichte auf der Achse von  $20 \text{ A/cm}^2$ . Die Elektronendichte - bestimmt mit 8 mm Interferometer und elektrischer Doppelsonde - beträgt auf der Achse  $6.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ . Aus Doppelsondenmessungen ergibt sich eine mittlere Elektronentemperatur von 5 eV. Daraus folgt, dass die Driftgeschwindigkeit der Elektronen die Ionenschallgeschwindigkeit um ein Mehrfaches übertrifft. Dies führt bekanntlich zu Fluktuationserscheinungen im Plasma.

\*) Diese Arbeit wurde durch die Unterstützung des Schweizerischen Nationalfonds ermöglicht.

## 2. Messung der Lichtemission

Die hier zu beschreibenden Messungen wurden mit zwei Lichtdetektoren (Photovervielfacher RCA 1P28) gemacht, die auf den gegenüberliegenden Seiten des Plasmazyliners in erster Näherung das gleiche Volumen erfassen. Mit zwei Interferenzfiltern wird die Intensität der ArII Linien 4609.6 Å und 4806.9 Å zeitlich aufgelöst gemessen. Beim Übergang zu kleinerem Fülldruck ändern diese Intensitäten ihren Charakter drastisch. Figur 1 zeigt zwei Messungen: einmal bei 8 mTorr und dann bei 1.5 mTorr. Man sieht, dass bei 8 mTorr das Plasma noch stabil ist und bei 1.5 mTorr bereits beträchtliche Populationsdichteschwankungen auftreten. Dabei ist zu bemerken, dass in diesen beiden Fällen der Entladungsstrom und die mittlere Elektronendichte gleich sind.

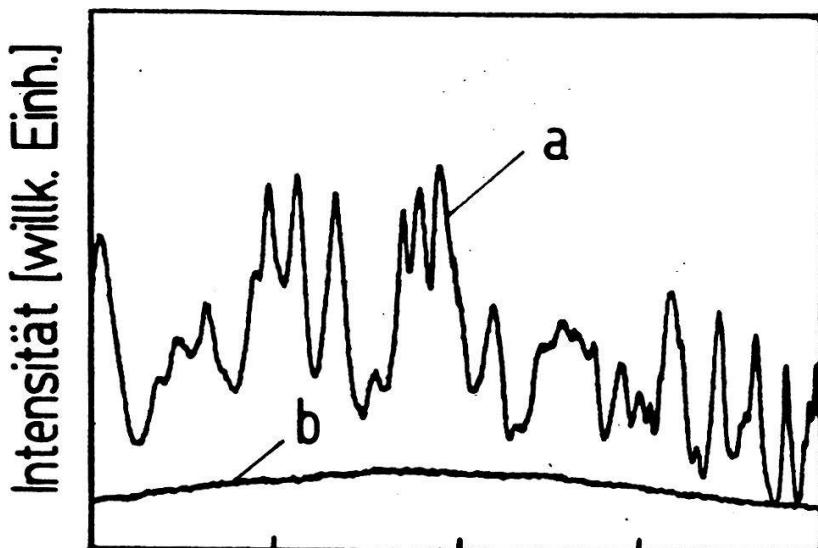


Fig. 1: Zeitlicher Verlauf der gemessenen Intensitäten der ArII Linie 4806.9 Å a) bei 1.5 mTorr, b) bei 8 mTorr Füllgasdruck; 50  $\mu$ s/E.

## 3. Die spektroskopisch bestimmten Temperaturschwankungen

Aus der gleichzeitigen Messung der relativen Intensitäten zweier Linien der gleichen Ionisationsstufe kann die Elektronentemperatur bestimmt werden [3]. Voraussetzung für dieses Verfahren ist eine Besetzung der Zustände nach Boltzmann. In

Figur 2 ist der zeitliche Verlauf der nach dieser Methode bestimmten Elektronentemperatur bei einem Füllgasdruck von 1.5 mTorr dargestellt.

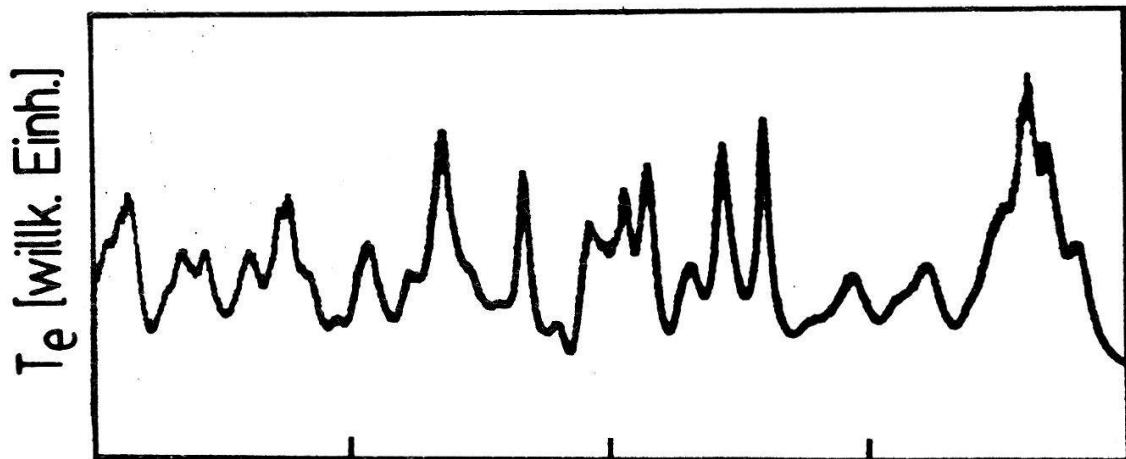


Fig. 2: Zeitlicher Verlauf der Elektronentemperatur (in willkürlichen Einheiten), 50  $\mu$ s/E.

Wie erwartet ergeben sich ausgeprägte Temperaturschwankungen. Ein einfacher Zusammenhang zwischen den Schwankungen der Temperatur und der Lichtintensität ist allerdings nicht zu erkennen. Ferner ist zu untersuchen, ob die Voraussetzungen für die Methode der Temperaturbestimmung mit Hilfe der relativen Intensitäten erfüllt ist. Wir haben deshalb versucht einen Hinweis auf Temperaturschwankungen mit Hilfe des Skineffektes zu erhalten.

#### 4. Skineffekt

Die Eindringtiefe von Radiowellen ist bestimmt durch die elektrische Leitfähigkeit des Plasmas, die ihrerseits von der Elektronentemperatur abhängt [4]. Figur 3 zeigt die Wellenfeldamplitude auf der Achse, gemessen bei einem Füllgasdruck von 1.5 mTorr.

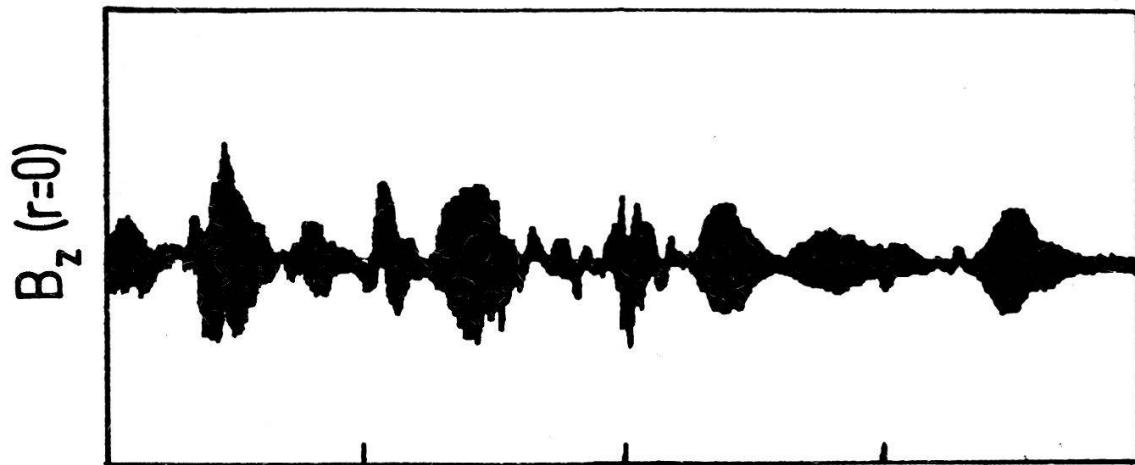


Fig. 3: Zeitlicher Verlauf der Amplitude des Wellenfeldes auf der Zylinderachse; 50  $\mu$ s/E.

Die Temperaturschwankungen werden mit dieser Methode eindeutig demonstriert. Insbesondere resultiert eine starke Korrelation zwischen maximaler Temperatur und minimaler Eindringtiefe. Eine quantitative Temperaturbestimmung und auch eine solche des Fluktuationsgrades ist allerdings bei diesen Parametern nicht möglich, da es sich in diesem Fall um den anomalen Skineffekt handelt [5]. Eine Behandlung des anomalen Skineffektes im inhomogenen, stromführenden und fluktuierenden Plasma steht noch aus.

#### Literatur

- [1] B.G.Vaucher, B.A.Hoegger, Ch.Ritz, Yu.S.Sayasov and H.Schneider, *Plasma Physics* 25, 331 (1983)
- [2] EQUIPE TFR, *Plasma Physics* 26, 1045 (1984)
- [3] H.R.Griem, *Plasma Spectroscopy*, Mc Graw-Hill Book Compagny, New York (1974)
- [4] H.Schneider und E.Hugentobler, *Helv. Phys. Acta* 45, 611 (1972)
- [5] E.S.Weibel, *Phys. Fluids* 10, 741 (1967)

## Coagulation of Bipolarly Charged Aerosols

B. Eliasson, W. Egli and H. Jodeit

Brown Boveri Research Centre 5405 Baden Switzerland

**Abstract:** We present calculations and measurements of the coagulation rate of charged aerosols of both polarities. The classical theory of Fuchs for such a case has been expanded to include adhesion probabilities. The probability of adhesion of two colliding particles depends on the kinetic energy of the particles at the moment of impact. The calculations cover both monodisperse as well as polydisperse aerosols. Experiments were performed with monodisperse and polydisperse wax particles which varied in diameter from 0.5 - 10  $\mu\text{m}$ .

### 1. Introduction

In this article we present some calculations on the coagulation of charged particles. The natural coagulation rate of neutral particles was first calculated by Smoluchowski [1]. For particles of the same size this rate is

$$k_o = \frac{8}{3} \frac{kT}{\eta} = 16 \pi R D \quad (1)$$

where  $R$  is the radius of the particle,  $D$  is the Brownian diffusion constant and  $\eta$  is the viscosity of the gas. As the coefficient  $k_o$  is of the order of  $6 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{sec}$ , this kind of coagulation is a very slow process for technical particle densities of the order of  $10^4 - 10^7 \text{ cm}^{-3}$ .

One way to increase the coagulation rate is to charge half of the particles with positive ions and the other half with negative ions. This will be referred to as bipolar charging.

Fundamental studies of the coagulation rate of charged particles were made by Fuchs [2]. He calculated the increase in the coagulation rate coefficient  $k_o$ . If we put the new rate coefficient  $k_{ij}$  as

$$k_{ij} = f_{ij} \cdot k_o \quad (2)$$

then Fuchs' theory gives

$$f_{ij} = \frac{\alpha_{ij}}{\exp(\alpha_{ij}) - 1} ; \quad \alpha_{ij} = \frac{q_i q_j}{4\pi \epsilon_0 (R_i + R_j) kT} \quad (3)$$

where  $q_i$  is the charge on particle  $i$  with radius  $R_i$ . If  $q_i$  is close to the saturation charge  $q_s$  [3] then  $f_{ij}$  can be of the order of  $10^4$  or larger for  $1 \mu\text{m}$  particles. Thus natural coagulation times which were of the order of minutes or hours are now in the bipolar case of the order of seconds.

In the following section we will apply the results of Smoluchowski and Fuchs to a distribution of particle radii. The particles are homogeneously distributed throughout a volume. In every unit volume equal distributions of positively and negatively charged particles are assumed to be present.

We will calculate numerically the particle density function as a function of time. We will also determine the charge density function for each particle species as a function of time. We also study the effect of repeated charging of the coagulating species. In a further numerical simulation we study the effect of the adhesion probability on the coagulation rate.

## 2. Theory

We assume that the aerosol distribution flows through a series of charging and coagulating sections as depicted in Fig. 1. The time of flight between the charging section is  $\tau$ . After the time  $\tau$  the coagulates are recharged and these species will then coagulate in the following section etc. We assume that the charging time is very short compared to  $\tau$ .

We specify the particle density  $n(r,t)$  through the particle fraction density  $f(r,t)$  in such a way that the total particle density with radii between  $r$  and  $r+dr$  is given by

$$n(r,t) = n_o \cdot f(r,t) dr \quad (4)$$

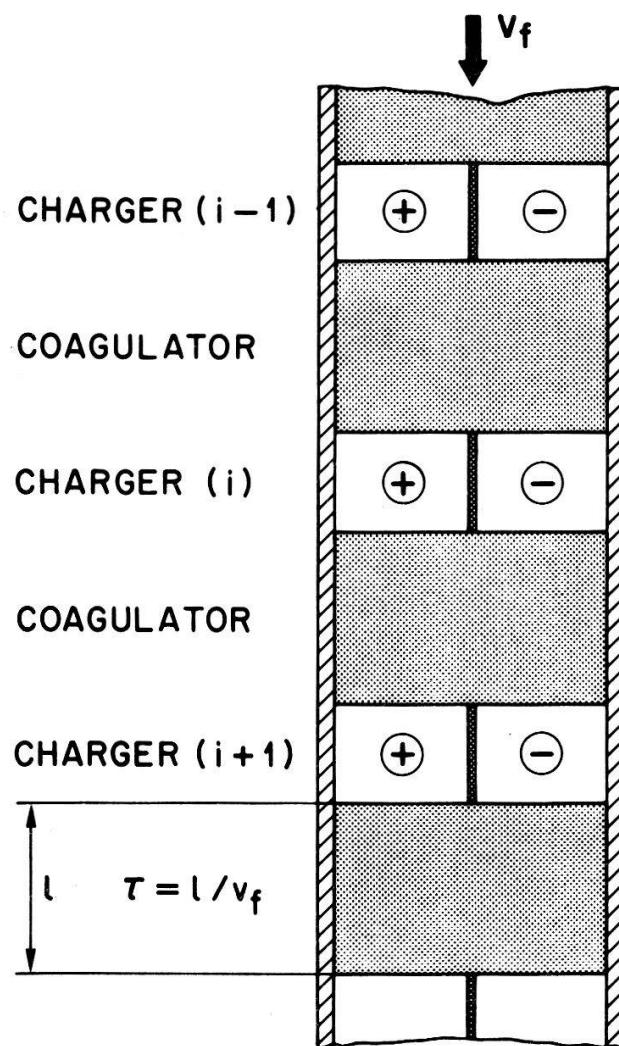


Fig. 1. A series of sections of chargers and coagulators. The aerosol particles flow with a velocity  $v_f$  through the sections.

where  $n_o$  is the average particle density for  $t=0$  and the integral of  $f(r, t=0)$  is equal to 1. Analogously we define a space charge fraction  $f_p(r, t)$  and an average charge density  $\rho_o$  for the charge density

$$\rho(r, t) = n(r, t) \cdot q(r, t) \quad (5)$$

where  $q(r, t)$  is the charge on an aerosol particle of radius  $r$ .

In case of field charging the saturation value for  $q(r) = q_s(r)$  is given by [3] as  $q_s = p 4\pi \epsilon_0 r^2 E_{ch}$ , where  $E_{ch}$  is the charging field,  $p = 3\epsilon_r / (\epsilon_r + 2)$  and  $\epsilon_r$  is the dielectric constant of the particle.

The differential equations which describe the temporal behaviour of  $n$  and  $\rho$  are given in discrete form by

$$\frac{dn_j(t)}{dt} = -n_j \sum_{i=1}^{\infty} k_{ij} n_i + \sum_{\substack{i=1 \\ m=j-i}}^{N \leq j} \beta_{im}^j \cdot k_{im} \cdot n_i n_m \quad (6)$$

$$\frac{d\rho_j(t)}{dt} = -\rho_j \sum_{i=1}^{\infty} k_{ij} n_i \quad (7)$$

where  $\beta_{im}^j = \frac{1}{2} \frac{r_j^3}{r_i^3 + r_m^3}$  and  $n_j(t) = n_0 f(r_j, t) \Delta r_j$

The first term in Eq. (6) describes the loss of the  $j$ -th size by coagulation with any other particle. The second term describes the gain of particles of size  $j$  by coagulation of particles of sizes  $i$  and  $m$  such that  $i+m = j$ . In case of the charge density the situation is somewhat different. When smaller particles coagulate to form a particle of size  $j$  the average change of the charge is zero. This is because we have assumed a symmetry distribution of positive and negative charges and to every  $i+m$  corresponds an  $m+i$  with the opposite charge. The charge density can therefore only diminish according to Eq. (7). The factor  $\beta_{im}^j$  is needed to ensure a constant mass at all times. If we choose the radial classes such that  $r_i = i^{1/3} r_0$  then  $\beta_{im}^j = 1/2$ .

In Figs. 2 and 3 we show an evaluation of Eqs. (6) and (7). We assume an initial distribution which is Gaussian in shape centered on  $r_0 = 2 \mu\text{m}$  and a width  $\Delta r = 0.82 \mu\text{m}$ . This shape corresponds approximately to the distribution of wax particles used for our experiments. We show the average values for the particle density  $n$  defined as

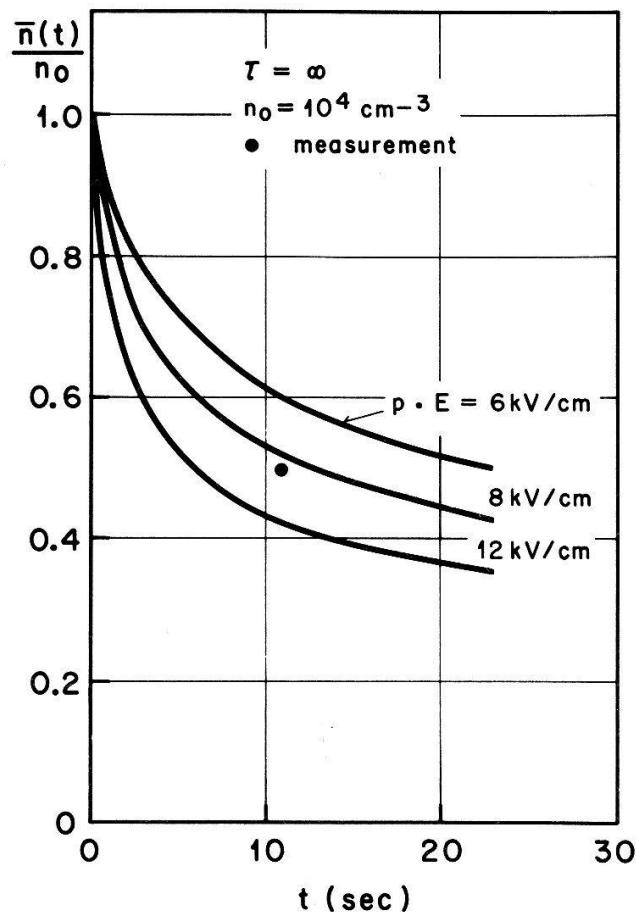


Fig. 2. Variation of the average density with time. The measured point corresponds to an  $pE$  between 7 and 10  $\text{kV/cm}$ .

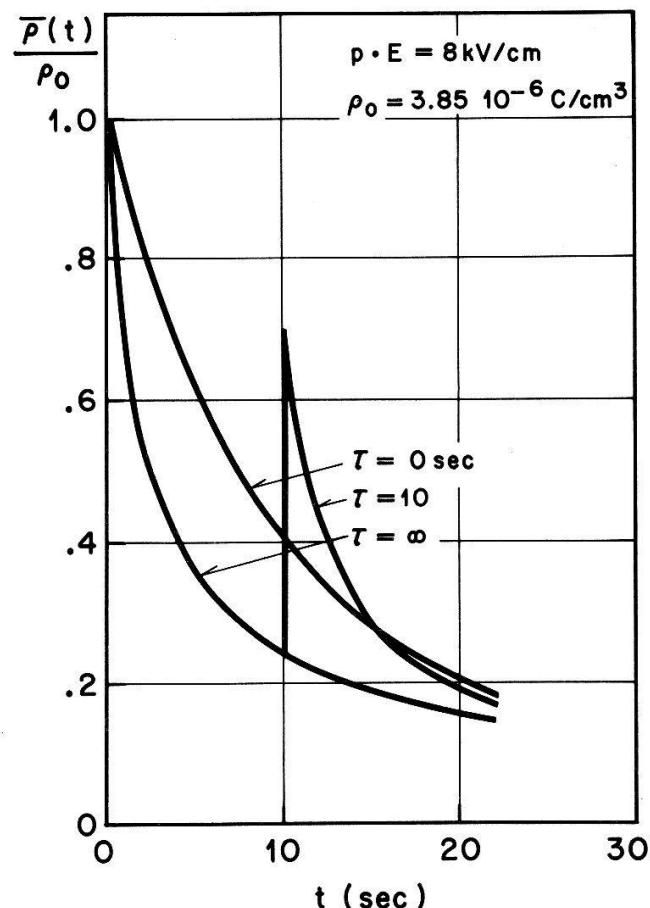


Fig. 3. Variation of the average charge density with time for various values of  $\tau$ .

$$\bar{n}(t) = n_0 \int_0^\infty f(r, t) dr \quad (8)$$

and the average charge density  $\bar{\rho}(t)$  defined as

$$\bar{\rho}(t) = \rho_0 \int_0^\infty f_\rho(r, t) dr \quad (9)$$

Another important parameter is the average radius  $\bar{r}_\alpha$  defined as

$$\bar{r}_\alpha = [\int_0^\infty r^\alpha f(r, t) dr]^{1/\alpha} / \int_0^\infty f(r, t) dr \quad (10)$$

### 3. Adhesion

In the above sections we have assumed that the particles stick together once they collide, i.e. we have assumed that the coefficient of adhesion  $h$  is equal to 1. In this section we want to estimate  $h$  for the case of the collision of two charged spheres of opposite polarity. We will write the effective rate coefficient  $\bar{k}$  as

$$\bar{k} = h \cdot k = h \langle v_{rel} \sigma \rangle \quad (11)$$

where  $\sigma$  is the collision cross section. The coefficient of adhesion  $h$  is a function of the relative collision velocity  $v_{rel}$  and the parameters of the aerosol particles.

According to [4], [5] there is a critical velocity  $v_c$  below which the collision velocity  $v_{rel}$  has to be if the particles are to stick together. In [4], [5] the particles are not charged. The formula for the critical velocity has been derived on basis of the Van der Waals forces between the particles at contact. If we assume that a similar formula is valid in our case we get

$$v_c \leq \frac{R_1 + R_2}{R_1 R_2} \frac{\sqrt{1 - k_{pl}}}{k_{pl}} \cdot A \quad (12)$$

where the parameter  $A$  depends on the particles involved and  $k_{pl}$  is given by the ratio of the kinetic energy after the collision and the kinetic energy before the collision. An elastic collision corresponds to  $k_{pl} = 1$ . According to Fig. 6 in Ref. [5] for quartz particles  $A$  is of the order of:  $A \approx 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{sec}$ .

We prefer to formulate the problem in terms of energy. To the critical velocity  $v_c$  there corresponds a critical energy

$E_c$ . If the kinetic energy at impact is less than  $E_c$  the particles will adhere together.

If we do not consider the fluid flow around the particles, the collision velocity of the particles is in a first approximation given by the relative Stokes velocity, viz.  $v_{rel} = v_1 + v_2$  where

$$v_i = \frac{q_1 q_2}{24\pi^2 \eta \epsilon_0 (R_1 + R_2)^2 R_i} ; \quad i = 1, 2 \quad (13)$$

and  $\eta$  is the viscosity of air. The corresponding kinetic energy at impact in the center of mass system is  $E_i = \frac{1}{2} M_1 v_1^2 + \frac{1}{2} M_2 v_2^2$  where  $M_1$  and  $M_2$  are the masses of particles 1 and 2.

To study the effect of the critical adhesion velocity  $v_c$  we will assume that the actual energies,  $E$ , at collision are distributed according to a Maxwell distribution, of  $E/E_s$  where  $E_s$  is a free parameter. Only those particles which have energies less than  $E_c$  will stick together. Through integration of the distribution function from 0 to  $E_c$  we get for the adhesion coefficient

$$h = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \gamma \left( \frac{3}{2}, \frac{E_c}{E_s} \right) \quad (14)$$

where  $\gamma$  is the incomplete gamma function. We have done some numerical calculations where we have chosen  $E_s = 2/3 E_i$  such that the average energy is  $\langle E \rangle = E_i$ . According to these results there can be a considerable reduction in the coagulation rate. One should keep in mind though that we have not considered any possible rebouncing and subsequent collisions at a lower velocity. Some of the particles that do not adhere together after the first collision can still be oppositely charged when they rebounce. The chances that they stick together after the second collision could be much higher than during the first collision.

#### 4. Summary

We have studied the effect of a polydisperse particle density distribution on the coagulation of bipolarly charged aerosol particles. An estimate is given of the effect of the adhesion probability on the rate coefficient.

#### References

- [1] M.v. Smoluchowski, "Drei Vorträge über Diffusion, Brownsche Molekularbewegung und Koagulation von Kolloidteilchen", Physik. Zeitschr. XVII, 1916, 557-599.
- [2] N.A. Fuchs, "Über die Stabilität und Aufladung der Aerosole", Z. Physik, 89, 1934, 736-743.
- [3] B. Eliasson, W. Egli and M. Hirth, "Bipolare Aufladung von kleinen Teilchen", H.P.A., 59 (6/7), August 1986, 1035-1042.
- [4] K. Borho, "Zur Agglomeration von Stäuben in Rohrströmungen", Dissertation Universität Karlsruhe, 1972, p. 14.
- [5] R. Hiller, "Der Einfluss von Partikelstoss und Partikelhaftung auf die Abscheidung in Faserfiltern", Fortschrittsberichte der VDI, Reihe 3, Nr. 61, 1981.

Intrinsic Stochasticity in Magnetized Plasmas

F. Anderegg, F. Skiff and M.Q. Tran

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

Ion acceleration in the presence of an intense electrostatic wave is observed in an Argon discharge plasma and in Barium plasma (Q-device). Externally launched neutralized ion Bernstein waves and electrostatic ion cyclotron waves produce particle acceleration when the wave amplitude is above the threshold for intrinsic stochasticity. The ion distribution function is measured by laser induced fluorescence to observe Doppler broadening. Numerical simulations of phase space particle trajectories and reconstruction of the ion velocity distribution function are in good agreement with experimental data.

## THEORETISCHE PHYSIK

Diffraction Effects and Resolution Limits in Scanning Tunneling Microscopy (STM)A. Baratoff

IBM Research Division, Zurich Research Lab., CH-8803 Rüschlikon

In the limit of atomic-scale STM measurements, a deeper understanding of the influence of particular electronic states of the sampled surface and of the probing tip is provided by a transfer Hamiltonian analysis of the tunneling current terms of wave-function components with parallel wave-vectors  $\mathbf{Q}$  differing by surface reciprocal vectors. In general the effective  $\mathbf{Q}$ -range is wider and the STM contrast better than if the tip is approximated by a single  $s$  orbital. In cases where only states at the edges or corners of the surface Brillouin zone are selected by the applied voltage, e.g., on graphite (001) or  $2 \times 1$  Si(111) surfaces, the STM contrast is worse than in the simple theory, and sensitively depends on electronic properties of the tip.

The Elastic Quantum Resistance between Metallic InterfacesN. Garcia\* and E. StollIBM Research Division, Zurich Research Laboratory,  
8803 Rüschlikon, Switzerland

We present calculations on the elastic quantum resistance of a rough interface between two metals. Our results show that the resistance is basically determined by the ratio of the Fermi energies of the two metals, and is not sensitive to the roughness even for large-amplitude roughened interfaces. These quantum resistances are not negligible and have characteristic values in the range of  $10^3 - 10^5 \text{ Ohm}/\text{Å}^2$ .

\*Permanent address: Departamento Fisica Fundamental, Universidad Autonoma de Madrid, Madrid-28049, Spain

Dynamics of a model for an ac Josephson effect in superfluid  $^4\text{He}$ 

H.R. Jauslin, W. Zimmermann, Jr.

Université de Genève and University of Minnesota, Minneapolis USA

The model represents superfluid He in a resonator consisting of two chambers separated by a partition with two holes. One of the holes, being very small, acts as a weak link. The total current  $I$  between chambers obeys the equation of a periodically forced damped oscillator that performs jumps at critical levels determined by  $n$ , the superfluid circulation quantum number. The dynamics is determined by the competition between the nonlinear dissipation due to jumps and the forcing and damping. As a function of the forcing, the stationary amplitude shows a step structure characteristic of a Josephson effect. There are one or two seemingly periodic attractors. The periods, determined by commensurability relations can be very long, and nonperiodic attractors

Correction terms to the  $\lambda^2 t$ -limit of van Hove by the Liouville operator method

D. Loss, Inst. für Theoret. Physik, Universität Zürich,  
Schönberggasse 9, 8001 Zürich.

A large quantum many-body system described by the Hamiltonian  $H = H_0 + \lambda V$  is considered. Using the Liouville operator formalism general expressions to arbitrary order in  $\lambda$  are derived for the asymptotic values of time integrals of Heisenberg operators. It turns out that van Hove's diagonal singularity is essential for the formalism to make sense in the thermodynamic limit. As an illustrative application of this method the electrical conductivity for homogeneous and inhomogeneous electric fields and for spherically symmetric impurity centres is calculated including all terms of order  $\lambda^{-2}$ ,  $\lambda^{-1}$  and  $\lambda^0$  in the interaction strength  $\lambda$  between electron and impurities.

Eine Hamiltonsche Beschreibung der Einsteinschen Feldgleichungen für homogene kosmologische Modelle

M. Heusler, Institut für Theoretische Physik der Universität Zürich, Schönberggasse, CH-8001 Zürich

Die Gauss-Gleichung für eine raumartige dreidimensionale Untermannigfaltigkeit  $\Sigma$  der Raumzeit  $(M, g)$  wird als Hamiltonfunktion eines dynamischen Systems interpretiert. Wie beim ADM-Formalismus, stimmen die zugehörigen Bewegungsgleichungen nur für die Bianchi-Typen der Ellis MacCallum Klasse A mit den Feldgleichungen überein. Andernfalls treten zusätzliche Randterme im Variationsprinzip auf. Diese können als nichtholonom d'Alembertsche Zwangsbedingungen in das dynamische System integriert werden. Dies ermöglicht eine konsistente Hamiltonsche Beschreibung aller homogenen kosmologischen Modelle.

Generalized Mean Field Approximation

J. O. Vigfusson  
Institut für Theoretische Physik der Universität Zürich,  
Schönberggasse 9, 8001 Zürich

A generalization of the mean field approximation yields rigorous upper bounds for the critical temperatures  $T_c$  of ferromagnetic one-component systems. Applications to the one-dimensional long range Ising models (pair couplings  $J_{ik} = 1/|i-k|^\alpha$ ,  $1 < \alpha \leq 2$ ) will be discussed, as well as connections of this method with approximations based on the Bogoliubov-inequality.

Bericht über die Frühjahrstagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft an der Universität Zürich-Irchel vom 18.–20. März 1987 . . . . .	677
TEILCHEN-, ASTRO- UND KERNPHYSIK	
<i>Kalorimetrie</i>	
Ahme, J., Feindt, M., Harjes, J., Peters, J.H.: Teilchenidentifikation mit dem Flüssig-Argon-Kalorimeter des CELLO Detektors . . . . .	683
Greif, H.: Test eines Flüssig-Argon-Kalorimeters der H1-Kollaboration . . . . .	683
Marks, J.: Test eines Flüssig-Argon-Kalorimeters mit $e$ und $\pi$ in einem Energiebereich von 1 GeV bis 230 GeV . . . . .	683
Giehl, J., Hauff, D., Henneberg, M., Lorenz, E., Mageras, G., Vogel, H.: Messungen der Energieauflösung eines BaF <sub>2</sub> -Kalorimeters mit WLS-Photodiodenauslese für Photonen im Energiebereich zwischen 60 und 150 MeV . . . . .	684
Czapek, G., Federspiel, A., Flückiger, A., Frei, D., Hahn, B., Hug, C., Hugentobler, E., Krebs, W., Lauber, J., Moser, U., Ramseyer, E., Scheidiger, H., Schlatter, P., Stukki, G., Abela, R., Renker, D., Steiner, E.: Neue Methoden zur Lichtsammlung in einem $4\pi$ -BGO Kalorimeter . . . . .	684
Czapek, G., Federspiel, A., Flückiger, A., Frei, D., Hahn, B., Hug, C., Hugentobler, E., Krebs, W., Lauber, J., Moser, U., Ramseyer, E., Scheidiger, H., Schlatter, F., Stukki, G., Abela, R., Renker, D., Steiner, E.: Eichung eines BGO-Kalorimeters aus 132 Einzelzellen . . . . .	684
Micke, U.: Das BGO Kalorimeter des L3-Detektors . . . . .	685
Ossmann, J., Extermann, P., Mermod, R., Morand, G., Ruckstuhl, W., Schaad, T.: Performance of a Prototype Monitoring System for the BGO Calorimeter of the L3 Detector at LEP . . . . .	685
Bieler, C., Krüger, S., Stock, V., Strohbusch, U.: Energy Resolution of CsI(Tl) Scintillation Counters with Photodiode-Readout . . . . .	685
Beckmann, R., Krüger, S., Pegel, C., Stock, V., Strohbusch, U.: Studies of Radiation Damage Effects on Cs(Tl)-Crystals . . . . .	685
Ros, E.: Performance of a lead-scintillator hadronic calorimeter . . . . .	686
Nießen, L.: Testmessungen an einem Uran-Hadron-Kalorimeter Prototypen mit Pionen, Elektronen und Myonen bis 20 GeV/c . . . . .	686
Tengeler, J.: Einsatz von Si-Detektoren im ZEUS Hadron-Kalorimeter . . . . .	686
Kohrs, W.: Kalorimetrische Eigenschaften des Fréjus-Proton-Zerfallendetektors . . . . .	686
Panzer, B.: Das Hadronkalorimeter des NA31-Experimentes zur Messung der Zerfälle neutraler Kaonen . . . . .	687
Bergstein, H., Braunschweig, W., Kirschfink, F.J.: Untersuchungen zur Nachweiswahrscheinlichkeit von Streamerrohrkammern . . . . .	687
Bergstein, H., Braunschweig, W., Genzel, H., Kirschfink, F.-J., Tutas, J., Vogel, E., Zitzcen, S.: Untersuchungen zur Stabilität von Streamer-Kammern . . . . .	687
Tutas, J.: Testmessungen mit dem Streamerrohrkammersystem für den H1-Detektor . . . . .	688
Vogel, E.: Testmessungen mit dem Streamerrohrkammerkalorimeter für H1-Detektor . . . . .	688
Blömecke, P., Vello, G., Wallraff, W.: Untersuchung der Nachweiswahrscheinlichkeit von Proportionalkammern durch in Streamer Mode betriebene Driftkammern . . . . .	688
Pandoulas, D., Pei, Y.J., Wallraff, W.: Untersuchungen über das Langzeitverhalten der L3-Hadronkalorimeter Proportionalkammern . . . . .	689
Behrens, U., Vogel, W., Brückmann, H.: Testergebnisse von einem Uran/Szintillator Sampling Test-Kalorimeter . . . . .	689
Anders, B., Behrens, U., Brückmann, H., Cloth, P., Filges, D., Sterzenbach, G.: Computersimulation von Teilchenkaskaden und ihre Anwendung in Hadron Sampling Kalorimetern . . . . .	689
Bernardi, E.: Energieauflösung und $e/h$ -Verhältnis eines hadronischen Uran-Szintillator-Kalorimeters . . . . .	690
Krüger, J.: Untersuchung und Optimierung experimenteller Einflüsse hinsichtlich des Auflösungsvermögens und des $e/\pi$ -Verhältnisses bei einem Uran/Szintillator-Kalorimeter . . . . .	690
Brinkmann, S.: Untersuchungen am Testkalorimeter mit Streamer Tube Auslese für den H1-Detektor . . . . .	690
Brinker, F., Hartz, P.H., Rauschnabel, K., Walther, A.: Grundlagenuntersuchungen an Streamerkammern . . . . .	691
Buchner, U., Drescher, A., Donker, J.P., Dvorak, M., Matthiesen, U., Schweda, G., Spaan, B., Spengler, J., Wegener, D., Schmidt-Parzefall, W.: Szintillierendes Glas – ein Medium für elektromagnetische Schauerzähler . . . . .	691

Bamberger, A. und Melz, Ch.: Elektronen-Hadronen-Separator mit Photodiodenauslese für das elektromagnetische Kalorimeter des Zeus-Detektors . . . . .	691
<i>Driftkammern</i>	
Bock, P., Engelfried, J., Heintze, J.: Messung der Signalladung und der Ladungsteilung an langen Zähldrähten mit dem DL300 Flash ADC System . . . . .	692
Elsen, E.: Die Flash-ADC Auslese der JADE Jet-Kammer . . . . .	692
v. d. Schmitt, H.: Parallelverarbeitung von Flash-ADC Daten für die JADE Jet-Kammer . . . . .	692
Richter, R.: Elektronische Auslese des ALEPH-TPC Detektors bei LEP . . . . .	693
Stupperich, K.: Die Spurenkammer des ALEPH- Luminositätsmonitors und ihre Ausleseelektronik . . . . .	693
Stücher, R.: Ein interaktives Graphik-Programm zur Darstellung der Ereignisse im Spurenkammersystem des ALEPH-Luminositätsmonitors . . . . .	693
Meinhard, H.: Spurrekonstruktion im ALEPH-Luminositätsmonitor . . . . .	694
Arnold, D.: Ergebnisse eines Tests des Spurenkammersystems des ALEPH-Luminositätsmonitors mit Elektronen und Müonen von 50 GeV . . . . .	694
Deutschmann, M., Gessner, U., Hawelka, P., Herten, U., Krause, B., Masson, S., Tonutti, M.: Hochauflösender Vertexkammersektor . . . . .	694
Dorsel, D., Grünwald, M., Herten, U., Nau, G., Sachwitz, M., Tonutti, M.: Selbsttragende Nachweisstruktur aus Kunststoff für eine Time Expansion Chamber . . . . .	694
Sefkow, F.: Monte-Carlo-Untersuchungen und Spurerkennung für die H1-Jetkammer . . . . .	695
Bagschik, E., Franke, G., Schenuit, E., Schulz, M., Steffen, P., Wolke, H.-J.: Testmessungen mit Xenon-Gasmischungen in einer Driftzelle . . . . .	695
Breuker, H., Hauschild, M., Schreiber, S., Wünsch, B., Boerner, H., Heuer, R.D.: Ergebnisse zur Kalibration der OPAL-Prototyp-Jetkammer mit UV-Laserstrahlen . . . . .	695
Fischer, H.M., Hauschild, M., Schreiber, S.: Verwendung von Quarzfasern zum Transport von UV-Laserstrahlen zur Kalibration von Driftkammern . . . . .	696
Igo-Kemenes, P., Huk, M.: Elektronenanlagerung an O <sub>2</sub> in Driftkammergasen . . . . .	696
Brabetz, L., Hell, E., Kuhn, P., Walenta, A.H.: Hochratendriftkammer für Röntgenstrahlen . . . . .	696
Polenz, S., Schmidt, B.: Transversale Diffusion von Elektronen in Zählgasen . . . . .	697
Bock, P., Heintze, J., Kunst, T.: Untersuchungen zur Ortsauflösung von Driftkammern . . . . .	697
Krämer, M., Roderburg, E., Walenta, A.H., Zech, G.: Ortsauflösung einer Influenzdriftkammer (IDC) . . . . .	697
Roderburg, E., Schenk, W., Walenta, A.H., Zech, G.: Magnetfeldeffekte in der Influenzdriftkammer (IDC) . . . . .	698
<i>Theorie</i>	
Lucha, W., and Neufeld, H.: Finite Quantum Field Theories and Supersymmetry . . . . .	699
Isler, K., Schmidt, C., and Trugenberger, C.A.: Monopole-Fermion Interaction Including Core Excitations . . . . .	703
Isler, K., Schmid, C., and Trugenberger, C.A.: Baryon Number Violation in the Fermion Monopole Interaction . . . . .	710
Faber, M., de Forcrand, P., Markum, H., Meinhart, M., Stamatescu, I.: Comparison of QCD Potentials with Kogut-Susskind Fermions and Wilson Fermions . . . . .	717
Klein, M., and Rupertsberger, H.: Numerical Results for QCD-Corrections for a Semi-phenomenological Approach to Heavy Quark Decay . . . . .	721
Syros, C.: Non Perturbative S-Matrix in QFT and Electron Self Energy . . . . .	724
Falck, N.K. und Kramer, G.: Eichinvarianz, Anomalien und das Chirale Schwinger Modell . . . . .	725
Marculescu, S.: Die Ein-Loop N=2 Superstromanomalie . . . . .	725
Piguet, O., and Sibold, K.: Scale invariant supersymmetric theory . . . . .	725
Schenk, H.: Eine verallgemeinerte Fourier-Transformation von Instantonen . . . . .	726
Chavda, L.K.: A Correspondence Principle for Confining Potentials . . . . .	726
Faber, M., Lahrmann, H., Markum, H., Mütter, K., Schilling, K., Sommer, R.: A first attempt of the calculation of the S-matrix for hadron-hadron scattering from lattice QCD . . . . .	726
Eder, G., Faber, M., Kamesberger, J., Markum, H.: Three-body forces in Quantumchromodynamics . . . . .	726
Evertz, H.G., Grösch, V., Jansen, K., Jersak, J., Kastrup, H.A., Neuhaus, T.: Confined and free charges in compact scalar QED . . . . .	727
Dahmen, H.D., Schiller, D.H., Wöhner, D.: Erweiterung des Modells von Kulish-Fadde'ev auf harte, kolineare Photonen . . . . .	727
Baier, R., Preitler, J., Widder, F.: Tests der optimierten Streu-QCD durch inklusive Hadron-Hadron-Streuung . . . . .	727

Sehgal, L.M. and Wanninger, M.: B <sup>0</sup> -B <sup>0</sup> Oszillationen im Zerfall neutraler B-Mesonen . . . . .	728
Ecker, G., Grimus, W., Gronau, M.: A Model of Massive Neutrinos with a Conserved Lepton Number . . . . .	728
Evertz, H.G., Jersák, J., and Kanaya, K.: Finite temperature SU(2) Higgs model on a lattice . . . . .	728
Stremnitzer, H.: Crucial Tests of Compositeness for Future Collider Experiments . . . . .	729
Eich, E.: Nukleon Formfaktoren in einem relativistischen Quark-Modell . . . . .	729
Okano, K.: Background Field Method in Stochastic Quantization . . . . .	729
Fujimoto, Y., O'Raifeartaigh, L., Wipf, A., and Yoneyama, H.: The effective potential and lattice field theory . . . . .	730
Polley, L., and Ritschel, U.: Variational Approach to the Yang-Mills Ground State . . . . .	730
Rauscher, W.: Das Elementarst-Teilchen – und wo es herkommt . . . . .	730
<i>Lepton-Nukleon-Streuung</i>	
Mönig, K.: Inkusive Vectormeson-Produktion in der Tief-Inelastischen Müon-Nukleon-Streuung . . . . .	731
Pötsch, M.: Untersuchungen der Hadronproduktion in Endzuständen der tiefinelastischen Müon-Nukleon-Streuung . . . . .	731
Düren, M.: Messung des EMC-Effektes an Kernen unterschiedlicher Massenzahl . . . . .	731
Brüll, A.: Deep Inelastic Muon Nucleus Scattering at Small Angles . . . . .	732
Berghoff, G.: Bestimmung von $\alpha_s$ aus Jetprofilen bei der Myon-Nukleonstreuung . . . . .	732
Maselli, S.: Two-particle correlations in deep inelastic muon-proton scattering at 280 GeV . . . . .	732
Teichert, K.-M.: Kerneffekte in der tiefinelastischen Myonstreuung an Deuterium und Eisen . . . . .	733
Voss, R.: Präzisionsbestimmung der Nukleonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ in tiefinelastischer Myonenstreuung an Kohlenstoff bei hohen $Q^2$ . . . . .	733
Büngener, A.: Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte für durch den neutralen Strom ausgelöste inelastische Neutrino- und Antineutrino-Nukleon-Streuung im 160-GeV-Schmalbandstrahl des CERN-SPS . . . . .	733
Katz, U.: Test der PCAC-Hypothese in der Neutrino- und Antineutrino-Proton-Streuung . . . . .	734
Brummel, H.D.: QCD-Analyse der CDHSW-Daten zur tiefinelastischen Neutrino-Eisen Streuung über geladene Ströme . . . . .	734
<i>Mittelenergiephysik</i>	
Dutty, W.: Study of the Reaction $\bar{p}p \rightarrow \lambda\lambda$ . . . . .	735
Petitjean, C., Breunlich, W.H., Cargnelli, M., Kammel, P., Marton, J., Nägele, N., Pawlek, P., Scrinzi, A., Werner, J., Zmeskal, J., Bistirlich, J., Crowe, K.M., Justice, J., Sherman, R.H., Bossy, H., Daniel, H., v. Edgidy, T., Hartmann, J., Neumann, W.: New results in Muon Catalyzed DT Fusion at low Temperatures . . . . .	736
Bergem, P., Bienz, F., Boschung, M., Phan, T.Q., Piller, G., Rüetschi, A., Schaller, L.A., Schellenberg, L., and Schneuwly, H.: Nuclear polarization in muonic $^{208}\text{Pb}$ . . . . .	736
Weber, P., Backenstoss, G., Izycki, M., Salvisberg, P., Steinacher, M., Weyer, H.J., Cierjacks, S., Ullrich, H., Furić, M., Petković, T., Simićević, N.: $\pi^+/\pi^-$ -Absorption an $^3\text{He}$ . . . . .	736
Steinacher, M., Backenstoss, G., Izycki, M., Salvisberg, P., Weber, P., Weyer, H.J., Cierjacks, S., Rzehorz, B., Ullrich, H., Furić, M., Petković, T., Simićević, N.: $\pi^+/\pi^-$ -Absorption an $^4\text{He}$ . . . . .	737
Czapek, G., Federspiel, A., Flückiger, A., Frei, D., Hahn B., Hug, C., Hugentobler, E., Krebs, W., Lauber, J., Moser, U., Ramseyer, E., Scheidiger, H., Schlatter, P., Stukki, G., Abela, R., Renker, D., Steiner, E.: Ein Präzisionsexperiment zur Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses $\pi \rightarrow e\nu/\pi \rightarrow \mu\nu$ . . . . .	737
Heise, W.: Photoproduktion von positiven Pionen . . . . .	737
Ahrens, J., Andresen, H.G., Gessinger, H.J., Hartmann, W., Heil, W., Kluge, H.J., Neuhäusen, R., Otten, E.W., Reichert, E., Schäfer, F.P., Wagner, B.: Measurement of the Parity Violation in the Quasi-Free Scattering of Polarized Electrons from $^9\text{Be}$ . . . . .	738
Riedlberger, J.: Antiproton Annihilation at Rest in Deuterium and Nitrogen Gas . . . . .	738
Doser, M.: $\bar{p}p$ Annihilation into Two Mesons . . . . .	738
Laa, C.: $p\bar{p}$ -Annihilation in Zweikörper – Endzustände mit Strangeness . . . . .	739
Botlo, M.: $p\bar{p}$ -Annihilation in pseudoskalare Zweikörper – Endzustände . . . . .	739
Heel, M.: Suche nach $\phi\pi$ -Resonanzen in der $\bar{p}p$ -Annihilation in Ruhe . . . . .	739
Feld-Dahme, F.: Produktion des $a_0(980)$ Mesons in der $\bar{p}p$ Annihilation in Ruhe . . . . .	740
Duch, K.D.: Produktion von $f_1(1420)/l(1440)$ Mesonen in der $\bar{p}p$ Annihilation in Ruhe . . . . .	740
<i>e<sup>+</sup>e<sup>-</sup>-Physik</i>	

Wiedemann, W.: $\tau$ Asymmetriemessung mit dem CELLO-Detektor im Energiebereich $\sqrt{s} = 38.0[\text{GeV}]$ bis $\sqrt{s} = 46.8[\text{GeV}]$ . . . . .	741
Schug, J.: Messung elektroschwacher Effekte in $e^+e^-$ -Reaktionen bei PETRA . . . . .	741
Böhrer, A.: Vergleich des Jets niedrigster Energie in Dreijetereignissen mit Jets in Zweijetereignissen . . . . .	741
Gamerdinger, K.: Energie-Korrelationen in multihadronischen Ereignissen der $e^+e^-$ -Physik . . . . .	742
Dieckmann, A.: Modellunabhängige Bestimmung von $\Lambda_{\text{QCD}}$ in $e^+e^-$ -Reaktionen . . . . .	742
Labarga, L.: Study of energy-energy correlations with TASSO . . . . .	742
del Peso, J.: Experimental Study of Jet-Masses in $e^+e^-$ -Annihilation and Comparison with QCD Calculations in Second Order . . . . .	743
Hansmeyer, J.: Modellunabhängige Grenzen für die Kopplungskonstante $\alpha_s$ der starken Wechselwirkung . . . . .	743
Zeuner, W.: Nachweis direkter Photonen in $e^+e^-$ -Annihilationen . . . . .	743
Bethke, S., Dieckmann, A.: Multijetereignisse in $e^+e^-$ bei PETRA . . . . .	744
Smolik, L.: Experimentelle Untersuchung der Fragmentation von Gluonen und Quarks . . . . .	744
Eisenmann, J.: Vektormesonproduktion in $e^+e^-$ -Annihilation bei 34.6 GeV . . . . .	744
Donker, J.P.: Teilchenkorrelationen bei $e^+e^-$ -Annihilationen mit $\sqrt{s} = 10 \text{ GeV}$ . . . . .	745
Sievers, D.: $\eta$ Formation in $\gamma\gamma$ Collisions . . . . .	745
Ahme, J., Feindt, M., Harjes, J., Peters, J.H.: Untersuchung der $\rho^0\rho^0$ -Paarproduktion und von Endzuständen mit $K_s^0$ -Mesonen . . . . .	745
<i>Beschleunigertechnologie</i>	
Klehn, S., Schütte, W., Wendt, M., Petrescu, I.: Positionsmonitore für den HERA-Protonenstrahl . . . . .	746
Bieler, M., Fohrmann, R., Sandels, E.G.: Eine Laser-getriggerte Funkenstrecke zur Ansteuerung von Kickermagneten . . . . .	746
Daum, C., Heller, R., Schmueser, P.: Supraleitende Korrekturmagnete für den HERA-Protonenring . . . . .	746
Bonmann, D., Otterpohl, U., Schmueser, P. und Schweiger, M.: Messungen zur Quenchausbreitung in einem supraleitenden Dipolmagneten . . . . .	747
Penzo, A., Onel, Y., Roszmanith, R.: Polarized antiprotons in LEAR . . . . .	747
<i>Schwere Quarks</i>	
Wachs, K.: Semileptonic Decays of B-Mesons . . . . .	748
Schütte, J.: Radiative Decays of the T(4s)-Resonance . . . . .	749
Kobel, M.: Determination of $B(T \rightarrow \mu\mu)$ . . . . .	749
Schmitt, P.: Search for Exclusive T(1S) Decays to all-Neutral Final States . . . . .	749
Maschmann, W.: $c\bar{c}$ -production in Upsilon Decays . . . . .	750
Bieler, Ch.: Production of $\pi^0$ , $\eta$ and $\omega$ Mesons in the T Region . . . . .	750
Lekebusch, R.: Search for $\eta_b$ and $\eta_b'$ in T(1S) and T(2S) Decays . . . . .	750
Drescher, A.: Messung inklusiver $\pi^0$ - und $\eta$ -Produktion im Energiebereich der T-Resonanzen . . . . .	750
Matthiesen, U.: Messung der inklusiven $\phi$ -Produktion im Bereich der T-Resonanzen . . . . .	751
Zimmer, M.: Studium von B-Quark Jets bei PETRA Energien . . . . .	751
Hellenbrand, K.-H.: Messung der Verzweigungsverhältnisse und Ladungsasymmetrien der schweren Quarks . . . . .	751
Gerhards, R.: Inklusive Produktion geladener D-Mesonen in der $e^+e^-$ -Annihilation . . . . .	752
Bosman, M.: Measurement of the $\Lambda_c$ Lifetime using CCDs . . . . .	752
Bosman, M.: Production of Charmed D and $D_s$ Mesons in 200 GeV/c $\pi^-$ , $K^-$ and pSi Interactions . . . . .	752
<i>Spp&amp;s-Physik</i>	
Jakobs, K.: W Produktion in UA2 . . . . .	753
Wunsch, M.: Untersuchung der Zerfälle von $W \rightarrow e\nu$ und $Z \rightarrow e^+e^-$ . . . . .	753
Preischl, M.: Myon-Selektion am UA1 Experiment . . . . .	753
Geiser, A.: Zwei-Myonen-Ereignisse mit niedriger invariante Masse am CERN $p\bar{p}$ -Speicher-Ring . . . . .	754
Schroeder, M.: Test der Elektron-Myon-Tau Universalität am UA1-Experiment . . . . .	754
Borer, K., Hahn, B., Hara, K., Hugentobler, E., Moning, R., Müller, L., Schacher, J. und Stocker, F.: W, Z Massenpeak im Jet-Jet-Spektrum . . . . .	754
Holl, B.: Korrelationen geladener Hadronen am CERN $p\bar{p}$ -Collider . . . . .	754
Wulz, C.-E.: Spectator-Ereignisse in Minimum-Bias-, Jet- und W-Daten . . . . .	755
Szoncs, F.: Das Verbesserungsprogramm des UA1-Detektors . . . . .	755

<i>Verschiedene experimentelle Methoden</i>	
Berger, Ch., Röhner, M.: Ein IBM PC als CAMAC Meßplatz	756
Honscheid, K., Schütz, P., Wedemeyer, R.: Ein Auslese- und Überwachungssystem für den SAPHIR Detektor	756
Forsbach, H.: DELPHI-Expert, ein Expertensystem für die Fehlerdiagnose im DELPHI-Experiment	756
Egli, S., Eichler, R., Straumann, U., Truöl, P.: Ein schneller z-vertex trigger für das H1-Experiment bei HERA	757
Brinker, F., Hartz, P.H., Rauschnabel, K., Walther, A.: Analoge Auslese induzierter Signale von Streamertubes für den H1-Detektor	757
Brinker, F., Hartz, P.H., Rauschnabel, K., Walther, A.: Digitale Auslese von kosmischen Ereignissen in Plastic Streamer Tubes	757
Holder, M., Suhr, H.: Optimierung von Übergangsstrahlungsdetektoren	758
Körsgen, G., Voigtlaender-Tetzner, A. und Holzkamp, S.: Erste Ergebnisse des Übergangsstrahlungsdetektors am WA69-Experiment im CERN	758
Drees, A.: A Ring-Imaging Cherenkov Counter for the HELIOS Experiment	758
Herbst, I.: Ergebnisse neuer Prototyp-Testmessungen des ringabbildenden Cherenkovzählers im Vorwärtsbereich des DELPHI-Detektors	758
Ganssauge, E., Müller, Ch., Dressel, B., Hackel, S., Kallies, H. und Schulz, W.: Eine Methode, Ladungen in Kernspuremulsion automatisch zu messen	759
Drobnitzky, M.: Analyse von Streamerkammer-Aufnahmen zur Kontrolle von Spurrekonstruktionen	759
Ziemons, K.: Bedeutung der Vertexrekonstruktion für die Bestimmung der Produktionsrate von $K^0$ -Mesonen	759
Grünendahl, S.: Das UA2-TOF-System	760
Faissner, H., Latsch, C., Thiel, J.: Ortsauflösende Plastiksintillationszähler für Elektronen	760
Taube, K., Holm, U., Brückmann, H.: Strahlungsstabilität von Plastiksintillatoren und Wave-Length-Shiftern	760
Engler, J., Gettert, M. und Keim, H.: Ionisationskammer für Flüssigkeiten bei Raumtemperatur	761
Freund, P.: Untersuchungen von Eigenschaften supraleitender Kugelchen zum Nachweis niedrigerenergetischer Neutrinos (Reaktorneutrinos, Sonnenneutrinos, unsichtbare Materie)	761
Fröhwirth, R.: Anwendung des KALMAN-Filters auf die Schätzung von Spur- und Vertexparametern	761
Dibon, H.: Zweiteilchen-Korrelationen in 360 GeV pp-Streuung	762
Dressel, B., Ganssauge, E., Hackel, S., Kallies, H., Müller, Ch., Rhee, J.T., Schulz, W.: Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma – Vorläufige Ergebnisse zum Experiment EMU-01/ CERN, Nov. 1986	762
Dressel, B., Ganssauge, E., Hackel, S., Kallies, H., Müller, Ch., Rhee, J.T. und Schulz, W.: Suche nach Ereignis-Charakteristika bei der Entstehung anomaler Kernfragmente mit Ladung Z=2 in Fe-Emulsion-Kollisionen bei 1.9 AGeV	762
<i>Seltene Zerfälle und neue Teilchen</i>	
Hamann, N.: JETSET: A Search for Gluonic States at CERN-LEAR	763
Jung, H.: Single photon Experiment bei CELLO	764
Mayer, P.: Suche nach instabilen Photinos mit dem CELLO Detektor	764
Kroha, H.: Suche nach hadronischen Ereignissen mit niedrigem Thrust und isoliertem Myon	765
Fuster, J.: Search for charged Higgs at PETRA	765
Keh, S.: Observation of $\eta$ -Mesons in $\tau$ Decays	765
Spaan, B.: Untersuchung des $\tau$ -Zerfallen $\tau^- \rightarrow (5\pi)^- \nu_\tau$	766
Egli, S. et al.: First observation of the decay $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu e^-$ and a determination of the form factors $F_V, F_A, R$	766
Niebuhr, C. et al.: Messung des Verzweigungsverhältnisses des Zerfalls $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$	766
Bellgardt, U. et al.: Verbesserung der oberen Grenze des Verzweigungsverhältnisses für den verbotenen Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+ e^- e^+$	767
Kersch, A., Kraus, N., Engfer, R.: The Rare Allowed $\mu$ -Decay $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu e^-$	767
Beltrami, I., Burkard, H., von Dincklage, R.D., Fetscher, W., Gerber, H.-J., Johnson, K.F., Pedroni, E., Salzmann, M., Scheck, F., Witzig, C., and Zacek, V.: Measurement of the integral asymmetry in $\mu$ -decay and new limit for the Wino mass	767
Faissner, H., Preussger, A., Reitz, J., Samm, D. und Tuchscherer, H.: Grenzen für die Zerfälle leichter neutraler Teilchen vom SIN Beam Dump	768

Grassmann, H.: Grenzen für Produktion und Zerfall von Leptoquarks aus den UA1-Dimyon-Daten . . . . .	768
Berger, Ch., Fröhlich, M., Hofmann, A., Mönch, H., Raupach, F., Schleper, P., Voigtländer, B.: Bestimmung des Neutrinountergrundes im Fréjus Nukleonzerfallsexperiment . . . . .	768
Daum, H.J.: Ergebnisse zur Messung der Nukleon-Lebensdauer mit dem Fréjus-Detektor . . . . .	769
Kuznik, B.: Suche nach supersymmetrischen Teilchen durch hochenergetische Neutrinostrahlung von der Sonne . . . . .	769
<i>Silizium</i>	
Buschhorn, G., Diedrich, E. und Kufner, W.: Messung von Channeling-Strahlung von Elektronen in Einkristallen . . . . .	770
Bergmann, H., Lutz, G., Butler, W.: Integrierte Ausleseelektronik für Halbleiter-Streifendetektoren . . . . .	770
Holl, P., Lutz, G., Strüder, L., Sedlmeier, J., Kemmer, J., Prechtl, U., Ziemann, T.: Entwicklung und Test doppelseitig auslesbarer Silizium-Streifendetektoren . . . . .	770
Strüder, L., Holl, P., Lutz, G., Kemmer, J., Prechtl, U., Ziemann, T.: Erste Tests mit voll depletierbaren CCD's . . . . .	771
Bichsel, H.: Absolute calibration of energy loss in thin silicon detectors for relativistic particles . . . . .	771
<i>SPS- und ISR-Physik</i>	
Kasemann, M.: Das NA31-Experiment zur Messung der Zerfälle neutraler Kaonen . . . . .	772
Becker, C.: Messung des CP-verletzenden Verzweigungsverhältnisses $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- / K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ . . . . .	772
Weihs, W.: Messung des CP-verletzenden Verzweigungsverhältnisses $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 / K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ . . . . .	772
Glas, K.-M.: Die Produktion von zwei Photonen mit hohem Transversalimpuls in $\pi^- p$ -, $\pi^+ p$ - und $p\bar{p}$ -Reaktionen bei 300 GeV/c . . . . .	773
Seyboth, P.: Erste Ergebnisse des NA35 Experiments über die Reaktion von $^{16}\text{O}$ mit schweren Kernen bei einer Energie von 200 GeV/Nukleon . . . . .	773
Schmelling, M.: Obere Grenzen für diffraktiven Untergrund zu High- $p_T$ Prozessen . . . . .	773
<i>Exotische Atom- und Kernphysik</i>	
Dousse, J.-Cl., Carlen, M., Gasser, M., Kern, J., Perny, B., Rhême, Ch., Rymuza, P., Sujkowski, Z.: Erstmalige Messung von Satelliten der charakteristischen Röntgenstrahlung in mittelschweren Atomen . . . . .	774
Bienz, F., Boschung, M., Jacot-Guillarmod, R., Piller, C., Reichart, W., Schaller, L.A., Schellenberg, L., Schneuwly, H., Siradovic, D., Torelli, G.: Muon transfer from hydrogen to argon and helium at low pressure . . . . .	774
Bienz, F., Boschung, M., Jacot-Guillarmod, R., Piller, C., Schaller, L.A., Schellenberg, L., Schneuwly, H., Siradovic, D., Torelli, G.: Muonic X-ray intensities and electronic structure in two isoelectronic series . . . . .	774
Reifenröther, G., Klempt, E. und Landua, R.: Die Kaskade des antiprotonischen Heliums . . . . .	775
Ziegler, M.: Das X-ray Spektrum des $\bar{p}p$ -Atoms . . . . .	775
Drissi, S., Bruder, A., Kern, J., and Vorlet, J.-P.: $^{171}\text{Tm}$ level structure study using a massive transfer reaction . . . . .	775
Vuaridel, B., Grüebler, W., König, V., Schmelzbach, P.A., Borbély, M.: New approach for the determination of the deuteron D to S state asymptotic normalization . . . . .	776
Synal, H.-A., Beer, J., Bonani, G., Hofmann, H.J., Suter, M., Wölfli, W.: Beschleuniger-massenspektrometrie von $^{36}\text{Cl}$ mit dem EN-Tandem der ETH-Zürich . . . . .	776
Haeberli, W., Jaccard, S., Kistryn, S., Lang, J., Liechti, J., Maier, Th., Müller, R., Nessi-Tedaldi, F., Simonius, M., Smyrski, J., Stromicki, J.: Precision Measurement of Parity Violation in 45 MeV $p\bar{p}$ scattering . . . . .	776
Bittcher, M., Grüebler, W., König, V., Schmelzbach, P.A., Vuaridel, B., Schuster, W., Geissdörfer, K., Kretschmer, W., List, S., Rauscher, A., Schmitt, R., and Zeitler, G.: Analyzing Power of Proton-Proton Scattering at $E_p = 12$ and 25 MeV . . . . .	777
Bittcher, M., Forstner, Ch., Grüebler, W., König, V., Singy, D., Schmelzbach, P.A., Ulbricht, J., Vuaridel, B.: Messung und Analyse von Wirkungsquerschnitt und Analysationsvermögen der $^3\text{He}$ ( $d, p$ )-Reaktion bei Energien von 1 bis 30 MeV . . . . .	777
<i>Astrophysik</i>	
Durrer, R.: Kosmologische Dichteschwankungen von stoßfreier Materie und die Bildung von Galaxien . . . . .	778
Grieder, P.K.F.: Physics and Astrophysics with DUMAND: A project overview and status report of stage one operations . . . . .	780
Sauerland, T.: Die Konversion von Sonnenneutrinos in Materie im Drei-Neutrino-Bild . . . . .	780
Simon, M., Heinbach, U. und Koch, Ch.: Antiprotonenfluß in der kosmischen Strahlung . . . . .	780

Flückiger, E.: Zu den Veränderungen der Grenzsteifigkeiten für kosmische Strahlung während der Anfangsphase von geomagnetischen Stürmen . . . . .	781
Flückiger, E., Bütikofer, R., Debrunner, H., Golliez, F., Schubnell, M. und Sebor, G.: Zu den Intensitätsschwankungen der kosmischen Strahlung während des geomagnetischen Sturms vom 13. Oktober 1986 . . . . .	781
Debrunner, H., Flückiger, E., Grädel, H. und Lockwood, J.A.: Zur interplanetaren Ausbreitung der Protonen beim solaren kosmischen Strahlungssereignis vom 16. Februar 1984 . . . . .	781
Debrunner, H., Flückiger, E., Grädel, H., Lockwood, J.A., McGuire, R.E.: Zur Beschleunigung und Emission der Protonen beim solaren kosmischen Strahlungssereignis vom 16. Februar 1984 . . . . .	782
Lockwood, J.A., Debrunner, H., McGuire, R.E., Quenby, J.J.: Zur Beschleunigung und Emission der Protonen beim solaren kosmischen Strahlungssereignis vom 7. Mai 1978 . . . . .	782
Eichler, R., Nakada, T., Schubert, K.R., Weseler, S. und Wille, K.: Ein $e^+e^-$ Speicherring mit hoher Luminosität zur Erzeugung von B-Mesonen . . . . .	782
<b>PHYSIK DER KONDENSIERTEN MATERIE</b>	
<i>Myonen- und Positronen-Spektroskopie</i>	
Baumeler, H., Keller, H., Kündig, W., Odermatt, W., Patterson, B.D., Schneider, J.W.: Münonium (Mu) in den Alkalihalogeniden . . . . .	783
Schneider, J.W., Baumeler, H., Keller, H., Kündig, W., Odermatt, W., Patterson, B.D., Simmler, H.: Avoided Level-Crossing: Eine neue Methode zur Untersuchung der Superhyperfein-Wechselwirkung von Myoniumzuständen in Festkörpern . . . . .	783
Odermatt, W., Baumeler, H., Keller, H., Kündig, W., Patterson, B.D., Schneider, J.W., Simmler, H.: Metastabile Myonium-Zustände in Halbleitern . . . . .	783
Ghazi Wakili, K., Zimmermann, U., Brunner, J., Cornaz, A. und Waeber, W.B.: Untersuchung von Neutronen-bestrahlten Reaktor-Druckbehälter-Stählen und einer FeCu-Legierung mit Positronen . . . . .	784
<i>Transporteigenschaften</i>	
Schönenberger, C., Schoenes, J., Franse, J.J.M., and Menovsky, A.A.: Transport Properties of the Heavy Fermion System $URu_2Si_2$ . . . . .	785
van der Maas, J., Huguenin, R., and Gasparov, V.A.: On electron-electron scattering in tungsten and molybdenum . . . . .	789
Gasparov, V.A., and Bondarev, V.V.: Radio frequency size effect (RFSE) investigations of the surface scattering of conduction electrons in tungsten . . . . .	789
Romero, J., van der Maas, J., and Huguenin, R.: Measurement of the surface resistivity of aluminium and the effect of surface polish . . . . .	789
Stubi, R., Probst, P.-A., Huguenin, R., and Gasparov, V.: Effet des collisions sous petit angle et de l'énergie des électrons sur les taux de diffusions électroniques . . . . .	790
Mali, M., Roos, J., Sonderegger, M. und Brinkmann, D.: Messung der Selbstdiffusionskonstanten von ${}^6Li$ und ${}^7Li$ im festen Lithiummetall mit der NMR-Methode der gepulsten Gradienten . . . . .	790
Junke, K.-D., Mali, M., Roos, J., Brinkmann, D.: NMR-Untersuchung der Struktur und Ionendynamik in $(Li_2SO_4)_{1-x}(Na_2SO_4)_x$ -Systemen . . . . .	790
Bischof, H.J., Mali, M., Roos, J. und Brinkmann, D.: Silber-NMR und Leitfähigkeit in den superionenleitenden Gläsern $(AgI)_x(Ag_2O \cdot 2B_2O_3)_{1-x}$ und $(AgI)_x(Ag_2S \cdot GeS_2)_{1-x}$ . . . . .	791
<i>Oberflächen, Grenzflächen</i>	
Aeschlimann, M., Bona, G.L., Meier, F., Stampaconi, M., Zampieri, G., and Siegmann, H.C.: Magnetic Surface Properties of Amorphous TbFe-Films . . . . .	792
Aeschlimann, M., Bona, G.L., Meier, F., Stampaconi, M., and Zampieri, G.: Change of Surface Magnetism induced by $Ar^+$ -Sputtering of $Fe_3O_4$ . . . . .	794
Flüeli, M., Sommer, R., Stadelmann, P., Buffat, Ph.: Observation en temps réel de la coalescence de particules d'or de 3 à 10 nm de diamètre par microscopie électronique à haute résolution . . . . .	799
Spycher, R., Buffat, P.A., Stadelmann, P.: Etude des parois de domaines ferroélectriques dans $PbTiO_3$ par microscopie à haute résolution et simulations d'images sur l'ordinateur CRAY 1S . . . . .	804
Persson, B.N.J., and Baratoff, A.: Resonant Inelastic Contributions to Tunnel Spectra Measured by STM . . . . .	808
Züger, O., Taborelli, M., Landolt, M.: Temperaturabhängigkeit der Oberflächenmagnetisierung von Fe (110) . . . . .	808
Burtscher, H., Müller, U., Schmidt-Ott, A.: Adsorptionsexperimente an freien kleinen Teilchen: $O_2$ auf Ag . . . . .	808

*Nichtlineare Optik, Dielektrika*

Czaja, W., and Burki, Y.: Rate of Heat Transfer from an Optically Excited Sample to a He Bath . . . . .	809
Sutter, K., Bosshard, Ch., Medrano, C. und Günter, P.: Brechungsindexmessungen an nichtlinearen optischen organischen Kristallen . . . . .	813
Bosshard, Ch. und Günter, P.: 2-Cyclooctylamin-5-Nitropyridin (COANP) Dünnschichtkristalle für die integrierte Optik . . . . .	813
Nussbaumer, M., Walther, C. und Günter, P.: Geführte Wellen in nichtlinearen organischen Dünnschichtkristallen . . . . .	813
Medrano P., C., Arend, H. und Günter, P.: Acentricity observed in $C_4H_4Ca \cdot H_2O$ by nonlinear optical measurements . . . . .	814
<i>Mechanische Eigenschaften, Magnetische Anregungen, Kristallstruktur</i>	
Gremaud, G., Quenet, B.: Le modèle des décrochements abruptes, une fructueuse alternative au modèle de la corde des dislocations . . . . .	815
Quenet, B., Bujard, M., Gremaud, G.: Relaxation de Bordoni dans l'Al 5N et 6N . . . . .	815
Schmid, H.G., Mari, D.: Déformation plastique et rupture dans WC-11% Wt Co . . . . .	815
Firmann, M. und Bilgram, J.: Dendritisches Erstarren von Krypton . . . . .	816
Elsenhans, O., Fischer, P., Furrer, A., Hulliger, F., Purwins, H.-G.: Kristallfeld und magnetische Eigenschaften von TbPd <sub>3</sub> . . . . .	816
Bertani, R., Mali, M., Roos, J. und Brinkmann, D.: NMR-Messplatz für Hochdruckexperimente mit der Diamant-Amboss-Zelle . . . . .	816
Graneli, B., Dahlborg, U. und Fischer, P.: Neutronenbeugungsuntersuchung des Ionenleiters CuCl . . . . .	817
<i>Optische Eigenschaften, elektronische Struktur</i>	
Degiorgi, L., Wachter, P., and Ihle, D.: Small Polaron Conductivity in Magnetite . . . . .	818
Neuenschwander, J., Fischer, P., and Wachter, P.: Magnetic Order in Pressure Driven Metallic TmSe <sub>0.45</sub> Te <sub>0.55</sub> . . . . .	822
Fünfschilling, J., Glatz, D. und Zschokke-Gränacher, I.: Änderung der Site-Energieverteilung beim spektralen Lochbrennen . . . . .	825
Lin, S.-X., Fünfschilling, J., and Zschokke-Gränacher, I.: Optical holeburning in the S <sub>0</sub> -T <sub>1</sub> absorption of coronene in frozen organic glasses . . . . .	825
Fünfschilling, J., Glatz, D. und Zschokke-Gränacher, I.: Änderung der Site-Energieverteilung beim spektralen Lochbrennen . . . . .	825
Patthey, F., Schneider, W.-D. et Baer, Y.: Evolution en température du pic de Kondo dans le CeSi <sub>2</sub> . . . . .	826
<i>Supraleitung</i>	
Holguin, E., Rinderer, L.: Comportement du champ magnétique critique de l'état mixte à deux dimensions en fonction de la température . . . . .	827
Peter, M., Manuel, A.A., Stewart, J., Croci, M.: Peut-on généraliser les règles de Matthias? . . . . .	831
Jeanneret, B., Leemann Ch., and Martinoli, P.: Phase Transition of Superconducting Networks . . . . .	831
Abukay, D., and Rinderer, L.: The A15 phase formation on Nb-Al and Nb-Al-Ge wires fabricated by Powder Metallurgy and quenched from high temperatures . . . . .	831
Dutoit, B. et Rinderer, L.: Observations magnéto-optiques de supraconducteurs dans l'état intermédiaire à l'aide de couches de sélénure d'euroium . . . . .	832
Casas, J., and Rinderer, L.: Propagating Normal Zone Velocities along tin wires . . . . .	832
Tang, X.-M., Leemann, Ch., and Martinoli, P.: Shear Modulus of a Lattice of Superconducting Vortices . . . . .	832
Shinozaki, B., and Rinderer, L.: Magnetoconductance (M.C) near Superconducting Transition Temperature T <sub>c</sub> of Aluminum Films . . . . .	833
Soares, V., Meyer, E., and Rinderer, L.: Measurements of limit temperature to the supercooling of high melting point metals . . . . .	833
<b>ANGEWANDTE PHYSIK UND ANDERE DOMÄENEN</b>	
<i>Andere Domänen</i>	
Secrétan, M.-A.: Stabilité magnétohydrodynamique d'une cuve à électrolyse de l'aluminium . . . . .	834
Touzani, R.: Calcul de la couche limite turbulente sur l'aile plane d'envergure infinie . . . . .	834
Muggli, P., Tran, M.Q., Alberti, S., Perrenoud, A., and Mathews, H.-G.: Design Features and Initial Test Results of an 8 GHz Gyrotron Oscillator . . . . .	834
<i>Laser, Quantenelektronik</i>	
Voit, E., Zaldo, C. und Günter, P.: Optisch induzierte variable Lichtablenkung durch aniso-	

trope Bragg Beugung in photorefraktivem KNbO <sub>3</sub> . . . . .	835
Amrhein, P., Voit, E., Kesselring, R. und Günter, P.: Photoinduzierte Phasengitter in reduzierten KNbO <sub>3</sub> Kristallen . . . . .	835
Ingold, M., Walther, C. und Günter, P.: Photorefraktive Effekte in Cer-dotiertem LiNbO <sub>3</sub> . . . . .	835
Pirani, P., Briguet, V. und Lukosz, W.: Optische Bistabilität durch photo-thermischen Effekt . . . . .	836
Briguet, V., Pirani, P. und Lukosz, W.: Selbtpulsationen beim Prismen-Einkoppeln in optische Wellenleiter . . . . .	836
Schnell, S., Stalder, M. und Lüthy, W.: Polarisationseigenschaften der 3 µm Laseremission in YAlO <sub>3</sub> :Er . . . . .	836
Stalder, M. und Lüthy, W.: Neue 3 µm Laserlinien in YAlO <sub>3</sub> :Er . . . . .	837
<i>Laser-Anwendungen</i>	
Beaud, P., Zysset, B., Hodel, W. und Weber, H.P.: Erzeugung von fundamentalen optischen Solitonen durch Soliton-Kompression und Raman-Konversion in einer Monomode-Glasfaser . . . . .	838
Frauchiger, J., Lüthy, W. und Weber, H.P.: 3 µm-Laser Bearbeitung von wasserhaltigen Materialien . . . . .	838
Weber, R., Lampart, W. und Balmer, J.: Röntgenkonversion im lasererzeugten Plasma . . . . .	838
<i>Halbleiter, dünne Schichten, Mikroelektronik</i>	
Zogg, H.: Heroepitaxie auf Si mittels Fluorid-Zwischenschichten: Physikalische Eigenschaften und Anwendungen in der Mikro- und Optoelektronik . . . . .	839
Pignolet, A. et Lévy, F.: Composition et structure de films minces pyroélectriques déposés par pulvérisation cathodique . . . . .	839
Costa, D., Lévy, F., Schmid, Ph. et Tissot, Ph.: Composition chimique de films minces de MoS <sub>2</sub> en fonction de leur épaisseur et des conditions de vieillissement . . . . .	839
Kocian, P.: Einige Eigenschaften der Glimmentladung in der Mischung Silan-Methan . . . . .	840
Bergmann, E., Derep, L, Farge, G.: Mikrostruktur von mit kathodenerzerstäubungsplasma-assistierten CVD hergestellten Wolfram-Kohlenstoffverbindungen . . . . .	840
Mekouar, S., Garrido, C., and van den Bergh, H.: On the Resistivity of Laser Deposited Copper Ohmic Contacts . . . . .	840
Braichotte, D., and van den Bergh, H.: Morphology and Growth of Laser Deposited Ohmic Contacts . . . . .	841
Philippoz, J.-M., van den Bergh, H., Mélinon, P., and Monot, R.: Fluorescence spectroscopy in the photodissociation of I <sub>2</sub> M van der Waals Complexes . . . . .	841
<i>Physikalische Chemie, Medizin, Biophysik</i>	
Born, E.J.: Monte-Carlo-Simulation der Röntgenstrahlung von medizinischen Elektronenbeschleunigern . . . . .	842
Neuenschwander, H.: Makroskopisches Monte-Carlo-Verfahren zur Dosisberechnung bei Elektronenbestrahlung . . . . .	847
Pelizzone, M. et Montandon, P.: Les champs magnétiques évoqués par une stimulation électrique du nerf auditif chez un patient sourd . . . . .	852
Mini, R.: Die Berechnung von Organdosen bei Inkorporation radioaktiver Stoffe . . . . .	852
<i>Optik, Spektroskopie</i>	
Lieberherr, M., Fettinger, Ch. und Lukosz, W.: Laser-induzierte Fluoreszenz submonomolekularer Farbstoff-Schichten an Grenzflächen . . . . .	853
Stähelin, M., Fünfschilling, J., Kohler, D., Ruggiero, M., Zschokke-Gränacher, I.: Optisch nichtlineare Eigenschaften vom 1:3-Komplex Iodoform-Chinolin . . . . .	853
Luthier, R., Lévy, F.: Optical properties of sputtered Au-TiN <sub>x</sub> composite thin films . . . . .	853
Renn, A.: Spektrales Lochbrennen: Anwendung für frequenz- und feldselektive optische Datenspeicherung . . . . .	854
Stierlin, R., Ricka, Y., Bättig, R., Schneider, J., Weber, H.P.: Kontinuierlicher, fiberoptischer Temperatursensor . . . . .	854
<i>Plasmaphysik</i>	
Raemy, F., Schneider, H. und Vaucher, B.G.: Über Lichtschwankungen im stromführenden Plasma . . . . .	855
Eliasson, B., Egli, W., and Jodeit, H.: Coagulation of Bipolarly Charged Aerosols . . . . .	859
Anderegg, F., Skiff, F., and Tran, M.Q.: Intrinsic Stochasticity in Magnetized Plasmas . . . . .	867
<b>THEORETISCHE PHYSIK</b>	
Baratoff, A.: Diffraction Effects and Resolution Limits in Scanning Tunneling Microscopy (STM) . . . . .	868
Garcia, N., and Stoll, E.: The Elastic Quantum Resistance between Metallic Interfaces . . . . .	868

Jauslin, H.R., Zimmermann, Jr., W.: Dynamics of a model for an ac Josephson effect in superfluid $^4\text{He}$ . . . . .	868
Loss, D.: Correction terms to the $\lambda^2 t$ -limit of van Hove by the Liouville operator method . . . . .	869
Heusler, M.: Eine Hamiltonsche Beschreibung der Einsteinschen Feldgleichungen für homogene kosmologische Modelle . . . . .	869
Vigfusson, J.O.: Generalized Mean Field Approximation . . . . .	869