

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 37 (1964)  
**Heft:** VII-VIII

**Vereinsnachrichten:** Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Zürich, am 10. Oktober 1964

**Autor:** [s.n.]

#### **Nutzungsbedingungen**

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

#### **Conditions d'utilisation**

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

#### **Terms of use**

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

**Download PDF:** 28.01.2026

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

Bericht über die Tagung  
der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft  
in Zürich, am 10. Oktober 1964  
im Rahmen der 144. Jahresversammlung  
der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft

*Komitee:* Prof. Dr. J. P. BLASER (Zürich), Präsident  
Prof. Dr. O. HUBER (Fribourg), Vize-Präsident  
Prof. Dr. E. BALDINGER (Basel)  
Prof. Dr. F. HEINRICH (Zürich), Sekretär, vertreten durch  
Herrn JEAN BRUNNER (Zürich)

**Geschäftlicher Teil**

*1. Mitteilungen des Vorstandes*

Als ordentliche Mitglieder wurden aufgenommen: die Herren A. FURRER (Zürich), R. LEIMGRUBER (Basel), F. PORRET (Colombier), A. H. MADJID (Zürich), R. C. SALGO (Zürich), E. VÖGELE (Binz-Maur), R. J. ZEENDER (USA).

Die nächste Frühjahrstagung der SPG wird wiederum in Bern stattfinden und zwar Ende April oder anfangs Mai 1965.

*2. Finanzielle Lage*

Laut Zwischenabrechnung sind die erwartbaren Einnahmen etwas grösser als die budgetierten Ausgaben. Die Vermögenslage der Gesellschaft ist jedoch immer noch auf einem Tiefstand. Es muss unbedingt eine kleine Reserve angelegt werden. Eine Änderung der Mitglieder- oder Druckkostenbeiträge ist vorläufig nicht nötig.

*3. Änderung des Art. 16 der Statuten*

Prof. RIVIER erklärt im Auftrage von Prof. A. MERCIER, dass das Redaktionskomitee der HPA den Antrag auf Statutenänderung zurückzieht. Die Neuwahl eines Redaktors der HPA ist jedoch dringend, da Prof. FIERZ auf Ende 1964 zurückzutreten wünscht. Drei Kandidaten haben sich freundlicherweise bereit erklärt, das Amt des Redaktors zu übernehmen. Das Redaktionskomitee ist dabei, die Neuordnung der Redaktionsarbeit vorzubereiten. Die Ernennung des neuen Redaktors durch das Redaktionskomitee sollte noch vor Dezember 1964 erfolgen können.

Ein Brief von Prof. JOST, der verhindert ist, wird vorgelesen. Die Versammlung schliesst sich dem Vorschlag an, das Redaktionskomitee zu beauftragen, die grosse Arbeit, die Prof. FIERZ als Redaktor der HPA im Interesse der Gesellschaft während langen Jahren übernommen hatte, in gebührender Weise zu würdigen. Das weiter von

Prof. JOST aufgebrachte Problem, nämlich die zunehmende Tendenz, dass mehr und mehr Schweizer Physiker in ausländischen Fachzeitschriften publizieren und die damit verbundene Gefahr eines Sinkens des Niveaus der HPA, gibt Anlass zu einer lebhaften Diskussion. Prof. RIVIER bittet, diesbezügliche Vorschläge schriftlich dem Redaktionskomitee einzureichen, damit dieses das Problem verfolgen kann. Prof. STAUB und andere betonen, dass es Sache der Institutedirektoren sei, die jungen Mitarbeiter dazu anzuhalten, ihre Arbeiten mehr in der HPA zu publizieren.

Prof. O. HUBER möchte in diesem Zusammenhang auch folgende Frage vom Redaktionskomitee geprüft sehen: Wäre das Ansehen der HPA nicht auch dadurch zu fördern, dass durch verbilligte Mitglieder-Abonnemente die Verbreitung der HPA unter Mitgliedern erhöht würde. Dieser Vorschlag wird von anderen Diskussionsteilnehmern lebhaft unterstützt, und die Versammlung beauftragt das Redaktionskomitee, diese Frage ebenfalls abzuklären.

Weiter wird von verschiedenen Seiten erwähnt, dass die Schnelligkeit, mit der Artikel in der HPA publiziert werden, nicht befriedigt.

#### 4. Diverses

Die Gesellschaft ist offiziell über die Gründung eines Schweizer Komitees für Biophysik informiert worden. Die Verbindung zwischen der SPG und dieser Gesellschaft soll durch einen Delegierten hergestellt werden.

### **Wissenschaftlicher Teil**

Vier Beiträge aus dem Gebiet der angewandten Physik erscheinen in der «Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik» (ZAMP) 15, 655 (1964).

### **Allgemeine und angewandte Physik**

#### **Anwendung von Koaxialkabeln als schnelle Umlaufspeicher**

von D. MAEDER

(Institut de Physique Nucléaire Expérimentale de l'Université de Genève)

Das Prinzip eines zeittransformierenden Oszillographen zur Beobachtung einmaliger Ereignisse im Nanosekunden (= ns)-Bereich wurde kürzlich beschrieben<sup>1</sup>). Hier möchten wir über die seither erzielte Verbesserung des Speicherteils berichten. Die Qualität einer aus Kabel und Verstärker bestehenden verzerrungsarmen Speicherschlaufe lässt sich durch eine einzige Schlaufenanstiegszeit  $t_l$  charakterisieren: nach  $n$  Umläufen wäre eine eingespiesene Sprungfunktion auf  $t_n \approx \sqrt{n} t_l$  verformt.

Bei den ersten Versuchen nach Schema I (Fig. 1) mit einem *nicht umkehrenden* Verstärker<sup>1</sup>) und einem RG 11 A/U-Kabel von 90 ns Länge erhielten wir  $t_l = 1,2$  ns, wobei sich trotz starker Gegenkopplung nichtlineare Verzerrungen während der auf

einen schnellen Anstieg folgenden 30 ns nicht beheben liessen. Mit einem Verstärker einfacherer Bauart, CLR/A 531 (einstufig, daher *umkehrend*) gelang es inzwischen, durch frequenzabhängige Gegenkopplung im Emitterkreis (2 parallele RC-Glieder,  $\tau_1 \approx 3$  ns,  $\tau_2 \approx 8$  ns)  $t_l$  auf 0,7 ns zu reduzieren, bei gleichzeitiger Linearitätsverbesserung dank der Push-Pull Arbeitsweise. Damit ist die mit heutigen Transistoren ( $f_T \lesssim 900$  MHz, wobei für hohe Frequenzen  $\beta(f) \approx f_T/f$  gesetzt werden kann) in der einfachsten Schaltung und mit dem gegebenen Kabel (Dämpfung  $\alpha(f) \approx 5$  db ·  $\sqrt{f}/1000$  MHz für 20 m Länge) theoretisch mögliche Bandbreite etwa erreicht; die durch

$$\frac{2}{3} \beta(f_0) 10^{-0.05 \alpha(f_0)} = 0.71 \rightarrow f_0 \approx 520 \text{ MHz} \quad (1)$$

gegebene\*) 3 db-Grenzfrequenz stimmt mit der Faustregel  $t_l \cdot f_0 \approx 1/3$  überein.

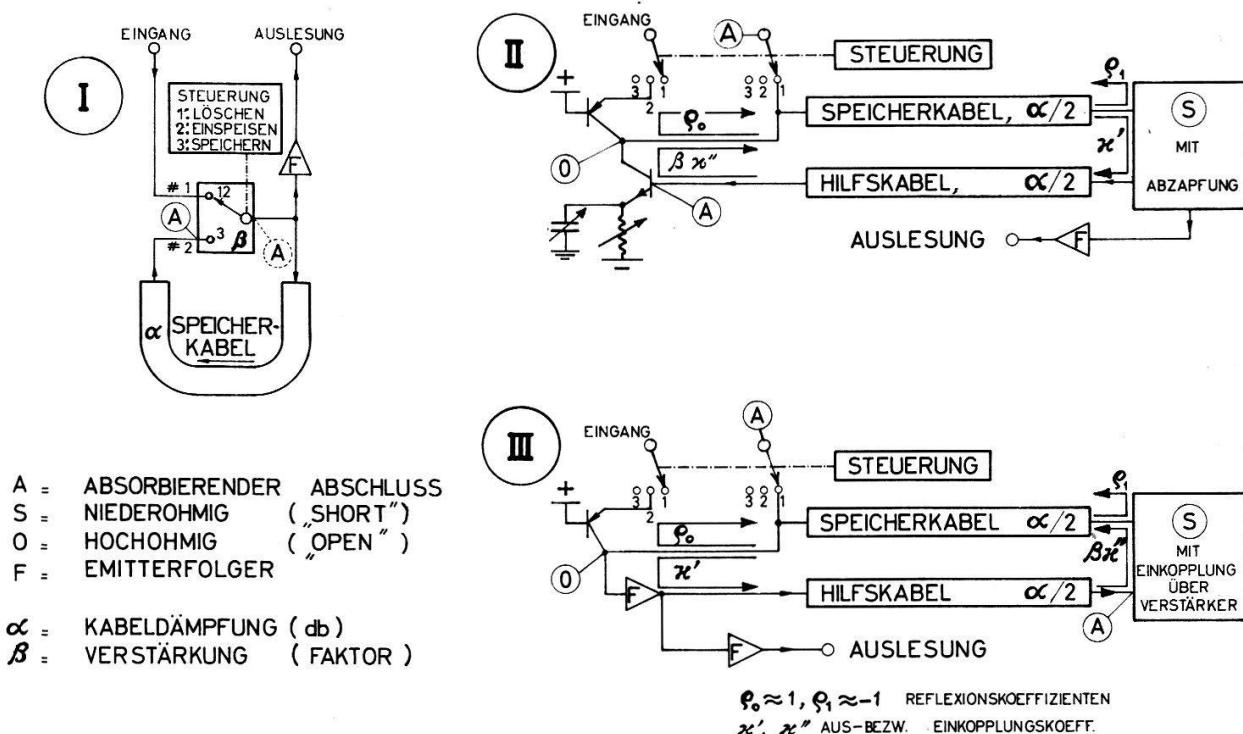


Fig. 1

Verschiedene Schaltungskonfigurationen zum Einspeisen und periodischen Regenerieren von Signalen in Kabeln. Schaltersymbole deuten schnelle elektronische Umschalter an.

(I) - Verstärker mit 2 wahlweisen Eingängen. Eingang Nr. 2 absorbiert das nach Durchlaufen des Kabels abgeschwächte Signal und erzeugt am Ausgang von neuem die ursprüngliche Signalamplitude. (II) und (III) - Einspeisung hochohmig, Kurzschluss am anderen Kabelende. Der Verstärker muss aus einem abgezapften Teilsignal via Hilfskabel (um weniges kürzer als Hauptkabel) nicht die ganze ursprüngliche Amplitude regenerieren, sondern nur den infolge Kabeldämpfung und unvollkommener Reflexionen jeweils pro Umlauf verlorenen Teil.

\*) Bei Anordnung I muss das Kabel beidseitig annähernd abgeschlossen sein, da Reflexionen kumulative Störungen verursachen. Der Verstärker ist also niederohmig belastet, etwa mit  $2/3$  seiner (dem  $75\Omega$ -Kabel einigermaßen entsprechenden) Eingangsimpedanz; daher der ungünstige Faktor  $2/3$  in Gleichung (1). Ein verlustarmes Kabel gleicher Länge (RG 164/U, Außen  $\phi \approx 23$  mm,  $\alpha(f) \approx 2,4$  db ·  $\sqrt{f}/1000$  MHz) ergäbe nach (1) eine Verbesserung auf  $f_0 \approx 670$  MHz.

Verbesserungsmöglichkeiten liegen in der Ausnutzung abwechselnder Reflexionen am «fernen Ende» ( $\varrho_1 \approx -1$ ; Signalumkehrung ergibt bessere Linearität) bzw. am hochohmigen Einspeisungspunkt ( $\varrho_0 \approx +1$ ; ohne Vorzeichenwechsel, aber mit einmaliger Verdopplung der ursprünglichen Amplitude). Bei derartigen Anordnungen (Fig. I, II und III) müssen lediglich die Reflexions- und Dämpfungsverluste durch Verstärker wettgemacht werden. Falls ein Bruchteil  $\alpha'$  der gespeicherten Signalamplitude abgezapft und via Hilfskabel und Verstärker ( $\beta$ ) am anderen Ende des Hauptkabels teilweise ( $\alpha''$ ) wieder eingekoppelt wird, muss

$$\alpha' \alpha'' \beta \geq 0,71 \cdot 10^{+0,05\alpha} + \varrho_0 \varrho_1 , \quad (2)$$

um die Verluste bis auf 3 db zu kompensieren. Für  $\varrho_0 \varrho_1 = -0,75$  und  $\alpha' \alpha'' = 1/4$  ergäbe sich  $f_0 \approx 620 \text{ MHz}^{**}$ ).

Die Verwirklichung des für II benötigten «Kurzschlusses mit Abzapfung» mittels Transistor mit geerdeter Basis ergab zwar grosses  $\alpha'$  (1,9 bis 600 MHz), jedoch unbrauchbare Reflexionseigenschaften ( $\varrho_1$  zu sehr frequenzabhängig). Dagegen erlaubt III bei allerdings niedrigem  $\alpha''$ , einen sehr niederohmigen, gut reflektierenden Kurzschluss zu realisieren.

#### Literatur

- <sup>1)</sup> D. MAEDER, ZAMP 15, 426 (1964).

---

\*\*) Speicherperiode 100 ns, Hauptkabel und Hilfskabel RG 11 A/U je 10 m lang. Mit gleich langen RG 164/U - Kabeln wäre  $f_0 \approx 1100 \text{ MHz}$ .

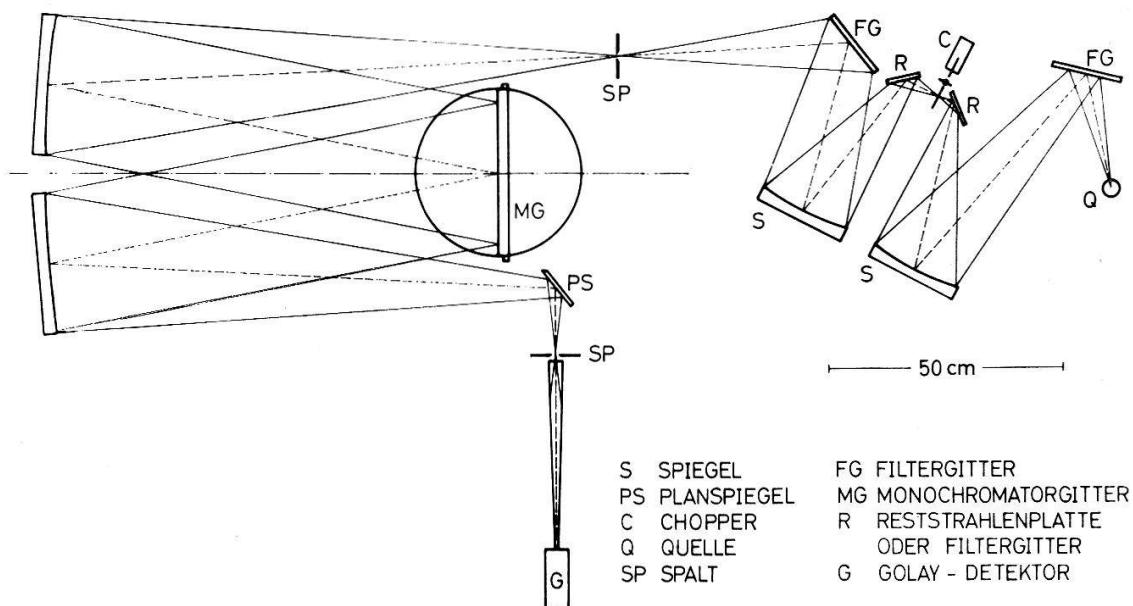
## Ein Submillimeter-Spektrograph hoher Auflösung für Festkörperuntersuchungen

von F. K. KNEUBÜHL, J.-F. MOSER und H. STEFFEN  
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Ein Vakuumgitterspektrometer für den Spektralbereich von  $50 \mu$  bis  $1200 \mu$  wurde zur Untersuchung von Festkörpern gebaut. Der Wellenlängenbereich dieses Spektrometers eröffnet einen interessanten Problemkreis der Festkörperphysik, da die entsprechenden Energien zwischen 1 meV und 25 meV, bzw.  $2,8^\circ\text{K}$  und  $58^\circ\text{K}$  liegen. In diesen Bereich fallen viele Störstellenniveaux von Halbleitern, Energielücken von Halbmetallen, «Cochran-modes» der Ferroelektrika, ferri- und antiferromagnetische Resonanzen, Reststrahlen und «localized modes». Festkörperspektren sind oft nur sinnvoll, wenn sie bei sehr tiefen Temperaturen gemessen werden. Unsere Apparatur wurde deshalb im Hinblick auf Reflexions- und Transmissionsmessungen bei Temperaturen von flüssigem Stickstoff und Helium konstruiert. Die dazu verwendeten Kryostaten und Vorrichtungen werden wir in einem späteren Bericht beschreiben.

In der Festkörperspektroskopie konkurrieren zurzeit drei Typen von Spektrometern: das Gitterspektrometer, das Michelsoninterferometer<sup>1)<sup>2)</sup> und der Interferenzmodulator<sup>3)<sup>4)</sup>. Die bisher höchste spektrale Auflösung wurde von einem</sup></sup>

Michelsoninterferometer erreicht<sup>2)</sup>. Es weist aber verschiedene Nachteile auf, da es im wesentlichen die Fourieranalyse des gesuchten Spektrums liefert. Weil die Spektren nicht unmittelbar aus der Fouriertransformierten herausgelesen werden können, benötigen sie eine digitale elektronische Rechenmaschine. Wie festgestellt wurde, sind diese Spektren nicht immer reproduzierbar<sup>5)</sup>. Zudem eignen sich die Michelsoninterferometer kaum zur Messung zeitlich rasch veränderlicher Spektren. Mit den vielversprechenden Interferenzmodulatoren wurde unseres Wissens aus technischen Gründen noch keine hohe Auflösung erreicht. Deshalb haben wir ein gross dimensioniertes Gitterspektrometer gebaut.



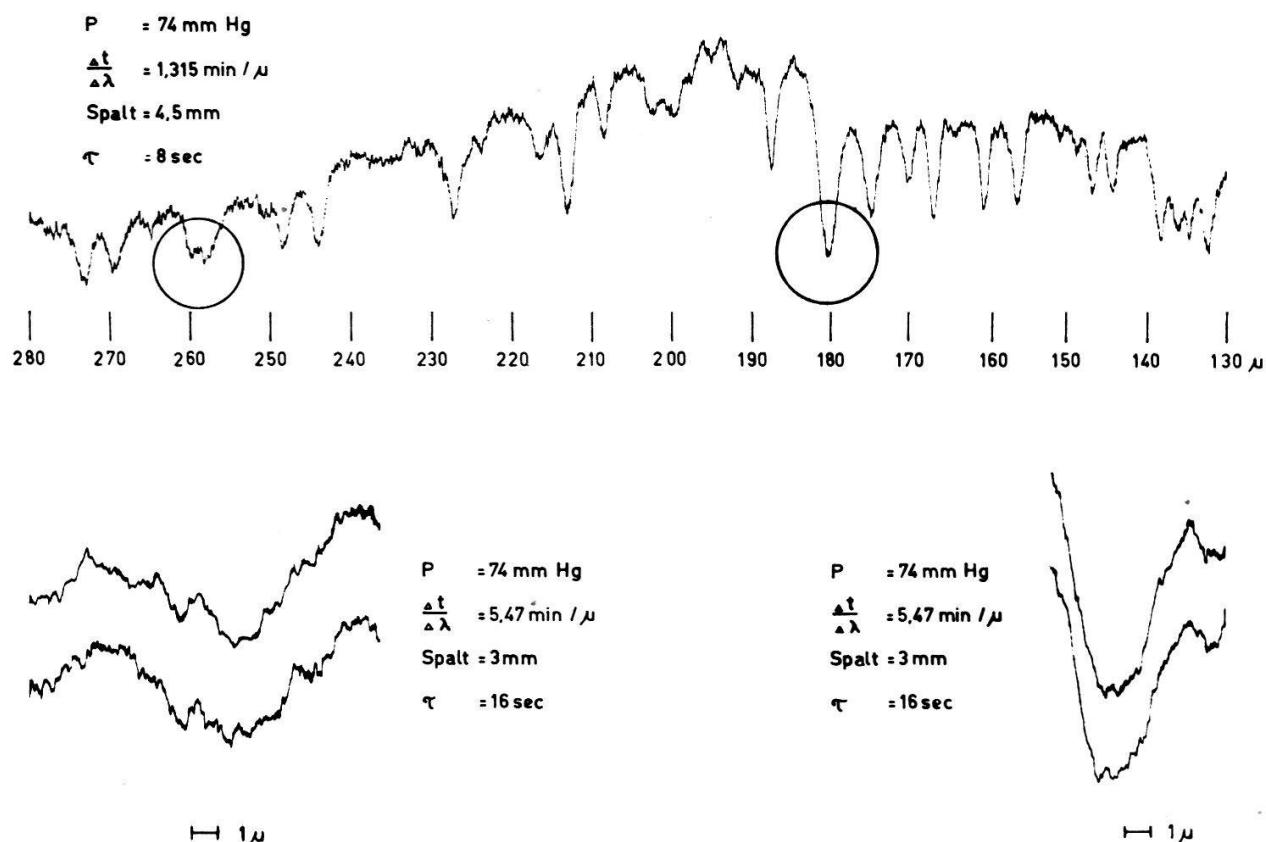
Strahlengang des Spektrometers bei Wasserdampf - Absorptionsmessungen

Der Spektrograph besteht im wesentlichen aus drei Teilen: Quellengehäuse, Monochromator sowie Proben- und Detektorteil (Figur 1). Da im Submillimeterbereich keine abstimmbaren monochromatischen Quellen (elektronische Röhren oder Laser) existieren, ist man immer noch auf thermische Quellen angewiesen. Wir verwenden wie üblich den Hg-Hochdruckbrenner, aus dessen 100 Watt Strahlungsleistung von UV, Licht und IR etwa  $10^{-6}$  Watt im Wellenlängenbereich zwischen  $100 \mu$  und  $1000 \mu$  herausgefiltert werden können. Im Quellengehäuse befinden sich ein wassergekühlter Hg-Hochdruckbrenner, ein Flügelradchopper und vier Reflexionsfilter. Letztere sind entweder Reststrahlenplatten oder selbsthergestellte Echelette-Gitter aus Aluminium, welche in nullter Ordnung benutzt werden. Zudem werden noch selbsthergestellte Yoshinaga-Filter<sup>5)</sup> in Transmission benutzt.

Der Monochromator entspricht der bekannten Czerny-Turner Anordnung. Als dispersierende Elemente dienen auswechselbare Echelette-Reflexionsgitter mit einem Glanzwinkel von  $20^\circ$  und einer Fläche von  $30 \text{ cm} \times 35 \text{ cm}$ . Mit einem Diamanten wurde das Echelette-Profil in Messing geschnitten und Aluminium aufgedampft. Zurzeit stehen uns sechs Gitter mit Gitterkonstanten von 100, 200, 300, 500, 800 und  $1200 \mu$  zur Verfügung.

Der Detektorteil umfasst ausser dem Probenhalter und Kryostaten einen Unicam-Detektor mit Quarz- oder Diamantfenster sowie einen konusförmigen Lichtleiter, der die Strahlung auf das Detektorfenster fokussiert. Halbleiterdetektoren werden wir erst in Zukunft verwenden.

Das Spektrometer ist in zwei zusammenhängenden Vakuumtanks eingebaut, die mit einer Vorvakuum-pumpe auf etwa  $10^{-3}$  mm Hg evakuiert werden. Dies ist notwendig, um die störenden  $H_2O$ -Dampf-Absorptionen bei Festkörpermessungen zu vermeiden.



Das spektrale Auflösungsvermögen unseres Spektrometers haben wir anhand von Wasserdampfabsorptionslinien getestet, z.B. im Bereich zwischen  $130 \mu$  und  $280 \mu$  (Figur 2). Das Auflösungsvermögen kann an den beiden angegebenen Spektrallinien bei etwa  $180 \mu$  und  $260 \mu$  abgeschätzt werden. Diese beiden Linien wurden unter speziellen Bedingungen aufgenommen und dem Übersichtsspektrum beigefügt. Aus den Aufspaltungen schliessen wir auf ein selten hohes Auflösungsvermögen von mindestens 450. Beachtenswert ist auch die Zeitkonstante des Verstärkers von nur 8 sec anstelle der sonst üblichen 70 sec. Die spektrale Reinheit der Strahlung am Austritt des Monochromators wurde anhand der Wasserdampfspektren grob überprüft und vorläufig als zufriedenstellend erachtet. Genauere Angaben werden bei den Festkörperuntersuchungen erfolgen.

Wir möchten den Herren Prof. Dr. W. KÄNZIG für seine Unterstützung und für seine Ratschläge und Prof. L. GENZEL, Freiburg i. Br., für zahlreiche und wertvolle Diskussionsbeiträge danken.

*Literatur*

- 1) H. A. GEBBIE, Advances in Quantum Electronics (J. R. SINGER), 155 (1961), Columbia University Press.
- 2) P. L. RICHARDS, Proceedings Far Infrared Physics Symposium, January 1964, Riverside, California (Report Naval Ordnance Laboratory Corona).
- 3) J. STRONG et G. A. VANASSE, Coll. Spectr. Int., J. Phys. Rad. 19, 192 (1958).
- 4) L. GENZEL und R. WEBER, Z. angew. Physik 10, 127, 195 (1958); J. Mol. Spectra 4, 241 (1960).
- 5) H. YOSHINAGA, J. opt. Soc. Am. 52, 17 (1962).

## Kernphysik

### **Das ortho-para-Gleichgewicht von Tritium**

von R. FRAUENFELDER, F. HEINRICH

(Laboratorium für Kernphysik der ETH)

und J. B. OLIN

(Stanford Research Institute)

Eine Publikation erscheint demnächst in den HPA.

### **Messung der Arbeit pro Ionenpaar von Kohlenstoffionen mit einer Energie $E_c > 10 \text{ keV}$ in Methan**

von O. BUSER, V. MEYER und H. H. STAUB

(Physik-Institut der Universität Zürich)

Wird später in der HPA publiziert.

### **Arbeit pro Ionenpaar in verschiedenen Gasen für Stickstoff- und Sauerstoffionen im Energiegebiet von 0,14–0,7 MeV**

von P. HUBER, R. LEIMGRUBER und E. BAUMGARTNER

(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Es wurde die Arbeit pro Ionenpaar von Stickstoff- und Sauerstoffionen in He, N<sub>2</sub> und A im Energiegebiet 0,14–0,7 MeV gemessen. Die Messung erfolgte nach der von SCHALLER, HUBER und BAUMGARTNER<sup>1)</sup> beschriebenen Messmethode, wobei zur Verkleinerung der Energiestreuung ein differentielles Pumpensystem Verwendung fand. Die Beschleunigung der benutzten Stickstoff- und Sauerstoffionen erfolgte mit Hilfe eines Kaskadengenerators der Firma HAEFELY. Die mittlere Arbeit pro Ionenpaar ( $W$ -Wert) hängt im benutzten Energiegebiet sowohl von der Geschwindigkeit als auch von der Masse des einfallenden Ions ab. Der  $W$ -Wert variiert für Stickstoffionen in Stickstoff von 40,6 eV (bei 608 keV) bis 48,2 eV (bei 141 keV), für Sauerstoffionen in Stickstoff von 42,0 eV (bei 535 keV) bis 49,2 (bei 148 keV), für Stickstoffionen in Argon von 26,3 eV (bei 543 keV) bis 29,1 eV (bei 158 keV) und für Sauerstoffionen in Argon von 27,8 eV (bei 474 keV) bis 31,5 eV (bei 164 keV).

In He konnte sowohl für Stickstoff- als auch für Sauerstoffionen im Energiegebiet von 0,13–0,36 MeV kein Anstieg des  $W$ -Wertes beobachtet werden.

#### *Literatur*

- <sup>1)</sup> L. SCHALLER, P. HUBER und E. BAUMGARTNER, Helv. Phys. Acta 36, 113 (1963).

## **Stabilisierung der Verstärkung von Scintillationsspektrometern**

von ANGELO COMUNETTI

(Eidg. Institut für Reaktorforschung, Würenlingen)

Eine mechanisch geschoppte Referenzquelle und ein digitaler Frequenzkomparator gewähren eine absolute Langzeit-Verstärkungskonstanz<sup>1)</sup>.

Die Stabilisierung beruht auf dem Vergleich zweier Frequenzen: der stark verstärkungsabhängigen Referenzfrequenz einerseits und der nahezu oder ganz verstärkungsunabhängigen Standardfrequenz anderseits. Die Referenzfrequenz wird erhalten durch Diskrimination der Impulse der geschoppten Referenzquelle ( $Cs^{137}$ ) am Photopeak, die Standardfrequenz durch Diskrimination im Tal zwischen Photo- und Comptonpeak oder durch einen Kristalloszillator.

Dank dem Chopper kann das Meßspektrum von Referenzimpulsen freigehalten werden. Summenimpulse oder Zählverluste beeinträchtigen die Verstärkung nicht.

Der gebaute Apparat enthält einen Kristalloszillator.

Die technischen Daten sind:

Standardfrequenz	= 625 c.p.s.
Stabilisierungsfaktor	$\approx 10^3$
Integrationszeitkonstante	$\approx 3500$ s
Regelzeit	$\approx 4$ s
Messdutycycle	= 80%
Verstärkungsstabilität	2 bis 3 min nach Einschalten über beliebige Zeit und unabhängig von den Umweltbedingungen besser als 1%.

#### *Literatur*

- <sup>1)</sup> EIR-Bericht Nr. 66, Würenlingen, Juni 1964.

## **Parasitimpulse in Isolationsmaterialien von Zählrohren**

von H. LOOSLI, H. OESCHGER und B. STAUFFER

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Bei den Bemühungen, den Nulleffekt unserer Zählrohre weiter zu senken, zeigte es sich, dass in verschiedenen Kunststoffen Parasitimpulse auftreten. Wohl können diese mit Hilfe von Guard-Elektroden abgeschirmt werden, doch ist es speziell bei komplizierteren Anordnungen der Zähldrähte wünschenswert, dass auf Schutzelektroden verzichtet werden kann.

Wir untersuchten PVC, Plexiglas und zwei verschiedene Qualitäten Nylon.

- Es wurden Impulse mit einer Anstiegszeit von weniger als 100 ns und Amplituden von einigen mV bis 100 mV beobachtet.
- Es muss sich um einen Volumeneffekt handeln.
- Bei den von uns untersuchten Kunststoffen gibt es eine Schwellentemperatur. Unterhalb der Schwellentemperatur des betreffenden Stoffes beobachtet man nur wenige Impulse pro Stunde; oberhalb stellt man ein rasches Anwachsen der Impulszahl (oft mehr als 3000 cpm) und einen Anstieg der Amplitude fest. Die Schwellentemperaturen sind:

eingefärbtes Nylon	40°C	PVC	75°C je $\pm$ 4°C
naturfarbenes Nylon	65°C	Plexiglas	85°C

Die Schwellentemperatur ist nur wenig von der angelegten Hochspannung abhängig.

- Bei Nylon traten oberhalb der Schwellentemperatur auch noch vereinzelte Impulse von ca. 1,5 Volt auf.

Folgende Fragen sind noch abzuklären:

- Klingt die Impulszahl bei konstanten Bedingungen mit der Zeit ab?
- Wie hängen Impulszahl und Amplituden von der angelegten Hochspannung ab?
- Tritt eine temperaturabhängige Hysterese auf?
- Sind die Impulse statistisch verteilt? usw.

Da offenbar das Verhalten von Kunststoffen noch nie in dieser Art untersucht wurde, können wir unsere Resultate nur mit Messungen des Gleichstromwiderstandes vergleichen. J. H. KALLWEIT<sup>1)</sup> fand, dass der Widerstand einiger Kunststoffe bei bestimmten Temperaturen plötzlich stark abnimmt. Seine kritischen Temperaturen stimmen mit unseren Schwellentemperaturen innerhalb der Fehlergrenze überein. Man kann abschätzen, dass der für die Impulse verantwortliche Ladungstransport für die erhöhte Leitfähigkeit ausreicht.

Unsere Untersuchungen zeigen, dass das Impulsverhalten von Kunststoffen nützliche Hinweise geben kann, wie der Leitungsmechanismus vor sich geht.

Für den Zählrohrbau kann die Schlussfolgerung gezogen werden, dass möglicherweise Polystrol die Parasitimpulse nicht aufweist; ausserdem ist Plexiglas und PVC vor Nylon zu empfehlen.

#### *Literatur*

<sup>1)</sup> J. H. KALLWEIT, *Kunststoffe* 11, 651 (1957).

### **Eine schnelle Koinzidenzeinheit**

von H. JUNG, M. BRÜLLMANN und D. MEIER

(Laboratorium für Kernphysik, ETH Zürich)

Im Rahmen eines Flugzeitspektrometers für schnelle Neutronen wurde eine Koinzidenzeinheit entwickelt. Sie besitzt zwei Koinzidenzeingänge und einen Antikoinzidenzeingang. Die Eingänge führen zunächst auf Pulsformerstufen, in denen die Länge der Impulse festgelegt werden kann. Die eigentliche Koinzidenzstufe besteht aus einer Mischstufe und einem stabilen Diskriminator mit nachfolgender Ausgangsstufe. Die Koinzidenzauflösung und die Antikoinzidenzauflösung betragen etwa 3 ps

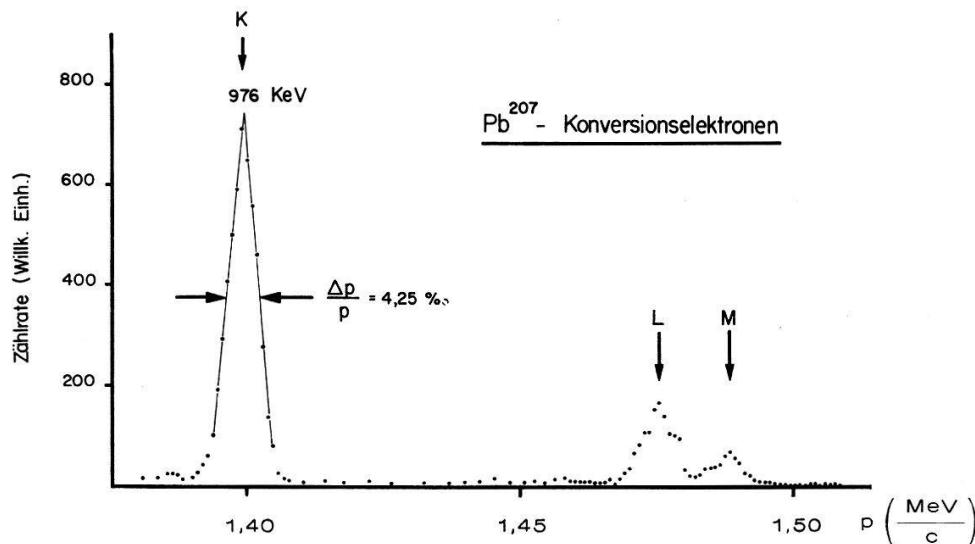
## $\beta$ -Spektrometer mit trochoidförmigen Bahnen

von R. BALZER, D. BHARUCHA, F. HEINRICH und A. HOFMANN  
 (Laboratorium für Kernphysik, ETH Zürich)

Das bereits in früheren Arbeiten<sup>1)2)3)</sup> diskutierte Magnetfeld  $H \sim r^{-1} \sin^{-1} \vartheta$  wurde insbesondere bezüglich der auftretenden Bildfehler näher untersucht. Eine ausführliche Publikation über die theoretischen Eigenschaften dieses Feldes wird demnächst in Nucl. Instr. and Meth. erscheinen. Die wesentlichsten Resultate sind die folgenden: Das Feld lässt sich durch kegelförmige Polschuhe bequem und mit grosser Präzision realisieren. Verläuft die Bahn ganz in der Symmetrieebene ( $\vartheta = \pi/2$ ), so erhält man nach jedem Trochoidenumlauf eine ideale Fokussierung bezüglich des azimutalen Startwinkels<sup>1)</sup>. Für allgemeine Bahnen tritt nach zwei oder mehreren Trochoidenumläufen eine Doppelfokussierung auf, wenn man für den Feldparameter  $K$ <sup>2)</sup> einen «stabilen» Wert wählt. Dabei verschwinden für alle azimutalen Startwinkel sämtliche Bildfehler 1. und 2. Ordnung bezüglich des Elevations-Startwinkels und der Quellenausdehnung in der  $\vartheta$ -Richtung<sup>2)</sup>. Diese ungewöhnlichen Fokussierungseigenschaften sind von einem hohen, relativen Dispersionsvermögen begleitet.

Zur experimentellen Bestätigung der Eigenschaften dieses Magnetfelds wurde ein Betaspektrometer improvisiert, dass mit dem «stabilen»  $K$ -Wert  $K = 0,309894$  und zwei Trochoidenumläufen arbeitet. Die kegelförmigen Polschuhe bestehen aus Armco-Reineisen; der Winkel zwischen Symmetrieebene und Kegelflächen beträgt  $10^\circ$ . Der Aufbau des Spektrometers ist im wesentlichen derselbe, wie bei dem im folgenden Artikel beschriebenen Paarspektrometer (vgl. dortige Fig. 1). Die Teilchen starten aus der bei  $A$  befindlichen Quelle und passieren nach 2 Umläufen einen impulsdefinierenden Schlitz sowie ein flaches Geigerzählrohr mit einer Gesamtfensterdicke von  $8 \text{ mg/cm}^2$ ; nach einem weiteren halben Umlauf treffen sie auf einen Plastiksintillator. Diese Detektorenanordnung erlaubt es, eine Koinzidenzmessung durchzuführen, wodurch der Untergrund stark reduziert wird.

Die Transmission dieses Spektrometers beträgt ca.  $2\%$  für alle Auflösungsvermögen  $(\Delta p)/p > 5 \cdot 10^{-4}$  und ist in diesem Bereich vom Auflösungsvermögen fast unabhängig, da alle Bahnen, die zu grossen Bildfehlern führen würden, durch Auftreffen auf die Polschuhe ausgeschlossen werden.



Mit diesem Spektrometer wurde die 1 MeV-Konversionslinie von Pb<sup>207</sup> gemessen. Dazu wurde eine ebene Bi<sup>207</sup> Quelle mit einer Ausdehnung von 0,8 mm in der azimuthalen Richtung und 3 mm Höhe benutzt. Die Messresultate sind in der Figur dargestellt. Die K-, L- und M-Linien sind scharf getrennt; bei den letzteren beiden ist auch die weitere Aufspaltung angedeutet. Auf eine Subtraktion des Untergrundes konnte verzichtet werden, da dieser vernachlässigbar klein ist. Auf Grund einer Absolutbestimmung der Quellstärke konnte die experimentelle Transmission gemessen werden; diese Messung wurde ohne Koinzidenzanordnung vorgenommen, da anderenfalls an den Zählrohrfenstern durch Streuung schwer kontrollierbare Teilchenverluste auftreten können. Dabei ergab sich folgendes Bild:

Theoretische Werte:  $(\Delta p)/p = 0,40\%$ ; Transmission =  $2\%$

Experimentelle Werte:  $(\Delta p)/p = 0,425\%$ ; Transmission =  $1,7\%$ .

Die Übereinstimmung ist durchaus befriedigend, wobei allerdings zu bemerken ist, dass der relative Fehler im experimentellen Wert der Transmission ca.  $25\%$  beträgt.

Auf Grund der guten Ergebnisse mit diesem improvisierten Spektrometer wird beabsichtigt, mit dem vorhandenen Magneten ein  $\beta$ -Spektrometer zu konstruieren, das ebenfalls mit  $K = 0,309894$ , jedoch nicht mit 2, sondern mit 6 Trochoidenumläufen arbeitet. Damit kann bei gleichem Auflösungsvermögen die Luminosität (= Transmission  $\times$  Quellenfläche) gesteigert werden.

#### Literatur

- <sup>1)</sup> J. LAFOUCRIÈRE, Comptes rendus 231, 137 (1950).
- <sup>2)</sup> F. HEINRICH und A. HOFMANN, Helv. Phys. Acta 35, 322 (1962).
- <sup>3)</sup> A. HOFMANN, Helv. Phys. Acta 36, 814 (1963).

## Ein Paarspektrometer mit trochoidförmigen Bahnen

von R. BALZER, D. BHARUCHA, F. HEINRICH und A. HOFMANN

(Laboratorium für Kernphysik, ETH Zürich)

Die Eigenschaften eines Magnetfeldes der Form  $H = (a H_0)/r \sin \vartheta$ , dessen Anwendung als  $\beta$ -Spektrometer im vorhergehenden Artikel eingehend beschrieben worden ist, können auch zum Bau eines magnetischen  $\gamma$ -Paarspektrometers verwendet werden. Aus praktischen Gründen kann dabei von allen «stabilen» Parametern  $K$  nur der Wert 0,309894 benutzt werden.

Figur 1 zeigt einen Schnitt durch das von uns konstruierte Paarspektrometer. Eine in Feldmitte angebrachte Konverterfolie (1) dient als Quelle für Elektron-Positron-Paare. Diese werden im Magnetfeld in entgegengesetzte Richtungen abgelenkt, in die Detektoren (2) fokussiert und als Koinzidenz gezählt. Die entsprechende  $\gamma$ -Energie ist durch das Magnetfeld und den Abstand zwischen den beiden Detektoren (2) gegeben. Wie beim  $\beta$ -Spektrometer wird auch hier zur Verkleinerung des Untergrundes eine Koinzidenzschaltung von Durchflugszählrohr (2) und Szintillationsdetektor (3) verwendet.

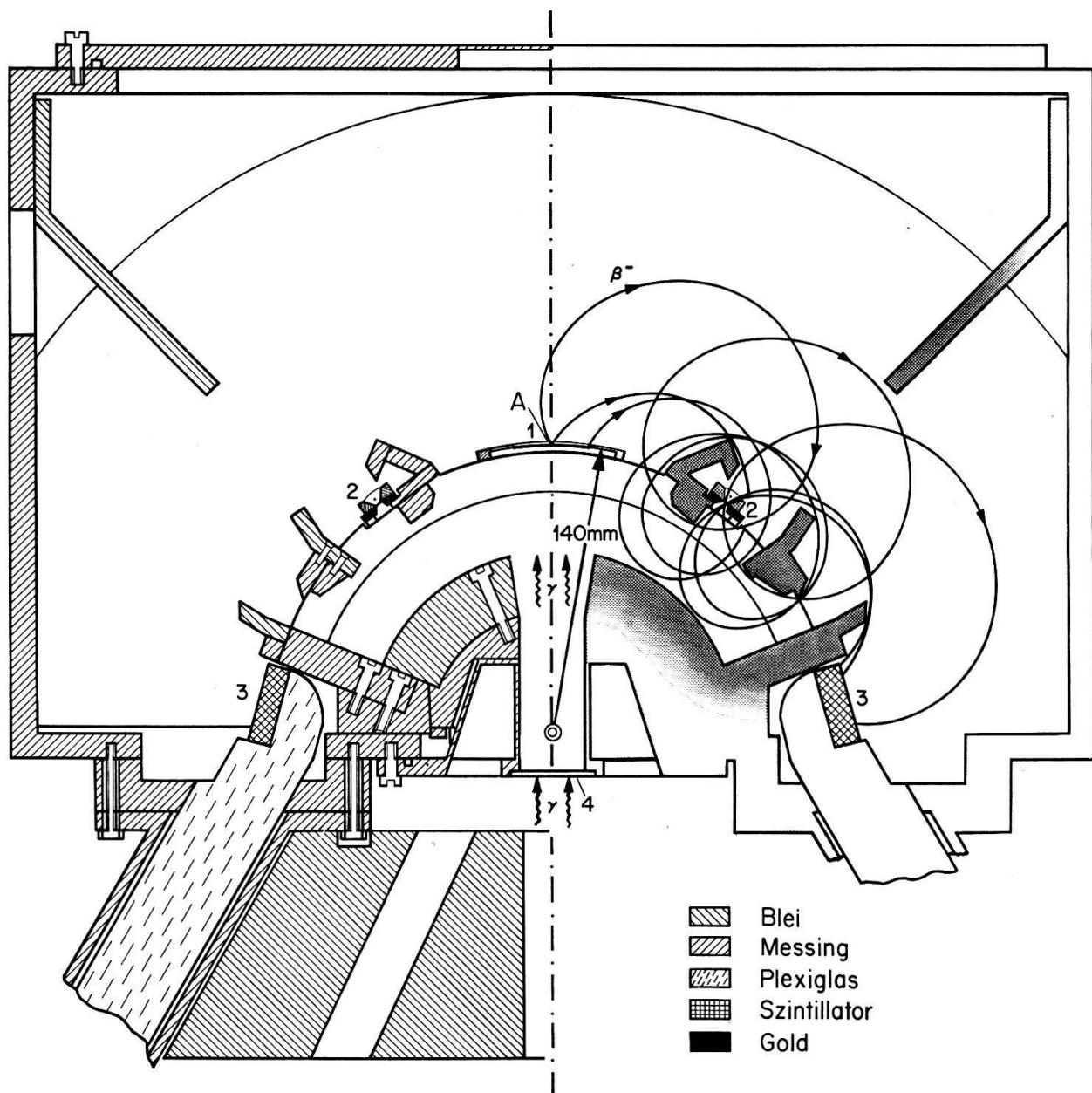


Fig. 1 Schnitt durch das Spektrometer.

Linke Bildhälfte mit Konstruktionsdetails, rechte Bildhälfte mit schematischer Funktionsweise.  
 1. Konverterfolie oder  $\beta$ -Quelle; 2. Blendenspalt und GM — Zähler; 3. Szintillationsdetektoren;  
 4.  $\gamma$ -Eintrittsfenster.

Die Polschuhe des Magneten und andere konstruktive Elemente begrenzen den zulässigen Bereich der Startwinkel für Paarpartner. Innerhalb dieses Bereiches braucht die Emissionswinkelverteilung der Paare *nicht* berücksichtigt zu werden, da wegen der guten Fokussierung alle Bildfehler vernachlässigt werden können. Dadurch gewinnt das Instrument vor allem bei niedrigen  $\gamma$ -Energien, bei denen der Winkel zwischen den Emissionsrichtungen von Elektron und Positron gross ist, wesentlich an Empfindlichkeit. Diese kann durch Integration des differentiellen Wirkungsquerschnittes über den erlaubten Startwinkelbereich verhältnismässig einfach berechnet werden. Ein separater Faktor berücksichtigt dabei das relative Auflösungsvermögen, welches praktisch energieunabhängig ist, da die apparative Linienform für eine

$\infty$ -schmale  $\gamma$ -Linie nur aus Spektrometergeometrie und Feldeigenschaften berechnet werden kann.

Verglichen mit einem  $\gamma$ -Paarspektrometer herkömmlicher Art<sup>1)</sup> mit homogenem Feld und  $180^\circ$ -Ablenkung besitzt dieses Instrument eine stark erhöhte Empfindlichkeit im Energiebereich von 3–10 MeV und bei Auflösungsvermögen von  $(\Delta E)/E \leq 1\%$ . Des weiteren hat wegen der Fokussierungseigenschaften des Feldes die  $\gamma$ -Einfallsrichtung keinen Einfluss auf das Auflösungsvermögen und die Empfindlichkeit, so

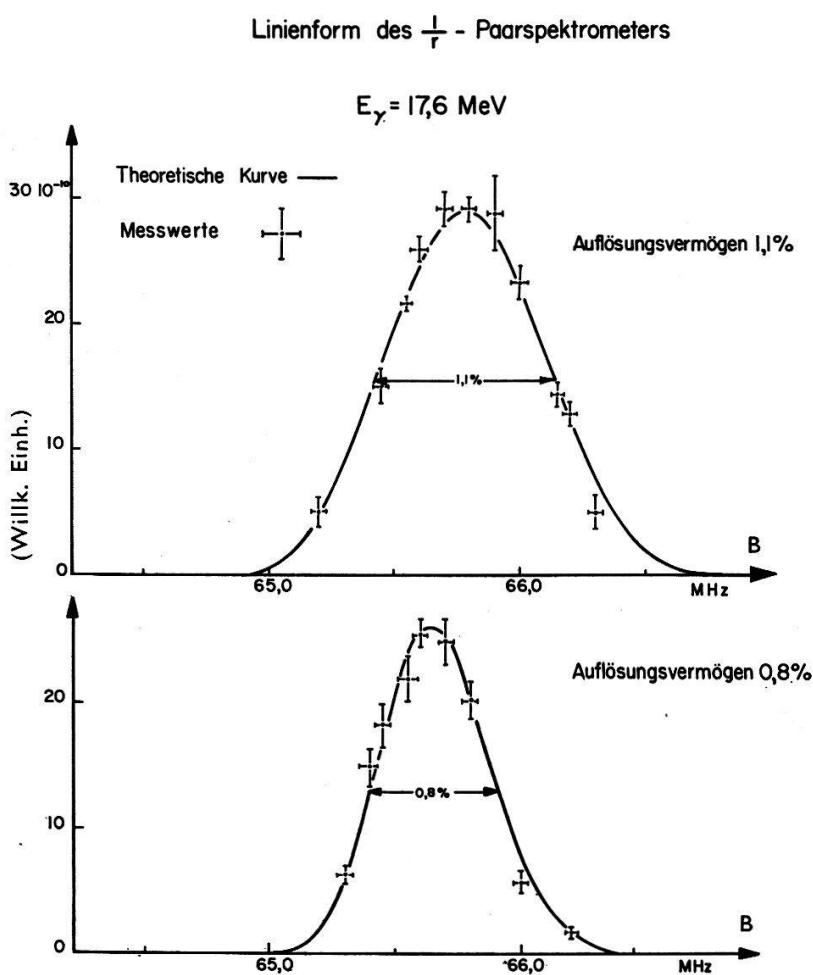


Fig. 2

dass die Quelle beliebig nahe an das Spektrometer gebracht werden darf. Zur Steigerung der Empfindlichkeit kann ferner die Konverterfolie auch bei hohem Auflösungsvermögen relativ dick gemacht werden, da nur der Energieverlust der Paare in der Folie berücksichtigt werden muss, während die Winkelstreuung wenig Einfluss hat.

Die gerechneten Werte dieses Spektrometers wurden mit Hilfe der 17,6 MeV Li-Strahlung überprüft. In Figur 2 sind berechnete Kurven zusammen mit den gemessenen Werten aufgetragen; die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ist daraus gut ersichtlich.

#### Literatur

<sup>1)</sup> KINSEY *et al.*, Canad. J. Phys. 31, 537 (1953).

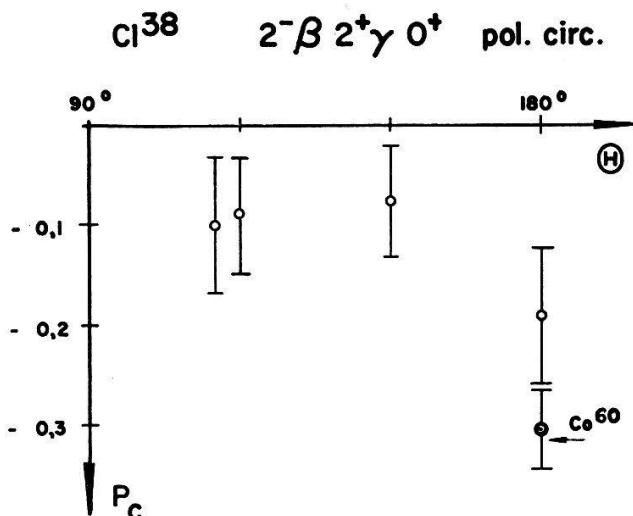
### Corrélation $\beta-\gamma$ polarisé circulairement dans le Cl-38

par R. HESS et W. RUEGG

(Laboratoire de physique des hautes énergies, EPF Zürich)

Dans la désintégration du Cl-38 nous avons mesuré la corrélation angulaire  $2^- \beta^+ 2^+ \gamma 0^+$  polarisé circulairement intégrée sur l'énergie des rayons bêta. La polarisation circulaire des rayons gamma est déterminée par la méthode de transmission à travers un barreau de fer aimanté<sup>1)</sup>. La transition permise  $2^- \beta^- 3^-$  est stoppée par un absorbant en Al. de 1,5 mm d'épaisseur placé devant le détecteur bêta. La source de  $C_2H_4Cl_2$  avait une épaisseur de 6 mg/cm<sup>2</sup>. Le demi-angle d'ouverture du détecteur bêta est de 25°, celui du détecteur gamma de 10°. Nos résultats ont été corrigés pour l'extension finie de la source et des détecteurs ainsi que pour la diffusion bêta dans la source, en admettant que la dépendance angulaire de la polarisation circulaire est uniquement de la forme  $\cos \theta$ .

Ces mesures ont été effectuées à proximité du réacteur «Saphir» de Würenlingen.



#### Bibliographie

- 1) R. HESS *et al.*, Nucl. Phys. 54, 673 (1964).

### Corrélation directionnelle $\beta-\gamma$ dans la désintégration du Cl-38 et du Rb-88

par L. GRENAKS, F. GYGAX et R. HESS

(Laboratoire de physique des hautes énergies, EPF Zürich)

Le Cl-38 et le Rb-88 présentent la particularité commune de posséder un seul neutron en dehors de couches fermées. Après une désintégration bêta les noyaux filles sont semi-magiques en neutrons. La transition  $2^- \beta^+ 2^+$  de ces deux noyaux possède une énergie maximum  $W_0$  relativement élevée et l'on s'attend à la non-validité de l'approximation  $\xi^1$ ). D'autre part la valeur du  $\log ft$  de la transition  $2^- \beta^- 0^+$  sur le niveau fondamental est plus élevée que celle de la transition  $2^- \beta^+ 2^+$  et semble indiquer pour cette dernière transition une contribution non négligeable des éléments de matrice nucléaires d'ordre tensoriel 0 et 1, bien que ceux-ci (Cl-38: ordre tensoriel 0 et 1, Rb-88: ordre tensoriel 0) soient interdits sur la base d'un modèle en couche simple.

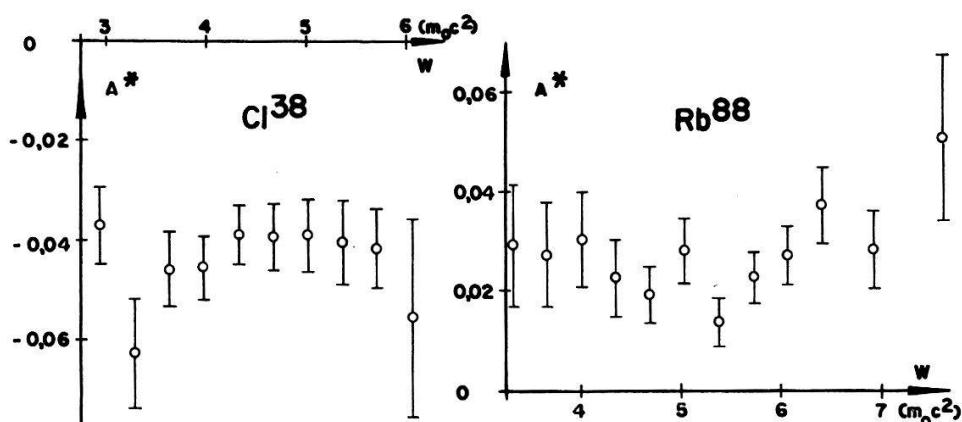
Nous avons mesuré sur ces deux noyaux la corrélation directionnelle  $2^- \beta 2^+ \gamma 0^+$  ( $W, \theta$ ) en fonction de l'énergie  $W$  du rayon bêta. Nous avons utilisé la méthode de détecteurs à scintillations couplés à un système de coincidences voie rapide-voie lente ayant un temps de résolution d'environ 40 nsec. L'impulsion bêta est analysée sur un analyseur à  $4 \times 100$  canaux «Intertechnique». La corrélation directionnelle mesurée se présente sous la forme<sup>1)</sup>:

$$\Omega(W, \theta) = 1 + Q_2 A_2 P_2(\cos \theta)$$

avec

$$A_2 = \lambda_2 \frac{p^2}{W} A^*$$

$Q_2$  est un facteur de correction tenant compte des dimensions finies de la source et des détecteurs, de la diffusion bêta dans la source. Les sources de  $\text{RbNO}_3$  avaient une épaisseur moyenne de  $15 \text{ mg/cm}^2$  et celle de  $\text{C}_2\text{H}_4\text{Cl}_2$  une épaisseur de  $2 \text{ mg/cm}^2$ .



Corrélation directionnelle réduite  $2^- \beta 2^+ \gamma 0^+$  dans le Cl-38 et le Rb-88

Les résultats montrent que du point de vue de la corrélation directionnelle ces deux transitions présentent un caractère différent; alors que la corrélation réduite  $A^*$  du Cl-38 est sensiblement constante, celle du Rb-88 présente dans sa partie propre, c.à.d. au dessus de l'énergie finale  $W_0$  de la transition permise  $2^- \beta 3^-$  une pente positive ce qui indique une importante contribution des éléments de matrice d'ordre 1. Dans le domaine où la transition permise contribue également, nous avons corrigé celle-ci en tenant compte du rapport

$$\frac{\text{Intensité } 2^- \beta 2^+}{\text{Intensité } 2^- \beta 3^-} = 1 \pm 0,15$$

rapport qui reproduit le mieux le spectre de coincidences bêta mesuré. Il est intéressant de constater que la cascade analogue  $2^- \beta 2^+ \gamma 0^+$  de la désintégration de Rb-86 présente également une corrélation directionnelle réduite  $\beta \gamma$  positive dont la pente est aussi positive<sup>2)</sup>.

Par suite de la courte durée de vie des isotopes mesurés, ces travaux ont été effectués à proximité du réacteur «Saphir» de Würenlingen.

#### Bibliographie

<sup>1)</sup> T. KOTANI, Phys. Rev. 114, 795 (1959).

<sup>2)</sup> J. P. DEUTSCH *et al.*, Journ. de Phys. 24, 724 (1963); H. J. FISCHBECK, Phys. Rev. 120, 1762 (1960).

**Recherche de l'effet de recul nucléaire sur la corrélation directionnelle  $\beta-\gamma$  perturbée dans la désintégration de l'Ho-166**

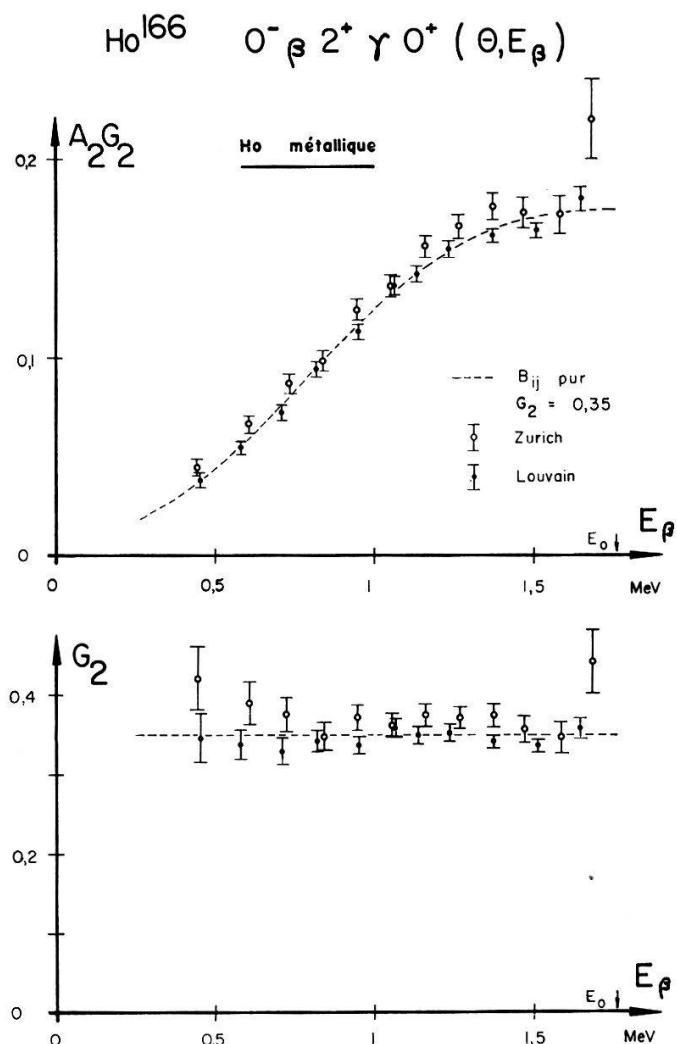
par L. GRENAKS, F. GYGAX, R. HESS

(Laboratoire de physique des hautes énergies, EPF Zürich)

et J. MORIAU

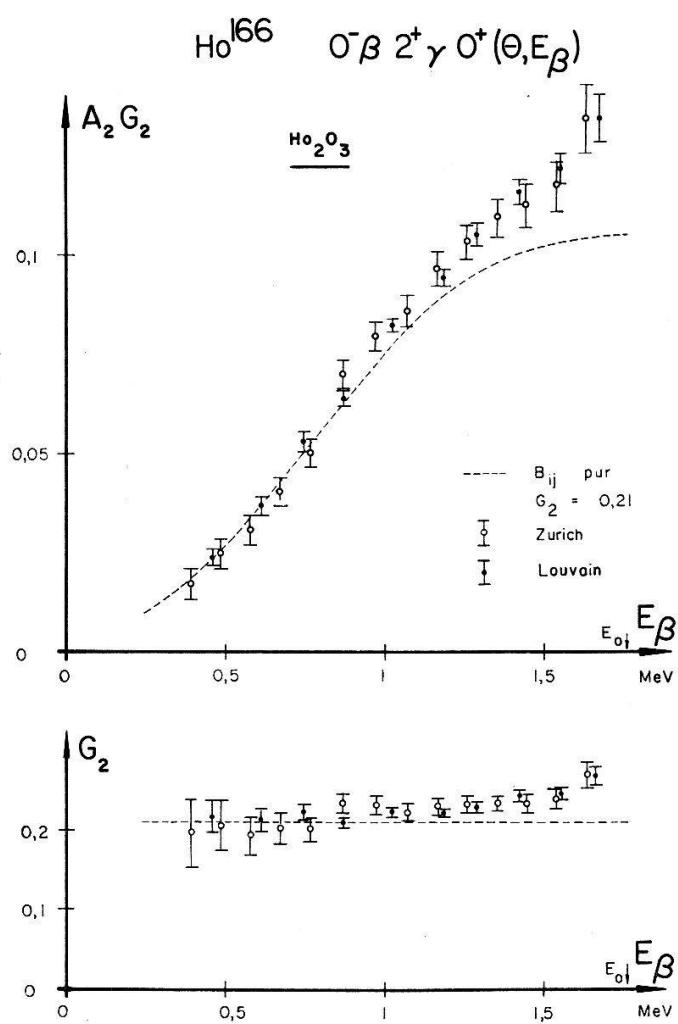
(Centre de physique nucléaire, Université de Louvain, Belgique)

La corrélation directionnelle  $\beta-\gamma$  dans la cascade Ho-166-(0<sup>-</sup>  $\beta$  2<sup>+</sup>  $\gamma$  0<sup>+</sup>)-Er-166 est perturbée (voir par ex. réf. 1). Le caractère «unique»<sup>2)</sup> de la transition bêta permet de déduire la grandeur de la perturbation (facteur d'atténuation  $G_2$ ). Le recul du noyau produit par la désintégration bêta peut influencer les champs extranucléaires responsables de la perturbation (émanation des atomes de surface, ionisation de l'atome,



chauffage local du réseau). L'énergie de recul  $E_r$ , dépendant de l'énergie  $E_\beta$  de la particule bêta, on s'attend à trouver une dépendance de  $G_2$  en  $E_\beta$ . Nos mesures montrent que pour une source métallique évaporée sous vide sur un support en aluminium la perturbation est indépendante de  $E_\beta$  ( $G_2 = 0,35 \pm 0,02$ ), tandis que pour une source  $\text{Ho}_2\text{O}_3$  polycristalline fine (dimension des grains: de l'ordre 500 Å) la pertur-

bation diminue lorsque le recul devient important<sup>3)</sup>. Dans une source métallique, il ne peut exister d'effet dû à un chauffage local ou à une perturbation des couches électroniques de l'atome<sup>4)</sup> et la valeur constante de  $G_2$  indique que les éléments de matrice nucléaires interdits d'ordre supérieur sont négligeables dans cette transition bêta. Nous sommes ainsi conduits à attribuer l'effet détecté dans la source  $\text{Ho}_2\text{O}_3$  poudreuse au recul du noyau. Remarquons que l'énergie de recul  $E_r$  est du même ordre de grandeur que l'énergie de liaison des atomes de surface et que pour des cristaux de dimensions considérées, le nombre des atomes situés dans les couches superficielles comparé à celui des atomes internes est relativement grand (de l'ordre de 10%). Nous pensons alors que la diminution de la perturbation provient de la contribution des atomes ayant quitté le cristal sous l'influence du recul aux hautes énergies du bêta, ces atomes n'étant plus soumis aux champs cristallins.



#### Bibliographie

- <sup>1)</sup> W. KÜNDIG, Helv. Phys. Acta 34, 125 (1961).
- <sup>2)</sup> T. KOTANI, Phys. Rev. 114, 795 (1959).
- <sup>3)</sup> L. GRENAUX *et al.*, Journ. Phys. 24, 924 (1963).
- <sup>4)</sup> G. J. DIENES and G. H. VINEYARD, *Radiation effects in solids*, Interscience Publ., N. Y. (1957), Monographs in Phys. Astronomy, Vol. 2, p. 32.

## Corrélation $\beta$ - $\gamma$ polarisé circulairement dans la désintégration de l'Eu-154

par B. C. DUTTA, R. HESS et G. WULFF

(Laboratoire de physique des hautes énergies, EPF Zürich)

Lors d'une analyse systématique des transitions bêta du type  $3^- \beta 2^+$ , LIPNIK et SUNIER<sup>1)</sup> ont montré que dans le cas de la désintégration de l'Eu-154 la mesure de la corrélation  $\beta$ - $\gamma$  polarisé circulairement était nécessaire pour déterminer de manière univoque l'ensemble des éléments de matrice nucléaires intervenant dans la transition bêta de 1,84 MeV.

Cette mesure a été effectuée à l'aide de détecteurs à scintillations couplés à un système de coincidences du type voies rapides-voies lentes ayant un temps de résolution d'environ 20 nsec. La polarisation circulaire gamma est déterminée par rétro-diffusion sur du fer aimanté (fig. 1).

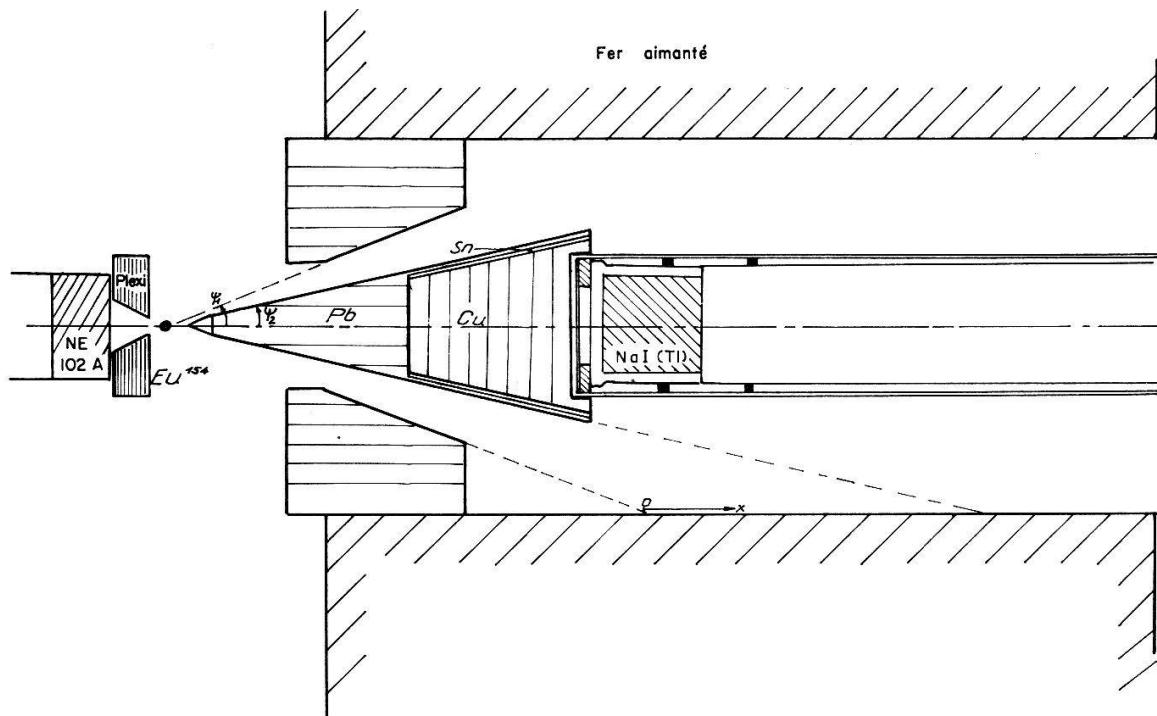
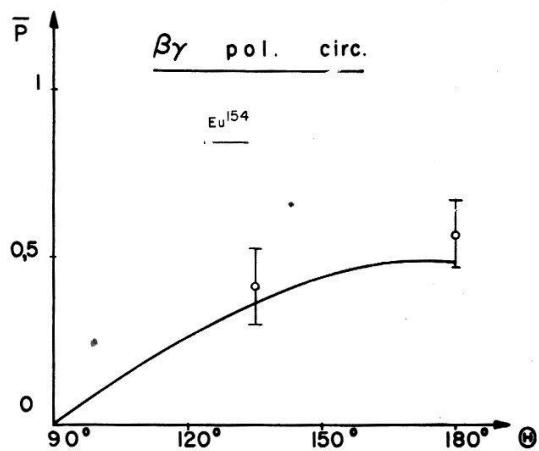


Schéma du dispositif

L'énergie du rayon gamma étant relativement faible (123 keV), on s'est assuré que le scintillateur gamma ne puisse détecter les rayons X provenant des plombs définissant la géométrie. Le fonctionnement du polarimètre a été vérifié par la mesure de la corrélation  $\gamma_2(1276 \text{ keV}) \gamma_1(123 \text{ keV})$  de l'Eu-154, qui doit donner un effet nul et par la corrélation  $\beta$ - $\gamma$  du Co-60, utilisant la diffusion en avant, dont le résultat est connu avec certitude<sup>2)</sup>. L'efficacité de ce polarimètre a été calculée. Le demi angle d'ouverture du détecteur bêta est de  $25^\circ$ . La source de EuCl<sub>3</sub> dissous dans un mélange d'eau et de glycérine a une épaisseur de  $7 \text{ mg/cm}^2$ . Pour une source liquide, la perturbation de la corrélation  $\beta$ - $\gamma$  est limitée à l'interaction hyperfine<sup>3)</sup>. On obtient la polarisation circulaire non corrigée  $\bar{P}$  à partir de l'effet mesuré par la relation<sup>4)</sup>

$$E = \frac{N_+ - N_-}{1/2 (N_+ + N_-)} = 2f \left\langle \frac{\phi_c}{\phi_0} \right\rangle \bar{P}$$

En tenant compte des dimensions finies des détecteurs et du diffuseur ainsi que de la diffusion bêta dans la source, nous avons calculé  $\bar{P}$  à partir des éléments de matrice proposés par LIPNIK et SUNIER (fig. 2)



Corrélation  $\beta$  (1840 keV)  $\gamma$  (123 keV) polarisé circulairement intégrée sur l'énergie de la particule bêta depuis 1,0 MeV

Nos résultats confirment ces valeurs ( $u = 0,16$ ,  $z = 0,55$ ,  $\zeta = 1$ ) et limitent le domaine possible de leurs variations.

#### Bibliographie

- <sup>1)</sup> P. LIPNIK et J. W. SUNIER, Nucl. Phys. 53, 305 (1964).
- <sup>2)</sup> J. BERTHIER, Thèse de Doctorat Faculté des Sciences de l'université de Paris (1962).
- <sup>3)</sup> A. ABRAGAM et R. V. POUND, Phys. Rev. 92, 943 (1953); R. STIENING et M. DEUTSCH, Phys. Rev. 121, 1484 (1961).
- <sup>4)</sup> H. SCHOPPER, Nucl. Instr. 3, 158 (1958).

### Kernwechselwirkung der Hüllenelektronen bei Resonanzreaktionen mit langlebigem Zwischenkern

von V. MEYER, H. MÜLLER und H. H. STAUB

(Physik-Institut der Universität Zürich)

Praktisch alle kernphysikalischen Experimente werden nicht mit vollständig ionisierten Teilchen durchgeführt, sondern Projektil- und Targetkern und damit auch die Reaktionsprodukte besitzen eine mehr oder weniger vollständige Elektronenhülle. Der energetische Zustand dieser Hülle muss also einen Einfluss auf den Verlauf der eigentlichen Kernreaktion haben. Insbesondere wird bei der üblichen  $Q$ -Wert-Messung auch die kinetische Energie des einfallenden und Produktteilchens vom Zustand der Elektronenhülle abhängen, worauf 1961 CHRISTY<sup>1)</sup> hingewiesen hat. Seine Abschätzung solcher Effekte ergab, dass sie i. a. unter 1 KeV liegen und daher nur bei den heute üblichen Präzisionsmessungen von Bedeutung sind.

In besonderen Fällen, wie z. B. bei sehr schmalen, relativ tief liegenden Resonanzen bei leichten Kernen, können Effekte, die von den Hüllenelektronen herrühren, ganz beträchtlich werden.

Wir haben diese Verhältnisse im Zusammenhang mit der Kernresonanzstreuung von  $\alpha$ -Teilchen an  ${}^4\text{He}$ , die zum Grundzustand des  ${}^8\text{Be}$  führend bei einer Laborenergie des einfallenden  $\alpha$ -Teilchens von 190 KeV auftritt, theoretisch untersucht. Der elastische Streuquerschnitt erleidet infolge der Kohärenz der Mottstreuung und der resonanten Kernstreuung beim Laborstreuwinkel von  $45^\circ$  eine grosse Einsenkung von etwa 50% gemäss der für das Laborsystem gültigen Beziehung

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 4 \cos\vartheta \left| \frac{z Ze^2}{M v^2} \left( \frac{e^{-iA}}{\sin^2\vartheta} + \frac{e^{-iB}}{\cos^2\vartheta} \right) + \lambda \frac{\Gamma}{E - E_r + i \Gamma/2} \right|^2$$

$z, Z$  Kernladungszahl des streuenden bzw. gestreuten Teilchens

$M$  Masse der beiden gleichen Teilchen

$v$  Relativgeschwindigkeit;  $\lambda = 2 \hbar/M v$

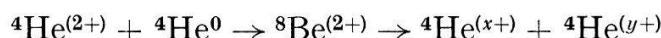
$\vartheta$  Streuwinkel im Laborsystem

$E, E_r$  Energie bzw. Resonanzenergie des einfallenden Teilchens.

$$A = \frac{z Ze^2}{\hbar v} \log \sin^2\vartheta; \quad B = \frac{z Ze^2}{\hbar v} \log \cos^2\vartheta.$$

Die Breite  $\Gamma$  der Resonanz ist im Laborsystem von der Grössenordnung 10 eV und damit klein gegen die mögliche instrumentelle Auflösung. Eine Messung der Verkleinerung der Streuquerschnittseinsenkung bei endlichem Auflösungsvermögen gestattet aber die Bestimmung der wahren Breite  $\Gamma$  (Figur 1b).

Indessen werden gerade bei einem solchen Experiment Effekte der Atomhülle von massgeblicher Bedeutung. Die Lebensdauer des resonanten «Compoundzustandes»  ${}^8\text{Be}$  von etwa  $10^{-16}$  sec ist eben gerade lang genug, um die Energie des gesamten Compoundsystems (Compoundkern + Hülle) auf etwa 5 eV genau zu messen. Das ist aber eine Unschärfe, die klein ist gegen die meisten elektronischen Niveauabstände des resultierenden Be-Ions. Ist das Primärteilchen ein  $\alpha$ -Teilchen, das Targetteilchen ein neutrales Heliumatom, so verläuft der resonante Streuprozess nach dem Schema:



Die vorzugsweise auftretenden tiefsten Zustände des  $\text{Be}^{2+}$  und ihre Bindungsenergie in Rydberg sind:

$$(1s)^2: -27,3; \quad 1s\ 2s: -18,4; \quad 1s\ 2p: -18,2; \quad (2s)^2: -6,8; \quad 2s\ 2p: -6,3.$$

Die Verteilung auf diese möglichen Zustände ergibt daher eine «Coulombhyperfeinstruktur» der Resonanz mit einer der Anregungswahrscheinlichkeit proportionalen Reduktion der Resonanzeneinsenkung, wobei wegen der langen optischen Lebensdauer eine elektronische Deexcitation nicht in Frage kommt, und daher die Komponenten der Feinstruktur dieselbe Kernbreite  $\Gamma$  aufweisen.

Die Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten zu den verschiedenen optischen Zuständen kann einigermassen exakt mit der Methode der «sudden approximation» erfolgen, da die Durchlaufzeit  $t$  eines  $\alpha$ -Teilchens mit der Energie von 190 KeV etwa  $0,3 \times 10^{-16}$  sec beträgt und wesentlich kleiner ist als die charakteristische Zeit  $1 \times 10^{-16}$  sec der Elektronen des  $\text{He}^0$ . Die Elektronenverteilung des Endzustandes wird dann durch 2 unabhängige Mechanismen bestimmt:

- 1) Erhöhung der Kernladung von  $z = 2$  auf  $z + Z = 4$ .
- 2) Den Rückstossimpuls  $M v$ , auf den der Berylliumkern beschleunigt wird.

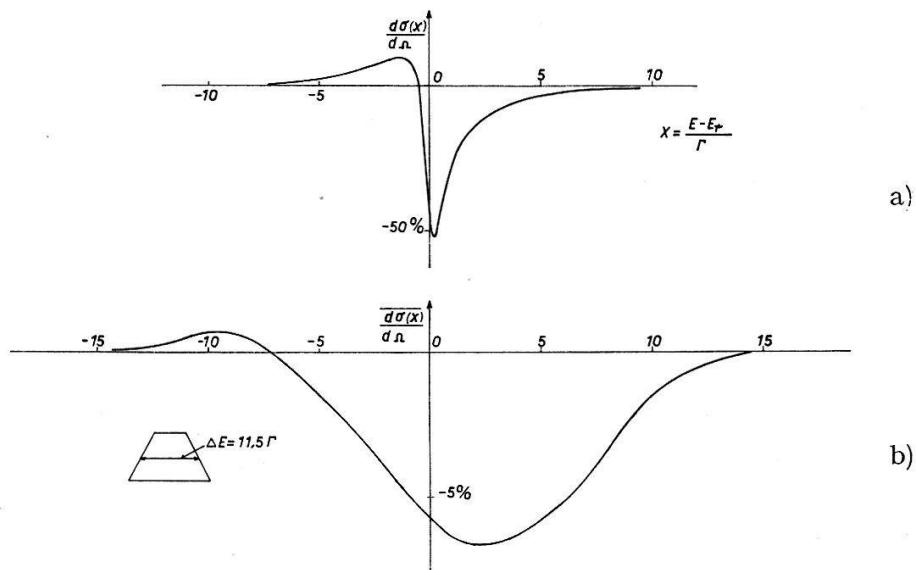


Fig. 1

Streuwirkungsquerschnitt in Einheiten des Mottschens Streuquerschnittes in Funktion der Energie bei vollständig ionisierten Teilchen.

- a) bei verschwindender instrumenteller Verbreiterung;
- b) der gemittelte Querschnitt bei einer instrumentellen Breite von  $11.5 \Gamma$ .

Durch 1) können nur Zustände mit  $\Delta l = 0$  d.h. nur s-Zustände, durch 2) nur solche mit  $\Delta l = 1 \Delta m = 0$  oder p-Zustände angeregt werden, wenn  $\mathbf{v}$  die Quantisierungsachse bestimmt. In 1. Ordnung ergibt sich für die Wahrscheinlichkeitsamplitude  $b_K$  des Zustandes  $K$ :

$$b_K = \int v_K^* u_0 d\tau - i \frac{m_0 v}{2 \hbar} \int v_K^* r \cos \vartheta u_0 d\tau$$

wo  $v_K$  und  $u_0$  die vollständig antisymmetrischen Energiefunktionen<sup>2)</sup> des Kten Endzustandes des Be-Ions bzw. des Anfangszustandes des He-Atoms sind und  $m_0$  die Elektronenmasse bedeutet.

Da die Werte  $b_K$  für Dipolübergänge nicht verschwindend klein sind, wurde die Rechnung bis zur zweiten Ordnung ausgedehnt und ergab für die betrachtete Reaktion:

$$|b_{(1s)}|^2 = 0,36; |b_{1s2s}|^2 + |b_{1s2p}|^2 = 0,20 + 0,19 = 0,39$$

$$|b_{(2s)}|^2 + |b_{2s2p}|^2 = 0,11 + 0,13 = 0,24$$

d.h. sehr kleine Beiträge von höheren Zuständen.

Das «Compoundsystem» kann nun nach allen möglichen Anregungszuständen  $l$  der elektronischen Zustände der beiden gestreuten He-Atome zerfallen, deren Kerne beide im Grundzustand sind. Hierbei sind nur die Übergänge in den ursprünglichen Ausgangszustand als wirklich elastisch und daher kohärent zu addieren. Ist  $b_{Kl}$  die Übergangsamplitude vom «Compound-» zum Endzustand  $l$ , so ergibt sich, da die Komponenten der Resonanzfeinstruktur weit getrennt sind,

$$(\Delta E \gg \Gamma) \text{ und da } |b_{Kl}|^2 = |b_{lK}|^2; |b_{K0}|^2 = |b_K|^2$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 4 \cos\vartheta \left[ \left| \frac{z Z e^2}{M v^2} \left( \frac{e^{-iA}}{\sin^2\vartheta} + \frac{e^{-iB}}{\cos^2\vartheta} \right) + \sum_K |b_K|^2 \frac{\lambda \Gamma}{E - E_K + i \Gamma/2} \right|^2 \right. \\ \left. + \sum_K \sum_{l \neq 0} \frac{|b_K|^2 |b_{Kl}|^2 \lambda^2 \Gamma^2}{(E - E_K)^2 + \Gamma^2/4} \right]$$

Wegen der Summenbeziehung  $\sum_l |b_{Kl}|^2 = 1$  ergibt der letzte Term:

$$\sum_K |b_K|^2 \frac{(1 - |b_K|^2) \lambda^2 \Gamma^2}{(E - E_K)^2 + \Gamma^2/4}.$$

Der obige Ausdruck ergibt die erwartete Coulombhyperfeinstruktur der Resonanzstreuung. Bei den verschiedenen Resonanzenergien  $E_K$ , die sich nur um die elektronischen Anregungsenergien unterscheiden, treten Resonanzeinsenkungen mit reduziert-

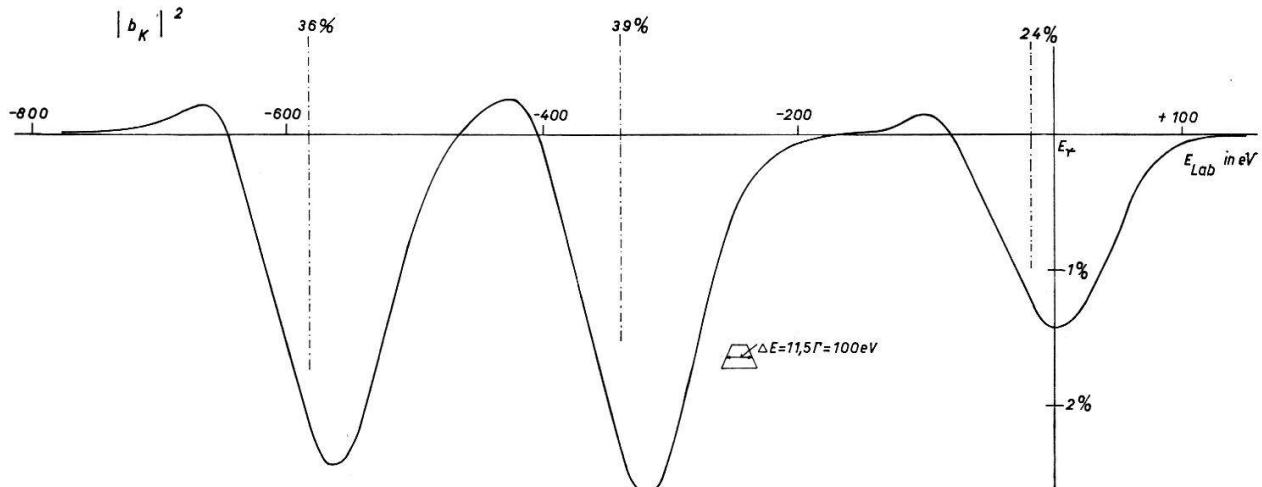


Fig. 2

Energieabhängigkeit des gemittelten Streuquerschnittes für die Reaktion  $\text{He}^{(2+)} + \text{He}^0$  im Laborsystem mit der gleichen instrumentellen Auflösung wie in Fig. 1 und  $\Gamma = 4,4 \text{ eV}$  im Schwerpunktssystem.

ten Amplituden auf. Fig. 2 zeigt den Verlauf von  $(d\sigma)/d\Omega$  bei Verwendung der gleichen instrumentellen Auflösung wie in Fig. 1b. Die stärkste der 3 hauptsächlichsten Komponenten ist um einen Faktor 2,5 gegenüber der Einsenkung ohne Hyperfeinstruktur verkleinert.

#### Literatur

- <sup>1)</sup> R. E. CHRISTY, Nuclear Physics 22, 301 (1961).
- <sup>2)</sup> P. M. MORSE, L. A. YOUNG und E. S. HAURWITZ, Phys. Rev. 48, 948 (1935).

**Effets de structure nucléaire en formation de paires internes**

par J. H. BRUNNER

(Laboratoire de physique des hautes énergies, EPF Zurich)

et C. F. PERDRISAT

(University of Illinois, Urbana, USA)

Le spectre de positrons de paires internes de la transition E1 de 2,18 Mev dans le Nd-144 que nous avons mesuré est comparé avec les prévisions théoriques. Après la correction de résolution finie du spectromètre, il reste une déviation au voisinage de l'énergie maximum des positrons. Il n'est pas possible actuellement d'affirmer si cette différence est due aux effets de structure nucléaire ou aux effets d'écran des couches électroniques.

**Un nouvel instrument pour l'investigation du spectre des particules instables**

par D. BLIEDEN, D. FREYTAG, J. GEIBEL, F. ISELIN, W. KIENZLE, F. LEFEBVRES, B. MAGLIČ,

J. SÉGUINOT et J. SMITH (CERN)

et L. DUBAL et B. LEVRAT (Université de Genève)

Par une investigation systématique du spectre de masse des particules instables, on peut espérer arriver à trouver un certain ordre et peut-être, certaines lois physiques qui s'appliquent à toutes les «particules élémentaires». Nous avons construit un instrument dans le but spécifique de rechercher des particules instables.



l'existence de la particule  $X^-$  doit se manifester par un pic dans la distribution angulaire du proton de recul sans qu'il soit nécessaire de mesurer son moment avec précision. Ceci découle des propriétés du Jacobien dans tous les cas où la vitesse du centre de masse est plus grande que la vitesse du proton de recul dans le centre de masse. On peut en conséquence se passer de champ magnétique et accepter un angle solide considérable.

Le système utilisé se compose de deux chambres à étincelles soniques, d'une mesure de temps de vol, d'un système de compteurs hodoscopes et de digitaliseurs de hauteur d'impulsion. L'ensemble de l'information, complètement digitalisée, est envoyée à une calculatrice «on line» et, simultanément, est enregistrée sur bande magnétique. La logique électronique qui sert à déterminer les conditions de déclenchement des chambres permet de choisir les limites du moment des protons de recul en fixant une épaisseur d'absorbant et en établissant les limites du temps de vol par une coïncidence rapide. L'angle solide accepté est de 20° horizontalement et de 10° verticalement.

La calculatrice Ferranti «Mercury» est trop lente pour analyser tous les événements, elle n'effectue qu'un échantillonnage qui cependant se révèle extrêmement

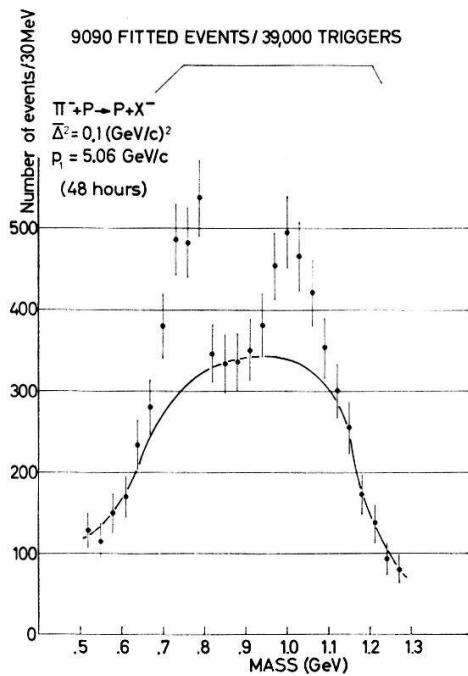


Fig. 1

Spectre de masse manquante obtenu en 48 heures. Le premier pic est le méson  $\rho$  de masse 760 MeV. Le second est le méson  $A_1$  de masse 1020 MeV.

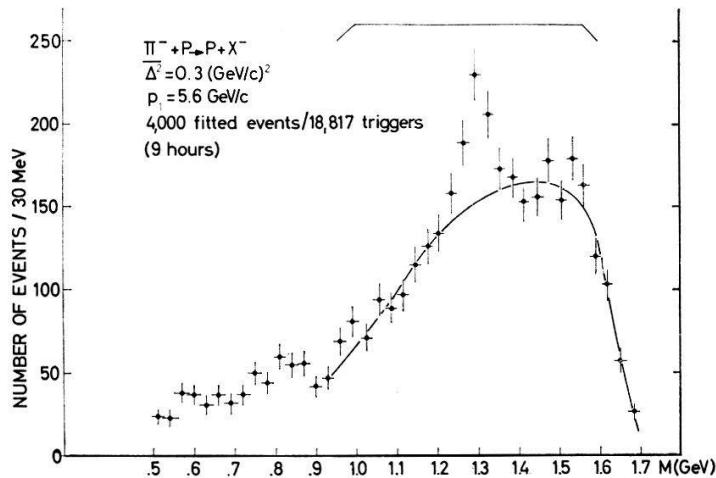


Fig. 2

Spectre de masse manquante à un moment de transfert plus élevé. Les productions de  $\rho$  et de  $A_1$  sont supprimées tandis qu'on peut voir clairement le méson  $A_2$  avec une masse de  $1300 \pm 5$  MeV.

utile. Il est possible d'apprécier la qualité des événements qu'on enregistre en regardant les valeurs de la masse calculée de la particule  $X^-$  et la distribution de  $\Theta_3$  en fonction de  $p_3$ , distribution qui s'imprime sur un « $x$ - $y$  plotter». En même temps, le malfonctionnement d'une partie de l'appareillage donne lieu à un message codé signifiant par exemple: «Le microphone No. 6 ne donne pas d'impulsion».

L'ensemble des événements est analysé à l'aide d'une IBM 7090. Ils peuvent alors être sélectionnés et groupés sous forme d'histogrammes réunissant des milliers d'événements satisfaisant des conditions arbitraires.

En 2 semaines, nous avons obtenu 150000 déclenchements avec un peu moins de 70000 bons événements. Les figures 1 et 2 montrent la mise en évidence de résonances déjà connues au moyen de notre appareillage. L'expérience se poursuit avec, comme but principal, l'investigation de la région des masses jusqu'ici inexplorées.

## Festkörperphysik

### Eine displazive Umwandlung bei $\alpha\text{-Ta}_2\text{O}_5$

von F. LAVES und W. PETTER

(Institut für Kristallographie und Petrographie der ETH Zürich)

Nach dem Verneuilverfahren hergestellte, plättchenförmige, rechtwinklig begrenzte, farblose Kristalle der  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ -Hochtemperaturmodifikation wurden kristall-optisch und röntgenographisch untersucht; dabei wurden 3 nahe miteinander verwandte Phasen ( $\alpha$ ,  $\alpha'$  und  $\alpha''$ ) gefunden.

Bei Raumtemperatur ( $\alpha''\text{-Ta}_2\text{O}_5$ ) liegt eine monoklin-pseudotetragonale, innenzentrierte Zelle mit  $a = 3,784 \text{ \AA}$ ,  $b = 3,802 \text{ \AA}$ ,  $c = 35,82 \text{ \AA}$  und  $\beta = 91,00^\circ$  vor; in der Plättchenebene (001) verlaufen  $a$  und  $b$  parallel zu den Kanten. Die Kristalle sind stark verzwilligt nach 2 Gesetzen: a) nach [110] mit optisch sichtbaren Domänen; b) nach (001) submikroskopisch zu gleichen Teilen. Bei ca.  $320^\circ\text{C}$  erfolgt eine displazive Umwandlung in eine Phase mit scheinbar wirteliger Optik ( $\alpha'\text{-Ta}_2\text{O}_5$ ). Die flächenzentrierte Zelle ist aber nur monoklin-pseudotetragonal mit (bei  $400^\circ\text{C}$ )  $a = b = 5,365 \text{ \AA}$ ,  $c = 35,85 \text{ \AA}$  und  $\beta = 91,00^\circ$ ; die  $c$ -Achse klappt in eine der alten Diagonalebenen  $\{110\}$  ein ( $a/\sqrt{2} = 3,794 \text{ \AA}$ ). Die 4 möglichen Stellungen sind durch submikroskopische Verzwilligung gleichmäßig besetzt, daher findet man eine tetragonale Summenoptik. Bei längerem Tempern bei ca.  $1450^\circ\text{C}$  erhält man eine Phase ( $\alpha\text{-Ta}_2\text{O}_5$ ) mit einer tetragonalen, innenzentrierten Zelle von (bei  $20^\circ\text{C}$ )  $a = 3,795 \text{ \AA}$  und  $c = 35,54 \text{ \AA}$ .

In einigen Fällen konnten die Domänengrenzen des  $\alpha''\text{-Ta}_2\text{O}_5$  durch längeres Pendeln um die Umwandlungstemperatur so verschoben werden, dass die Kristalle die sichtbare Verzwilligung verloren, die submikroskopische Verzwilligung blieb jedoch stets erhalten. Wegen des starken Anstiegs der elektrischen Leitfähigkeit mit der Temperatur war es nicht möglich, die Dielektrizitätskonstante im Bereich der Umwandlung zu messen.

Eine ausführlichere Darstellung dieser Untersuchungen wird in Z. Krist. erscheinen.

### Innere Verformung in elastisch verformten Kristallen

von ARMIN SEGMÜLLER

(IBM-Forschungslaboratorium, Rüschlikon/ZH)

Bei der elastischen Verformung eines Kristalls mit mehr als einem Atom pro Elementarzelle werden abgesehen von der durch den Verformungstensor beschriebe-

nen Verformung des Raumgitters auch noch die Koordinaten der Atome in der Elementarzelle durch eine innere Verformung verändert. Die durch einen Vektor beschriebene innere Verformung ist durch einen Kopplungstensor der dritten Stufe mit dem Verformungstensor verknüpft. Der Kopplungstensor hat ähnliche Symmetrieeigenschaften wie der Tensor der piezoelektrischen Konstanten. Die in einem Röntgenbeugungsexperiment gemessene innere Verformung in Silizium und Germanium lässt sich gut durch diesen Tensor beschreiben. Das Ergebnis erlaubt eine einfache Deutung: Die innere Verformung in der Diamant-Struktur bewirkt eine Anordnung der Atome im verformten Kristall so, dass die Abstände zu den vier nächsten Nachbarn möglichst gleich gross sind. Die von Born und Huang vorausgesagte innere Verformung in Kristallen mit hexagonal dichtester Kugelpackung lässt sich ähnlich deuten, jedoch kann hier die Bedingung gleich grosser Abstände zu nächsten Nachbarn nur für sechs der insgesamt zwölf nächsten Nachbarn erfüllt werden.

## Struktur und Eigenschaften der Hochdruck-Modifikation Bi II

von R. JAGGI

(IBM-Forschungslaboratorium, Rüschlikon/ZH)

### Zusammenfassung

Wismut unter Normalbedingungen ist von rhomboedrischer Struktur. Die kleinstmögliche Einheitszelle enthält 2 Atome; das Kristallgitter lässt sich aufbauen aus primitiven Rhomboedern, die entlang der trigonalen Achse verschoben sind. Übersichtlicher wird das Wismutgitter beschrieben durch eine rhomboedrische Zelle mit 8 Atomen pro Zelle; hierbei sind 2 flächenzentrierte rhomboedrische Gitter ineinandergestellt. Auf diese grosse rhomboedrische Zelle ist üblicherweise die Brillouinzone bezogen, die nahezu aufgefüllt ist.

Unter hydrostatischem Druck geht Wismut kontinuierlich und reversibel von einem Halbmetall zu einem Halbleiter über. Die schwache Überlappung von Valenz- und Leitungsband ( $E_0 \approx 0,03$  eV bei  $p = 0$ ) wird bei  $p \approx 6000$  atm aufgehoben und es entsteht eine druckabhängige Energiefülle, die einen Wert  $E_g = 0,015$  eV bei  $p = 25000$  atm erreicht. Wie sich aus BRIDGMANS Kompressibilitätsdaten<sup>1)</sup> berechnen lässt, vergrössert sich dabei der Rhomboederwinkel  $\alpha$  von  $57,23^\circ$  auf  $58,1^\circ$  für die kleinste Einheitszelle, bzw. von  $87,54^\circ$  auf  $88,3^\circ$  für die grosse Rhomboederzelle. Das Gitter nähert sich also einer kubischen Struktur, wo  $\alpha = 60^\circ$  bzw.  $90^\circ$ .

Bei  $p = 25000$  atm und Zimmertemperatur tritt die Hochdruckphase Bi II auf, deren Struktur bisher unbekannt war. JAMIESON, LAWSON und NACHTRIEB<sup>2)</sup> veröffentlichten unindizierte Debye-Scherrer-Diagramme von Wismut unter Druck. Ein eigener Indizierungsversuch führte zu folgenden Schlüssen: Beim Phasenübergang Bi I-Bi II wird der Rhomboederwinkel  $60^\circ$  bzw.  $90^\circ$ ; die grosse flächenzentrierte rhomboedrische Zelle geht zuerst in eine flächenzentrierte kubische Zelle über. Diese Zelle hat die Gitterkonstante  $a_C = (6,354 \pm 0,020)$  Å (bestimmt aus 20 indizierten Linien) und enthält 8 Atome; es sind 2 flächenzentrierte Würfel, die längs der Raumdiagonale verschoben sind, ineinandergestellt. Nach abgeschlossener Phasenumwandlung befindet sich die Ecke eines Würfels in der Mitte des andern, so ist ein

kubisch primitives Gitter der Gitterkonstanten  $a_c = (3,177 \pm 0,009) \text{ \AA}$  (erhalten aus 9 indizierten Linien) entstanden. Dies stimmt gut überein mit der Gitterkonstanten, die man aus BRIDGMANS Kompressibilitäten<sup>1)</sup> und der Volumabnahme beim Phasenübergang<sup>3)</sup> berechnet zu  $a_c = (3,16 \pm 0,03) \text{ \AA}$ .

Die kubisch primitive Zelle enthält ein Atom, die Koordinationszahl ist 6, der Halbierung der Gitterkonstanten entspricht eine Verdoppelung der Kante der Brillouinzone, die nur unvollständig gefüllt ist. Damit im Einklang steht die metallische Leitfähigkeit und die Supraleitung von Bi II.

#### Literatur

- <sup>1)</sup> P. W. BRIDGMAN, The physics of high pressure (London 1958).
- <sup>2)</sup> J. C. JAMIESON, A. W. LAWSON und N. D. NACHTRIEB, Rev. Sci. Instr. 30, 1016 (1959).
- <sup>3)</sup> P. W. BRIDGMAN, Phys. Rev. 48, 893 (1935).

### Un modèle-surface de Gibbs généralisé\*)

par R. GHEZ

(Laboratoire de Physique, EPUL, Lausanne)

En s'inspirant des méthodes de la thermodynamique des processus irréversibles, on cherche à généraliser le modèle de GIBBS<sup>1)</sup>, ce qui permettra d'étudier la relaxation des quantités superficielles de façon systématique.

Une surface en mouvement  $\Sigma_t$  est donnée par l'application  $\mathbf{x} = \psi(u^1 u^2 t)$ , où les  $u^\alpha$  désignent les coordonnées curvilignes et  $t$  le temps. Avec les notations de<sup>2)</sup>, le point de coordonnées  $u^\alpha$  aura une vitesse  $\mathbf{w} = \partial\psi/\partial t$ , les vecteurs naturels tangents seront  $\mathbf{e}_\alpha = \partial\psi/\partial u^\alpha$ , et par rapport à ces derniers un point matériel aura une vitesse  $\mathbf{V} = V^\alpha \mathbf{e}_\alpha$ , donc une vitesse absolue  $\mathbf{v}^A = \mathbf{w} + \mathbf{V}$ . Un crochet désigne la discontinuité d'une grandeur volumique au travers de la surface, et  $\mathbf{n}$  la normale unité à celle-ci.

Les hypothèses fondamentales sont :

a) Toute grandeur extensive peut s'écrire

$$Q(t) = \int_D q^V(\mathbf{x}, t) dV(\mathbf{x}) + \int_{\Sigma_t} q^A(u^1 u^2 t) dA(u^1 u^2 t)$$

b) Le bilan ordinaire<sup>3)</sup>  $\partial_t q^V = -\operatorname{div} \mathbf{J}^V + \sigma^V$  est valable en des points arbitrairement voisins de  $\Sigma_t$ .

On n'écrira pas ici la forme du bilan général; il suffira de mentionner que

$$d_t Q = \int_D \partial_t q^V dV + \int_{\Sigma_t} (\partial_t q^A + q^A G) dA$$

où  $G = \partial_t dA/dA$  est une fonction de  $\mathbf{w}$ <sup>2)</sup>. Deux cas particuliers seront envisagés.

L'énergie interne  $U^A = \int_{\Sigma_t} u^A dA$  admet le bilan

$$\partial_t u^A + u^A G = -(u^A V^\alpha)_{,\alpha} + \sigma^{(i,k)} d_{ik} - J_q^{A\alpha} - \mathbf{n} [\mathbf{J}_q^V] + \mathbf{n} \mathbf{w} [u^V]$$

\*) Dans le cadre de la recherche FN 2818.

Les  $\mathbf{J}_q$  sont les flux de chaleur,  $d_{ik} = v_{(i,k)}^A$  (partie symétrique), et le tenseur  $\sigma^{ik}$  représente les forces intérieures dans la surface<sup>2)</sup>. On a omis d'écrire les termes en couples, tensions, énergies potentielles, diffusions volumiques, et ceux quadratiques en les vitesses. Ceci généralise le résultat de HERRING<sup>4)5)</sup> déduit dans le cas statique.

La masse  $M^A = \int \varrho^A dA$  admet le bilan

$$\partial_t \varrho^A + \varrho^A G = - (\varrho^A V^\alpha)_{,\alpha} + \mathbf{n} \cdot \mathbf{w} [\varrho^V]$$

C'est une équation de continuité pour l'adsorption  $\varrho^A$ , le membre de droite traduisant la «réaction d'adsorption». A nouveau on a omis les termes en diffusion de volume. Cette relation va nous permettre de retrouver l'équation différentielle de MULLINS<sup>6)</sup> régissant le développement d'un profil  $z(x, t)$  lors d'une expérience de «thermal etching» contrôlée par la diffusion de surface seulement. Les hypothèses phénoménologiques évidentes sont,  $M^A = \text{cte}$  et  $\partial_\alpha \varrho^A = 0$ . L'équation de continuité devient alors  $\varrho^A V^\alpha_{,\alpha} = \mathbf{w} \cdot \mathbf{n} [\varrho^V] \cong - \mathbf{w} \cdot \mathbf{n} \varrho_1^V$  où  $\varrho_1^V$  est la densité du solide. Par ailleurs HERRING a montré<sup>4)</sup> que  $V$  est proportionnelle au gradient de la courbure moyenne. Pour de faibles pentes il en résulte l'équation différentielle cherchée:

$$\frac{\partial z}{\partial t} \propto \frac{\partial^4 z}{\partial x^4}$$

Le détail des calculs paraîtra ultérieurement.

Nous tenons à remercier Monsieur le Prof. J.-P. BOREL pour son soutien constant.

#### Bibliographie

- <sup>1)</sup> J. W. GIBBS, Scientific Papers vol. I, p. 219 (Dover).
- <sup>2)</sup> R. GHEZ et F. PIUZ, Physics Letters 4, 275 (1963).
- <sup>3)</sup> S. R. DE GROOT and P. MAZUR, Non Equilibrium Thermodynamics (North-Holland 1962).
- <sup>4)</sup> C. HERRING, The Physics of Powder Metallurgy, ed. W. Kingston (McGraw-Hill 1951).
- <sup>5)</sup> R. GHEZ et F. PIUZ, C. R. Acad. Sci. 257, 2795 (1963).
- <sup>6)</sup> W. W. MULLINS, J. Appl. Phys. 28, 333 (1957).

## Vitesse d'évaporation et énergie superficielle de très petits cristaux d'Argent

par F. PIUZ

(Laboratoire de Physique, EPUL, Lausanne)

La loi de GIBBS-THOMSON établit<sup>1)</sup> que, pour une gouttelette liquide de rayon  $r$ , la pression de vapeur à l'équilibre s'écrit:

$$p(r) = p_0 \exp [2 \sigma v'' / R T r] \quad (1)$$

où  $p_0 = p(r = \infty)$ ,  $\sigma$ , énergie superficielle,  $v''$ , volume spécifique molaire du liquide à  $T^\circ K$ . Cette loi a été généralisée par BURTON, CABRERA et FRANK<sup>2)</sup> à un cristal à deux dimensions, et on peut l'étendre à un cristal à trois dimensions grâce à la généralisation du théorème de WULF sur la forme d'équilibre des cristaux établie par LANDAU<sup>3)</sup>. En supposant le cristal sphérique et  $\sigma$  isotrope, on peut avoir un ordre de grandeur de  $r$  qui nous donnera une sursaturation  $\varepsilon = p(r)/p_0$  mesurable. Dans le cas de l'Argent,

avec  $\sigma = 1000 \text{ erg/cm}^2$ , mesurée à  $1200^\circ\text{K}$ , on a pour  $T$  compris entre  $1300^\circ\text{K}$  et  $700^\circ\text{K}$ ,  $\varepsilon$  compris respectivement entre 1,44 et 1,97 pour  $r = 50 \text{ \AA}$ ; entre 1,07 et 1,145 pour  $r = 250 \text{ \AA}$ . L'ordre de grandeur de  $r$  est de la centaine d'\AA.

Des cristaux de cette taille sont obtenus de la façon suivante: il est connu<sup>4)</sup> qu'un dépôt mince d'Argent évaporé sur du verre ou du quartz amorphe devient discontinu à la suite d'un recuit sous vide, pour peu que l'épaisseur initiale soit inférieure à  $500 \text{ \AA}$  environ. On a étudié l'effet de la durée d'un recuit à  $400^\circ\text{C}$  afin de voir le temps mis par celui-ci à atteindre une forme stable. Pour cela, nous avons examiné des répliques transfert celluloid-carbone de nos dépôts au microscope électronique. Après 6 heures de recuit, le dépôt est constitué d'une assemblée de petits cristaux quasi sphériques, tous disjoints, de rayons moyens allant de  $100 \text{ \AA}$  à  $300 \text{ \AA}$  selon l'épaisseur initiale. Ceux-ci n'ont pas de facettes<sup>5)</sup>. Un temps de recuit de 24 heures ne change pas la forme d'équilibre mais homogénéise les rayons. Nous supposerons par la suite les cristaux sphériques, bien qu'une forme ellipsoïdale soit possible<sup>6)</sup>. Nous ne voyons pas sur le cliché si le cristal est une portion de sphère ou non. On caractérisera ce fait par un facteur  $\alpha$ , valant 1 pour une sphère,  $1/2$  pour une demi sphère.

La pression de vapeur peut être déduite de la vitesse d'évaporation du cristal,  $dm/dt$ . La théorie cinétique des gaz nous fournit une relation :

$$\frac{dm}{dt} = S(r) \rho(r) (M/2\pi R T)^{1/2} \quad (2)$$

où  $S(r)$  est l'aire évaporante,  $M$  poids atomique. De (1) et (2), on tire

$$\int_{r_0}^{r_f} \exp[-a/r] dr = B t, \quad a = 2\sigma v''/R T, \quad B = \rho_0/\varrho \cdot (M/2\pi R T)^{1/2} \quad (3)$$

où  $\varrho$  est la densité,  $t$  le temps nécessaire au cristal sphérique pour passer du rayon  $r_0$  au rayon final  $r_f$ . On a tabulé l'intégrale précédente pour  $r_0 = 0$  et  $r_f$  variant de 0 à  $1000 \text{ \AA}$ , ceci pour les valeurs de  $\sigma$ :  $\sigma = 1, 2, \dots, 8 \cdot 10^3 \text{ CGS}$ . Expérimentalement, nous obtiendrons  $B$ ,  $t$ ,  $r_0$ ,  $r_f$ ; alors la représentation graphique de (3) nous permet de trouver la valeur de  $\sigma$  correcte. Cependant la valeur  $dm/dt$  donnée par (2) représente la quantité évaporée par la surface  $S(r)$ , mais recueillie dans l'angle solide  $2\pi$ . On fait l'hypothèse de l'isotropie de l'évaporation. Dans notre cas, les surfaces évaporantes sont constituées par des sphères voisines, posées sur un plan. Selon la position d'un atome évaporant de l'une des sphères, son angle solide d'évaporation sera inférieur à  $2\pi$ : en effet, cet atome peut rencontrer le plan de base ou une sphère voisine. On introduit dans la relation (2) un facteur  $\gamma(r)$ . Pour le calculer, on a pris le cristal comme une sphère formée de l'empilement compact des sphères atomiques (c.f.c.). Dans le cas d'une demi-sphère sans voisines sur le plan, on a trouvé pour  $r_1 = 72 \text{ \AA}$ ,  $\gamma_1 = 0,659$ ; et pour  $r_2 = 50 \text{ \AA}$ ,  $\gamma_2 = 0,647$ . Si l'on a une sphère entière, on a  $\gamma_1 = 0,500$ ,  $\gamma_2 = 0,493$ . Avec quatre sphères voisines, dont les centres sont à  $3r_1$  de celui de la sphère centrale, on a pour  $\alpha = 1/2$ ,  $\gamma_1 = 0,29$ ; pour  $\alpha = 1$ ,  $\gamma_1 = 0,20$ . On constate la faible dépendance de  $\gamma$  vis à vis de  $r$ ; par contre,  $\gamma$  dépend de  $\alpha$  et de  $\beta = N\pi r_f^2/S$  où  $N$  est le nombre de cristaux situés sur une surface  $S$  du substrat.

Pour évaluer  $\sigma$ , il nous faut connaître  $r_0$ ,  $r_f$ ,  $t$ ,  $T$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ . On évapore donc sur du quartz amorphe un dépôt mince de surface  $S$ , que l'on recuit à  $400^\circ\text{C}$  durant 24 heures. Afin de peser facilement ce dépôt on utilise l'isotope Ag 110 m, radioactif  $\beta$ .

On a donc la masse initiale  $m_0 = N_0 \frac{4}{3} \pi r_0 \alpha_0$  (de l'ordre de 5–10 µg). La pastille est portée à 840°K pendant le temps  $t$ . On mesure alors  $m_f$ , et sur le cliché,  $r_f$ ,  $N_f \sim N_0$  donc  $\beta$ . On aura alors  $\alpha_f$  et  $\alpha_0$ ;  $r_0$  est égal à  $r_f (m_0/m_f)^{1/3}$  si  $\alpha_f \sim \alpha_0$ . Avec  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $r_f$ , on calcule  $\gamma$ .

On a obtenu:  $T = 840^\circ\text{K}$ ,  $t = 9$  h.,  $m_0 = 10,5$  µg,  $m_f = 8,1$  µg,  $r_0 = 545$  Å,  $r_f = 500$  Å,  $\alpha = 0,5$ ,  $\beta = 0,3$ ;  $t = 10$  h.,  $m_0 = 15,1$  µg,  $m_f = 10,2$  µg,  $r_0 = 456$  Å,  $r_f = 400$  Å,  $\alpha = 0,5$ ,  $\beta = 0,5$ . Avec  $\gamma = 0,4 - 0,5$ , on trouve  $\sigma = 6000$  erg/cm<sup>2</sup> ± 1000. Cette valeur élevée se trouve confirmée par des mesures de déplacement d'équilibre chimique<sup>7)</sup> et de variation de maille<sup>8)</sup>, également effectuées à basse température (25 et 80°C). Une expérience en ultra vide et à l'équilibre est en montage.

Nous tenons à remercier ici Monsieur le Professeur J. P. BOREL de ses précieux conseils et Monsieur T. DE PLANTA pour ses photographies de microscopie électronique. Cette recherche a bénéficié de l'aide financière du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

#### Références

- 1) R. DEFAY et I. PRIGOGINE, Tension superficielle et adsorption (Desoer). 1951
- 2) BURTON, CABRERA et FRANK, Phil. Trans. A 243, 299 (1950–51).
- 3) LANDAU et LIFSHITZ, Statistical Physics, pg. 460 (1959).
- 4) J. P. BOREL, Mem. Soc. Vaud. Sc. Nat. 71, 88 (1955).
- 5) B. E. SUNDQUIST, Acta Metal. Janv. 64.
- 6) J. P. DAVID, J. Phys. 25, 104 (1964).
- 7) J. P. BOREL, Comptes Rendus Acad. Sci. 257, 1847 (1963).
- 8) T. DE PLANTA et autres, Helv. Phys. Acta 37, 74 (1964).

### Détermination d'un programme expérimental pour la mise en évidence des stades de restauration des défauts de structure par des mesures de frottement interne\*)

par BERNARD MARTINET

(Laboratoire de Génie Atomique, EPUL, Lausanne)

La mise en évidence d'un type de défauts de structure par frottement interne n'est possible que dans le domaine de températures de mesure où ce type de défauts absorbe de l'énergie en se déplaçant sous l'effet de la contrainte appliquée.

La mise en évidence d'un stade de restauration du frottement interne dû à ce type de défauts n'est possible que dans le domaine de températures de recuit pour lequel le temps moyen d'annihilation de ce défaut est comparable au temps de recuit.

Généralement ces deux domaines de températures de mesure et de recuit sont assez voisins pour que seule une expérience conduite systématiquement donne des résultats valables. Ce type d'expérience nécessite un grand nombre de mesures.

Le programme expérimental peut être calculé à l'aide des deux équations très générales suivantes:

a) Lors d'un recuit isochrone, la migration d'un type de défauts est régie par une équation du type:

$$\frac{n(T_R)}{n_0} = \exp \left\{ - \left( \frac{T_R}{T_A} \right)^2 \exp \left[ \frac{E_m}{\beta k} \left( \frac{1}{T_A} - \frac{1}{T_R} \right) \right] \right\} \quad (1)$$

\*) Subside du Fond National de la Recherche Scientifique, N° 2956.

Avec:  $n$  nombre de défauts qui vont migrer

$n_0$  nombre total de défauts

$T_R$  température de recuit

$T_A$  température du maximum de restauration

$E_m$  énergie de migration

$k$  constante de Boltzmann

$\beta$  coefficient correctif traduisant l'étalement de la cinétique de restauration par rapport à une cinétique d'ordre 1.

b) Un pic de frottement interne, activé thermiquement, suit une équation du type:

$$\frac{\operatorname{tg}\delta(T_m)}{\operatorname{tg}\delta_p} = \operatorname{sech} \left[ \frac{E_R}{\alpha k} \left( \frac{1}{T_p} - \frac{1}{T_m} \right) \right] \quad (2)$$

Avec:  $\operatorname{tg}\delta$  frottement interne mesuré

$\operatorname{tg}\delta_p$  frottement interne au maximum du pic

$E_R$  énergie de relaxation du processus responsable du pic

$T_p$  température du maximum du pic

$T_m$  température de mesure

$\alpha$  coefficient d'élargissement du pic par rapport à un pic caractérisé par un seul temps de relaxation.

C'est un fait d'expérience qu'en première approximation, les énergies de migration et de relaxation de deux types différents de défauts sont proportionnelles à la température absolue du maximum de restauration et du maximum du pic de frottement interne:

$$\frac{E_{m1}}{T_{A1}} = \frac{E_{m2}}{T_{A2}} ; \frac{E_{R1}}{T_{p1}} = \frac{E_{R2}}{T_{p2}} \quad (3)$$

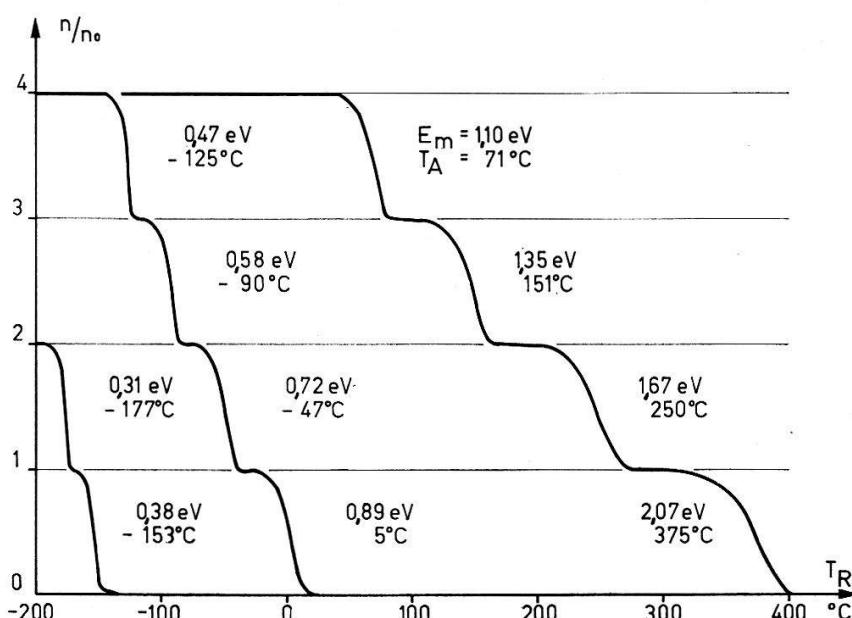


Fig. 1

Représentation du plus grand nombre de cinétiques d'ordre 1 dissociables dans le domaine  $-200^\circ\text{C}$  à  $+400^\circ\text{C}$

Ces relations permettent de trouver le nombre maximum de stades de restauration (Figure 1) ou de pics de frottement interne (Figure 2) dissociables dans un certain domaine de températures. (Les valeurs numériques correspondent aux valeurs mesurées sur le tungstène<sup>1</sup>.) Elles montrent de plus qu'il faut choisir les températures

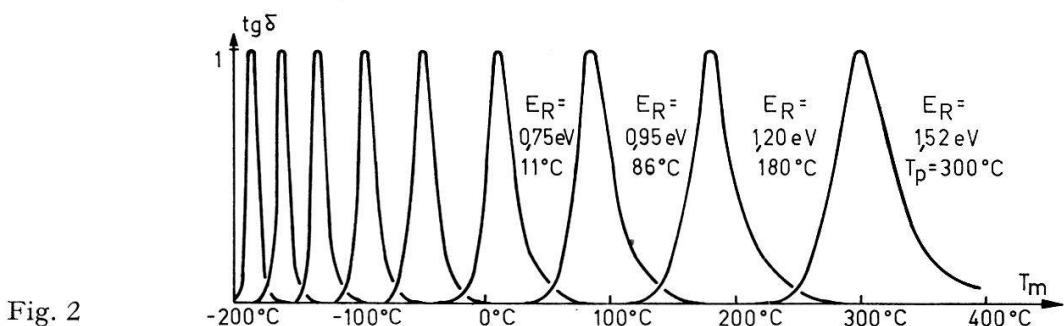


Fig. 2

Représentation du plus grand nombre de pics de frottement interne à un seul temps de relaxation dissociables dans le domaine  $-200^\circ\text{C}$  à  $+400^\circ\text{C}$

de recuit et de mesure suivant une progression géométrique, afin d'avoir le même nombre de points expérimentaux pour chaque stade et pour chaque pic.

$$T_{Rn} = T_{R0} r^n_R; \quad T_{mn} = T_{m0} r^n_m \quad (4)$$

Les raisons  $r$  de ces progressions pourront prendre les valeurs comprises entre  $r = 1,16$  et  $r = 1,04$  suivant que l'on cherche à mettre en évidence de manière grossière les phénomènes dans un grand domaine de températures ou que l'on désire étudier en détail un effet particulier.

Les conclusions de l'étude dont nous venons d'esquisser le principe nous ont conduits à construire un pendule complètement automatique<sup>2)</sup>.

#### Bibliographie

- 1) B. MARTINET Helv. Phys. Acta. Etude de la restauration d'un pic de frottement interne du tungstène écroui, (A paraître.)
- 2) B. MARTINET. Nouvelles Techniques. Convertisseur amplitude-numérique pour la mesure automatique du frottement interne au moyen d'un pendule de torsion. (A paraître).

### Eigenschaften von Strontiumtitanat bei tiefen Temperaturen

von D. ITSCHNER und H. GRÄNICHER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Die Dielektrizitätskonstante von  $\text{SrTiO}_3$ -Einkristallen steigt mit sinkender Temperatur monoton an und erreicht bei  $4^\circ\text{K}$  Werte von 20000 bis 30000. Unterhalb  $110^\circ\text{K}$  setzt eine Umwandlung zu tetragonaler, pseudokubischer Symmetrie ein, und mikroskopisch kann eine Zwillingsstruktur beobachtet werden. Das Anlegen elektrischer Felder bis 1 MV/m hatte jedoch keinen Einfluss auf die Lage der Zwillingsebenen (110). Hingegen bewirkt ein überlagertes Gleichfeld stets eine Erniedrigung der DK, die um so beträchtlicher ist, je tiefer die Temperatur ist. Bei konstant gehaltenem Gleichfeld durchläuft die DK als Funktion der Temperatur ein breites Maximum, welches für ein Feld von 0,5 MV/m bei  $33^\circ\text{K}$  und für 1,5 MV/m bei  $53^\circ\text{K}$  liegt.

Bei festgehaltener Temperatur erhält man  $\epsilon(E)$ -Kurven, die den Ableitungen von Hysteresis-Schleifen  $P(E)$  entsprechen, welche unterhalb  $50^\circ\text{K}$  auch nach den übli-

chen Methoden erhalten werden. Die Untersuchungen ergaben, dass diese Schleifen durch Raumladungseffekte zu deuten sind. Ferroelektrizität liegt jedenfalls bei  $\text{SrTiO}_3$  *nicht* vor. Dielektrische Messungen an Kristallplättchen, die, bezogen auf kubische Achsen, die Orientierungen (100), (110) und (111) aufweisen, lassen den Schluss zu, dass die Anisotropie nicht sehr gross sein kann. Durch den Ausdruck  $E = \kappa P + \xi P^3$ , wie er in der phänomenologischen MUELLER-DEVONSHIRE Theorie der Ferroelektrika gebraucht wird, lässt sich das Sättigungsverhalten von  $\text{SrTiO}_3$  befriedigend wiedergeben.

### **Druckabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten paraelektrischer Stoffe**

von M. MORENO und H. GRÄNICHER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Zur Bestimmung von Polarisierbarkeiten und deren Volumen- und Temperatur-abhängigkeiten mit Hilfe allgemeiner Relationen der «Inneren-Feld»-Theorie, über die schon früher berichtet wurde (Helv. Phys. Acta 35, 532 (1962)), ist auch die Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten (DK) vom hydrostatischen Druck von wesentlichem Interesse. Es wurden daher an Einkristallen von  $\text{BaTiO}_3$  und  $\text{SrTiO}_3$  in der paraelektrischen Phase Messungen im Druckbereich von 1 bis 2000 at ausgeführt. Für  $\text{BaTiO}_3$  findet man, dass im untersuchten Temperaturbereich von 125 bis  $157^\circ\text{C}$  der Druckkoeffizient der reziproken DK  $\partial(1/\epsilon)/\partial p = (2,6 \pm 0,1) \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2/\text{kP}$  temperaturunabhängig ist. Es folgt daraus, dass der Druck die Curie-Temperatur erniedrigt, sich aber auf die Curie-Konstante nicht auswirkt in Übereinstimmung mit Ergebnissen anderer Autoren.

$\text{SrTiO}_3$ -Kristalle wurden im Bereich von  $-70$  bis  $+146^\circ\text{C}$  gemessen und zeigten ein gleichartiges Verhalten. Wegen der tiefen Lage der Curie-Temperatur ( $\Theta = 41^\circ\text{K}$ ) und dementsprechend niedrigen DK ist allerdings der oben erwähnte Druckkoeffizient nicht mit gleicher Genauigkeit wie bei  $\text{BaTiO}_3$  bestimmbar; er ist von der Grösse  $\sim 8 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2/\text{kP}$ .

Proben von SbSI weisen wie  $\text{BaTiO}_3$  mit steigendem Druck eine Verschiebung der Umwandlungstemperatur zu tieferen Werten auf. Hingegen wird ein erstaunlich hoher Druckkoeffizient dieser Temperatur beobachtet. Ein Druck von 1500 at erniedrigt die Umwandlungstemperatur um  $63^\circ\text{C}$  im Falle von SbSI, im Vergleich zu nur  $7^\circ\text{C}$  bei  $\text{BaTiO}_3$ .

### **Paramagnetische Resonanz von Substanzen mit niederen Symmetrien**

von F. K. KNEUBÜHL

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

In einer früheren Arbeit<sup>1)</sup> wurden die Beziehungen zwischen der Symmetrie eines paramagnetischen Zentrums und dem Spin-Hamiltonoperator untersucht. Als besonders interessant erwiesen sich dabei die Spin-Hamiltonoperatoren der Symmetrien  $n$ ,  $\bar{n}$  und  $n/m$ , deren Bedeutung im Experiment nur teilweise aufgeklärt werden konnte.

Es hat sich jetzt erwiesen, dass sie willkürliche Parameter enthalten, welche experimentell nicht in Erscheinung treten. Die Ursachen sind die Drehungsinvarianz der Spin-Operatoren und die Existenz gleichwertiger kartesischer Koordinatensysteme bei den niederen Punktsymmetrien. Durch Einführung getrennter Koordinatensysteme für Magnetfeld, Elektronenspin und Kernspins können diese Parameter eliminiert werden. Dadurch werden die Spin-Hamiltonoperatoren der niederen Symmetrien merklich vereinfacht, wobei bemerkenswerte Aequivalenzen auftreten. Die Asymmetrie der  $g$ -Tensoren wird besonders diskutiert.

Eine ausführliche Arbeit über das vorliegende Thema wird in der Zeitschrift «Physik der kondensierten Materie» publiziert.

#### *Literatur*

- 1) F. K. KNEUBÜHL, Physik der kondensierten Materie, 1, 410, (1963).

### **$^{27}\text{Al}$ -Nuclear Magnetic Resonance in Zinc Spinels**

by E. BRUN

(Physik-Institut der Universität Zürich),

S. GHOSE and P. SCHINDLER

(Institut für Kristallographie und Petrographie an der Eidg. Techn. Hochschule Zürich)

Despite different oxygen parameters<sup>1)</sup>, the nuclear quadrupole coupling constants of  $^{27}\text{Al}$  have the same value of 3.68 Mc/s in both magnesium spinels<sup>2)</sup> and zinc spinels<sup>3)</sup>. In natural zinc spinels (Gahnite  $\text{ZnAl}_2\text{O}_4$ ) additional resonance lines were observed. It is assumed that these lines are due to Al-nuclei, whose resonance frequency is increased about 0,1 to 0,2% at room temperature by a hyperfine interaction with neighbouring paramagnetic ions, which are known to occur in natural crystals in considerable amounts<sup>1)</sup>. In addition, it is possible that some of these nuclei are in a position with a 3% higher electric field gradient than the nuclei in positions without paramagnetic neighbours.

#### *References*

- 1) H. SAALFELD, Z. Kristallogr. (to be published).
- 2) Synthetic crystals have been kindly supplied by E. A. Giess, IBM Research Center, Yorktown Heights, N. Y.
- 3) E. BRUN and S. HAFNER, Z. Kristallogr. 117, 37 (1962).

### **Electron Paramagnetic Resonance of $\text{Cr}^{3+}$ and $\text{Fe}^{3+}$ in Synthetic $\text{ZnAl}_2\text{O}_4$ -Spinel**

by J. E. DRUMHELLER, K. LOCHER and F. WALDNER

(Physik-Institut der Universität Zürich)

The EPR-spectra of  $\text{Cr}^{3+}$ - and  $\text{Fe}^{3+}$ -impurities in octahedral sites in a synthetic  $\text{ZnAl}_2\text{O}_3$  single crystal<sup>1)</sup> were measured at 33 kmc. The parameters of the spin-hamiltonian are at 300°K:

$\text{Cr}^{3+}$ :  $g_{||} = 1.986 \pm .001$ ,  $g_{\perp} = 1.993 \pm .003$ ,  $|D| = .8910 \pm .0006 \text{ cm}^{-1}$ ;  
 $\text{Fe}^{3+}$ :  $g_{||} = 2.0018 \pm .0007$ , in  $\text{cm}^{-1}$ :  $|D| = .3409 \pm .0003$ ,  $|a - F| = .0479 \pm .0006$ ,  $|a| = .0573 \pm .0009$ .  $D$  and  $(a - F)$  have opposite signs.

The comparison of the  $D$ -values with the corresponding values in  $\text{MgAl}_2\text{O}_4$ <sup>2)</sup><sup>3)</sup> shows interesting differences, whereas the nuclear quadrupole coupling constant of  $^{27}\text{Al}$ <sup>4)</sup> remains the same. The disorder effects observed in  $\text{MgAl}_2\text{O}_4$ <sup>4)</sup> are not present in  $\text{ZnAl}_2\text{O}_4$ .

#### References

- 1) Single crystals were kindly supplied by E. A. Giess, IBM Research Center, Yorktown Heights.
- 2) ATSARKIN, JETP 16, 593 (1963).
- 3) BRUN *et al.*, C. R. Colloque Ampère 10, 167 (1961).
- 4) BRUN and HAFNER, Z. Kristallogr. 117, 37 (1962).

## Strong Field g-Value Calculation for d<sup>7</sup> Ions in Octahedral Surroundings

by R. LACROIX

(Institut de Physique de l'Université de Genève)

U. HÖCHLI and K. A. MÜLLER

(IBM Research Laboratory, Rüschlikon, Zurich)

A  $g$ -value calculation for the ground state of  $d^7$  ions has been carried out to third order perturbation. In the case of a strong octahedral field the ground state consists of two Kramers' doublets of the configuration  $t^6 e = \bar{e}^3$  and its wave functions, taken as triple products of single electron wave functions, are given by

$$U = \frac{1}{\sqrt{3!}} \sum_P (-1)^P P \{ (x^2 - y^2)_1^+ (x^2 - y^2)_2^- \frac{1}{\sqrt{3}} (3z^2 - r^2)_3^\pm \pi_i f_i(r) \}$$

$$V = \frac{1}{\sqrt{3!}} \sum_P (-1)^P P \{ \frac{1}{\sqrt{3}} (3z^2 - r^2)_1^+ \frac{1}{\sqrt{3}} (3z^2 - r^2)_2^- (x^2 - y^2)_3^\pm \pi_i f_i(r) \},$$

where  $P$  is a permutation of particles.  $U$  and  $V$  transform according to the irreducible representation  $\Gamma_3$  of the  $O_h$  group. Likewise there are 36 wave functions for the excited configuration  $t^5 e^2 = \bar{t} \bar{e}^2$ .

They transform according to

$${}^2\Gamma_5 \times {}^2\Gamma_3 \times {}^2\Gamma_3 = {}^4\Gamma_4 + 2 {}^2\Gamma_5 + 2 {}^2\Gamma_4$$

We obtain

$$g_{||}(U) = 2 + 4 \xi \left[ \beta^2 - \alpha^2 + \frac{2}{\sqrt{3}} \alpha \beta \right] \left[ \frac{1}{E_1} - \frac{1}{E_2} \right] + \frac{2 \xi^2}{[E({}^4\Gamma_4)]^2}$$

$$g_{||}(V) = 2 + 4 \xi \left[ \left( \frac{1}{E_3} + \frac{1}{E_4} \right) + \gamma \delta \left( \frac{1}{E_3} - \frac{1}{E_4} \right) \right] + \frac{2 \xi^2}{[E({}^4\Gamma_4)]^2}$$

where

$$\alpha = \frac{\sqrt{3}}{2} \beta = \frac{1}{2}, \quad \gamma \delta = 5 \left[ \left( 4 + \frac{C}{B} \right)^2 + 100 \right]^{-1/2} \sim 0.38 .$$

$E_k$  design excited levels of the  $t^5 e^2$  configuration found by TANABE and SUGANO<sup>1)</sup>,  $\xi$  is the spin orbit coupling constant.

Making use of the spinor property of  $^2\Gamma_3$ , which by rearrangement of the basis functions can be written as  $\Gamma_8$ , the transformed Zeeman operator  $H' = C_3 H C_3^{-1}$  ( $C_3 = (2\pi)/3$ -rotation about threefold axis) applied to  $U$  and  $V$  yields

$$g_{\perp}(U) = \frac{3}{4} g_{\parallel}(V) + \frac{1}{4} g_{\parallel}(U) \quad g_{\perp}(V) = \frac{3}{4} g_{\parallel}(U) + \frac{1}{4} g_{\parallel}(V),$$

from which

$$\begin{aligned} \bar{g}(U) &= \frac{1}{3} g_x(U) + \frac{1}{3} g_y(U) + \frac{1}{3} g_z(U) = \bar{g}(V) = 2 + 2\xi \left[ \left( \frac{1}{E_3} + \frac{1}{E_4} \right) \right. \\ &\quad \left. + 0.38 \left( \frac{1}{E_3} - \frac{1}{E_4} \right) \right] + \frac{2\xi^2}{[E(^4I_4)]^2} \end{aligned}$$

is obtained at once.

We compare these results with experimental data. At 77°K all ions under consideration show an isotropic  $g$ -value  $\bar{g}$  due to a dynamic Jahn-Teller effect. Pd has been incorporated into  $\text{Al}_2\text{O}_3$  powder by heating to 1300°C. A single isotropic line at  $g = 2.163$  which we assign to  $\text{Pd}^{3+}$  is observed down to He temperature. The values for  $g_{\parallel}$  have been measured for  $\text{Pt}^{3+}$  in  $\text{Al}_2\text{O}_3$  by GESCHWIND and REMEYKA<sup>2)</sup> and from a powder experiment at 4.2 K we have also estimated  $g_{\parallel}$  of  $\text{Ni}^{3+}$  in  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . All known  $g$ -values of d<sup>7</sup> in corundum are given in Table I.

Table I  
 $g$ -values of d<sup>7</sup> ions in  $\text{Al}_2\text{O}_3$

	$\text{Ni}^{3+}(3\text{d}^7)$	$\text{Pd}^{3+}(4\text{d}^7)$	$\text{Pt}^{3+}(5\text{d}^7)$
$\bar{g}$	$2.146 \pm 0.002$	$2.163 \pm 0.001$	$2.220 \pm 0.001$
$g_{\parallel}$	$2.045 \pm 0.005$		$2.011 \pm 0.001$

From the fact that  $g_{\parallel} < \bar{g}$  we conclude that  $U$  is the populated state. It has been shown that  $V$  and  $U$  are separated by an energy  $\Delta > k T^3$  even for room temperature, so that  $V$  is not populated for practical purposes.

The energies  $E_{\rho}$  in the denominators are interpolated from optical work<sup>4)</sup>, and the effective spin-orbit coupling constants  $\xi$  are evaluated and given in Table II, likewise  $\xi_0$ , the spin orbit coupling constant of the corresponding free ion. We call  $\eta = \xi/\xi_0$  the orbital reduction factor due to covalency, and in agreement with Jørgensen we find that  $\eta$  becomes smaller as one proceeds from 3 d to 5 d ions.

Table II  
Spin Orbit Coupling Constant of d<sup>7</sup> in  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ( $\xi$ ), of the free d<sup>7</sup> ion ( $\xi_0$ ) and Orbital Reduction  $\eta$

	$\text{Ni}^{3+}$	$\text{Pd}^{3+}$	$\text{Pt}^{3+}$
$\xi$	0.52	1.01	1.75
$\xi_0$	0.7	1.6	4.2
$\eta$	0.74	0.63	0.42

#### References

- <sup>1)</sup> Y. TANABE and S. SUGANO, J. Phys. Soc. (Japan) 9, 753, 766 (1954).
- <sup>2)</sup> S. GESCHWIND and J. P. REMEYKA, J. Appl. Phys. 33, 721 (1961).
- <sup>3)</sup> U. HÖCHLI and K. A. MÜLLER, Phys. Rev. Letters 12, 730 (1964).
- <sup>4)</sup> C. K. JØRGENSEN, Absorption Spectra and Chemical Bonding in Complexes, Pergamon Press, p. 110 (1962).

**Resonance Relaxation of Ni<sup>3+</sup> in MgO and CaO**

by P. WYSLING

(Physikalisches Institut der Universität Zürich)

and U. HÖCHLI and K. A. MÜLLER

(IBM Research Laboratory, Rüschlikon/ZH)

*Abstract:* The investigation on the line broadening of  $d^7$  ions in oxide crystals has been extended to Ni<sup>3+</sup> in MgO and CaO<sup>1</sup>). Ni<sup>2+</sup> ions were converted into Ni<sup>3+</sup> by doping with lithium and sodium, respectively. The single isotropic E.P.R. lines at 300°K with  $g = 2.169 \pm 0.003$  and  $g = 2.282 \pm 0.002^2$ ) broaden by heating to 500°K.

We obtain for the relaxation time

$$T_1 = A \exp(\Delta/kT) \quad \text{with}$$

$$A = (1.7 \pm 0.5) \cdot 10^{-10} \text{ sec}^{-1} \quad \Delta = (1300 \pm 100) \text{ cm}^{-1} \text{ for MgO (Ni}^{3+}\text{)}.$$

Such an exponential temperature dependence of the relaxation time is typical of an ORBACH<sup>3</sup>) mechanism. We identify the energy  $\Delta$  as splitting between the two levels of the ground state  ${}^2\Gamma_3$  due to the Jahn-Teller effect. For CaO the broadening is also an exponential one, however, the assignment is ambiguous because the estimated separation of  ${}^4\Gamma_4$  to the ground state is of the same order as  $\Delta$ .

*References*

<sup>1</sup>) U. HÖCHLI and K. A. MÜLLER, Phys. Rev. Letters 12, 730 (1964).

<sup>2</sup>) These lines have been observed previously after  $\alpha$ -ray irradiation and attributed to Ni<sup>1+</sup> in MgO by J. W. ORTON, P. Auzins, J. H. E. GRIFFITHS and J. E. WERTZ, Proc. Phys. Soc. 78, 554 (1961) and to Ni<sup>1+</sup> in CaO by W. Low and J. T. Süss, Phys. Letters 7, 310 (1964).

<sup>3</sup>) R. ORBACH, Proc. Phys. Soc. (London) A 264, 458 (1961).

### Analyse de l'adsorption d'oxygène sur du silicium par l'intermédiaire de centres paramagnétiques

par P. CHAN, K. A. MÜLLER, A. STEINEMANN

(Battelle Memorial Institute, Geneva)

et M. J. SPARNAAY

(Philips Research Laboratories, Eindhoven)

La méthode consiste à observer par résonance électronique des centres paramagnétiques créés artificiellement à la surface de semi-conducteurs, et présentant au  $g$  de 2,0027 une raie large de  $\Delta H_0 = 1,1$  gauss<sup>1,2</sup>). Lors d'absorption de molécules paramagnétiques d'oxygène, la raie est élargie par interaction dipolaire, sa position demeurant constante. Ce phénomène est réversible et une évacuation de l'oxygène restitue la largeur initiale<sup>3</sup>).

Pour des températures supérieures à 120°K, on trouve dans le cas du silicium que  $\Delta H$  est une fonction logarithmique de la pression partielle d'oxygène. Si l'on admet que la concentration superficielle  $\Gamma_{02}$  d'oxygène est proportionnelle à  $\Delta H$ , ceci impliquerait l'existence de forces de Van der Waals répulsives entre les molécules adsorbées<sup>4</sup>).

Il a été vérifié que des gaz diamagnétiques tels que N<sub>2</sub>, Ar, He, CO<sub>2</sub> de même que la vapeur d'eau, sont sans effet sur le signal observé. Toutefois, s'ils sont mélangés dans

les mêmes proportions à de l'oxygène, on observe que les droites  $\Delta H = A \log p_{O_2} + B$  sont déplacées, la pente  $A$  restant constante.

Des mesures de  $\Delta H$  en fonction de la température ont été effectuées: on n'observe aucun élargissement de la raie pour des températures inférieures à  $120^\circ K$ . À des températures supérieures,  $\Delta H$  croît et passe par un maximum vers  $300^\circ K$  pour finalement ( $T \sim 500^\circ K$ ) tendre asymptotiquement vers  $\Delta H_0$ .

Le fait que l'élargissement de la raie diminue à haute température peut s'expliquer par une évaporation de l'oxygène adsorbé, ou par le temps de séjour trop court des molécules  $O_2$  au voisinage des centres paramagnétiques.

À basse température, la disparition de tout élargissement suggère que la couche adsorbée cesse d'être paramagnétique. On peut admettre qu'il y ait plutôt une adsorption d'oxygène sous la forme  $O_4$  diamagnétique qu'un arrangement antiferromagnétique des molécules  $O_2$ .

La raie au  $g = 2,0027$  a été retrouvée avec des semi-conducteurs tels que Ge, InAs et GaAs traités comme le Si et des expériences identiques à celles précédemment décrites ont pu être reproduites<sup>5)</sup>. Une expérimentation systématique avec ces semi-conducteurs permettra sans doute de déterminer la nature des centres paramagnétiques observés.

#### Bibliographie

- 1) R. C. FLETCHER und G. FEHER, Bull. Am. Phys. Soc. II, 1, 125 (1956)
- 2) H. KUSUMOTO und M. SHOJI, J. Phys. Soc. Japan 17, 1678 (1962)
- 3) P. CHAN, K. A. MÜLLER und M. J. SPARNAAY, XII<sup>e</sup> Colloque Ampère (1963)
- 4) K. A. MÜLLER, P. CHAN, R. KLEINER, D. W. OVENALL und M. J. SPARNAAY, J. Appl. Phys. 35, 2254 (1964)
- 5) P. CHAN und A. STEINEMANN, private report to sponsor (1964)

### Excitation sélective de la luminescence de CsI par ultra-violet

par M. AEGERTER, E. GUCKER, R. HEUBI et J. ROSEL

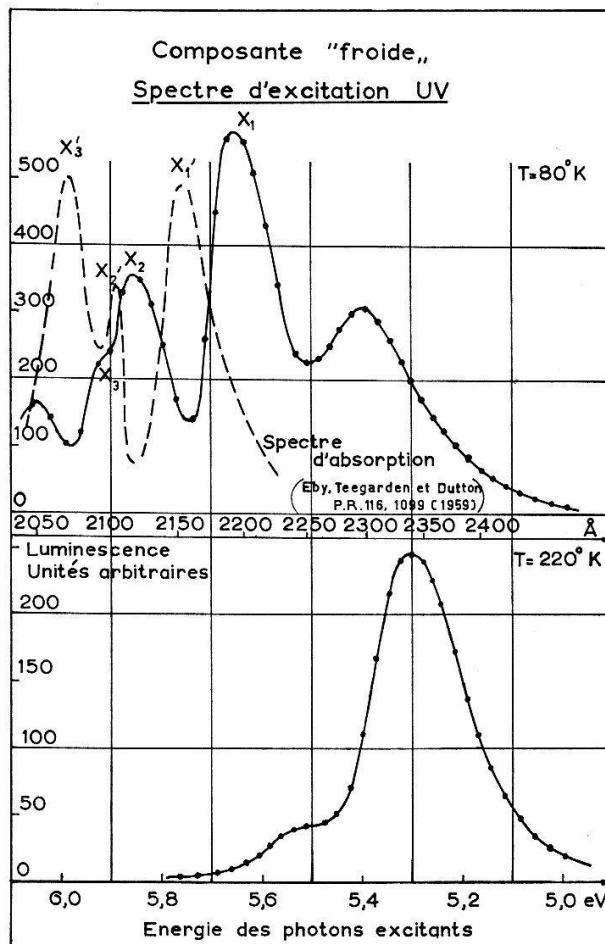
(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

L'excitation UV a été étudiée pour compléter les données déjà obtenues par irradiation  $\beta$  ou par protons de monocristaux de CsI purifiés ou dotés. Nous donnons ici quelques résultats concernant la composante «froide»  $\gamma_2$  observée sur des cristaux «purs» (temps de déclin  $\tau < 0,7 \mu s$ ,  $3250 < \lambda < 3800 \text{ \AA}$ ); la composante «chaude»  $\gamma_1$  ( $\tau > 1 \mu s$ ,  $4000 < \lambda < 5000 \text{ \AA}$ , à rendement anormalement bas au-dessous de  $150^\circ K$ ) a été également étudiée, mais les informations nouvelles obtenues doivent encore être complétées.

L'irradiation UV permet d'exciter directement le cristal ou les centres luminescents et doit fournir des informations plus précises sur le rôle de l'exciton qui a été proposé pour rendre compte du mécanisme de la composante  $\gamma_2$ <sup>1)</sup>.

L'enregistrement simultané de la température du cristal (de  $77^\circ$  à  $300^\circ K$ ) et de l'émission lumineuse dans le domaine caractéristique de  $\gamma_2$  ( $3000 < \lambda < 4000 \text{ \AA}$ ), obtenu par filtre Schott UG 2 et UG 5 et photomultiplicateur 56 UVP, nous donne l'influence de la température sur le spectre d'excitation (lampe HSL-100 + monochromateur).

La figure présente deux spectres typiques relevés à  $80^\circ K$  et à  $220^\circ K$ . Les trois pics  $X_1, X_2, X_3$  tous trois situés au dessous de l'énergie de transition bande-bande ( $\sim 6,2 \text{ eV}$ ),



semblent correspondre aux maxima  $X'_1$ ,  $X'_2$ ,  $X'_3$  obtenus comme pics d'excitons dans le spectre d'absorption<sup>2)</sup> (courbe pointillée). On constate la même correspondance entre minima d'absorption et maxima d'émission que celle relevée déjà dans KI par TEE-GARDEN<sup>3)</sup> et dans NaI par VAN SCIVER<sup>4)</sup>. Ce phénomène peut être rendu plausible si l'on remarque que les couches plus profondes du monocristal, dont l'émission a été observée à 90° par rapport à l'irradiation, ne sont excitées et ne contribuent à l'émission qu'à l'extérieur des maxima d'absorption.

A 220°K, on observe la disparition presque complète de la contribution des excitons alors que le maximum à 2300 Å reste presque inchangé. Ceci nous incite à expliquer ce maximum d'excitation comme étant dû à des défauts luminescents permanents indépendants de la composante froide  $\gamma_2$  et excitables par UV.

La disparition de  $\gamma_2$  aux températures plus élevées est une caractéristique bien connue pour l'excitation corpusculaire, que nous avons expliquée<sup>5)</sup> par le modèle simple du type Randall et Wilkins à 3 courbes de configuration. On retrouve donc par excitation UV cette même propriété.

En conclusion, ces expériences nous donnent pour la composante «froide» de CsI la confirmation du mécanisme déjà proposé pour l'excitation corpusculaire:

Une proportion majoritaire de la luminescence est produite par des excitons (créés directement ou immédiatement à la suite de paires électrons-trous) et intervient dans un temps très court<sup>6)</sup> correspondant à la migration des excitons et à leur recombinaison à l'état self-trappé (excitons dégénérés). L'intervention de trous self-trappés proposée par GWIN et MURRAY<sup>7)</sup> n'apparaît pas valable, du moins lors de l'excitation UV.

*Bibliographie*

- <sup>1)</sup> H. ENZ et J. ROSEL, Helv. Phys. Acta *31*, 25 (1958).
- <sup>2)</sup> J. E. EBY, K. J. TEEGARDEN and D. B. DUTTON, Phys. Rev. *116*, 1099 (1959).
- <sup>3)</sup> K. J. TEEGARDEN, Phys. Rev. *108*, 660 (1957).
- <sup>4)</sup> W. J. VAN SCIVER, Phys. Rev. *120*, 1193 (1960).
- <sup>5)</sup> J. BONANOMI et J. ROSEL, Helv. Phys. Acta *25*, 725 (1952).
- <sup>6)</sup> M. AEGERTER et J. ROSEL, Helv. Phys. Acta *37*, 206 (1964).
- <sup>7)</sup> R. GWIN et R. B. MURRAY, Phys. Rev. *131*, 508 (1963).

**Résonance paramagnétique du Mn<sup>+2</sup> dans KI et CsI**

par F. PORRET, E. SAURER et J. ROSEL

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

L'étude de la luminescence du KI et du CsI<sup>1)</sup> montre que les lacunes cationiques et les impuretés divalentes Ca<sup>+2</sup> ou Sr<sup>+2</sup> jouent un rôle important dans le mécanisme d'émission de certaines composantes. Nous avons cherché à aborder l'étude de ces centres luminescents au moyen de la résonance paramagnétique en introduisant des ions Mn<sup>+2</sup> qui sont paramagnétiques. Le but des mesures est d'obtenir des renseignements sur la position, l'environnement et la migration des ions Mn<sup>+2</sup> en étudiant la forme des raies, la structure hyperfine et le facteur *g*.

Les échantillons utilisés sont des poudres préparées à partir de la solution par recristallisation sous vide (c.s.v.). Les cinq enregistrements reproduits ci-dessous montrent les différents spectres obtenus à 20°C, au moyen d'un spectromètre travaillant dans la bande *X*, avec une détection directe; la sensibilité mesurée est de  $5 \cdot 10^{14}$  spins/gauss. Le marquage du champ magnétique se fait au moyen d'une sonde à protons.

Pour des échantillons de KI et CsI à la température de N<sub>2</sub> liquide, le spectre de structure hyperfine disparaît pour réapparaître ensuite à 20°C.

La forme lorentzienne trouvée pour la raie large unique montre que les interactions d'échange sont importantes. Une interprétation analogue à celle de SCHNEIDER<sup>2)</sup> pour d'autres halogénures d'alcalins est possible: cette raie unique est due à des ions Mn<sup>+2</sup> formant des agrégats aux endroits des dislocations. Les distorsions du champ cristallin provoquent alors des interactions de structure fine qui noient complètement la structure hyperfine.

Le spectre de structure hyperfine obtenu à 20°C peut être attribué à la présence de Mn<sup>+2</sup> «isolés» dans le réseau. La même constante de structure A trouvée pour les deux sels indique que l'interaction des couches électroniques avec le noyau est peu sensible à l'environnement, conformément aux résultats connus pour d'autres cristaux.

La différence entre le facteur *g* de la raie unique et le facteur *g* déterminé par le spectre hyperfin peut s'expliquer par le déplacement du centre de la raie unique vers les champs plus faibles, provoqué par les interactions de structure fine.

Le déplacement calculé par WATKINS<sup>3)</sup> est donné essentiellement par un terme en *D*<sup>2</sup>. De cette formule, on tire  $\bar{D} = 0,03 \text{ cm}^{-1}$  pour KI et  $\bar{D} = 0,05 \text{ cm}^{-1}$  pour CsI. La différence des *D* est probablement liée aux réseaux cristallins différents.

L'effet du «quenching» est dû, dans le cas de nos poudres, à un accroissement du nombre de dislocations et d'agrégats de  $Mn^{+2}$  «isolés», qui s'y forment de manière irréversible.

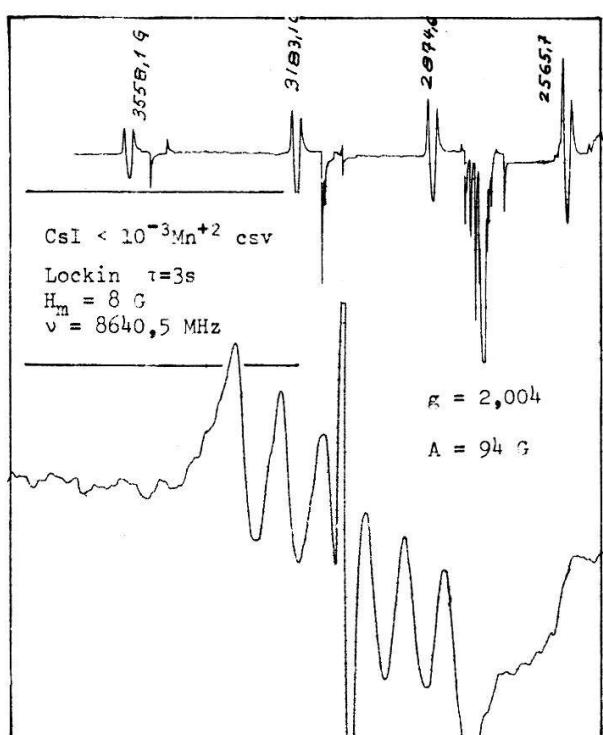
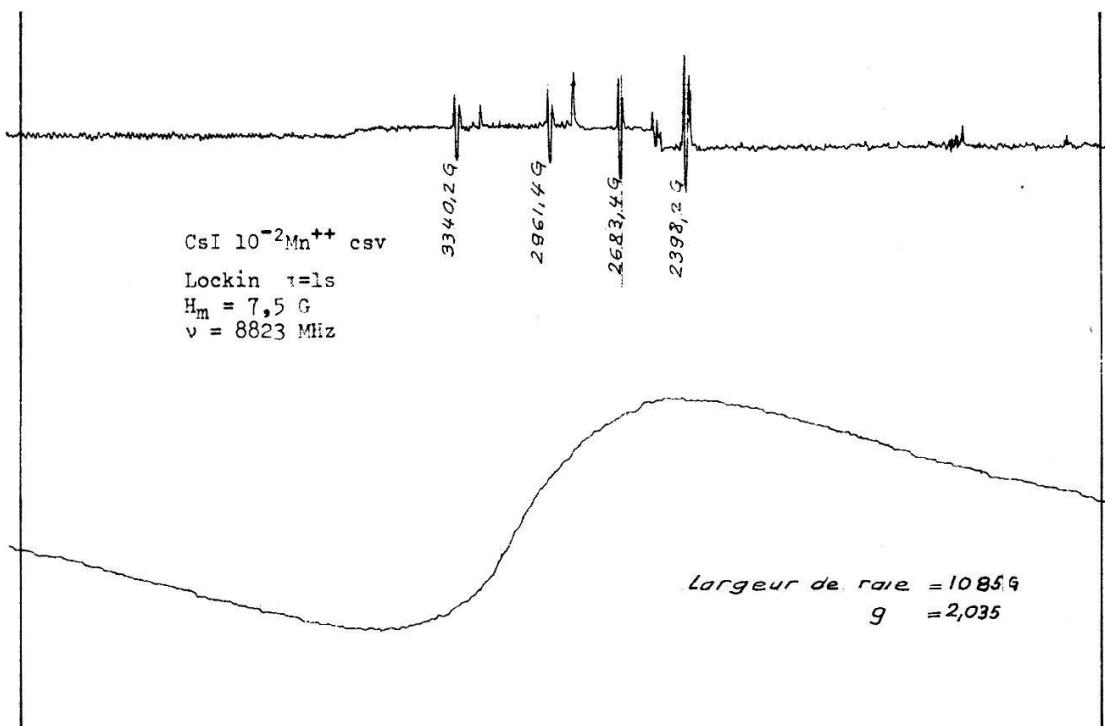


Fig. 1

CsI

- a) raie large unique  $g = 2,035 \pm 0,005$ ,  $\Delta H = 1080 \pm 30 \text{ G}$   
 b) structure hyperfine  $I = 5/2$ ,  $g = 2,004 \pm 0,005$ ,  $\bar{A} = 94 \pm 5 \text{ G}$  (raie de référence DPPH visible).

Pour les poudres de KI et de CsI, il est difficile d'expliquer sans mesures complémentaires la disparition du spectre hyperfin aux basses températures.

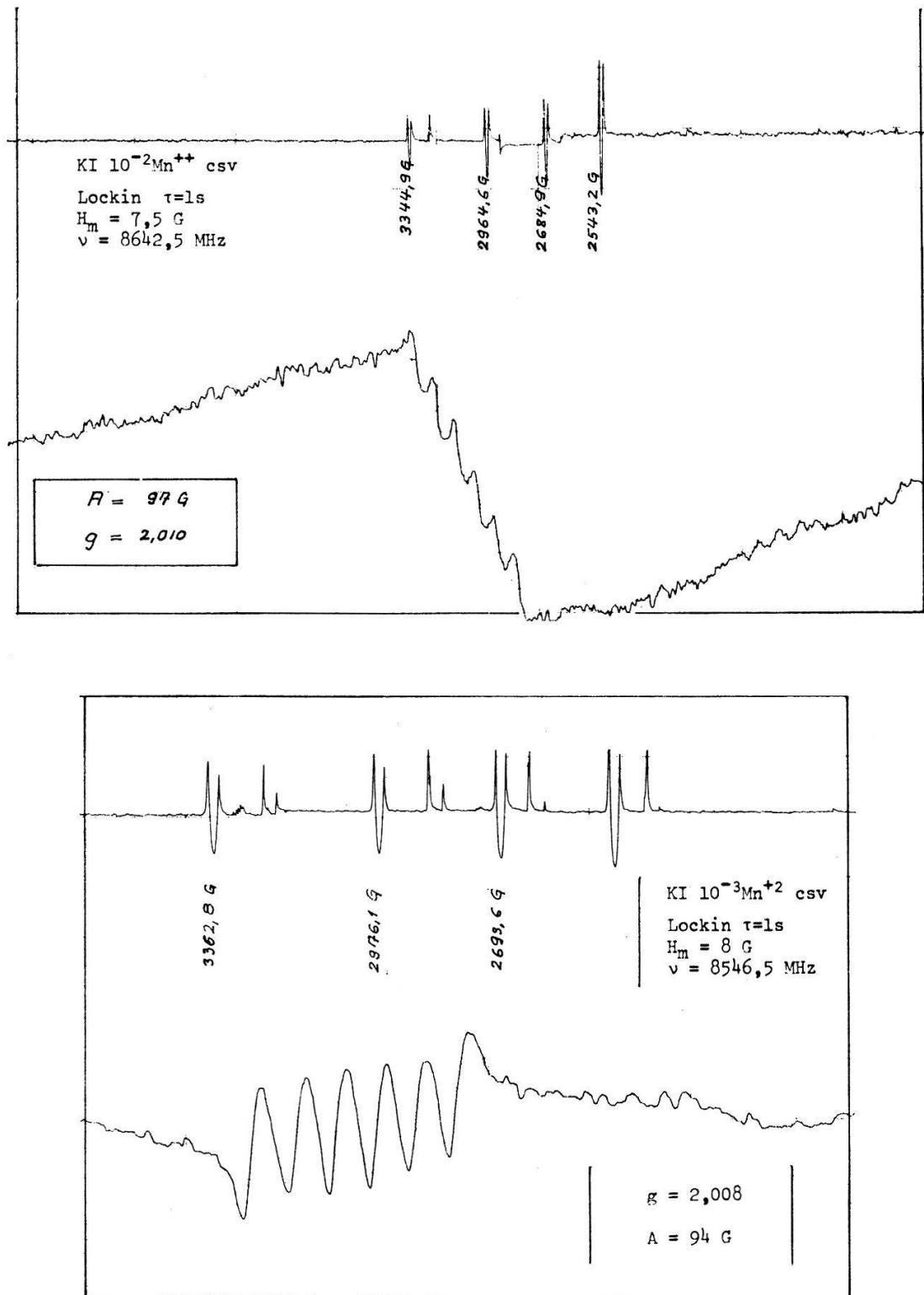


Fig. 2

KI

- a) la structure hyperfine se superpose à la raie unique
- b) la structure hyperfine est mieux visible  $g = 2,008 \pm 0,005$ ,  $A = 94 \pm 5$  G.

Il n'est pas exclu cependant de mettre cet effet en parallèle avec la diminution aux basses températures de la luminescence de CsI (composante chaude  $\gamma_1$ )<sup>1)</sup> expliquée par l'association d'un ion divalent avec une lacune cationique libre.

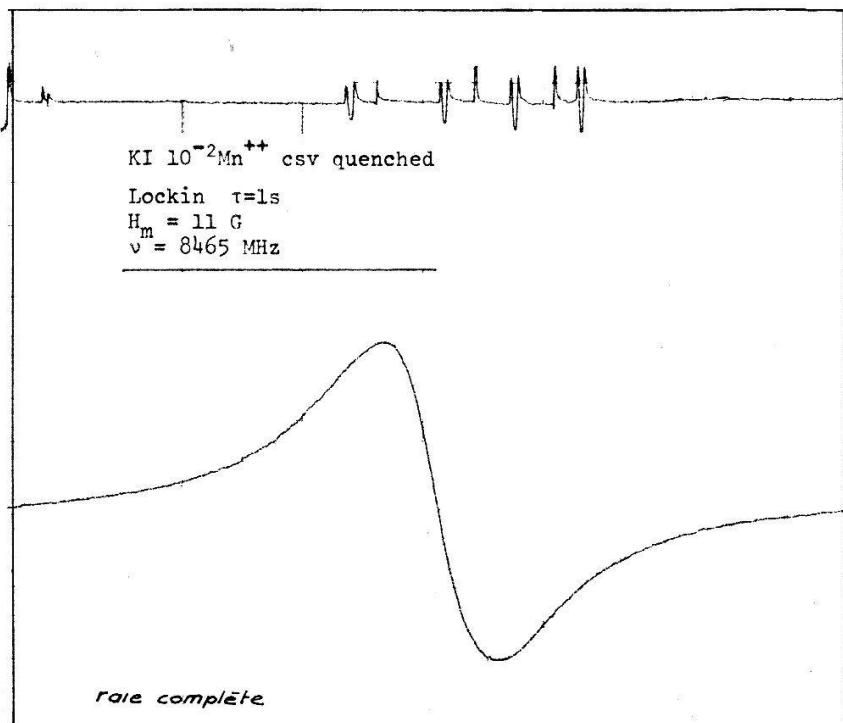


Fig. 3

## KI «quenched»

disparition de la structure hyperfine, augmentation de l'amplitude de la raie unique  
 $g = 2,018 \pm 0,005, \Delta H = 460 \pm 30 \text{ G.}$

*Bibliographie*

- <sup>1)</sup> H. BESSON, D. CHAUVY, J. ROSSEL, Helv. Phys. Acta *35*, 211 (1962); M. AEGERTER, A. HOFFMANN and J. ROSSEL, Helv. Phys. Acta *37*, 621 (1964).
- <sup>2)</sup> P. A. FORRESTER and E. E. SCHNEIDER, Proc. Phys. Soc. *B69*, 833 (1956); E. E. SCHNEIDER, Archi. Sci. Geneva *10*, 120 (1957).
- <sup>3)</sup> G. D. WATKINS, Phys. Review *113*, 79 (1959).

**Ein «freie-Weglänge-Effekt» des Hallkoeffizienten**

von P. COTTI und R. FLÜKIGER

(Institut für kalorische Apparate und Kältetechnik, ETH Zürich)

SONDHEIMER<sup>1)</sup> hat gezeigt, dass der Hallkoeffizient in dünnen Filmen von der Filmdicke abhängig werden kann, wenn diese vergleichbar oder kleiner als die mittlere freie Weglänge der Elektronen wird. Dieser Effekt konnte nun mit der schon früher beschriebenen Methode des «Zick-Zack-Effektes»<sup>2)</sup> an dünnen Indium-Filmen experimentell nachgewiesen werden. Da der Hallkoeffizient einer dicken Probe unabhängig von der Relaxationszeit ist, ergibt sich so die Möglichkeit, die mittlere freie Weglänge der Leitungselektronen zu bestimmen, ohne Voraussetzungen über die Reinheit der Probe machen zu müssen.

*Literatur*

- <sup>1)</sup> E. H. SONDHEIMER, Phys. Rev. 80, 401 (1950).
- <sup>2)</sup> P. COTTI, Helv. Phys. Acta 34, 777 (1961).

**Vergleich der thermischen und der elektrischen magnetischen  
Widerstandsänderung von Blei und Indium**

L. J. CHALLIS, J. D. N. CHEEKE

(University of Nottingham, England)

und P. WYDER

(Institut für kalorische Apparate und Kältetechnik, ETH Zürich)

Messungen der thermischen und der elektrischen magnetischen Widerstandsänderung an Blei- und Indium-Einkristallen in einem Temperaturgebiet, in dem sowohl Verunreinigung- wie auch Phononen-Streuungen vorhanden sind, zeigen ein verschiedenes Verhalten für die elektrische und für die thermische Leitfähigkeit. Dies bedeutet eine Feldabhängigkeit der Lorenz-Zahl, in Übereinstimmung mit den Aussagen des Zweibänder-Modells. Dagegen ist die Kohler-Regel in diesem Temperaturgebiet wohl für die elektrische, nicht aber für die thermische magnetische Widerstandsänderung erfüllt.

**Ausdehnungsanomalie in Ytterbium**

von JULES MUHEIM

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

ANDRES<sup>1)</sup> beobachtete an einer polykristallinen Yb-Probe (Reinheit besser als 99,5%) im thermischen Ausdehnungskoeffizienten  $\alpha$  bei 2,2°K eine  $\lambda$ -förmige Anomalie, die er Yb<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Verunreinigungen zuschrieb. Yb-Sesquioxyd zeigt zwischen 1,5 und 2,5°K eine stark magnetfeldabhängige antiferromagnetische Ordnung<sup>2)</sup>. Im Gegensatz dazu findet LOUNASMAA<sup>3)</sup> in der spezifischen Wärme von reinem Yb kein anomales Verhalten. Es wurde daher an der nämlichen Probe ( $3,3 \cdot 10^{-3}$  Mol) die spezifische Wärme  $c$  zwischen 1,5 und 10°K bestimmt, mit dem Ergebnis, dass im ganzen untersuchten Temperaturbereich  $c$  und  $\alpha$  zueinander streng proportional variieren. Zerlegung der beiden Größen in Elektron-, Gitter- und Anomalieanteil führt mit der Debye-Temperatur,  $\theta_D = 108,2^\circ\text{K}$ , für Gitter, bzw. Anomalie auf die Grüneisenparameter,  $\gamma_G = 0,93 \pm 0,10$ , bzw.  $\gamma_{An} = 0,91 \pm 0,15$ . Es ist naheliegend, anzunehmen, dass die Anomalie von der magnetischen Ordnung von Yb<sup>3+</sup>-Ionennmomenten herröhrt. Der Grundzustand von Yb<sup>3+</sup> ist  $^2F_{7/2}$ . Aus der experimentellen Zusatzentropie ergibt sich eine Yb<sup>3+</sup>-Konzentration von 1,1%. Nach OLSEN bleibt die an derselben Probe gemessene effektive Permeabilität im ganzen Anomaliebereich innerhalb der Fehlergrenze (< 0,5%) konstant. Dieses Ergebnis stützt die Vermutung, dass sich die (verdünnten?) Ionennmomente bei 2,2°K antiferromagnetisch ordnen.

*Literatur*

- <sup>1)</sup> K. ANDRES, Phys. kondens. Materie 2, 294 (1964).
- <sup>2)</sup> W. E. HENRY, Phys. Rev. 98, 226 (1955).
- <sup>3)</sup> O. V. LOUNASMAA, Proc. 8th Int. Conf. Low Temp. Physics, p. 223, London: Butterworths (1962).

## Messungen der spezifischen Wärme von Europium-Chalcogeniden bei tiefen Temperaturen

von G. BUSCH, P. JUNOD, ROBERT G. MORRIS\*) und J. MUHEIM  
(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH Zürich)

Es wurde die spezifische Wärme von EuO, EuS, EuSe und EuTe im Temperaturbereich 1,5–20°K bestimmt. Alle genannten Verbindungen sind nichtmetallisch und weisen bei diesen Temperaturen eine magnetische Ordnung auf. EuTe ist antiferromagnetisch, die drei anderen Verbindungen sind ferromagnetisch. Als magnetische Ordnungstemperaturen  $T_c$  ergeben sich für

EuS:  $T_c = 16,3 \pm 0,1^\circ\text{K}$ ; EuSe:  $T_c = 4,58 \pm 0,03^\circ\text{K}$ ; EuTe:  $T_c = 9,64 \pm 0,06^\circ\text{K}$ . Für EuO liegt  $T_c$  wesentlich höher als 20°K; aus den Daten der spezifischen Wärme für  $T \ll T_c$  lässt sich jedoch der Spin-Wellen-Anteil ermitteln.

## Paramagnetische Suszeptibilität der seltenen Erden-Nitride

von G. BUSCH, P. JUNOD, U. LÄMMLI, F. LEVY, A. MENTH und O. VOGT  
(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH Zürich)

Die Magnetisierungskurven unterhalb des Curie-Punktes  $T_C$ <sup>1)</sup> und die paramagnetische Suszeptibilität oberhalb  $T_C$  wurden an den Nitriden der seltenen Erden gemessen. Die aus der Sättigungsmagnetisierung bestimmten effektiven Bohr-Magnetonenzahlen  $\mu_{eff}$  sind wesentlich kleiner als diejenigen der freien dreiwertigen Ionen. Für  $T \gg T_C$  dagegen erhält man aus der paramagnetischen Suszeptibilität für  $\mu_{eff}$  die Werte der freien Ionen. Die Tatsache, dass das Curie-Weiss-Gesetz für diese Substanzen bis unmittelbar zu  $T_C$  hinunter gilt, erlaubt eine Interpretation der Änderung der effektiven Bohrmagnetonenzahl. Die Resultate werden mit den Ergebnissen aus Neutronenbeugungsexperimenten verglichen<sup>2)</sup>.

### Literatur

<sup>1)</sup> G. BUSCH *et al.*, International Conference on Magnetism, Nottingham, 1964.

<sup>2)</sup> H. R. CHILD *et al.*, Phys. Rev. 131, 922 (1963).

## Messung der optischen Absorption an ferro- und antiferromagnetischen Verbindungen seltener Erden

von P. WACHTER  
(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH Zürich)

Die experimentelle Messmethode der optischen Absorption an gepulvertem Material wird beschrieben und diskutiert. Die Absorptionskanten und ihre Temperaturabhängigkeit oberhalb und zum Teil unterhalb der Curie Temperatur wurden für

\*) Beurlaubt von der South Dakota School of Mines and Technology, Rapid City, South Dakota, USA.

die Europium Chalkogenide bestimmt. Für EuO zeigt die Absorptionskante im paramagnetischen Temperaturbereich einen negativen Temperaturkoeffizienten, im ferromagnetischen Bereich dagegen einen positiven Temperaturkoeffizienten. Wir bringen die Umkehrung der Temperaturabhängigkeit der Absorptionskante mit der Magnetisierung der Substanz in Zusammenhang. Im ferromagnetischen Temperaturbereich wird dies durch eine zusätzliche Verschiebung der Absorptionskante durch ein äusseres Magnetfeld bestätigt.

### **Gesättigte Photoströme in Cd<sub>4</sub>GeS<sub>5</sub>**

von H. KIESS

(Labsories RCA Ltd., Zürich)

### **Cr<sup>3+</sup>-Cr<sup>3+</sup> Ion Exchange Interactions in LaAlO<sub>3</sub>**

by K. W. BLAZEY and G. BURNS \*)

Exchange interactions between magnetic ions are of considerable interest as they form a major part in the theory of magnetism. The exchange interaction between Cr<sup>3+</sup> ion pairs has been studied previously by optical and E.P.R. techniques in ruby but the agreement is not good.

Here the exchange interactions between pairs of Cr<sup>3+</sup> ions in LaAlO<sub>3</sub> has been investigated by optical fluorescence. The results are interpreted in terms of an isotropic Heisenberg Hamiltonian. The coupling between the nearest neighbour ions is antiferromagnetic, as expected, and the value of the exchange constant

$$J_1 \text{ is } -39.8 \pm 1.0 \text{ cm}^{-1},$$

which is in good agreement with the value derived from the molecular field model for the very similar compound LaCrO<sub>3</sub>. The next nearest neighbour interaction is ferromagnetic with  $J_2 = +3.5 \pm 0.3 \text{ cm}^{-1}$ .

---

\*) Permanent address: IBM Thomas J. Watson Research Center, Yorktown Heights, N.Y., USA.