

Rapport de la session d'automne de la Société Suisse de Physique à Neuchâtel les 11 et 12 octobre 1974

Autor(en): [s.n.]

Objekttyp: **AssociationNews**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **48 (1975)**

Heft 1

PDF erstellt am: **14.09.2024**

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Rapport de la Session d'Automne de la Société Suisse de Physique à Neuchâtel les 11 et 12 Octobre 1974

Président: Prof. J. L. OLSEN, ETH Zürich
Vice-président: Mlle Prof. VERENA MEYER, Université de Zürich
Secrétaire: Prof. M. GUENIN, Université de Genève
Membres du bureau: Prof. W. BAUMGARTNER, ETH Zürich
Prof. P. HUGUENIN, Université de Neuchâtel

Partie Administrative

1. Membres

Les membres ordinaires suivants ont été reçus au sein de notre Société: A. F. ABBONDIO (Lausanne), B. BACKENSTOSS (Basel), W. BEER (Villigen), CH. BONJOUR (Lausanne), L. CERGEL (Genève), J.-C. DOUSSE (Fribourg), B. GILLIARD (Neuchâtel), N. GIOVANNINI (Nijmegen), G. GREMAUD (Lausanne), H. HUBER (Neuchâtel), J. LAMMER (Lausanne), T. LAUFFENBURGER (Bottmingen), H. OTT (Zürich), J. PERNEGR (Genève), L. PIETRONERO (Baden), C. POMPONIU (Lausanne), A. PRITZKER (Zürich), P.-A. PROBST (Lausanne), M. PY (Lausanne), J. ROGNON (Münchenbuchsee), R. ROSSIER (Chippis), A. L. SMITH (Ostermundigen), F. SCHECK (Villigen), G. VON SCHULTHESS (Cambridge, USA), W. SCHWITZ (Fribourg), Y. TALMOR (Genève).

La Société comprend actuellement 1180 membres individuels, 7 membres collectifs et 12 bibliothèques.

2. Séance administrative

Le procès-verbal de la séance administrative du 11 octobre 1974 sera distribué aux membres.

3. Prochaine Session

La session de printemps 1975 aura lieu les 11 et 12 avril 1975 à Zürich.



Supraleiter (SuL)

Influence de l'épaisseur de l'échantillon et de la fréquence sur le libre parcours moyen électronique mesuré par l'effet de taille en radiofréquences

par P.-A. PROBST, W. M. MACINNES et R. HUGUENIN

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

Le libre parcours moyen des électrons de conduction mesuré à l'aide de l'effet de taille en radio-fréquences varie avec la température généralement selon $l^{-1}ph \propto T^3$, toute collision avec les phonons étant efficace. Dans le Cd on trouve souvent une dépendance en T^n avec $n > 3$. Ceci peut être attribué au fait que plusieurs collisions sont nécessaires pour que l'électron ne participe plus à l'effet. Nous avons changé les conditions de mesure afin de déterminer la vraie distance entre chocs en augmentant l'épaisseur de l'échantillon (jusqu'à 1,3 mm) et la fréquence. L'exposant n reste supérieur à 3 valant $\sim 5,6$ pour les orbites circulaires et $\sim 4,2$ pour les orbites elliptiques de la lentille du Cadmium.

Oberflächeneffekte und deren Einfluss auf die supraleitenden Eigenschaften einer Niobium-1% Zirkonium-Legierung

von J. LAMMER, E. POSADA und L. RINDERER

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

und H. HAHN

(Brookhaven, N.L.)

Nach Messungen der Magnetisierungskurven, der Ac-Suszeptibilität und des Restwiderstandsverhältnisses kann der oberflächlichen Sauerstoffeinlagerungen zugeordnete Anstieg der Oberflächensuszeptibilität um 5 bis 6 Größenordnungen gegenüber der Bulk-Suszeptibilität nicht nachgewiesen werden.

Oberflächenanalysen mittels AES und SIMS, sowie Rasterelektronenmikroskopie zeigen, dass herkömmliche Begasungsmethoden in der Herstellung von Niobium-RF-Kavitäten ohne Einfluss sind.

Flux Flow in Superconducting Films with Modulated Thickness

by O. DALDINI, C. LEEMANN and P. MARTINOLI

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

We present results related to the flux flow regime in superconducting granular Al films with periodically modulated thickness. At the magnetic fields where the vortex lattice parameter matches the wavelength of the harmonic components of the thickness

modulation [1], the $I - V$ characteristics are linear, as expected, for high vortex velocities but show a completely anomalous behaviour at low vortex velocities. We interpret this result as a consequence of the simultaneous effect of all pinning chains (thickness minima) on the flux lines for these particular field values. Moreover, interesting features giving information about the structure of the vortex lattice and about its elastic and magnetic properties were found by measuring the dynamic resistivity dV/dI as a function of I . We discuss our results on the basis of a recent theory by Schmid and Hauger [2].

References

- [1] O. DALDINI, P. MARTINOLI, J. L. OLSEN and G. BERNER, Phys. Rev. Letters 32, 218 (1974).
 [2] A. SCHMID and W. HAUGER, J. Low Temp. Phys. 11, 667 (1973).

Elektronische Struktur (EIS)

Berechnung des radialen Verlaufs des Kristallpotentials

VON U. TELLENBACH

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

Ueblicherweise wird angenommen, dass das Kristallpotential die Laplace-Gleichung

$$\Delta V = 0 \quad (1)$$

erfüllt. Daraus ergibt sich sofort

$$V = \sum_{k,q} B_q^k(r) Y_{k,q} \quad \text{mit} \quad B_q^k \sim r_k. \quad (2)$$

Da die Gleichung (1) nicht streng gültig ist, wurde eine neue Methode zur Berechnung des Kristallpotentials entwickelt, welche auf dem Thomas-Fermi Modell basiert.

Einfluss der Zwischenschicht-Wechselwirkung auf die optischen Eigenschaften von 2H- und 4H-PbI₂-Polytypen

VON E. DONI und G. GROSSO
 (Universität Pisa)

G. HARBEKE und E. MEIER
 (Laboratories RCA, Zürich)

und E. Tosatti
 (Universität Stuttgart)

Die verschiedenen Polytyp-Modifikationen von Schichtstrukturen unterscheiden sich in der Periodizität senkrecht zur Schichtebene. Die daraus resultierenden Teilungen der Brillouin-Zone in der entsprechenden Richtung des reziproken Gitters haben

einen wesentlichen Einfluss auf die elektronische Bandstruktur. Wir zeigen dies am Beispiel von 2H- und 4H-PbI₂ an Hand von Reflexionsmessungen zwischen 2,2 und 5,0 eV und Berechnungen der elektronischen Bandstruktur.

Elektron-Phonon-Wechselwirkung und Bandkantenverschiebungen in zwei- und eindimensionalen Halbleitern

VON G. HARBEKE

(Laboratories RCA, Zürich)

und E. TOSATTI

(Inst. für Theoretische Physik, Universität Stuttgart)

Die Theorie der Temperaturabhängigkeit elektronischer Bandzustände auf Grund von a) Phonon-Elektron-Wechselwirkung und b) Debye-Waller-Renormalisierung des periodischen Potentials wird erweitert auf den Fall der Anisotropie in effektiver Masse, Schallgeschwindigkeit und Kopplungskonstante. Experimentelle Ergebnisse der Temperaturabhängigkeit der Absorptionskante oder der Exzitonenergie für einige Schichtstruktur- oder Kettenstruktur-Verbindungen werden im Rahmen dieser Theorie diskutiert.

Elektronische Struktur von DyP, HoP und GdBi

VON E. KALDIS, A. SCHLEGEL und P. WACHTER

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH Zürich, 8049 Zürich, Höggerberg)

Es wurde das Reflexionsspektrum unter senkrechter Inzidenz von DyP-, HoP- und GdBi-Einkristallen bei Zimmertemperatur im Energiebereich von 0,03 bis 12 eV gemessen. Ueber eine Kramers-Kronig-Transformation lässt sich daraus der Real- und Imaginärteil der Dielektrizitätsfunktion bestimmen. Diese kann dann in den Anteil der gebundenen und den der freien Elektronen zerlegt werden. Aus der ungestörten Plasmaresonanzfrequenz erhält man bei Kenntnis der effektiven Masse ($m^* = 1,2 m$) die Zahl der freien Elektronen, die sich zu etwa 10^{21} cm^{-3} ergibt. Im Reflexionsspektrum lassen sich Uebergänge der Art $3p^6 \rightarrow 5d_{t_{2g}}$ bzw. $5d_{e_g}$ sowie $4f^n \rightarrow 5d_{t_{2g}}$ bzw. $5d_{e_g}$ identifizieren.

Einfluss von nichtlokaler Abschirmung auf die Bandstruktur von binären Mischkristallen

VON A. BALDERESCHI und K. MASCHKE

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

Die Bandstruktur von III-V und II-VI-Mischkristallen wird im Rahmen der Pseudopotentialmethode untersucht. Zur Beschreibung der durch die chemische Unordnung hervorgerufenen Potentialfluktuationen werden abgeschirmte Atompotentiale

verwandt. Die Ergebnisse zeigen, dass die Abschirmung auf den Gitterplätzen der Nichtmetallatome wesentlich effektiver ist als auf den Gitterplätzen der Metallatome, was auf die unterschiedliche Dichte der abschirmenden Valenzelektronen am Ort der Anionen bzw. Kationen zurückzuführen ist. Zur Beschreibung dieser stark unterschiedlichen Abschirmung ist es notwendig, den nichtdiagonalen Anteil der dielektrischen Matrix zu berücksichtigen.

ESR-ENDOR-Spektren und Struktur des Defekts $\text{Co}^{+2}(\text{b}) : \alpha\text{Al}_2\text{O}_3$

by A. SCHWEIGER

(Laboratory for Physical Chemistry, ETH Zürich)

Cobalt doped sapphire single crystals show three different ESR spectra Zb, Zc [1] and G [2].

For type G spectra the charge compensator has been identified to be H^+ , whereas the structure of the defects giving rise to type Zb and Zc spectra hitherto were unknown. By means of ENDOR spectra it has now been proven that both are related to defects consisting of Co^{+2} in site c and the charge compensator H^+ in a neighbourhood of site c.

The anisotropic ENDOR spectra of the type Zb will be discussed and details about magnetic constants and structure of the defect $\text{Co}^{+2}, \text{H}^+(\text{b}) : \alpha\text{Al}_2\text{O}_3$ will be given.

Exzitonen in Halbleitern (ExH)

Exziton-Zustände und Bose-Einstein Kondensation in AgBr

von W. CZAJA, D. BAERISWYL und C. F. SCHWERDTFEGER¹⁾

(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

In AgBr treten neben 'Singlett'-Exzitonen auch 'Triplett'-Exzitonen auf, die um 0,33 meV stärker gebunden sind [1]. Wir berichten über ein Modell, in dem Triplett-Exzitonen Bose-Einstein Kondensation zeigen. Dabei werden Eigenschaften des Exziton-Systems untersucht und zur Erklärung der experimentellen Befunde herangezogen.

¹⁾ Jetzige Adresse: University of British Columbia, Vancouver, Canada.

Literatur

[1] M. MATSUSHITA, J. Phys. Soc. Japan 35, 1688 (1973).

Résonance entre l'exciton direct et la bande de conduction dans les cristaux mixtes $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$

par J. P. VOITCHOVSKY¹⁾ et A. MERCIER

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

Dans le GaSe, les états de l'exciton direct sont dégénérés en énergie avec des états indirects de la bande de conduction, donnant lieu à un effet de résonance. Le remplacement du sélénium par du soufre dans ce composé déplace l'exciton direct relativement au minimum indirect de la bande de conduction. L'étude de la photoluminescence des cristaux mixtes $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$ pour $0 \leq x \leq 0,2$ en fonction de la température entre 4,2°K et 300°K nous a permis de mettre en évidence l'effet important de cette résonance dans la cinétique de recombinaison des électrons excités dans la bande de conduction. De plus, ces mesures nous ont permis de déterminer la position du gap indirect dans ces composés.

¹⁾ Adresse actuelle: Department of Physics, University of California, Berkeley.

Schwachfeld-Resonanzen bei der Magnetfeldabhängigkeit der Triplett-Triplett Annihilation in Organischen Kristallen

VON M. CHABR UND I. ZSCHOKKE-GRÄNACHER

(Institut für Physik der Universität Basel)

Die Triplettexzitonen in aromatischen Kristallen können gegenseitig annihilieren wobei ein Singlettexziton entsteht. Die Annihilationsrate wird durch ein äusseres Magnetfeld beeinflusst. In dotierten Kristallen kann dies u.a. zur Bestimmung der Orientierung der Gastmoleküle im Kristallgitter benutzt werden.

Die Magnetfeldabhängigkeit der Annihilationskonstante in dotierten Kristallen wird für den Fall eines schwachen äusseren Magnetfeldes (Zeemanaufspaltung \simeq Nullfeldaufspaltung) berechnet und diskutiert.

Wechselwirkung von Ladungsträgern mit Triplett-Exzitonen in Anthracen Kristallen

VON M. WITTMER UND I. ZSCHOKKE-GRÄNACHER

(Institut für Physik der Universität Basel)

Bei der Rekombination von Ladungsträgern in Anthracenkristallen werden Triplett-Exzitonen erzeugt deren Lebensdauer bei Zimmertemperatur rund 10 msec beträgt. Gegenseitige Annihilation zweier Triplett-Exzitonen führt auf die für Anthracen typische blaue Fluoreszenz. Die Exzitonen treten zudem auch mit freien und in Haftstellen eingefangenen Ladungsträgern in Wechselwirkung. Da nach Abschalten des

Stroms die freien Ladungsträger vernachlässigt werden können, lässt sich aus dem zeitlichen Abklingen der Fluoreszenz der Beitrag der Wechselwirkung zwischen Exzitonen und eingefangenen Ladungsträgern ermitteln.

Die mit dieser Methode gemessenen Wechselwirkungsparameter werden diskutiert und mit Werten verglichen, die von verschiedenen Autoren auf andere Weise bestimmt worden sind.

Optische Eigenschaften in Halbleitern (OpH)

Near Edge Optical Spectra of Lead Iodide

by LE CHI THANH, C. DEPEURSINGE and F. LÉVY

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

We here report reflection and absorption spectra of PbI_2 which are specific of the $4H$ or $12R_a$ polytype. The ground state of the 'band-edge' exciton is centred in the vicinity of 4940 \AA and has a 'band-width' of about 20 \AA . A new bump at 4886 \AA is observed in both reflection and absorption spectra as shown in Figures 1 and 2. We

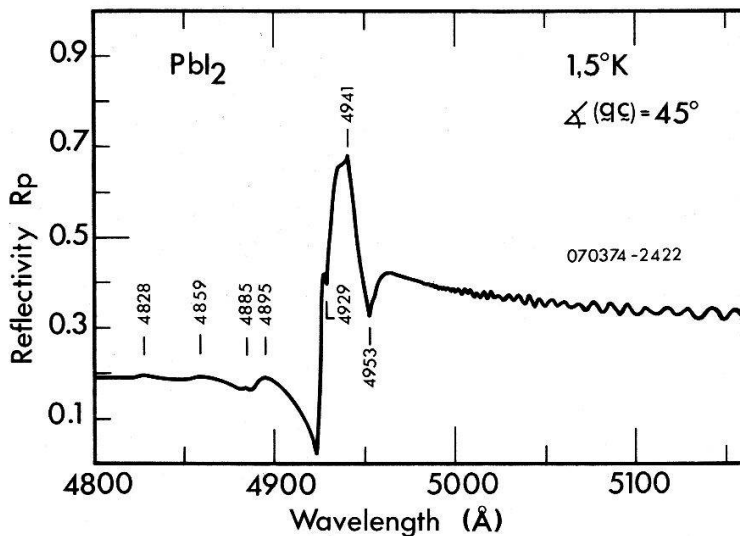


Figure 1

Reflection spectrum of a thin sublimated single crystal of PbI_2 measured at 1.5°K under 45° incidence. R_p refers to the polarization vector parallel to the plane of incidence.

attribute this bump to the $n = 3$ exciton state since it forms a normal $1/n^2$ Wannier series together with the two lower energy lines. This interpretation is at variance with that advanced by Nikitine [1] and Harbeke [2, 3]. These authors described the exciton spectra of $4H\text{-PbI}_2$ in terms of a single anomalous Wannier series whose ground state is shifted by 82 meV towards higher energies. The peak at 4859 \AA , which was assigned by Nikitine and Harbeke to the state $n = 3$, is now believed to originate from an inter-band transition or possibly from a phonon-assisted transition. Another new structure observed at 4710 \AA (not displayed in the figures) probably also corresponds to an inter-band transition.

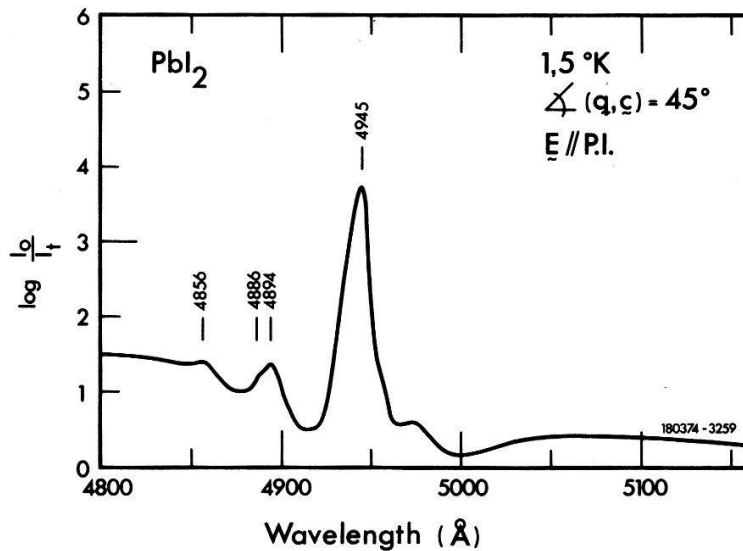


Figure 2
Absorption spectrum of a thin sublimated single crystal of PbI_2 measured at 1.5°K , under 45° incidence and in the p -polarization geometry.

A ground state ionization energy of about 30 meV and a first exciton radius of the order of 40 Å are obtained for the proposed normal series.

Acknowledgments

The authors are indebted to H. Berger for growing the crystals. They are grateful to Professor E. Mooser for his constant interest. They extend their thanks to the Swiss National Scientific Foundation for financial support.

References

- [1] S. NIKITINE, J. SCHMITT-BURCKEL, J. BIELLMANN and J. RINGEISSEN, *J. Phys. Chem. Solids* 25, 951 (1964).
- [2] CH. GÄHWILLER and G. HARBEKE, *Phys. Rev.* 185, 1141 (1969).
- [3] G. HARBEKE and E. TOSATTI, *Phys. Rev. Letters* 28, 1567 (1972).

Optische Untersuchungen zum druckinduzierten Halbleiter-Metall-Uebergang in SmS

VON B. BATLOGG, J. SCHOENES UND P. WACHTER

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

Wir haben die optische Absorption von halbleitenden SmS-Filmen in Abhängigkeit der Photonenenergie (0,5–6 eV), des Druckes (0–1,5 kbar) und der Temperatur (4,2–300 K) gemessen. Sowohl unter hydrostatischem Druck als auch beim Abkühlen (Abkühlen auf 4,2 K bewirkt gleiche Gitterkontraktion wie 3,5 kbar Druck) verschieben sich die elektronischen Uebergänge $4f-5d_{2g}$ mit *ca.* 10 meV/kbar zu niedrigeren, die $4f-5d_{e_g}$ mit *ca.* 15 meV/kbar zu höheren Energien. Somit ist es die mit abnehmender

Gitterkonstante zunehmende Kristallfeldaufspaltung des $5d$ -Bandes, die das $5d_{2g}$ -Teilband mit 10 meV/kbar energetisch absinken lässt. Bei 6,5 kbar ist dann die Energielücke von *ca.* 60 meV geschlossen, was sich in einem isostrukturellen Halbleiter-Metall-Übergang erster Ordnung zeigt.

Transitions radiatives indirectes dans les cristaux mixtes $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$

par A. MERCIER et J. P. VOITCHOVSKY¹⁾

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

La bande de conduction des composés semiconducteurs $\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}$ possède un minimum indirect qui se déplace vers les hautes énergies lorsque x augmente. A 4,2°K, les spectres de photoluminescence de ces cristaux sont formés d'une série de lignes qui se déplace en énergie, en fonction de x , comme le gap indirect. Ces lignes peuvent être interprétées comme des transitions à partir d'un état localisé, situé proche du minimum indirect, accompagnées de l'émission de phonons. Nous discutons l'identification des diverses lignes avec les modes phononiques de ces cristaux que nous avons mesurés précédemment, ainsi que l'évolution des spectres en fonction de la température.

¹⁾ Adresse actuelle: Department of Physics, University of California, Berkeley.

Defekte in Ionenkristallen (DeI)

Elektromechanisches Verhalten von Paraelektrischen Systemen bei tiefen Temperaturen

VON J. BALMER, H. BURKARD und W. KÄNZIG

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH Zürich)

An dotierten $\text{KCl}:\text{OH}^-$ Kristallen wurde die Längenänderung und die elektrische Polarisation in Abhängigkeit eines elektrischen Feldes, der Temperatur und der Hydroxylkonzentration gemessen. Bei schwach dotierten Proben findet man, unabhängig von der OH^- -Konzentration und der Temperatur, für eine vorgegebene Polarisation pro Dipol immer die gleiche relative Längenänderung pro Dipol. Bei hochdotierten Proben ($N \cdot p^2 \geq k \cdot T$) hingegen, ist die relative Längenänderung pro Dipol temperaturabhängig und grösser als der gleichen Polarisation pro Dipol bei kleinen Konzentrationen entspricht. Wir schliessen daraus, dass sich die durch elektrische und elastische Wechselwirkung gebildeten OH^- -Paare beim Anlegen eines elektrischen Feldes bevorzugt so reorientieren, dass bei kleiner Polarisation eine grosse Deformation resultiert. Die Interpretation dieses Verhaltens ist noch offen.

Phosphorescence et Thermoluminescence dans $\text{CsI}:\text{Na}$

par T. SIDLER, J. P. PELLAUX et M. AEGERTER

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Sera publié ultérieurement.

Propriétés Optiques d'un Nouveau Défaut dans CsI

par J. P. PELLAUX, T. SIDLER et M. AEGERTER

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Sera publié ultérieurement.

Etude du désordre thermique dans AgBr par canalisation de protons de 100 keV

par M. ROULET, H. HUBER et C. JACCARD

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Sera publié ultérieurement.

Détection optique de la RMN des paires courtes de centres F dans KCl

par C. JACCARD, M. ECABERT et M. AEGERTER
(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Sera publié ultérieurement.

Messung von Punktdefekten in GaP während des Temperns unter Phosphordruck

von G. SÜSS
(Institut für Physik der Universität Basel)

und W. CZAJA
(Lab. RCA, Zürich)

Nach Beheben von erheblichen chemischen Schwierigkeiten beim Tempern von GaP unter Phosphordruck, worüber an anderer Stelle berichtet wird, konnten erste Messungen in der früher beschriebenen Apparatur [1] durchgeführt werden, nachdem die Quarz- und Keramikrohre durch solche aus Inconel ersetzt worden sind. Statt der erwarteten mit der Temperatur *reversiblen* Einführung von Akzeptoren verursacht durch Ga-Leerstellen in GaP beobachteten wir eine *irreversible* Eindiffusion von Akzeptoren. Diese ist entweder auf das durch Ga-Leerstellen begünstigte Eindiffundieren von Fremdatomen, wahrscheinlich Ni oder Cu zurückzuführen, oder auf die Bildung von Leerstellenkomplexen an Störungen im Kristallgitter.

Weitere Experimente, unter anderem in Rohren aus BN, sind vorgesehen.

Literatur

[1] G. SÜSS und W. CZAJA, Helv. Phys. Acta 46, 435 (1973).

Mechanische Eigenschaften von Metallen (MeM)

Influence des atomes de solute sur les pics de Bordoni et de Hasiguti dans les alliages or-cuivre a faible concentration de cuivre

par C. BONJOUR et W. BENOIT

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

Un article plus complet sera publié ultérieurement.

Etude du Couple de Diffusion Al-Ag

par R. ROSSIER, G. GREMAUD, R. SCHALLER et F. BAUDRAZ

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

L'interface de deux métaux présente après diffusion, toutes les phases homogènes du diagramme d'équilibre pour la température correspondante. Au moyen d'une microsonde, on peut, par référence à l'un des composants purs, mesurer la concentration en fonction du lieu, $c = c(x)$. Des courbes obtenues, on déduit alors le coefficient de diffusion $D = D(c)$ par la méthode de Matano [1]. D'autre part, la dépendance en température du coefficient D peut être donnée par une loi d'Arrhénius $D = D_0 \exp(-E/kT)$. Il est donc possible de tirer l'énergie d'activation E par des recuits à des températures différentes.

Résultats

Les mesures ont été effectuées sur deux séries de couples de diffusion recuits sous vide.

La première série ($T = 500^\circ\text{C}$, $t = 48, 72, 96, 120, 168$ et 192 h), dont trois profils $c = c(x)$ sont représentés en Figure 1, a permis de mettre en évidence la reproductibilité des résultats et de vérifier que le déplacement des interfaces suit une loi en \sqrt{t} .

Les évolutions de $D = D(c)$ dans la solution solide α_{Al} et dans la phase ξ (Ag_2Al) ont été tirées des échantillons de la deuxième série (480 h à 482°C , 100 h à 500°C , 29 h à 540°C) (conf. Fig. 2).

C'est à partir de ces dernières courbes qu'ont été calculées l'énergie d'activation E et $\log D_0$ représentées en Figure 3.

Discussion

Même si la loi d'Arrhénius n'est justifiée théoriquement que dans le cas d'une diffusion simple (saut lacunaire), elle peut cependant être appliquée avec succès au coefficient de diffusion chimique pour la plupart des métaux [1].

D'autre part, une relation empirique proposée par Vignes [2] pour les solutions solides, montre que l'énergie d'activation se compose de plusieurs termes qui expriment les divers phénomènes liés à la formation et à la migration des lacunes, à l'interaction des atomes entre eux et aux fluctuations dues aux mélanges chimiques.

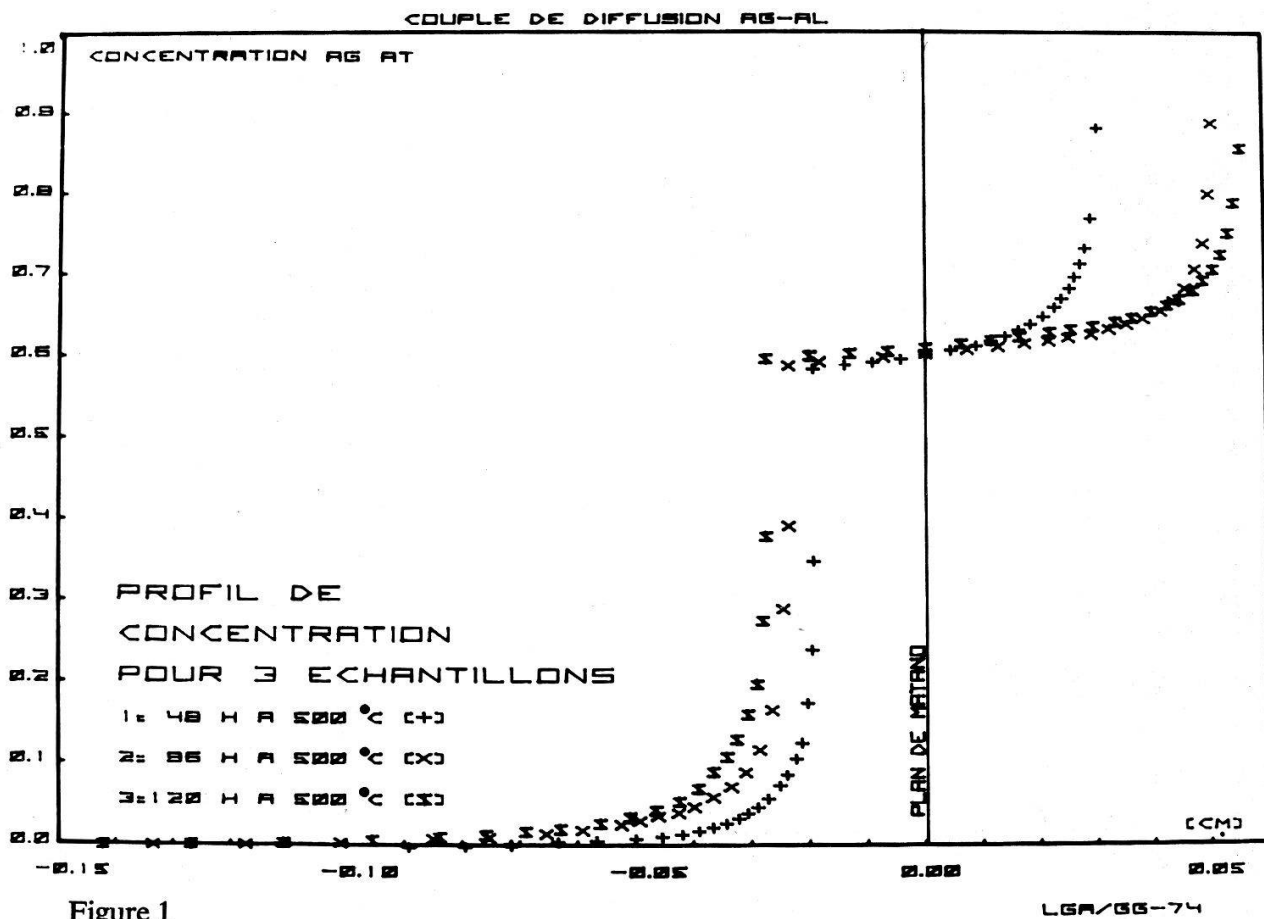


Figure 1
Concentration atomique d'Ag en fonction de la position sur l'échantillon en [cm].

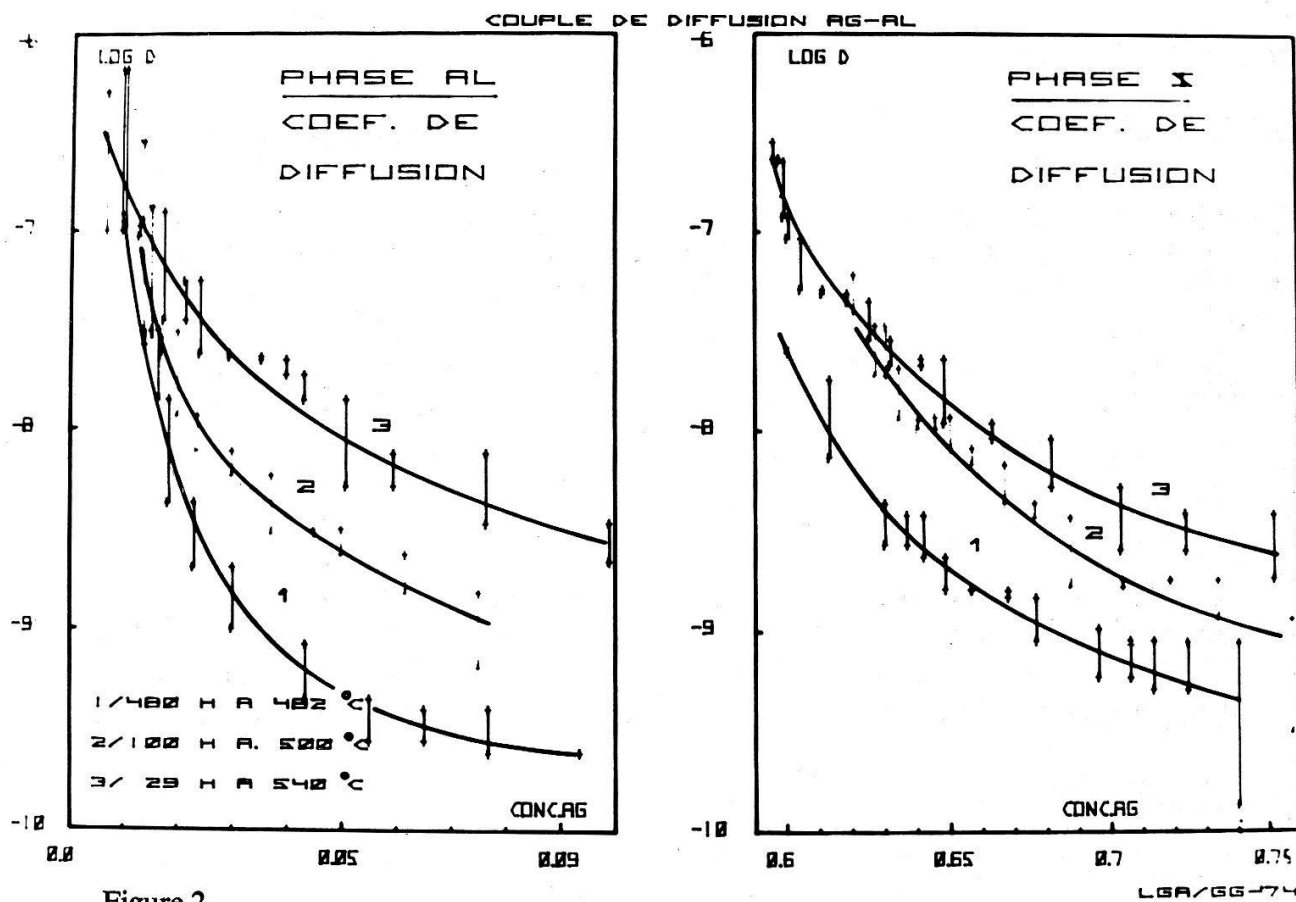


Figure 2
 $\log D$ (D = coefficient de diffusion calculé par la méthode de Matano) fonction de la concentration pour la solution solide α_{Al} et la phase ξ (Ag_2Al).

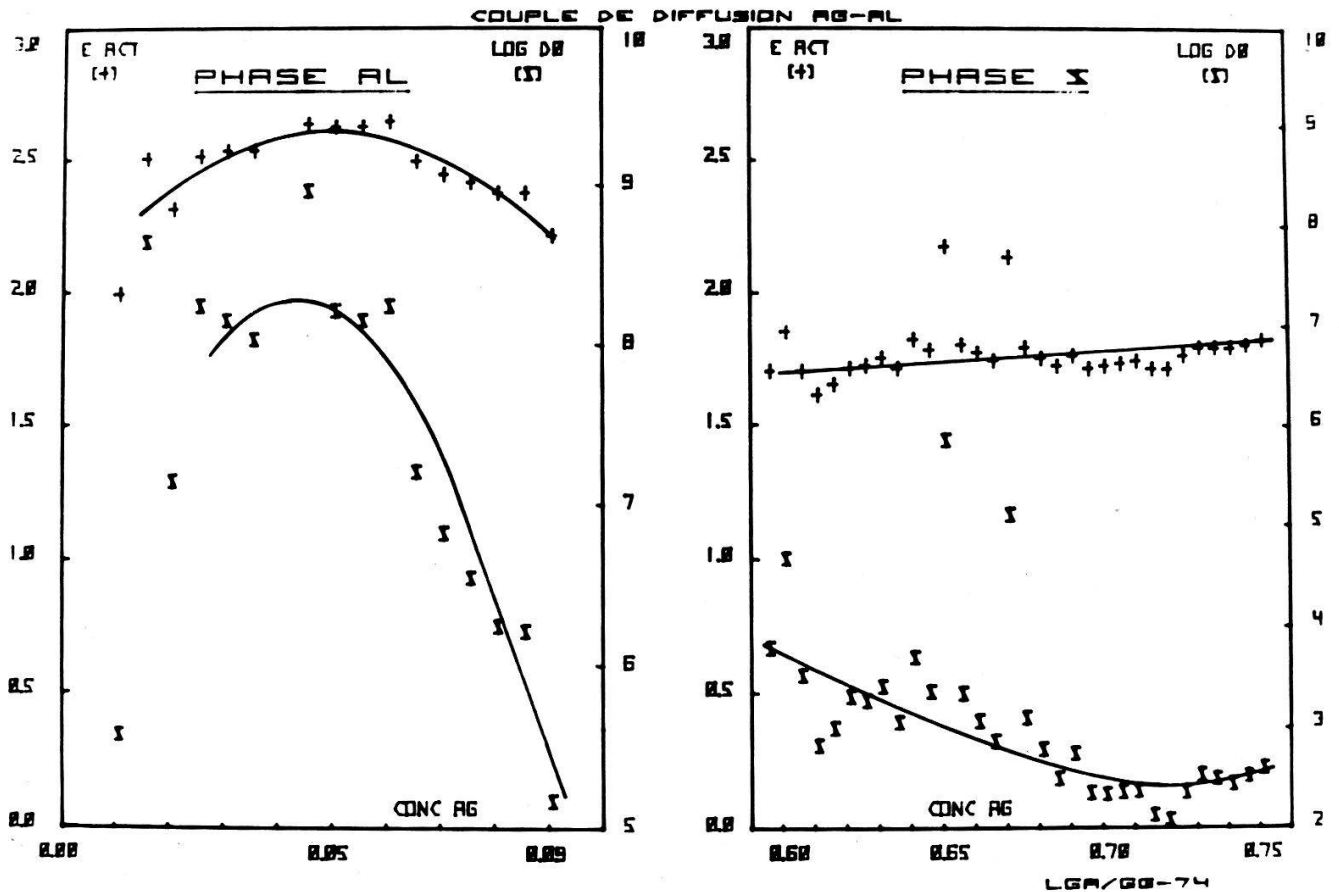


Figure 3

Energie d'activation E (en eV) et $\log D_0$ en fonction de la concentration dans la solution solide α_{Al} et la phase ζ .

Ainsi, dans la solution solide α_{Al} , l'interaction des deux espèces peut expliquer la croissance de l'énergie d'activation, alors que la décroissance à plus forte concentration serait due à une diminution de l'énergie de mélange (la précipitation de ζ devient énergétiquement favorable). Dans la phase ζ , la légère croissance de l'énergie d'activation proviendrait aussi des termes de mélange liés aux écarts à la stoechiométrie de Ag_2Al .

L'évolution de $\log D_0$ peut être prévue par la relation de Vignes [2], s'il est tenu compte des phases intermédiaires.

Conclusion

La reproductibilité des résultats obtenus manifeste de la qualité d'élaboration des échantillons. De plus, le coefficient de diffusion calculé par la méthode de Matano suit une loi d'Arrhénius avec une énergie d'activation qui dépend de la concentration selon une expression qui doit traduire l'effet de plusieurs phénomènes élémentaires.

Références

- [1] Y. ADDA et J. PHILIBERT, *La diffusion dans les solides I* (PUF, 1966).
- [2] A. VIGNES et C. E. BIRCHENALL, *Acta Met.* 16, 1117 (1968).

Etude de la fatigue dans l'aluminium par la mesure du pic de Hasiguti en fonction de la fréquence

par B. TIRBONOD et B. VITTOZ

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

Cet article paraîtra prochainement.

Magnetische Eigenschaften von Metallen (MaM)

Crystal-Field Splitting in γ -Ce and Ce-Y Alloys¹⁾

by A. H. MILLHOUSE and A. FURRER

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

By means of inelastic neutron diffraction we have determined the crystal-field splitting of the $^2F_{5/2}$ ground state multiplet of the Ce^{3+} ion in γ -Ce having the fcc crystal structure and in dhcp, Sm-type, and hcp Ce-Y alloys. Based on a hexagonal unit cell the c/a ratio for this sequence of structures varies from the ideal value of 1.633 down to 1.577 and thus provides an excellent test of the point charge model. We find that all the results can be understood and correlated by means of the point charge model based on the screened Coulomb potential. The crystal-field parameters calculated from this model for a screening parameter $k \sim 1 \text{ \AA}^{-1}$ are in good agreement with those experimentally determined. This value of k is the same order of magnitude as that obtained from the free electron gas model.

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

Magnetische Eigenschaften von $Ce_{1-x}(La_{0.76}Y_{0.24})_xSb$

von G. MEIER¹⁾, O. VOGT und W. HÄLG

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

Makroskopische Magnetisierungsmessungen an $Ce_{1-x}(La, Y)_xSb$ zeigen mit abnehmender Ce-Konzentration einen Wechsel in der leichten Magnetisierungsrichtung von der kubischen (100)-Richtung in die nach der Kristallfeldanisotropie erwartete $\langle 111 \rangle$ -Richtung [1]. Um die magnetische Struktur in Abhängigkeit der

¹⁾ Unterstützung dieser Arbeit durch den Schweiz. Nationalfonds.

Ce-Konzentration bei invarianter mittlerer Gitterkonstante zu bestimmen, wurden Einkristalle von $\text{Ce}_{1-x}(\text{La}_{0,76}\text{Y}_{0,24})_x\text{Sb}$ mittels Neutronenbeugung untersucht. Ähnlich wie beim reinen CeSb [2] findet man eine nicht kommensurable antiferromagnetische Struktur des longitudinal modulierten Typs.

Literatur

- [1] B. R. COOPER, O. VOGT und M. LANDOLT, Proceedings of the International Conference on Magnetism, Moscow (1973).
- [2] B. LEBECH, P. FISCHER und B. D. RAINFORD, Durham Conf. 3, S. 204 (1971).

Permanent Magnetic Materials on the Basis of RE(Co, Cu)

by A. J. PERRY, H. NAGEL and A. MENTH

(Brown Boveri Research Centre, CH-5401 Baden/Switzerland)

In the system $\text{Sm}(\text{Co}_{1-y}\text{Cu}_y)_z$ permanent magnetic materials can be prepared in bulk form with a wide range of magnetic properties, e.g. coercive fields greater than 20 kOe or permanent magnets with energy products of the order 22 MGOe. The dependence of magnetic properties on y, z and corresponding heat treatments will be discussed, based on the results of magnetic, structural and metallurgical investigations.

Simple Model for the Coercivity of Hard Magnetic Materials

by J. BERNASCONI, S. STRÄSSLER and R. S. PERKINS

(Brown Boveri Research Centre, 5401 Baden)

We investigate the possible effects of local regions with an appreciably lowered anisotropy constant K on the magnetization reversal in hard magnetic materials. Within the framework of very simple model-assumptions we calculate the critical fields for the growing of a reversed nucleus (H_c^n) and for the pinning of an extended domain wall (H_c^p). The dependence of H_c^n on the size of the defect-regions and on the spatial gradient of K is, for the appropriate geometry, in reasonable agreement with Abraham and Aharoni's [1] exact micromagnetic calculations. The variation of H_c^p with the angle θ between magnetic field and easy axis is markedly different from a Stoner-Wohlfarth behaviour and rather has a Kondorsky-like shape. Pinning turns out to be important only for very large K -gradients.

Reference

- [1] ABRAHAM and AHARONI, Phys. Rev. 120, 1576 (1960).

Geladene Sonden (GeS)

Nachweis von Gitterkonstantenänderungen über das Festkörperfunkenplasma?

von J. T. MUHEIM

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH Zürich, Hönggerberg)

Es ist erstmalig, dass im Funkenmassenplasma zwischen der Ladungskondensation der Plasmaionen und der den Festkörper charakterisierenden Linearabmessung (Gitterkonstante!) eine Korrelation beobachtet wird [1].

Diese Korrelation ist verstehbar aufgrund einer bisher qualitativ formulierten Relation zwischen den experimentellen scheinbaren Häufigkeiten mono- und multipositiv geladener Ionen und den mutmasslichen energetischen Beziehungen. Die Existenz der letzteren konnte dank einem einfachen Energiemodell mit Hilfe des Pauling-Elektronegativitätsbegriffs im Fall des Anteils der heteropolaren Bindung bei binären Systemen befriedigend verifiziert werden. Der Umstand, dass die höheren Ladungszustände (Ionisierungsgrade) im Funkenplasma, die keinesfalls kristallinen Oxidationszuständen zugeschrieben werden können, ähnlichen energetischen Beziehungen gehorchen wie die der Heteropolarität entsprechenden effektiven Anion- und Kationladungen der kondensierten Phase selbst, liess es als gerechtfertigt erscheinen, von einer Ladungs-Energie-Äquivalenz zu sprechen.

Wie hierbei jedoch dem durchaus ernst zu nehmenden Einfluss der Realnatur eines konkreten Kristalls auf die resultierenden Ladungsverteilungen im Plasma Rechnung zu tragen sei, musste einstweilen dahingestellt bleiben. Umso mehr drängte sich die Frage nach der prinzipiellen Art der Quantifizierung der Ergebnisse auf. Eine solche ist nun möglicherweise gefunden worden. Danach ergibt sich, dass die Ladungsverteilungen generell nicht nur festkörperindividuellen, sondern überdies atomindividuellen Charakter aufweisen. Insbesondere ergibt die Berücksichtigung aller Oxidationszustände der Kationen (unter Berücksichtigung der photographischen Ladungskorrekturen), dass das in Erscheinung tretende, und in der Regel stark realnaturgestörte, Resultat als das Summenergebnis mehrerer subtiler Teilphänomene wie der homopolaren radiusabhängigen Dipolasymmetrie, dem Radiusresonanzphänomen, der heteropolaren Gitterkonstantenvariation, und anderen bisher noch nicht entzifferten Abhängigkeiten, aufzufassen ist.

Dank dem Umstand, dass es sich bei den erwähnten Phänomenen durchweg um Relativgrössen-Änderungen handelt, die überdies atom- und funktionsspezifisch – d.h. irgendwo dominierend – in Erscheinung treten, ist es überhaupt erst möglich, sie zu beobachten. Der Versuch, den aus der Matrix-Anion-Kation-Polarisation abgeleiteten Detailverlauf via eine funken effektive Elektronegativitätsdifferenz als Bindungslängenänderung zu interpretieren, ist nun naheliegend. Der hierbei resultierende Parallelismus zwischen dem röntgenographischen [2] und dem massenspektrographisch ermittelten Verlauf, bei Basierung auf die von Schomaker und Stevenson [3] für einwertige Moleküle vorgeschlagene Bindungslängenformel, ist unverkennbar. Sowohl Grössenordnung wie Vorzeichen des Effekts ergeben sich zwanglos unter den als sinnvoll erscheinenden vereinfachenden Annahmen.

Konsequenzen

Wenngleich zweifellos die praktische Bedeutung dieses Festkörperergebnisses nicht überschätzt werden darf, stützen die daraus zu ziehenden Schlussfolgerungen das bisher erarbeitete physikalische Bild des Funkens in wesentlichen Punkten:

- (i) Das positive Ergebnis impliziert, dass die nichtkryogekühlten Elektrodenkristalle der Serie EuO:Gd eine wesentlich konstante effektive Gittertemperatur – und damit auch Elektronentemperatur! – erreichen müssen; ein Ergebnis, das sich bisher nur für Metalle an kristallinen Phasenübergängen beobachten liess. Ein entgegengesetztes Verhalten müsste sich zufolge des Wirksamwerdens der thermischen Ausdehnung im Ergebnis drastisch bemerkbar machen. Dies bestätigt erneut die fundamental elektronische Natur des Vorgangs, und überdies die aus dem Strukturphänomen gezogene Vermutung, dass die Gittertemperatur im Einzelexperiment sich auf 10°–20° reproduziert haben muss.
- (ii) Die Isotropie des desintegrativen Prozesses ist so weitgehend, dass minutiöse Unterschiede in der lokalen Elektronenstruktur zur Abbildung gelangen (Reibungsfreiheit des Trennprozesses).
- (iii) Aus dem empfindlichen Verhalten der Matrix sowie aller übrigen Atome auf die Präsenz von beispielsweise 30 Atom-ppm Gd (massenspektrographisch festgestellter Wert) in EuO:Gd der nominellen Konzentration 0,1%, wird auf eine Fernwirkung über mindestens 50 Gitterkonstanten geschlossen.

Ueber diese Ergebnisse wird an anderer Stelle ausführlich berichtet.

Literatur

- [1] J. T. MUHEIM, Proc. 10th Rare-Earth Res. Conf. Arizona, I, 208 (1973).
- [2] E. KALDIS, unveröffentlichtes Ergebnis.
- [3] V. SCHOMAKER und D. P. STEVENSON, J. Amer. Chem. Soc. 63, 37 (1941).

Photoemission aus flüssigen Quecksilber-Indium Legierungen

VON P. COTTI und P. OELHAFEN

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH Zürich)

Zusammenfassung. Messungen an flüssigem Quecksilber haben gezeigt, dass die Energieverteilungskurven der Photoelektronen nicht mit dem Sommerfeldmodell erklärt werden können. Pseudopotentialrechnungen ergeben für Quecksilber-Indium Legierungen – im Gegensatz zum reinen Quecksilber – eine Zustandsdichte, die mit derjenigen des Sommerfeldmodells gut übereinstimmt. Wir haben Messungen der Photoemission mit höchster Auflösung (besser als 100 meV) bis zu einer Photonenenergie von 6,5 eV an hochreinen Quecksilber-Indium Legierungen bis zu einer Konzentration von 70 at% Indium gemacht. Die Energieverteilungskurven stimmen mit den nach dem Sommerfeldmodell berechneten sehr gut überein.

Einleitung

Die Zustandsdichte der Leitungselektronen des flüssigen Quecksilbers zeigt im Gegensatz zu vielen andern flüssigen Metallen relativ starke Abweichungen vom Sommerfeldmodell. Um verschiedene experimentelle Daten zu erklären, schlug Mott 1966 [1] eine Zustandsdichte vor, die unterhalb der Fermienergie ein Pseudogap

aufwies. Später wurde von verschiedenen Autoren [2, 3, 4] die Zustandsdichte des flüssigen Quecksilbers mit Hilfe des Pseudopotentials von Evans [5] berechnet. Diese Rechnungen ergaben zwar schwächere aber ebenfalls deutliche Abweichungen vom Sommerfeldmodell. In einer experimentellen Arbeit [6] haben wir gezeigt, dass auch die Energieverteilungskurven der Photoelektronen aus flüssigem Quecksilber nicht mit dem Sommerfeldmodell erklärt werden können sondern auf eine Zustandsdichte hinweisen, die gegen die Fermienergie hin abnimmt.

Von grossem Interesse ist das Verhalten der Zustandsdichte beim Zulegieren eines andern Metalls, wie z.B. dem dreiwertigen Indium. Nach dem Rigid Band Modell müssten dabei unbesetzte Zustände aufgefüllt werden. Demgegenüber ergibt eine Pseudopotentialrechnung von Itami und Shimoji [2] für Quecksilber schon bei 20 at% Indium eine Zustandsdichte, die praktisch mit dem Sommerfeldmodell identisch ist.

Um zu dieser Frage experimentelle Informationen zu erhalten, haben wir die vorliegenden Messungen der Photoemission gemacht.

Apparatur

Unsere Quarz-UV Photoemissionsapparatur, die wir in einer früheren Arbeit [6] beschrieben haben, wurde für diese Messungen nur leicht modifiziert und erlaubt uns nun Messungen bis zu einer Photonenenergie $\hbar\omega \leq 6,6$ eV. Da die Austrittsarbeit ϕ von Quecksilber mit 70 at% Indium $4,19 \pm 0,02$ eV beträgt, kann bei dieser Photonenenergie nur etwa 2,4 eV des Leitungsbandes erfasst werden. Die Messungen beweisen jedoch, dass zur Untersuchung der Zustandsdichte in der Umgebung der Fermienergie die Quarz-UV Photoemissionsspektroskopie besonders zuständig ist, da bei diesen Energieverhältnissen keine echten Sekundärelektronen emittiert werden. Insbesondere werden die Energieverteilungskurven für diese Photonenenergien noch nicht durch Oberflächenplasmonen beeinflusst [7].

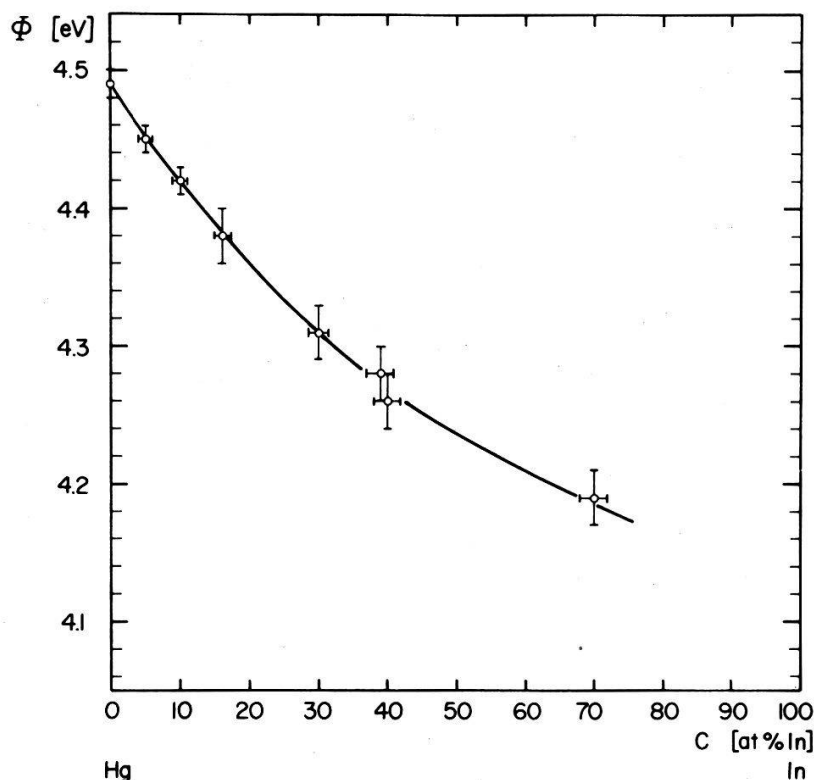
Probenherstellung

Da die Photoemission extrem empfindlich auf Oberflächenverunreinigungen reagiert, mussten die verwendeten Quecksilber-Indium Proben mit besonderer Sorgfalt hergestellt werden.

Indium mit einer Reinheit von 99,9995% (Schuchardt, München) wurde bei 1070°K während 100 Stunden ausgeheizt und anschliessend mehrfach destilliertes Quecksilber mit weniger als 3 ppm Verunreinigungen (Johnson Matthey Chemicals Ltd., London) durch Destillation zulegiert. Die Restgase wurden während der Destillation mit einem Quadrupolmassenspektrometer analysiert. Ihr Partialdruck betrug weniger als $5 \cdot 10^{-9}$ Torr.

Folgende Gründe sprechen für eine homogene und nicht kontaminierte Oberfläche:

- (i) Messung der Austrittsarbeiten und Vergleich mit den in der Literatur angegebenen Werten: die Übereinstimmung beim reinen Quecksilber beträgt 0,01 eV [8] und bei den Legierungen 0,05 eV [9] bei einer Indiumkonzentration bis 15 at%.
- (ii) Messung der Quantenausbeute in der Nähe der photoelektrischen Schwelle und Überprüfung der Fowler-Geraden: diese wiesen keinen Knick auf, woraus man auf eine innerhalb der Ausdehnung des Lichtflecks konstante Austrittsarbeit



Figur 1
Austrittsarbeiten flüssiger Quecksilber-Indium Legierungen bei 296°K.

schliessen kann (keine 'patches'). Ausserdem waren die Austrittsarbeiten über die ganze Probenoberfläche konstant.

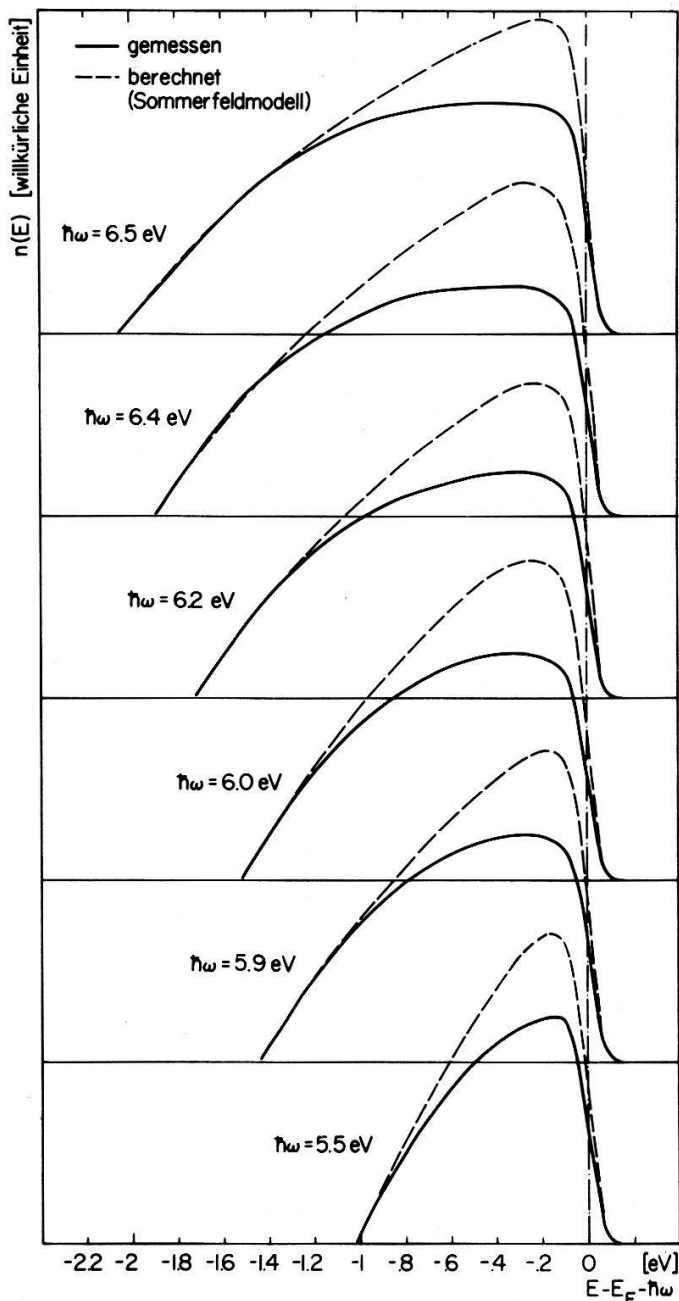
- (iii) Zeitliche Abhängigkeit der Austrittsarbeit: die in Figur 1 dargestellten Austrittsarbeiten waren über mehrere Tage stabil.
- (iv) Einfluss einer kontrollierten Oberflächenoxydation bzw. Adsorption von Sauerstoff: 10 Torr·sec Sauerstoff bewirkten bei einer Legierung mit 40 at% Indium ein Ansteigen der Austrittsarbeit um 0,45 eV.

Resultate und Diskussion

Um über die Zustandsdichten der untersuchten Legierungen etwas aussagen zu können, vergleichen wir die gemessenen mit den nach dem Sommerfeldmodell berechneten Energieverteilungskurven. Diese theoretischen Kurven wurden nach dem Dreistufenmodell berechnet, wie wir dies in einer früheren Arbeit [6] beschrieben haben.

In Figur 2 sind noch einmal gemessene und berechnete Energieverteilungskurven von flüssigem, reinem Quecksilber bei 240°K wiedergegeben. Die gemessenen Kurven wurden jeweils den berechneten Kurven im niederenergetischen Bereich angepasst. Oberhalb einer Energie, die etwa 1,3 eV unterhalb der Fermienergie liegt, weichen die gemessenen von den berechneten Kurven deutlich ab. Diese Tatsache haben wir in einer früheren Arbeit [6] damit erklärt, dass beim flüssigen Quecksilber die Zustandsdichte gegen die Fermienergie hin abnimmt.

Die Energieverteilungskurven von Quecksilber mit 70 at% Indium bei 296°K sind in Figur 3, dargestellt. Im Gegensatz zum reinen Quecksilber stimmen hier die gemessenen mit den nach dem Sommerfeldmodell berechneten Energieverteilungskurven innerhalb 3%, was etwa der Messgenauigkeit entspricht, überein. Messungen bei 40 at% Indium ergaben dieselben Resultate.

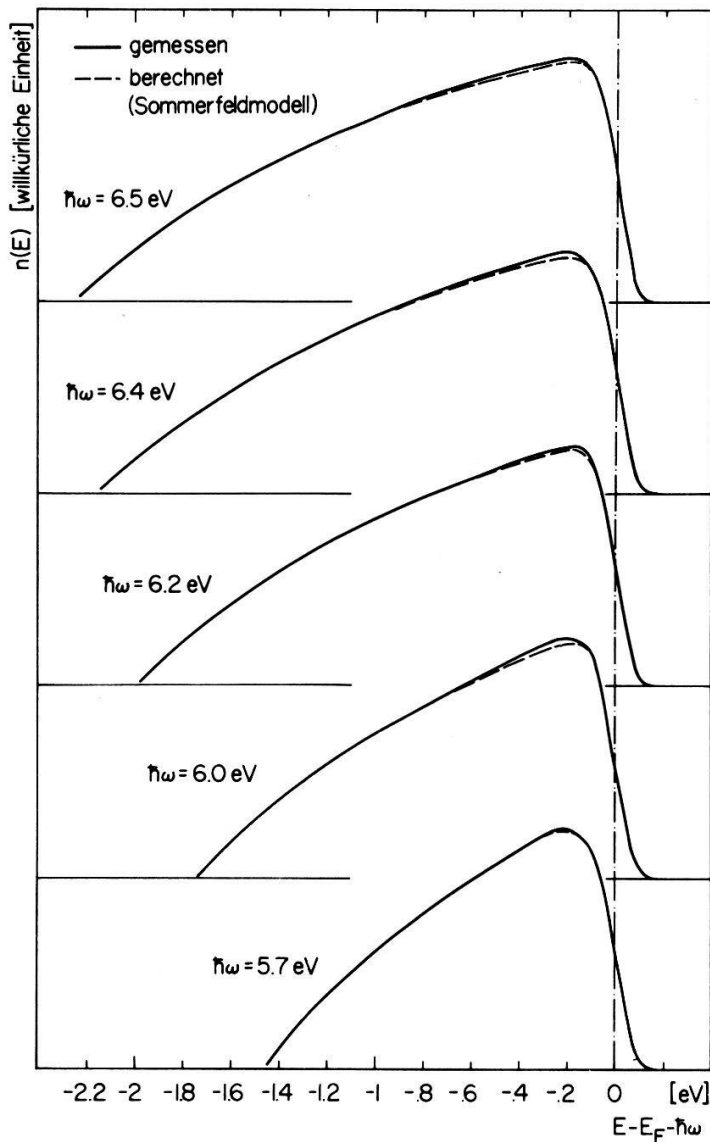


Figur 2

Energieverteilungskurven von reinem, flüssigem Quecksilber bei 240°K. (E ist die kinetische Energie der Photoelektronen, E_F die Fermienergie. Die gemessenen Kurven wurden alle auf die gleiche maximale Höhe normiert.)

Diese Messungen zeigen, dass beim Zulegieren von Indium bei den untersuchten Konzentrationen von 40 und 70 at% Indium, nicht die unbesetzten Zustände aufgefüllt werden wie man es nach dem Rigid Band Modell erwarten würde, sondern die Zustandsdichte des reinen Quecksilbers im Bereich der Fermienergie in Richtung des Sommerfeldmodells deformiert wird. Dieses Ergebnis stimmt mit der von Itami und Shimoji [2] berechneten Zustandsdichte für Quecksilber mit 20 at% Indium überein.

Da beim Zulegieren von Indium die Streuung der Elektronen zunehmend inkohärent wird, erscheint die Deformation der Zustandsdichte in Richtung des Sommerfeldmodells plausibel. Die Tatsache, dass unsere Messungen der Photoemission praktisch exakt ein Sommerfeld-Verhalten zeigen, betrachten wir deshalb auch als Hinweis



Figur 3

Energieverteilungskurven von flüssigem Quecksilber mit 70 at% Indium bei 296°K.

dafür, dass die Photoemission aus Metallen, zumindest im Quarz-UV Bereich, sehr wertvolle Informationen über die Zustandsdichte zu liefern vermag.

Verdankung

Wie danken Herrn Prof. G. Busch, Vorsteher des Laboratoriums für Festkörperphysik der ETHZ, für seine grosszügige Unterstützung und sein Interesse an dieser Arbeit. Die glastechnischen Arbeiten wurden mit viel Geschick durch Herrn B. Nussberger ausgeführt. Die Arbeit wurde durch den Schweizerischen Nationalfonds finanziell unterstützt.

Literatur

- [1] N. F. MOTT, *Phil. Mag.* 13, 989 (1966).
- [2] T. ITAMI und M. SHIMOJI, *Phil. Mag.* 25, 229 (1972).
- [3] T. CHAN und L. E. BALLENTINE, *Can. J. Phys.* 50, 813 (1972).
- [4] K. ICHIKAWA, *Phil. Mag.* 27, 177 (1972).

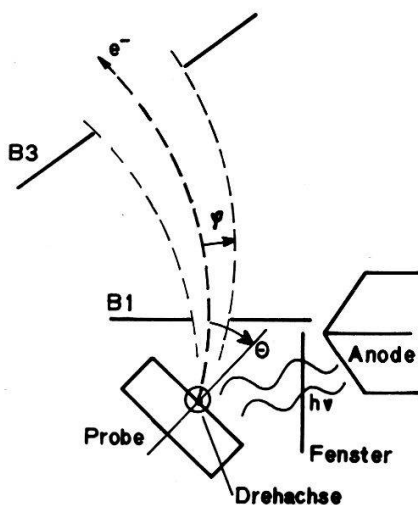
- [5] R. EVANS, J. Phys. C: Metal Phys. Suppl. No. 2, S 137 (1970).
 [6] P. COTTI, H.-J. GÜNTHERODT, P. MUNZ, P. OELHAFEN und J. WULLSCHLEGER, Solid State Commun. 12, 635 (1973).
 [7] P. OELHAFEN, *Surface Science*, im Druck.
 [8] H. CASSEL und A. SCHNEIDER, Naturwiss. 22, 464 (1934).
 [9] G. TURNER, Phil. Mag. 21, 257 (1970).

Winkelverteilung von Röntgen-Photoelektronen aus BaTiO_3 -Einkristallen

VON J. BRUNNER und M. THÜLER

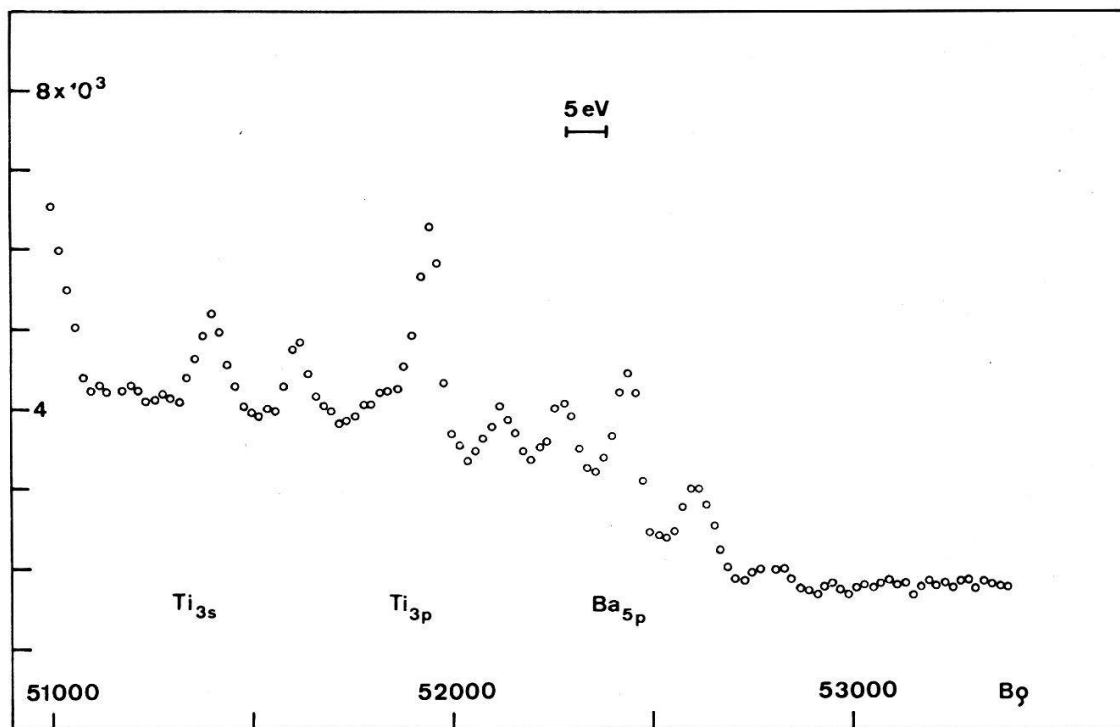
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Die aus Festkörpern emittierten Röntgen-Photoelektronen haben zwei Eigenschaften, die vom Experiment erfasst werden können: ihre kinetische Energie und die Winkelverteilung ihrer Intensität. Bei zusammengesetzten Proben unterscheidet sich die Winkelverteilung der Oberflächenschichten von der tiefer gelegener Schichten. Aus der Messung können somit Aussagen über die obersten Probenschichten gewonnen werden [1]. Im Falle von Einkristallen tritt eine weitere Erscheinung hinzu. Wenn die de Broglie-Wellenlänge des Photoelektrons kleiner ist als der Abstand zwischen den Kristallebenen, treten im periodischen Potential Interferenzerscheinungen auf. Die Winkelabhängigkeit der Intensität relativ zu den Kristallachsen kann durch Bragg-Winkel beschrieben werden [2]. Jedoch ist diese Beschreibung mit dem Experiment nur teilweise in Übereinstimmung [3].

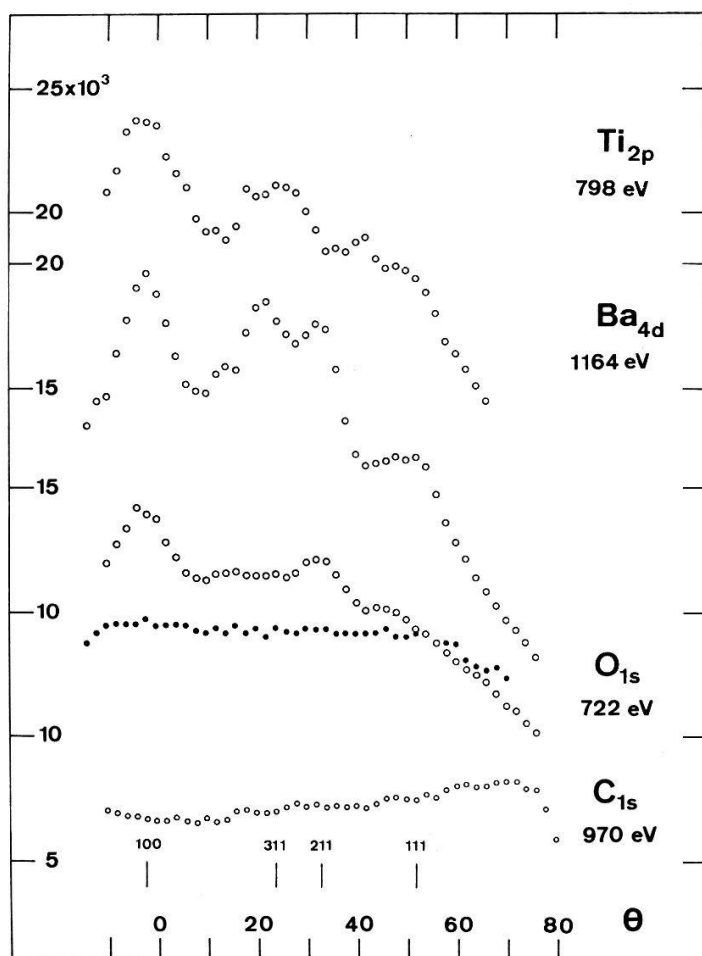


Figur 1
Geometrische Anordnung.

Wir haben die Winkelverteilung der durch die MgK_α -Strahlung (1253,6 eV) in BaTiO_3 -Einkristallen anregbaren Elektronen gemessen. Die geometrische Anordnung zeigt Figur 1. Die Probe wird um eine in ihrer Oberfläche gelegene $\langle 011 \rangle$ -Achse, die senkrecht zur Spektrometerebene steht gedreht. Der Winkel zwischen dem Röntgenfluss und der Beobachtungsrichtung ist fest. Die Winkelauflösung ist durch die Hauptblende B3 bestimmt und beträgt $3,8^\circ$. Die Blende B1 definiert die elektronenoptische Quelle. Der aus der Schmelze gezüchtete Kristall wurde keiner nachträglichen Behandlung unterzogen. Alle Messungen wurden bei einem Druck von 10^{-7} Torr und bei Temperaturen zwischen 250 und 300°C durchgeführt.



Figur 2
Impulsverteilung der schwachgebundenen Elektronen in BaTiO₃.



Figur 3
Winkelverteilung der Ti_{2p}, Ba_{4d}, O_{1s} und C_{1s}-Photoelektronen. Die Punktdurchmesser entsprechen dem statistischen Fehler.

Eine absolute Bestimmung der Bindungsenergien ist durch Aufladungseffekte, die bei Isolatoren auftreten, erschwert. Die relativen Energien sind jedoch von diesen Effekten unabhängig. Die Energieverschiebung, die durch die verschiedenen Bindungszustände der Ba- und Ti-Ionen zustande kommt, wurde aus der Lage aller messbaren Photolinien bestimmt und beträgt $3,9 \pm 0,3$ eV. Damit ist eine Interpretation des Energiespektrums der schwach gebundenen Elektronen möglich (siehe Fig. 2). Die gemessenen Winkelverteilungen sind in der Figur 3 dargestellt. Die angegebenen Intensitäten sind Mittelwerte von mehreren Messungen. Die statistischen Fehler sind von der Grössenordnung der Punktdurchmesser. Die mit dem Emissionswinkel zunehmende Verteilung der C_{1s} -Elektronen entspricht der einer Oberflächenschicht. Die daraus bestimmte Schichtdicke in Einheiten der mittleren inelastischen freien Weglänge λ beträgt $d/\lambda = 0,6$. Die O_{1s} -Linie ist infolge der verschiedenen Bindungsenergien im Kristall bzw. an der Oberfläche aufgespalten. Die Energiedifferenz der zwei Komponenten beträgt $2,2 \pm 0,2$ eV. Die Linie mit der grösseren Bindungsenergie verhält sich isotrop und wird dem an der Kristalloberfläche gebundenen Sauerstoff zugeordnet. Aus dem Intensitätsverhältnis bei grösseren Emissionswinkeln und dem Vergleich mit der C_{1s} -Verteilung folgt, dass der Sauerstoffbelag sich unmittelbar auf der Kristalloberfläche und unterhalb der Kohlenstoffschicht befindet. Eine Abschätzung für eine homogen angenommene Schicht ergibt eine Dicke von einigen Atomlagen. Die Winkelverteilung der anderen O_{1s} -Komponente zeigt Channelingeffekte und ist daher durch Kristalleigenschaften bestimmt. Die Ba_{4d} - und Ti_{2p} -Linien haben eine davon abweichende Winkelabhängigkeit. Die auf Grund der Kristallstruktur erwarteten Verteilungen sollten für die Ba- und Ti-Elektronen ähnlich sein. Der beobachtete Unterschied ist nur durch die Annahme erklärbar, dass der Kristall in der unmittelbaren Nähe der Oberfläche eine andere Struktur aufweist.

Literatur

- [1] H. ZOGG, Dissertation No. 5296, ETH Zürich (1974).
- [2] R. E. DE WAMES und W. F. HALL, *Acta Cryst. A* 24, 206 (1968).
- [3] K. SIEGBAHN, U. GELIUS, H. SIEGBAHN und E. OLSEN, *Phys. Letters* 32A, 221 (1970). C. S. FADLEY und S. Å. L. BERGSTRÖM, *Phys. Letters* 35A, 375 (1971). J. BRUNNER, M. SIEGRIST und H. ZOGG, *Helv. Phys. Acta* 45, 896 (1972).

Physique Appliquée et autres Domaines de la Physique

Application of Matrix Isolation Spectroscopy for the Diagnostic Investigation of Low Pressure Plasma

by S. VEPŘEK

(Institute of Inorganic Chemistry, University of Zürich)

and D. L. COCKE and K. A. GINGERICH

(Department of Chemistry, Texas A & M University)

The chemical compositions of low pressure plasmas in the heterogeneous systems – carbon/hydrogen and carbon/oxygen – have been investigated by means of matrix

isolation infrared spectroscopy. It was shown that the dominant carbon-carrying species in these systems are simple hydrocarbons and carbon monoxide, respectively. These results support previous theoretical explanation of the mechanism of chemical transport of carbon in the low pressure plasmas.

Spektroskopische Untersuchungen des Niederdruckplasmas im Stickstoff

von P. KOCIAN

(Laboratoire de Physique appliquée, EPF Lausanne)

Wegen geringer Atomkonzentration ist der spektroskopische Nachweis von Stickstoffatomen durch Atomlinien im Niederdruckplasma sehr schwierig zu gelangen. Deshalb wurden die Bandenspektren von N_2 besonders das erste positive Bandensystem ($B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_u^+$) untersucht. In diesem System ist die Lichtemission vom 11. bzw. 6. $B^3\Pi_g$ Schwingungszustand der zweiten Potenz der Atomkonzentration im Grundzustand direkt proportional. Es wurde die Lichtintensität in Abhängigkeit vom Druck und vom Entladungsstrom gemessen. Die gefundenen Werte wurden mit den Ergebnissen anderer Methoden besonders der kalorimetrischen Methode und der Wrede-Harteck Methode konfrontiert.

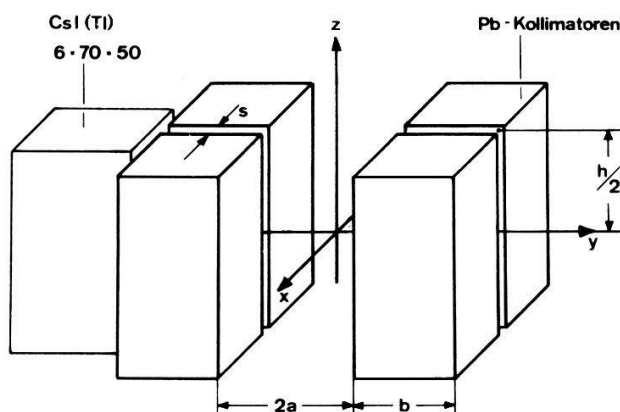
Präzisionsscanning mit Annihilationsstrahlung

von A. OGGENFUSS

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH Zürich)

Die nahezu exakte 180° -Korrelation der beim 2γ -Zerfall von Positronen emittierten Quanten erlaubt es, räumliche Verteilungen β^+ -aktiver Stoffe mit hoher Präzision zu messen. Das Ziel dieser Arbeit ist, die Grenzen des Ortsauflösungsvermögens bei dieser Methode (i.f. 'A-Scanner' bezeichnet) sowie die Vorteile gegenüber dem konventionellen 1-Quanten-Scanner aufzuzeigen.

Die verwendete Messanordnung, die sich besonders für Messungen an linearen Systemen (x -Achse) eignet, zeigt Figur 1. Hinter zwei schlitzförmigen Bleikollimatoren

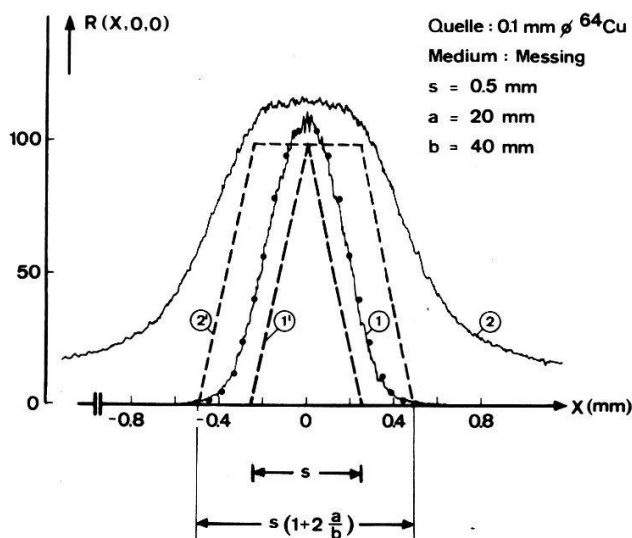


Figur 1

Messanordnung. $s = 0-1$ mm, $a = 10-40$ mm, $b = 40$ mm, $h = 70$ mm.

befinden sich plattenförmige, in Koinzidenz geschaltete Szintillatoren; die Schlitzbreite s und der Objektstand a sind variabel.

Unter Voraussetzung idealer Kollimationsbedingungen ergibt sich aufgrund einer Raumwinkelbetrachtung für den A-Scanner eine dreieckförmige Ortsauflösung mit der Basisbreite s . Wesentlich dabei ist, dass die Ortsauflösung unabhängig vom Objektstand ist. Im Gegensatz dazu ist die Raumwinkelfunktion für den 1-Quanten-Scanner trapezförmig, wobei die Basisbreite wesentlich vom Objektstand abhängt.

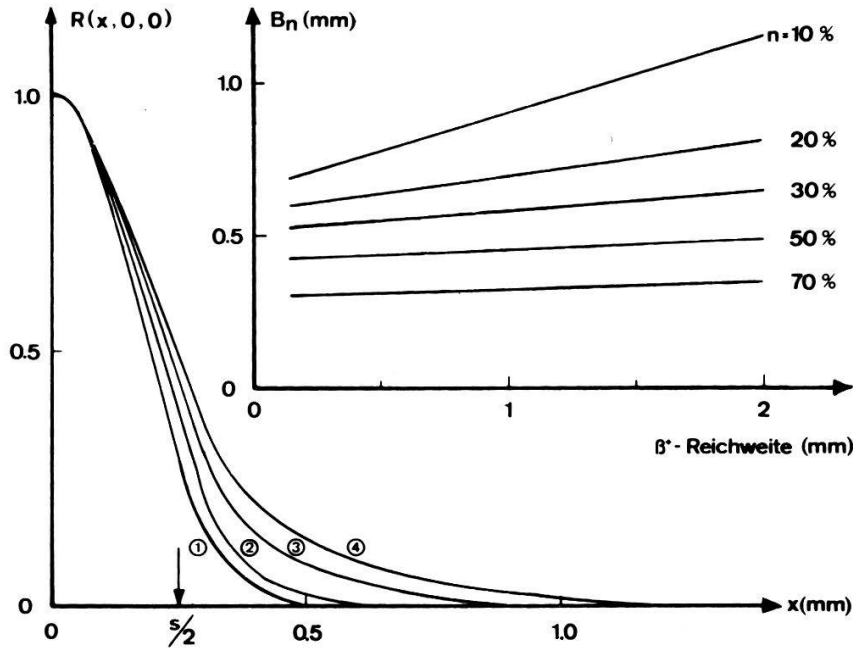


Figur 2

1 = A-Scanner, 2 = 1-Quanten-Scanner, 1' und 2' sind die zugehörigen Raumwinkelfunktionen. Zählrate $R(x, 0, 0)$ in willkürlichen Einheiten.

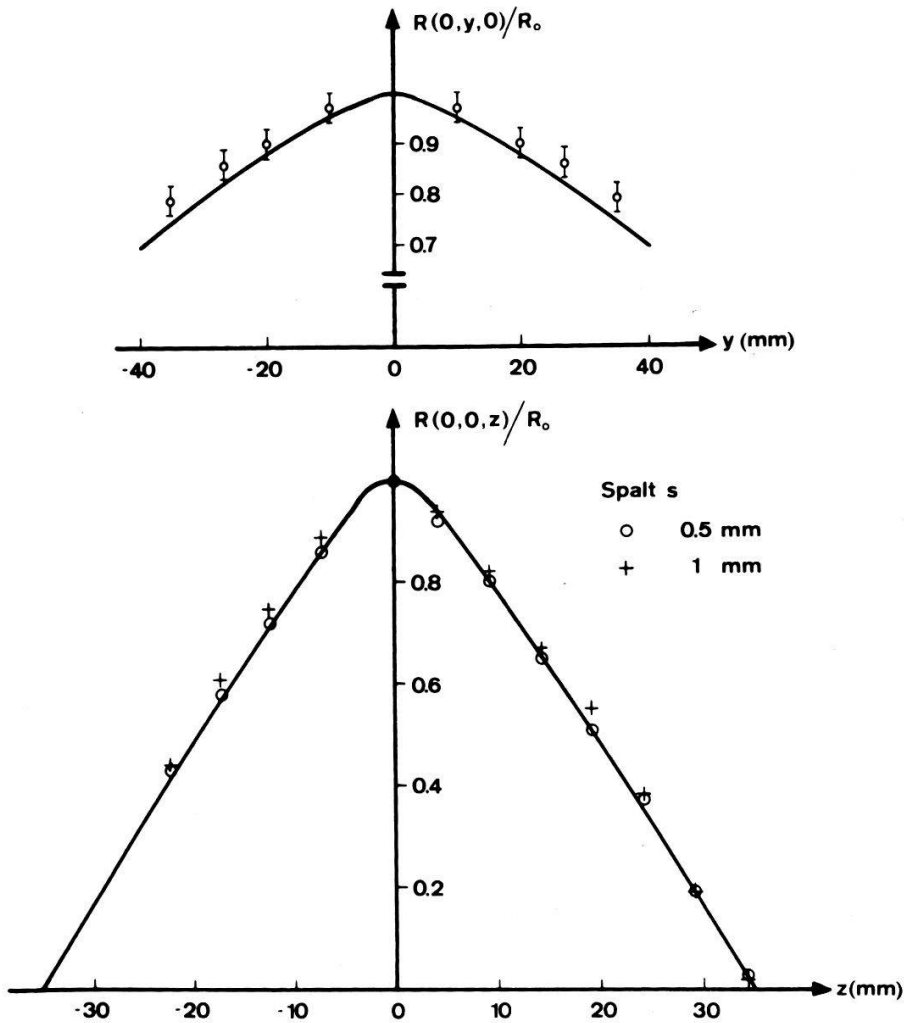
In Figur 2 sind diese Raumwinkelfunktionen (1') und (2') zusammen mit den experimentellen Daten (Kurven 1 und 2) dargestellt. Kurve 2 ist die Einzelrate eines der beiden Detektoren. Die nahezu punktförmige ^{64}Cu -Quelle wurde mit konstanter Geschwindigkeit längs der x -Achse bewegt und die Zählrate mit einem CRM und einem Schreiber aufgenommen. In beiden Fällen treten Abweichungen von den Raumwinkelfunktionen auf. Beim A-Scanner können diese auf eine einzige Ursache zurückgeführt werden: die Positronen annihilieren in dem die Quelle umgebenden Medium erst, nachdem sie thermalisiert sind, d.h. am Ende ihrer Reichweite. Dadurch entsteht eine sphärische Verteilung der Annihilationszentren. Die in Kurve 1 eingetragenen Punkte wurden mit Hilfe des Reichweitespektrums von ^{64}Cu -Positronen berechnet.

Die sehr viel breitere und mit einem erheblichen Untergrund belastete Linienform beim 1-Quanten-Scanner (Kurve 2) kann durch Reichweiteffekte nicht erklärt werden; sie wird wesentlich durch die Transparenz der Bleikollimatoren beeinflusst. Beim A-Scanner ist dieser Effekt deswegen vernachlässigbar, weil die γ -Schwächung in den Kollimatoren *quadratisch* auftritt. Bemerkenswert ist ferner, dass der Raumwinkel bei $x=0$ infolge der 180° -Korrelation der gleiche ist, d.h. der Vorteil der wesentlich höheren Ortsauflösung beim A-Scanner muss nicht durch Raumwinkelverluste erkaufte werden. Die durch den Schwerpunktimpuls des Elektron-Positronpaares hervorgerufene Abweichung von der 180° -Korrelation (*ca.* 10 mrad, vgl. z.B. [1]) hat keinen messbaren Einfluss auf die Ortsauflösung. Die Lokalisierung des Quellenzentrums gelingt mit der beachtlichen Genauigkeit von $\pm 10 \mu$.



Figur 3

Linienform für diverse Medien, in die eine punktförmige ^{64}Cu -Quelle eingebettet ist. 1 = Blei, 2 = Messing, 3 = Teflon, 4 = Plexiglas, B_n = Linienbreite bei $n\%$ der Linienamplitude.



Figur 4

Abhängigkeit der Ansprechfunktion von den Koordinaten y und z .

Aus Figur 3 ist der Einfluss des Mediums ersichtlich, in das die Punktquelle eingebettet ist. Empirisch ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der maximalen Reichweite der Positronen im entsprechenden Medium (nach [2]: 240 mg/cm² für ⁶⁴Cu, $E_{\beta^+}^{\max} = 657$ keV) und der Linienbreite B_n bei $n\%$ der Linienamplitude.

Figur 4 zeigt die Abhängigkeit der Ansprechfunktion von den Koordinaten y und z . Die eingetragenen Kurven wurden aus der Faltung der Raumwinkelfunktionen mit den koordinatenabhängigen Ansprechwahrscheinlichkeiten der Detektoren berechnet. Die Abweichungen bei $R(0, y, 0)$ sind auf γ -Streuung in den Kollimatorspalten zurückzuführen.

Von den vielseitigen Anwendungsmöglichkeiten sei nur eine erwähnt: Bei Tracerexperimenten zur Selbstdiffusion in Schmelzen können Orts- und Zeitverlauf der Diffusion in situ verfolgt werden, wodurch unkontrollierbare Störungen des Diffusionsprofils durch die Dichteänderung beim Einfrieren eines Momentanzustands (vgl. z.B. [3]) ausgeschlossen werden können.

Herrn Prof. F. Heinrich verdanke ich die Anregung zu dieser Studie und zahlreiche Diskussionsbeiträge. Herrn A. Gross danke ich für die Mithilfe bei den Messungen. Die Arbeit wurde durch den Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung finanziell unterstützt.

Literatur

- [1] F. BADOUX und F. HEINRICH, *Helv. Phys. Acta* 29, 591 (1966).
- [2] L. KATZ und A. S. PENFOLD, *Rev. Mod. Phys.* 24, 28 (1962).
- [3] *The Properties of Liquid Metals*, Conference Report, Brookhaven 1966, p. 314.

Analyseur de Hauteur d'Impulsion Camac en Temps Réel Multitaches

par F. H. WORM

(Département de recherche et développement, SEN Genève)

Introduction

Le but de ce développement était de réaliser un appareil conservant toutes les facilités des analyseurs d'impulsion câblés, tout en permettant un traitement de l'information beaucoup plus poussé, alié à une utilisation intéressante des possibilités de calcul de l'ordinateur.

Le choix du matériel a découlé de ces options de base auxquelles nous avons adjoint une autre: une fréquence d'acquisition très élevée pour ne pas être limité par la technologie des convertisseurs A/D.

Enfin, nous avons voulu faire de cet ensemble un ensemble ouvert, c'est-à-dire, se prêtant bien à des implémentations de hardware et de software.

Description du système physique

*L'ordinateur devait répondre aux conditions suivantes:

- Structure d'entrées/sorties souple et rapide.
- Existence d'un ou plusieurs canaux d'accès direct mémoire en mode incrément mémoire.
- Mémoire facilement extensible.
- Système d'exploitation temps réel.
- Coût peu important dans l'ensemble du système.

Ces raisons et notre expérience nous ont conduit à opter pour un ordinateur Nova 1220.

*Le système d'acquisition devait, lui, être modulaire, rapide, et si possible déjà connu par les utilisateurs, ce qui a entraîné l'adoption du standard CAMAC.

Pour des problèmes de vitesse d'acquisition, l'interface CAMAC/NOVA devait permettre le transfert direct en incrément mémoire.

Enfin, nous avons développé un module permettant de désynchroniser les transferts en accès direct afin de gagner le temps d'initialisation. Ce module, réalisé en CAMAC, consiste en une mémoire tampon à registre MOS, remplie par le convertisseur A/D. Cette mémoire doit être lue en accès direct. Elle est précédée d'un étage de comparaison dans lequel la valeur convertie par l'ADC est comparée aux valeurs limites de la fenêtre d'acquisition, avant d'être acceptée, ceci afin de rejeter les événements non intéressants dès avant leur transfert dans l'ordinateur. Les ADC utilisés sont, soit des Northern, soit des ADC à approximation successive 12 bits en 3,5 us.

*En de hors de la fonction d'acquisition, le CAMAC contrôle le système d'affichage, qui peut être soit un écran à faible rémanence, soit un écran à mémoire ou à plasma, en cours d'intégration dans le système. Dans le cas de l'écran à faible rémanence ou à plasma, l'opérateur dispose d'un crayon lumineux – light pen.

*De plus, le CAMAC interface un panneau de contrôle qui permet à l'opérateur de suivre l'expérience en agissant sur des boutons poussoirs et des micro switches, au lieu de rentrer les données par la console.

*Enfin, le système dispose de toute la gamme des périphériques de l'ordinateur, parmi lesquels en général une unité ce cassettes magnétiques sur lesquelles les pectres sont stockés et peuvent être relus par le programme.

Description du software

Afin de répondre à une grande souplesse d'extension et de réaliser un ensemble pouvant aisément communiquer avec d'autres programmes, le système a été intégré dans un système d'exploitation temps réel.

Le CAMAC a été introduit au niveau du traitement d'interruption en raison de l'overhead relativement important introduit par les autres commandes système.

Le software a été écrit sur la base de tâches, la gestion de ces tâches étant effectués par le système sur une base de niveau de priorité et d'identificateurs.

Le programme comprend 4 tâches:

- La première est la tâche de décodage et d'interprétation des commandes clavier comprenant l'acquisition et l'analyse – priorité intermédiaire.
- La deuxième est la tâche de balayage des lignes de données et de commandes du panneau de contrôle – priorité basse.

- La troisième est la tâche d'affichage des données sur l'écran – priorité basse.
- La quatrième est une tâche de 'break' qui réinitialise le système en cas d'erreur – priorité la plus élevée.

Le niveau de priorité le plus élevé doit être donné à la tâche travaillant le moins.

Le problème du partage du temps entre deux tâches n'utilisant pas d'ordres système, cas du CAMAC, et donc ne redonnant pas de contrôle à l'allocateur de tâches a été résolu en utilisant les possibilités de 'time-slicing' du système par déclaration des tâches CAMAC à la même priorité.

Fonctionnement du système

Le programme gère 3 mémoires tampon :

- Une mémoire tampon de commandes pour l'utilisation de macrocommandes – dimension : environ 100 commandes selon leur format.
- Une mémoire tampon d'acquisition de 4 K position.
- Une mémoire tampon de calcul et d'analyse de 4 K position.

La taille de ces mémoires tampon dépend exclusivement de la mémoire disponible, les chiffres ci-dessus étant donnés pour une taille mémoire de 16 K mots.

Le programme gère 4 fonctions principales :

- L'acquisition.
- Les entrées/sorties.
- Les calculs arithmétiques et logiques sur les spectres.
- L'analyse.

*L'acquisition se fait sur la base de groupe, l'opérateur fixant une genêtre d'énergie, un temps d'acquisition, et un nombre de coups; la manipulation est très semblable à celle des analyseurs câblés.

*Les entrées/sorties sont paramétrées, c'est-à-dire l'utilisateur peut sortir les données sur le périphérique de son choix défini dans sa configuration.

*Les calculs arithmétiques et logiques se commandent depuis le clavier. L'opérateur dispose d'opérations de recopie, d'addition, de soustraction, de racine carrée, de \log_2 , d'intégration, de lissage et de normalisation.

Ces opérations peuvent se faire soit sur la base du groupe, soit entre les marqueurs d'analyse à l'intérieur du groupe. Ces marqueurs sont visualisés sur l'écran et l'opération s'effectue en surimpression, ce qui permet un contrôle visuel assez riche.

*L'analyse est un sous-programme appelé par le clavier. Elle cherche et réduit les pics du spectre par une méthode de corrélation croisée avec une Gaussienne de recherche.

Deux modes de fonctionnement peuvent être choisis par l'utilisateur selon le type d'acquisition :

- Un mode conversationnel dans lequel l'opérateur tape une commande que le programme exécute avant de prendre le contrôle, etc. ...
Ce mode est utilisé pour les acquisitions de courte durée ou pour les manipulations non répétitives : lissage de spectre, comparaison avec des spectres type, etc. ...
- Un mode de macro-commandes dans lequel l'opérateur donne une série de commandes qui sont automatiquement exécutées en séquence par l'ordinateur; par exemple une acquisition, une analyse, un stockage sur cassette. Un compteur

de boucle permet d'exécuter n fois la même séquence. Il est possible, dans ce mode, d'effectuer des enregistrements successifs sur les cassettes ou la bande magnétique, et de contrôler un changeur d'échantillon.

Ce mode est utilisé pour un fonctionnement autonome de l'analyseur sans présence de l'opérateur.

Problèmes de développement et intérêt du système

Les principaux problèmes rencontrés lors du développement sont venus de la relative jeunesse des systèmes d'exploitation de mini-ordinateurs et du traitement du CAMAC en tant que périphérique système.

L'introduction du CAMAC nécessite en effet la définition d'une hiérarchie de périphériques divers organisés autour du même contrôleur.

L'overhead introduit par la reconnaissance et le traitement des interruptions CAMAC devenant trop important, une restructuration du système a été nécessaire. La solution choisie a été d'utiliser le principe du 'polling' et de réserver l'interruption aux fonctions très prioritaires de l'acquisition – horloge d'acquisition et vidage de la mémoire tampon en accès direct, et surveillance générale du système.

Cette dernière comprend une identification des défauts hardware ou de manipulation ainsi qu'une logique de remise en route du système, comprenant notamment un redémarrage de l'acquisition, si nécessaire.

Remerciements

Je tiens à remercier l'équipe de recherche et développement de la Société SEN Electronique et tout particulièrement Messieurs Albert Schindler et Gilbert Vuilleumier pour leurs conseils et les heures passées lors des problèmes de software système, ainsi que Monsieur André Gsponer du CERN, dont les travaux ont été à la base de ce développement.

Monochromateur de rayons X pour un appareillage de photoémission

par Y. BAER, G. BUSCH et P. COHN

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Dans le but d'éliminer les inconvénients (satellites, Bremsstrahlung, largeur de ligne) qui résultent de l'utilisation de lignes d'émission caractéristiques $K\alpha$ pour exciter les spectres, un monochromateur à énergie fixe pour la ligne $AlK\alpha_{1,2}$ (1486,6 eV) a été développé. Pour le plan 10 $\bar{1}0$ du quartz l'angle de Bragg est suffisamment grand pour permettre d'utiliser avec des aberrations négligeables le principe de focalisation de Johann. Une déformation sphérique du monocristal de quartz permet d'autre part une double focalisation. La nécessité de disposer d'une source de rayons X intense et de faible dimension a déterminé l'emploi d'une anode tournante refroidie. Avec ce monochromateur notre appareillage de photoémission atteint une résolution de 0,3 eV pour une énergie cinétique des électrons émis de 1400 eV. Les avantages résultant de l'emploi d'une telle source seront discutés sur la base de quelques exemples.

Photonenstatistik zur Bestimmung der Rayleigh-Linienbreite

von M. ZULAUF

(Biozentrum der Universität Basel)

und E. SERRALLACH

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Wird fluktuierendes Licht mit einem Photomultiplikator untersucht, so ergeben sowohl die digitale Autokorrelationsfunktion als auch die *Pulszahlstatistik* Aufschluss über den stochastischen Prozess. Wir haben das Streulicht von Latexkugeln und Lysozym in Wasser auf diese Weise untersucht und Konsistenz der Kohärenzzeiten dieser zwei verschiedenen Methoden festgestellt. Die Photonensstatistik gestattet wesentlich längere sampling-Zeiten als die Korrelation, stellt aber höhere Anforderungen an die Staubfreiheit des Präparates und an die Optik. Die bisherigen Messungen beschränken sich auf monodisperse und didisperse Lösungen, d.h. Systeme mit einer bzw. zwei unabhängigen Lorentzfunktionen als Spektralprofil.

Chemische Reaktionen im TEA-CO₂-Laserplasma

von H. J. SCHÖTZAU und F. KNEUBÜHL

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH Hönggerberg, 8049 Zürich)

Mit einem Massenspektrometer und Dräger Gasanalysator wurde nachgewiesen, dass sich im TEA-CO₂-Laserplasma nebst CO und O₂ auch Stickstoffoxide bilden. Diese beeinflussen die Stabilität der Entladung und die Verstärkung des Lasers. Die Bildung der Stickstoffoxide wird zudem durch das Elektrodenmaterial beeinflusst.

Bestimmung von Isotopenverhältnissen in Gasen mit Hilfe eines abstimmbaren Lasers

von B. LEHMANN und M. WAHLEN

(Physikalisches Institut, Universität Bern)

Es wurde theoretisch und experimentell untersucht, ob anhand des Isotopieeffekts in den Rotations-Vibrationsspektren der Moleküle mit einem abstimmbaren Laser Isotopenverhältnisse in Gasen bestimmt werden können. Weil eine kontinuierlich abstimmbare Laserquelle im IR nicht zur Verfügung stand, suchten wir nach Koinzidenzen zwischen Absorptionslinien von Molekülen und Emissionslinien von Gaslasern. Dabei wurde experimentell eine Koinzidenz zwischen der P-18-Linie des CO₂-Lasers (945, 984 cm⁻¹) und einer Absorptionslinie von ¹³C-substituiertem C₂H₄ gefunden. Die Analyse der Druckabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten zeigt,

dass die P-18 CO₂-Laserlinie *ca.* 0,002 cm⁻¹ neben der Absorptionslinie des C₂H₄ liegt. Diese Koinzidenz kann zur quantitativen Bestimmung des ¹³C-Gehalts in C₂H₄ benutzt werden.

Zusammen mit der Empfindlichkeit unseres opto-akustischen Detektionssystems ist es damit prinzipiell möglich, mit einem abstimmbaren Laser geringe Isotopenkonzentrationen in Gasen spektroskopisch zu bestimmen. (Empfindlichkeit z.B. *ca.* 1 ppb.atm⁻¹ für C₂H₄ bei 500 mW-cw-Laserleistung.)

Physique Théorique

Lense-Thirring Effect and Localizability of Gravitational Energy-Momentum

by J. CHEVALIER

(University of Geneva, Section of Theoretical Physics)

Un article détaillé paraîtra plus tard.

Constituent Quarks, Current Quarks and Duality

by H. RUEGG and C. A. SAVOY

(Département de Physique Théorique, Université de Genève)

An algebraic realization of (semilocal) duality for meson-baryon scattering is presented. The resonant imaginary part of the $PB \rightarrow P'B'$ amplitudes ($P, P' = O^-$ mesons; $B, B' =$ any baryons) are calculated by assuming i) $SU(3)$, ii) PCAC, and iii) the Melosh transformation between the $SU(6)_W$ group of charges and the $SU(6) \times O(3)$ group where hadrons are classified. The vanishing of the t -channel exotic amplitudes requires further relationship among meson-baryon couplings; e.g., if B, B' belong to 56 representations of $SU(6)$, the 56 and 70 resonances must equally contribute (semilocally). The outcoming solution has an interesting pictorial interpretation: baryons behave in high energy scattering as a two-quark core which does not react, plus one (valence) quark which interacts with the meson. As a consequence, the 20 baryons (antisymmetric core) should never be produced out of 56 ones (symmetric core). Further relations are obtained and the production of 70 $L = 1$ baryons is predicted in terms of a few parameters.

Partially supported by Fonds National Suisse.

Why is Scaling Violated in e^+e^- Annihilation?

by B. HUMPERT

(Department of Theoretical Physics, University of Geneva)

After a brief presentation of the experimental results concerning the total and single-particle inclusive cross-sections in e^+e^- annihilation we introduce the scaling

hypothesis. It assumes that in lepton-induced reactions all particle masses may be neglected if the Lorentz-invariant kinematical parameters (e.g. $s, q^2, \mathcal{M}^2 \dots$) are much larger than any of the fixed masses of the physical particles involved. The application of this hypothesis on deep inelastic electron proton scattering predicts that the amplitude of the process, $\gamma^*(q^2) + p \rightarrow \text{hadrons} (\mathcal{M}^2)$, depends only on the dimensionless ratio q^2/\mathcal{M}^2 . Similar arguments predict the asymptotic form of the e^+e^- annihilation cross-sections as $(\sigma_{\text{tot}}(q^2), d\sigma/dx) \sim 1/q^2$ which, experimentally, however, is not satisfied. We present the main explanations of this discrepancy:

- threshold effects overshadow scaling in e^+e^- annihilation;
- scaling sets in late in the parton model;
- there exists an infinity of vector mesons which couple directly to the photon-extended vector meson dominance (EVMD);
- hadrons are created in a statistical manner: Fermi-, Landau-, stat. bootstrap-, branching models;
- field theory: light cone dominance and renorm. group approach;
- one-photon exchange is no longer true and new interactions appear.

We finally give an outlook on future e^+e^- experiments and their impact on theory. In particular we mention the measurements of reactions $\gamma^*\gamma^* \rightarrow \text{hadrons}$ where the masses of both photons can be changed at will, and the possible discovery of new particles predicted in a number of different theoretical schemes.

Ueber das Temperatur-Verhalten von Zweitem Schall und Poiseuilleflow

von H. BECK

(Institut für theoretische Physik, Universität Zürich)

Die Untersuchung von Wärmepulsdaten an NaF mit Hilfe einer früher entwickelten Theorie mit mittleren Relaxationszeiten ergibt, dass sich $\bar{\tau}_N$ (Relaxationszeit für Normalprozesse) wie T^{-3} verhält. Dies steht, wie beim festen Helium, im Widerspruch mit dem theoretisch erwarteten T^{-5} . Da jedoch für die wellenzahlabhängige Relaxationszeit $\tau_N(k)$ gilt: $\tau_N^{-1}(k) \rightarrow 0$ für $k \rightarrow 0$, ist die übliche Entwicklung gewisser Integranden nach kleinen $\Omega\tau_N(k)$ nicht gerechtfertigt. Unter geeigneten Näherungen können die k -Integrationen analytisch durchgeführt werden. Dies liefert zusätzliche Terme zu den hydrodynamischen Gleichungen für zweiten Schall und Poiseuilleflow, welche unter Umständen obige Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment erklären können.

Metallische Wasserstoff und Helium und deren Legierungen

von D. STRAUS

(Cornell University, Ithaca, N.Y.)

und H. BECK

(Institut für theoretische Physik, Universität Zürich)

Die statischen Energiewerte und die dynamische Stabilität verschiedener Gitterstrukturen von metallischem H und He können aufgrund der Beiträge zweiter Ordnung

in der Elektron-Ion-Wechselwirkung auf einfache Weise verstanden werden. Damit die Bindungsenergie möglichst gross wird und um imaginäre Phononfrequenzen zu vermeiden, müssen die reziproken Gittervektoren möglichst weit ausserhalb der Kugel mit Radius $2k_f$ (Fermiimpuls der Elektronen) liegen. Terme dritter Ordnung bringen kleinere quantitative Veränderungen. In diesem Rahmen können auch die qualitativen Züge des selbstkonsistenten Phononspektrums diskutiert werden. Durch Vergleich der freien Energien erhält man Aufschluss über die Stabilität geordneter und ungeordneter Legierungen von H und He gegenüber den reinen Phasen.

Temporal Coherence of a Finite Blackbody

by B. STEINLE and H. P. BALTES

(Zentrale Forschung und Entwicklung, Landis & Gyr AG, 6301 Zug, Switzerland)

and M. PABST

(Institut für Theoretische Physik II, Freie Universität Berlin, 1 Berlin 33, W. Germany)

We study the electric, magnetic, and mixed correlation tensors $\mathcal{E}_{\mu\nu}$, $\mathcal{B}_{\mu\nu}$, and $\mathcal{M}_{\mu\nu}$ introduced by Glauber [1] and Mehta and Wolf [2] for the case of the thermal radiation field of temperature T in a cube-shaped cavity of edge length L bounded by perfectly reflecting walls. Using the Poisson summation technique, we calculate the *spatially averaged temporal* correlation tensors, e.g.

$$\bar{\mathcal{E}}_{\mu\nu}(t) := V^{-1} \int_V d\vec{x} \operatorname{tr} \{ \rho E_{\mu}^{(-)}(\vec{x}, t_0) E_{\nu}^{(+)}(\vec{x}, t_0 + t) \} \quad (1)$$

with the canonical density operator ρ and the electric field operator $\vec{E} = \vec{E}^{(-)} + \vec{E}^{(+)}$. By virtue of the cube symmetry we obtain

$$\bar{\mathcal{E}}_{\mu\nu}(t) = \delta_{\mu\nu} \Gamma(t) = \bar{\mathcal{B}}_{\mu\nu}(t), \quad \bar{\mathcal{M}}_{\mu\nu}(t) = 0 \quad (2)$$

as in the free space limit $L \rightarrow \infty$ [2], but with the temporal coherence function $\Gamma(t)$ proportional to

$$\zeta(4, 1 + i\tau) - \frac{\pi}{4} \beta^2 \zeta(2, 1 + i\tau) + \frac{\pi^2}{12} \beta^3 - i \sum_{n=0}^{\infty} \tau^{2n+1} \sum_{m=n}^{\infty} Q_{mn} \beta^{2m} - \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} Q_n (\tau\beta)^n \quad (3)$$

with $\tau := Kt/\hbar$ and $\beta := \hbar c/KTL$ and where Q_{mn} and Q_n are real coefficients related to Epstein zeta function values and Bernoulli numbers. The above result is the complete simultaneous expansion of $\Gamma(t)$ in powers of $1/TL$ and t/L valid for $L/t \gtrsim c$, $LT \gtrsim \hbar c/K$. The first term in (3) corresponds to the free space limit. The two subsequent terms proportional to β^2 and β^3 were obtained previously by a heuristic procedure [3]. $\zeta(s, z) := \sum_{n=0}^{\infty} (n+z)^{-s}$.

A more complicated analytical expression for $\Gamma(t)$ valid for any LT and L/t can be established as well. From its Fourier transform we recover the refined mode density

$$D(k) = \frac{L^3 k^2}{\pi^2} \sum_{\nu_1, \nu_2, \nu_3 = -\infty}^{+\infty} \frac{\sin 2|\vec{\nu}|kL}{2|\vec{\nu}|kL} - \frac{3L}{2\pi} \sum_{m = -\infty}^{+\infty} \cos 2mkL + \frac{1}{2} \delta(k), \quad (4)$$

where k denotes the wave number, $|\vec{\nu}| = (\nu_1^2 + \nu_2^2 + \nu_3^2)^{1/2}$, and where the term with $|\vec{\nu}| = 0$ corresponds to the free space limit. A comprehensive publication is in progress.

References

- [1] R. J. GLAUBER, *Phys. Rev.* **131**, 2766 (1963).
 [2] C. L. MEHTA and E. WOLF, *Phys. Rev.* **134**, A1143 and A1149 (1964).
 [3] H. P. BALTES, E. R. HILF and M. PABST, *Applied Physics* **3**, 21 (1974); *Helv. Phys. Acta* **47**, 70 (1974).

Classical Many-Body Theory of Dynamical Fluctuations

by C. P. ENZ

(Département de Physique Théorique, Université de Genève)

Writing the local fluctuations $\delta x_i(\vec{r})$ of thermodynamic displacements and entropy per unit mass as vector Q with components at the sites $\vec{r} = \vec{R}$ of a lattice, dynamics is defined by a Hamiltonian $\mathcal{H}(P, Q, t) = U[\delta x_i, \delta s, t] + P^2/2 = \mathcal{H}_0(P, Q) - Q \cdot F(t)$. Here U is the internal energy, P the canonical momentum vector conjugate to Q and $F(t)$ the vector associated to external forces per unit mass $f_i(\vec{r}, t)$. The response function is shown to be

$$\tilde{\chi}(t) = \langle \delta Q(0) / \delta F(t) \rangle_0 = -\theta(t) \langle [Q(t) \otimes, Q(0)] \rangle_0$$

where $[]$ is the Poisson bracket and $\langle \rangle_0$ the canonical average with $F = 0$. The classical fluctuation-dissipation theorem

$$S(\omega) = (2k_B T / \omega) \text{Im } \chi(\omega)$$

is proven where $\tilde{S}(t) = \langle Q(t) \otimes Q(0) \rangle_0$.

Statistical Mechanics of Particles in Double-Well Potentials

by R. K. WEHNER and D. BAERISWYL

(Laboratories RCA Ltd., Zurich, Switzerland)

The statistical mechanics of the anharmonic double-well potential and its role in model calculations for structural phase transitions have been examined. Exact results of a recent analysis of the zero-field case by Onodera [1] have been extended to include the effects of a finite static field. The equation of state and higher derivatives of the free energy have been calculated as a function of the field. The results enable a discussion of the applicability of vertex renormalization techniques as developed in the theory of phonon-phonon interactions. For systems of coupled particles moving in double-well potentials our methods lead to a generalization of various mean field theories currently used in literature [2].

References

- [1] Y. ONODERA, *Prog. Theor. Phys.* **44**, 1477 (1970).
 [2] E. EISENRIEGLER, *Phys. Rev.* **B9**, 1029 (1974).

Dichteoperatoren für Unendlich Starke Wechselwirkung

von W. R. SCHNEIDER

(Brown Boveri Forschungszentrum, 5401 Baden)

Für eine hinreichend allgemeine Klasse von Hamilton-Operatoren H_0, H_1 wird gezeigt, dass $\exp(-H_0 - gH_1)$ für $g \rightarrow \infty$ gegen $P \exp(-PH_0P)$ konvergiert; dabei ist P der Projektor zum Eigenwert 0 von H_1 . Ebenso konvergiert $\text{Tr} \exp(-H_0 - gH_1)$ gegen $\text{Tr} P \exp(-PH_0P)$, falls die entsprechenden Operatoren in der Spurenklasse sind. Als Beispiel wird das Hubbard-Modell betrachtet.

Asano Contractions and Zeros of the Partition Function for Lattice Systems of Arbitrary Spin

by A. HINTERMANN and C. GRUBER

(Laboratoire de Physique Théorique, EPF-Lausanne)

The Asano contraction is formulated in terms of the group structure associated with lattice systems of arbitrary spin. A necessary and sufficient condition is given to have a partition function as the Asano contraction of smaller systems. For a given system with spin $p > \frac{1}{2}$, the group structure is not unique. The consequences of this fact are discussed in the case of spin 1.

The Ising Model as a Limit Case of a Model for Distortive Phase Transitions

by S. SARBACH, T. SCHNEIDER and E. STOLL

(IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon, Switzerland)

It is shown that a model Hamiltonian for distortive structural phase transitions includes the two-dimensional Ising model as a limit case.

Exactly Soluble Models for Distortive Structural-Phase Transitions

by T. SCHNEIDER, E. STOLL and H. BECK

(IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon, Switzerland)

We examine three exactly soluble models for systems undergoing a structural-phase transition. Two models are described by a lattice dynamic Hamiltonian, the phase transition being driven by a spherical constraint in one case and by a long-range anharmonic interaction in the other. Finally, we treat a continuum model based on an effective free energy for the long wavelength fluctuations of the order-parameter field, which may be obtained by eliminating the other non-critical degrees of freedom. The static critical exponents are those of the spherical Kac model in all three cases, whereas the dynamic critical behavior strongly depends on the time-reversal properties of the underlying equation of motion.

On the Time Dependence of the Coarse-Grained Entropy

by PAUL HOYNINGEN-HUENE

(Institut für Theoretische Physik der Universität Zürich)

The goal of the following discussion is to find arguments which may help to decide whether the coarse-grained entropy is an appropriate microscopic expression for the entropy for equilibrium and non-equilibrium situations.

We shall confine ourselves to a finite, classical, thermally isolated system, which leaves an equilibrium state \mathcal{A} by the removal of an internal constraint, and reaches another equilibrium state \mathcal{B} after an empirical relaxation time τ_{rel} : this is the time after which the slowest relaxing thermodynamic variable has reached its new equilibrium value within a certain accuracy. Statistical mechanically, we have for $t < 0$ an equilibrium distribution $\rho_0(x)$, $x \in \Gamma$, where Γ denotes the finite energy surface of the system. The removal of the internal constraint at $t = 0$ leads to a non-equilibrium distribution $\rho(x, t)$ for $t > 0$. We assume that $\rho(x; t)$ is weakly convergent to the microcanonical distribution function ρ_{mic} in Γ , i.e.

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \int_{\Gamma} \rho(x; t) f(x) d\mu = \int_{\Gamma} \rho_{\text{mic}} f(x) d\mu \quad \forall f \in L_2(\Gamma, \mu), \quad (1)$$

which is, for instance, fulfilled for a mixing system.

The postulates on a microscopic expression S_{mic} for the entropy for equilibrium and non-equilibrium are:

- (P1): For an equilibrium situation, S_{mic} reproduces the well-known properties of the thermostatic entropy S .
 (P2): If $S_{\text{mic}}(t = 0) = S(\mathcal{A})$, then $S_{\text{mic}}(t) = S(\mathcal{B})$ for $t \geq \tau_{\text{rel}}$.

The coarse-grained entropy has been introduced by Gibbs and the Ehrenfests according to the following prescription. After the introduction of a set of phase cells $\{\Omega_j\}$ the coarse-grained distribution function is defined as a step-function over the phase cells:

$$P(x; t)|_{x \in \Omega_j} := \mu(\Omega_j)^{-1} \int_{\Omega_j} \rho(x; t) d\mu. \quad (2)$$

The coarse-grained entropy is the functional

$$S_{\text{cg}}(t) := -k \int_{\Gamma} P(x; t) \ln P(x; t) d\mu. \quad (3)$$

The essential properties of $S_{\text{cg}}(t)$ are:

- a) (P1) is fulfilled, because $S_{\text{cg}}(t)$ reduces to the Gibbs entropy for an equilibrium situation $-k \int_{\Gamma} \rho_{\text{mic}} \ln \rho_{\text{mic}} d\mu$.
 b) $\lim_{t \rightarrow \infty} S_{\text{cg}}(t) = S(\mathcal{B}) > S(\mathcal{A})$ as a consequence of the weak convergence of $\rho(x; t)$ (equation (1)).

Two problems, however, remain:

1. How can the use of one particular set of phase cells be justified physically?
2. Is postulate (P2) fulfilled?

Problem 1

Van Kampen has introduced phase cells in the context of the derivation of a master equation according to the measuring instruments used and their experimental inaccuracies. Suppose the system is observed by means of r macroscopic quantities $A_1(x), \dots, A_r(x)$ with experimental inaccuracies $\delta_1, \dots, \delta_r$. Then, a typical phase cell looks like

$$\Omega = \{x \in \Gamma \mid a_i \leq A_i(x) \leq a_i + \delta_i, \quad i = 1, \dots, r\} \quad (4)$$

Thus, a simultaneous measurement of the r macroscopic quantities yields the information that the phase point representing the system is contained in one particular phase cell.

Problem 2

It can be shown that the coarse-grained entropy is lowered if instead of the partition $\{\Omega_j\}$ a subpartition $\{\Omega_j^m\}$ of Γ , $\Omega_j^m \subset \Omega_j$, is taken unless the two corresponding coarse-grained distributions are equal. Thus, the relaxation time of $S_{\text{cg}}(t)$ increases with a decrease of the size of the phase cells. A region of stability, however, is needed from a certain degree of the accuracies of the measurements on, since the time behaviour of the thermodynamic quantities remains almost unaffected by an increase of the experimental accuracy from a certain point on. Therefore, we look for bounds on $S_{\text{cg}}(t)$ for a fixed set $A_1(x), \dots, A_r(x)$ and varying sets $\delta_1, \dots, \delta_r$. An *upper* bound is found by

$$S_{\text{cg}}(t) \leq -k \int_{\Gamma} \rho_{\text{mic}} \ln \rho_{\text{mic}} d\mu = \lim_{t \rightarrow \infty} S_{\text{cg}}(t) \quad (5)$$

because of the variational property of the functional. A *lower* bound on $S_{\text{cg}}(t)$ is obtained by going to the limits $\delta_i \rightarrow 0$, $i = 1, \dots, r$. A sufficient condition for the existence of this limit is the existence of

$$\begin{aligned} P^{(\infty)}(x; t) &:= \lim_{\substack{\delta_i \rightarrow \infty \\ i=1, \dots, r}} P(x; t) \\ &= \lim_{\substack{\delta_i \rightarrow \infty \\ i=1, \dots, r}} \left(\frac{\int_{\substack{a_i \leq A_i(x) \leq a_i + \delta_i \\ i=1, \dots, r}} \rho(x; t) d\mu}{\int_{\substack{a_i \leq A_i(x) \leq a_i + \delta_i \\ i=1, \dots, r}} d\mu} \right) \end{aligned} \quad (6)$$

This limit can be calculated yielding

$$P^{(\infty)}(x; t)|_{x \in \Omega^{-r}} = \frac{\partial^r}{\partial a_1 \dots \partial a_r} \int_{\substack{A_i(x) \leq a_i \\ i=1, \dots, r}} \rho(x; t) d\mu \left/ \frac{\partial^r}{\partial a_1 \dots \partial a_r} \int_{\substack{A_i(x) \leq a_i \\ i=1, \dots, r}} d\mu, \quad (7)$$

where $\Omega^{-r} := \{x \in \Gamma \mid A_i(x) = a_i, i = 1, \dots, r\}$. Although the limits $\delta_i \rightarrow 0$ have been taken, $P^{(\infty)}(x; t)$ is in general an extremely crude approximation to $\rho(x; t)$, since it smears $\rho(x; t)$ out on sets of dimensionality $\dim \Gamma - r$. In order to discuss the long time behaviour of the lower bound we calculate $\lim_{t \rightarrow \infty} P^{(\infty)}(x; t)$. If it is allowed to interchange

lim with $\partial^r/\partial a_1 \dots \partial a_r$ in expression (7), we get

$$\lim_{t \rightarrow \infty} P^{(\infty)}(x; t) = \rho_{\text{mic}} \quad (8)$$

as a consequence of equation (1). Therefore, the lower bound on $S_{\text{cg}}(t)$ approaches the upper bound. In other words, it exists an upper bound τ_0 on the relaxation times of the different coarse-grained entropies within which they all reach their equilibrium value within a certain accuracy. If it holds

$$\tau_0 \leq \tau_{\text{rel}}, \quad (9)$$

then (P2) is fulfilled. One indication for the validity of (9) is the qualitative dependence of τ_0 and τ_{rel} on the macroscopic variables: if further $A_{r+1}(x), \dots, A_R(x)$ are added, both τ_0 and τ_{rel} can never decrease.

As an illustration of the general results we have calculated coarse-grained entropies for a particle moving freely in a one-dimensional box with perfectly reflecting walls. As initial conditions, we assume an upper bound for the energy of the particle and the information that at $t = 0$ the particle is in a certain part of the left side of the box. In the two-dimensional phase space, cells are introduced according to position measurements with certain inaccuracies. $S_{\text{cg}}(t)$ shows then a non-monotonic increase to its asymptotic value. The dependence of $S_{\text{cg}}(t)$ on the number of cells becomes irrelevant from remarkably few cells on. $S_{\text{cg}}(t)$ for sixteen cells for example differs from the lower bound (i.e. after the limit to infinitely many cells has been taken) by less than 1 %.

Questions d'un profane aux spécialistes de la thermodynamique relativiste

par D. BOVET

(Laboratoires de Géotechnique et d'Hydraulique de l'Ecole Polytechnique Fédérale, Lausanne)

M. L. de Broglie, dans son très intéressant ouvrage intitulé *Thermodynamique de la particule isolée* [1], dit au chapitre IV:

'Pour apercevoir le caractère invariant de l'entropie, il suffit de se rappeler que, selon Boltzmann, l'entropie d'un état macroscopique est proportionnelle au logarithme du nombre de complexions qui réalisent cet état: l'entropie s'exprime donc par un nombre dont l'invariance paraît évidente. Pour confirmer cette intuition, nous remarquerons que, d'une part, la définition de l'entropie par la formule de Boltzmann fait intervenir un nombre *entier* de complexions et que, d'autre part, la transformation de l'entropie lors d'un changement de système de référence galiléen doit s'exprimer par une fonction *continue* de la vitesse relative des systèmes de référence: il en résulte nécessairement que cette fonction continue est constante et égale à l'unité (puisqu'elle est égale à l'unité quand les systèmes de référence coïncident) et il en découle que l'entropie est un invariant.'

Ce raisonnement, que l'on retrouve sous la plume de plusieurs auteurs, mériterait d'être développé avec plus de rigueur. Nous lui opposerons une première difficulté. La théorie de la relativité substitue à la notion de point matériel celle de ligne de vie, si bien qu'un système de points suivis dans le temps constitue un réseau de lignes de vie formant comme un diagramme de Feynmann très complexe, dans lequel les chocs

modifient le nombre des particules; la configuration du système à un instant donné est une coupe de ce réseau 'à temps constant'; l'élément d'espace passant par un point-événement donné changera d'orientation suivant le référentiel choisi, de sorte qu'au voisinage de ce point-événement le nombre des particules n'est pas un invariant. Sans réfuter absolument le raisonnement cité, cette considération nous fait désirer que M. de Broglie veuille bien approfondir la question en membre de l'académie des sciences, après l'avoir effleurée en membre de l'académie française.

Un second argument nous paraît plus fort. L'entropie obéit à une loi de conservation: c'est une grandeur répandue dans l'espace avec une certaine densité S , dont le déplacement est représenté par un flux q , et qui possède des sources de densité σ ; la loi de conservation s'exprime par l'équation de continuité

$$\dot{S} + \text{div } q = \sigma. \quad (1)$$

Cela signifie que l'on peut construire au moyen de S et q un courant de dimension 1, représenté par une forme différentielle extérieure de degré 3:

$$\tilde{S} = S[dx^1 dx^2 dx^3] - q^1[dx^0 dx^2 dx^3] - q^2[dx^0 dx^3 dx^1] - q^3[dx^0 dx^1 dx^2], \quad (2)$$

qui permet d'écrire l'équation (1) sous la forme

$$-b\tilde{S} = \tilde{\sigma}, \quad (3)$$

où b représente l'opération *bord*, transposée de l'opération d , et $\tilde{\sigma} = \sigma[dx^0 dx^1 dx^2 dx^3]$.

Cela nous montre que si la densité de création d'entropie σ est bien une densité spatio-temporelle invariante, la densité spatiale d'entropie n'est que la composante temporelle d'un quadrivecteur densitaire.

La transformation de Lorentz d'angle hyperbolique β ($v = c \cdot \text{th } \beta$)

$$\begin{pmatrix} d\bar{x}^0 \\ d\bar{x}^1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{ch } \beta & -\frac{1}{c} \text{sh } \beta \\ -c \text{sh } \beta & \text{ch } \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} dx^0 \\ dx^1 \end{pmatrix} \quad \text{ou} \quad \begin{pmatrix} dx^0 \\ dx^1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{ch } \beta & \frac{1}{c} \text{sh } \beta \\ c \text{sh } \beta & \text{ch } \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d\bar{x}^0 \\ d\bar{x}^1 \end{pmatrix} \quad (4)$$

entraîne donc pour S et q^1 la transformation

$$\begin{pmatrix} \bar{S} \\ \bar{q}^1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{ch } \beta & -\frac{1}{c} \text{sh } \beta \\ -c \text{sh } \beta & \text{ch } \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S \\ q^1 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Examinons maintenant la température T ; les considérations que nous allons hasarder, et qui s'écartent d'idées souvent admises, en particulier de celles exposées par M. L. de Broglie dans l'ouvrage cité, sont fondées sur l'analogie du bilan de l'énergie thermodynamique avec le bilan de l'énergie électromagnétique. Rappelons que le bilan de l'énergie électromagnétique se calcule à partir de deux des équations de Maxwell, celles qui contiennent des dérivées temporelles; nous les écrivons ci-dessous, en indiquant les opérations qui établissent le bilan de l'énergie, d'une part au moyen des opérations de l'analyse vectorielle, d'autre part au moyen des symboles d et b de la théorie des courants¹⁾

¹⁾ Nous définissons le produit scalaire du courant *pair* ω par le courant *impair* ϖ , par la formule $\langle \omega, \varpi \rangle = \int \omega \wedge \varpi$; la définition du *bord* b est impliquée par la définition de la *différentiation* d et l'identité qui exprime le *théorème de Stokes*: $\langle d\omega, \varpi \rangle = \langle \omega, b\varpi \rangle$. Cette note est destinée à justifier nos signes.

$$\begin{array}{c}
 \text{rot } E + \dot{B} = e \quad \left| \begin{array}{l} H \\ -E \end{array} \right. \\
 \text{rot } H - \dot{D} = j \quad \left| \begin{array}{l} H \\ -E \end{array} \right. \\
 \hline
 H \cdot \dot{B} + E \cdot \dot{D} + \text{div}(E \times H) = e \cdot H - E \cdot j
 \end{array}
 \quad
 \begin{array}{c}
 dE + \dot{B} = e \quad \left| \begin{array}{l} \wedge H \\ -E \wedge \end{array} \right. \\
 bH - \dot{D} = j \quad \left| \begin{array}{l} \wedge H \\ -E \wedge \end{array} \right. \\
 \hline
 \dot{B} \wedge H + E \wedge \dot{D} - b(E \wedge H) = e \wedge H - E \wedge j
 \end{array}$$

(6) (6')

Les lettres E , B , H , D et j ont dans ces formules leur signification habituelle; quant à e , c'est la *densité de force électromotrice*, qu'il faut introduire si l'on veut avoir le moyen d'exprimer des apports d'énergie (par le terme $e \wedge H$) tout en réservant le terme $E \wedge j$ aux pertes par dissipation.

Le bilan de l'énergie thermodynamique s'établira de façon tout-à-fait analogue ainsi:

$$\begin{array}{c}
 \text{grad } T = -\theta \quad \left| \begin{array}{l} q \\ T \end{array} \right. \\
 \text{div } q + \dot{S} = \sigma \quad \left| \begin{array}{l} q \\ T \end{array} \right. \\
 \hline
 T\dot{S} + \text{div}(Tq) = \sigma T - \theta \cdot q
 \end{array}
 \quad (7)
 \quad
 \begin{array}{c}
 dT = -\theta \quad \left| \begin{array}{l} \wedge q \\ T \wedge \end{array} \right. \\
 -bq + \dot{S} = \sigma \quad \left| \begin{array}{l} \wedge q \\ T \wedge \end{array} \right. \\
 \hline
 T \wedge \dot{S} - b(T \wedge q) = T \wedge \sigma - \theta \wedge q
 \end{array}
 \quad (7')$$

Dans ces équations, θ est simplement un nom donné au gradient de température changé de signe.

Si nous comparons les bilans électromagnétique et thermodynamique, l'analogie est complète à un fait près: il y a deux termes d'énergie électromagnétique, l'énergie électrique et l'énergie magnétique, tandis qu'il n'y a qu'une sorte d'énergie thermodynamique, la chaleur, dont la densité a pour dérivée temporelle $T \wedge \dot{S}$. Un coup d'oeil nous fait voir que cette circonstance tient à l'absence d'une dérivée temporelle dans la première des équations (7) ou (7'); cette lacune peut être comblée formellement par l'introduction d'un vecteur hypothétique u , que l'on pourra toujours déclarer phénoménologiquement nul, si aucune expérience n'en révèle l'existence. Les équations (7') et le bilan qui en résulte s'écriront alors

$$\begin{array}{c}
 dT + \dot{u} = -\theta \quad \left| \begin{array}{l} \wedge q \\ T \wedge \end{array} \right. \\
 -bq + \dot{S} = \sigma \quad \left| \begin{array}{l} \wedge q \\ T \wedge \end{array} \right. \\
 \hline
 \dot{u} \wedge q + T \wedge \dot{S} - b(T \wedge q) = T \wedge \sigma - \theta \wedge q
 \end{array}
 \quad (8)$$

Dans l'espace-temps, T et u se composeront dans une forme du premier degré:

$$\tilde{T} = T dx^0 - u_1 dx^1 - u_2 dx^2 - u_3 dx^3. \quad (9)$$

Il reste à poser

$$\begin{aligned}
 \tilde{\theta} = & \theta_1 [dx^0 dx^1] + \theta_2 [dx^0 dx^2] + \theta_3 [dx^0 dx^3] \\
 & - \varpi^1 [dx^2 dx^3] - \varpi^2 [dx^3 dx^1] - \varpi^3 [dx^1 dx^2],
 \end{aligned} \quad (10)$$

où $\varpi = \text{rot } u$ est une sorte de tourbillon thermique (hypothétique au second degré), pour obtenir la première des équations (8) comme conséquence de celle-ci:

$$d\tilde{T} = \tilde{\theta}. \quad (11)$$

S'il est vrai, comme l'implique l'équation (9), que T est la composante temporelle d'un quadrivecteur covariant, la transformation de Lorentz (4) entraînera pour T et u_1 la transformation

$$\begin{pmatrix} \bar{T} \\ \bar{u}_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{ch } \beta & -\text{csh } \beta \\ -\frac{1}{c} \text{sh } \beta & \text{ch } \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T \\ u_1 \end{pmatrix}. \quad (12)$$

L'existence du vecteur u impliquerait une seconde forme d'énergie thermodynamique, liée à la présence du flux d'entropie, et dont la densité aurait pour dérivée temporelle $\dot{u} \wedge q$. Par quels phénomènes cette énergie hypothétique se manifesterait-elle? Sans doute, par des effets analogues à ceux qui résultent de la coexistence d'une énergie électrique et d'une énergie magnétique, c'est-à-savoir, des oscillations et des ondes. Il semble qu'à la température ordinaire, de semblables phénomènes soient tout-à-fait négligeables, à moins qu'ils ne soient si étroitement couplés avec des phénomènes mécaniques que l'on n'ait même pas l'idée de les en séparer. En revanche, aux très basses températures, les étranges propriétés de l'hélium, en particulier *le second son*, ne pourraient-elles pas trouver un moyen de description dans notre hypothèse?

Même à la température ordinaire, certaines expériences pourraient être tentées pour déceler des traces de cette éventuelle seconde forme de l'énergie thermodynamique. Au moyen de cellules Peltier, il est possible de former des systèmes électrothermiques dont l'impédance peut être mesurée avec une grande précision: la capacité thermique se manifeste comme une capacité électrique apparente; une relation phénoménologique entre le flux d'entropie et notre vecteur hypothétique pourrait se révéler alors comme une très petite inductivité apparente.

Référence

- [1] LOUIS DE BROGLIE, *La Thermodynamique de la particule isolée (ou Thermodynamique cachée des particules)* (Gauthier-Villars, Paris 1964).

Physique Nucléaire et Corpusculaire

Diffusion Quasi-Libre Neutron-Neutron à 14,1 MeV

par E. BOVET, F. FOROUGHI et J. ROSSEL

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Nous présentons des résultats préliminaires obtenus pour la réaction de fracture $D(n, 2n)p$ à $E_{\text{lab}} = 14,1$ MeV. La configuration cinématique de cette expérience complète a été choisie en vue de favoriser la diffusion quasi-libre $n-n$. Nos résultats montrent que la section efficace différentielle pour la paire d'angles symétriques $\theta_{N1} = \theta_{N2} = 40^\circ$,

$\phi_{12} = 180^\circ$ (pôle correspondant à $E_p = 0$) est substantiellement plus petite que la valeur correspondante pour $\theta_{N1} = \theta_{N2} = 30^\circ$ ($E_p = 180$ keV). Le rapport trouvé expérimentalement d'environ 3 présente une variation angulaire similaire, bien que plus marquée, à celle observée dans la réaction analogue $D(p,2p)n$.

Scattering of 14.2 MeV Polarized Neutrons by ^2H and ^{12}C

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

(Institut für Physik der Universität Basel)

Polarized 14.2 MeV neutrons ($p_n \sim 0.5$) were produced with the $T(\vec{d},\vec{n})^4\text{He}$ -reaction using polarized deuterons from an atomic beam source.

We have measured the angular distribution of the analysing power of deuterium between 50° and 152° (C.M.). These results have already been presented at the SPG Spring Meeting, 1974 [1].

Between 22° and 152° (C.M.) the angular distribution of the analysing power $A(\theta)$ for the $^{12}\text{C}(\vec{n},n')^{12}\text{C}^*$ -inelastic scattering ($Q = -4.43$ MeV) and the neutron polarization $P(\theta)$ for the elastic scattering have been measured. A time of flight technique allowed separation of elastically and inelastically scattered neutrons. Up to 90° a graphite cylinder served as scatterer, above 90° carbon recoils in a plastic scintillator gave additional information to reduce the background. The experimental results of the neutron polarization (Fig. 1) in the elastic scattering are in good agreement with the data of Mack et al. [2] ($E_n = 15.85$ MeV) and with the data of Sené et al. [3] ($E_n = 14.1$ MeV), except at angles larger than 70° , and also with comparable $^{12}\text{C}(\vec{p},p)^{12}\text{C}$ -data

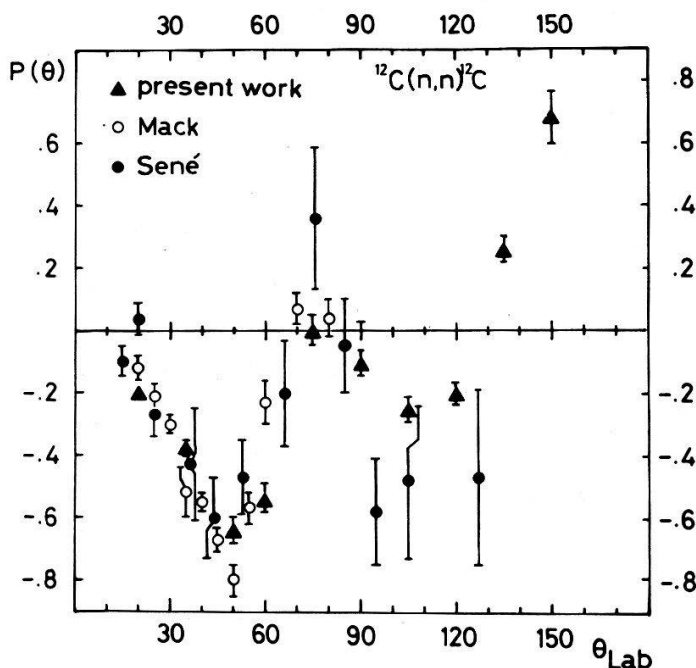


Figure 1

Polarization $P(\theta)$ of the $^{12}\text{C}(\vec{n},n)^{12}\text{C}$ -scattering. Comparison of our results ($E_n = 14.2$ MeV) with data of Mack [2] ($E_n = 15.85$ MeV) and Sené [3] ($E_n = 14.1$ MeV).

¹⁾ On leave from Instytut Badañ Jądrowich, Warsaw.

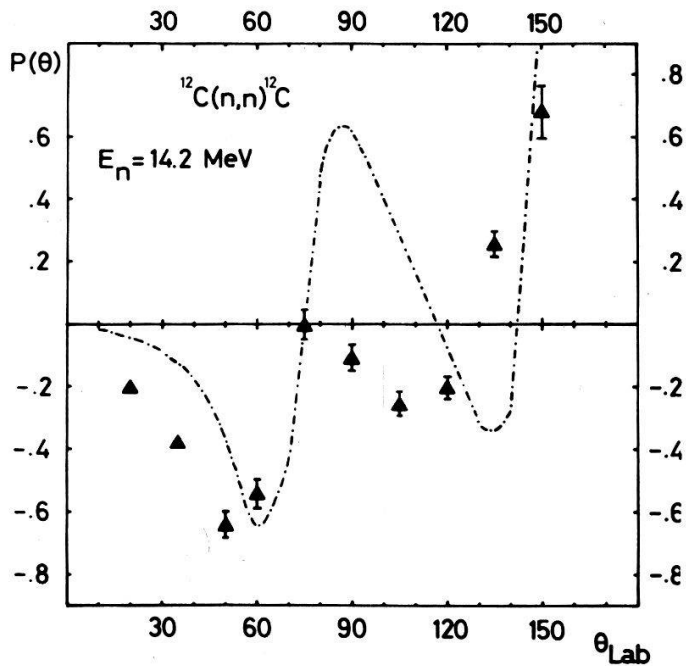


Figure 2

Polarization $P(\theta)$ of the $^{12}\text{C}(\vec{n},n)^{12}\text{C}$ -scattering. Comparison of our results with coupled-channel calculations of Hodge and Tamura (dashed-dotted line).

[4], whereas the agreement with first results of a coupled-channel calculation of Hodge and Tamura is poor (Fig. 2). The optical model parameters used were the same as in the analysis of the elastic and inelastic n -C-differential cross-sections [5] except for the radius and the diffuseness of the spin orbit potential which are 0.85 fm and 0.249 fm respectively. The analysing power of the inelastic scattering shows a similarity with $^{12}\text{C}(\vec{p},p')^{12}\text{C}^*$ -scattering results [4] up to 90° but deviates from this behaviour for larger angles. Agreement with the coupled-channel calculations is fairly good (Fig. 3).

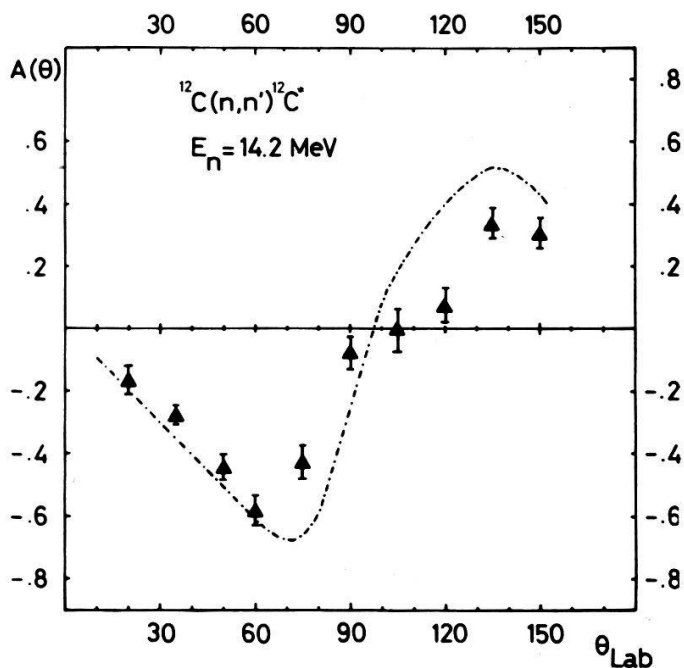


Figure 3

Analysing power $A(\theta)$ of the $^{12}\text{C}(\vec{n},n')^{12}\text{C}^*$ -scattering ($Q = -4.43$ MeV). Comparison of our results with coupled-channel calculations of Hodge and Tamura (dashed-dotted line).

Acknowledgments

We thank Dr. Hodge and Dr. Tamura from the University of Texas at Austin for the theoretical coupled-channel analysis of our experimental results.

References

- [1] *Helv. Phys. Acta* 47, 480 (1974).
- [2] G. MACK et al., Proc. 3rd Symp. Polarization Phenomena, Madison, 1970, p. 615.
- [3] R. SENÉ et al., Proc. 3rd Symp. Polarization Phenomena, Madison, 1970, p. 611.
- [4] P. DARRIULAT et al., Proc. 2nd Symp. Polarization Phenomena, Basel, 1966, p. 342.
- [5] G. A. GRIN et al., *Phys. Lett.* 25b, 387 (1967).

Zweideutigkeit der experimentell bestimmten ^{40}Ca Ladungsdichte

von I. SICK

(Institut für Physik, Universität Basel)

Die bisher mit Hilfe von Modellen bestimmte ^{40}Ca Dichte [1] zeigt bei $r = 0$ ein Maximum, welches viel weniger ausgeprägt ist als dies aus Schalenmodellrechnungen erwartet wird. Zur Erklärung dieser Diskrepanz war der Einfluss von 2 Teilchen-2 Loch Anregungen, oder von NN -Korrelationen kurzer Reichweite, postuliert worden. In der vorliegenden Arbeit wurde die ^{40}Ca Dichte modellunabhängig [2] aus den Daten $((e, e)$ und μ -Atome) extrahiert. Wir finden zwei diskret verschiedene Dichte-Verteilungen, welche sich in der Amplitude des zentralen Maximums unterscheiden; die Lösung mit der grösseren Amplitude entspricht den Schalenmodellvoraussagen gut. Diese Mehrdeutigkeit ist auf die Unkenntnis des Vorzeichens des Formfaktors bei Impulstransfers $q \geq 3 \text{ fm}^{-1}$ zurückzuführen; aufgrund der grossen statistischen Fehler kann nicht entschieden werden, ob dort $F(q)$ nur ein Minimum, oder einen Nulldurchgang besitzt.

Literatur

- [1] *Phys. Rev. Lett.* 19, 527 (1967)
- [2] *Nucl. Phys.* 218, 509 (1974).

(n, γ) -Messungen mit Kristallspektrometer

VON W. BEER, J. CL. DOUSSE, J. KERN, TH. V. LEDEBUR¹⁾, A. RAEMY und W. SCHWITZ

(Physikalisches Institut der Universität Freiburg, Schweiz)

Das fokussierende Kristallspektrometer der Universität Freiburg [1] wurde, zur Untersuchung der (n, γ) -Reaktionen in Ir, am Reaktor 'Saphir' in Würenlingen eingesetzt. Experimentelle Einrichtung, Messvorgang und Datenanalyse werden beschrieben. Die Probleme der Targetstabilität und der Präzision werden diskutiert. Es werden zudem einige repräsentative Resultate gezeigt.

Die Arbeit wird vom Schweiz. Nationalfonds unterstützt.

Literatur

- [1] O. PILLER, W. BEER und J. KERN, *Nucl. Instr. Meth.* 107, 61 (1973).

¹⁾ Labor für Hochenergiephysik, ETH Zürich, Schweiz.

Measurement of Polarization for Small Angle p - p Elastic Scattering at 396 MeV

by D. AEBISCHER, B. FAVIER, G. GREENIAUS¹⁾, R. HESS, A. JUNOD²⁾, C. LECHANOINE, J. C. NIKLÈS,
D. RAPIN and D. W. WERREN

(University of Geneva, Switzerland)

Abstract. The analysing power $P(\theta)$ has been measured for p - p elastic scattering at 396 MeV incident proton energy in the angular range $4^\circ < \theta_{\text{CM}} < 22^\circ$. The complete azimuthal angle distribution was observed using a system of multiwire proportional chambers placed directly in a 37% polarized beam. By changing the orientation and sign of the beam polarization, systematic errors in the system have been eliminated.

Introduction

Phase shift analyses for p - p scattering are imprecise at intermediate energies above 450 MeV. Existing measurements should be improved and expanded into as yet unexplored regions. To help resolve this problem a series of measurements of the Wolfenstein parameters P , D , A and R , both at small and large scattering angles, has been planned. This series was started at the CERN synchrocyclotron with a measurement of the small angle analysing power, $P(\theta)$ in p - p scattering at 399, 462, 500, 530 and 576 MeV (without correction of 3 MeV for the energy loss up to the middle of the target). The 399 MeV results are presented here. The continuation of the experiment will be performed at SIN.

Experimental System

A 595 MeV proton beam, extracted from the CERN SC, was polarized by scattering from a carbon target at 7° . The beam polarization could be reversed by changing the sense of the scattering and its orientation could be modified by $\Delta\chi \simeq 40^\circ$ by using a solenoid. A system of multiwire proportional chambers placed directly in the incident beam at each end of a liquid hydrogen target permitted reconstruction of events. A detailed description of the beam and the experimental system used can be found elsewhere [1]. Inelastic events were rejected by an off-line selection based on time-of-flight and energy loss measurements of the scattered particles.

Analysis

Scattering of a polarized beam on an unpolarized target produces an azimuthal distribution of the form

$$N(\theta, \phi) = \frac{N(\theta)}{2\pi} (1 + |\vec{P}_0| P(\theta) \cos \phi) \quad (1)$$

where P_0 is the transverse beam polarization, $N(\theta)$ is the intensity of particles scattered at angle θ , and ϕ is the azimuthal angle between \vec{P}_0 and the normal to the scattering plane. The beam polarization, $P_0 = 0.376 \pm 0.015$ was determined in a separate experiment [1].

¹⁾ National Research Council of Canada Fellow, now at the University of Geneva.

²⁾ Swiss Federal Institute of Technology, Zurich, Switzerland.

The observed azimuthal distribution is given by the right-hand side of equation (1) multiplied by the geometrical acceptance of the system

$$N(\theta, \phi) = \frac{N(\theta)}{2\pi} (1 + P_0 P(\theta) \cos \phi) A_{cc}(\theta, \phi). \quad (2)$$

The system acceptance, $A_{cc}(\theta, \phi)$, was 100% for scattering angles $< 7^\circ$ in the laboratory. In order to extend the analysed range to larger angles where the acceptance is less than unity, data taken for six different directions χ of beam polarization have been used,

$$\chi = \begin{matrix} 0^\circ, & 0^\circ \pm \Delta\chi \\ 180^\circ, & 180^\circ \pm \Delta\chi \end{matrix}$$

where χ is the angle between \vec{P}_0 and the vertical axis of the system.

By combining the data for all different spin orientations and giving equal statistical weights to data taken with beam polarization directions of χ and $\chi + 180^\circ$, an effective geometrical acceptance with a symmetry period of 180° in ϕ is obtained. Changes in the spatial distribution and direction of the beam were found to be small when the spin direction was reversed and are neglected here. To a good approximation

$$A_{cc}(\theta, \phi) = A_{cc}(\theta, \phi + 180^\circ). \quad (3)$$

In the analysis the following statistic was evaluated

$$\varepsilon(\theta, \phi) = \frac{N(\theta, \phi) - N(\theta, \phi + 180^\circ)}{N(\theta, \phi) + N(\theta, \phi + 180^\circ)} \quad 0 < \phi < 180^\circ. \quad (4)$$

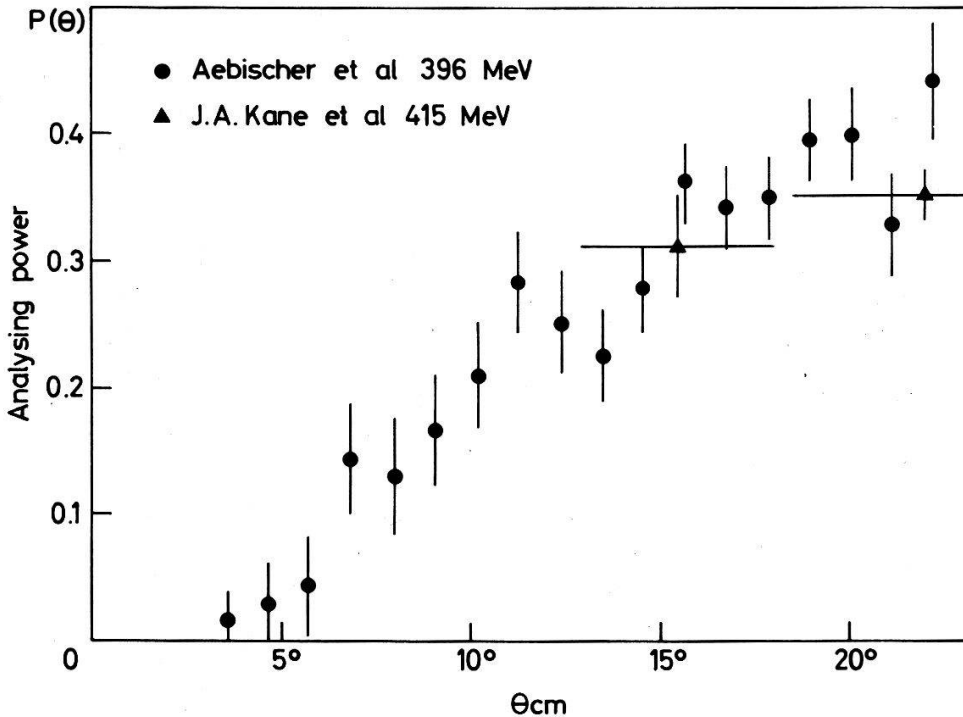


Figure 1

Analysing power in p - p scattering versus the c.m. scattering angle. Uncertainty in the vertical scale is $\pm 4\%$. Error bars are purely statistical.

Substituting equations (2) and (3) into (4) results in $\varepsilon(\theta, \phi)$ being independent of the acceptance. Then one has

$$\varepsilon(\theta, \phi) = P_0 P(\theta) \cos \phi$$

which allows $P(\theta)$ to be determined.

This analysis procedure has the advantage of being applicable not only at angles $\theta_{\text{Lab}} < 7^\circ$, but also at large angles, and greatly reduces all possible geometrical asymmetries due to the system. For example, observation of unscattered events indicates that systematic errors in determining the scattering angle are $< 0.01^\circ$, which would introduce a systematic error in $P(\theta)$ of < 0.01 for a given spin direction. By averaging over different spin directions this error is eliminated.

The $P(\theta)$ results are shown in Figure 1 as a function of the centre of mass scattering angle. The errors are purely statistical and do not take into account the uncertainties of the beam polarization. Possible systematic errors for $\theta_{\text{CM}} > 15^\circ$ are being studied.

Analysis of data at 462, 500, 530 and 576 MeV is nearly finished and will allow us to find the variation of $P(\theta)$ with energy.

References

- [1] D. AEBISCHER et al., *Helv. Phys. Acta* 47, 74 (1974); *Nucl. Instr. and Meth.* (in press).
 [2] J. A. KANE et al., *Phys. Rev.* 95, 1694 (1954) and NYO-7110, June 1956.

Study of the Reaction $pp \rightarrow \pi^+ d$ at 576 MeV

by D. AEBISCHER, B. FAVIER, G. GREENIAUS¹⁾, R. HESS, A. JUNOD²⁾, C. LECHANOINE, J. C. NIKLÈS,
 D. RAPIN and D. W. WERREN

(University of Geneva, Switzerland)

Abstract. A 576 MeV polarized proton beam has been used to study the $pp \rightarrow \pi^+ d$ reaction for small centre of mass π -production angles. The final state π and d were observed using a system of multiwire proportional chambers. The presence of a term in $\cos^4 \theta_{\text{CM}}$ for the differential cross-section has been tested. The left-right π production asymmetry for a transversely polarized beam has also been measured.

Theoretical Considerations

The frequently used theory of Mandl and Regge [1] is limited to low order waves of the π with respect to the two-nucleon system. This also restricts the initial states of the pp system. Neglecting the small d state component of the deuteron wave function, and demanding the conservation of angular momentum and parity, the transitions considered are

Initial pp state		π angular momentum
1S_0	\rightarrow	p
1D_2	\rightarrow	p
3P_1	\rightarrow	s, d
3P_2	\rightarrow	d
3F_2	\rightarrow	
3F_3	\rightarrow	

¹⁾ National Research Council of Canada Fellow at CERN, now at the University of Geneva.

²⁾ Swiss Federal Institute of Technology, Zurich, Switzerland.

In this case the centre of mass differential cross-section and asymmetry are described using 3 and 4 coefficients respectively [1].

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{1}{32\pi} (\gamma_0 + \gamma_2 \cos^2 \theta + \gamma_4 \cos^4 \theta) \quad (1)$$

$$P(\theta) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{\sin \theta}{32\pi} (\lambda_0 + \lambda_1 \cos \theta + \lambda_2 \cos^2 \theta + \lambda_3 \cos^3 \theta). \quad (2)$$

Examination of these different coefficients shows that:

- i) The coefficient γ_4 depends only on the existence of pion d -waves. Thus a determination of $\gamma_4 \neq 0$ provides evidence for their presence.
- ii) In the expression for $P(\theta)$ there are two even (λ_0 and λ_2) and two odd terms (λ_1 and λ_3) in powers of $\cos \theta$. The odd terms are due to interferences of amplitudes leading from an initial triplet state to the s or a d wave state of the πd system. Measurement of $P(\theta)$ at angles symmetric about $\theta = 90^\circ$ is sufficient to establish the existence of these interference terms and therefore of d waves in the final system.

Analysis

The polarized beam and experimental system have been described previously [2]. Because of difficulties in treating the background due to the reactions pp elastic, $pp \rightarrow pn\pi^+$ and $pp \rightarrow pp\pi^0$, only the deuterons produced backwards in the c.m. are discussed here. A simplified description of the analysis can be made by separating the events into three overlapping groups according to the laboratory π angle.

- a) $3^\circ < \theta_\pi < 11^\circ$
In this region the geometrical acceptance of the chambers is 100% for both the π and d . Background from inelastic reactions can be cleanly eliminated by using the πd kinematic constraints.
- b) $13^\circ < \theta_\pi < 22^\circ$
In this range one progresses from events where both particles have been detected in the system (the π is not necessarily inside the range of the scintillation counter) to events where only the deuteron trajectory can be reconstructed. These events are identified by the large energy loss of the particle detected in the counter after the target. The background is estimated from the dE/dX distributions observed in regions kinematically forbidden for $pp \rightarrow \pi d$, and has been subtracted in an appropriate manner.
- c) $8^\circ < \theta_\pi < 18^\circ$
In this region some pion tracks are detected in the chambers without hitting the counter. These events can be treated with both methods described above, thus allowing the consistency between the analysis procedures to be checked.

Corrections for π -decay and nuclear interactions of the π in the liquid hydrogen target have also been considered. The nuclear interactions of the deuteron in the target are common to all the angular regions considered and do not affect the relative normalization of the data points. No absolute normalization was made.

Results and Discussion

1. Differential cross-sections

Recent measurements [3, 4] have shown that the shape of the differential cross-section can be adequately described by

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \div A + \cos^2 \theta - B \cos^4 \theta \tag{3}$$

in agreement with Mandl and Regge [1] ($A \div (\gamma_0/\gamma_2)$, $B \div (\gamma_4/\gamma_2)$).

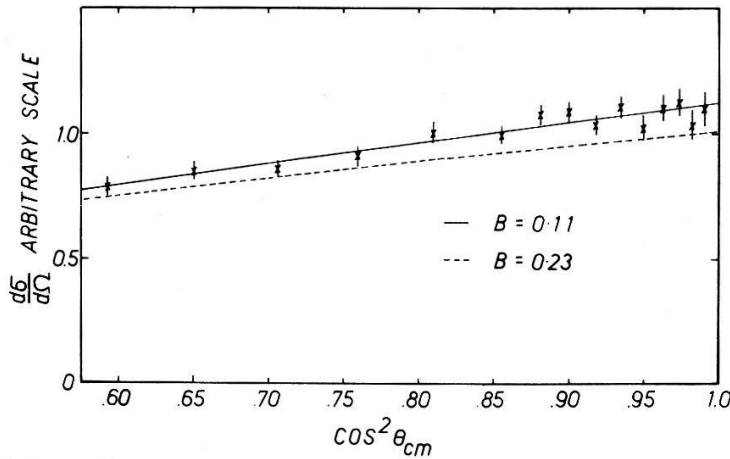


Figure 1

A non-zero value for B is required to describe the results of these experiments. The restricted angular region in which the data have been evaluated do not allow the determination of all the parameters. Since A is relatively well known, it can be allowed to vary only in a narrow range of values.

Our data are shown in Figure 1, which has an arbitrary vertical scale. The solid curve is the fit to the points using equation (3). Serre's value [3] for the parameter A

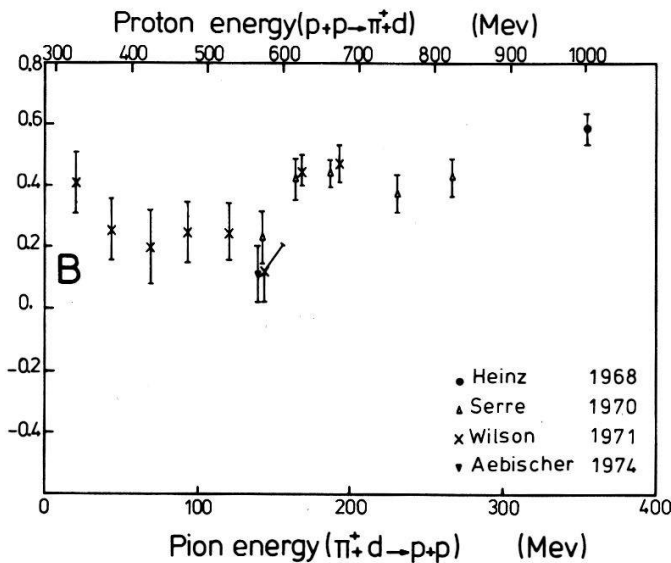


Figure 2

has been used in the fit which gives $B = 0.11 \pm 0.09$. The error quoted includes the uncertainty in the value of A . A fit in common with Serre's data yields

$$A = 0.255 \pm 0.023 \quad B = 0.16 \pm 0.07$$

The broken curve shows the fit to Serre's [4] data alone. Although our results alone do not allow the necessity of a $\cos^4\theta$ term to be affirmed, the consistency with Serre ($\pi^+d \rightarrow pp$) [3] and Wilson ($np \rightarrow \pi^0d$) [4] seems to clearly establish that B is non-zero at this energy. It will be very interesting to be able to confirm Wilson's results below 570 MeV which are shown in Figure 2. Analysis of data taken at 410, 460, 500 and 530 MeV will allow this to be done.

2. Production asymmetry $P(\theta)$

In the angular range a) discussed earlier, the π and d are both detected by the system with 100% acceptance. This range has been divided into three sub-intervals, each having a comparable number of events. Data for $P(\theta)$ with opposite signs of beam polarization have been compared and found to be consistent. System asymmetries are eliminated by averaging over different beam polarization directions. The polarization of the proton beam, determined in a separate experiment [2] was 0.376 ± 0.015 . The measured asymmetries are presented in Table I.

Table I
Production asymmetry

	π -Angular range in C.M.		
	$(9.5^\circ < \theta_\pi < 14.5^\circ)$	$(14.5^\circ < \theta_\pi < 17.5^\circ)$	$(17.5^\circ < \theta_\pi < 20.5^\circ)$
$\cos \bar{\theta}_{CM}$	0.978	0.961	0.946
Observed asymmetry	-0.096 ± 0.037	-0.105 ± 0.040	-0.134 ± 0.040
$P(\theta)$	-0.256 ± 0.097	-0.280 ± 0.107	-0.357 ± 0.107

Positive asymmetry is defined for the case where the π is preferentially produced towards the right, looking in the beam direction, for a beam with spin up.

We hope to obtain the values for the corresponding angular ranges symmetric about 90° in the c.m., that is, by observing the deuterons emitted in the forward direction in the c.m. This will allow the presence of d -waves (terms λ_1 and λ_3 in equation (2)) to be verified in a manner independent of the determination of B in the differential cross-section.

References

- [1] F. MANDL and T. REGGE, Phys. Rev. 99, 1478 (1955).
- [2] D. AEBISCHER et al., Nucl. Instr. and Meth. (in press).
- [3] C. RICHARD-SERRE, W. HIRT, D. F. MEASDAY, E. G. MICHAELIS, M. J. SALTMARSH and P. SKAREK, Nucl. Phys. B 20, 413 (1970), and references therein.
- [4] S. S. WILSON, M. J. LONGO, J. K. YOUNG, J. A. HELLAND and B. L. SCHROCK, Nucl. Phys. B 33, 253 (1971).

Desintegration du K^+ en $\pi^+ e^+ e^-$

par P. EXTERMANN, J. FISCHER, O. GUISAN, R. MERMOD, L. ROSSELET et R. SACHOT
(Université de Genève)

et P. BLOCH, S. BRÉHIN, B. DEVAUX, A. DIAMANT-BERGER, N. DO-DUC, G. MAREL et R. TURLAY
(CEN-Saclay)

A l'aide du spectromètre utilisé pour l'étude de la désintégration Ke_4 , nous avons observé pour la première fois la désintégration du K^+ en $\pi^+ e^+ e^-$.

Cette désintégration est d'un intérêt théorique considérable vu les récents travaux sur la suppression des courants neutres avec changement d'étrangeté.

Nous présentons une estimation préliminaire du rapport de branchement.

Untersuchung der $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ -Streuung am Experiment $\pi^- p \rightarrow K_S^0 K_S^0 n$ bei 9 GeV/c

VON W. WETZEL und K. FREUDENREICH
(ETH, Zürich)

und W. BEUSCH, A. BIRMAN und D. WEBSDALE
(CERN, Genève)

Die $\pi\pi$ -Streuung ist in den letzten Jahren sowohl theoretisch wie experimentell eingehend untersucht worden. Oberhalb der $K\bar{K}$ -Schwelle wird die S -Welle rasch inelastisch. Wir untersuchen diesen inelastischen Kanal und finden, unter gewissen Annahmen, die Streuphasen für die elastische $K\bar{K} \rightarrow K\bar{K}$ Streuung. In der D -Welle untersuchen wir die Produktionsmechanismen für f^0 - und A_2 -Produktion sowie für einen Effekt bei 1440 MeV.

First Results on Pion Scattering by Polarized Protons at SIN

by C. AMSLER, C. F. PERDRISAT¹⁾, and P. WEYMUTH
(ETH, Zürich)

and L. DUBAL, G. H. EATON, R. FROSCHE, P. FUNK, P. C. GUGELOT²⁾, A. JANETT, S. MANGO and F. POZAR
(SIN Villigen)

Preliminary measurements have been made of the angular dependence of the parameter P in $\pi^+ p$ elastic scattering at 349 MeV/c incident lab momentum. These were carried out during the first experimental runs in the newly commissioned SIN $\pi M3$ pion channel, where a butanol polarized proton target [1] was installed. The results at four centre of mass angles 54° , 74° , 88° and 144° agree with the predicted curve derived from the current pion-nucleon phase shifts [2]. The previous coincidence measurements at this energy [3] extended down only to the centre of mass angle 108° , because of the difficulties of extracting the low energy recoil proton from the relatively large polarized

¹⁾ On leave from College of William and Mary, Williamsburg.

²⁾ On leave from University of Virginia, Charlottesville.

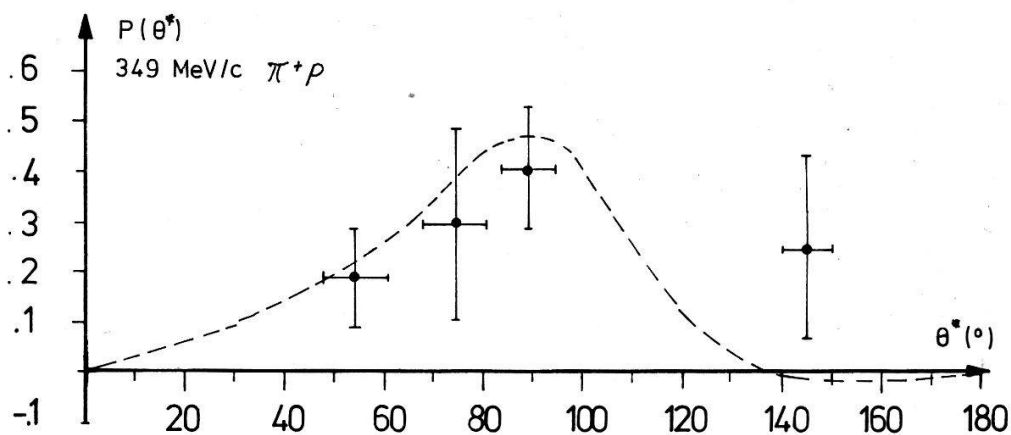


Figure 1

P Parameter in π^+p elastic scattering at 349 MeV/c vs. θ^* . The dashed curve is the prediction based on the current phase shifts [2].

Table I

P parameters at various centre of mass angles in π^+p elastic scattering at 349 MeV/c

θ^* (deg.)	P
54	0.19 ± 0.10
74	0.29 ± 0.20
88	0.41 ± 0.12
144	0.25 ± 0.19

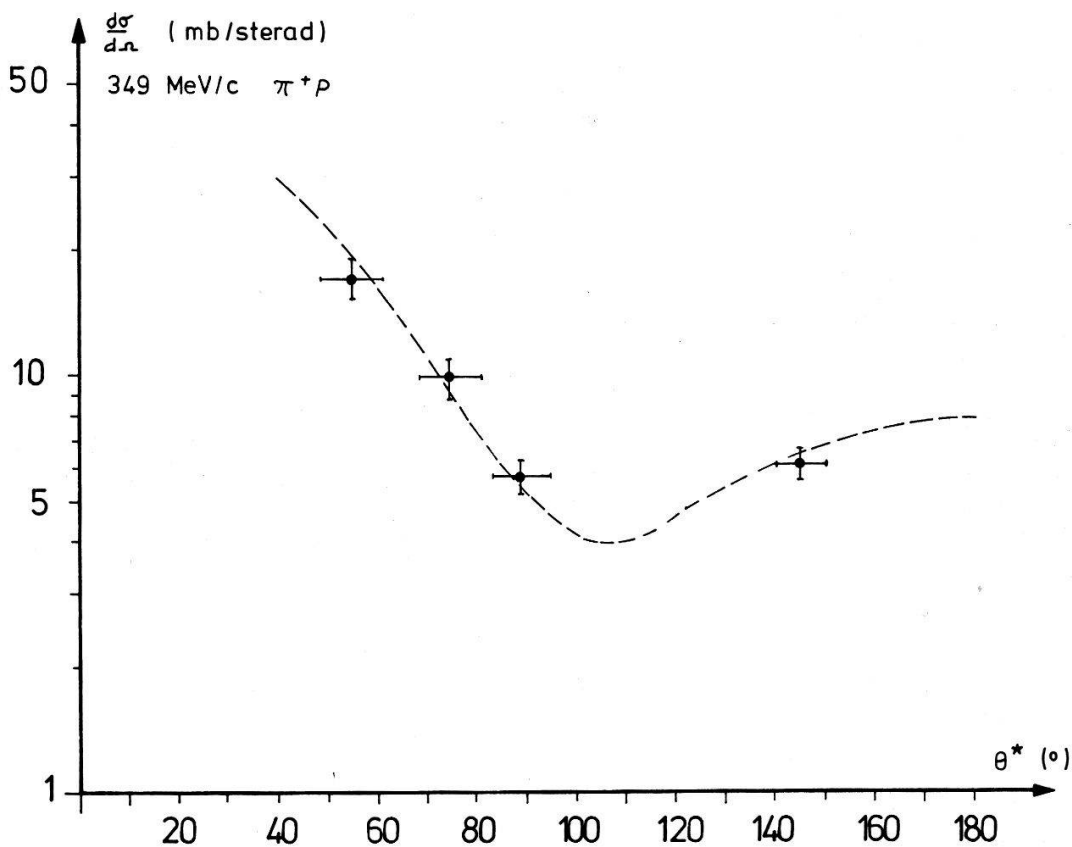


Figure 2

Differential cross-section in π^+p elastic scattering at 349 MeV/c vs. θ^* . The point at 54° has been corrected for 15% absorption of the recoil protons. The dashed curve is a fit to the measurements of Ref. [4].

targets previously used. We were able to extend our measurements down to smaller angles, because of the small volume (1 cm^3) of our butanol target.

The target typically achieved polarizations of 65% with a magnetic field of 25 kilogauss supplied by a pair of small superconducting coils. The combined factors of using butanol as a target material enclosed in very thin cryostat walls together with the general design of our counter system, produced virtually background-free results. This is illustrated at 54° by a check made with a carbon target instead of the butanol target. The ratio of background to good events was $(2 \pm 2\%)$. This represents a significant improvement over previous measurements, where this ratio was typically one to one.

The results are shown in Figure 1 and Table I. These data required only 30 hours running with a mean primary proton current of $1 \mu\text{A}$ (peak value $5 \mu\text{A}$). Our measurements also yielded the $\pi^+ p$ differential cross-section at 349 MeV/c which is shown in Figure 2. We intend to improve the statistical errors in our measurements at this energy during the winter runs at SIN and also to extend our energy coverage.

References

- [1] S. MANGO, O. RUNOLFFSON, and M. BORGHINI, Nucl. Instr. and Meth. 72, 45 (1969).
- [2] J. R. CARTER, D. V. BUGG and A. A. CARTER, Nucl. Phys. B58, 378 (1973).
- [3] O. CHAMBERLAIN, C. D. JEFFRIES, C. H. SCHULTZ, G. SHAPIRO and L. VAN ROSSUM, Phys. Letters 7, 293 (1963).
- [4] P. J. BUSSEY, J. R. CARTER, D. R. DANCE, D. V. BUGG, A. A. CARTER and A. M. SMITH, Nucl. Phys. B58, 363 (1973).

Bestimmung des spektroskopischen Quadrupolmomentes von ^{165}Ho aus pionischen Röntgenstrahlen [1]

VON P. EBERSOLD, B. AAS, W. DEY, R. EICHLER, J. HARTMANN¹⁾, H. J. LEISI und W. W. SAPP

(Laboratorium für Hochenergiephysik der ETHZ)

Wir haben am πM1 -Strahl des SIN das Röntgenspektrum von pionischen Atomen des Holmium gemessen. Aus der beobachteten Quadrupolaufspaltung des $5g-4f$ Ueberganges wurde das spektroskopische Quadrupolmoment des Grundzustandes von ^{165}Ho zu $Q = 3,47 \pm 0,11b$ bestimmt. Eine solche Genauigkeit wurde mit keiner bisherigen Messmethode auch nur annähernd erreicht. Für die sphärischen Anteile der Niveaubreite Γ_0 und der Energieverschiebung ε_0 des $4f$ -Zustandes als Folge der starken Wechselwirkung [2] erhielt man:

$$\Gamma_0 = 0,21 \pm 0,04 \text{ keV}, \quad \text{resp. } \varepsilon_0 = 0,35 \pm 0,08 \text{ keV}.$$

Literatur

- [1] P. EBERSOLD, B. AAS, W. DEY, R. EICHLER, J. HARTMANN, H. J. LEISI und W. W. SAPP, Phys. Lett. 53B, 48 (1974).
- [2] W. DEY, P. EBERSOLD, H. J. LEISI, F. SCHECK, H. K. WALTER und A. ZEHNDER, Helv. Phys. Acta 47, 93 (1974).

¹⁾ Technische Universität München.

Einfang von negativen π -Mesonen an ^{165}Ho und ^{175}Lu

VON P. EBERSOLD, B. AAS, W. DEY, R. EICHLER, H. J. LEISI, W. W. SAPP und H. K. WALTER

(Laboratorium für Hochenergiephysik der ETHZ)

In Röntgenspektren von pionischem ^{175}Lu , die am SC des CERN gemessen wurden, sowie in denen von pionischem ^{165}Ho , die kürzlich am Ringbeschleuniger des SIN beobachtet wurden, treten Kerngammalinien der Grundzustandsrotationsbanden von Yb – bzw. Dy-Isotopen auf, die nach dem π -Einfang gebildet werden. Folgende Einfangprozesse wurden beobachtet:



$$x = 3, 5, 7, 9, 11.$$

Es wurden Anregungen von Rotationszuständen mit $I_{\text{max}} = 12$ beobachtet. Aus den Intensitäten der Rotationsübergänge kann geschlossen werden, dass Niveaus mit $I = 4 \dots I_{\text{max}}$ direkt angeregt werden. Die Intensität der $4^+ - 2^+$ Uebergänge für Ho hat ein Maximum bei $x = 5$, die Breite der Ausbeuteverteilung dieser Uebergänge beträgt $\Delta x = 5-6$.

Spin-Parity Analysis of Coherently Produced 3π -States and their Absorption in Nuclear Matter

by J. PERNEGR, K. FREUDENREICH, F. X. GENTIT, P. MÜHLEMENN and W. WETZEL

(ETH, Zürich)

G. BELLINI, M. DI CORATO and G. VEGNI

(Univ. Milano)

and C. BEMPORAD, W. BEUSCH, E. POLGAR and D. WEBSDALE

(CERN, Genève)

We have performed a partial wave analysis on a sample of 40,000 coherently produced $\pi^+ \pi^- \pi^-$ events (on nine nuclei from Be to Pb). From the A -dependence of the production cross-section the propagation of these states through nuclear matter can be studied; in general, a total cross-section, σ_T , of these states on a nucleon has been found that is equal to σ_T of the incident particle (π, K, p). We find an exception to this 'rule': σ_T of the 0^- state is significantly higher.

The partial wave decomposition will be presented versus t and $m(3\pi)$.

