**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta

**Band:** 43 (1970)

**Heft:** 5

**Vereinsnachrichten:** Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Luzern, vom 1. und 2. Mai 1970

**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:** 01.10.2025

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

© 1970 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft
Société Suisse de Physique – Società Fisica Svizzera
Nachdruck verboten – Tous droits réservés – Printed in Switzerland

# Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Luzern, vom 1. und 2. Mai 1970

Präsident: Dr. P. DE HALLER, Winterthur
Vizepräsident: Prof. Dr. E. HEER, Genf
Sekretär: Prof. Dr. F. KNEUBÜHL, Zürich
Vorstandsmitglieder: Prof. Dr. E. BALDINGER, Basel
Prof. Dr. H. SCHNEIDER, Fribourg

## Administrativer Teil

1. *Mitglieder*

Als ordentliche Mitglieder wurden aufgenommen: R. W. ARNDT (Greifensee), M. A. BÖSCH (Zürich), P. COTTI (Zürich), B. ELIASSON (Dättwil), D. GEINOZ (Fribourg), H. GRIMMER (Carouge), H. R. VON GUNTEN (Nussbaumen), K. M. JAUCH (Genf), C. LEEMANN (Basel), H.-U. LEUENBERGER (Wabern), J. ROTH (Menziken), L. SCHLAPBACH (Zürich), C. SUSZ (Genf), O. STEINMANN (Zürich), R. VIENNET (Neuchâtel), T. VON WALDKIRCH (Rüschlikon), D. W. WERREN (Genf), F. ZAMBONI (Zürich).

Damit zählt die Gesellschaft 882 Mitglieder.

2. *Administrative Sitzung*

Frau Dr. L. ETIENNE, EPS, Genf, und Prof. Dr. K. P. MEYER, Bern, berichteten über die Tätigkeit und die Probleme der Europäischen Physikalischen Gesellschaft und deren Beziehungen zur SPG. Weitere Berichte wurden erstattet von Prof. Dr. P. HUBER über die IUPAP, von Prof. Dr. H. SCHNEIDER, Fribourg, als Präsident des Redaktionskomitees der HPA und Prof. Dr. F. KNEUBÜHL über die Stellenvermittlung der SPG für Physiker. Die Versammlung dankte Herrn Rektor Dr. L. FISCHER und der Kantonsschule Luzern für die anlässlich der Tagung gewährte Gastfreundschaft.

3. *Nächste Tagung*

Die Herbsttagung 1970 der SPG findet am 16. und 17. Oktober im Rahmen der Jahresversammlung der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft (SNG) in Basel statt.

### Sur la transformation relativiste des grandeurs thermodynamiques

von P. B. Scheurer
(Université de Genève, Institut de Physique Théorique)

On sait qu'il y a encore discussion parmi les thermodynamiciens s'il faut transformer une chaleur en repos $Q_0$ en $Q_0 (1 - \beta^2)^{+1/2}$ ou en $Q_0 (1 - \beta^2)^{-1/2}$ lors d'un changement de référentiel d'inertie. Une solution est proposée par l'examen des cas de quanta d'énergie $E = k\,T$, $E = h\,\nu$ et $E = c^2\,m$. L'ambiguité est alors du même ordre que celle entre masse longitudinale et masse transversale, qui est levée en rattachant la première au formalisme lagrangien et la seconde au formalisme hamiltonien.

Rapporté à la session de la Société Suisse de Physique à St-Gall (4 octobre 1969).

## Kennphysik

### Ein druckmoduliertes Gastarget zur Messung von totalen Wirkungsquerschnitten

von V. Dose, R. Gunz und K. E. Olsson
(Physik-Institut der Universität Zürich)

Die klassische Methode zur Messung eines totalen Wirkungsquerschnittes besteht darin, die Schwächung eines Strahls als Funktion der Targetdicke zu messen. Wir haben diesen Vorgang automatisiert, indem wir die Targetzelle periodisch über ein Magnetventil mit Gas füllen. Nachdem das Ventil geschlossen ist, nimmt der Druck exponentiell als Funktion der Zeit ab. Mit Hilfe eines Vielkanalanalysators wird die zum jeweiligen Druck gemessene Strahlintensität gespeichert. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, dass sich bei genügend vielen Druckdurchgängen langzeitige Schwankungen der Apparatur herausmitteln. So konnten wir die Genauigkeit einer früheren Messung [1] des totalen Wirkungsquerschnittes von Argon für «collisional quenching» von metastabilem Wasserstoff bei gleichem Zeitaufwand um einen Faktor 6 verbessern.

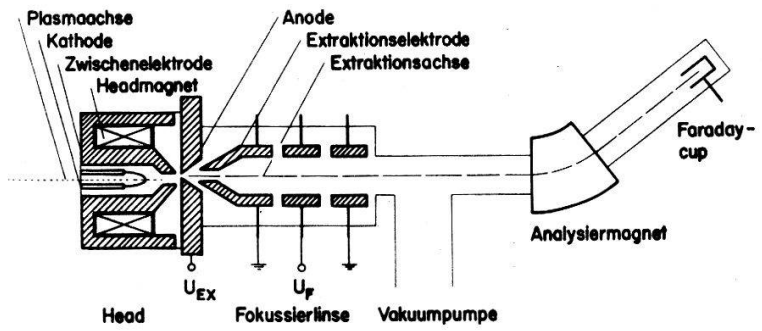
*Literatur*

[1] V. Dose, V. Meyer and M. Salzmann, J. Phys. [B] *2*, 1357 (1969).

# Direkte Extraktion negativer Wasserstoff- und Sauerstoff-Ionen aus einer Duoplasmatron-Ionenquelle

von R. ZURBRÜGG, V. KÖNIG, W. GRÜEBLER, P. A. SCHMELZBACH und P. MARMIER
(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

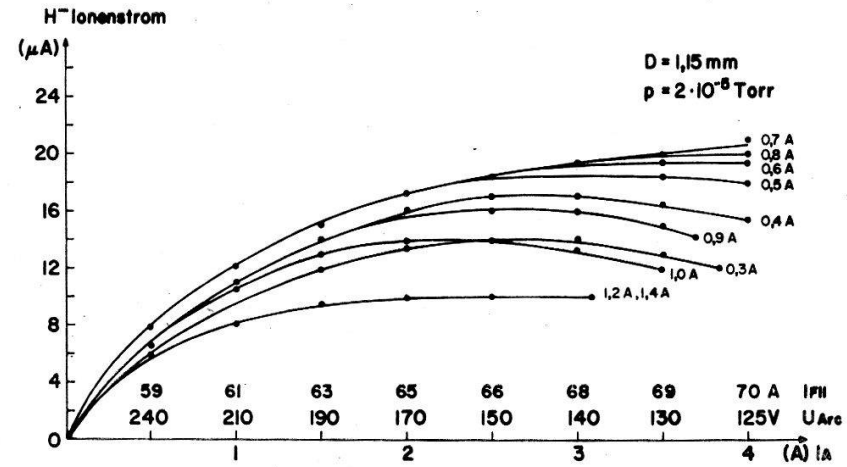
Aus dem Plasma einer Duoplasmatron-Ionenquelle können direkt negative Ionenstrahlen durch eine exzentrische Extraktion erhalten werden, da negative Ionen vor allem am Rande des Plasmas zu existieren scheinen [1] [2]. Diese exzentrische Extraktion vermindert zudem wesentlich den Anteil der Elektronen im Ionenstrahl. Dieses Verhalten einer Duoplasmatron-Ionenquelle wurde mit der in Figur 1 schematisch dargestellten Apparatur näher untersucht. Die Ausbeute an negativen Ionen wurde in Funktion folgender Parameter der Ionenquelle bestimmt:



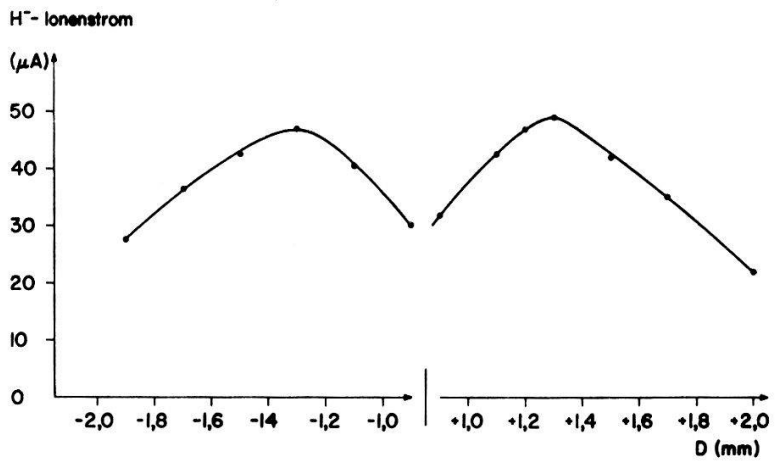

Figur 1
Schematische Darstellung der Duoplasmatron-Ionenquelle und der Apparatur zur Messung des Ionenstromes.

- Bogenstrom $I_A$ der Entladung im Plasma,
- Magnetstrom $I_M$ zur Erzeugung des Magnetfeldes,
- Gasdruck $p$ im Entladungsgefäss, gemessen über der Vakuumpumpe,
- Distanz $D$ der Verschiebung der Plasmaachse gegen die Extraktionsachse.

Den $H^-$-Ionenstrom in Funktion des Bogenstromes für verschiedene Magnetströme zeigt Figur 2 bei einer festen Verschiebung der Achsen und einem festen Gasdruck. Solche Kurvenscharen wurden für verschiedene Gasdrucke gemessen. Dabei erhielt man bei einem bestimmten Gasdruck ein deutliches Maximum des $H^-$-Ionenstromes. Entsprechende Messungen wurden für verschiedene Verschiebungen $D$ ausgeführt, wobei sich die Maxima des Ionenstromes stets bei etwa demselben Gasdruck ergaben. Figur 3 gibt die erhaltenen maximalen Ausbeuten in Funktion der Ver-

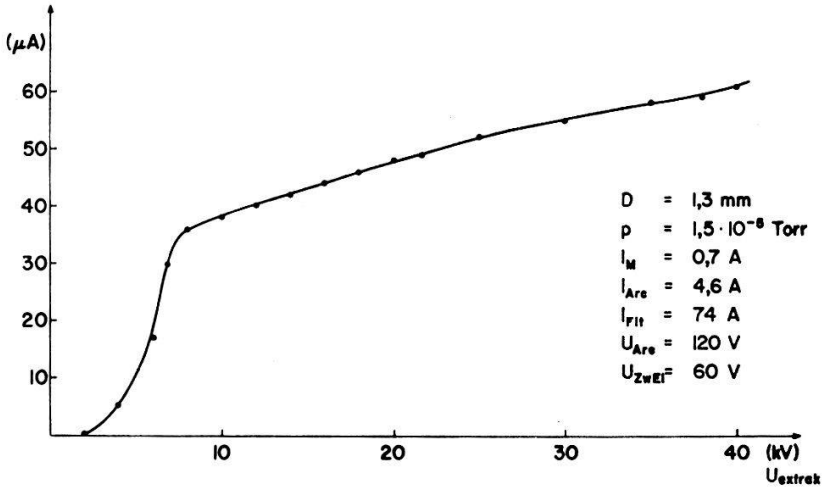



Figur 2
$H^-$-Ionenstrom in Funktion des Bogenstromes $I_A$ für verschiedene Magnetströme bei fester Verschiebung $D$ und festem Gasdruck $p$.




Figur 3
$H^-$-Ionenstrom in Funktion der Verschiebung $D$ der Plasmaachse für Verschiebungen nach entgegengesetzten Seiten.

schiebung an, bei optimierten Einstellungen der Parameter Bogenstrom, Magnetstrom und Gasdruck. Diese Messungen wurden ausgeführt mit einer Extraktionsspannung von 20 kV. In Fig. 4 ist der $H^-$-Ionenstrom in Abhängigkeit der Extrak-




Figur 4
$H^-$-Ionenstrom in Funktion der Extraktionsspannung.

tionsspannung angegeben. Die Verdoppelung der Extraktionsspannung von 20 kV auf 40 kV erhöhte die Ausbeute an $H^-$-Ionen von 49 $\mu$A auf 61 $\mu$A.

Um zu untersuchen, ob mit diesem Extraktionsverfahren auch Strahlen negativer Ionen von schwereren Elementen erzeugt werden können, wurden entsprechende Messungen mit Sauerstoff durchgeführt. Dabei ergaben sich für die Ausbeuten an negativen Sauerstoff-Ionen ähnliche Abhängigkeiten von den Parametern wie bei der Extraktion von Wasserstoff-Ionen. Insbesondere entsprach die für eine maximale Ausbeute notwendige Verschiebung der Achsen etwa derjenigen beim Wasserstoff. Da die Lebensdauer der Kathode beim Betrieb der Ionenquelle mit reinem Sauerstoff sehr kurz war, wurde zur Extraktion von $O^-$-Ionen ein Helium-Sauerstoff Gasgemisch verwendet. Eine Änderung des Sauerstoffanteiles von 10% auf 20% beeinflusste die Ausbeute an $O^-$-Ionen nur unwesentlich. Es konnte ein negativer Sauerstoff-Ionenstrom von etwa 13 $\mu$A extrahiert werden.

*Literatur*

[1] G. P. Lawrence, R. K. Beauchamp and J. L. McKibben, Nucl. Instr. Meth. *32*, 357 (1965).
[2] A. V. Almazow, Y. M. Khirnyi and L. N. Kochemasova, Instr. Exper. Techn. 1320 (1966).

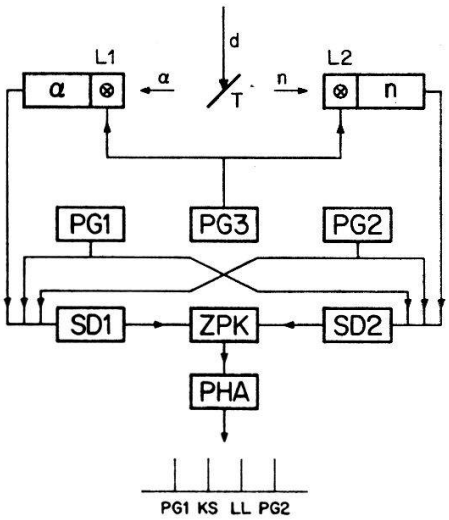
# Zeitstabilisierung eines schnellen Flugzeitspektrometers mit Lumineszenzdioden

von H. JUNG und M. BRÜLLMANN
(Laboratorium für Kernphysik, ETH Zürich)

Experimente mit schnellen Neutronen erfordern in der Regel lange Messzeiten. Das Spektrometer muss deshalb nicht nur eine gute Zeitauflösung, sondern auch eine hohe Langzeitstabilität besitzen. Dies ist besonders dann wichtig, wenn schwache Effekte in der Nähe starker Linien untersucht werden sollen. Die Stabilität des Spektrometers wird vor allem durch Änderungen der Signallaufzeit in den Photomultipliern der Szintillationszähler und in der den Detektoren nachgeschalteten schnellen Elektronik herabgesetzt. Ein Spektrometer lässt sich nun dadurch stabilisieren, dass die Lage einer Linie elektronisch kontrolliert und mit Hilfe einer geeigneten Rückkopplung fixiert wird. Oft ist es nicht möglich oder nicht praktisch, eine Linie des aufzunehmenden Spektrums als Referenz zu benutzen. In diesen Fällen wird dem Spektrum an geeigneter Stelle eine Hilfslinie hinzugefügt und deren Lage stabilisiert. Bei einem Zeitspektrum wird diese Linie durch koinzidente Signale erzeugt, die mit einer geeignet vorgegebenen festen Zeitdifferenz an die Eingänge des Spektrometers gelegt werden.

Wenn sich am Eingang ein Szintillationszähler befindet, müssen die zugehörigen Eingangssignale in Form von Lichtimpulsen erscheinen. Die Anstiegszeit dieser Lichtimpulse muss kurz sein, und die Zeitdifferenz zwischen den koinzidenten Eingangssignalen darf nur sehr wenig variieren. Ausserdem muss das Licht in einem geeigneten Wellenlängenbereich emittiert werden und genügend intensiv sein. Eine Lichtquelle, die alle diese Forderungen erfüllt, lässt sich mit Injektions-Lumineszenzdioden realisieren. In unserem Fall wurde die GaAsP-Diode MV 50 von Monsanto verwendet, eine rotstrahlende, IC-kompatible Anzeigelampe mit einer Licht-Anstiegs- und Abfallzeit von 1 ns.

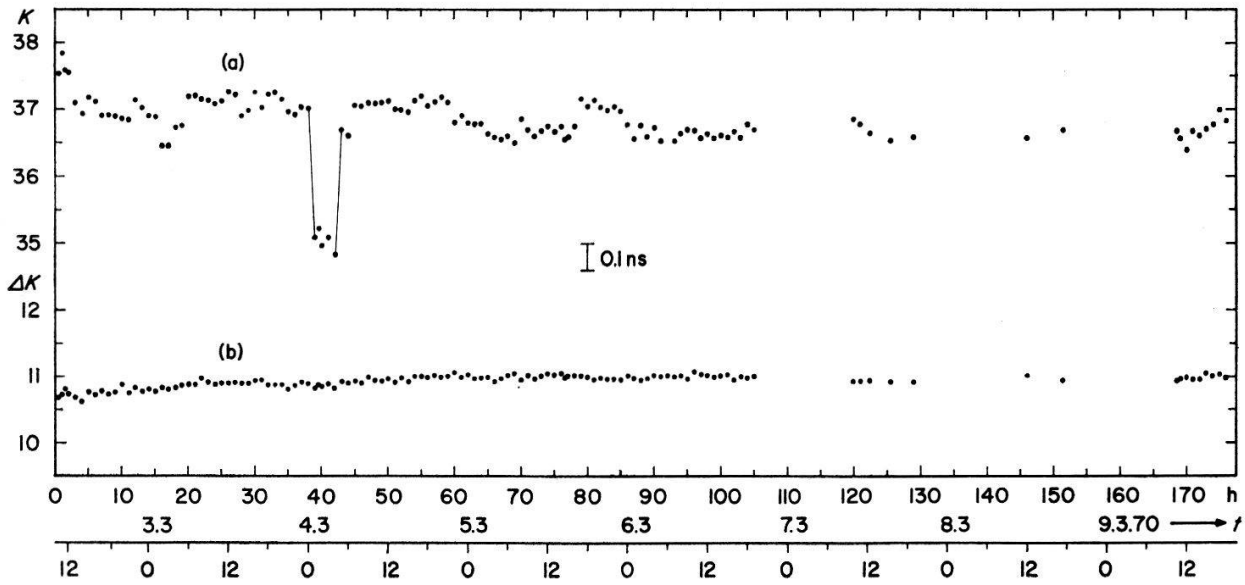
Die Eignung dieser Dioden als Referenzsignalquelle für ein Neutronenflugzeitspektrometer wurde mit der in Fig. 1 gezeigten Anordnung untersucht. Die Neutronen werden mit der d-T-Reaktion erzeugt – ihre Energie beträgt etwa 14 MeV – und das




Figur 1
Messanordnung.

Spektrometer arbeitet nach der assoziierten Teilchenmethode. Beide Detektoren sind Szintillationszähler. Der $\alpha$-Detektor besteht aus einem Plastikszintillator NATON 136 und einem Photomultiplier 56 AVP, der Neutronendetektor ebenfalls aus einem Szintillator NATON 136, Dicke 1,5 cm, und einem Photomultiplier XP 1021. In die Detektoren sind die beiden Lumineszenzdioden L1 und L2 eingebaut, die gemeinsam vom Impulsgeber PG3 geschaltet werden. Die Anstiegs- und Abfallzeit des Spannungsimpulses am Pulsgeberausgang beträgt 0,2 ns, seine Breite 5 ns und die Höhe nach der Verzweigung 15 V an 50 $\Omega$. Die Ausgangssignale beider Detektoren gelangen über die schnellen Diskriminatoren SD1 und SD2 zum Zeit-Impulshöhenkonverter ZPK, der mit dem Pulshöhenanalysator PHA verbunden ist. Mit den Impulsgebern PG1 und PG2 werden koinzidente Signale an den Eingang der schnellen Diskriminatoren gelegt. Damit ist es möglich, Änderungen der Differenz der Signallaufzeiten in den Detektoren festzustellen und die Konversionskonstante zu kontrollieren.

Auf dem Impulshöhenanalysator betrachten wir nun die Linie des koinzidenten Neutronenstrahls und die Linie der koinzidenten Lichtimpulse. Wenn der gegenseitige Abstand dieser Linien über längere Zeit hinreichend konstant bleibt, unbeeinflusst durch Änderungen der absoluten Lage, stellt die durch die Lumineszenzdioden erzeugte Linie eine brauchbare Referenz dar. In Fig. 2 ist das Ergebnis eines Langzeit-




Figur 2
Langzeitversuch.
(a) Kanalnummer $K$ der Linie des koinzidenten Neutronenstrahls.
(b) Kanaldifferenz $\Delta K$ zwischen der Linie des koinzidenten Neutronenstrahls und der durch die Lumineszenzdioden erzeugten Referenzlinie.

versuches aufgetragen. Die obere Reihe von Messpunkten zeigt die Kanallage des Linienschwerpunktes des koinzidenten Neutronenstrahls, die untere Punktreihe die Kanaldifferenz zwischen dieser Linie und der durch die beiden Lumineszenzdioden erzeugten Referenzlinie. Die Konversionskonstante beträgt 0,25 ns/Kanal. Die Messung beginnt 30 Minuten nach dem Einschalten der Elektronik und dauert über 170 Stunden. In dieser Zeit ändert sich der Abstand der beiden Linien um weniger als $\pm$ 60 ps.

## Comptage automatique des traces laissées par les fragments de fission dans un plastique – Application à la physique des réacteurs

par R. Richmond, B. Rüegger, W. Zürcher
(Eidg. Institut für Reaktorforschung)

Les particules chargées lourdes pénétrant dans un polycarbonate laissent des traces qui peuvent être développées dans une solution de KOH. Les traces sont alors observables au moyen d'un microscope. Ce fait est connu depuis plusieurs années mais l'application pratique a été retardée par la difficulté que constitue le comptage de 50000 à 100000 traces nécessaires pour une bonne précision statistique. On décrit les premiers résultats obtenus au moyen d'un analyseur d'image automatique composé d'une caméra de télévision montée sur le microscope et reliée à un computer.

## Beeinflussung der Halbwertszeit von $^{99}Tc^m$ durch ein äusseres elektrisches Feld

von H. Leuenberger, St. Gagneux, P. Huber, H. R. Kobel, P. Nyikos
(Physikalisches Institut der Universität Basel) und
H. Seiler
(Institut für Anorganische Chemie der Universität Basel)

An $^{99}Tc^m$ konnte eine Halbwertszeitveränderung durch ein äusseres elektrisches Feld bewirkt werden. Um ein möglichst hohes elektrisches Feld am Ort der Tc-Verbindung zu erreichen, wurde diese mit einem Pulver hoher DK ($\varepsilon \approx 6000$) homogen gemischt und in einem Plattenkondensator zu einer Schicht von 0,2 mm gepresst. Zur Vermeidung von Depolarisationserscheinungen im Dielektrikum arbeiteten wir mit einem Wechselfeld von 50 Hz. Die relative Halbwertszeitveränderung konnte mit der Steigungs- und Sprungmethode [1] bei einem äusseren Feld von $2 \cdot 10^4$ V/cm nachgewiesen werden. Die Resultate aus den beiden Steigungsmessungen ergeben für die relative Halbwertszeitveränderung $\Delta\lambda/\lambda = (12 \pm 2) \cdot 10^{-5}$ bzw. $\Delta\lambda/\lambda = (11 \pm 4) \cdot 10^{-5}$. Der beim Umschalten des elektrischen Feldes von der einen Quelle auf die Referenzquelle auftretende Sprung im Aktivitätsverhältnis der beiden Quellen betrug $2\Delta\lambda/\lambda = (24 \pm 4) \cdot 10^{-5}$ und lieferte eine gute Bestätigung der Steigungsmessungen. Die Tc-Verbindung wurde mit trägerfreiem $^{99}Tc^m$ hergestellt und war praktisch monomolekular im Dielektrikum verteilt. Nach der Art der Quellenpräparation sollte es sich bei der gemessenen Verbindung um $Na_2TcCl_6$ handeln. Ein Sprungexperiment, welches mit einer makroskopischen Menge von $K_2Tc(^{99}Tc^m)Cl_6$ (2 Gew. % des Dielektrikums) durchgeführt wurde, lieferte bei einem äusseren Feld von $1{,}6 \cdot 10^4$ V/cm für die doppelte relative Halbwertszeitveränderung $2\Delta\lambda/\lambda = (14 \pm 4) \cdot 10^{-5}$. Der Effekt ist kleiner, da die Verbindung nicht mehr monomolekular im Dielektrikum verteilt ist. Der Betrag des wirksamen elektrischen Feldes am Ort der Tc-Verbindung hängt von der Grösse der Agglomerationen der zu messenden Verbindung im Dielektrikum ab. Die experimentellen Resultate zeigen, dass durch den Einfluss eines äusseren elektrischen Feldes der $^{99}Tc^m$-Kern in $Na_2TcCl_6$ bzw. $K_2TcCl_6$ schneller zerfällt.

*Literatur*

[1] St. Gagneux, P. Huber, H. Leuenberger und P. Nyikos, Helv. phys. Acta *43*, 39 (1970).

## Änderung der Zerfallskonstanten $\lambda$ von $^{85}$Sr in $BaTiO_3$

von P. Nyikos, S. Gagneux, P. Huber, H. R. Kobel und H. Leuenberger
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

$BaTiO_3$-Einkristalle wurden in Anwesenheit von $^{85}$Sr (EC, $T_{1/2} = 65\,d$) gezüchtet, so dass einige Ba-Atome durch Sr ersetzt wurden. Von zwei identischen Quellen wurde die eine auf Zimmertemperatur, die andere auf einer fest gewählten Temperatur im Intervall (22°, 195°) gehalten, periodisch die Temperaturbedingungen vertauscht und jeweils die Differenz des Aktivitätsverhältnisses bestimmt. Es zeigt sich, dass die Zerfallskonstante oberhalb und unterhalb der Curietemperatur von $BaTiO_3$ ($T_c = 120\,°C$) verschieden ist:

$$[\lambda(^{85}\mathrm{Sr}, T < T_c) - \lambda(^{85}\mathrm{Sr}, T > T_c)]/\lambda(^{85}\mathrm{Sr}) = (4{,}9 \pm 2{,}9) \,.\, 10^{-5}\,.$$

Das experimentelle Ergebnis zeigt, dass die Veränderung von $\lambda(^{85}\mathrm{Sr})$ das entgegengesetzte Vorzeichen hat und etwa 16mal kleiner ist als die Veränderung von $\lambda(^{80}\mathrm{Zr}, \mathrm{EC})$, wo Zr an der Stelle von Ti eingebaut worden war (cf. Helv. phys. Acta *43*, 39 (1970)).

Weiter ist ersichtlich, dass sich die elektronische Umgebung von Ba, bzw. Sr bei Überschreiten der Curietemperatur verändert.

## New Determination of the Intensities and Energies in the Decay of $^{180m}$Hf

by D. Geinoz, G. Mauron and L. A. Schaller
(Physics Department, University of Fribourg, CH-1700 Fribourg, Switzerland)

In order to precisely determine the photopeak efficiency of our 3 ccm Ge(Li) diode, we have reevaluated the relative $\gamma$-ray intensities in the decay of $^{180m}$Hf. In addition, we have measured the energies to an accuracy of 15–30 eV. 99.9% pure $HfO_2$ was irradiated in the reactor «Saphir» in Würenlingen. The radioactive sample was measured in the geometry shown in Fig. 2. The electronic system consisted of a FET-cooled preamplifier, a Tennelec TC-200 amplifier and a ND 2200 4K-channel analyser. The resolution (FWHM) was 1.35 keV at 300 keV.

GAMMA-INTENSITY RATIOS FROM THE DECAY OF $^{180m}$Hf

| Ratio | calculated | | measured | | Adopted values |
|---|---|---|---|---|---|
| | Dragoun [1] | Hager-Selter [2] (corrected) | Edwards [3] | Nelson [4] | |
| 93 / 215 | 0.212 ± 0.004 | 0.211 | 0.200 ± 0.006 | 0.208 ± 0.006 | 0.212 ± 0.004 |
| 215 / 332 | 0.861 ± 0.008 | 0.862 | 0.882 ± 0.044 | 0.865 ± 0.026 | 0.861 ± 0.008 |
| 57 / 443 | 0.645 ± 0.018* | 0.78* | 0.593 ± 0.036 | 0.567 ± 0.023 | 0.575 ± 0.023 |
| 332 / 443 | | | 1.15 ± 0.08 | 1.11 ± 0.04 | 1.12 ± 0.04 |
| 501 / 332 | | | 0.180 ± 0.054 | 0.136 ± 0.014 | 0.136 ± 0.014 |
| | *Assuming E1-multipolarity for 57 kev transition | | | | |

Figure 1

Figure 1 presents calculated and measured $\gamma$-ray intensity ratios between the adjacent transitions in $^{180m}$Hf. The ratios between the first three excited levels, which decay in cascade, only depend on the total internal conversion coefficients (ICC). Dragoun [1] has calculated the $K$–$P_1$ ICC for the 93 keV and the 215 keV E2-transitions employing the no-penetration model of Rose. He also evaluated the total ICC for the highly $K$-forbidden 57 keV El-transition taking the penetration effect explicitly into account. His dynamic value of 0.59 differs by almost a factor two from the static value of 0.31 and gives better agreement with the experiment. Dragoun's intensity ratios are compared with those calculated from the $K$–$M$ ICC of Hager and Seltzer [2] after having added the empirical correction $\alpha_{(N+O)} = 0.26\ \alpha_M$ [1] for the outer shells. Edwards and Boehm [3] and Nelson and Hatch [4] have both directly measured the $\gamma$-intensities with a bent-crystal spectrometer. For the 57/443- and the 332/443-ratios, we have adopted the weighted average of the experimental values, since the 57 keV transition is not necessarily a pure El-transition, and the latter two transitions do not form a pure cascade. For the last ratio, we recommend Nelson's value, since his error is appreciably smaller. Furthermore, if one calculates the 501/332-ratio using the weighted experimental value for the 332/443-ratio, one obtains 0.135 $\pm$ 0.030 in agreement with Nelson's directly measured ratio.

Figure 2 shows the obtained efficiency curve. The relative intensity values from $^{180m}$Hf have been supplemented using calculated K X-ray intensities from the isotopes

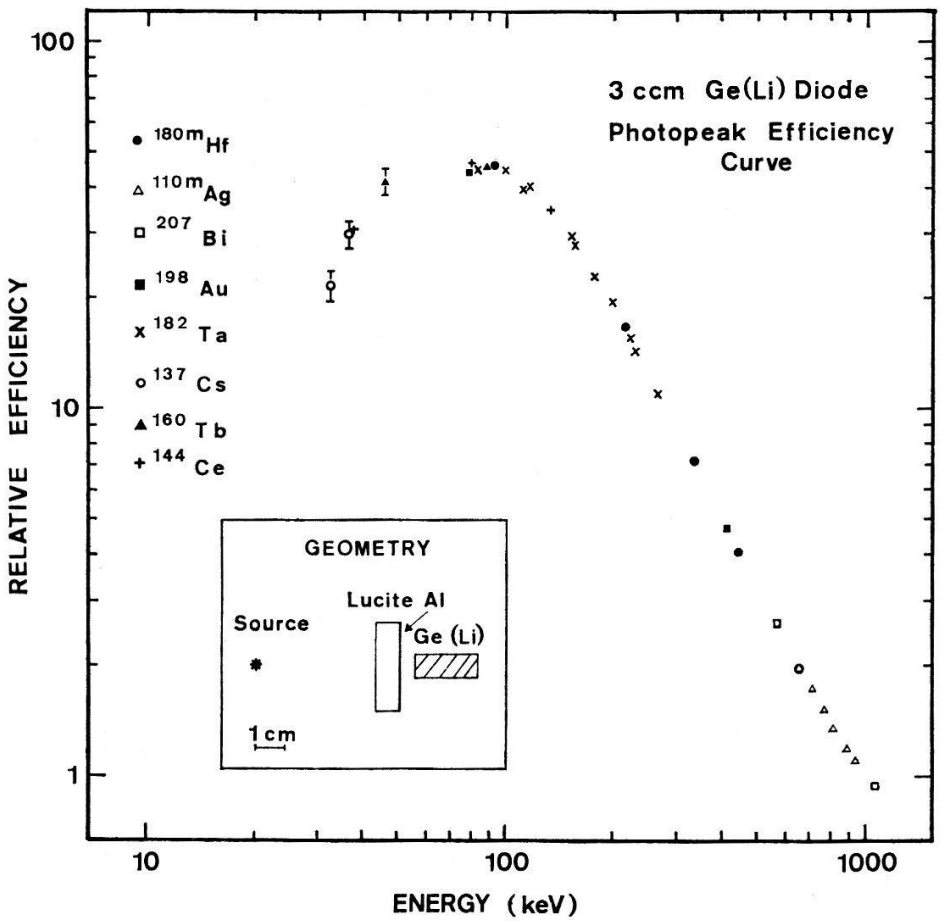



Figure 2

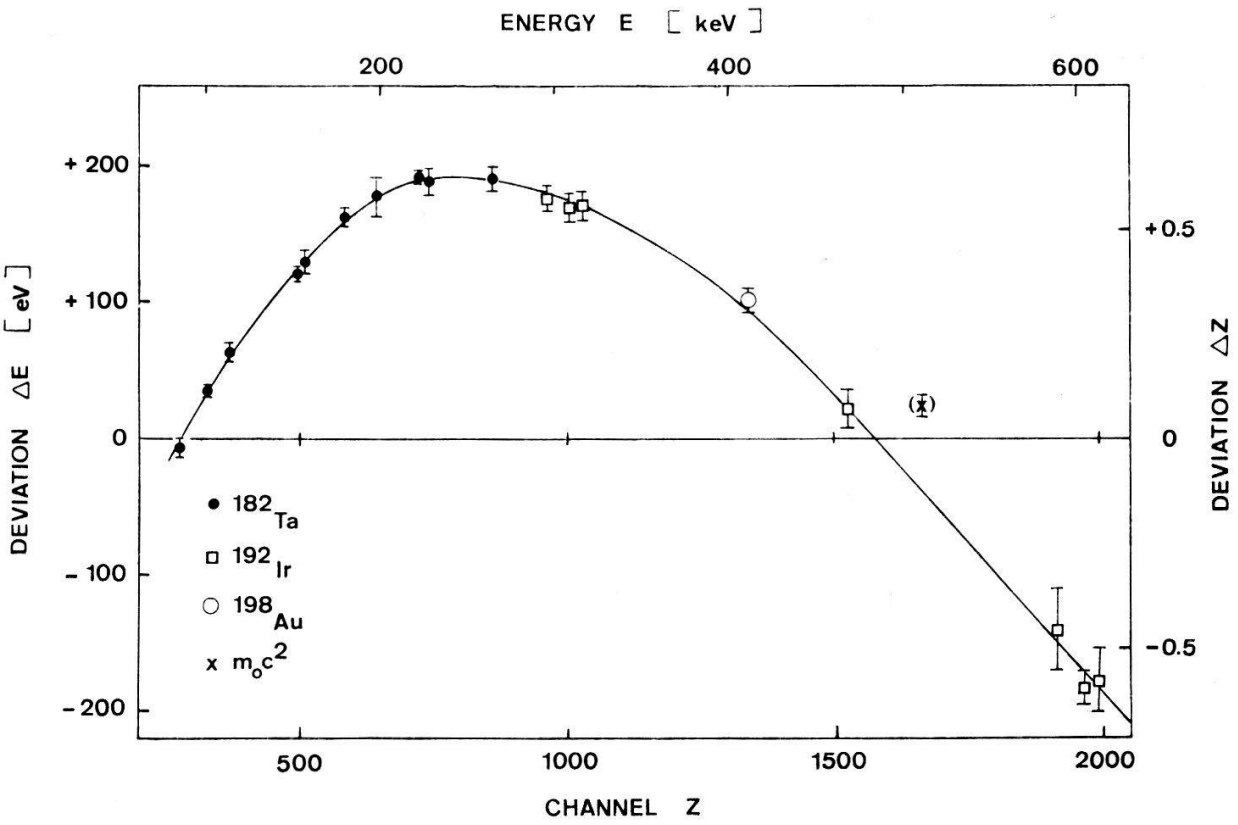



Figure 3

$^{137}$Cs, $^{144}$Ce, $^{160}$Tb and $^{198}$Au [5] as well as directly measured $\gamma$-intensities from $^{110m}$Ag, $^{182}$Ta and $^{207}$Bi [6–8]. The uncertainty of our efficiency determination is estimated to be 2% above 200 keV, 10% around 50 keV.

The energies were determined by measuring $^{182}$Ta, $^{192}$Ir and $^{198}$Au simultaneously with Hf. The $\gamma$-transitions of these calibration sources are known to about 10 eV or better [9–10]. The positions of the photopeaks were determined with comparable accuracy using a pure Gaussian as well as a more complicated fitting procedure [11].

In Figure 3, the deviations of the peak positions of the calibration lines from an arbitrarily calculated straight line have been plotted obtaining thus the non-linearity curve of our system. By then correcting each peak position back to the straight line, the system is relinearized allowing a very accurate energy determination [11]. The precisely known annihilation peak could not be employed, since it deviates by about 50 eV from our non-linearity curve. This effect is due to annihilation with the bound electrons of lead which surrounds the $^{22}$Na source.

Figure 4 presents a comparison between our energy values and those obtained by other authors. There is very good agreement with the values of Helmer [12], who also employed a Ge(Li) diode, and with the low-energy results of Reierson [13] and of Edwards [3], who measured with a bent-crystal monochromator. In particular, the difference of the 501 keV and 443 keV transitions yields a value for the 57 keV line which closely agrees with the very precise direct measurements of Reierson and of Edwards.

Finally, we have found the following values for some strong $\gamma$-lines which were also present in our natural $HfO_2$ target:

$^{175}$Hf: 343.415 $\pm$ 0.030 keV;

$^{181}$Hf: 133.055 $\pm$ 0.015 keV, 136.350 $\pm$ 0.030 keV (doublet),
345.935 $\pm$ 0.025 keV and 482.180 $\pm$ 0.030 keV.

The authors are very grateful to Dr. O. Dragoun for this ICC calculations. They appreciate the continuous interest of Prof. O. Huber.

This work has been performed under the auspices of the «Fonds National Suisse».

*References*

[1] O. Dragoun, private communications.
[2] R. S. Hager and E. C. Seltzer, Nuclear Data *A 4*, 1 (1968).
[3] W. F. Edwards and F. Boehm, Phys. Rev. *121*, 1499 (1961).
[4] G. C. Nelson and E. N. Hatch, thesis, USAEC-report *IS-1730* (1967).
[5] G. Mauron, thesis, to be published.
[6] S. M. Brahmavar, J. H. Hamilton, A. V. Ramayya, E. F. Zganyar and C. E. Bemis, Jr., Nucl. Phys. *A 125*, 217 (1969).
[7] W. F. Edwards, F. Boehm, J. Rodgers and E. J. Seppi, Nucl. Phys. *63*, 97 (1965).
[8] D. P. Donnelly, H. W. Baer, J. J. Reidy and M. L. Wiedenbeck, Nucl. Instr. Meth. *57*, 219 (1967).
[9] U. Gruber, R. Koch, B. P. Maier and O. W. B. Schult, Z. Naturforsch. *20a*, 929 (1965).
[10] G. Murray, R. L. Graham and J. S. Geiger, Nucl. Phys. *63*, 353 (1965).
[11] J. Kern, Nucl. Instr. Meth. *79*, 233 (1970).
[12] R. G. Helmer, private communication [see Nucl. Phys. *A 131*, 394 (1969)].
[13] J. D. Reierson, thesis, USAEC-report *IS-T-290* (1969).

ENERGIES OF $\gamma$ – RAYS FROM THE DECAY OF $^{180m}$Hf

| TRANSITION | ENERGY (keV) | | | |
|---|---|---|---|---|
| | Present work | Helmer [12] | Reierson [13] | Edwards [3] |
| $2^+ \rightarrow 0^+$ | 93.315 ± 0.020 | 93.323 ± 0.020 | 93.332 ± 0.006 | 93.33 ± 0.02 |
| $4^+ \rightarrow 2^+$ | 215.235 ± 0.015 | 215.233 ± 0.020 | 215.251 ± 0.013 | 215.25 ± 0.13 |
| $6^+ \rightarrow 4^+$ | 332.260 ± 0.020 | 332.281 ± 0.020 | 332.307 ± 0.036 | 332.5 ± 0.3 |
| $8^+ \rightarrow 6^+$ | 443.145 ± 0.025 | 443.156 ± 0.020 | 443.181 ± 0.055 | 443.8 ± 0.6 |
| $8^- \rightarrow 6^+$ | 500.690 ± 0.030 | 500.730 ± 0.040 | 500.714 ± 0.066 | —— |
| $8^- \rightarrow 8^+$ | 57.545 ± 0.040* | 57.574 ± 0.045* | 57.549 ± 0.005 | 57.54 ± 0.01 |

* Difference between the $(8^- \rightarrow 6^+)$ - and $(8^+ \rightarrow 6^+)$ - transition energies

Figure 4

## The Decay of $^{27}$Mg

by L. A. Schaller and D. Geinoz
(Physics Department, University of Fribourg, CH-1700 Fribourg, Switzerland)

The $\beta^-$-decay of 9.5 min $^{27}$Mg may in principle populate all levels in $^{27}$Al up to 2.6 MeV excitation energy. Experimentally well established are only $\beta$-transitions to the 0.844 and the 1.014 MeV states [1]. Ciuffolotti and Demichelis [2] have proposed two new levels at 1.65 and 1.83 MeV resp. Other authors [3–6] have not been able to confirm these findings, although Winterhalter [7] has found evidence for a 1.91 MeV state from inelastic neutron scattering data. Those new levels would considerably alter the theoretical interpretations of the $^{27}$Al nucleus, whose known low-lying levels have been described by the Nilsson model [8] as well as by the excited core model [9, 10]. However, either description cannot simultaneously explain the level spacings, the multipole transition probabilities and the information available from spectroscopic factors [11]. In view of the complex theoretical situation, we have looked for eventual additional low-lying levels in $^{27}$Al using a high resolution Ge(Li) detector.

The measurements have been performed at the reactor «Saphir» in Würenlingen. Samples of 99.998% pure MgO powder have been irradiated in a thermal neutron flux of about $10^{13}/\mathrm{cm}^2\mathrm{s}$. The $\gamma$-lines were measured using the same geometry and electronic equipment as in ref. [12]. For the study of higher energy $\gamma$-transitions, a 1.4 cm thick graded absorber was added to the lucite disc in order to diminish the influence of the strong 0.844 and 1.014 MeV transitions on the counting rate. In that case, a new efficiency calibration was necessary.

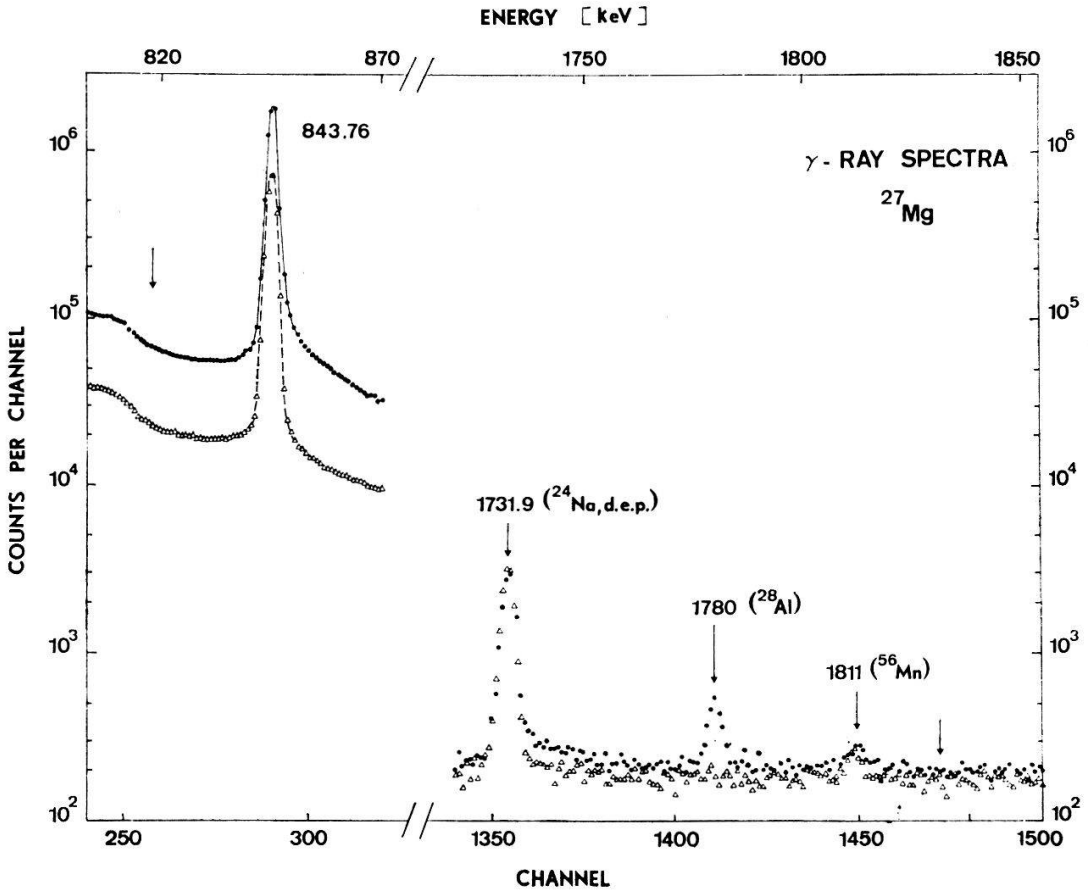



Figure 1

**LIMITS FOR NON-OBSERVED $\gamma$-TRANSITIONS IN THE DECAY OF $^{27}Mg$**

| Level (keV) | Transition (keV) | Absolute Intensity (%) Present work | Haupt [5] | Log ft-value |
|---|---|---|---|---|
| 1650 | 1650 → 1014 | < 0.03 | | > 6.7 |
| | 1650 → 844 | < 0.03 | < 0.11 | |
| | 1650 → 0 | < 0.004 | | |
| 1830 | 1830 → 1014 | < 0.02 | < 0.10 | > 6.7 |
| | 1830 → 844 | < 0.01 | | |
| | 1830 → 0 | < 0.004 | | |
| 2216 | 2216 → 1014 | < 0.005 | | > 6.0 |
| | 2216 → 844 | < 0.007 | | |
| | 2216 → 0 | < 0.004 | | |

Figure 2

Figure 1 shows portions of the $\gamma$-spectrum. Fifty runs, each one of 15 min duration, were added in the first half of the analyser (upper spectrum). After each of these runs, the same spectrum was recorded in the second half (lower spectrum). In this way, impurities could easily be identified because of their different half lives. There is no evidence for a level at 1.83 MeV, which could decay to the 1.014 or the 0.844 MeV level or directly to the ground state(see arrows).

Figure 2 lists the intensity limits for possible $\gamma$-transitions from the two levels proposed by Ciuffolotti as well as from the known level at 2.216 MeV. The limits from the present study are roughly an order of magnitude lower than those obtained by Haupt [5]. Assuming that the three levels are directly populated through $\beta$-decay, the log ft-limits shown in the last column point to at least first forbidden transitions.

In addition to our search for weak transitions, we have redetermined the energies and intensities of the established $\gamma$-decay lines. An accuracy of 15 eV could be obtained for the energy of the 171 keV transition, since our system, calibrated by $^{182}Ta$ [13], was linear to better than 10 eV in the region from 100 to 230 keV. The energies of the two higher $\gamma$-transitions were determined to 30 and 40 eV resp. using $^{110m}Ag$, $^{207}Bi$ and $^{182}Ta$ as calibration sources [14, 15], and applying the non-linearity correction as discussed in [12]. The intensities have been obtained using the efficiency curve of ref. [12]. Since the photopeak areas could be fitted to better than 1%, the errors are mainly given by the uncertainty of the efficiency determination.

Figure 3 compares our energy and intensity values with recent results by other authors. The agreement is good with the exception of the energy results of van der Leun [16], which seem to be systematically too low, and the intensity values of Gorodetzky [17]. According to the level scheme, the sum of the energies of the 171 and 844 keV cascade transitions must be equal to the energy of the 1014 keV crossover transition. The difference between the directly measured value and the summed one

ENERGIES AND ABSOLUTE INTENSITIES OF $\gamma$-RAYS FROM THE DECAY OF $^{27}Mg$

ENERGY (keV)

| Transition | Present work | Bigoni [18] | Berenyi [6] | Gorodetzky [17] | van der Leun [16] |
|---|---|---|---|---|---|
| $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ | 170.680 ± 0.015 | 170.82 ± 0.10 | 169.8 ± 0.8 | – | – |
| $1/2^+ \rightarrow 5/2^+$ | 843.76 ± 0.03 | 843.76 ± 0.10 | 844.2 ± 0.9 | 844 ± 1 | 842.9 ± 0.3 |
| $3/2^+ \rightarrow 5/2^+$ | 1014.43 ± 0.04 | 1014.52 ± 0.10 | 1014.6 ± 1.1 | 1015 ± 1 | 1013.0 ± 0.3 |

ABSOLUTE INTENSITY (%)

| Transition | Present work | Bigoni [18] | Berenyi [6] | Gorodetzky [17] |
|---|---|---|---|---|
| $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ | 0.77 ± 0.03 | 0.86 ± 0.04 | 0.84 ± 0.14 | |
| $1/2^+ \rightarrow 5/2^+$ | 71.5 ± 1.5 | 72.7 ± 0.9 | 70.2 | 63.6 ± 1 |
| $3/2^+ \rightarrow 5/2^+$ | 28.5 ± 0.8 | 27.3 ± 0.4 | 29.8 ± 3.3 | 36.4 ± 1 |

Figure 3

is only 10 eV in our work, 60 eV in the work of Bigoni [18]. Finally, we obtain a value of $(2.61 \pm 0.13)\,\%$ for the branching ratio of the 1014 keV level.

The authors appreciate the hospitality of the staff of the reactor «Saphir» in Würenlingen. They also wish to thank Prof. O. Huber for his continuous interest.

The financial support of the «Fonds National Suisse» is gratefully acknowledged.

*References*

[1] C. M. Lederer, J. M. Hollander and I. Perlman, *Table of Isotopes*, 6th ed. (Wiley, New York 1967).
[2] L. Ciuffolotti and F. Demichelis, Nucl. Phys. *39*, 252 (1962).
[3] T. R. Ophel and B. T. Lawergren, Phys. Lett. *6*, 230 (1963).
[4] B. H. Armitage, J. H. Montague, A. K. M. Siddiq and R. E. Meads, Phys. Lett. *7*, 274 (1963).
[5] W. Haupt, Z. Phys. *180*, 369 (1964).
[6] D. Berenyi, D. Varga and J. Uchrin, Acta Phys. Acad. Sci. Hung. *24*, 237 (1968).
[7] D. Winterhalter, Nucl. Phys. *39*, 535 (1962).
[8] K. H. Bhatt, Nucl. Phys. *39*, 375 (1962).
[9] V. K. Thankappan, Phys. Rev. *141*, 957 (1966).
[10] D. Evers, J. Hertel, T. W. Retz-Schmidt and S. J. Skorka, Nucl. Phys. *A 91*, 472 (1967).
[11] W. Bohne, H. Fuchs, K. Grabisch, M. Hagen, H. Homeyer, U. Janetzky, H. Lettau, K. H. Maier, H. Morgenstern, P. Pietrzyk, G. Roeschert and J. A. Scheer, Nucl. Phys. *A 131*, 273 (1969).
[12] D. Geinoz, G. Mauron and L. A. Schaller, Helv. phys. Acta *43*, (1970).
[13] U. Gruber, R. Koch, B. P. Maier and O. W. B. Schult, Z. Naturforsch. *20a*, 929 (1965).
[14] J. Kern, Nucl. Instr. Meth. *79*, 233 (1970).
[15] D. H. White, R. E. Birkett and T. Thomson, Nucl. Instr. Meth. *77*, 261 (1970).
[16] C. van der Leun, D. M. Sheppard and P. M. Endt, Nucl. Phys. *A 100*, 316 (1967).
[17] S. Gorodetzky, E. Aslanides, A. Gallmann and G. Frick, Nucl. Phys. *A 109*, 417 (1968).
[18] R. A. Bigoni, S. D. Bloom and K. G. Tirsell, Nucl. Phys. *A 134*, 620 (1969).

## Suche nach Eka-Elementen mit der Rotationskammer

von H. W. Reist, B. Hahn
(Physikalisches Institut der Universität Bern)
und H. R. von Gunten
(Institut für anorganische Chemie de Universität Bern und EIR)

Da die sogenannten superschweren oder Eka-Elemente ähnliche chemische Eigenschaften aufweisen sollten wie die zugehörigen Gruppenelemente, wurde mit Pt-, Hg-, Bi-, Tl- und Pb-Salzen, die in der Kammerflüssigkeit gelöst waren, der Nulleffekt bezüglich Kernspaltung gemessen. Später sollen Erze der betreffenden Elemente untersucht werden.

## Gamma-Gamma Angular Correlation Measurements and Search for the $3^- \rightarrow 4^+$ Transition in $^{140}$Ce.

by M. Roth[1]) and F. C. Roehmer
(Laboratory for High Energy Physics, Federal Institute of Technology, Zurich, Switzerland)

We have measured the anisotropy of six gamma transitions with energies between 750 keV and 950 keV in coincidence with the 1596.6 keV gamma line following the decay $^{140}$La$\rightarrow^{140}$Ce. A conventional fast-slow coincidence system with a 40 cm$^3$ coaxial Ge(Li) detector and a $3'' \times 3''$ NaI(Tl) counter has been used. The sources of $^{140}$La were produced by neutron capture in the reactor DIORIT at EIR, Würenlingen, Switzerland.

The spectra taken with the Ge(Li) detector were normalized by the counting rates in the window of the movable NaI detector and corrected for accidental coincidences. The peaks were fitted to a modified Gaussian plus a polynomial distribution representing the background. For all peaks the four shape parameters were identical for both the position at 90° and 180°. The finite solid angle corrections for the Ge(Li) counter were obtained by interpolating the values given by D. C. Camp et al. [1]. For the NaI counter the corrections were taken from M. J. L. Yates [2].

Combining the K-shell conversion coefficients cited by H. W. Baer et al. [3] with our anisotropy measurements we obtained $J^\pi$ assignments and the mixing parameter

Table
Results of anisotropy measurements in $^{140}$Ce

| Level energy $E_i$ [keV] | $J_i^\pi$ | $E_i - 1596.6$ keV [keV] | Multipolarity | Mixing ratio |
|---|---|---|---|---|
| 2348.4 | $2^+$ | 751.8 | M1 + E2 | $-0.41 \leq \delta \leq -0.29$ |
| 2412.4 | $3^+$ | 815.8 | M1 + E2 | $0.008 \leq \delta \leq 0.051$ |
| 2464.4 | $1^-$ | 867.8 | E1 + M2 | $0.13 \leq \delta \leq 0.18$ |
| | $3^-$ | | E1 + M2 | $-0.023 \leq \delta \leq +0.032$ |
| 2516.1 | $3^+$ | 919.6 | M1 + E2 | $-0.33 \leq \delta \leq -0.18$ |
| | | | | or $-3.10 \leq \delta \leq -1.76$ |
| | $4^+$ | | E2 + M3 | $-0.08 \leq \delta \leq +0.14$ |
| 2521.8 | $2^+$ | 925.2 | M1 + E2 | $0.08 \leq \delta \leq 0.22$ |
| 2547.5 | $1^+$ | 951.1 | M1 + E2 | $-0.13 \leq \delta \leq +0.10$ |
| | $2^+$ | | M1 + E2 | $\delta \leq -0.61$ |

[1]) Present adress: Physics Department, University of Basel, Basel, Switzerland.

of the first gamma transition of each cascade. Our preliminary results are shown in the table.

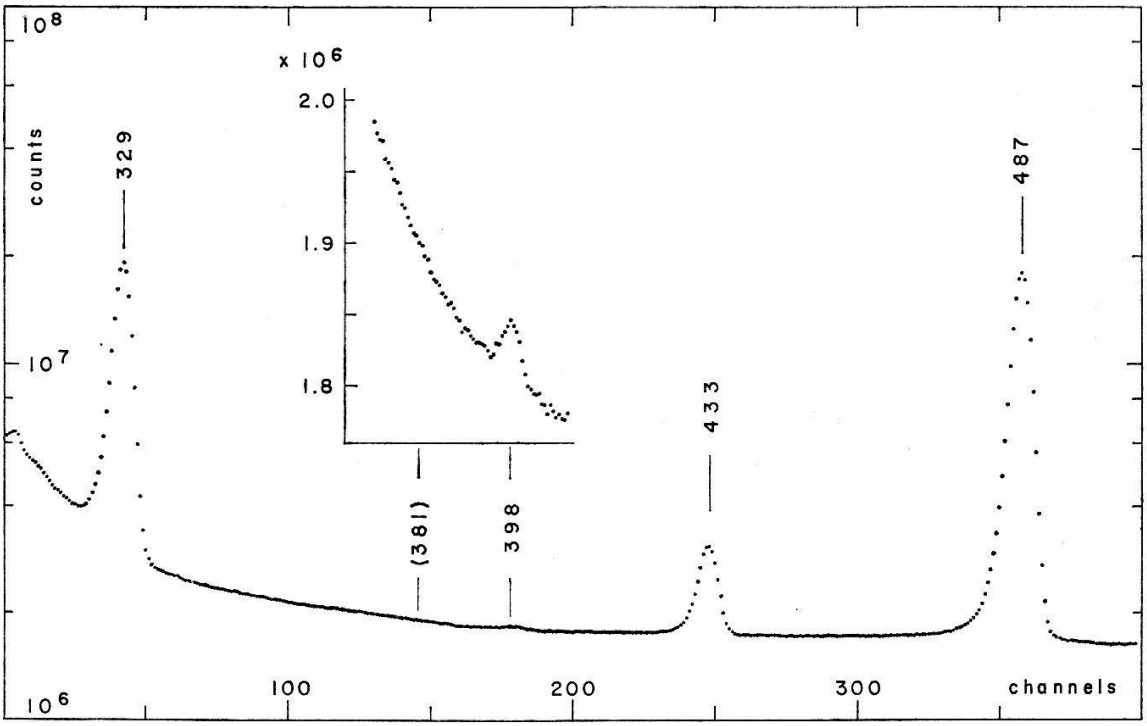
The $J^\pi$ values given by H. W. Baer et al. [3] were all confirmed except for the 2516.1 keV level where we could definitely exclude the assignment $3^-$. The only mixing ratio so far known was measured by W. W. Black et al. [4] for the 815.8 keV transition and agrees well with our result. For the 2464.4 keV level our measurements are consistent with both $J^\pi = 1^-$ and $3^-$. However, if we use the intensity of the cross-over transition to the groundstate [5] we calculate

$$\frac{B(El, 1^- \to 2^+)}{B(El, 1^- \to 0^+)} = 1.3\ 10^4.$$

Since this value seems to be rather high for two El transitions depopulating the same level we favour the $3^-$ assignment for the 2464.4 keV level.

We have further searched for the possible El transition from the 2464.4 keV ($3^-$) to the 2083.6 keV ($4^+$) level. From the spectrum around the expected line (see the figure) we deduced an upper limit for the intensity of the 380.8 keV transition. Using this value and the intensities given by H. W. Baer et al. [3] we calculated

$$\frac{B(El, 3^- \to 4^+)}{B(El, 3^- \to 2^+)} \leq 1.1\ 10^{-2}.$$




Partial gamma spectrum of $^{140}Ce$ showing the region around the possible $3^- \to 4^+$ transition of 380.8 keV. Energies are given in keV.

*References*

[1] D. C. Camp and A. L. VanLehn, Nucl. Instr. Meth. *76*, 192 (1969).
[2] M. J. L. Yates, in *Alpha, Beta and Gamma-Ray Spectroscopy*, ed. by K. Siegbahn (North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1965).
[3] H. W. Baer, J. J. Reidy and M. L. Wiedenbeck, Nucl. Phys. *A 113*, 33 (1968).
[4] W. W. Black and A. C. G. Mitchell, Phys. Rev. *132*, 1193 (1963).
[5] F. C. Roehmer and H. J. Leisi, Helv. phys. Acta *42*, 912 (1969).

## Line Shape of Resonances in Perturbed Angular Correlations due to Crossing Hyperfine Levels

by TH. V. LEDEBUR, F. N. GYGAX and H. J. LEISI

(Laboratory for High Energy Physics, Swiss Federal Institute of Technology, Zurich, Switzerland)

The resonances observed earlier in $\gamma - \gamma$ angular correlations following the K-capture decays of gaseous $^{127}$Xe [1] and $^{125}$Xe [2] have been studied at different angles. The line shape observed at an angle of 135° between the directions of the two $\gamma$ rays is of the dispersive type. This result is consistent with theoretical predictions.

More details will be reported at the International Conference on Angular Correlations in Nuclear Disintegration, to be held at Delft, The Netherlands, August 17–21, 1970.

*References*

[1] H. J. LEISI, *Hyperfine Interaction Induced by Electron Capture. I. Gamma-Gamma-Directional Correlation Experiments*, and *Hyperfine Interaction Induced by Electron Capture. II. Theoretical Considerations.* (To be published in Phys. Rev., June, 1970)

[2] TH. V. LEDEBUR, F. N. GYGAX and H. J. LEISI, Helv. phys. Acta *42*, 581 (1969).

## Analyse en phases de la diffusion élastique $\pi$-C$^{12}$

par JEAN BEINER et PIERRE HUGUENIN

(Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel)

La détermination des déphasages ajustant les résultats d'expériences de diffusion se heurte à la difficulté de la multiplicité des ensembles de valeurs obtenus. Parmi les sources d'ambiguïté, citons le calcul des sections efficaces différentielles par l'intermédiaire d'une amplitude de diffusion tronquée, [1] et [2], et l'absence de mesures aux grands angles [3].

Nous avons tenté d'obtenir un ensemble unique de valeurs en prédisant les déphasages, à énergie fixée, à l'aide d'un modèle périphérique. Si $k_0$ est l'impulsion d'une onde partielle libre de moment $l$ et $k(\boldsymbol{r})$ son impulsion à l'endroit $\boldsymbol{r}$ dans le diffuseur, le déphasage s'obtient en intégrant $k(\boldsymbol{r})-k_0$ le long de la trajectoire de l'onde dans le diffuseur. Cette trajectoire peut s'approximer par une droite dont la distance au centre du diffuseur, supposé sphérique, est donnée par le paramètre d'impact $b = (2 \cdot l + 1)/2 \cdot k_0$. De plus, la conservation de l'énergie donne, pour $k_0 \cong k(\boldsymbol{r})$, $(k(\boldsymbol{r}) - k_0) = m \cdot V(\boldsymbol{r})/k_0$.

Or [4]

$$V(\boldsymbol{r}) = -\frac{2\pi A}{m}\varrho(\boldsymbol{r})\beta - i\alpha\frac{\sqrt{2}\,k_0}{\sqrt{\pi}\,m\,\varrho^2(0)}\varrho^2(\boldsymbol{r})$$

où

$$\beta = \langle f_{\pi-N}(0)\rangle = \frac{Z}{A}f_{\pi-P} + \frac{N}{A}f_{\pi-N}$$

reflète l'interaction $\pi$–$N$,

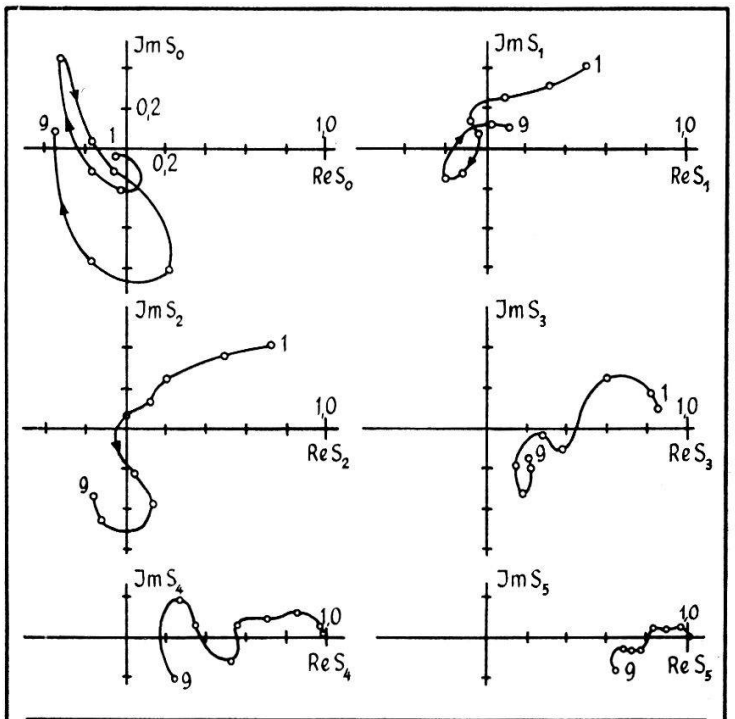
$\alpha$ introduit l'absorption du pion par 2 nucléons et $\varrho(\boldsymbol{r})$ est la densité nucléaire.

En admettant une densité gaussienne de rayon $R$, l'intégration livre le déphasage

$$2\,\Delta_l = \frac{2A}{k_0\,R^2}\,\beta \exp\left(-\frac{b^2}{R^2}\right) + i\alpha R \exp\left(-\frac{2b^2}{R^2}\right).$$

Ce modèle est trop grossier pour prédire correctement les déphasages de $l$ petit, qui seront donc considérés comme des paramètres et ajustés en plus des 4 paramètres Re$\beta$, Im$\beta$, $\alpha$ et $R$ du modèle prédisant les déphasages de $l$ élevé. La coupure dépend de l'énergie et se situe à $b = 3$ fm environ.

Cette méthode a été appliquée à l'analyse de la diffusion de $\pi$ sur $C^{12}$. Les mesures faites à différentes énergies entre 70 et 280 MeV proviennent de [5] et [6]. Les résultats sont représentés sur la figure 1. Ils mettent en évidence un comportement remarquable




| Mesure no: | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $E_\pi$(Lab.)[MeV] | 69,5 | 87,5 | 120 | 150 | 180 | 200 | 230 | 260 | 280 |
| $\chi^2/\nu$ | 0,9 | 0,9 | 0,5 | 0,6 | 1,2 | 1,6 | 1,5 | 1,4 | 0,9 |
| l max. libre | 2 | 2 | 2 | 3 | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 |

Représentation des $S_l = e^{2i\,\delta_l}$ dans le plan complexe.

des valeurs complexes des $S_l$ en fonction de l'énergie, à $l$ fixe: la traversée de l'axe réel négatif parfois de haut en bas, ce qui correspond à une résonance, parfois de bas en haut, ce qui signale une antirésonance. Mais malgré ces antirésonances, la partie réelle de l'amplitude de diffusion vers l'avant ajustée varie en fonction de l'énergie en bon accord avec les prédictions fournies par les relations de dispersion [7].

Cette étude a bénéficié d'une aide du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique. Les calculs ont été faits sur l'IBM 7040 de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, que nous remercions.

*Références*

[1] A. GERSTEN, Nucl. Phys. *B12*, 537 (1969).
[2] A. MARTIN, Nuovo Cim. *59A*, 131 (1969).
[3] J. BEINER et P. HUGUENIN, Helv. phys. Acta *42*, 550 (1969).
[4] M. GOLDBERGER, K. WATSON, *Collision Theory* (Wiley 1964).
[5] R. M. EDELSTEIN et al., Phys. Rev. *122*/1, 252 (1961).
[6] F. BINON et al., Nucl. Phys. *B17/1*, 168 (1970).
[7] T. E. O. ERICSON, J. FORMANEK, M. P. LOCHER, Prétirage CERN (nov. 1967).

## Die Anregung von CUV durch Protonen in molekularem Wasserstoff

von V. DOSE und G. SELE
(Physik-Institut der Universität Zürich)

Die Anregung von CUV (im wesentlichen Lyman-$\alpha$-Strahlung) durch Protonen in molekularem Wasserstoff entsteht zu einem Teil durch dissoziative Anregung des Targetmoleküls und zu einem anderen durch Elektroneneinfang in den 2P Zustand des Wasserstoffs. Während nun die von einem Einfangprozess herrührende Strahlung von einem mit der Geschwindigkeit des einfallenden Strahles bewegten Atom ausgesandt wird, stammt die durch Anregung entstehende Strahlung von einem ruhenden Atom. Wegen der endlichen Lebensdauer des 2P-Zustandes des H-Atoms ergeben die beiden Prozesse daher verschiedene Intensitätsverteilungen längs der Strahlachse in der Targetzelle. Durch eine genaue Messung der Intensitätsverteilung lassen sich daher die Wirkungsquerschnitte für die beiden Prozesse getrennt bestimmen. Unsere Messungen haben einen Einfangquerschnitt von $2 \times 10^{-17}$ cm² bei 3 keV, ein Maximum von $3 \times 10^{-17}$ cm² bei 15 KeV und einen steilen Abfall auf $1 \times 10^{-17}$ cm² bei 40 KeV ergeben. Der Anregungsquerschnitt steigt in diesem Energieintervall von $1.2 \times 10^{-17}$ cm² monoton auf $6 \times 10^{-17}$ cm².

## Proton-Proton-Bremsstrahlung

by W. WÖLFLI, R. MÜLLER and P. MARMIER
(Laboratorium für Kernphysik, ETH Zürich)

A measurement of the proton-proton bremsstrahlung cross section has been performed at a proton energy of 11 MeV. Two silicon surface-barrier detectors were placed at $\Theta = 30°$ on opposite sides of the beam axis in a scattering chamber filled with hydrogen gas. The energies of the two final-state protons and the time difference between the two detector signals were measured simultaneously. These three pieces of information were stored on a magnetic tape with a resolution of $256 \times 256 \times 512$ channels and analyzed off line with a CDC 1604 computer. For each registered energy pair, two windows of 2 ns width were set in the time spectrum, one about the true coincidence postion and the other far outside in the accidental event region. All events having a measured time difference within one of these two windows were sorted out and plotted in the E1/E2-plane. Taking into account only the true events lying within the kinematically allowed energy region, a value of $d^4\sigma/d\Omega_1\, d\Omega_2 = 0{,}15 \pm 0{,}23\ \mu\text{b/sr}^2$ has been established for the coplanar proton-proton bremsstrahlung cross section at $E_p = 11$ MeV, $\Theta = 30°$.

## Study of the Reaction $^{176}$Lu(n, $\gamma$)$^{177}$Lu[1])

by B. Michaud, J. Kern and L. A. Schaller

(Physics Department, University of Fribourg, CH-1700 Fribourg, Switzerland)

The $\gamma$-ray spectrum of the reaction $^{176}$Lu(n,$\gamma$)$^{177}$Lu has been observed using a pair spectrometer for $E_\gamma > 5$ MeV and an anti-Compton spectrometer for 0.4 MeV $< E_\gamma <$ 1.5 MeV. The experimental set-up has been described in [1]. The measurements were performed at the reactor SAPHIR (EIR, Würenlingen). The target consisted of 30 mg $^{176}$Lu enriched to 71.6%.

Figure 1 shows the high energy $\gamma$-ray spectrum. The good energy resolution, 5.0 keV FWHM at 6.8 MeV, combined with a low background allowed us to observe 19 new lines above 5 MeV. The energies were calibrated by irradiating simultaneously $^{176}$Lu and $^{14}$N. The neutron capture $\gamma$-lines from the $^{14}$N(n,$\gamma$) reaction are well known [2]. The error in the energy determination varies between 0.3 and 2.5 keV.

Figure 2 presents a portion of the low energy $\gamma$-ray spectrum. Here, 21 new transitions have been observed between 0.4 and 1.5 MeV. The energies were determined to an accuracy of 75 to 900 eV by a simultaneous measurement of the $^{176}$Lu(n,$\gamma$) lines together with calibration lines from radioactive sources.

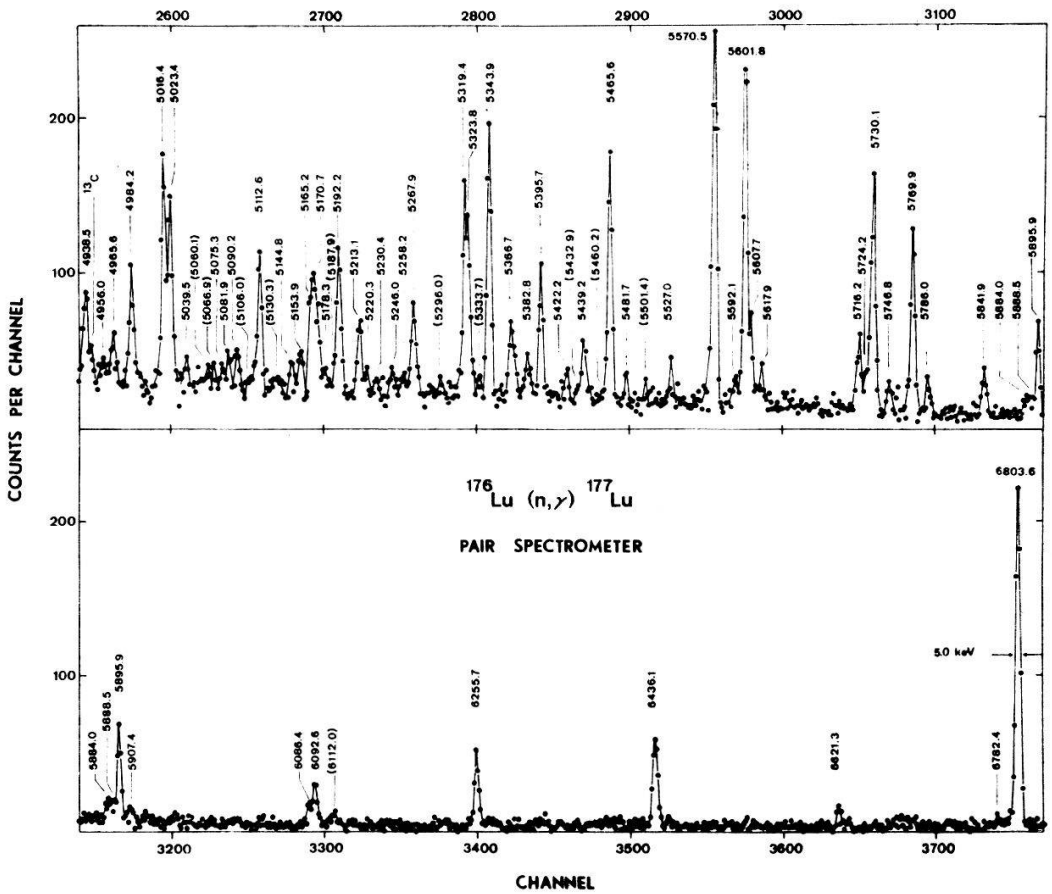



Figure 1
High energy $^{176}$Lu ($n$, $\gamma$) spectrum. Questionable lines are in brackets.

[1]) Work supported by the Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

Maier [3] has measured the low energy $\gamma$-transitions of the $^{176}$Lu(n,$\gamma$) reaction employing a bent-crystal spectrometer. He has observed the rotational bands $7/2^+$ [404], $9/2^-$ [514] and $5/2^+$ [402]. Since several levels of these bands are directly

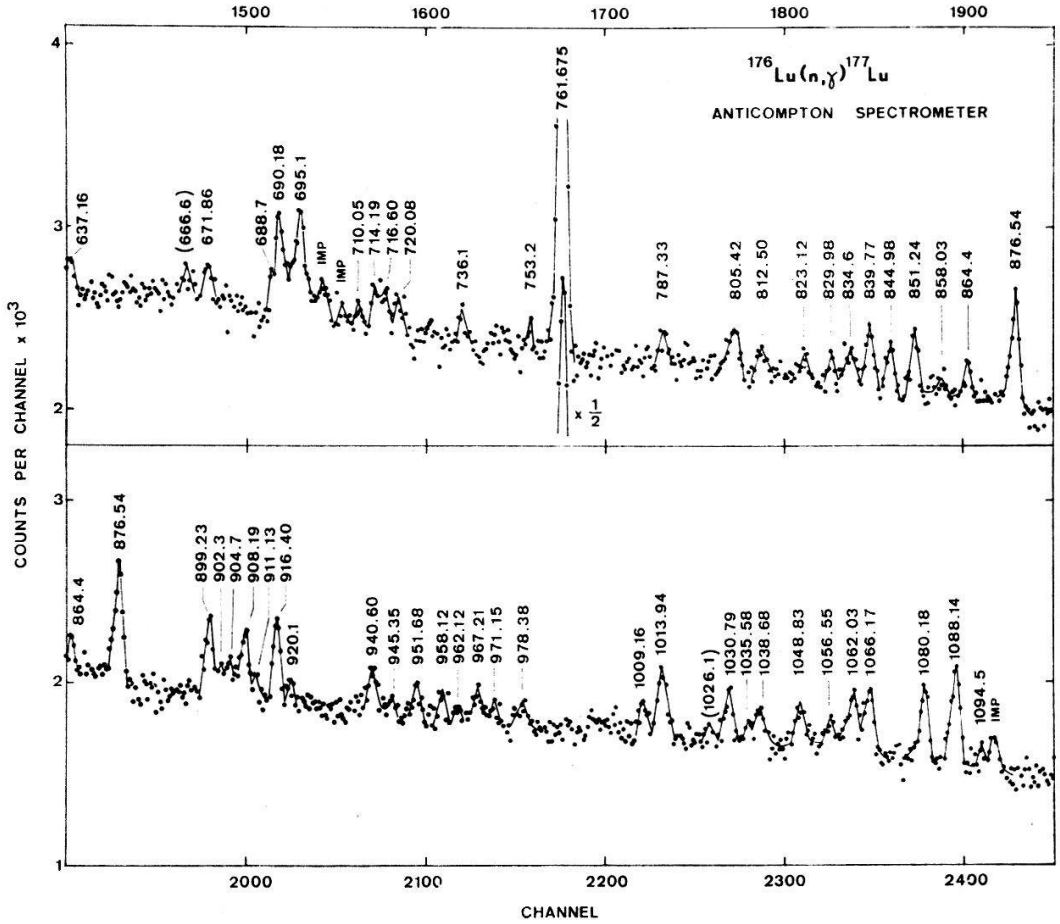



Figure 2
Portion of the low energy $^{176}$Lu $(n, \gamma)$ spectrum. Questionable lines are in brackets. Impurities are indicated by IMP.

populated by the (n,$\gamma$) reaction, we could determine the Q-value (7072.4 keV) to an accuracy of 500 eV. We have supplemented the decay scheme of Maier by placing the 736.1 keV transition between the $I^\pi K = 15/2^+ 5/2$ [402] and $13/2^+ 7/2$ [404] levels and the 753.2 keV transition between the $I^\pi K = 17/2^+ 5/2$ [402] and $15/2^+ 7/2$ [404] levels. These two transitions confirm the existence of the $15/2^+$ and $17/2^+$ members of the $5/2^+$ [402] rotational band as well as the assignment of the 212.8 and 404.0 keV transitions which depopulate the $I^\pi K = 17/2^+ 5/2$ [402] level. On the other hand, we can conclude from our more accurate energy measurement that the 908.1 keV transition does not depopulate the $I^\pi K = 15/2^+ 5/2$ [402] level as proposed by Maier.

Figure 3 shows the decay scheme of the $1/2^+$ [411] rotational band in $^{177}$Lu. This scheme, obtained by Minor [4], is here supplemented by the assignment of three new transitions of 346.4 [3], 526.9 and 710.0 keV. The two levels at 1325 and 1343 keV, which are directly populated by the capture reaction, are therefore the $13/2^+$ and $15/2^+$ members of this rotational band.

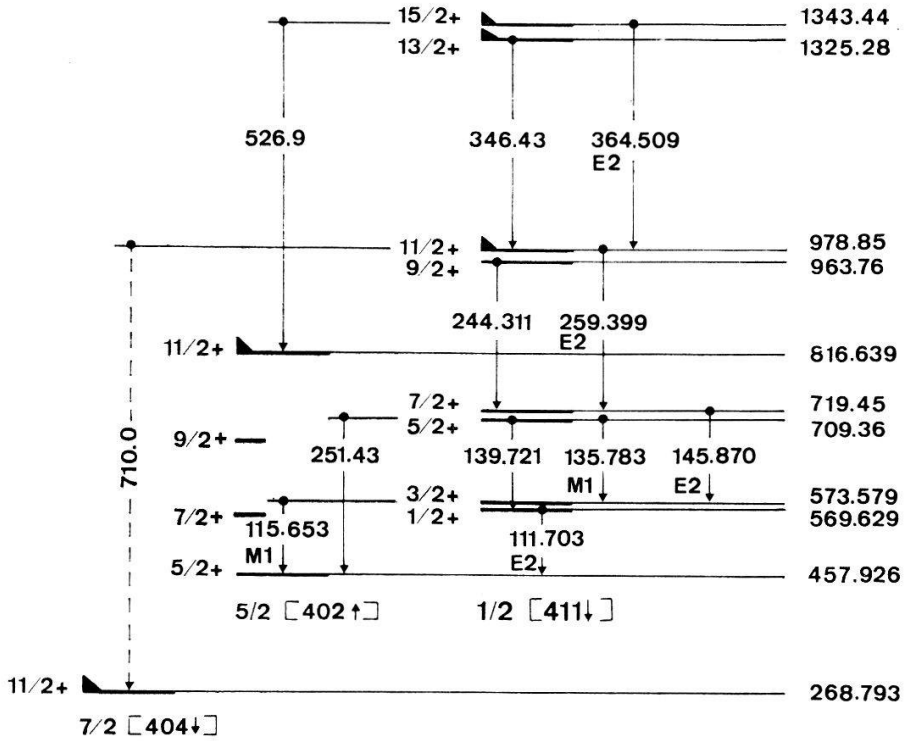



Figure 3

$1/2^+$ [411] rotational band in $^{177}$Lu. Doubtful transitions are represented by dashed lines. A flag signifies that the level is directly populated by the $(n, \gamma)$ reaction. The multipolarities are taken from [6].

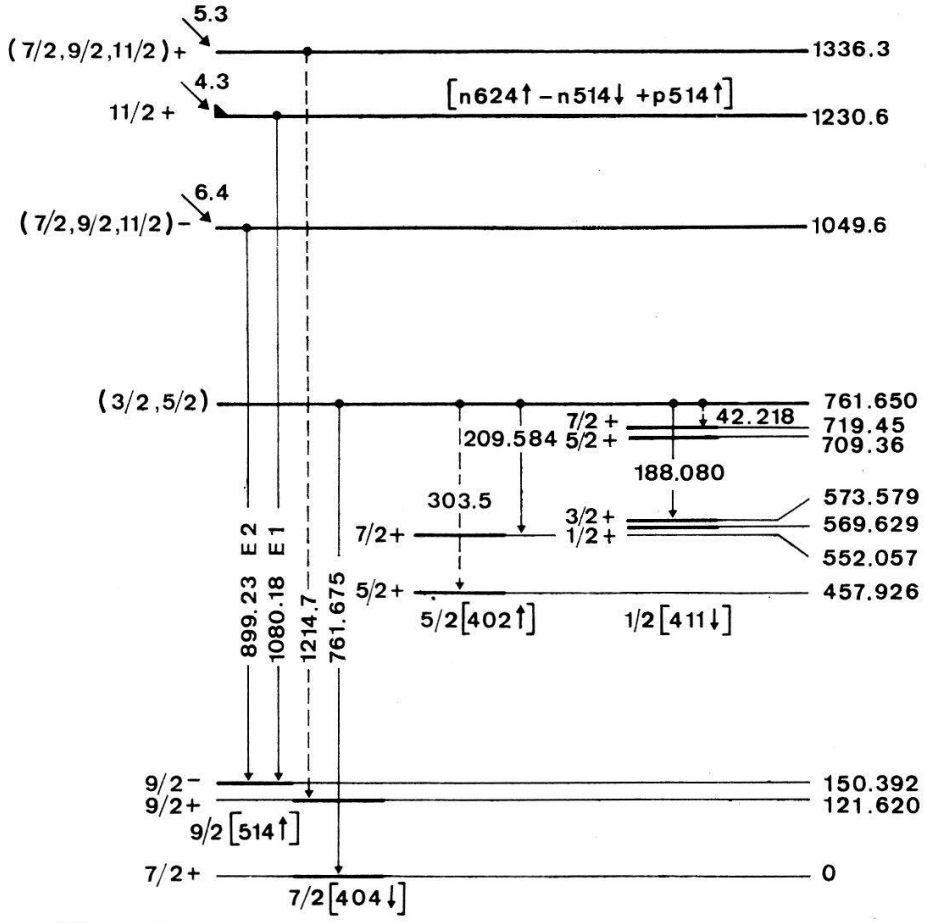



Figure 4

Partial level scheme of $^{177}$Lu. Doubtful transitions are represented by dashed lines. A flag signifies that the level is directly populated by the $(n, \gamma)$ reaction. The multipolarities are taken from [5].

The levels at 1049.6, 1230.6 and 1336.3 keV, represented in Figure 4, have been observed in the $\beta^-$-decay of $^{177}$Yb to $^{177}$Lu [5]. We have identified several transitions which depopulate these levels.

We propose a new level at 761.6 keV, which strongly decays to the ground state as well as to levels of the $5/2^+$ [402] and $1/2^+$ [411] rotational bands. In this way, the two strongest unassigned transitions can be located. The probable spin of this state is 3/2 or 5/2. However, it has not yet been possible to construct the rotational band built on this level.

Minor et al. [4], using both (d, p) and (n, $\gamma$) results, have proposed several new rotational bands in $^{177}$Lu based on three-quasiparticle states. Our study of the decay mode of these levels is still in progress.

The authors wish to thank Prof. O. Huber for his continuous interest in this work.

*References*

[1] B. Michaud, O. Huber, J. Kern, L. Ribordy and L. A. Schaller, Helv. phys. Acta *42*, 917 (1969).
[2] J. B. Marion, Nucl. Data *A 4*, 301 (1968).
[3] B. P. K. Maier, Z. Phys. *184*, 153 (1965).
[4] M. M. Minor, dissertation, University Microfilms *69–13,278*, (1968). M. M. Minor, R. K. Sheline and E. T. Jurney, private communication.
[5] R. A. Brown, K. I. Roulston, G. T. Ewan and G. I. Andersson, private communication.
[6] M. K. Balodis, N. D. Kramer, P. T. Prokof'ev and U. M. Fainer, Soviet J. Nucl. Phys. *3*, 141 (1966).

## Une expérience complète à 14,15 MeV sur la réaction D(n,nnp)

par C. Lunke, J. P. Egger et J. Rossel
(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

La configuration choisie (fig. 1) pour laquelle l'énergie relative $E_{13}$ entre le neutron $n_1$ (à 30°) et le proton (particule 3) est faible, est favorable à l'extraction des mesures d'une valeur sûre pour la longueur de diffusion $a^s_{np}$ de l'interaction ($np$) dans l'état final du processus à 3 nucléons.

La coïncidence quadruple ($\alpha$ associée, proton, $n_1$ et $n_2$) assure une bonne sélection des événements utiles ($\sim 1/10^9$) et la mesure triparamétrique de $\vec{p}_1$ et $\vec{p}_2$ (temps de vol) et de $E_p$ (scintillation) fournit une double redondance. Cela est essentiel pour retenir les points voisins de la courbe cinématique et éliminer efficacement les fausses coïncidences distribuées dans le plan $E_1 E_2$.

Après une sélection soigneuse des événements, on obtient par projection sur l'axe $E_1$ les résultats de la fig. 2. La position et la forme du pic correspondant au pôle $np$ sont données correctement par la théorie de Watson-Migdal [1] avec les valeurs indiquées de $a^s_{np}$ et $r^s_o$, après normalisation à la surface du pic pour une plage définie par $E_{13} \leqslant 300$ keV.

Plusieurs essais systématiques de variation des paramètres instrumentaux dans leurs limites d'imprécision, avec ajustement au minimum du $\chi^2$, ont montré que les valeurs de $a_{np}$ se stabilisent vers $-20$ fm.

Une interprétation théorique plus complète par la méthode des graphes de Feynmann (Komarov-Popova [2]) à l'approximation des diagrammes de pôle a été tentée.

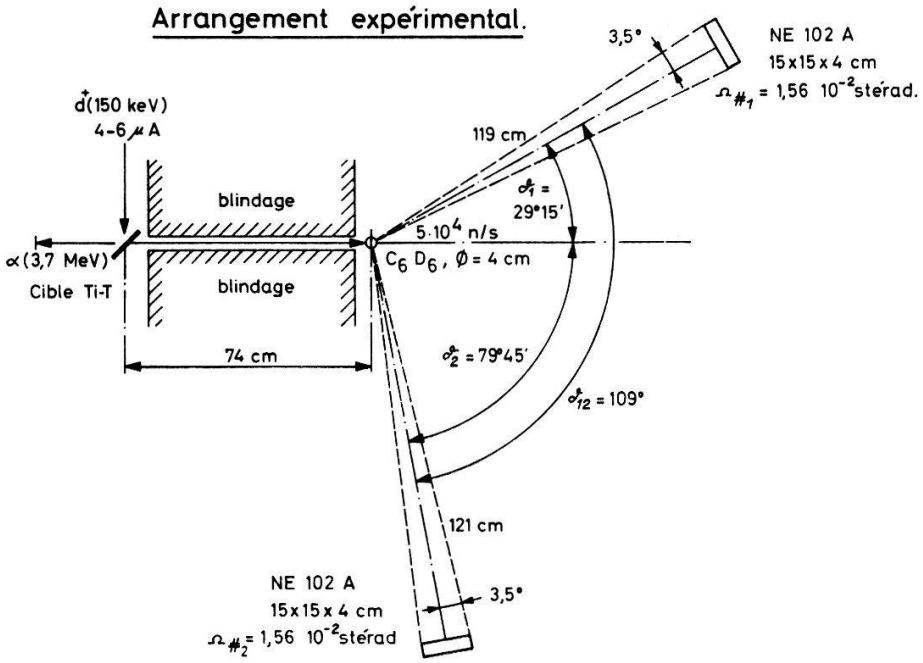



Figure 1

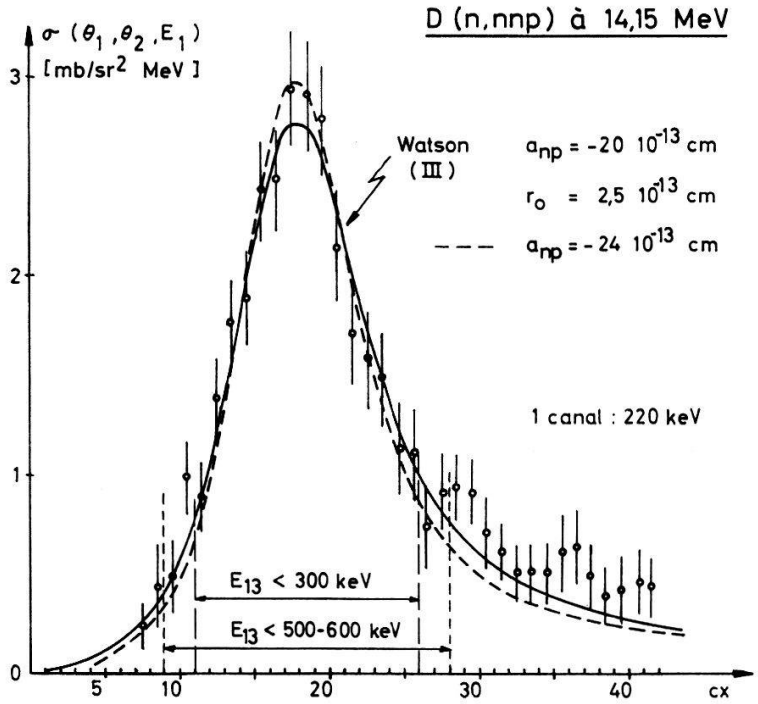



Figure 2

Les cinq contributions à l'élément de matrice (triplet et singulet $np$, singulet $nn$ et permutation des particules en interaction dans l'état final) sont données dans la fig. 3. On voit que le singulet (1,3) est déterminant pour le pic observé. Les effets d'interférence ($|\Sigma T_i|^2 - \Sigma |T_i|^2$) sont faibles et les autres contributions sont essentiellement constantes dans le domaine d'intérêt de cette étude.

Cela suggère une correction revenant à soustraire du spectre expérimental un fond constant dans le domaine du pôle (c'est-à-dire une contribution proportionnelle à l'espace de phase pour $\sigma(\Theta_1, \Theta_2, E_1)$). En fixant cette contribution à une valeur estimée à 10%, le test du $\chi^2$ pour l'ajustement de Watson fournit pour $a_{np}$ un résultat qui passe de $-20$ à $-23$ fm.

Le flux incident, déterminé par la particule $\alpha$ associée, et l'efficacité absolue des détecteurs à neutrons, obtenue par le flux étalon des neutrons D–D du Van de Graaff

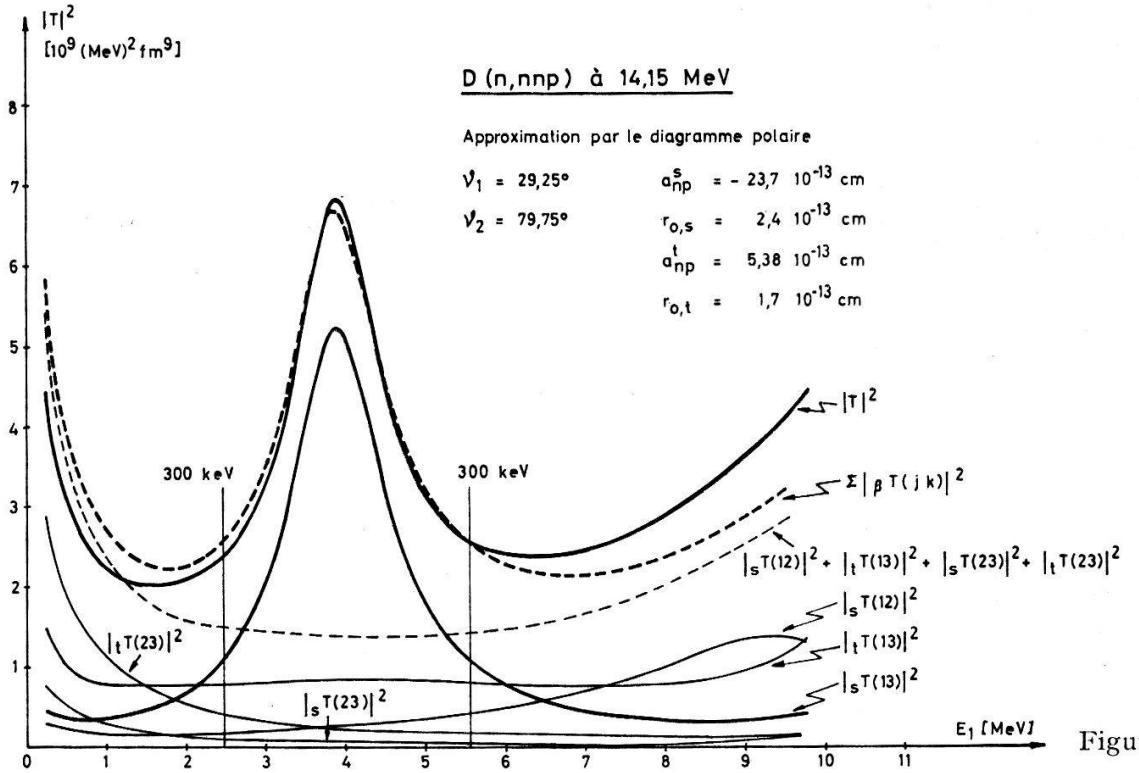



Figure 3

de 3 MeV, permettent de donner pour la section efficace différentielle au voisinage du pôle $n$–$p$ la valeur $d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1 = 3{,}1 \pm 0{,}3$ mb sr$^{-2}$MeV$^{-1}$. Cette valeur brute est en accord avec le résultat de Perrer et al. [3]. Elle doit cependant être corrigée par suite de l'obsorption des neutrons dans la cible de $C_6D_6$ (sphère de 2 cm de rayon). On obtient alors la valeur $(5{,}1 \pm 0{,}7)$ mb sr$^{-2}$ MeV$^{-1}$. Ce résultat est encore environ 3 fois plus faible que la valeur théorique.

L'analyse de nos résultats nous conduit aux conclusions suivantes:

- Une mesure avec redondance est indispensable pour obtenir un résultat expérimental significatif.
- La position et la forme de $\sigma(\Theta_1, \Theta_2, E_1)$ sont explicables par une dominance du diagramme de pôle. Hors du domaine où $E_{13} < 500$ keV, le désaccord observé sur la forme devrait se réduire par l'inclusion de diagrammes triangulaires, etc.
- La valeur absolue théorique n'est pas encore suffisamment assurée mais est nécessaire pour une clarification complète du mécanisme.
- Le résultat $a^s_{np} = -(22 \pm 2)$ fm pour la réaction à 3 corps est compatible avec $a^s_{np} = -23{,}7$ fm pour le processus à 2 corps (sur la couche d'énergie).
- Il existe une différence entre $|a^s_{np}| > 20$ fm et $|a^s_{nn}| < 20$ gm [3, 4]. Cela implique une violation de la règle d'indépendance de charge des forces nucléaires (voir aussi [3]).

Cette recherche a été effectuée avec l'appui du F.N.S.R.S.

*Bibliographie*

[1] K. M. Watson, Phys. Rev. *88*, 1163 (1952).
[2] V. V. Komarov et A. Popova, Nucl. Phys. *54*, 278 (1964).
[3] C. Perrin et coll., *Three Body Problem* in Nuclear and Particle Physics, Ed. J. S. C. Mc Kee et P. M. Rolph. (North-Holland) 1970, p. 26.
[4] R. P. Haddock et coll., Phys. Rev. Lett. *14*, 318 (1965); B. Zeitnitz et coll., Phys. Lett. *28B*, 420 (1969).

## Isobare Analogzustände im $Cr^{53}$–$Mn^{53}$-Paar

von W. R. Wylie, F. Zamboni und W. Zych
(Physik-Institut der Universität Zürich)

Es wurden isobare Analog-Resonanzen im Analog-Paar $_{24}Cr^{53}$–$_{25}Mn^{53}$ durch $(p,p)$-Reaktion gemessen, und zwar im Energiebereich der Protonen von (2,5–3,2) MeV und (3,6–4,2) MeV.

Anregungsfunktionen, Schema des Zwischenkerns, Spin, Parität und die Breiten der Resonanzen sind gegeben. Coulombenergieverschiebungen für $Cr^{53}$–$Mn^{53}$ wie auch für $Cr^{51}$–$Mn^{51}$ und $Cr^{54}$–$Mn^{54}$-Paare wurden bestimmt.

Eine ausführliche Arbeit wird in H. P. A. publiziert.

## Analyse de la diffusion n-d à 1,63 MeV (CM)

par R. Viennet, J. Piffaretti et J. Weber
(Institut de physique de l'Université, Neuchâtel)

Nous avons ajusté les phases de diffusion $n$–$d$ à l'ensemble des mesures suivantes:

a) la section totale à 1,67 MeV [1],
b) neuf sections différentielles mesurées à 1,63 MeV [2],
c) trois valeur préliminaires de polarisation du neutron extraites, sans tenir compte des effets de diffusion multiple, des mesures effectuées par deux d'entre nous [3] à 1,70 MeV.

L'ajustement a été obtenu par minimalisation de $\chi^2$ à l'aide du programme MINDEF [4]. Nous avons fait les hypothèses de conservation du spin de voie et du moment orbital et considéré tous les déphasages S, P et D. Le point de départ de la recherche de minimum a été donné par l'extrapolation à 1,63 MeV des phases notées CG(obs) par Elwyn et al. [5] à l'aide de développements en portée effective (ERA):

$$k^{2l+1} \operatorname{cotg} \delta^{lsJ} = a^{lsJ} + \frac{1}{2} k^2 R^{lsJ} .$$

Les phases ajustées, notées PIF (Table 1), sont à comparer avec les phases ERA/1 (Table 1) déduites des meilleurs paramètres (Table 2) obtenus à ce jour dans le cadre d'une analyse en portée effective de la diffusion $n$–$d$ [6]. Cette analyse a également pris comme point de départ les paramètres évalués à partir des phases CG(obs) [5] citées plus haut et elle est ajustée sur un ensemble de 118 mesures réparties entre 0,2 et 2,2 MeV.

Les phases ERA/2 (Table 1) sont calculées à l'aide des paramètres ERA (Table 2) pour une énergie de 2 MeV. Elles sont comparables à celles données par Trächslin et al. [7] pour la diffusion $p$–$d$ à cette énergie.

Nous remercions le Fonds National Suisse pour le soutien accordé à ce travail, ainsi que le Centre de calcul de l'EPFL dont l'ordinateur IBM 7040 a permis la mise au point et l'exploitation des programmes.

Table 1
Phases de diffusion en degrés (cf. texte).

| | $^2S_{1/2}$ | $^4S_{3/2}$ | $^2P_{1/2}$ | $^2P_{3/2}$ | $^4P_{1/2}$ | $^4P_{3/2}$ | $^4P_{5/2}$ | $^2D_{3/2}$ | $^2D_{5/2}$ | $^4D_{1/2}$ | $^4D_{3/2}$ | $^4D_{5/2}$ | $^4D_{7/2}$ | $\chi^2$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| PIF | -29.1 | -73.4 | 7.6 | -6.2 | 29.2 | 10.3 | 21.1 | -3.7 | -11.9 | -4.5 | -5.7 | 0.3 | -6.1 | 0.6 |
| ERA/1 | -21.0 | -67.1 | -8.9 | -4.3 | 23.5 | 23.7 | 25.0 | 2.1 | 2.0 | -4.2 | -3.3 | -2.7 | -3.3 | 61.7 |
| ERA/2 | -26.9 | -71.9 | -10.3 | -5.0 | 26.1 | 26.3 | 27.8 | 2.8 | 2.7 | -5.5 | -4.4 | -3.6 | -4.4 | |

Table 2
Meilleures paramètres ERA actuels (cf. texte). $[a^{lsJ}] = fm^{-2l-1}$ $[R^{lsJ}] = fm^{-2l+1}$

| | $^2S_{1/2}$ | $^4S_{3/2}$ | $^2P_{1/2}$ | $^2P_{3/2}$ | $^4P_{1/2}$ | $^4P_{3/2}$ | $^4P_{5/2}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $a^{lsJ}$ | $-1.02$ | $-1.57 \cdot 10^{-1}$ | $-1.89 \cdot 10^{-2}$ | $-4.03 \cdot 10^{-2}$ | $2.15 \cdot 10^{-3}$ | $2.52 \cdot 10^{-3}$ | $2.77 \cdot 10^{-3}$ |
| $R^{lsJ}$ | $1.63 \cdot 10^{1}$ | $2.30$ | $-2.20$ | $-4.49$ | $9.70 \cdot 10^{-1}$ | $9.46 \cdot 10^{-1}$ | $8.76 \cdot 10^{-1}$ |

| | $^2D_{3/2}$ | $^2D_{5/2}$ | $^4D_{1/2}$ | $^4D_{3/2}$ | $^4D_{5/2}$ | $^4D_{7/2}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $a^{lsJ}$ | $-7.71 \cdot 10^{-4}$ | $-7.72 \cdot 10^{-4}$ | $1.59 \cdot 10^{-3}$ | $1.77 \cdot 10^{-3}$ | $1.43 \cdot 10^{-3}$ | $1.57 \cdot 10^{-3}$ |
| $R^{lsJ}$ | $6.84 \cdot 10^{-1}$ | $7.19 \cdot 10^{-1}$ | $-3.89 \cdot 10^{-1}$ | $-4.79 \cdot 10^{-1}$ | $-5.59 \cdot 10^{-1}$ | $-4.72 \cdot 10^{-1}$ |

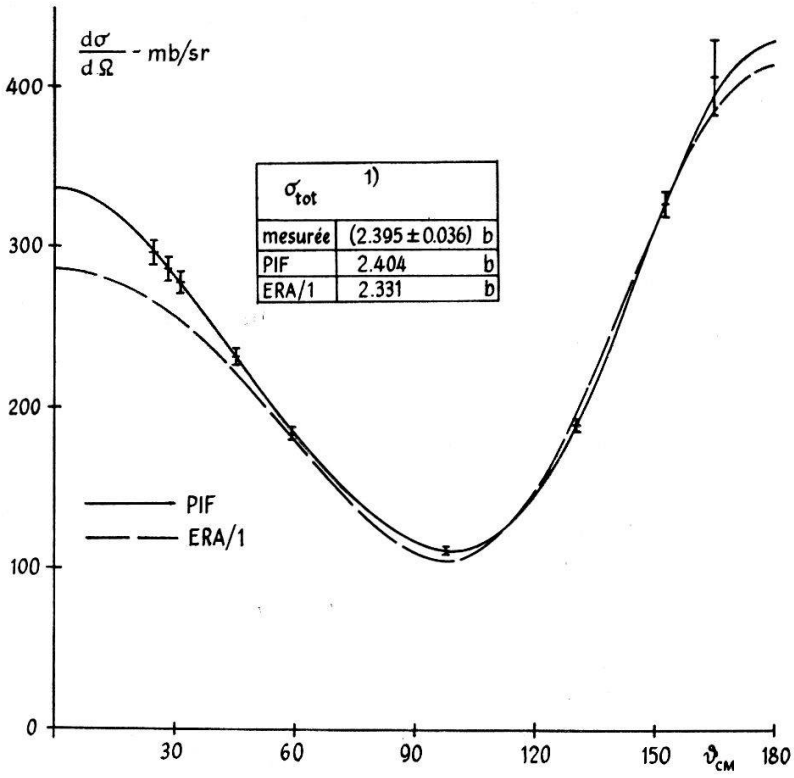



Figure 1
Section efficace différentielle [2].

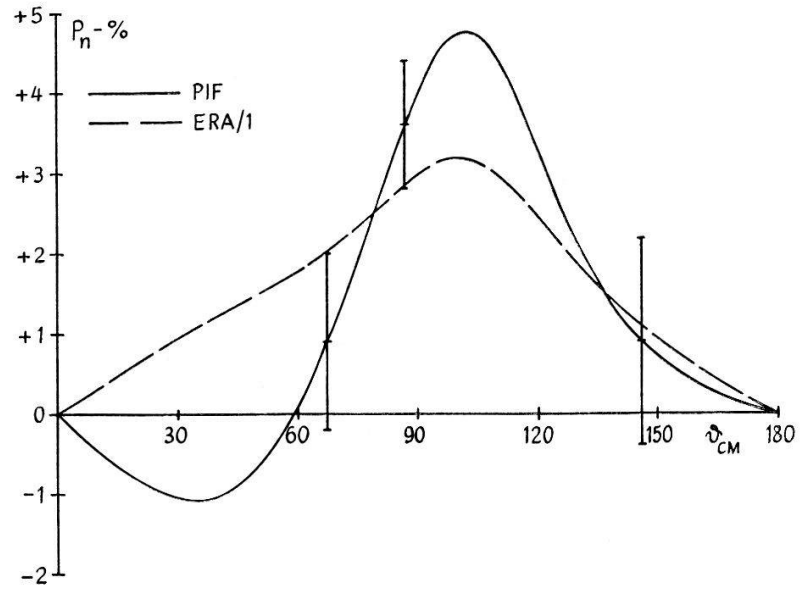



Figure 2
Polarisation du neutron [3].

*Références*

[1] J. D. Seagrave et R. L. Henkel, Phys. Rev. *98*, 666 (1955).
[2] J. D. Seagrave et L. Cranberg, Phys. Rev. *105*, 1816 (1957).
[3] J. Piffaretti et J. Weber, à paraître.
[4] J. Beiner, non publié (1969).
[5] A. J. Elwyn et al., Phys. Rev. 128, 779 (1962); R. S. Christian et J. L. Gammel, Phys. Rev. *91*, 100 (1953).
[6] R. Viennet et P. L. Huguenin, Helv. phys. Acta *42*, 562 (1969).
[7] W. Trächslin et al., Phys. Lett. *25 B*, 585 (1967).

## Mesures relatives des fonctions d'excitation pour les réactions (n,p) et (n,α) sur le $^{28}$Si et le $^{29}$Si

par F. Foroughi et J. Durisch
(Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel)

Désirant mesurer simultanément les distributions angulaires des produits des réactions $^{29}$Si$(n,\alpha)$ $^{26}$Mg et $^{29}$Si$(n,p)$ $^{29}$Al et étant donné la non-compatibilité des fonctions d'excitations correspondantes existant dans la littérature [1–3] nous avons dû refaire ces mesures afin de pouvoir trancher. C'est pourquoi nous avons utilisé une jonction à barrière de surface (Si) à la fois comme cible et comme détecteur (comme cela avait été fait dans [1–3]. La couche sensible était de 450 um la surface de 3 cm$^2$ et la résolution des $\alpha$ de 25 keV. Nous avons mesuré les excitations suivantes: $^{29}$Si$(n, \alpha_k)$ $^{26}$Mg avec $k = 0{,}1$ et 2; $^{28}$Si$(n, \alpha_0)$ $^{25}$Mg et $^{28}$ Si$(n, p_0 + p_1)$ $^{28}$Al pour des énergies de neutrons allant de 5,2 MeV à 6,2 MeV. La résolution en énergie du faisceau de neutrons était de 38 keV. Cette résolution était due à l'effet conjugé du straggling des deutons dans la fenêtre de la cible de deutérium, et dans la cible elle-même ($p_{D2} = 100$ Torr) ainsi qu'à l'ouverture géométrique du faisceau de neutrons sortants, (angle d'ouverture $< 2°$). Le courant de fuite de la jonction avait des fluctuations de l'ordre de 5% au plus durant la totalité des mesures. Il était important de connaître ces fluctuations qui

agissent sur la tension de la polarisation $V$ de la jonction et modifient ainsi l'épaisseur réelle de la couche sensible (proport. à $\sqrt{V}$.) La réalité physique de la dépendance du taux de comptage en fonction de $V$ a été montrée dans [4].

Les valeurs expérimentales ont été normées en fonction de la valeur effective de cette couche sensible. Bien que nos mesures soient relatives, car nous n'avons pas tenu compte des effets de bords, les distributions angulaires étant inconnues, nous donnons sur les figures un ordre de grandeur en *mb*.

La figure 1 montre un exemple de spectre obtenu. Dans les figures suivantes les lignes continues reliant les points ne sont que des guides visuels et non des courbes adjustées. Le domaine d'énergie de la figure 4 ne va que jusqu'à 5,8 MeV; au delà de cette valeur, comme on peut le voir sur la figure 5, le pic des protons en $^{28}$Si ne peut plus être séparé de celui des alphas du $^{29}$Si. Nous donnons néanmoins dans la figure 6 la suite de cette mesure mais sans identification.

Seule la fonction d'excitation de la réaction $^{29}$Si($n$, $\alpha_0$) $^{26}$Mg est conforme à celle obtenue par [1] mais différente de celle de [2–3]. Pour le reste nos mesures sont différentes de celles de [1–3]. Il est à remarquer que bien que les $\alpha_2$ de la réaction sur le $^{29}$Si aient été identifiés dans [1–3] la fonction d'excitation correspondante n'a jamais été donnée.

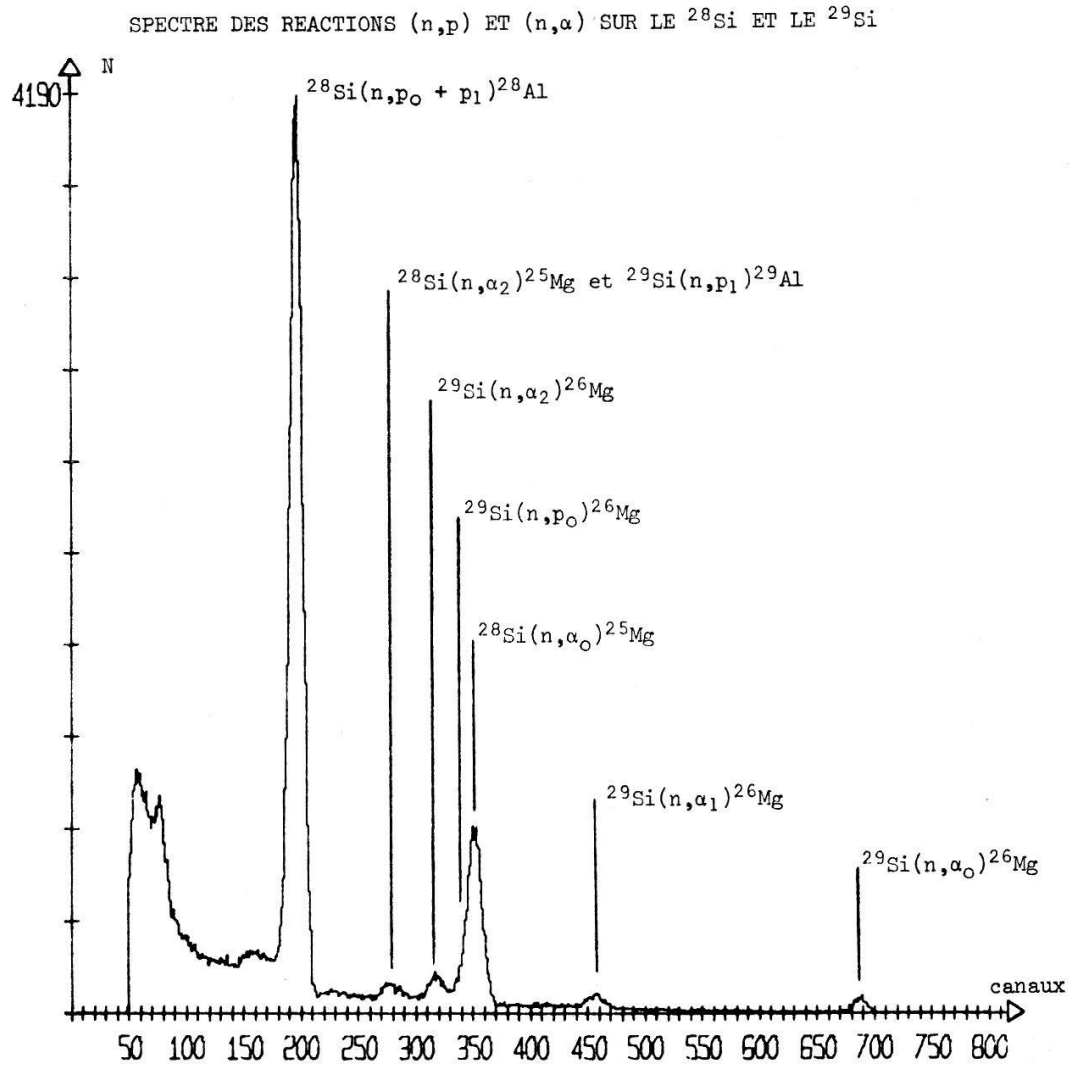



Figure 1

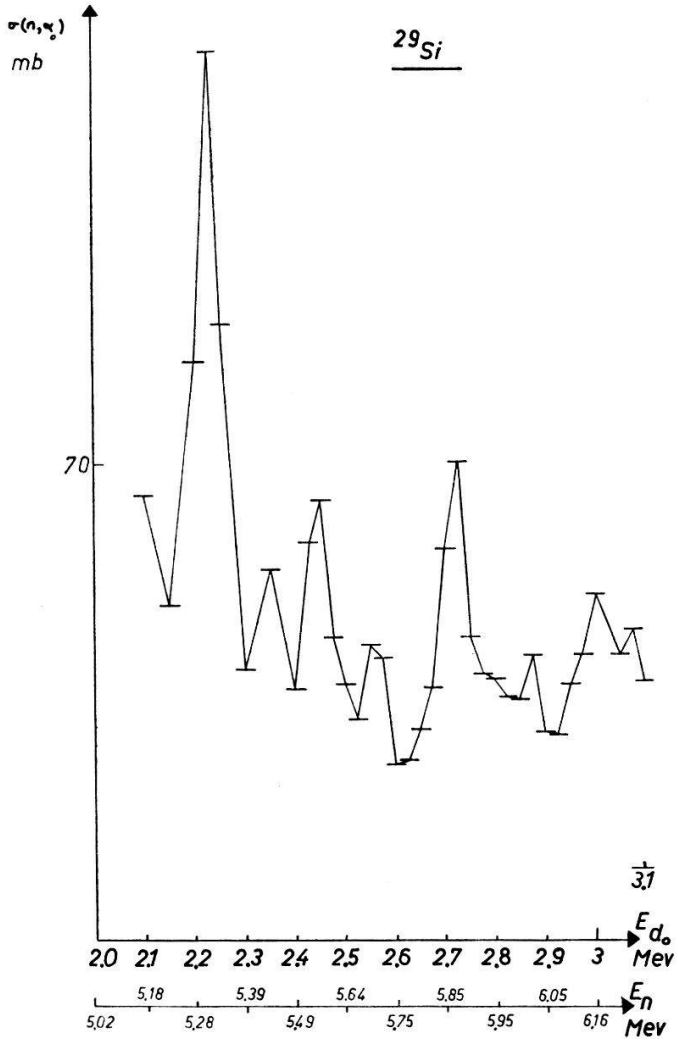



Figure 2

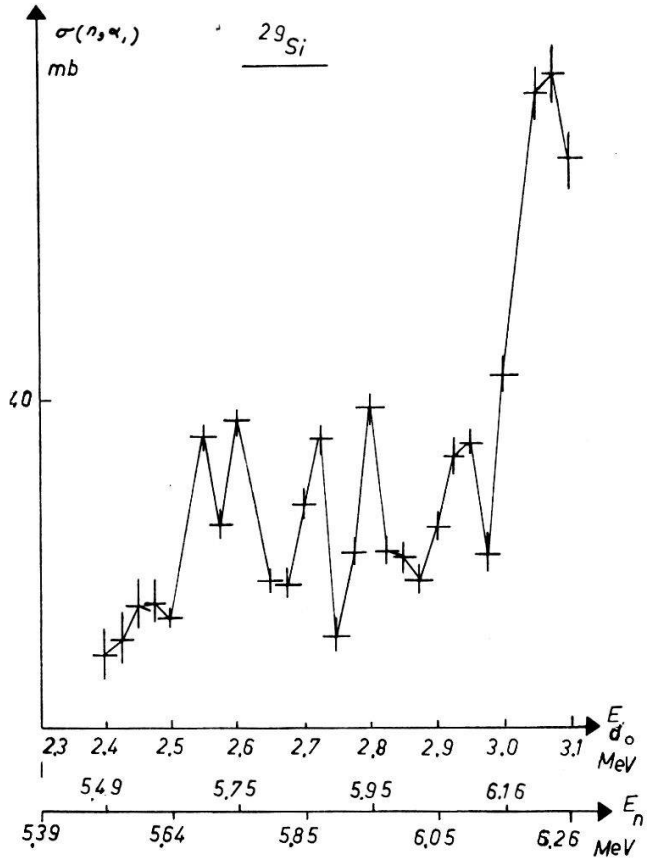



Figure 3

L'estimation de la densité de niveaux des noyaux composés, à l'aide des paramètres tabulés par [5], par le modèle du gaz de Fermi donne 1 niv./keV pour le $^{30}$Si et 1 niv./3 keV pour le $^{29}$Si. Compte tenu de ces valeurs et de l'estimation des largeurs des niveaux, il semble bien qu'une partie au moins des maxima observés ($^{30}$Si) correspondent aux fluctuations de Ericson.

Ce travail a bénéficié de l'aide du Fond National Suisse de la Recherche Scientifique.

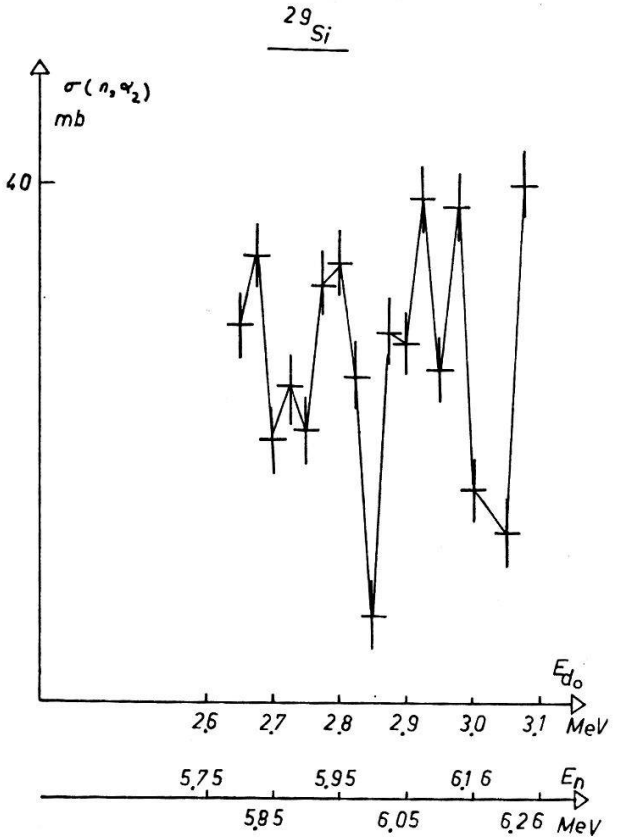



Figure 4

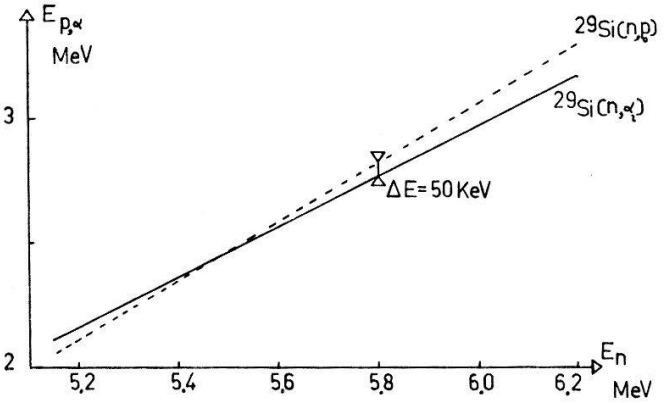



Figure 5

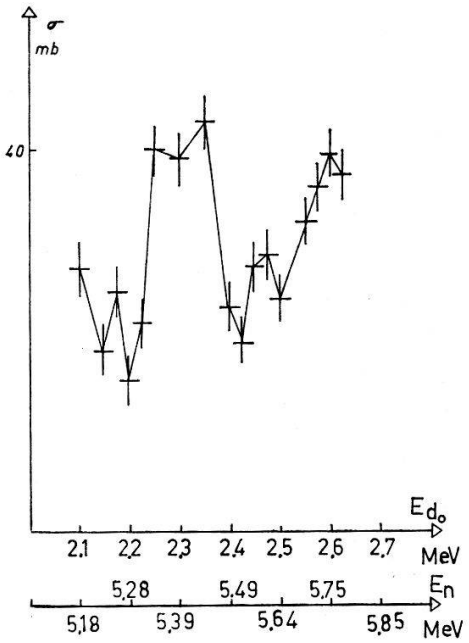



Figure 6

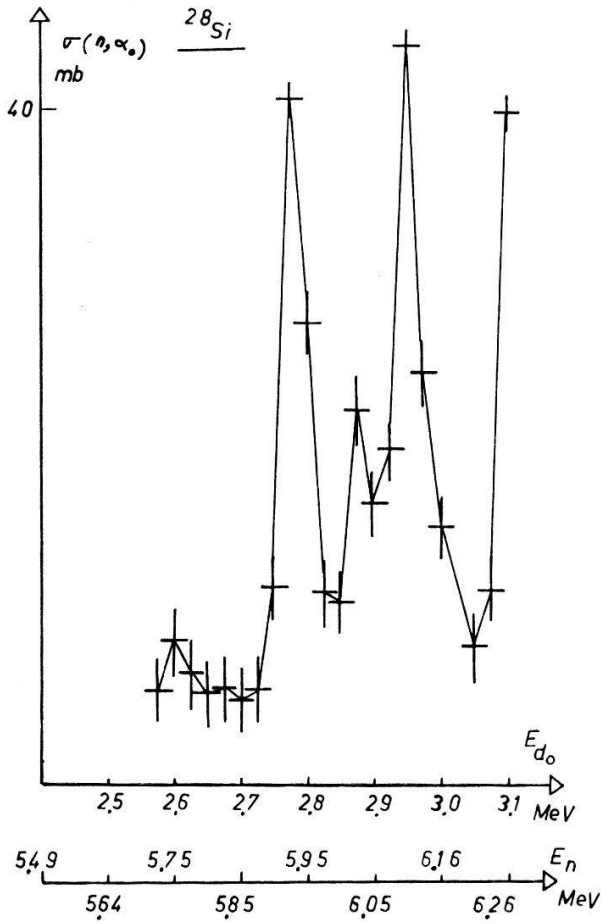



Figure 7

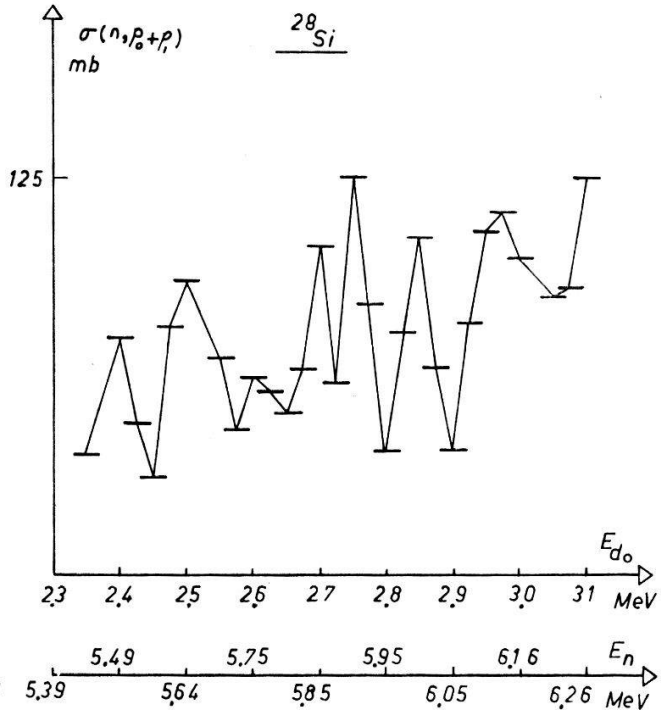



Figure 8

*Bibliographie*

[1] G. Anderson-Lindström, G. Betz, W. Mansberg et E. Rössle, Mém. Soc. Roy. Sci. Liège *30*, 265 (1964).
[2] R. Potenza, R. Ricamo et A. Rubbino, N.P. *41*, 298 (1963).
[3] B. Mainsbridg, T. W. Bonner et T. A. Robson, N.P. *48*, 83 (1963).
[4] J.-E. Durisch, F. Foroughi et J. Rossel, N. Inst. Meth. *52*, 222 (1967).
[5] A. Gilbert et G. W. Cameron, Canad. J. Phys. *43*, 1446 (1965).

## Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes der Reaktionen im Energiegebiet von 14,8–18,8 MeV

von W. SALATHE, P. HUBER und E. BAUMGARTNER
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Ein dünnes $^{14}$N-Target und ein $^{12}$C-Target wurde mit Neutronen bei 25 Energien zwischen 14,8 und 18,8 MeV bestrahlt. Die Neutronenenergieauflösung betrug 60 keV. Es wurden die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{14}$N$(n, \alpha_0)^{11}$B, $^{14}$N$(n, \alpha_1)^{11}$B und $^{12}$C$(n, \alpha_0)^{9}$Be unter je 9 Winkeln bestimmt.

Die Messungen sollen abklären, ob es sich dabei um direkte Reaktionen handelt. Eine entsprechende Analyse der Daten mit Hilfe eines DWBA-Programms ist in Vorbereitung.

## Die Reaktion $^{7}$Li$(d,n)^{8}$Be mit polarisierten Deuteronen

von U. v. MÖLLENDORFF, P. HUBER, A. JANETT, S. M. RIZVI und H. R. STRIEBEL
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Das Neutronenspektrum der Reaktion $^{7}$Li$(d, n)^{8}$Be zeigt bei Deuteronenenergien unter 1 MeV zwei Gruppen von $E_n = 15$ und 12 MeV, entsprechend dem Grundzustand und dem ersten angeregten Zustand des $^{8}$Be-Kerns, und eventuell einen schwachen kontinuierlichen Untergrund vom Prozess $^{7}\text{Li} + d \rightarrow \alpha + \alpha + n$. Die beiden Gruppen lassen sich in Plastik-Szintillationszählern noch durch Impulshöhendiskriminierung trennen. Wir messen mit sättigungsdickem Target die Winkelverteilungen des Analysatorvermögens der energiereicheren Gruppe für die Vektor- und Tensorpolarisation des Deuteronenstrahls von 800 keV. Die bisher vorliegenden Messwerte zeigt Fig. 1. Bei Reaktionswinkeln von 50° bis 130° ergibt sich eine negative, nahezu sinusförmige Vektorempfindlichkeit mit dem Maximalbetrag $^{2}/_{3}$, während die Komponenten der Tensorempfindlichkeit dort von kleinerem Betrag und weniger einfachem Verlauf sind.

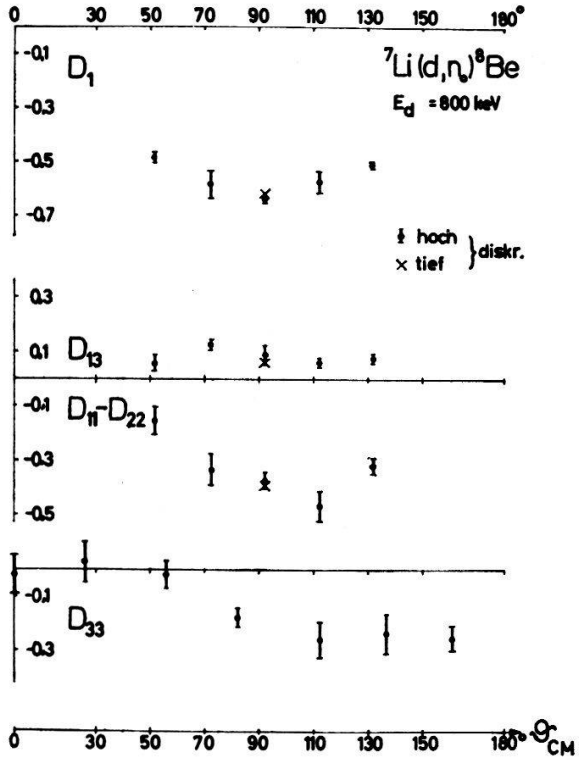



Fig. 1
Gemessene Vektor- und Tensor-Polarisationsempfindlichkeiten der Reaktion $^{7}$Li$(d, n_0)^{8}$Be

## Polarisation der Neutronen aus der D(d,n)$^3$He-Reaktion mit vektorpolarisierten Deuteronen

von A. Janett, P. Huber, U. v. Möllendorff und H. R. Striebel
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Bei der $D(d,n)^3$He-Reaktion wurde untersucht, wie die Vektorpolarisation der einfallenden Deuteronen die transversale Polarisationskomponente der auslaufenden Neutronen beeinflusst. Unter den Emissionswinkeln 110° und 90° wurde alternierend mit polarisiertem und unpolarisiertem Deuteronen-Strahl bei einer mittleren Reaktionsenergie von 460 keV gemessen. Die Bestimmung der Neutronenpolarisation erfolgte über die Messung der azimutalen Asymmetrie bei elastischer Streuung an dem in einem Plastikszintillator enthaltenen Kohlenstoff, wobei die gestreuten Neutronen in Koinzidenz mit den Kohlenstoff-Rückstössen im Streuplastik registriert wurden.

Die bis jetzt vorliegenden Messungen lassen darauf schliessen, dass der Beitrag zur $n$-Polarisation, herrührend von transversaler Vektorpolarisation der Deuteronen, in der Nähe von 110° Emissionswinkel das Vorzeichen wechselt, wogegen der Polarisationsbeitrag von longitudinal polarisierten Deuteronen bei 110° von Null verschieden ist. Die allgemein recht kleinen Polarisationswerte ($P_n \leqslant 15\%$ für $P_d = 1$) können vorläufig nur mit der grossen Anzahl von Reaktionsmatrix-Elementen begründet werden, die bei dieser Energie berücksichtigt werden müssen. Die aus den Testmessungen mit unpolarisierten Deuteronen berechnete Grösse der $n$-Polarisation stimmt mit den bisher veröffentlichten Werten überein.

## Corrélation angulaire proton-neutron dans les réactions $^{12}$C(d,pn)$^{12}$C et $^{13}$C(p,pn)$^{12}$C

par J. F. Valley, J. Lang, R. Müller et P. Marmier
(Laboratoire de Physique Nucléaire de l'ETH, Zürich)

Une réaction nucléaire conduisant à un état final formé de trois particules peut se dérouler en deux étapes, la première, une réaction à deux corps, produisant une particule instable qui se décompose ensuite. La matrice de densité des sous-états magnétiques de la particule instable dépend de son processus de formation, ainsi la mesure de la répartition angulaire des produits de désintégration permet d'obtenir des informations sur le mécanisme de la première étape. Cette méthode de mesure nous permet, par le biais de l'instabilité d'une des particules sortantes, de déterminer une polarisation sans avoir recours à une seconde diffusion.

Nous avons étudié la réaction $^{12}$C$(d,pn)^{12}$C, réaction qui se déroule en deux étapes:

$$^{12}\mathrm{C} + d \rightarrow {}^{13}\mathrm{N}^* + n \rightarrow {}^{12}\mathrm{C} + p + n.$$

Il s'agissait dans ce cas de vérifier l'hypothèse du stripping pour la première étape, hypothèse émise par Huby et Liu [1] sur la base de mesures effectuées par Bohne et al. [2]. En négligeant l'interaction dans l'état initial et final et en admettant

le mécanisme de stripping, la répartition angulaire des protons, pour un angle fixe du neutron, doit présenter les deux caractéristiques suivantes:

1. La direction de $^{12}C$ dans le système où $^{13}N^*$ est au repos est axe de symétrie de la répartition. En effet, le spin de $^{12}C$ étant nul et celui du proton étant 1/2, les seuls éléments occupés dans la matrice de densité de $^{13}N^*$ sont diagonaux lorsque l'axe de quantification est choisi parallèle à la direction de formation. Ceci nous conduit à une répartition de la forme:

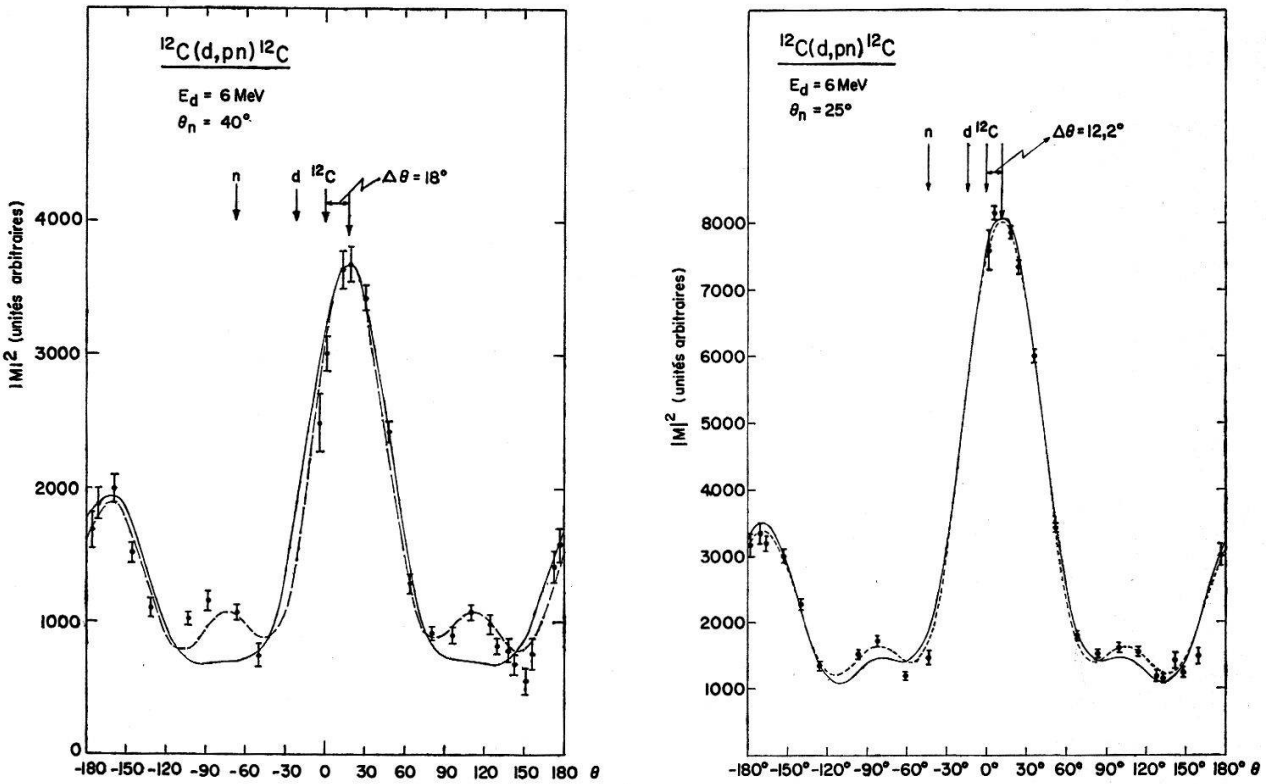
$$W(\vartheta, \varphi) = \Sigma a_k Y_0^k(\vartheta, \varphi).$$

Les $Y_0^k$ étant indépendants de $\varphi$, la répartition satisfait au test de Treiman-Yang.

2. Le niveau de $^{13}N$ étant un doublet de spin et parité $3/2^-$ resp. $5/2^+$, la répartition angulaire doit être entièrement déterminée à l'aide de trois paramètres: la largeur des deux niveaux et la phase entre leurs deux amplitudes de transition.

Nous avons mesuré la répartition angulaire des protons pour quelques angles de neutrons. Les résultats pour $\vartheta_n = 25°$ et $40°$ sont représentés dans la figure 1.

Les résultats obtenus confirment en gros l'hypothèse du stripping émise par Huby et Liu [1]. Cependant nos mesures, plus complètes que celles de Bohne et al. [3], met-




Répartition angulaire des protons dans la réaction $^{12}C(d,pn)^{12}C$. En ordonnée est portée l'intensité en unités arbitraires corrigée par la densité des états finaux, en abscisse l'angle du proton dans le système de repos de $^{13}N^*$. Les flèches représentent les directions des différentes particules; $d$: direction du deuton incident, $n$: direction de détection du neutron, $^{12}C$: direction du $^{12}C$, supposée axe de symétrie de la répartition. La ligne continue représente le fit à trois paramètres selon les hypothèses (stripping + PWBA) plus un paramètre pour le déplacement de l'axe de symétrie. La ligne pointillée représente un fit à six paramètres, les contraintes sur les polynômes de Legendre étant levées.

tent en évidence l'incapacité du modèle PWBA à rendre compte de la répartition angulaire. Ainsi le déplacement de l'axe de symétrie provient peut-être de l'interaction dans l'état initial. Pour contrôler cette hypothèse, nous avons l'intention d'analyser les résultats en DWBA. La structure obtenue à environ 90° ne peut être rendue par le fit à trois paramètres et semble provenir d'un apport de réaction composée dans la première étape. Cette hypothèse a été confirmée par le test de Treiman-Yang. Alors que pour des valeurs de $\vartheta$ correspondant aux points à mi-hauteur des pics avant et arrière de la répartition l'intensité était indépendante de $\varphi$, la mesure pour une valeur de $\vartheta$ correspondant à la structure des environs de 90° montrait une nette dépendance en $\varphi$. L'apport de la réaction composée étant susceptible de varier sensiblement avec l'énergie incidente, nous avons l'intention de mesurer la répartition angulaire en variant celle-ci.

Les mesures préliminaires de la réaction $^{13}C(p, pn)^{12}C$, conduisant au même état final, montrent une répartition angulaire des protons analogue à celle de la réaction précédente. Ainsi nous supposons que le processus de formation de $^{13}N^*$ peut être représenté, dans ce cas aussi, par un graphe polaire; il s'agirait d'un échange de $^{12}C$. Nous tenterons par des mesures complémentaires et une analyse DWBA de vérifier cette hypothèse.

*Bibliographie*

[1] R. Huby et Q. K. K. Liu, Nucl. Phys. *A 122*, 145 (1968).
[2] W. Bohne, D. Hischer, H. Homeyer, H. Morgenstern et A. Scheer, Nucl. Phys. *A 106*, 442 (1968).
[3] S. B. Treiman et C. N. Yang, Phys. Rev. Lett. *8*, 140 (1962).

## $^{11}B(d,n)^{12}C$-Reaktion mit polarisierten Deuteronen

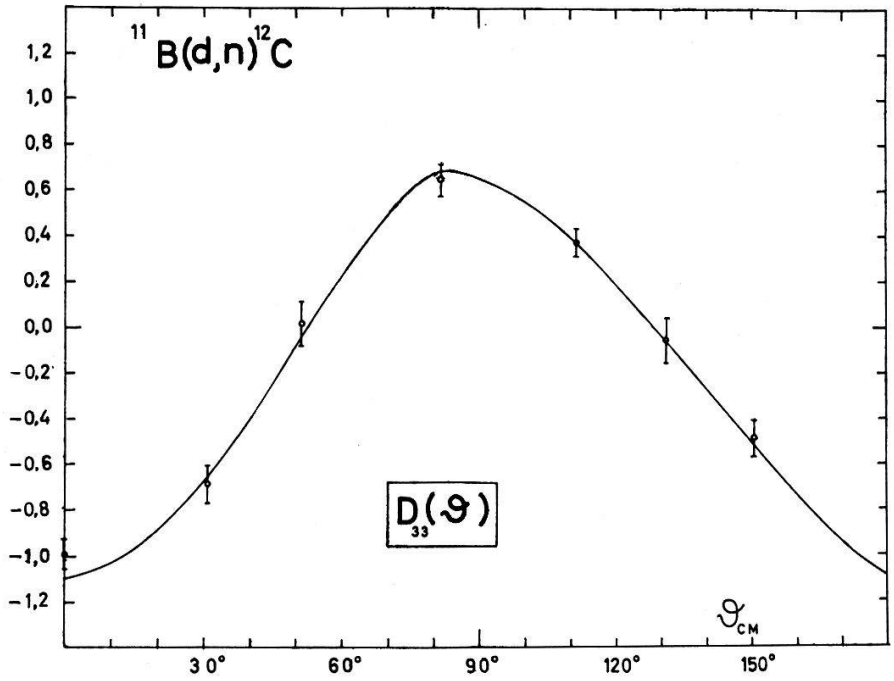
von S. M. Rizvi, P. Huber, U. von Möllendorff, F. Seiler und H. R. Striebel
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Die Vektor- und Tensor-Polarisationsempfindlichkeiten der $^{11}B(d,n)^{12}C$-Reaktion wurden mit Hilfe einer Quelle polarisierter Deuteronen bei $E_d = 900$ keV gemessen. Die Neutronen, die dem Grundzustand des $^{12}C$-Kerns entsprechen, lassen sich von den zum ersten angeregten Niveau (4,43 MeV) gehörenden Neutronen dank der grossen Energiedifferenz und des unterschiedlichen Reaktionswirkungsquerschnittes leicht trennen. Die energiereichen $\beta$-Teilchen ($E_{max} = 13{,}37$ MeV) des $^{12}B$ aus der Nebenreaktion $^{11}B + d \rightarrow {}^{12}B + p$ wurden mit Hilfe einer Blei-Abschirmung vor den Neutronenzählern eliminiert.

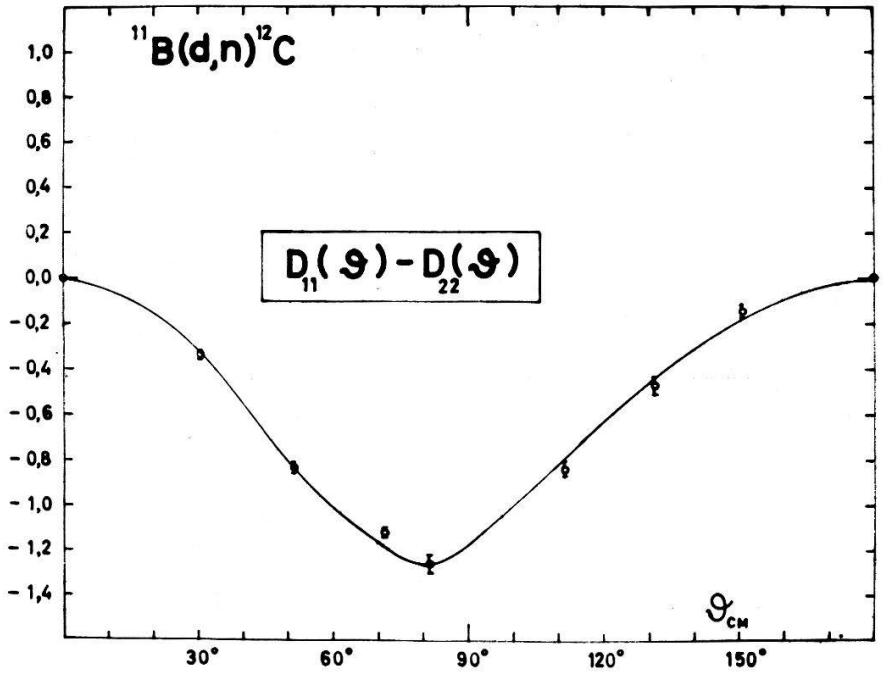
Die gemessenen Werte der Vektor- und Tensorpolarisationsempfindlichkeiten und die dazugehörenden nach Legendrepolynomen entwickelten Anpassungen sind in den Figuren aufgetragen.

Es zeigt sich, dass ausser dem vorwiegenden $s$-Wellen-Anteil auch $p$- und $d$-Wellen zur Reaktion beitragen. Der grosse $s$-Wellen-Beitrag deutet auf eine $3/2^-$-Resonanz hin. Das Niveauschema des Zwischenkerns $^{13}C$ ist im von uns untersuchten Energie-

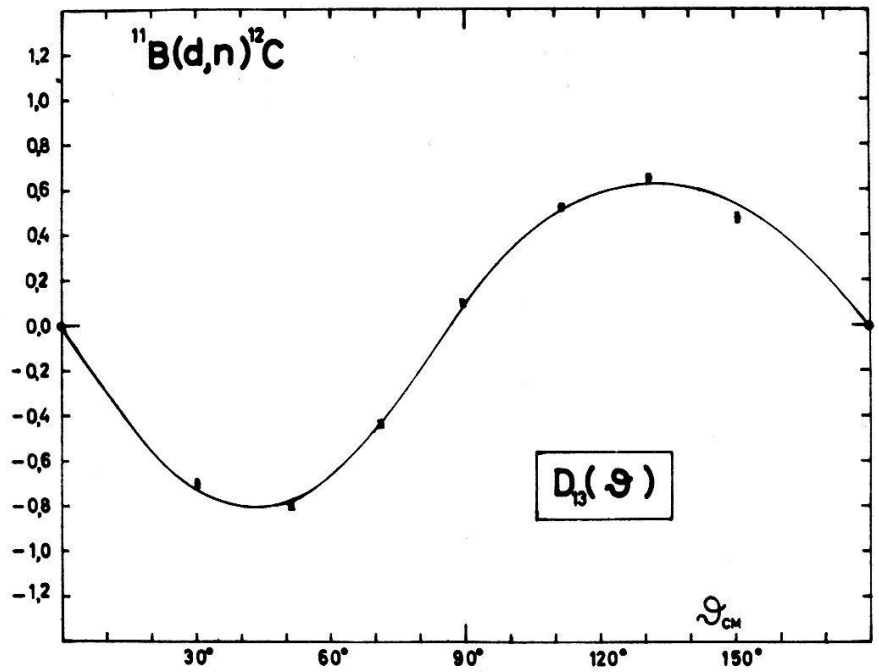
bereich nur wenig bekannt. Der Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnittes bei 0° für die von uns untersuchte Neutronengruppe weist ein breites Maximum um $E_d = 1{,}45$ MeV auf [1], [2]. Nach unseren Messungen dürfte diese Resonanz einem $3/2^-$-Niveau in $^{13}C$ bei 19,90 MeV entsprechen.



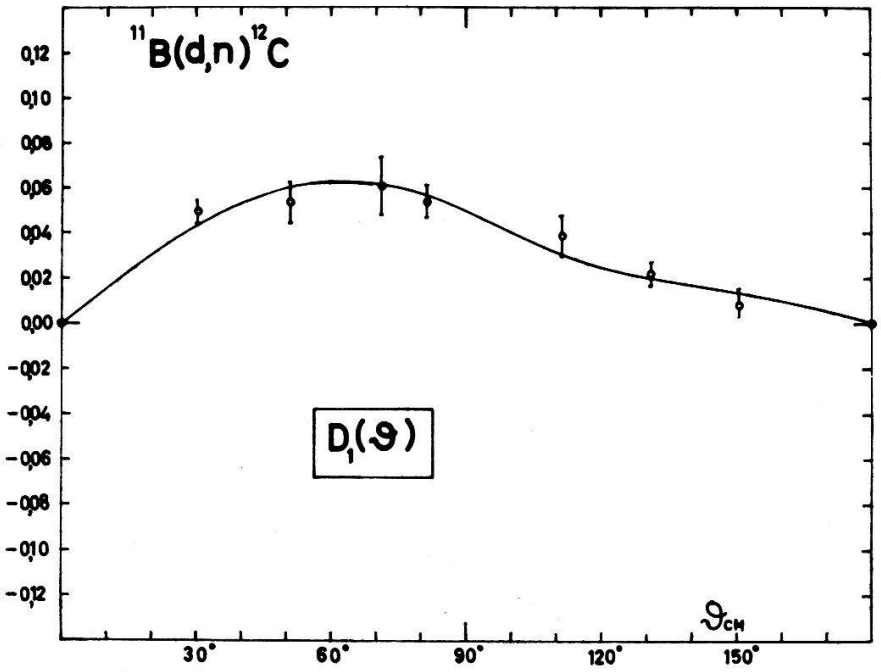

Figur 1




Figur 2




Figur 3




Figur 4

Figur 1 bis 4. Polarisationsempfindlichkeiten der $^{11}B(d,n)^{12}C$-Reaktion.

*Literatur*

[1] G. U. Din, et al. Nucl. Phys. *A 93*, 190 (1967).
[2] P. R. Almond and J. R. Risser, Nucl. Phys. *72*, 436 (1965).

## Application du critère de Treiman-Yang dans la réaction H(d,2p)n à 20 MeV

par R. Corfu, J.-P. Egger, C. Lunke, C. Nussbaum, J. Rossel, E. Schwarz
(Institut de Physique, Université de Neuchâtel) et
par J. L. Durant et C. Perrin
(Institut des Sciences Nucléaires, Grenoble)

Dans une étude récente, spécialement adaptée aux noyaux légers, Shapiro [1] envisage de décrire les réactions nucléaires en utilisant la méthode des graphes de Feynman. Il décompose les réactions nucléaires en une somme de graphes particuliers.

Une méthode élégante permettant de mettre en évidence l'éventuelle dominance du graphe polaire est d'appliquer le critère de Treiman-Yang [2].

Pour le cas de la fracture du deuton par un proton, le diagramme polaire est indiqué sur la figure 1. L'élément de matrice ne dépend que du transfert d'impulsion $\vec{q}$ et de l'énergie relative $f^2$ du proton $p_2$ et du neutron.

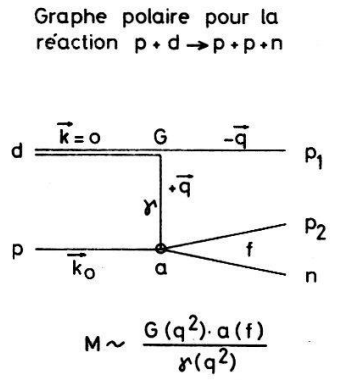



Fig. 1

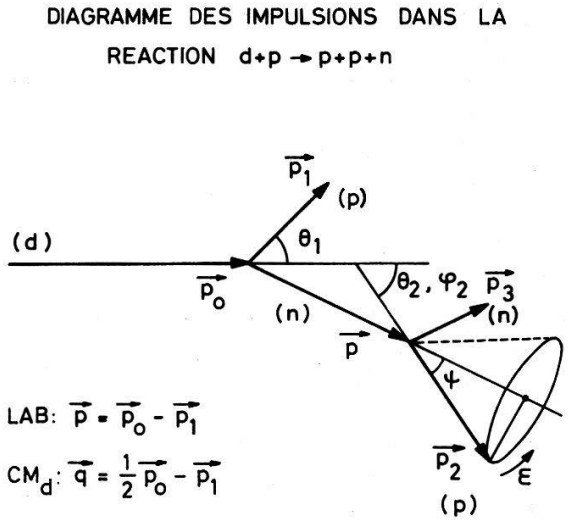



Fig. 2

Si l'on maintient le compteur détectant le proton $p_1$ dans une position fixe et que l'on déplace le détecteur $p_2$ de façon à assurer une énergie relative $f^2$ constante, l'élément de matrice ne doit pas varier, pour autant que ce diagramme soit dominant. Ceci n'est vrai que si la particule portant le transfert d'impulsion $\vec{q}$ possède un spin $\leqslant {}^1/_2$. Le déplacement à effectuer est représenté sur la figure 2. A une impulsion $\vec{p}_1$ fixe correspond une impulsion unique du neutron transféré: $\vec{p} = \vec{p}_0 - \vec{p}_1$. Le compteur 2 est placé successivement sur un cône d'ouverture $\psi$ fixe à des angles $\varepsilon$ différents (rotation autour de l'impulsion de la particule échangée).

L'expérience est faite en bombardant une cible de $CH_2$ par un faisceau de deutons de 20 MeV du cyclotron isochrone de Grenoble. Les protons sont détectés par 2 télescopes $\Delta E$–$E$ (détecteurs au Si) placés dans une chambre à réaction sphérique de 1,2 m de diamètre, permettant de sortir du plan. Les énergies des événements en coïncidence sont analysées et transcrites sous forme de 5 paramètres simultanés par événement sur une bande magnétique au moyen d'un PDP 9.

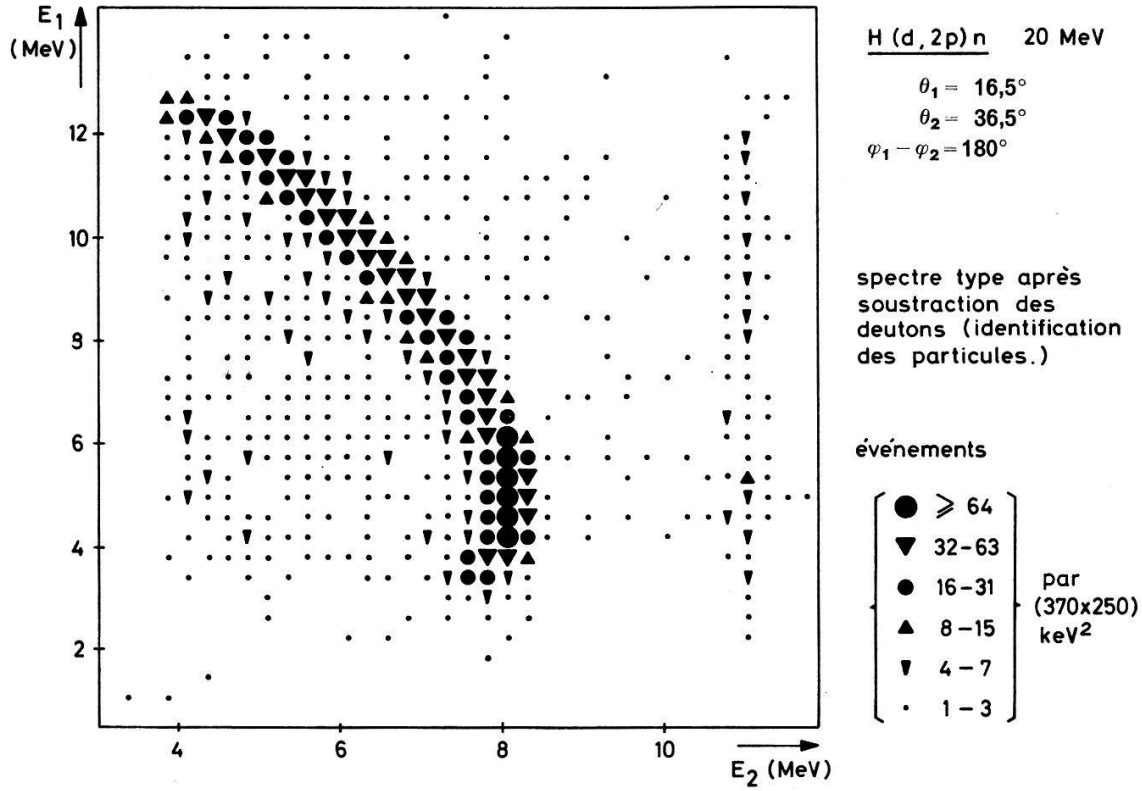



Fig. 3

La figure 3 montre un spectre épuré par utilisation de l'identification des particules. Pour chaque angle $\varepsilon$, les événements situés sur la courbe cinématique sont projetés sur l'axe $E_1$ (énergie du proton spectateur). Si le critère de $T$–$Y$ est respecté, les sections efficaces différentielles dans la région d'énergie de $E_1$ correspondant à un faible transfert d'impulsion devraient être invariantes pour une rotation $\varepsilon$.

Nous avons, pour l'instant, analysé des résultats préliminaires obtenus pour deux angles $\varepsilon = 0°$ et $90°$ (figure 4). La région de faible transfert d'impulsion ($q^2/2m =$

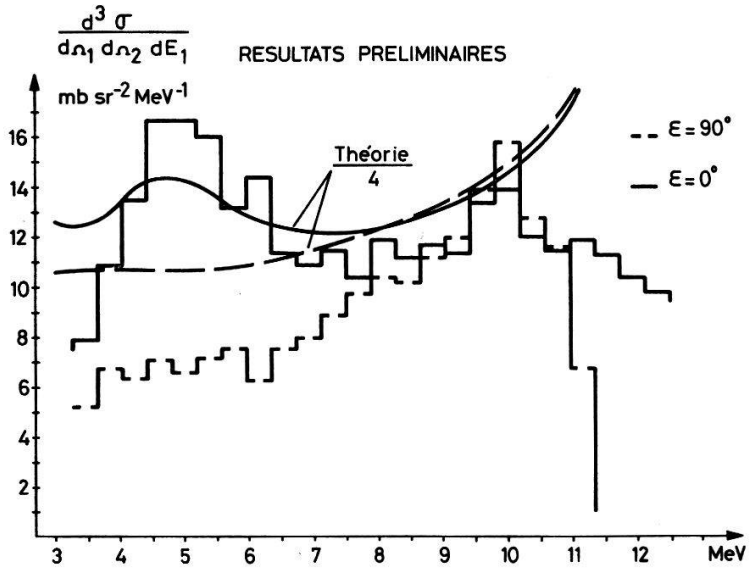



Fig. 4

0,9 MeV) correspond ici à une énergie $E_1$ comprise entre 10 et 11 MeV; on voit que les sections efficaces sont très voisines dans cette région. Les courbes continues sont les prévisions obtenues au moyen du graphe polaire (Komarov et Popova [3]). Les valeurs théoriques, trop élevées, ont été divisées par un facteur 4 arbitraire.

Ces résultats préliminaires sont compatibles avec l'invariance de Treiman-Yang.

D'autres mesures sont en cours pour d'autres angles $\varepsilon$ qui nous permettront de tirer des conclusions plus précises.

*Bibliographie*

[1] I. S. Shapiro, *Some Problems of the Theory of Nuclear Reactions at High Energy*, Proc. Int. School of Physics «Enrico Fermi», Course 38 (1967), (Academic Press, NY).

[2] I. S. Shapiro, V. M. Kolybasov et G. R. Augst, *Treiman-Yang Criterion for Direct Nuclear Reactions*, Nuclear Physics *61*, 353 (1965).

[3] V. V. Komarov et A. M. Popova, *Break-up of a Deuteron by a Nucleon*, Nuclear Physics *54*, 278 (1964).

## Elastische Streuung tensorpolarisierter Deuteronen an $^4$He

von V. König, W. Grüebler, P. A. Schmelzbach und P. Marmier
(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

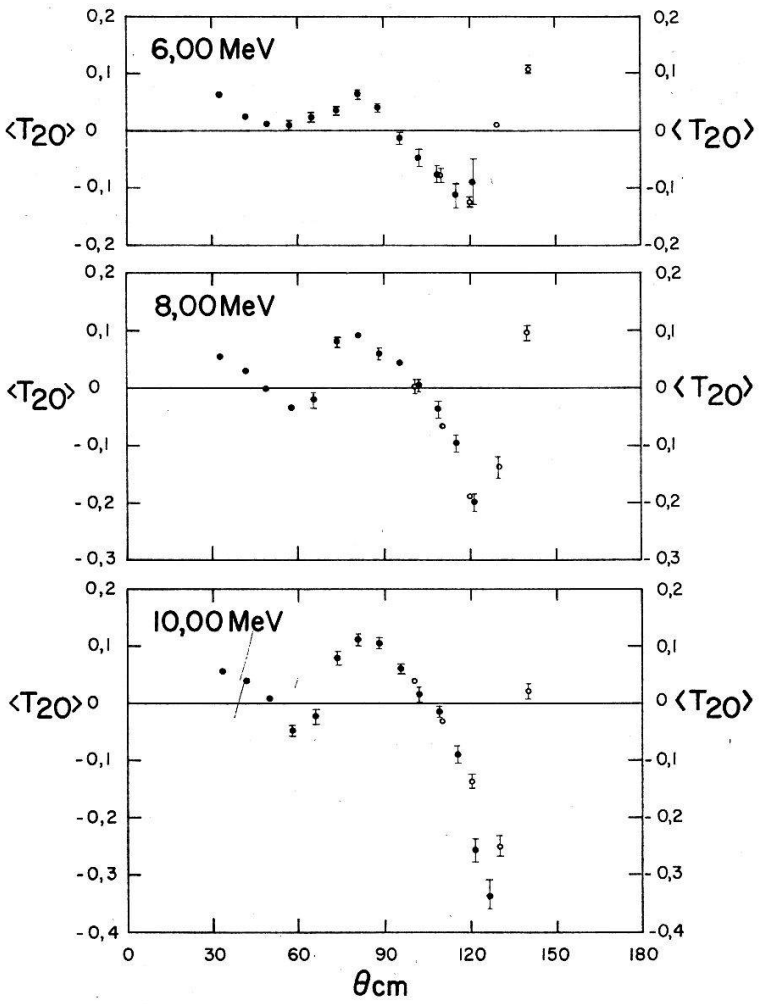
Die Streuung tensorpolarisierter Deuteronen an $^4$He wurde im Energiegebiet von 3–11,5 MeV untersucht. Dabei konnten durch geeignete Einstellung der Spinrichtung der einfallenden Deuteronen und durch spezielle Zähleranordnungen alle drei Tensormomente $T_{20}$, $T_{21}$ und $T_{22}$ gemessen werden. Bei 11 Energien wurden für diese drei Komponenten Winkelverteilungen zwischen 30° und 140° im Schwerpunktsystem aufgenommen. Die Bestimmung der Tensorpolarisation des Deuteronenstrahles geschah durch Vergleich mit der bekannten Vektorpolarisation der Streuung $^4$He$(d,d)$$^4$He.

Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst in Nuclear Physics.

## Untersuchungen an $^3$He mit Hilfe eines polarisierten Deuteronenstrahls

von W. Grüebler, V. König, P. A. Schmelzbach und P. Marmier
(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

Untersuchungen am $^3$He-Deuteron-System sind besonders interessant, weil sowohl ein polarisierter Deuteronenstrahl als auch ein polarisiertes $^3$He-Target technisch realisierbar sind. Diese einzigartige Möglichkeit im Energiegebiet des Tandembeschleunigers, d. h. zwischen 3 und 12 MeV, haben uns veranlasst, eine Reihe von Messungen am $^3$He-Deuteron-System auszuführen. Diese Arbeiten wurden sehr gefördert durch die Zusammenarbeit mit dem Physikinstitut der Universität Basel, wo ein polarisiertes $^3$He-Target entwickelt und an die ETH Zürich gebracht wurde. Im folgenden soll über die elastische Streuung von vektor- und tensorpolarisierten Deutero-



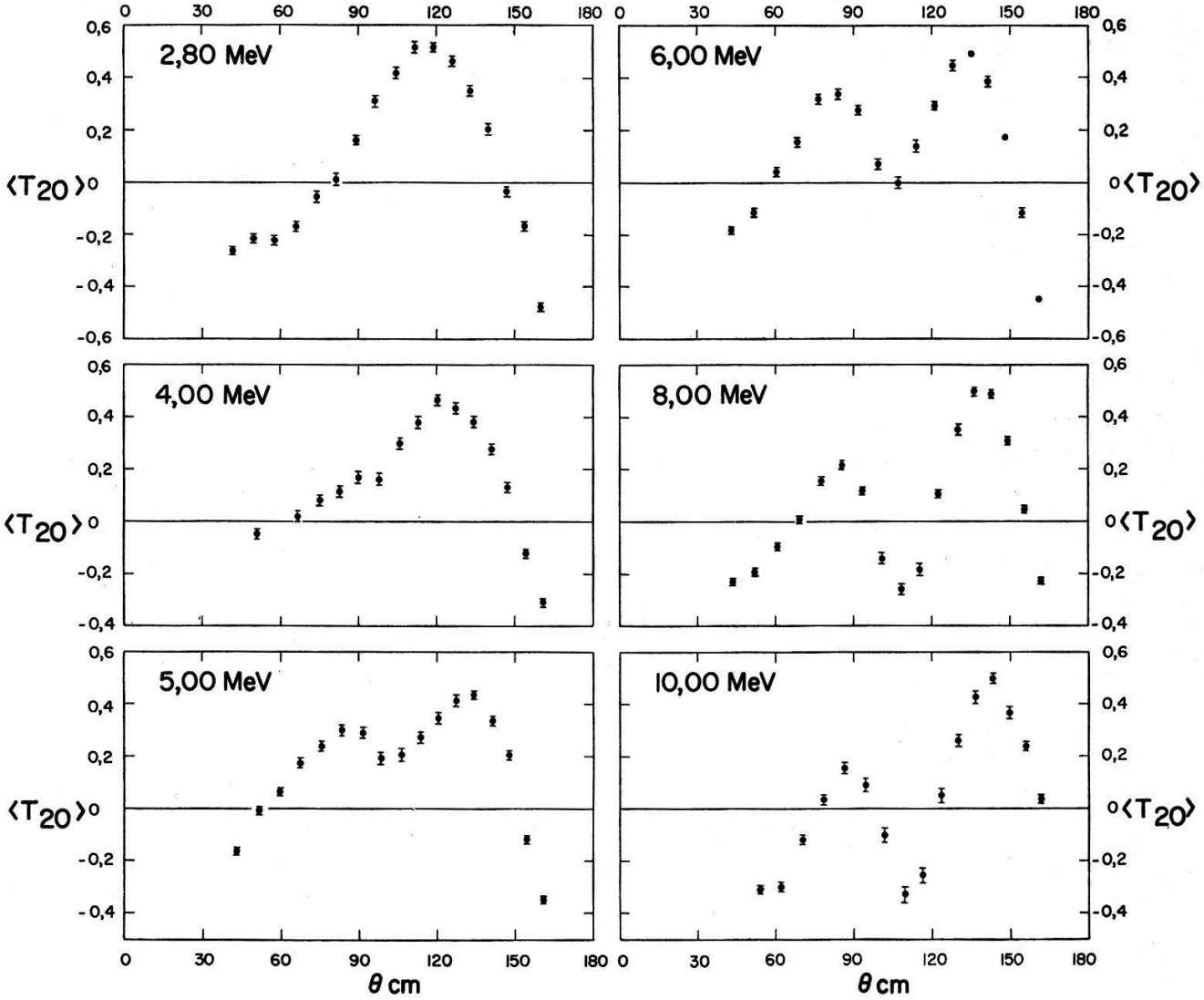

Figur 1
Tensormoment $\langle T_{20} \rangle$ in Funktion des Streuwinkels $\Theta_{cm}$ für die elastische Streuung von Deuteronen an $^3$He für 6, 8 und 10 MeV. Die offenen Kreise wurden mit Hilfe der Rückstoss-$^3$He-Teilchen bestimmt.

nen an $^3$He und über die Reaktion $^3$He$(d, p)^4$He mit vektor- und tensorpolarisierten Deuteronen berichtet werden. In einer weiteren Arbeit [1] werden die vorläufigen Resultate derselben Reaktion mit unpolarisiertem Deuteronenstrahl und polarisiertem $^3$He-Target diskutiert. Ferner sind Messungen dieser Reaktion mit polarisiertem Strahl und polarisiertem Target in Vorbereitung. Da aber einerseits die Intensität des polarisierten Deuteronenstrahls relativ klein (ca. 1 nA) und anderseits auch die Dichte des polarisierten Targets gering ist (Targetdruck: einige Torr), ergeben sich für solche Experimente lange Messzeiten. Deshalb sollen diese Messungen nur für ausgewählte Winkel und Energien ausgeführt werden.

Die elastische Streuung wurde bei drei Energien zwischen 6 und 10 MeV untersucht und zwar liegen Messungen der Winkelverteilung der Vektorkomponente $\langle iT_{11} \rangle$ und der drei Tensormomente $\langle T_{20} \rangle$, $\langle T_{21} \rangle$ und $\langle T_{22} \rangle$ vor.

Von der $^3$He$(d, p)$ Reaktion wurden der differentielle Wirkungsquerschnitt, die Vektorpolarisation $\langle iT_{11} \rangle$ sowie die Tensormomente $\langle T_{20} \rangle$, $\langle T_{21} \rangle$ und $\langle T_{22} \rangle$ bei 6 Energien im Bereich zwischen 2,8 und 10 MeV gemessen.

Fig. 1 zeigt als typisches Beispiel der Resultate für die elastische Streuung das Tensormoment $\langle T_{20} \rangle$ für die Energien 6, 8 und 10 MeV. Das Tensormoment $\langle T_{20} \rangle$, das aus der $^3$He $(d, p)^4$He-Reaktion resultiert, zeigt Fig. 2.




Figur 2
Tensormoment $\langle T_{20} \rangle$ in Funktion des Winkels $\Theta$ für die Reaktion $^3$He$(d,p)^4$He zwischen 2.8 und 10 MeV.

Die Gesamtheit der Resultate aller Polarisationskomponenten der $^3$He $(d, p)^4$He-Reaktion zeigt im Energiegebiet zwischen 2,8 und 6 MeV Änderungen der Winkelverteilung, die auf mindestens ein bisher unbekanntes Niveau im Zwischenkern $^5$Li hindeuten. Aus denselben Gründen ist ebenfalls zwischen 8 und 10 MeV Deuteronenenergie ein bisher unbekanntes Niveau im $^5$Li zu vermuten.

*Literatur*

[1] Ch. Leemann, P. Huber, H. Meiner, U. Rohrer, J. X. Saladin, F. Seiler und W. Grüebler, V. König, P. Marmier, Helv. phys. Acta *43*, ... (1970).

## Analyse en déphasages de la diffusion élastique d–$\alpha$

par P. A. Schmelzbach, W. Grüebler, V. König et P. Marmier
(Laboratoire de Physique Nucléaire de l'ETH Zurich)

L'ensemble des résultats expérimentaux concernant les polarisations vectorielle et tensorielles mesurées à l'aide de la source d'ions polarisés de l'ETH a été introduit dans l'analyse en déphasages de la diffusion élastique $d$–$\alpha$. Les premiers résultats de cette analyse sont présentés.

## Unité de commande manuelle pour système CAMAC[1])

par D. Maeder, M. Sabev-Galé et J.-P. Vittet
(Institut de physique nucléaire et corpusculaire, Université de Genève)

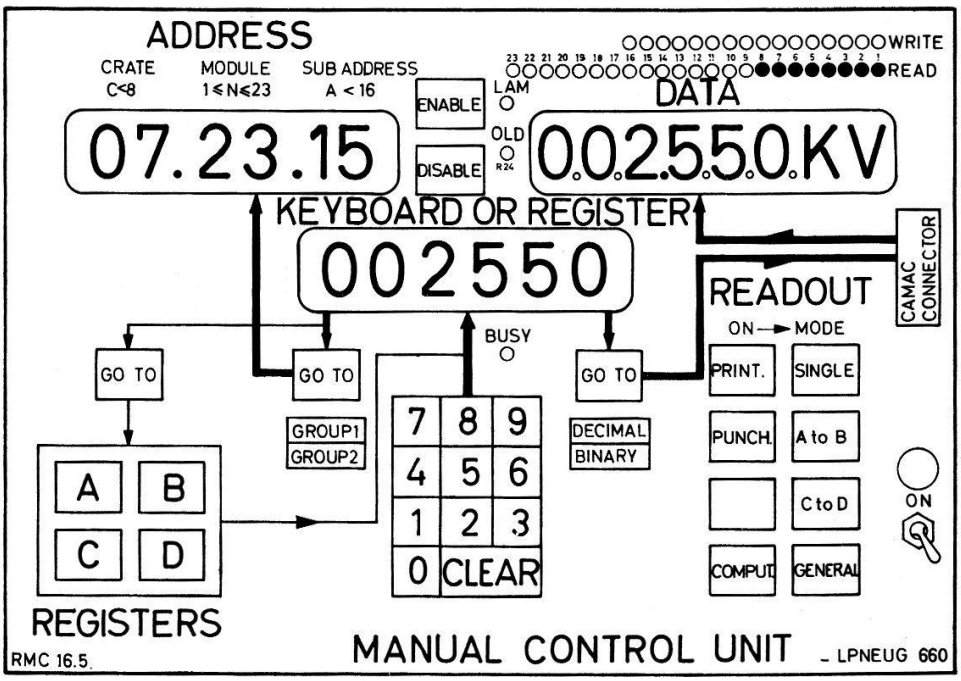
Le système Camac [1] a été conçu par le comité Esone [2] en vue du traitement automatique des données. Il est basé sur une instrumentation modulaire pour laquelle il définit en particulier un dataway avec le système d'adresse, ainsi qu'un certain nombre de fonctions et de commandes telles que lecture, écriture, initialisation, mise en ou hors service, etc. De tels modules ont été décrits [3] et un certain nombre ont été commercialisés récemment et sont actuellement utilisés dans des expériences au Cern [4] bien que le système de commande d'un ensemble Camac (nécessitant l'introduction d'un «branch highway» et éventuellement d'un «control highway») n'ait pas encore été normalisé.

Nous avons développé une console permettant à tout moment à l'expérimentateur d'afficher et de commander à distance un ensemble de modules Camac. Actuellement cette unité attaque directement un «branch highway» provisoire, mais elle a été conçue de façon à permettre son intégration au système de commande définitif dès que celui-ci sera connu. Cette console comprend 7 registres à 6 digits décimaux dont 3 affichés par Nixies, appelés respectivement KEYBOARD-(KR), ADDRESS-(AR) et DATA-register (DR), et 4 registres auxiliaires A, B, C et D. Le KR communique avec tous les autres registres selon les flèches indiquées sur le panneau de commande (Fig. 1); son contenu peut en outre être modifié à l'aide d'un clavier.

Pour toute opération à effectuer sur un module, on met d'abord son adresse complète (numéros de crate, de module et sous-adresse) dans le KR (soit par l'appel d'une adresse stockée en A, B, C ou D, soit en la composant sur le clavier). Le transfert de KR vers AR engendre automatiquement les fonctions de lecture du contenu du module adressé (affiché en DR avec virgule et unité) et de son état (lampes «enable» ou «disable»; et éventuellement «overload» = OLD). Il est alors possible de modifier le contenu du module à l'aide du clavier et d'un transfert de KR vers DR, ainsi que de changer l'état de service (touches ENABLE, DISABLE). Si un module génère un «LAM» («look-at-me», c'est-à-dire appel d'attention), il est recherché automatiquement et son adresse, son contenu et son état sont affichés.

Le clavier permet l'entrée décimale des données, mais le système peut être mis en régime binaire au moyen de la touche DECIMAL/BINARY: dans ce cas, seul le bit de poids 1 du clavier est inscrit; le nombre binaire s'affiche sur les lampes W1–W16

[1]) Projet soutenu par le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique (subside 5300.I).




Panneau frontal de l'unité de commande manuelle.

(éteintes lorsqu'on est en décimal) et le registre décimal (NIXIES) est mis à zéro. Les fonctions de lecture, d'écriture et de mise à zéro peuvent être appliquées aux registres du groupe 1 ou du groupe 2 [1], à choisir au moyen de la touche GROUP 1/2. La touche CLEAR du clavier réalise directement la fonction «Clear»; elle met également à zéro le contenu du registre KR.

Les modules fournissent des informations qu'il faut décoder dans notre unité pour les afficher sur les NIXIES. Dans certains cas (atténuateurs, lignes de retard, H.T., etc.), le premier bit peut avoir un poids $\neq$ (p. ex. 1 M, 1 k, 1 $\mu$, 5, 1/2, 1/4, 1/8), dont le décodage doit tenir compte. Le facteur de conversion est repéré, en même temps que la dimension (dB, sec, Volt, etc.), par la caractéristique du module.

Cette console a des sorties pour différents périphériques (imprimante, perforateur, etc.) et dispose de plusieurs programmes de lecture (simple, partielle ou générale) sélectionnés à l'aide des touches SINGLE, A to B, C to D, ou GENERAL, A, B, C et D étant des adresses stockées dans les registres auxiliaires. La touche COMPUT génère un signal qui initialise l'interface de l'ordinateur. Par le dialogue direct qu'elle établit entre l'expérience et le physicien, cette «Unité manuelle» est particulièrement bien adaptée pour la mise au point d'ensembles devant être commandés en Camac par un ordinateur en ligne, avec lequel elle peut travailler en parallèle.

*Références*

[1] CAMAC: système d'instrumentation modulaire pour le traitement des informations – EUR 4100f (mars 1969).

[2] Secrétariat du Comité ESONE: Dr. W. Becker – C.C.R. – EURATOM, I – 21020 – ISPRA (VA), Italie.

[3] F. Iselin et al., CERN-NP CAMAC Notes; J. M. Richards, L. D. Ward: Programmed control of autonomous transfers in a CAMAC system. AERE-R 6085; W. Attwenger et al.: CAMAC crate control for a PDP 8 and a CAMAC 24 bit counter – Österreichische Studiengesellschaft für Atomenergie, Reaktorzentrum Seibersdorf.

[4] M. Martin et al. (Université de Genève), Kienzle et al., (CERN), Weitsch et al. (Université de Munich): *Etude des résonances mésoniques* (projet FN 2.149.69/SR-B).

# Hochenergie

## Uniformität und Auflösungsvermögen grossflächiger Szintillationszähler

von A. Markees
(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Untersucht wurde das Verhalten von Szintillatoren der Fläche $50 \times 50$ cm beim Durchgang kosmischer $\mu$-Mesonen. Betrachtet wurden die Uniformität, die Peakbreite und Möglichkeiten zur Optimierung dieser Grössen.

## Das Verhältnis von neutralen zu geladenen Hadronen der kosmischen Strahlung in Bern

von P. Le Coultre
(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Diese Arbeit wird nächstens in den H. P. A. erscheinen.

## Antiproton-Proton-Ladungsaustausch

von K. Freudenreich, R. Frosch, F. X. Gentit und P. Mühlemann
(ETH, Zürich);
W. Beusch, E. Polgár und D. Websdale
(CERN, Genf) et
A. Harckham und J. G. Lee
(Imperial College, London)

Die Ladungsaustausch-Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$ wurde mit Hilfe der Magnet-Funkenkammer bei 8 GeV/c untersucht. Dieses Experiment ist eine Fortsetzung früherer Untersuchungen [1], [2]. Verbesserte Winkelauflösung (ca. 1 mrad) und höhere Statistik ($\sim$20000 Ereignisse) wurden erzielt. Die «crossed reaction», $pn \rightarrow np$, weist ein scharfes Vorwärtsmaximum für $t < 0.02$ (GeV/c)$^2$ auf. Gestützt auf $\sim$1000 Ereignisse der vorläufigen Analyse der ($\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$)-Reaktion lässt sich ein ähnliches Verhalten in der Vorwärtsrichtung (mit der jetzigen Auflösung von $\sim$4 mrad) ausschliessen.

*Literatur*

[1] P. Astbury et al., Phys. Lett. *22*, 537 und *23*, 160 (1966).
[2] E. Polgár, Helv. phys. Acta *41*, 451 (1968).

## Developpement d'une chambre décisionnelle rapide

par F. X. Gentit
(ETH, Zürich)
C. Bemporad et W. Beusch
(CERN, Genève)

Nous avons construit une chambre proportionnelle multifils donnant à tout instant un signal de sortie proportionnel au nombre de particules chargées qui la traversent, en corrigeant automatiquement l'effet des décharges multiples adjacentes dues à une seule particule. L'emploi d'un nouveau mélange de gaz testé par le groupe Charpak au CERN a permis de réduire les fluctuations dans le temps de réponse à $\sim$30 ns. Efficacité et pourvoir de résolution de cette chambre décisionnelle dans un faisceau du synchrotron à protons du CERN seront donnés.

## Capture radiative des pions négatifs par l'hydrogène dans le domaine d'énergie cinétique de 110 à 270 MeV

par J. Favier (CERN);
J. C. Alder, C. Joseph, B. Vaucher (Université de Lausanne);
D. Schinzel (Universität Karlsruhe);
C. Zupancic (Universität München) et
T. Bressani, E. Chiavassa (Università di Torino)

L'article paru dans Phys. Lett. *31 B*, (1970), 609.

## Kohärente Produktion von Pionen an Kernen

von J. P. Dufey, K. Freudenreich, F. X. Gentit und P. Mühlemann
(ETH, Zürich)
C. Bemporad, W. Beusch, A. C. Melissinos, E. Polgar und D. Websdale
(CERN, Genf)
P. Astbury, J. Codling, J. G. Lee und M. Letheren
(Imperial College, London)
G. Bellini, M. Dicorato und G. Vegni
(Istituto di Fisica dell'Università, Milano)

Mittels einer Magnetfunkenkammer wurden 130000 Ereignisse der Reaktion $\pi^- A \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ A$ bei Impulsen des einfallenden Pions zwischen 9 und 15 GeV/c und an verschiedenen Targetkernen $A$ gemessen. Die ersten Ergebnisse der Analyse zeigen den erwarteten steilen Anstieg des differentiellen Wirkungsquerschnittes bei kleinen Streuwinkeln. Die Winkelverteilung kann in Analogie zu optischen Beugungserscheinungen interpretiert werden. Die Verteilung der effektiven Masse des auslaufenden 3-Pion-Systems erlaubt die Diskussion der Resonanz $A_1$.

## Untersuchung der Streuung $\pi^+ + \pi^- \to K^0 + \overline{K}^0$ durch Pol-Extrapolation von $\pi^- + p \to K_1^0 + K_1^0 + n$

von W. Beusch, A. Michelini, E. Polgar und D. Websdale
(CERN, Genf)
W. E. Fischer, R. Frosch, P. Mühlemann und M. Pepin
(ETH, Zürich)
J. Codling und M. G. Green
(Imperial College, London)

Für eine gegebene invariante Masse des $K_1^0$–$K_1^0$-Systems (= Schwerpunktsenergie des $\pi^+$–$\pi^-$-Systems) extrapolieren wir die $t$-Verteilung auf den Pion-Pol $t = m_\pi^2$. Die $t$-Verteilung im physikalischen Bereich wird durch eine modifizierte Chew-und-Low-Formel befriedigend wiedergegeben. Die Wirkungsquerschnitte $\sigma(\pi\,\pi \to K^0\,\overline{K}^0)$ für $s$-Wellen werden diskutiert und mit $\sigma(\pi\,\pi \to \pi\,\pi)$ und $\sigma(\pi\,\pi \to K^+\,K^-)$ verglichen.

# Festkörper

## Metallic Hydrogen III

by T. SCHNEIDER
(IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon-ZH, Switzerland)
and E. STOLL
(Swiss Federal Institute for Reactor Research, 5303 Würenlingen, Switzerland)

This report is a sequel to previous papers [1, 2] in which various metallic hydrogen properties have been treated. In what follows we shall extend the explanation of the suggested distortion of the hexagonal closepacked structure, the distortion which arises near the estimated equilibrium pressure between the molecular and metallic phases.

First we discuss the contributions to the binding energy of the metallic phase. According to equation (85) in I [1] the binding energy may be represented in the form

$$E_B^{me} = \Phi_0(\Omega) + \Phi_{oe}^s(\mathring{\boldsymbol{R}}) + \Phi_c^s(\mathring{\boldsymbol{R}}) + E_N^{me} + I = E_G^{me} + I\,. \tag{1}$$

$\Phi_0(\Omega)$ is the energy per electron of the electrons homogeneously distributed in a Wigner-Seitz sphere, and depends on the volume only. The second-order contribution to this energy, $\Phi_{oe}^s$, and the electrostatic term $\Phi_c^s$ depend on the volume as well as on the crystal structure. $E_N^{me}$ is the phonon zero point energy and $I$ the ionization energy of a hydrogen atom. The electrostatic energy of the proton lattice in a uniform negative background may be calculated by means of Fuchs's generalization of Ewald's method [1]. The result is

$$\Phi_c^s(\mathring{\boldsymbol{R}}) = \frac{e^2}{r_s}\left[\frac{\alpha}{2} + \frac{9}{10}\right]. \tag{2}$$

The structure dependence is expressed by the $\alpha$-coefficient; $r_s$ is the Wigner-Seitz radius. $\Phi_{oe}^s$ is essentially the second-order contribution to the electrons in the Fermi sphere minus the electron-electron interaction energy, otherwise counted twice. $\Phi_{oe}^s$ is given by

$$\Phi_{oe}^s(\mathring{\boldsymbol{R}}) = \frac{1}{2}\sum_{\underset{\sim}{h}\neq 0} F\,|(\underset{\sim}{h})|^2\, U_e(\underset{\sim}{h}) \tag{3}$$

in the notation of *I*. $F(\boldsymbol{h})$ is the structure factor; $\boldsymbol{h}$ a reciprocal lattice vector and $U_e(h)$ the Fourier transform of the electronic contribution to the effective proton-proton interaction.

In Figure 1 the calculated variations of the lattice energy $E_G^{me}$ and the structure-dependent contributions $\Phi_{oe}^s$ and $\Phi_c^s$ are presented as a function of the axial ratio. We ignored the zero point energy of the phonons. $r_s = 0.683$ Å is the Wigner-Seitz radius at the estimated equilibrium pressure, and $r_s = 0.4$ Å refers to a pressure of 117 Mbar. Figure 1 shows that

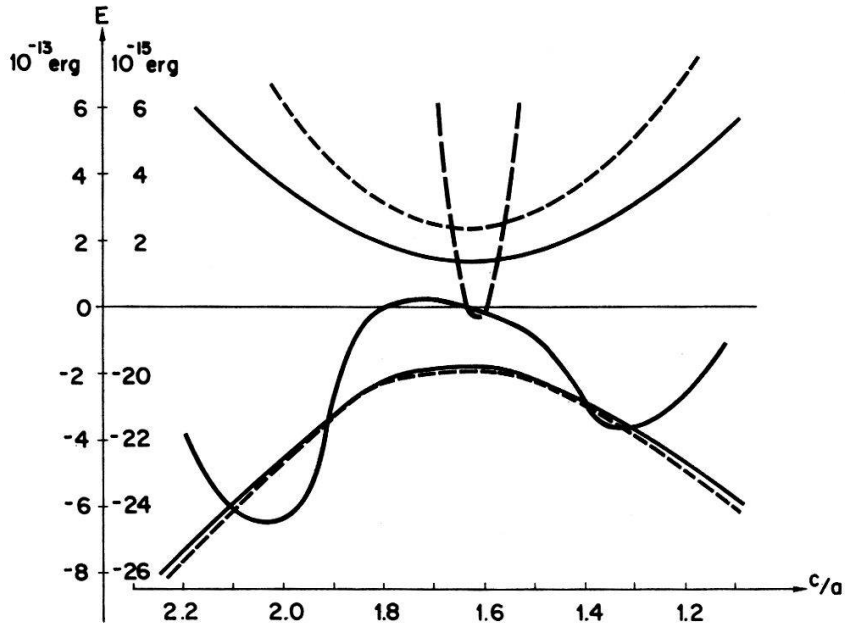



Figure 1
Variations of the lattice energy $E_G^{me}$ and the structure-dependent contributions as a function of axial ratio.
——— $r_s = 0.683$; – – – $r_s = 0.4$ Å.
▬ ▬ $E_G(c/a) - E_G(c/a - 8/3)$ in units of $10^{-15}$ erg.
═ ═ upper half plane: $\Phi_c^s$ in units of $10^{-13}$ erg.
═ ═ lower half plane: $\Phi_{oe}^s$ in units of $10^{-13}$ erg.

(a) $\Phi_{oe}^s$ is nearly volume-independent and increases with increasing distortion of the *hcp*-structure. This increase is larger for $c/a > \sqrt{8/3}$.

(b) $\Phi_c^s$ is volume-dependent [$\Phi_c^s \sim 1/r_s$ (2)] and has a minimum for $c/a = \sqrt{8/3}$. Increasing $r_s$ leads to a smoother curvature of $\Phi_c^s$.

The basic question to be answered is: what is the cause of the distorted *hcp*-structure at $r_s = 0.683$ Å and the decreasing axial ratio with decreasing volume? At large $r_s$, i.e. $r_s \geq 0.6$ Å, $\Phi_c^s$ is too small to compensate the asymmetric decrease of $\Phi_{oe}^s$. Therefore, the asymmetric behavior $\Phi_{oe}^s$ stabilizes an *hcp*-structure with $c/a = \sqrt{8/3}$. On the other hand, $\Phi_c^s$ increases with decreasing $r_s$, while $\Phi_{oe}^s$ remains nearly constant. Furthermore, the radius of curvature becomes smaller than that of $\Phi_{oe}^s$. Hence, the minima of the lattice energy $E_G^{me} = E_G^{me}(c/a)$ move towards $c/a = \sqrt{8/3}$ with decreasing volume. At a certain volume this will lead to a stabilization of the ideal axial ratio, $c/a = \sqrt{8/3}$. Consequently the distortion of the *hcp*-lattice and the decrease of this distortion may be understood in terms of the statements (a) and (b) cited above.

Finally we return to the asymmetry of $\Phi_{oe}^s = \Phi_{oe}^s(c/a)$ (Figure 1). It is conventient to rewrite $\Phi_{oe}^s$ (3) in the form

$$\Phi_{oe}^s(\mathring{\boldsymbol{R}}) = \sum_{k \neq 0} W(h)\, U_e(h)\,. \tag{4}$$

The structural weight $W(h)$ is $F(\boldsymbol{h})^2$ multiplied by the number of equivalent reciprocal lattice vectors with the same $|\boldsymbol{h}|$. The function $U_e(Q)$ is shown in Figure 2 as calculated

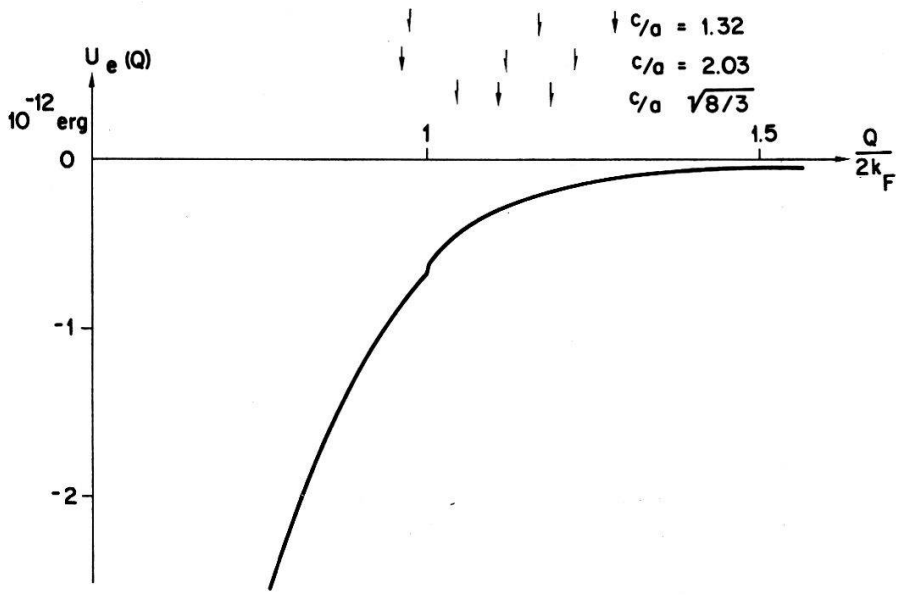



Figure 2

Fourier transform of the electronic contribution to the effective proton-proton interaction for $r_s = 0.683$ Å. The arrows indicate the first three neighboring shells in the reciprocal lattice with $c/a = 2.03$, $\sqrt{8/3}$, 1.32.

↓: (100)-shell; structural weight $6 \cdot 1/4 = 3/2$.

↓: (101)-shell; structural weight $12 \cdot 3/4 = 9$.

↓: (002)-shell; structural weight $2 \cdot 1 = 2$.

in $I$. Here the first three neighbouring shells in the reciprocal lattice for three different $c/a$-ratios are indicated. We emphasize that the asymmetry of $\Phi^s_{oe}$ shown in Figure 1 may be attributed to the different sequence of the (100) and (002) shells. In order to investigate further this suggestion the relevant contributions to $\Phi^s_{oe}$ were calculated and listed in Table I. These results confirm quantitatively the argument stated above

Table I

Contributions to $\phi^s_{oe}$ (4) in units of $10^{-12}$ erg.

| $c/a$ | (100) 3/2 | (002) 2 | (101) 9 | Shell $W(h)$ |
|---|---|---|---|---|
| 1.32 | − 0.64 | − 0.14 | − 1.09 | |
| 8/3 | − 0.38 | − 0.33 | − 0.98 | |
| 2.03 | − 0.23 | − 0.97 | − 0.79 | |

that the asymmetry of $\Phi^s_{oe} = \Phi^s_{oe}(c/a)$ (Figure 1) must be attributed to the different sequence of the (100) and (002) shells for small and large axial ratios, respectively. However, the Ewald term $\Phi^s_c$ always opposes these deviations from the ideal axial ratio (Figure 1).

Accordingly the distorted *hcp*-structure of metallic hydrogen at the estimated equilibrium pressure can be understood in terms of a subtile balance between the

Ewald energy $\Phi_c^s$ which favors the ideal axial ratio and the electronic contribution $\Phi_{oe}^s$ favoring distortion.

*Acknowledgments*

The authors are grateful to Dr. W. B. Waeber and N. Szabo for helpful discussions.

*References*

[1] T. Schneider, Helv. Phys. Acta *42*, 957 (1969).
[2] T. Schneider and E. Stoll, Physica, to be published.

## Der Einfluss der bei der adiabatischen Näherung vernachlässigten Glieder auf die Phononendispersion

von T. Schneider
(IBM Research Laboratory, Rüschlikon)
und E. Stoll
(Eidg. Institut für Reaktorforschung, Würenlingen)

Wird demnächst veröffentlicht.

## Die Abhängigkeit der effektiven Ion-Ion-Wechselwirkung in einfachen Metallen von der Art der Behandlung des Austausches und der Korrelation der Valenzelektronen

von E. Stoll
(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung,
Eidg. Institut für Reaktorforschung, Würenlingen)
und T. Schneider
(IBM Research Laboratory, Rüschlikon)

Wird demnächst veröffentlicht.

## Computerrechnungen und Frequenzspektrum von festem Blei bei 300 K

von E. Stoll
(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung, Eidg. Institut für Reaktorforschung, 5303 Würenlingen)

Weil die Debye-Temperatur von Blei viel niedriger als die Zimmertemperatur ist, dürfen die Bewegungen des Bleigitters bei Zimmertemperatur klassisch behandelt werden. Insbesondere ist die Newton'sche Bewegungsgleichung (1) zur Beschreibung der Bahnen der einzelnen Blei-Ionen gültig.

$$\frac{\partial^2 \boldsymbol{X}_i}{\partial t^2} = -\frac{1}{M_i} \sum_j \frac{\boldsymbol{X}_{ij}}{R_{ij}} \frac{\partial \Phi(R)}{\partial R} \bigg|_{R=R_{ij}} \tag{1}$$

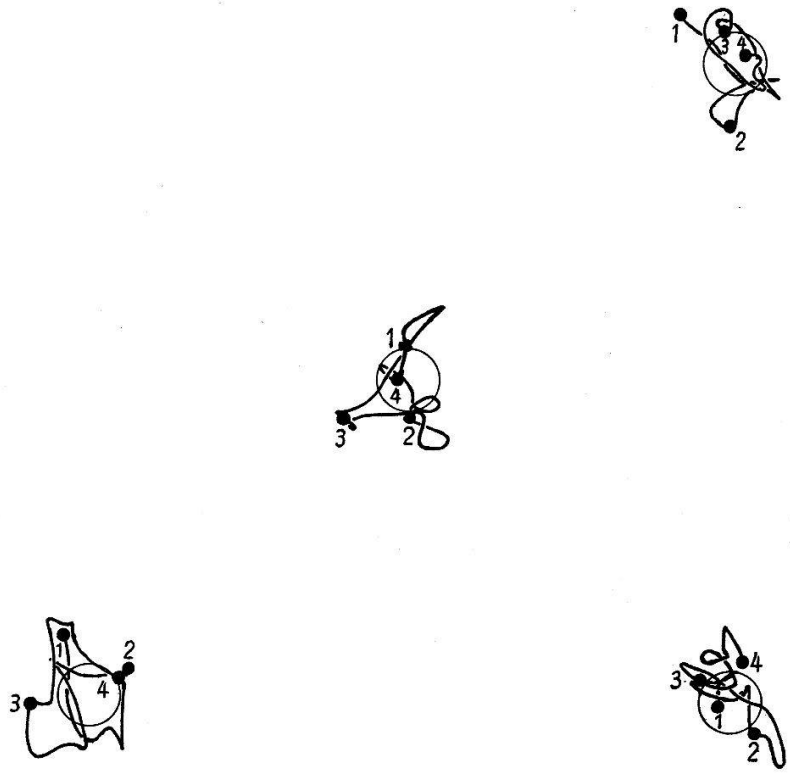
Dabei bedeuten $\boldsymbol{X}_i$ den Ortsvektor des $i$-ten Ions, $M_i$ dessen Masse, $\boldsymbol{X}_{ij}$ und $R_{ij}$ den Ortsvektor bzw. den Abstand zwischen dem $i$-ten und dem $j$-ten Ion sowie $\Phi(R)$ das effektive Ion-Ion-Potential. Für Blei hatten wir in einer frühern Arbeit [1] das effektive Ion-Ion-Potential durch Anpassung an eine mit Neutronen gemessene Phononendispersionskurve [2] bestimmt.

Rahman [3] entwickelte nun ein Rechenverfahren, mit welchem die Newton'sche Bewegungsgleichung (1) schrittweise gelöst werden kann. (Dickey et al. [4] berechneten damit dynamische Eigenschaften von festem Argon.) In unserm Beispiel beträgt der Zeitschritt $\Delta t$ ungefähr 0,05 der Schwingungszeit der höchsten Phononenfrequenz.

Da bei Zimmertemperatur die anharmonischen Effekte schon sehr beträchtlich sind, wurden die Anfangslagen der Einzelionen folgendermassen festgelegt: Aus der idealen Position wurden sie durch zufällig erzeugte Vektoren, welche auf 1/10 der Gitterabstände begrenzt waren, ausgelenkt. Wegen der Anharmonizitäten war das System nach ungefähr 5 psec im Gleichgewicht.

In Figur 1 sehen wir die Spuren von 4 Pb-Kernen während 3,75 psec. Die Kreise bezeichneten den Radius mittlerer Auslenkung. Es fällt auf, dass die Bewegungen dieser Ionen sehr schwach korreliert sind. Das ist verständlich, da wir nicht nur eine einzige Frequenz wie im Einstein-Modell angeregt haben, sondern vielmehr ein ganzes Frequenzspektrum. Durch die Überlagerung dieser Einzelfrequenzen scheinen die Bewegungen der Einzelionen ziemlich unabhängig voneinander zu sein.

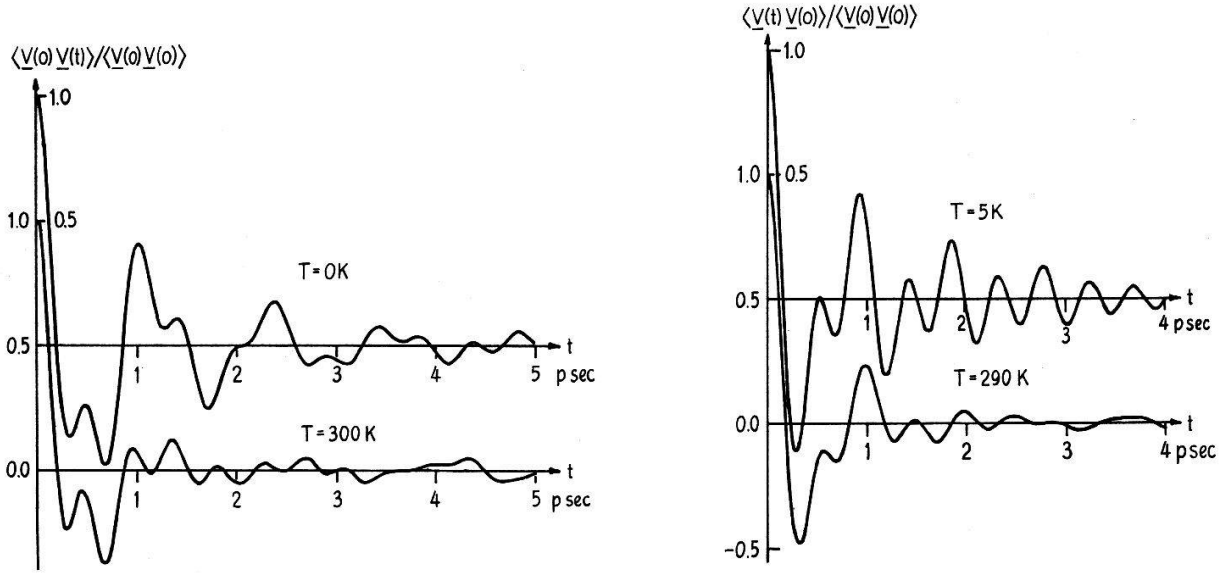
In Figur 2 sehen wir die Korrelation der Geschwindigkeiten der Einzelatome. Die Kurve bei 300 K wurde nach den im Formalismus von Rahman [3] bestimmten ersten Ableitungen berechnet. Diese Korrelationskurve ist die Fouriertransformierte des Frequenzspektrums. Zum Vergleich wurden die Frequenzspektren der harmonischen Näherung (nach dem Verfahren von Gilat und Raubenheimer [5] berechnet) bei T = 0 K (mit dem gleichen Ion-Ion-Potential bestimmt), bei 5 K und 190 K (nach Neu-



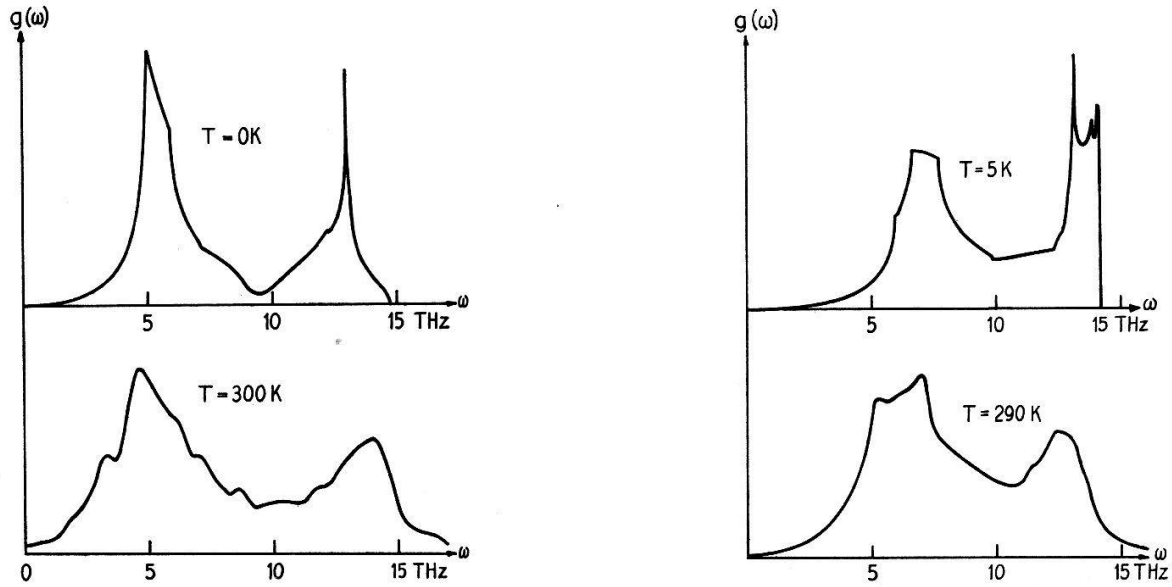

Figur 1
Projektion der Spuren von 4Pb-Kernen auf die (001)-Ebene. $t_1=0$, $t_2=1{,}25$, $t_3=2{,}5$, $t_4=3{,}75$ psec.

tronenstreuungs-Messungen von Furrer) [6] fouriertransformiert. (Für die Transformation wurde ein Fortran-Unterprogramm von Hutchinson [7] verwendet.) Dabei ist zu sehen, dass für die beiden ersten hochfrequenten Schwingungen bis 1 psec die Hochtemperaturkorrelation nicht sehr stark von derjenigen bei tiefen Temperaturen abweicht. Dieses Verhalten zeigen sowohl die Rechnungen nach dem Modellpotential wie auch die Neutronenstreuungsmessungen. Dagegen zeigen beide Hochtemperaturkurven, dass bei 4 psec die hochfrequenten Schwingungen sehr stark gedämpft werden.

Die nach der harmonischen Näherung bei 0 K und 5 K berechneten, bei 290 K gemessenen Frequenzspektren sowie die Fouriertransformierte der Korrelationsfunktion bei 300 K sind in Figur 3 zusammengestellt. Die Peaks werden sowohl bei der Rechnung bei 300 K wie bei der Messung bei 290 K wegen den anharmonischen Beiträgen




Figur 2
Geschwindigkeitskorrelation von festem Pb nach einem Modellpotential [1] (links) und Neutronenstreumessungen [6] (rechts).




Figur 3
Frequenzspektren von festem Pb nach einem Modellpotential [1] (links) und Neutronenstreumessungen [6] (rechts).

abgerundet. Bei beiden Spektren werden die Beiträge der niederfrequenten Phononenäste zu niedrigeren Frequenzen verschoben. Auch wird bei beiden Spektren die Lücke zwischen diesen Beiträgen und denjenigen der hochfrequenten Äste aufgefüllt. Bei den Rechnungen ist der Frequenzshift nach hohen Frequenzen viel deutlicher als bei den Messungen zu sehen. Dieser Shift nach höhern Frequenzen zeigt sich auch bei den gemessenen Dispersionskurven [6] in der Nähe der Begrenzung der Brillouinzone. Dass dieser Shift gegen hohe Frequenzen in diesen Rechnungen grösser als im Experiment ist, wird weiter dadurch verursacht, dass bei diesen Rechnungen das Volumen bei 0 K und 300 K gleich gewählt wurde.

Mit diesen Rechnungen konnte gezeigt werden, dass die Bewegungen der Einzelatome nicht sehr stark voneinander abhängig sind, der Frequenzshift infolge der Anharmonizitäten beträchtlich ist, die Messungen bestätigt und die Verschmierung der Peaks in den Neutronenstreuspektren durch die Anharmonizitäten verursacht werden.

Zuerst danke ich Herrn Prof. A. Rahman für wertvolle Diskussionen und für sein Fortran-Programm. Weiter möchte ich Herrn Dr. A. Furrer für die Überlassung und Bereitstellung seiner Messdaten danken. Dank gebührt ebenfalls den Rechenzentren der ETH und des EIR für ihre Unterstützung und die gewährte Rechenzeit. Schliesslich danke ich Herrn Dr. P. Hutchinson, Harwell, für die Überlassung seines Fortran-Unterprogrammes sowie Herrn Prof. W. Hälg für die Ermöglichung dieser Arbeit.

*Literatur*

[1] T. Schneider und E. Stoll, Phys. kondens. Mat. *5*, 364 (1966).
[2] B. N. Brockhouse, T. Arase, G. Caglioti, K. R. Rao und A. D. B. Woods, Phys. Rev. *128*, 1099 (1962).
[3] A. Rahman, Phys. Rev. 136, A 405 (1964).
[4] J. M. Dickey und A. Paskin, Phys. Rev. *188*, 1407 (1969).
[5] G. Gilat und L. S. Raubenheimer, Phys. Rev. *144*, 390 (1966).
[6] A. Furrer, Dissertation Nr. 4497, ETH Zürich, 1970; A. Furrer, Würenlingen, 1970, private Mitteilung.
[7] P. Hutchinson, AERE Harwell, 1967, private Mitteilung.

## Zur Elektronentheorie flüssiger Metalle

von N. Szabo
(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung,
Eidg. Institut für Reaktorforschung, Würenlingen)

Die formale Störungsrechnung wurde von Edwards auf das Problem der nicht wechselwirkenden Elektronen in flüssigen Metallen angewendet. Jedoch beschränkte er sich bei der Bandstruktur der Elektronen auf Terme von höchstens zweiter Ordnung in der Elektron-Ion-Wechselwirkung. Die störungstheoretische Behandlungsweise macht es schwierig, dieses Vorgehen zu höheren Ordnungen zu erweitern, damit auch Systeme mit starker Kopplung behandelt werden könnten. Diese Schwierigkeit kann in der Theorie der Greenschen Funktionen mit der Methode der Funktionalableitung umgangen werden. Ausserdem ermöglicht diese Methode die Herleitung einer exakten Bethe-Salpeter-Gleichung für nicht wechselwirkende Elektronen im flüssigen Metall, die anderseits zu einer selbstkonsistenten Boltzmann-Gleichung führt.

## Hall-Koeffizient, elektrischer Widerstand und magnetische Suszeptibilität flüssiger Metalle der Seltenen Erden

von H.-J. GÜNTHERODT, H. U. KÜNZI und L. SCHLAPBACH
(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Untersuchungen des Hall-Koeffizienten, des elektrischen Widerstandes und der magnetischen Suszeptibilität flüssiger normaler Metalle und Legierungen haben in den vergangenen Jahren gezeigt, dass das Modell freier Elektronen im allgemeinen gut gilt.

Nach den Messungen des Hall-Koeffizienten [1] werden bis auf wenige Ausnahmen (Pb, Bi und Tl) die Valenzelektronen der Metalle beim Schmelzen zu Leitungselektronen, d.h. die experimentellen Hall-Koeffizienten stimmen gut mit der Formel

$$R_H = -\frac{1}{e\,n} = -\frac{A}{e\,L\,n_A\,D}$$

des Modells freier Elektronen überein. $n$ ist die Ladungsträgerzahl pro cm³, $e$ die Elementarladung, $A$ das Atomgewicht, $L$ die Loschmidt-Zahl, $D$ die Dichte und $n_A$ die Zahl der Leitungselektronen pro Atom. Das gilt auch für solche flüssigen Metalle wie Ge, das im festen Zustand ein Halbleiter ist oder für Zn und Cd, die im festen Zustand ein positives Vorzeichen des Hall-Koeffizienten haben.

Die elektrische Leitfähigkeit flüssiger Metalle und Legierungen wird gut durch die ZIMAN- und FABER-ZIMAN-Formel beschrieben [2].

Die experimentelle magnetische Suszeptibilität der Ladungsträger flüssiger Metalle [3], die man aus der Differenz von gemessener und Ionen-Suszeptibilität erhält, stimmt bis auf die zweiwertigen flüssigen Metalle Hg, Cd und Zn gut mit der Suszeptibilität nach dem Modell freier Elektronen, der Pauli-Landau-Suszeptibilität überein.

Nach dem Verständnis des Verhaltens normaler flüssiger Metalle ist die Untersuchung flüssiger Übergangs- und Seltener Erdmetalle [4] und ihrer Legierungen von Interesse. Hier soll über erste Ergebnisse der Messungen an Metallen der Seltenen Erden und ihren Legierungen berichtet werden.

Der Hall-Koeffizient der untersuchten flüssigen Metalle La, Ce [5], Pr und Nd ist *positiv*. Das steht im Gegensatz zu allen bisher untersuchten normalen flüssigen Metallen. Einen positiven Hall-Koeffizienten findet man auch bei flüssigem Uran. Eine theoretische Erklärung kann noch nicht gegeben werden, es besteht jedoch die Möglichkeit, dass auch im flüssigen Zustand Defektelektronen existieren können. Beim Zulegieren von Cu zu Ce bleibt der Hall-Koeffizient von flüssigem Ce bis etwa 60 At.% Cu fast ungeändert, fällt dann stark ab, geht durch Null und strebt dem negativen Wert von Cu zu.

Der elektrische Widerstand der flüssigen Metalle der Seltenen Erden La, Ce, Pr und Nd liegt in der Grössenordnung der Widerstandswerte von flüssigem Bi und Fe. Die Legierungen des Ce und Pr mit Cu zeigen ein Maximum des elektrischen Widerstandes, dessen Wert um den Faktor acht grösser als der von reinem flüssigem Cu ist.

Die magnetische Suszeptibilität der flüssigen Metalle Ce, Pr und Nd wird durch das Curie-Weiss-Gesetz gut wiedergegeben. Nur La zeigt eine von der Temperatur fast unabhängige Suszeptibilität.

Unser Dank gilt Herrn Prof. Dr. G. Busch für seine Förderung und Unterstützung dieser Arbeit.

*Literatur*

[1] G. Busch und H.-J. Güntherodt, Phys. kondens. Mat. *6*, 325 (1967).
[2] G. Busch und H.-J. Güntherodt, Solvay Congress, Brüssel (1969).
[3] G. Busch und S. Yuan, Phys. kondens. Mat. *1*, 37 (1963).
[4] G. Busch, H.-J. Güntherodt, H. U. Künzi, H. A. Meier und L. Schlapbach, Mat. Res. Bull. (1970).
[5] G. Busch, H.-J. Güntherodt, H. U. Künzi und L. Schlapbach, Phys. Lett. *31 A*, 191 (1970).

## Magnetische Eigenschaften flüssiger Legierungen mit Übergangsmetallen

von G. Busch, H.-J. Güntherodt und H. A. Meier
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Es wurde die magnetische Suszeptibilität der Legierungen von Fe, Co und Ni mit ein- und höherwertigen normalen Metallen in flüssigem Zustand gemessen. Nach dem Verhalten der magnetischen Suszeptibilität als Funktion der Temperatur und Konzentration ergeben sich 2 charakteristische Gruppen: Au–Ni und Co–Ge. Für Legierungen der Au–Ni-Gruppe bleibt das Curie-Weiss-Gesetz fast über den ganzen Konzentrationsbereich erhalten. In der Co–Ge-Gruppe verschwindet dagegen das Curie-Weiss-Gesetz bei einer bestimmten Konzentration, was auf ein Auffüllen der nur teilweise gefüllten *d*-Bänder der Übergangsmetalle schliessen lässt.

## Annihilationsmessungen an flüssigen HgIn-Legierungen

von F. Badoux und F. Heinrich
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

An reinen Metallen wurde das Annihilationsverhalten beim Übergang fest-flüssig schon wiederholt untersucht. Shand [1] und Arias-Limonta et al. [2] konnten für Alkalimetalle zeigen, dass bei zweckmässiger Berücksichtigung der Coreannihilationen und der Positronenbewegung das Modell freier Elektronen (MFE) die Resultate von Winkelkorrelationsmessungen für beide Phasen gut beschreibt. Bei vielen anderen Metallen, u. a. Hg ([3] und [4]) lassen sich die gemessenen Korrelationsfunktionen nicht mit dem MFE beschreiben: Während in der festen Phase der Leitungselektronenanteil durch eine an der Fermikante abbrechende Parabel dargestellt werden kann, tritt in der Schmelze beim Fermiwinkel eine starke Verschmierung auf; zudem nimmt der Coreannihilationsanteil beim Übergang zur Flüssigkeit merklich ab. Nach Gustafson

[3] kann der Leitungselektronenanteil von flüssigem Hg durch die Dichteverteilung der Wellenvektoren

$$\varrho(k) = A\left[\exp\left(\frac{k^2/k_F^2 - 1}{\Delta}\right) + 1\right]^{-1} \tag{1}$$

beschrieben werden. $\varrho(k)$ entspricht einem Fermigas extrem hoher effektiver Temperatur, wobei $\Delta$ ein Mass für die Aufweichung der Fermikante $\delta k/k_F$ ist. Nimmt man an, dass diese Verschmierung durch Streuprozesse der Elektronen an der ungeordneten Struktur der Flüssigkeit entsteht, so liefert $\delta k^{-1}$ eine grobe Abschätzung für die mittlere freie Weglänge. Aus $k_F$, dem Grenzwellenvektor bei der effektiven Temperatur $T_{eff}$ kann die Elektronendichte $n$ ermittelt werden. Dabei ist allerdings die Verschiebung der Fermikante als Folge von $T_{eff}$ zu berücksichtigen:

$$(3\pi^2 n)^{1/3} = k_F(T = 0) = k_F(T_{eff})\left(1 - \frac{\pi^2\Delta^2}{12}\right)^{-1/2} \tag{2}$$

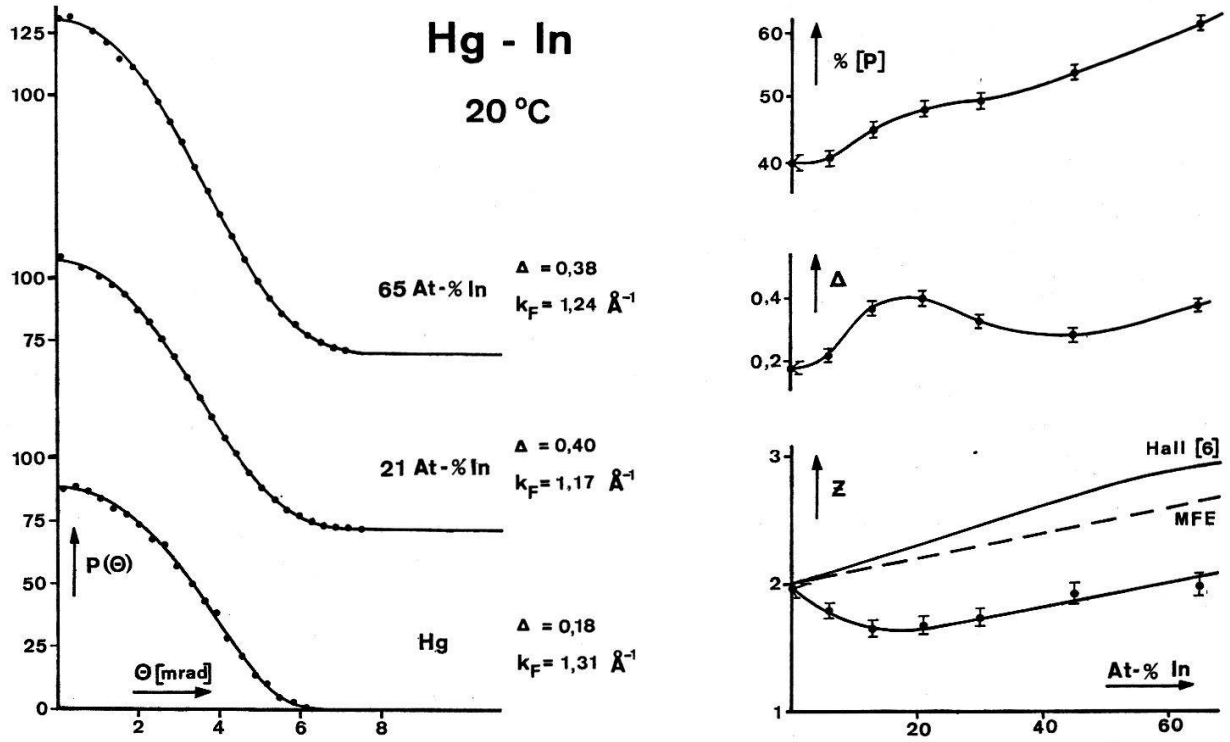
Wir haben an dem bei 20 °C bis zu 65 At-% In flüssigen System HgIn Korrelationsfunktionen $N(\Theta)$ bei variablem In-Gehalt aufgenommen und die Resultate in der besprochenen Weise analysiert. Die Proben wurden unter Vakuum präpariert und sorgfältig entgast. Die Dichten wurden pyknometrisch gemessen und stimmen innerhalb von 0,4% mit den Werten von Davies [5] überein. Die Messdaten wurden bezüglich elektronischer Drifts, $\gamma$-Absorption in der Probe, Untergrund, Annihilationen im Probengefäss und geometrischer Auflösung korrigiert. Der «Corebeitrag» wurde für $\Theta \geqslant 7$ mrad durch Gaussfunktionen $G(\Theta) = G_0 \cdot \exp(-\Theta^2/\Theta_G^2)$ approximiert. $\Theta_G$ bleibt dabei für alle Legierungsverhältnisse innerhalb von ca. 2% unverändert.

Dagegen nimmt mit zunehmendem In-Gehalt der prozentuale Corebeitrag fast linear ab, was einmal mehr darauf hindeutet, dass Coreannihilationsprozesse in Legierungen vorzüglich am Ion kleinerer Ladung (hier $Hg^{2+}$) erfolgen. – Aus (1) lässt sich der Leitungselektronenbeitrag zur Korrelationsfunktion berechnen:

$$P^*(\Theta) = A\left\{1 - \frac{\Theta^2}{\Theta_F^2} + \Delta \ln\left[\exp\left(\frac{\Theta^2/\Theta_F^2 - 1}{\Delta}\right) + 1\right]\right\} \text{mit } \Theta_F = \frac{\hbar k_F}{mc} \tag{3}$$

Bei Wahl eines optimalisierten Parameterpaares $\Delta$ und $k_F$ lassen sich die experimentellen $P(\Theta) = N(\Theta) - G(\Theta)$ ausgezeichnet durch (3) anpassen. (Fig. links: ausgezogene Kurven sind analytische Funktionen $P^*(\Theta)$). Die Figur zeigt rechts in Funkiion des Legierungsverhältnisses den Parameter $\Delta$, die aus $k_F$ nach (2) berechneten Elektronenzahlen/Atom $z$ sowie den prozentualen Anteil $[P]$ der Annihilationen mit Leitungselektronen. Die beachtliche Grösse der Werte für $\Delta$ lässt sich kaum durch die Unschärfe der Fermifläche, hervorgerufen durch Streuprozesse, erklären. Die Positronenbewegung liefert sicher einen Beitrag zu $\Delta$, sollte jedoch keinen Einfluss auf $z$ haben, solange sie einer Boltzmannverteilung unterliegt. Die Resultate für $z$ zeigen jedoch beachtliche Abweichungen von den aus dem MFE berechneten und durch Halleffekt [6] gemessenen Werten.

Korrelationsmessungen an flüssigem Ga [7] zeigen ein ähnliches Verhalten. Lebensdauermessungen in Ga [8] zeigen zudem, dass die Lebensdauer beim Schmelzen




abrupt zunimmt. Alle diese Effekte werden verständlich, wenn man nach Brandt [8] annimmt, dass in der Mikrostruktur der Schmelze Leerstellen existieren, an denen die Elektronendichte kleiner ist als in der übrigen Struktur und an denen Positronen bevorzugt annihilieren. Der Gang von $z$ mit der In-Konzentration im System HgIn erfordert die zusätzliche Annahme, dass die Art und die Häufigkeit solcher Leerstellen vom Mischungsverhältnis abhängt. Lebensdauermessungen in Indiumamalgamen wären zur Prüfung dieser Vorstellungen nützlich.

*Literatur*

[1] J. B. Shand, Ph. d. dissertation, University of North Carolina (1964).
[2] J. A. Arias-Limonta and P. G. Varlashkin, Phys. Rev. [B] *1*, 142 (1970).
[3] D. R. Gustafson, A. R. Mackintosh and D. J. Zaffarano, Phys. Rev. *130*, 1455 (1963).
[4] R. N. West, R. E. Borland, J. R. A. Cooper and N. E. Cusack, Proc. Phys. Soc. *92*, 195 (1967).
[5] H. A. Davies, P. H. Draper and J. S. LL. Leach, Phys. and Chem. Liquids *1*, 171 (1968).
[6] H. J. Güntherodt, A. Menth und Y. Tièche, Phys. kondens. Mat. *5*, 392 (1966).
[7] D. R. Gustafson and A. R. Mackintosh, Phys. Lett. *5*, 234 (1963).
[8] W. Brandt and H. F. Waung, Phys. Lett. *27A*, 700 (1968).

## Restauration des dislocations dans l'or pur [1])

par T. Jalanti et A. Isoré
(Laboratoire de Génie Atomique de l'EPF-Lausanne)

Différents auteurs ont signalé une augmentation du frottement intérieur suivie d'une diminution consécutives à des recuits effectués sur des échantillons de métaux écrouis. Ces variations sont généralement interprétées par une réorganisation du réseau de dislocations [1] ou par une recristallisation [2].

[1]) Subside No. 2.60.68 du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

Nous avons effectué des mesures de frottement intérieur sur deux types d'échantillons d'or du pureté 99,999%:

- des barreaux 50 × 5 × 5 mm écrouis par laminage mesurés en vibration en flexion dans l'installation décrite par Fornerod [1];
- des lames 8 × 3 × 0,1 mm encastrées, écrouies par traction et mesurées en vibration en flexion dans l'installation décrite par Benoit [3]. L'encastrement a été réalisé en soudant par diffusion la lame d'or sur un bloc d'or, afin d'éviter tout écrouissage autre que la traction. Les mesures sont effectuées en décroissance libre lors de montées linéaires. Les recuits sont effectués in situ sans démontage de l'échantillon.

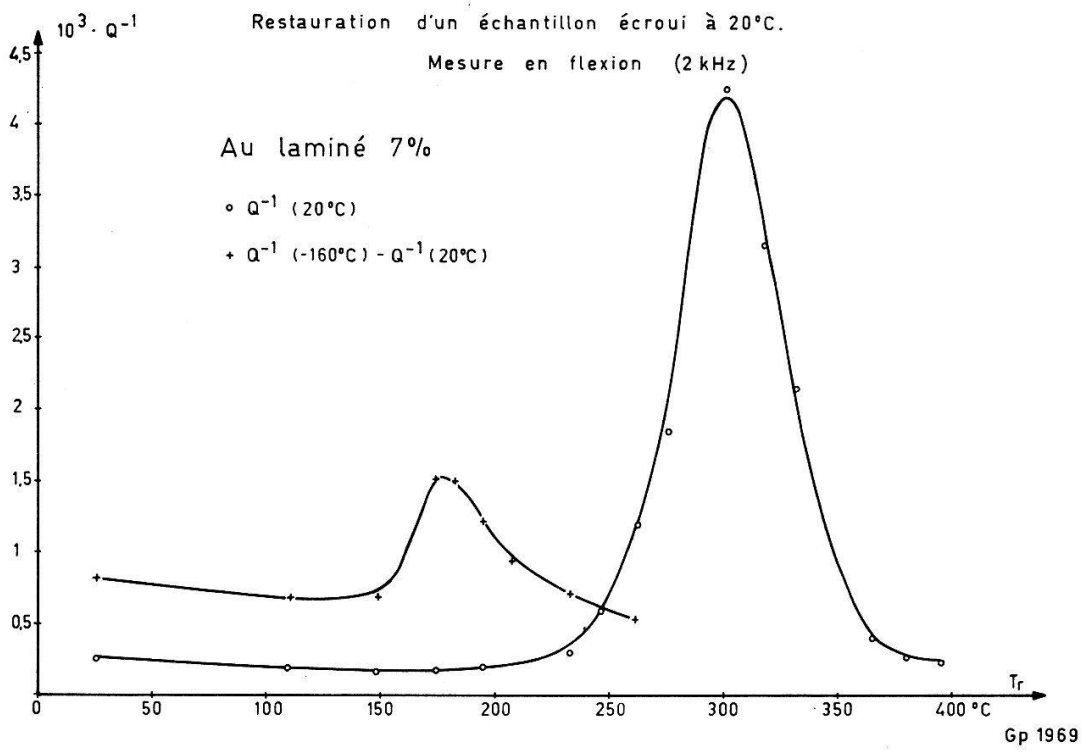
Lorsque l'on porte en fonction de la température de recuit le frottement intérieur mesuré à une température donnée, on constate les faits suivants:

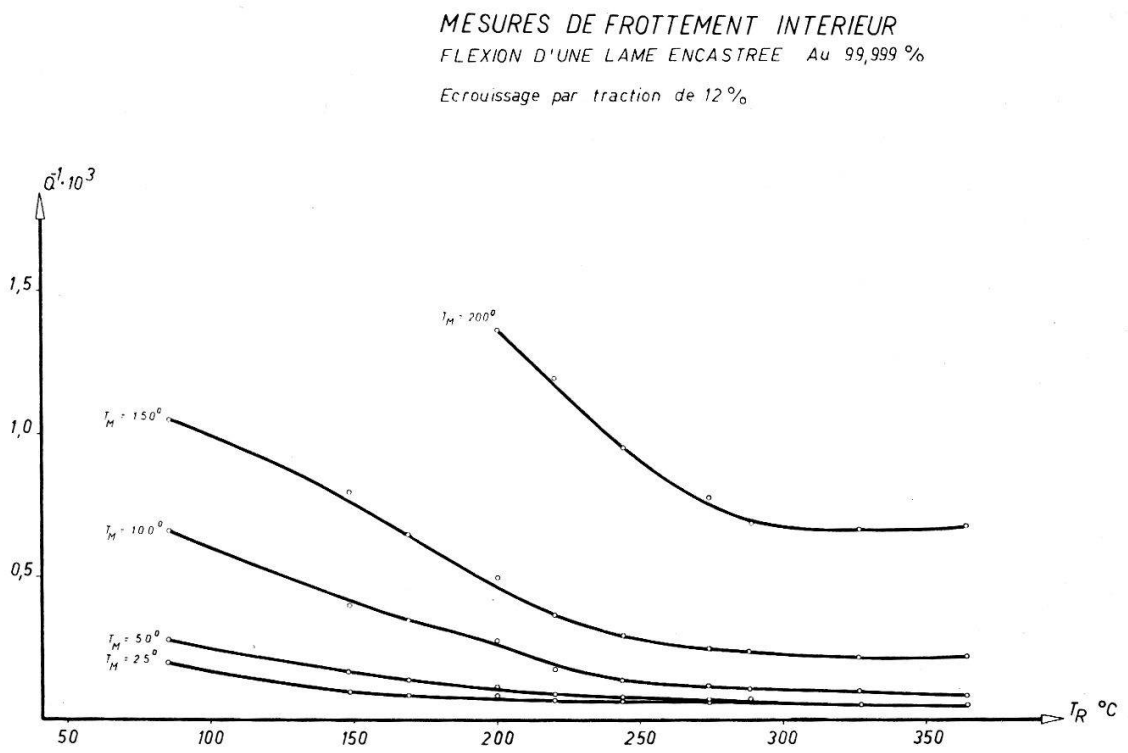
- Pour les échantillons laminés (fig. 1) le frottement intérieur mesuré à 20 °C, $Q^{-1}$ (20 °C), présente un maximum pour un recuit à 300 °C. La hauteur du pic de Bordoni, représenté ici par une grandeur $Q^{-1}$ (160 °C) – $Q^{-1}$ (20 °C) qui lui est proportionnelle, présente un maximum avant le début de la montée de $Q^{-1}$.
- Pour les échantillons tractionnés (fig. 2), aucun maximum de $Q^{-1}$ n'apparaît quelle que soit la température de mesure.

Tout écrouissage accidentel, tel qu'un pliage de l'échantillon ou un mauvais encastrement conduit à l'observation d'un maximum. Grandchamp [4] n'a pas observé de maximum lors de mesures du même type en vibrations longitudinales quel que soit le mode d'écrouissage.

Ces constations nous amènent à la conclusion suivante:

- Un maximum de frottement intérieur consécutif à des recuits n'apparaît que si la déformation appliquée lors de l'écrouissage (laminage, flexion) ou de la mesure






(flexion) est inhomogène. Une déformation homogène (traction) ne conduit pas à ce phénomène.

*Bibliographie*

[1] R. C. Fornerod, Mem. Sc. Rev. Mét., *46*/2 (1969).
[2] G. Bouquet, B. Dubois, Communication aux Journées d'Automne, Sté. Française de Mét., 1969.
[3] W. Benoit, thèse EPUL, 1968, Mem. Sc. Rev. Mét. *46*/10 (1969).
[4] P.-A. Grandchamp, thèse EPF-L, 1970.

## Pics de Hasiguti dans l'or écroui et irradié[1])

par B. Bays, W. Benoit et P.-A. Grandchamp
(Laboratoire de Génie Atomique, EPF – Lausanne)

Lorsqu'un échantillon d'or polycristallin (pureté 5N) écroui à 78 °K est soumis à des vibrations de torsion, de fréquence voisine de 1 c/s, on observe trois pics de frottement intérieur entre 120 °K et 220 °K. Le frottement intérieur est mesuré au moyen d'un pendule de torsion inversé [1] sur des fils d'or (⌀ 1 mm, longueur 100 mm) au cours de montées linéaires de la température en fonction du temps. Ces trois pics (pics de Hasiguti ou pics $P_1$, $P_2$ et $P_3$) ont fait l'objet de nombreuses études et leurs principales propriétés peuvent se résumer comme suit:

[1]) Subvention N° 2.60.68 du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

- ils n'apparaissent que sur des échantillons écrouis à basse température
- ils n'apparaissent pas après une trempe de lacunes
- au cours de recuits successifs leurs maximums croissent en amplitude avant de décroître
- la hauteur des pics croît avec le taux d'écrouissage
- la croissance et décroissance des pics est accompagnée d'une variation du module d'élasticité.

Il semble que les pics de Hasiguti soient liés à la présence dans le cristal à la fois d'un réseau de dislocations et des défauts ponctuels. D'autre part, ces pics croissent et décroissent après des recuits à des températures correspondantes aux stades de restauration II, III et IV de la résistivité électrique. Ces pics semblent donc liés à la disparition des défauts ponctuels au cours de ces stades de restauration.

Admettant qu'une partie de ces défauts ponctuels migrent vers les dislocations, divers auteurs [2], [3] attribuent les pics de Hasiguti à une interaction entre dislocations et défauts ponctuels. Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons cherché à créer des dislocations et des défauts ponctuels séparément en irradiant aux neutrons, à 78 °K, des échantillons écrouis à température ambiante et légèrement recuits, ce recuit devant faire disparaître les défauts ponctuels créés lors de l'écrouissage, tout en conservant le réseau de dislocations. L'expérience montre que des recuits à 373 °K sont insuffisants dans l'or pour faire migrer les défauts ponctuels [4]. On constate cependant simultanément un fort épinglage des dislocations. En effet, nous n'avons pas observé de pics de Hasiguti après irradiation de fils recuits à 373 °K. Nous pensons que les dislocations sont alors trop épinglées pour donner lieu à un pic d'interaction avec les défauts ponctuels créés par irradiation.

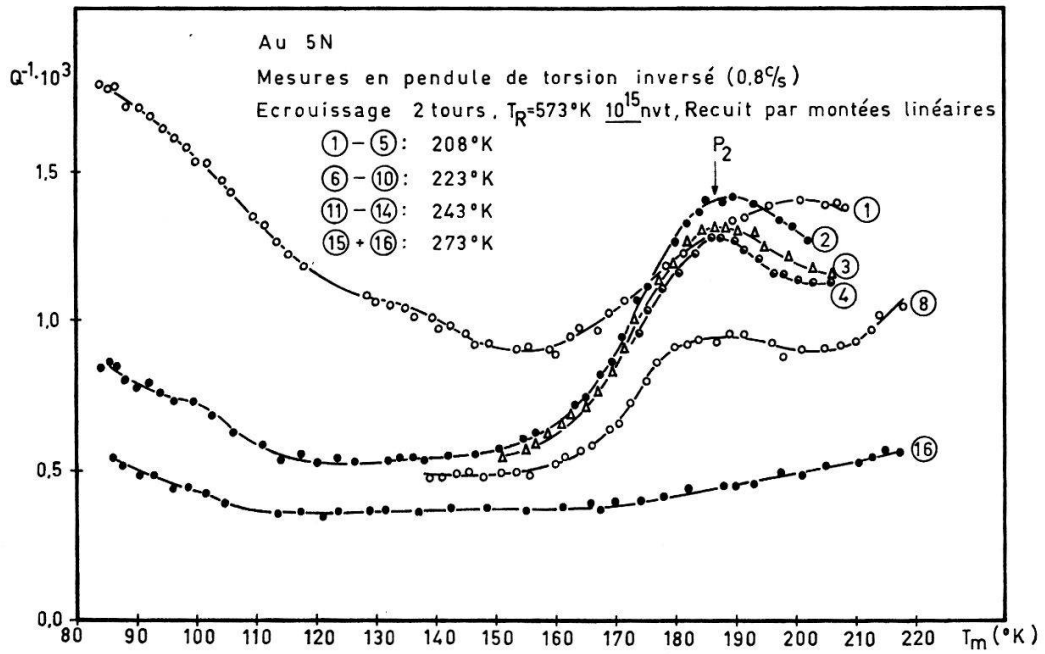



Figure 1
Frottement intérieur $Q^{-1}$ en fonction de la température de mesure $T_m$ d'un fil d'or écroui puis irradié. Chaque courbe correspond à une montée linéaire de la température en fonction du temps. Les températures maximales atteintes au cours d'une montée sont indiquées sur la figure.

T. Jalanti et A. Isoré [5] ont montré (mesures en vibration de flexion) que le fond de frottement intérieur d'échantillons écrouis par laminage présentait un maximum après des recuits vers 573 °K. Cette augmentation du frottement intérieur semble liée au désépinglage des dislocations. Des échantillons ont donc subi le traitement suivant: écrouissage 2 tours, recuit de 1 heure vers 573 °K et irradiation à 78 °K avec un flux de $10^{15}$ n/cm² (flux rapide). Nous avons ainsi pu mettre en évidence un pic de Hasiguti. Les résultats de la figure 1 mettent en évidence la croissance et la décroissance du pic $P_2$ ($P_1$ et $P_3$ n'ont pas pu être observés). Cette évolution du pic $P_2$ est accompagnée par une diminution de l'anomalie de module que l'on attribue à l'épinglage des dislocations (fig. 2). Nous avons déterminé l'énergie de restauration de l'ano-

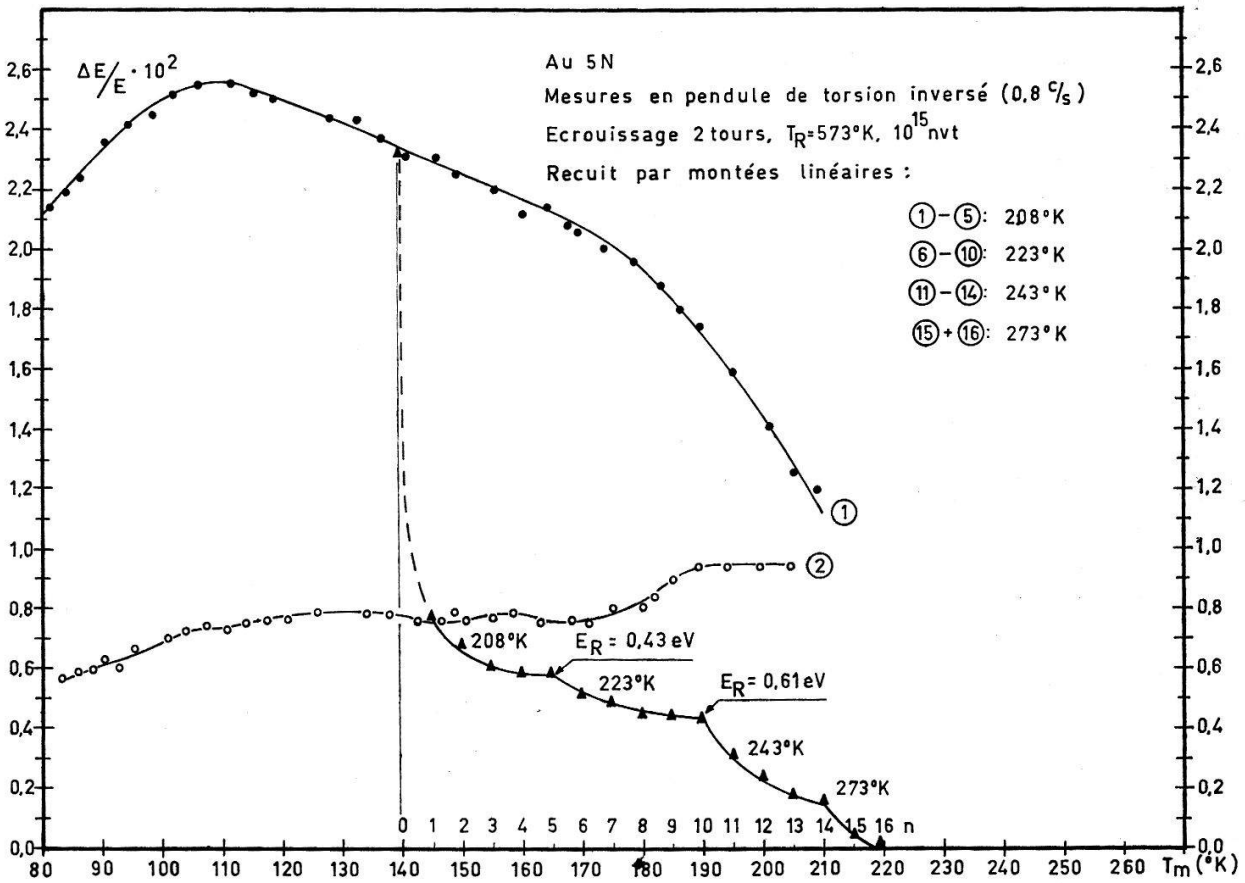



Figure 2
*Anomalie de module $\Delta E/E$ de l'échantillon de la figure 1* Les courbes 1 et 2 représentent $\Delta E/E$ en fonction de la température de mesure $T_m$ lors de la 1ère et 2e montée en température. L'autre courbe représente $\Delta E/E$ mesurée à 140 ° K en fonction du nombre $n$ [3] de montées en température.

malie de module mesurée à 140 °K à partir de montées linéaires successives de la température jusqu'à 208 °K, 223 °K et 243 °K. Les valeurs trouvées sont:

$$E_R = 0.43 \pm 0.2 \text{ eV pour } 208\,°\text{K} < \text{T} < 223\,°\text{K}$$

$$E_R = 0.61 \pm 0.2 \text{ eV pour } 223\,°\text{K} < \text{T} < 243\,°\text{K}.$$

Afin de mettre en évidence le rôle des dislocations, nous avons irradié aux neutrons, à 78 °K, un échantillon recuit à 1073 °K. L'expérience montre qu'il n'y a pas de

La première valeur est comparable à celle trouvée par Benoit [3] pour la restauration du pic $P_2$ après écrouissage à 78 °K. Ceci semble montrer qu'il y a une liaison étroite entre l'apparition du pic $P_2$ et l'épinglage des dislocations.

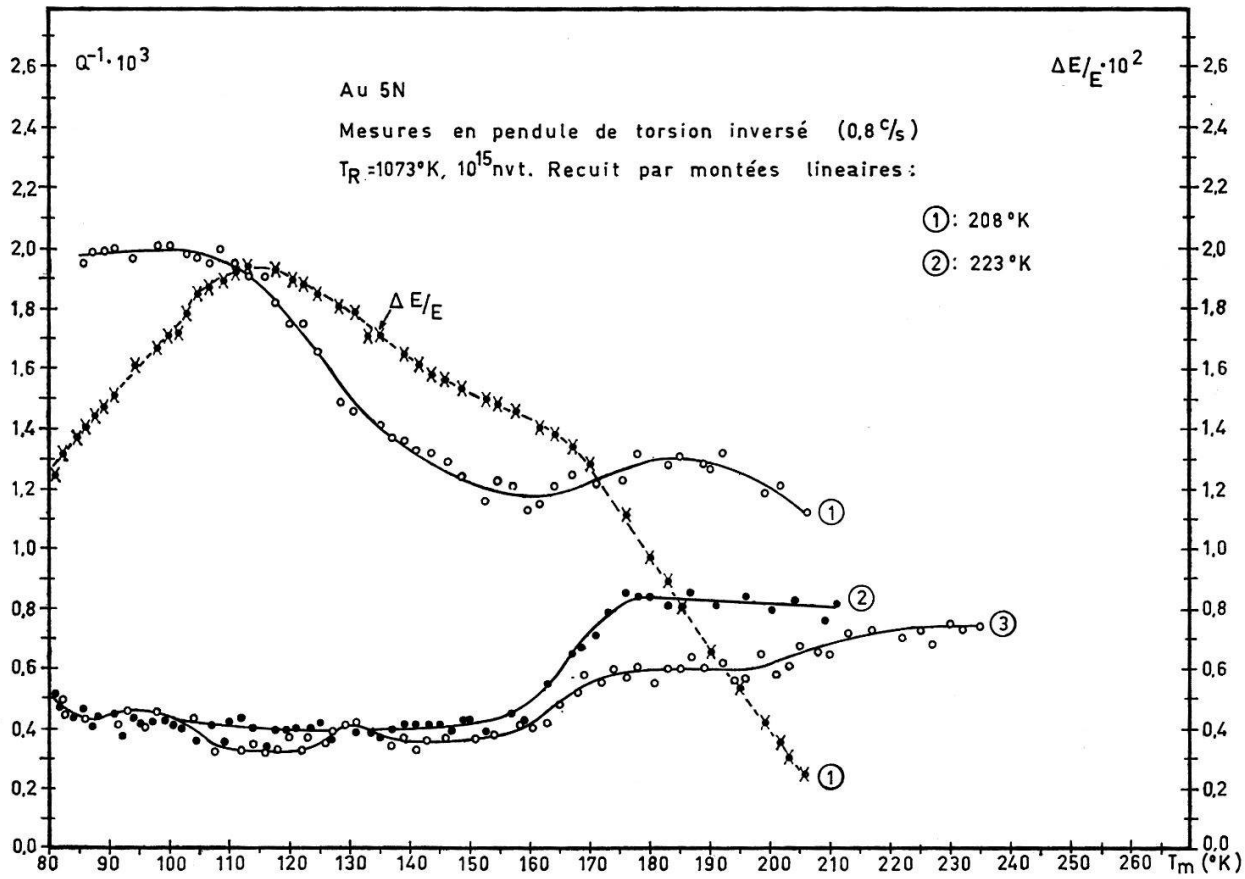



Figure 3
Frottement intérieur $Q^{-1}$ et anomalie de module $\Delta E/E$ en fonction de la température de mesure $T_m$ d'un fil d'or recuit à 1073 °K et irradié à 78 °K. Les courbes 1, 2 et 3 ont été obtenues respectivement lors de la 1ère, 2e et 3e montée en température.

pic $P_2$ (fig. 3). On constate que les manipulations ont créé un écrouissage parasite mais qui ne suffit pas pour créer un pic de Hasiguti.

En résumé, le pic $P_2$ est lié à la présence à la fois des défauts ponctuels et des dislocations; de plus, il n'apparaît que lors de l'épinglage de ces dernières. Ceci confirme le modèle d'interaction entre dislocations et défauts ponctuels proposé pour expliquer le pic $P_2$.

*Références*

[1] B. Bays et P.-A. Grandchamp (à paraître dans Revue de Physique appliquée).
[2] R. R. Hasiguti, Phys. stat. solidi *9*, 137 (1965).
[3] W. Benoit, Mem. Sci. Rev. Mét. *66*, N° 10 (1969).
[4] P.-A. Grandchamp (Thèse 1970).
[5] T. Jalanti et A. Isoré (à paraître dans Helv. phys. Acta).

## Etude de la restauration de l'or écroui et irradié aux neutrons[1])

par P.-A. Grandchamp, B. Bays et W. Benoit
(Laboratoire de Génie Atomique de l'EPF – Lausanne)

Nous étudions, en fonction de recuits successifs, l'évolution de l'anomalie de module d'échantillons d'or pur (99,999%) vibrant en ondes longitudinales à des fréquences de l'ordre de 25 kHz [1].

Dans une première phase, nous avons écroui un échantillon par compression de 7%, à la température de l'azote liquide. L'éprouvette est montée sans réchauffement dans l'installation de mesure et subit alors une série de recuits linéaires dont les températures maximales s'échelonnent de – 172,5 °C à + 60 °C par pas de 7,5 °C. La figure 1 représente deux courbes d'anomalie de module, $\Delta E/E$, mesurées à – 180 °C

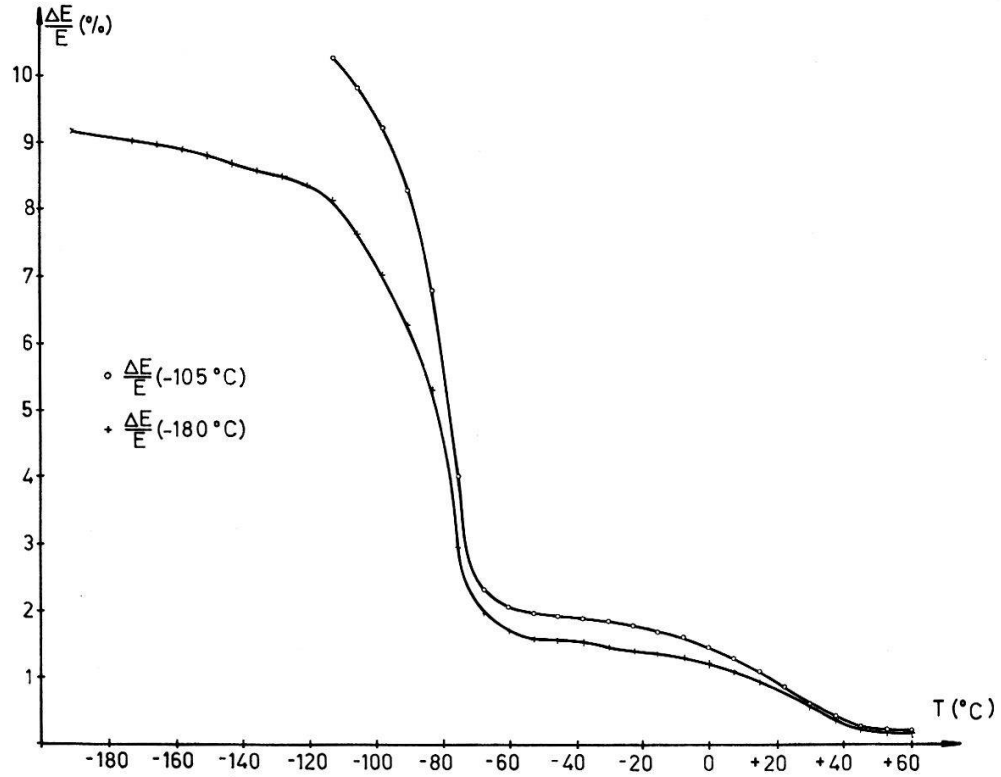



Figure 1
Restauration de l'anomalie de module d'un échantillon d'or écroui de 7% à – 196° C.

et – 105 °C, en fonction de la température maximale à laquelle l'échantillon a été soumis avant la mesure. On constate, sur ces deux courbes approximativement homothétiques, que la restauration s'opère principalement en 2 stades. Un premier, très important, situé entre – 100 °C et – 70 °C correspond à une baisse de l'anomalie de module d'environ 70% de sa valeur initiale. La fin de la restauration s'opère entre – 40 °C et + 50 °C. Il apparaît dans ce domaine un stade assez marqué allant de – 10 °C à + 50 °C. Il doit s'agir du stade IV expliqué par l'arrivée des lacunes sur les dislocations. Quant au premier de ces stades, correspondant au stade II de résistivité, il est caractérisé par une énergie de restauration que nous avons mesurée en comparant

[1]) Subside No 2.60.68 du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

l'évolution de l'anomalie de module d'échantillons soumis à une suite de montées linéaires, à la vitesse de 110 °C/h, dont les températures maximales valaient + 102 °C, − 89 °C, respectivement − 77 °C.

Nous obtenons :

$$E_M = 0{,}40\ \text{eV} \pm 0{,}02\ \text{eV}.$$

Cette valeur correspond à celle que d'autres auteurs, en particulier Benoit [2], ont obtenu en mesurant l'énergie de migration associée à la disparition du pic $P_2$ d'Okuda et de Hasiguti [3], disparition expliquée par une restriction de la liberté de mouvement des dislocations. Cette interprétation est cohérente avec nos résultats montrant une baisse de l'anomalie de module, c'est-à-dire un ancrage des dislocations du cristal.

Une deuxième mesure a été obtenue sur des échantillons d'or pur écroui de 3% à température ambiante, recuits 1 h à 100 °C puis irradiés, à la température de l'azote liquide, par un flux intégré de neutrons rapides de $1{,}1 \cdot 10^{13}$ nvt. La procédure employée permet d'étudier l'interaction entre défauts ponctuels et dislocations en les créant séparément: le recuit précédant l'irradiation fait migrer les défauts créés par écrouissage, les seuls défauts encore mobiles lors de la mesure sont ceux que l'irradiation par neutrons rapides a créés [4]. Les irradiations ont été faites dans la boucle froide ESKIMO installée dans le réacteur SAPHIR de l'Institut fédéral de recherches en matière de réacteurs de Würenlingen.

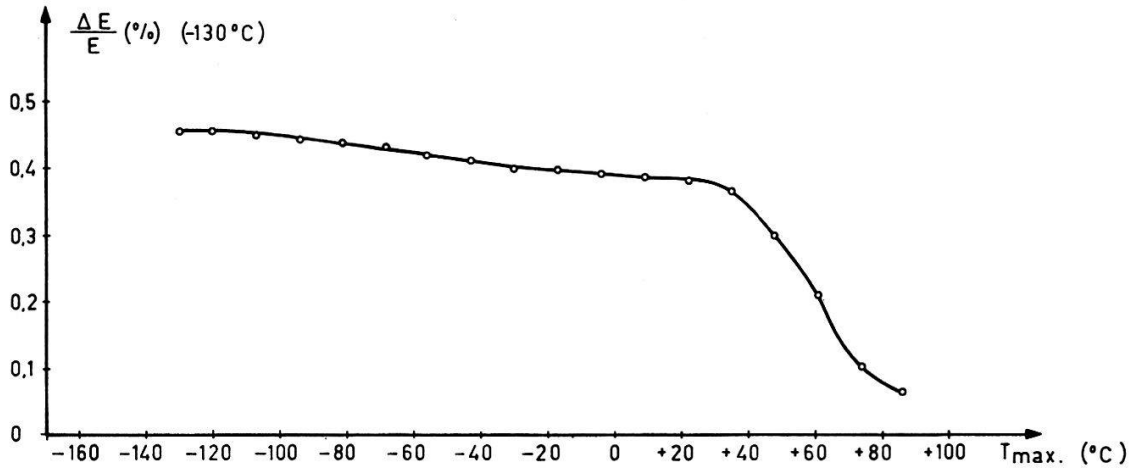



Figure 2
Restauration de l'anomalie de module d'un échantillon d'or irradié aux neutrons rapides (flux intégré: $1{,}1 \cdot 10^{13}$ nvt) à − 196 °C.

La figure 2 représente, en fonction de la température maximale qu'a subie l'échantillon avant la mesure, par la méthode des recuits linéaires, l'anomalie de module à − 130 °C. La première constatation qui s'impose est la faible amplitude du phénomène observé (0,5% contre 10% lors des expériences après écrouissage à la température de l'azote liquide). On constate une lente décroissance de $\Delta E/E$ jusqu'à + 20 °C. Un stade bien marqué fait suite à cette décroissance. La température de cette chute relativement brusque de l'anomalie de module se situe dans le domaine du stade IV.

Nous avons déterminé l'énergie de restauration associée à ce stade. Nous obtenons la valeur suivante:

$$E_M = 0{,}83 \text{ eV} \pm 0{,}04 \text{ eV}.$$

Cette valeur est courammant admise comme étant l'énergie de migration des lacunes dans l'or [5], ce qui confirme l'hypothèse selon laquelle le stade IV serait dû à l'arrivée des lacunes sur les dislocations.

*Bibliographie*

[1] P.-A. GRANDCHAMP, thèse EPF-L, 1970.
[2] W. BENOIT, Mem. Sci. Rev. Mét. *16*, 10, 763 (1970).
[3] S. OKUDA et R. R. HASIGUTI, Acta Met. *11*, 257 (1963).
[4] P.-A. GRANDCHAMP, W. BENOIT et B. BAYS, Helv. phys. Acta *41*, 418 (1968).
[5] J.-J. PALTENGHI, Helv. phys. Acta *42*, 6 (1969).

## Transversale kollektive Anregungen im Elektronengas, Wirkungsquerschnitt für magnetische Neutronenstreuung und diamagnetische Suszeptibilität

von T. SCHNEIDER
(IBM Research Laboratory, 8803 Rüschlikon)

Wir untersuchen den Einfluss der transversalen magnetischen Elektron-Elektron-Wechselwirkung. Hierbei verwenden wir eine selbstkonsistente Methode. Es zeigt sich, dass die erwähnte Wechselwirkung die statische diamagnetische Suszeptibilität nur geringfügig modifiziert. Demgegenüber ergeben sich im dynamischen Fall interessante Konsequenzen. Die von der magnetischen Wechselwirkung herrührende Abschirmung bestimmt die Frequenz und Lebensdauer der transversalen kollektiven Anregungen. Wir zeigen, dass das Spektrum dieser Anregungen mit Neutronen untersucht werden könnte.

## Spinpolarisation der Photoelektronen aus Ni

von U. BÄNNINGER, G. BUSCH, M. CAMPAGNA und H. C. SIEGMANN
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Im Gegensatz zu früher von anderen Autoren an den $3d$-Ferromagnetika durchgeführten Versuchen konnten wir Elektronenspinpolarisation (ESP) nun auch bei der Photoemission aus Ni nachweisen. Die Photo-ESP war abhängig von der Temperatur des Substrates, auf das die Ni-Schicht aufgedampft wurde. Im Bereich von 4–300 °K zeigte sie jedoch keine signifikante Abhängigkeit von der Messtemperatur. Betrachtet man die Austauschaufspaltung der spinpolarisierten Bänder als justierbaren Parameter, so lassen sich die Messergebnisse mit Hilfe der gemessenen und berechneten Zustandsdichten erklären.

## Propriétés magnétiques de composés $Nb_3X$

par M. Bernasson, P. Descouts, R. Flükiger et A. Treyvaud
(Institut de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève)

Des mesures magnétiques (susceptibilités et résonance magnétique nucléaire par la méthode continue) ont été réalisées entre la température ambiante et 15 °K sur des composés $Nb_3X$ (structure A 15 avec X = Os, Ir, Pt, Pt-Au et Au). La comparaison avec des mesures de chaleur spécifique et de température de transition supraconductrice permet d'expliquer les propriétés de ces alliages selon le modèle d'une bande rigide dont le niveau de Fermi se déplace vers un pic de densité d'état. Les études des déplacements de Knight du Niobium et du Platine fournissent des précisions supplémentaires sur la structure électronique.

## Relaxation and Line Shape in $V_{1-x}Ru_x$

by M. Bernasson, P. Descouts, J. Page and R. Prina
(Institut de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève)

Spin-lattice relaxation measurements have been performed by pulse techniques in $V_{1-x}Ru_x$ samples ($0 \leqq x \leqq 0.9$) at 77 °K and 4.2 °K. In the cubic range $x < 0.4$ they can be correlated with previous measurements of thermal parameters and Knight shift and interpreted in terms of a rigid band model. In the CsCl range $0.4 < x < 0.5$ anomalous line shape behaviour has been reported from C. W. measurements. The influence of different parameters – annealing temperature, field, temperature and concentration has been investigated. The phenomenon can be explained by an order effect and high density of states near the phase transition.

## Kritische Magnetfelder von Pb/Cu-Doppelschichten

von P. Martinoli und J. P. Meraldi
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

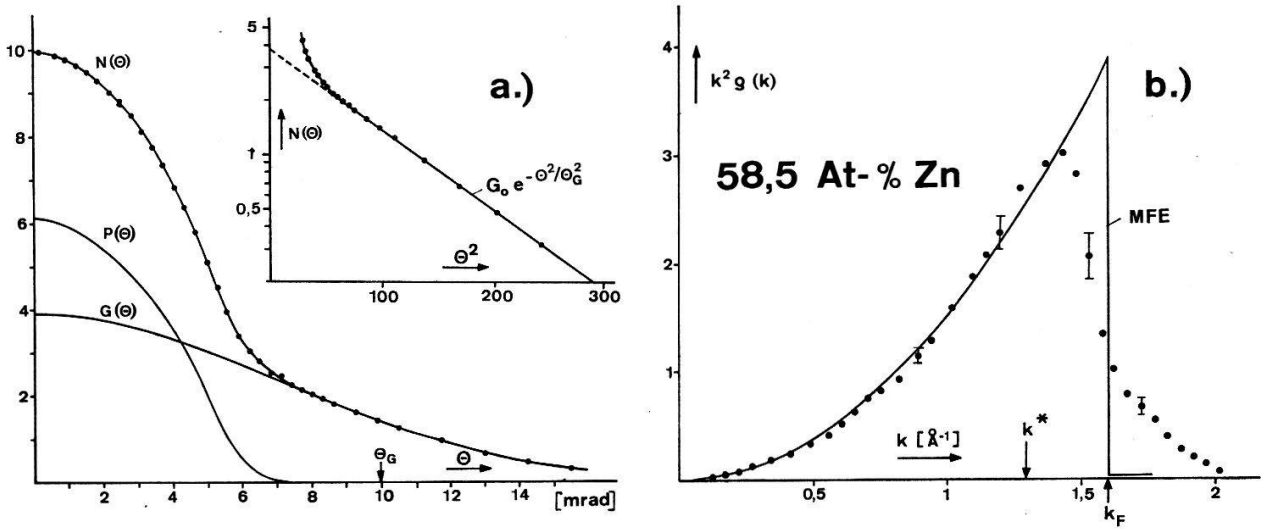
Es wurden die parallelen und die senkrechten kritischen Magnetfelder ($H_{c\|}$, $H_{c\perp}$) an Pb/Cu-Doppelschichten untersucht. $H_{c\|}$ und $H_{c\perp}$ wurden als Funktion der Temperatur und der Dicke der Pb-Filme (500 Å–10000 Å) gemessen. (Dicke der Cu-Filme ~3500 Å.) Die Dickenabhängigkeit von $H_{c\|}$ und $H_{c\perp}$ zeigt deutlich das Vorhandensein von zwei Effekten: 1. «Size»–Effekt und 2. «Proximity»–Effekt. Besonders scharf zeigt sich das Einsetzen des «Proximity»–Effekts für $H_{c\|}$ bei einer Pb-Dicke, die der Kohärenzlänge in Pb entspricht. Die Ergebnisse werden mit der Ginzburg-Landau-Theorie diskutiert.

## Positronenannihilation in $\gamma$-Messing

von F. Badoux und F. Heinrich
(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Wir berichten über einen Versuch, aus Annihilations-Winkelkorrelationsmessungen Informationen über die Elektronendichte in $\gamma$-Elektronphasen von Legierungssystemen zu gewinnen. $\gamma$-Phasen besitzen kubische Riesenzellenstruktur. Die $\gamma$-Phase des Legierungssystems CuZn ist bei 20 °C zwischen ca. 58,5 und 66,5 At% Zn stabil. Das Raumgruppensymbol ist $1\bar{4}3$ m. Die Elementarzelle enthält 52 Atome. Nach der Regel von Hume-Rothery basiert diese Phase auf dem Valenzelektron zu Atomverhältnis von 21/13.

Jones [1] führt die Stabilität der $\gamma$-Elektronphasen auf die Existenz einer ausgeprägten, nahezu sphärischen Grosszone im $k$-Raum zurück, an deren Grenzflächen relativ grosse Energiediskontinuitäten auftreten. Diese Grenzflächen entsprechen den sehr intensiven (330)- und (411)-Röntgenreflexionen. Die Stabilität der $\gamma$-Phasen wird durch eine Spitze in der Zustandsdichte erklärt, die dann zustande kommt, wenn die Fermifläche in den Bereich der Zonengrenzen gelangt. Dies führt zu einem schmalen Existenzbereich der $\gamma$-Phasen für Elektronendichten von 1,54 bis 1,70 Elektronen pro Atom. – Wir haben an drei $\gamma$-Messingproben an den Grenzen und in der Mitte des Existenzbereiches Winkelkorrelationsmessungen durchgeführt. Die Proben wurden aus




a) Korrelationsfunktion $N(\Theta)$, aufgeteilt in $P(\Theta)$ und $G(\Theta)$. Die Messresultate sind bezüglich elektronischer Drifts, Untergrund, $\gamma$-Absorption in der Probe und endlicher geometrischer Auflösung korrigiert. Die Fehler der Messpunkte entsprechen den Punktdurchmessern. b) Experimentelle und nach dem MFE konstruierte Verteilungen $\varrho(k) \cdot k^2$, normiert auf gleiche Werte im Intervall 0 bis $k^*$.

sehr reinen Komponenten in evakuierten Quarzampullen geschmolzen, dann pulverisiert. Die gepressten Pulverproben wurden unter Vakuum während 2 Wochen bei 400 °C getempert. Die Gitterkonstanten wurden röntgenographisch kontrolliert. Im Gegensatz z. B. zu $\alpha$-Messing ist bei $\gamma$-Messing die gemessene Korrelationsfunktion $N(\Theta)$ leicht in einen zentralen parabelförmigen Anteil $P(\Theta)$ und einen breiten, glockenförmigen Anteil $G(\Theta)$ trennbar. (Figur a.)

Die Verteilungen $G(\Theta)$ lassen sich für Winkel $\geqslant 8$ mrad ausgezeichnet durch Gausskurven $G_0 \exp(-\Theta^2/\Theta_G^2)$ darstellen, und zwar für alle drei Legierungen mit demselben charakteristischen Winkel $\Theta_G = 9{,}9$ mrad.

Der prozentuale Anteil der Fläche unter $G(\Theta)$ vermindert sich mit zunehmendem Zn-Gehalt um 12%. Andererseits vergrössert sich die Annihilationswahrscheinlichkeit mit Aussenelektronen als Folge der Elektronenzunahme beim Zulegieren von Zn über den ganzen $\gamma$-Bereich nur um ca. 2% [2]. Interpretiert man $G(\Theta)$ als Anteil der Coreannihilationen, so muss danach die Coreannihilationswahrscheinlichkeit um 23% abnehmen, um die beobachteten Coreanteile zu erklären. Dies weist darauf hin, dass der Coreanteil vorwiegend durch die einfach geladenen $Cu^+$-Ionen bestimmt wird. Die Form der $G(\Theta)$ Verteilungen ist übrigens für Winkel $\geqslant 8$ mrad praktisch gleich der des reinen Cu. Aus $P(\Theta) = N(\Theta) - G(\Theta)$, der Korrelationsfunktion für Aussenelektronen, lässt sich der über alle $k$-Richtungen gemittelte Fermigrenzwellenvektor $k_F$ auf zwei Arten bestimmen:

1. Ein Bestfit nach $P(\Theta)$ prop. $1 - (\Theta/\Theta_F)^2$ liefert den Parameter $\Theta_F = \hbar k_F/mc$.
2. Nach der Relation $k^2 \cdot \varrho(k)$ prop. $(dP(k_z)/dk_z)k_z$ an der Stelle $k_z = k$ lässt sich die Verteilung der Wellenvektorbeträge gewinnen. (Figur b.)

Man konstruiert nun die entsprechende Verteilung für einen scharf begrenzten sphärischen Fermikörper so, dass für kleine Werte von $k$ beide Verteilungen übereinstimmen. Den Grenzwellenvektor $k_F$ erhält man dann aus der Bedingung, dass in beiden Verteilungen die gleiche Anzahl besetzte Zustände enthalten sein müssen. Aus $k_F$ wurde nach dem Modell freier Elektronen (MFE) die Elektronendichte pro Atom $z = (1/3\pi^2)k_F^3\Omega$ berechnet. Die Atomvolumina $\Omega$ wurden aus Röntgendaten entnommen. Die Tabelle zeigt die Resultate.

| Legierung (At% Zn) | Gitterkonstante (Å) | Atomvolumen $\Omega$ (Å$^3$) | Elektronendichte $z$ in El./Atom: aus $k_F$ durch Bestfit von $P(\Theta)$ | aus $k_F$ durch die $k^2\varrho(k)$ Verteilungen | aus den Valenzen der Komponenten | Prozentualer Anteil der $G(\Theta)$ Verteilungen |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | | (Å$^3$) | | | | |
| 58.5 | 8.847 | 13.31 | 1.80 | 1.84 | 1.585 | 57 |
| 61.5 | 8.859 | 13.37 | 1.86±0.08 | 1.90±0.08 | 1.615 | 54 |
| 66.4 | 8.881 | 13.47 | 1.94 | 1.98 | 1.664 | 50 |

Die Elektronendichten liegen durchweg um 14–18% über denjenigen, die man aus den Valenzen der Komponenten berechnet. Ein systematischer Fehler könnte durch die Unsicherheit in $G(\Theta)$ entstehen. Wir haben versucht, für $G(\Theta)$ die von Berko und Plaskett [3] berechnete Coreverteilung für reines Cu zu verwenden. Um Übereinstimmung mit $N(\Theta)$ für grosse Winkel zu erhalten, haben wir, dem Vorschlag von Rockmore und Stewart [4] folgend, für die $\Theta$-Werte einen Schrumpfungsfaktor von 0,86 verwendet. Mit dieser ziemlich extremen Variante für $G(\Theta)$ liefert die besprochene Auswertung innerhalb der Fehlergrenzen gleiche Elektronendichten. Nimmt man an, dass das wahre $G(\Theta)$ hauptsächlich durch höhere Kristallimpulse der durch Blochwellenfunktionen beschriebenen Aussenelektronen entsteht, und dass dieser Effekt gross genug ist, um die beobachtete Verbreiterung der «freien Elektron-

Parabel» zu bewirken, so müsste man eine starke Aufweichung beim «cut-off» von $P(\Theta)$ feststellen, was nicht der Fall ist. Die gefundenen Abweichungen der Elektronendichten vom Jones-Modell sind daher sicher nicht allein auf Unsicherheiten in $G(\Theta)$ zurückzuführen. Menth [5] hat in $\gamma$-Messing stark negative Suszeptibilitäten nachgewiesen; daher ist ein Übergang von $d$-Elektronen ins Leitungsband der Legierung sehr unwahrscheinlich. Hingegen könnten Resonanzbindungen mit $d$-Charakter eine Erklärung liefern. Messungen an $\gamma$-AgZn, wo Resonanzbindungen kaum zu erwarten sind, werden zur Zeit durchgeführt.

*Literatur*

[1] H. Jones, *The Theory of Brillouin Zones and Electronic States in Cristals*, North Holland Publishing Company (Amsterdam 1960).
[2] S. Kahana, Phys. Rev. *129*/4, 1622 (1963).
[3] S. Berko, J. S. Plaskett, Phys. Rev. *112*/6, 1877 (1958).
[4] Stewart-Roellig, *Positron Annihilation, 259* (Academic Press, New York 1967).
[5] A. Menth, Phys. kondens. Mat. *6*, 145 (1967).

## Der Einfluss von Druck auf die Supraleitung des Thoriums und eines $\alpha$-Uran-Einkristalls

von C. Palmy
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Es wurde die Abhängigkeit der kritischen Temperatur $T_c$ und der kritischen Felder $H_c$ von Thorium und eines $\alpha$ Uran Einkristalls gemessen [1]. Während sich Thorium ähnlich wie die gewöhnlichen, weichen Supraleiter verhält, zeigt $\alpha$-Uran einen völlig anderen Charakter im Druckeffekt. Die kritische Temperatur steigt von $T_c = 0{,}20$ K bei Atmosphärendruck mit einer Steigung von 0,18 K/katm bis auf 1,7 K bei 8 katm. Die Ergebnisse werden im Rahmen der heute theoretisch zugänglichen Arbeiten diskutiert.

*Literatur*

[1] C. Palmy und E. S. Fisher, Solid State Comm., erscheint demnächst.

## Supraconductivité d'alliages V–Ga

par J.-L. Staudenmann et A. Junod
(Institut de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève)

La structure électronique du système d'alliages binaires V–Si de type A15 a été discutée par Bonnerot et al. [1] dans le cadre du modèle linéaire de Labbé-Friedel. Nous étendons cette discussion au système V–Ga sur la base de nos mesures de température de transition supraconductrice, de chaleur spécifique et de nos analyses métallographiques, et tentons de dégager une corrélation entre la structure de bande et les diverses propriétés physiques telles que susceptibilité et champ critique.

*Bibliographie*

[1] J. Bonnerot, J. Hallais, S. Barisic et J. Labbé, J. Phys. *30*, 701 (1969).

## Effet du traitement thermique sur les propriétés des supraconducteurs du type A15 à base de vanadium

par C. Susz, R. Flükiger et J. Muller
(Institut de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève)

L'effet du traitement thermique sur la température de transition supraconductrice, $T_c$, des systèmes binaires $V_3X$ (X = Au, Pt, Ir, Os), de certains ternaires est très important. Le Comportement de $T_c$ en fonction de la concentration diffère essentiellement de celui des systèmes $Nb_3X$. Les limites des domaines d'homogénéité des systèmes (V, Au, Pt), (V, Pt, Ir) et (V, Ir, Os) ont été étudiés par analyse aux rayons X.

## Superconducting properties and electron transmission structures of $V_3Ga$ tapes

by Kyoji Tachikawa
(Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne)
(on leave from National Research Institute for Metals, Tokyo)

$V_3Ga$ tapes produced by the following diffusion process can carry large superconducting currents in a magnetic field up to 200 kOe. A cold rolled vanadium tape is passed through a molten gallium bath and intermediate V–Ga compounds are formed on the surface of the substrate. The tape is subsequently electroplated with copper and heat trated at 700 °C. The copper increases considerably the formation rate of $V_3Ga$ without any decrease of its intrinsic superconducting properties. Superconducting critical currents of the tapes are much decreased as the heat treatment temperature increases. By an electron transmission investigation using a microscope with an acceleration voltage of 500 kV, it is concluded that the most important flux pinning centers in $V_3Ga$ are grain boundaries and superconducting critical currents of the tapes are strongly correlated with the grain size.

## Optische Übergänge und Energieniveauschema der Europium-Chalkogenide

von G. Güntherodt und P. Wachter
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Die optischen Konstanten von Europium-Chalkogenid-Einkristallen für Zimmertemperatur im Bereich der Fundamental-Absorption bis 6 eV zeigen eine interessante Systematik innerhalb der Chalkogen-Reihe. Die Maxima des Absorptionskoeffizienten können gewissen Interbandübergängen zugeordnet werden. Unter Zugrundelegung experimentell bestimmter Maxima können höherenergetische Übergänge berechnet werden, die mit dem Experiment gut übereinstimmen. Unter der Annahme, dass Absorptionsmaxima Übergängen zwischen Maxima der Zustandsdichte entsprechen, können wie ein selbstkonsistentes Energieniveauschema aufstellen. Die $5d$-Bänder erweisen sich als schmal (0,9–0,6 eV) mit einer vom EuO zum EuTe hin abnehmenden Breite. Im gleichen Sinne verringert sich auch die Kristallfeldaufspaltung zwischen dem $5dt_{2g}$- und dem $5de_g$-Band.

## Faraday-Effekt von EuTe

von J. Schoenes und P. Wachter
(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Die-Faraday Drehung von EuTe wurde an dünnen Schichten im Gebiet der Fundamentalabsorption zwischen 2,0 und 4,5 eV bestimmt. Für ein Feld von 6,7 kOe, d.h. unterhalb des Sättigungsfeldes von ca. 70 kOe, jedoch oberhalb des «Spin-Flop»-Feldes von 4 kOe, treten im Energiebereich des $4f^7 - 4f^6 5d(t_{2g})$-Übergangs ein negatives und zwei positive Maxima der Drehung auf. Trägt man die Faraday Rotation für die Wellenlängen extremaler Drehung als Funktion der Temperatur auf, so zeigen die Kurven für das Minimum und eines der Maxima antiferromagnetisches Verhalten mit einem Maximum bei der Néel-Temperatur und einer starken Abnahme der Drehung bei tieferen Temperaturen. Das andere Maximum hingegen zeigt eine ferromagnetische Abhängigkeit der Drehung von der Temperatur mit einem Wendepunkt bei $T_N$ und Sättigung für tiefere Temperaturen. Dieses ferromagnetische Verhalten des antiferromagnetisch ordnenden EuTe kann durch die ferromagnetische Überstruktur, welche zu eine magnetischen Brillouin-Zone führt, erklärt werden. Das «ferromagnetische Maximum» ist dann auf einen Übergang vom lokalisierten $4f^7$-Grundzustand zum neuen $5d(t_{2g})$-Bandrand zurückzuführen.

## Photoleitung des Antiferromagneten EuTe

von P. Wachter und P. Weber
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Die Tieftemperaturmessungen der Photoleitung an den Eu-Chalkogeniden wurden auf das EuTe ausgedehnt. Mit abnehmender Temperatur nimmt die Photoleitung unterhalb 110 °K um 7 Grössenordnungen ab, zeigt aber nun, im Gegensatz zu den Ferromagneten EuO und EuS und dem NNSS Antiferromagneten EuSe, bei der magnetischen Ordnungstemperatur von 9,6 °K keine kritische Streuung. Dies ist in Übereinstimmung mit der Vorstellung eines «magnetischen Polarons», dessen Beweglichkeit vom «Hopping» Typ ist. Die Aktivierungsenergie für «Hopping» ist im paramagnetischen Temperaturintervall oberhalb 30 °K etwa $3{,}9 \cdot 10^{-2}$ eV, im Bereich der Nahordnung oberhalb $T_K$ beträgt sie $3 \cdot 10^{-3}$ eV und unterhalb $T_N$ $2{,}8 \cdot 10^{-4}$ eV.

## Zur elektronischen Bänderstruktur von Cadmiumchromchalkogeniden

von G. Harbeke und H. W. Lehmann
(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

Es wird über Messungen der optischen Absorption von Einkristallen in Magnetfeldern bis 70 kOe in der Faraday-Anordnung berichtet. Die Ergebnisse werden im Zusammenhang mit Messungen von Berger und Ekström an dünnen Schichten von $CdCr_2S_4$ diskutiert. Wir schlagen ein Modell der elektronischen Bänderstruktur vor, das die beobachteten optischen Übergänge und deren Verhalten im Zustand ferromagnetischer Ordnung erklärt.

## Exchange splitting of the degenerate levels of a magnetic impurity in an antiferromagnetic insulator

by J. S. HELMAN
(Department of Physics, The Florida State University, Tallahassee, Fla. 32306, USA)

A model to describe the splitting of the degenerate levels of a strongly coupled magnetic impurity in an antiferromagnetic insulator is proposed. In this model the degeneracy is lifted by the finite instantaneous exchange field produced by the fluctuations of the nearest neighbour spins of the impurity. The splitting energy and the local magnetic order induced by the impurity are treated selfconsistently. The results are used for the interpretation of the temperature dependent fluorescence spectrum of $GdAlO_3$ with $Cr^{3+}$ impurities [1]. The agreement between theory and experiment is good in the whole temperature range. The local selfconsistent antiferromagnetic order, which differs from the perfect long-range order of the host, is responsible for the splitting of the $Cr^{3+}$ ground state at 0° K.

*References*

[1] K. W. BLAZEY and G. BURNS, Proc. Phys. Soc. *91*, 640 (1967).

## Bestimmung der antiferromagnetischen Struktur von NdSb durch Neutronenbeugung

von P. FISCHER
(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung am Eidgenössischen Institut für Reaktorforschung, 5303 Würenlingen)
P. SCHOBINGER-PAPAMANTELLOS
(Institut für Kristallographie und Petrographie) und
O. VOGT
(Laboratorium für Festkörperphysik der Eidgenössischen Technischen Hochschule, Zürich)

NdSb ist bei Raumtemperatur kubisch entsprechend der NaCl-Struktur ($a$ = 6,337 Å, Raumgruppe Fm3m) kristallisiert (1). $Nd^{3+}$ besitzt die Elektronenkonfiguration $4f^3$ und den Grundzustand $^4J_{9/2}$. Antiferromagnetische Fernordnung der Nd-Momente führt unterhalb der Néel-Temperatur von 16°K zu einer schwachen Deformation des kubisch flächenzentrierten Gitters mit Erniedrigung der Symmetrie zu einer tetragonal raumzentrierten Einheitszelle [1] (Raumgruppe I4/mmm, Volumen $V_{tetrag.} = V_{kub.}/2$). Durch kohärent elastische, magnetische Neutronenstreuung konnte gezeigt werden, dass bei 4,2°K die magnetische mit der chemischen Einheitszelle übereinstimmt und dass die magnetischen Momente parallel zur tetragonalen $c$-Achse orientiert sind. Im Sinne der Molekularfeldtheorie der magnetischen Strukturen des kubisch flächenzentrierten Gitters [2] liegt bei NdSb antiferromagnetische Ordnung erster Art vor.

*Literatur*

[1] F. LÉVY, Physik kondens. Materie *10*, 85 (1969).
[2] D. TER HAAR und M. E. LINES, Phil. Trans. Royal Soc. London *254A*, 521 (1962).

## Vorgetäuschte Anisotropie des Debye-Waller Faktors in Mössbauerspektren

von P. Rüegsegger, W. Kündig und E. Brun
(Physik-Institut der Universität Zürich)

Für die quadrupolaufgespaltene 14 keV Linie von $^{57}Fe$ in einem Pulverabsorber werden zwei Komponenten mit gleicher Intensität erwartet. Oft wird jedoch beobachtet, dass die beiden Komponenten verschiedene Intensität haben. Diese Anisotropie wird mit Hilfe asymmetrischer Kristallbindungsverhältnisse erklärt (Goldanskiieffekt) [1, 2].

Unsere Messungen an Siderit ($FeCO_3$) und Biotit ergaben, dass neben dem Goldanskiieffekt auch eine bevorzugte Orientierung der Kristallite in den Pulverproben einen Intensitätsunterschied verursachen kann. Dieser Orientierungseffekt bewirkt bei Siderit eine Asymmetrie, die je nach Probenherstellung bis zu 10% beträgt. Durch sorgfältiges Mischen des feinkörnigen Sideritpulvers mit Berylliumkarbonat oder Plexiglaspulver verschwindet die Asymmetrie vollständig. Besonders extreme Orientierungsasymmetrie in Pulverabsorbern wurde in Biotit beobachtet. Selbst in feinen Biotitproben findet man, dass die Kristallplättchen in hohem Grade ausgerichtet sind. Damit wurde gezeigt, dass die in der Literatur häufig anzutreffende Asymmetrieerklärung durch den Goldanskiieffekt in vielen Fällen nicht zutrifft.

*Literatur*

[1] V. I. Goldanskii, Phys. Rev. Lett. *20*, 137 (1968).
[2] W. Kündig, Phys. Rev. *139*, 889 (1965).

## Mössbauer Effekt in DyP, DyAs und DySb

von W. Dey und G. Vécsey
(Laboratorium für Hochenergiephysik der ETH Zürich)

Die Mössbauerspektren der 25,6 keV Linie von $Dy^{161m}$ wurden im Temperaturbereich 3,3–12 °K gemessen. Weit unterhalb ihrer Ordnungstemperaturen (8,0, 8,5, 9,5 °K) zeigen die untersuchten Verbindungen eine volle Hyperfeinaufspaltung, die durch ein effektives Feld $H_{eff} = 5{,}4 \pm 0{,}15$ MG beschrieben werden kann. Mit zunehmender Temperatur werden die Spektren durch Relaxationseffekte stark verändert. Während beim antiferromagnetischen DySb auch oberhalb 9,5 °K die Hyperfeinaufspaltung im wesentlichen erhalten bleibt, lassen die Spektren der vermutlich ferrimagnetischen Substanzen DyP und DyAs sogar unterhalb der Néel-Temperatur auf ein mittleres Hyperfeinfeld null schliessen.

Über die Resultate wird ausführlicher berichtet an der International Conference on Hyperfine Interactions Detected by Nuclear Radiation, Rehovot, Isreal, 6. – 11. September 1970.

## Untersuchungen zur Dipol-Dipolwechselwirkung in einfachen Flüssigkeiten

von J. Roth, K. Müller, B. Keller und F. Kneubühl
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Aus Rotationsspektren und DK-Messungen lässt sich die Summe der Orientierungsauto- und -kreuzkorrelationsfunktionen und aus Vibrations-Rotationsspektren die Autokorrelationsfunktion gewinnen. Die Kreuzkorrelationsfunktionen erweisen sich als wesentlich für Ordnungsphänomene. An einem System mit variabler Dipol-Dipolwechselwirkung wurden IR-DK-Messungen vorgenommen. Erste Richtungsautokorrelationsfunktionen von $CHCl_3$ in verschiedenen Mischungsverhältnissen mit $CCl_4$ und entsprechende DK-Messungen werden verglichen.

Die vollständigen Resultate werden später publiziert.

## Interprétation de la formule du bilan d'énergie dans les systèmes physiques discontinus

par D. Bovet
(Laboratoire de Géotechnique de l'Ecole polytechnique fédérale de Lausanne)

La théorie mathématique des courants permettant de traiter par un même algorithme les systèmes continus ou discontinus, on peut chercher la signification de la formule du bilan d'énergie dans ce dernier cas. On trouve que dans toutes les théories physiques dont les équations fondamentales sont du même type que les équations de Maxwell (en particulier l'élastodynamique), on peut associer au complexe topologique qui supporte les grandeurs de champ, un complexe, support des grandeurs énergétiques, formé de lignes et de points: les points sont les réservoirs de l'énergie, et les sièges de la dissipation ou les réceptacles des actions extérieures, tandis que les lignes sont des canaux par où l'énergie circule d'un point à l'autre.

## Epitaxie-Dioden aus Siliziumkarbid

von G. Gramberg und M. Königer
(Brown-Boveri-Forschungszentrum, Baden)

Durch Epitaxie aus der Gasphase von Bor-dotiertem Siliziumkarbid auf Substrate aus *n*-Siliziumkarbid wurden *pn*-Übergänge hergestellt. Wenn die Dioden nach der Epitaxie einer Diffusion bei 1800–2200 °C unterworfen wurden, konnten nach Abschrägen des Randes Sperrspannungen bis zu 600 V erreicht werden. Messungen der Sperrschichtkapazität zeigen, dass neben der Diffusion dabei auch ein Ionendrift im inneren Feld des *pn*-Überganges wirksam ist. Der Durchlaßstrom steigt oberhalb der Schleussenspannung von etwa 2 V bei kleinen Strömen exponentiell, später quadratisch an. Die Ursache davon hängt wahrscheinlich mit den kleinen Diffusionslängen zusammen, die mit der photoelektrischen Methode von Logan und Chynoweth zu einigen Zehntel um abgeschätzt wurden.

## Verhalten von ZnO bei hohen elektrischen Feldstärken

von H. Kiess
(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

Der Kontakt Elektrolyt-Halbleiter ist sperrend. Diese Tatsache wurde benützt, hohe Feldstärken in ZnO zu erzeugen und Durchbruchphänomene zu untersuchen. Im Prinzip kann in einer solchen Sperrschicht ein Stromanstieg über den Sättigungswert bei niederen Spannungen drei Ursachen haben: Ladungsträgererzeugung in der Sperrschicht durch Stossionisation, Schottky-Emission oder Tunneln von Ladungsträgern von der Oberfläche in die Sperrschicht. Es wird gezeigt, dass bei den vorliegenden Experimenten der Tunneleffekt dominiert und für einen steilen Stromanstieg als Funktion der Spannung verantwortlich ist. Der Sperrschicht-Photostrom nimmt bei hohen Spannungen und im Wellenlängenbereich von $\lambda = 3750$ Å bis $\lambda = 3900$ Å anomal stark mit der Spannung zu. Diese Zunahme des Photostromes lässt sich auf eine Erhöhung der Tunnelrate durch die Belichtung zurückführen.

(To be published in J. Phys. Chem. Solids)

## Geometry-Dependent Deviations from Ohm's Law

by R. Jaggi
(IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon/ZH)

In homogeneous semiconductors like silicon and germanium at room temperature, the relation between electric field $E$ and current density $J$ can be expressed by

$$E = \frac{\varrho_0 J}{1 - \dfrac{J^2}{J_c^2}} \tag{1}$$

where $\varrho_0$ (for $E \to 0$) is the ohmic resistivity and $J_c$ (for $E \to \infty$) is the saturation value of the current density. There is experimental evidence that $J_c$ depends on the geometry of the specimen [1–3].

In this Note, it will be briefly shown that equation (1) can be derived from Maxwell's equations and the following equations of motion for the ambipolar drift of electrons and holes (with charges $e = -p$ and drift velocities $\boldsymbol{v}$ and $\boldsymbol{w}$, respectively, the other symbols in standard MKS notation):

$$m_n \left( \frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + (\boldsymbol{v}\nabla)\boldsymbol{v} \right) = e\boldsymbol{E} + e\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B} - \frac{m_n}{\tau_n}\boldsymbol{v} - \frac{m_n}{\tau_n}\frac{D_n}{N}\nabla N \tag{2}$$

$$m_p \left( \frac{\partial \boldsymbol{w}}{\partial t} + (\boldsymbol{w}\nabla)\boldsymbol{w} \right) = p\boldsymbol{E} + p\,\boldsymbol{w} \times \boldsymbol{B} - \frac{m_p}{\tau_p}\boldsymbol{w} - \frac{m_p}{\tau_p}\frac{D_p}{P}\nabla P. \tag{3}$$

For reasons of brevity we restrict ourselves to the stationary case, intrinsic semiconductors ($N = P$) with field-independent mobilities $\mu_n = e\tau_n/m_n$ and $\mu_p = p\tau_p/m_p$, and long cylinders of radius $a \gg \lambda$ where $\lambda^2 = \bar{m}/\mu_0 N_0 e^2$ [3]. In good approximation

we need only to consider the radial electric field $E_r$ related to the Lorentz force due to the self-magnetic field

$$\mu_n E_r = v_r + \mu_n B_\varphi v_z \tag{4}$$

$$\mu_p E_r = w_r + \mu_p B_\varphi w_z \tag{5}$$

and the externally applied axial field $E_z$:

$$\mu_n E_z = v_z \tag{6}$$

$$\mu_p E_z = w_z. \tag{7}$$

From Maxwell's equations follows the azimuthal self-magnetic field

$$B_\varphi = \frac{1}{2} \mu_0 N p \left(|\mu_n| + \mu_p\right) E_z r \tag{8}$$

and the total radial current

$$J_r = N e v_r + P p w_r = 0$$

which gives for $N = P$ : $w_r = v_r$. (9)

For the electron current density we assume surface recombination according to Shockley [4]:

$$J_{nr}(a) = N e v_r(a) = -s\,(N_0 - N)\,e \tag{10}$$

where $s$ is the surface recombination velocity and $N_0$ the equilibrium electron concentration in zero field.
From the system (4–10) results by elimination

$$E_z = \frac{\varrho_0 J_z}{1 - \dfrac{J_z^2}{J_c^2}} \tag{11}$$

with

$$\frac{1}{J_c^2} = \frac{\mu_0 |\mu_n| \mu_p}{2 s N_0 p \left(|\mu_n| + \mu_p\right)}\, a. \tag{12}$$

Relation (11) is identical to equation (1), and equation (12) gives the dependence of the saturation value of the current density upon the radius of the specimen in this example we have chosen for its clarity. In other cases the geometry-dependent deviations from Ohm's law are equally well explained on the basis of equations (2) and (3), as will be shown in a forthcoming paper.

*References*

[1] R. Jaggi, J. Phys. Chem. Solids *29*, 1699 (1968).
[2] R. Jaggi and H. Weibel, Helv. phys. Acta *42*, 631 (1969).
[3] R. Jaggi, Helv. phys. Acta *42*, 941 (1969).
[4] W. Shockley, *Electrons and Holes in Semiconductors* (D. Van Nostrand Co. Inc., Princeton, N.J., 1950), p.321.

## Optische Eigenschaften von $KNbO_3$

von E. WIESENDANGER
(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Gloriastrasse 35, 8006 Zürich)

Die Doppelbrechung und die Brechungsindices von $KNbO_3$ wurden in der orthorhombischen, tetragonalen und kubischen Phase gemessen. Die Messungen zeigen, dass die Phasenanpassungsbedingung für den Nd-Laser erfüllt werden kann und dass kollineare Phasenanpassung möglich ist. Absorptionsmessungen zeigen einen exponentiellen Anstieg des Absorptionskoeffizienten (Urbach-Ast). Aus der Dispersion der Brechungsindices bestimmte Einoszillatorparameter sind in Übereinstimmung mit denjenigen für andere Perovskite. Es werden die Koeffizienten für den elektrooptischen Effekt in einem orthorhombischen Sauerstoffoktaeder-Ferroelektrikum hergeleitet und gezeigt, dass das Temperaturverhalten der Brechungsindices durch diesen Effekt beschrieben werden kann. Schliesslich werden die Koeffizienten für den linearen elektrooptischen Effekt abgeschätzt und diskutiert.

Zur Publikation eingereicht in «Ferroelectrics».

## Statistische Betrachtungen zur Ordnungs-Unordnungs-Umwandlung von $(NH_4)_2H_3IO_6$

von R. KIND und H. GRÄNICHER
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Die schon lange bekannte Ordnungs-Unordnungs-Umwandlung von $(NH_4)_2H_3IO_6$ bei 253 °K war als Übergang zwischen einer nichtpolaren Phase (R3) und einer antiferroelektrischen Phase gedeutet worden. Gestützt auf ältere Röntgenuntersuchungen konnte aus NQR-Messungen an $I^{120}$ geschlossen werden, dass in der Tieftemperaturphase die rhomboedrische Raumgruppe R3c mit $Z = 8$ vorliegen muss. Als Folgerung ergibt sich, dass in der Tieftemperaturphase nur die Hälfte aller Wasserstoffbrücken geordnet sein kann. Durch Abzahlen der möglichen Konfigurationen sowie durch Berechnen der Zustandssummen wird die Entropiedifferenz zwischen den beiden Phasen zu 1,49 cal/Grad Mol berechnet. Dieser Wert stimmt mit dem experimentellen Wert von Bärtschi (1,40 cal/Grad Mol) befriedigend überein.

## «Soft Mode»-Verhalten und Ferroelektrizität in GeTe

von EDGAR F. STEIGMEIER und GÜNTHER HARBEKE
(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

Wir berichten über Messungen der Raman-Streuung an GeTe. In der rhomboedrischen $\alpha$-Phase ($C_{3v}^5$) ($T < 625$ °K) wurden zwei Phononenlinien beobachtet bei 140 $cm^{-1}$ ($\Gamma_1$) und 98 $cm^{-1}$ ($\Gamma_3$). Die erstere, in schwächerem Masse auch die zweite, zeigt ein starkes «soft mode»-Verhalten in Frequenz und Linienbreite. Eine gruppentheoretische Bestimmung der Eigenvektoren ergibt, dass die Schwingung $\Gamma_1$ verantwortlich ist für die $\alpha$–$\beta$-Phasenumwandlung (rhomboedrisch-kubisch). Unsere Resultate ergeben direkte Evidenz dafür, dass $\alpha$-GeTe ein Ferroelektrikum ist, bei welchem das elektrische Dipolmoment und die longitudinal optische Gitterschwingung perfekt abgeschirmt sind durch die Leitungselektronen.

## Phasenumwandlungen in Caesiumperjodat

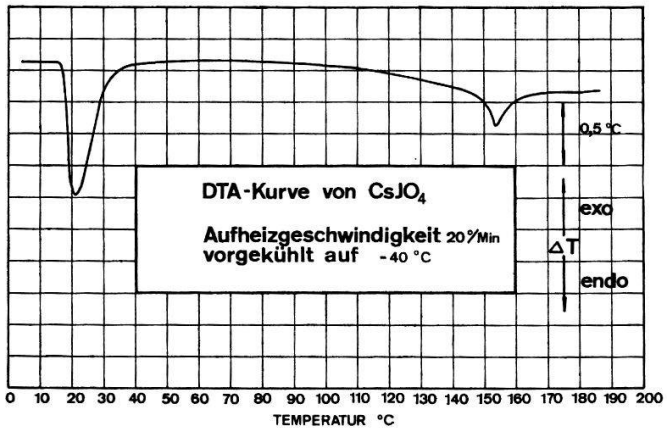
von H. Arend, H. Gränicher, U. Helg, R. Hofmann
(Laboratorium für Festkörperphysik der Eidg. Techn. Hochschule Zürich)

Caesiumperjodat, $CsJO_4$, hat nach Beintema [1] eine orthorhombisch deformierte Scheelitstruktur mit 4 Formeleinheiten pro Elementarzelle ($D_{2h}^{16}$–Pnma, $a = 5{,}838$ Å, $b = 6{,}014$ Å, $c = 14{,}364$ Å). Bei Kompressibilitätsmessungen in Abhängigkeit von Druck und Temperatur entdeckte Bridgman [2] bei 150 °C schon im Jahre 1935 eine Phasenumwandlung. Aus unseren Beobachtungen des optischen Verhaltens geht hervor, dass es sich wahrscheinlich um den Übergang in eine tetragonal deformierte Scheelitstruktur handelt, wie sie von Beintema [1] an $TlReO_4$ beobachtet wurde.

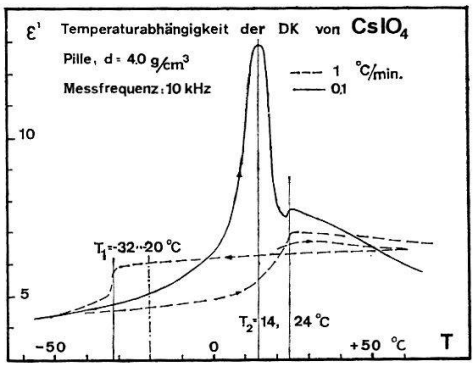
Wir haben durch eine verlangsamte Fällungsreaktion in Silikatgel Einkristalle von $CsJO_4$ hergestellt. Neben typischen Dendriten wurden vereinzelt auch durchsichtige Plättchen von 50 bis 100 $\mu$m Dicke gefunden, welche sich bei Betrachtung im Polarisationsmikroskop als verzwillingt herausstellten. Aus der Messung der Auslöschwinkel und der Bestimmung des optischen Charakters geht hervor, dass äquivalente Richtungen in benachbarten Zwillingen einen Winkel von 88,4° bilden. Die Doppelbrechung für senkrecht zur Plättchenebene durchtretendes Licht ist mit $6{,}0 \cdot 10^{-3}$ für die Na–D-Linie gering. Der Brechungsindex, gemessen an einem Prisma, beträgt 1,62. Die UV-Absorption setzt bei 365 nm ein ($\alpha = 150$ cm$^{-1}$ bei 336 nm).

Beim Aufheizen verschwindet die Zwillingsstruktur bei ca. 150 °C abrupt; die Senkrechte zur Plättchenebene erweist sich in der Hochtemperaturphase (III) als optische Achse. Diese Beobachtungen sind verträglich mit der Annahme einer tetragonal-orthorhombischen Phasenumwandlung mit einem Scherungswinkel von ca. 2°. Eine zusätzliche Phasenumwandlung unterhalb der Raumtemperatur wurde im Mikroskop beobachtet. Messungen konnten dabei keine durchgeführt werden, da die Kristalle bei der Umwandlung in kleine Stücke zersprangen.

Im Temperaturbereich zwischen – 190 °C und + 250 °C wurden beide Umwandlungen durch Differentialthermoanalyse (DTA) bestätigt. Die Umwandlung I/II tritt beim Aufheizen zwischen 13 und 18 °C ein (gemessen bei 10 °C/min). Phase II ist stabil bis 150 °C, Phase III bis zur chemischen Zersetzung bei ca. 300 °C. Dabei ist die Umwandlung I/II mit einer Wärmetönung von *360–400 cal/Mol*, diejenige in die




Figur 1




Figur 2

Phase III mit einer Wärmetönung von *150–190 cal/Mol* verbunden. Diese Streuung der Messwerte ist nicht durch die Apparatur bedingt (Genauigkeit 1%), sondern dadurch, dass Anfang und Ende der Umwandlung nur schlecht erkennbar sind. Die Phasenumwandlung I/II ist mit einer sehr grossen Temperaturhysterese verbunden: Bei sinkender Temperatur: $T_1 = -30$ bis $-20\,°C$, bei steigender Temperatur: $T_2 = +13$ bis $+18\,°V$.

Diese Beobachtung konnte auch durch Messungen der Dielektrizitätskonstante (DK) bestätigt werden. Um wenigstens orientierende DK-Messungen über die Phasenumwandlung I/II durchführen zu können, wurden Pillen mit bis zu 95% der theoretischen Dichte gepresst und in Kunststoffmasse eingegossen. Ein charakteristischer Verlauf der Temperaturabhängigkeit der DK ist in Figur 2 gezeigt. Ausser der grossen Hysterese der Umwandlungstemperatur konnte eine systematische Verschiebung der Umwandlungstemperatur $T_1$ zu höheren Werten beobachtet werden (Messung bei sinkender Temperatur). Im Mittel betrug diese $+10\,°C$ von der ersten zur zweiten und $+3\,°C$ von der zweiten zur dritten Messung. Die Umwandlungstemperatur $T_2$ (Messung bei steigender Temperatur) zeigte keinen solchen Effekt. Es trat jedoch beim Übergang in die Phase II ein ausgeprägtes Relaxationsverhalten der DK auf. Bei kleinen Aufheizgeschwindigkeiten (0,1 °C/min.) ist die Kurve in 2 Maxima aufgespaltet ($+14$ und $+24\,°C$), welche mit zunehmender Aufheizgeschwindigkeit zu einer Stufe degenerieren. Beim Übergang in die Phase III konnte keine Änderung der DK festgestellt werden.

Aus allen Beobachtungen geht hervor, dass beim Übergang in die Phase I eine drastische Strukturänderung stattfinden muss.

Dies äussert sich:

1) im Zerbrechen der Kristalle,
2) im DTA-Verhalten,
3) in der starken Geschwindigkeitsabhängigkeit des DK-Verhaltens bei steigender Temperatur, was auf einen sehr langsamen Rekristallisationsprozess deutet.

Ob es sich dabei um den Übergang in eine polare Struktur handelt, konnte nicht nachgewiesen werden.

Röntgenuntersuchungen, sowie Messungen des elektrischen Feldgradienten am Ort des Jodkerns, zur Aufklärung der Tieftemperaturstruktur sind geplant.

*Literatur*

[1] J. Beintema, Z. Kristallogr. *97*, 300 (1937).
[2] P. W. Bridgman, Proc. Am. Acad. *71*, 446 (1935/36); *72*, 113 (1936/37).

## Anomale Ultraschallabsorption bei Strontiumtitanat als Folge der Wechselwirkung mit «weichen» Phononen

von W. Rehwald
(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

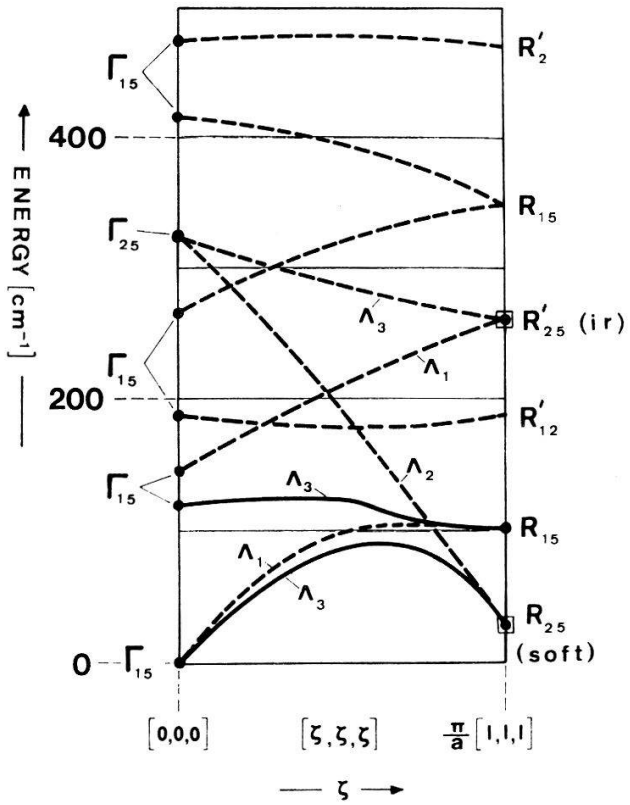
(Ist inzwischen in Solid State Commun. *8*, 607 (1970) erschienen.)

## The IR Active Mode and Phonon Dispersion in $KMnF_3$

by H. P. Baltes and F. K. Kneubühl
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, Switzerland)

The perovskites $SrTiO_3$ [1], $LaAlO_3$ [2] and $KMnF_3$ [3] possess phase transitions resulting from a soft $R_{25}$ phonon at the corner of the first Brillouin zone. The according transition temperature for $KMnF_3$ is 184 °K. In the case of $SrTiO_3$ and $KMnF_3$ the distortion of the $F_6$ octahedera is tetragonal [4] in the low-temperature phase. The space group changes from $O_h^1$ to $D_{4h}^{18}$ accordingly. IR spectroscopy might seem to be obsolete in this field dominated by epr, neutron, Raman and $X$-ray techniques. However, as reported earlier [5], $KMnF_3$ possesses a vibrational mode near 261 $cm^{-1}$ with phase dependent IR activity. The mode is observed in the IR spectrum only in the tetragonal phase and disappears above the critical temperature.

The only one-phonon process to account for this behaviour is $R_{25}' = F_{2g}$ at the corner of the BZ in the cubic phase [1, 6]. This is the normal mode ($Mn_y$, $Mn_x$, $Mn_z$) [7]. If we assign the observed 261 $cm^{-1}$ band to this mode, the phonon dispersion along the (1, 1, 1) direction shown in figure 1 is obtained. The dispersion curves drawn in full




Phonon dispersion of $KMnF_3$ along the (1, 1, 1) direction in the cubic phase compiled from IR and neutron data using a model of Cowley. The mode $R_{25}'$ becomes IR active in the tetragonal phase. $R_{25}$ is the soft mode.

lines as well as the phonon energies indicated by dots have been verified experimentally [3, 8]. The hyphenated curves result from adopting Cowley's model [7] for $SrTiO_3$. The group theoretical analysis [6] reveals that the two-phonon processes

$R_{25}' \oplus R_{15}$ and $R_{25}' \oplus R_{12}'$ may as well have the observed temperature dependence.

This work was supported by the "Schweizerische Nationalfonds".

*References*

[1] P. A. Fleury, J. F. Scott and J. M. Worlock, Phys. Rev. Lett. *21*, 16 (1968).
[2] K. A. Müller, W. Berlinger and F. Waldner, Phys. Rev. Lett. *21*, 814 (1968).
[3] V. J. Minkiewicz and G. Shirane, J. Phys. Soc. Japan *26*, 674 (1969).
[4] V. J. Minkiewicz, Y. Fijii and Y. Yamanada, J. Phys. Soc. Japan *28*, 443 (1970).
[5] H. P. Baltes, M. Tosi and F. K. Kneubühl, J. Phys. Chem. Solids *31*, 321 (1970).
[6] H. P. Baltes and F. K. Kneubühl, to be published in Solid State Comm.
[7] R. A. Cowley, Phys. Rev. *134*, A981 (1964).
[8] C. H. Perry and E. F. Young, J. appl. Phys. *38*, 4616 and 4626 (1967).

## Spectral Thermal Emission of Small Alkalihalide Cubes in the Far Infrared

by R. Kälin, H. P. Baltes and F. K. Kneubühl
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, Switzerland)

We studied the far infrared thermal emission of small crystal cubes of various alkalihalides grown on gold substrates by cacuum deposition. The edge length of the crystals varied between 1 $\mu$m and 3 $\mu$m and was small in comparison to the vacuum wavelength of the emitted radiation observed between 40 $\mu$m and 100 $\mu$m. The orientation of the crystals was random and the coverage rate was near to 100%. An electron micrograph of a KCl sample is shown in Figure 1.

The spectral emittance of NaF, NaCl, KCl and KBr samples was measured at various temperatures between 77 K and 600 K. An alumina tube was used as black body reference source. A cone technique [1] was applied in order to minimize the stray radiation and enhance the emission signal. The results for KCl are shown in Figure 2.

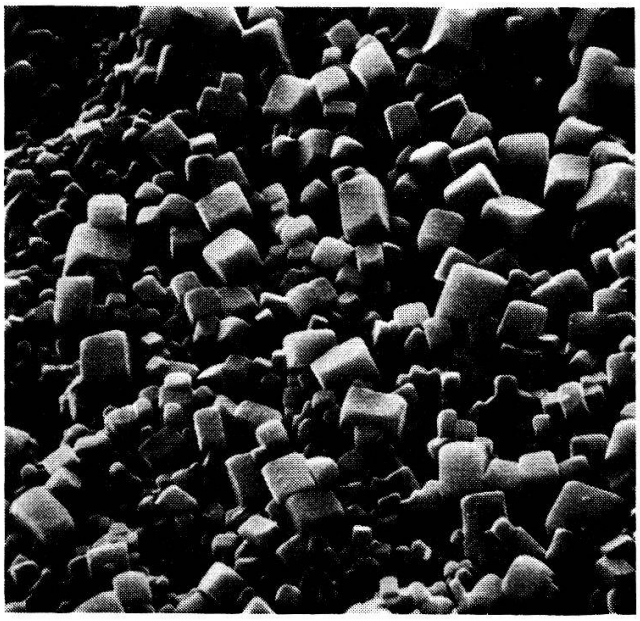


Figure 1
Electron micrograph of small KCl crystals grown on a gold substrate by vacuum deposition.

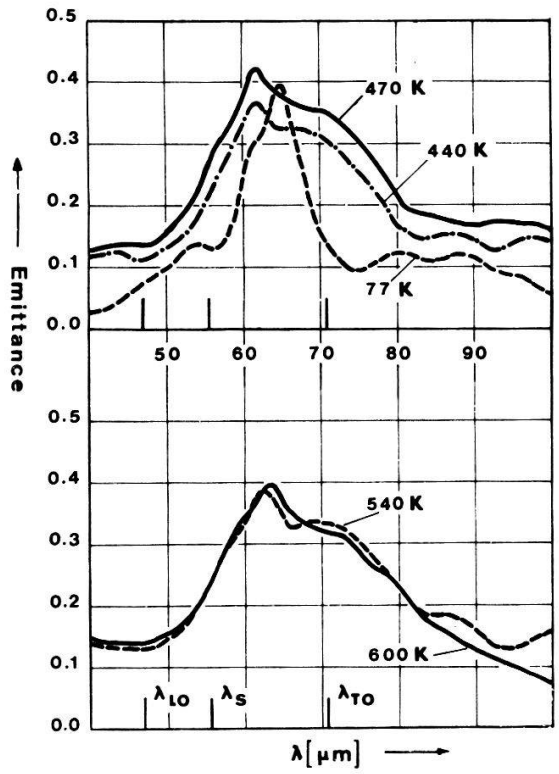



Figure 2
Spectral thermal emittance of the KCl sample shown in figure 1.

Marked emission resonances appear in the wavelength range between the transverse and the longitudinal optical mode of an infinite crystal, $\lambda_{TO} > \lambda > \lambda_{LO}$, where no emission peaks can be observed neither for thick crystals nor for thin *homogeneous* crystal films [2, 3].

We tentatively apply the theory of optical vibration modes in small ionic crystal spheres recently developed by Fuchs and Kliewer [4] and by Englman and Ruppin [5]. According to this theory, the above mentioned resonances with $\lambda < \lambda_{TO}$ have to be attributed to *surface* polaritons, whereas the resonances with $\lambda \geq \lambda_{TO}$ result from bulk modes. The relative intensities and widths of these modes depend on the sample temperature, as can be seen from Figure 2. A relatively narrow surface mode emission band is observed at 77 K. Our measurements qualitatively agree with those made by Martin [6] using transmission spectroscopy of small solution grown KCl platelets at 7 K.

The authors are grateful to Mrs. B. Kägi for the sample preparation and to Mr. W. Gross (Institut für Elekronenmikroskopie II, ETH Zürich) for the electron microscopy work.

This work was supported by the "Schweizerische Nationalfonds".

*References*

[1] R. Kälin, H. P. Baltes and F. K. Kneubühl, to be published.
[2] K. L. Kliewer and R. Fuchs, Phys. Rev. *144*, 495 (1966).
[3] K. Hisano, Y. Okamoto and O. Matumura, J. Phys. Soc. Japan *28*, 425 (1970).
[4] R. Fuchs and K. L. Kliewer, J. Opt. Soc. Am. *58*, 319 (1968).
[5] R. Englman and R. Ruppin, J. Phys. C *1*, 614, 630, 1515 (1968).
[6] T. P. Martin, Phys. Rev. *177*, 1349 (1969).

## «Gitterdynamik von Kalium-Fluorid»

von W. Bührer
(Delegation für Ausbildung und Hochschulforschung, Eidg. Institut für Reaktorforschung, Würenlingen)

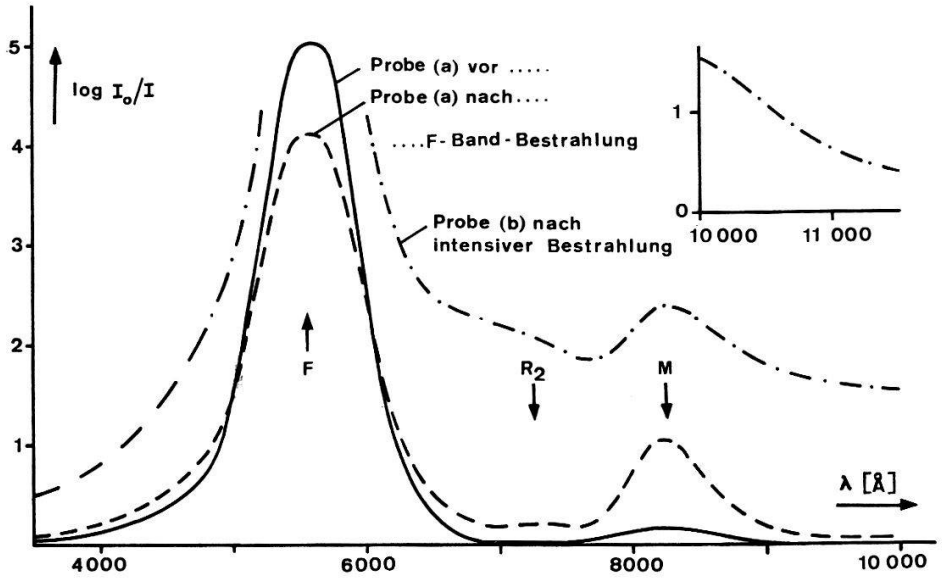
Eine ausführliche Publikation ist in Phys. Stat. Sol. vorgesehen.

## Einfang von Positronen in F- und F-Aggregatzentren in KCl

von D. Herlach und F. Heinrich
(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

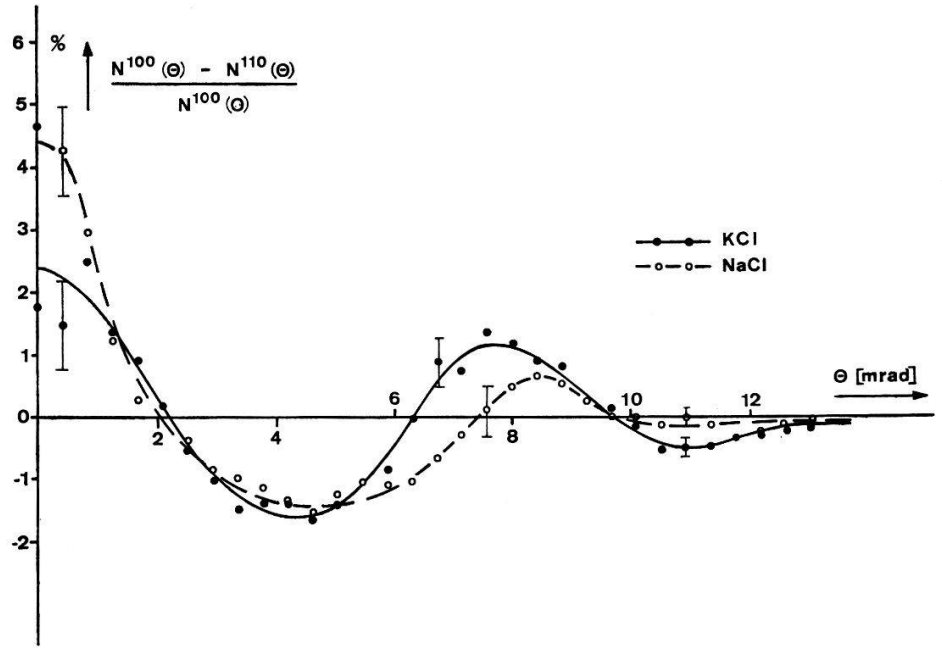
Wie wir kürzlich an anderer Stelle [1] berichteten, wird die Winkelverteilung der Annihilationsquanten von Positronen in KCl durch additive Dotierung mit F-Zentren stark verändert. Die an KCl-Einkristallen in (100)-Orientierung aufgenommenen Korrelationsfunktionen lassen sich zwanglos in zwei Anteile zerlegen: 1. einen Beitrag, der von regulären Annihilationsprozessen mit 3*s*- und 3*p*-Elektronen des Cl-Ions herrührt [2] und 2. einen Anteil $c(\Theta)$, den wir Annihilationen des Positrons mit dem im *F*-Zentrum lokalisierten Elektron zuschreiben. Dieser Anteil macht bis zu 25% aller Annihilationsprozesse aus, obwohl selbst bei starker Dotierung (ca. $5 \cdot 10^{18}$ Zentren/cm$^3$) die Zahl der *F*-Zentren weniger als 0,1% der regulären Anionzahl beträgt. Die erstaunliche Grösse dieses Effektes kann nur dadurch erklärt werden, dass *F*-Zentren als hochaktive Positronenfallen wirken. – Die Lebensdauermessung von Taqqu [3] an einer unserer Proben lässt vermuten, dass die in Farbzentren eingefangenen Positronen mit den Farbzentrenelektronen Positronium (Ps) bilden. Die Tatsache, dass der Korrelationsbeitrag $c(\Theta)$ der F-Zentren durch ein einfaches, die Lokalisierung des Ps berücksichtigendes Modell [4] beschrieben werden kann, stützt diese Hypothese.

In neueren Experimenten versuchen wir abzuklären, welchen Einfluss die *Art* der Farbzentren auf die Annihilationskorrelation nimmt. In einer $16 \cdot 10^{17}$ *F*-Zentren/cm$^3$ und $0{,}6 \cdot 10^{17}$ *M*-Zentren/cm$^3$ enthaltenden Probe (*a*) wurde durch Bestrahlung mit *F*-Band-Licht eine grosse Anzahl von *M*-Zentren ($2{,}8 \cdot 10^{17}$ cm$^{-3}$) erzeugt. Fig. 1 zeigt die optische Absorption vor (———) und nach (– – –) der Bestrahlung; man erkennt, dass sich bereits einige *R*-Zentren gebildet haben. Die an der gleichen Probe vor und nach der *F*-Band-Bestrahlung aufgenommenen Korrelationsfunktionen sind innerhalb der experimentellen Fehlergrenzen von ca. $\pm 1\%$ ununterscheidbar. Somit ist offenbar nicht die Art der Zentren, sondern die totale Anzahl der Farbzentrenelektronen für den beobachteten Effekt verantwortlich. Zur Bestätigung dieser Vermutung haben wir einen anderen stark kolorierten Kristall (*b*) intensiv mit weissem Licht bestrahlt (optische Absorption –·–·– in Fig. 1). Nach der Bestrahlung konnten wir lediglich feststellen, dass sich die Halbwertsbreite des Farbzentrenanteils $c(\Theta)$ der Korrelationsfunktion um etwa 12% verkleinerte, dass aber der prozentuale Anteil der von Farbzentren eingefangenen Positronen unverändert blieb. Die geringfügige Verschmälerung der Korrelationsfunktion kann im Rahmen der Positroniumhypothese dadurch erklärt werden, dass das Positroniumatom in Aggregat-Zentren (M, R, N) schwächer lokalisiert ist.




Figur 1
Optische Absorption.

Die Proben, Einkristalle von $2 \times 12 \times 25$ mm³, waren in allen Messungen so orientiert, dass die durch die Annihilationsapparatur ausgezeichnete Impulskomponente $p_z$ senkrecht zur (100)-Ebene des Kristalls stand. Im Hinblick auf weitere Messungen an mit $F$-Zentren dotiertem KCl in anderen Orientierungen haben wir die schon an NaCl beobachtete Anisotropie [5] auch an undotiertem KCl nachgewiesen. Die Differenzen der flächennormierten Korrelationsfunktionen für (100)- und (110)-Orientierung sind in Fig. 2 in Prozenten des Scheitelwertes der (100)-Verteilung dargestellt.




Figur 2
Anisotropie von NaCl und KCl.

*Literatur*

[1] D. Herlach und F. Heinrich, Phys. Lett. *31 A*, 47 (1970).
[2] z. B. A. T. Stewart und N. K. Pope, Phys. Rev. *120*, 2033 (1960).
[3] D. Taqqu, Helv. phys. Acta, *42*, Referat No (F–112) (1970).
[4] D. Herlach und F. Heinrich, Helv. phys. Acta, *42*, Referat « Ein einfaches Modell zur Positronenannihilation in F–Zentren » (F–112 A) (1970).
[5] D. Herlach und F. Heinrich, Helv. phys. Acta *42*, 601 (1969).

## Ein neues Verfahren zur Berechnung der Madelungschen Zahl von Punktladungsverteilungen

von M. Lietz

(Brown-Boveri-Forschungszentrum, 5401 Baden)

Es wird ein einfaches Rechenverfahren angegeben, das es gestattet, allein durch Summation im Ortsraum die elektrostatische Energie beliebiger periodischer Punktionengitter zu berechnen. Die Konvergenz der Gittersumme wird durch schalenweise Summation über die neutralen Einheitszellen erreicht. Durch Addition eines leicht anzugebenden strukturspezifischen Korrekturterms erhält man die richtige Madelungsche Zahl. Der Vorteil des Verfahrens kommt bei komplizierteren Strukturen am besten zum Ausdruck. Eine relative Genauigkeit von $10^{-4}$ ist mit geringem Aufwand erreichbar.

## Ein einfaches Modellpotential für $OH^-$ in Alkalihalogeniden

von B. Keller und F. Kneubühl

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Das oft benützte Devonshire-Modell kann experimentelle Phänomene wie Libration, Nondevonshire-Linien und Off-center-Position nicht erklären. Mit Hilfe von Richtungsautokorrelationsfunktionen wurde die Persistenz der Libration bis zu sehr hohen Temperaturen nachgewiesen. Wir haben deshalb ein 2dimensionales Modellpotential eingeführt, das die endliche Ausdehnung des Dipols und die Trennung von Massenschwerpunkt und Ladungsschwerpunkten berücksichtigt. Damit lassen sich schon in niedrigster Näherung die erwähnten Diskrepanzen durch Lösung der klassischen Bewegungsdifferentialgleichungen beheben.

## Ein einfaches Modell zur Positronenannihilation in F-Zentren

D. Herlach und F. Heinrich

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

In einer vorangehenden Mitteilung [1] sowie in einer früheren Publikation [2] haben wir gezeigt, dass die an additiv mit F-Zentren gefärbten KCl-Kristallen aufgenommenen Korrelationsfunktionen als $N(\Theta) = N_0(\Theta) + c(\Theta)$ dargestellt werden können. Dabei ist $N_0(\Theta)$ die Korrelationsfunktion des ungefärbten Kristalls, während $c(\Theta)$ den durch F-Zentren verursachten Beitrag beschreibt. Bei diesen Messungen stand die apparativ ausgezeichnete Impulskomponente $p_z$ stets senkrecht zur (100)-Ebene der einkristallinen Proben. Die Grösse des beobachteten Effektes sowie andere in [1] genannte Argumente lassen die Bildung von Positronium (Ps) im F-Zentrum vermuten. Der sehr spitze, zentrale Beitrag zur Korrelationsfunktion, der Annihilationen aus dem Grundzustand von Parapositronium entspricht, und der z.B. bei gewissen Metalloxyden, verflüssigten Gasen und molekularen Substanzen [3] beobachtet wird,

lässt sich hier wegen der Lokalisierung des Ps nicht erwarten. – Bei dem hier diskutierten Modell wird diese Lokalisierung in folgender Weise realisiert. Das Ps-Atom sei in einem Würfel der Kantenlänge $L$ mit undurchdringlichen Wänden eingeschlossen. Aus der Ortswellenfunktion des Grundzustandes

$$\Psi(\boldsymbol{r}) = A \cdot \cos(kx) \cdot \cos(ky) \cdot \cos(kz) \text{ mit } k = \pi/L$$

kann durch Fouriertransformation die Impulswellenfunktion

$$\chi(\boldsymbol{p}) = B \frac{\cos\xi_x}{\pi^2/4 - \xi_x^2} \frac{\cos\xi_y}{\pi^2/4 - \xi_y^2} \frac{\cos\xi_z}{\pi^2/4 - \xi_z^2} \text{ mit } \xi_x = \frac{L}{2\hbar} p_x \text{ usw.}$$

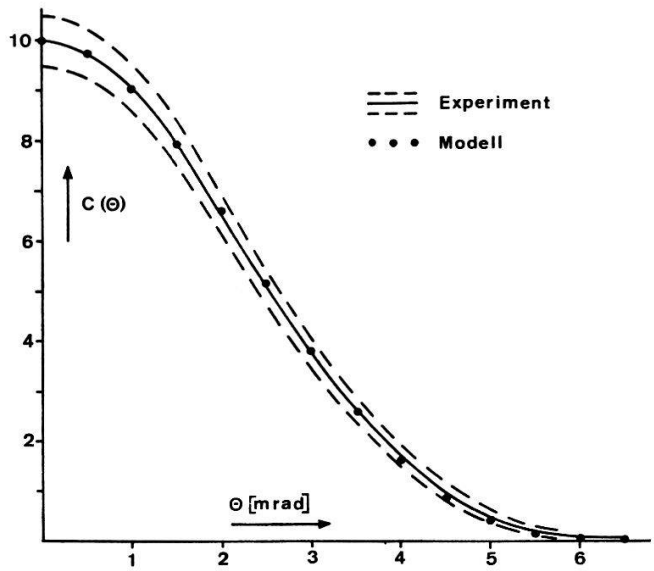
gewonnen werden. Die durch die experimentelle Anordnung ausgezeichnete Impulskomponente $p_z$ tritt somit im Intervall $p_z \ldots p_z + dp_z$ mit der Wahrscheinlichkeit

$$W(p_z)dp_z = dp_z \iint_{-\infty}^{+\infty} |\chi(\boldsymbol{p})|^2 \, dp_x \, dp_y = C \left( \frac{\cos\xi_z}{\pi^2/4 - \xi_z^2} \right)^2 dp_z$$

auf. Zum Anschluss dieser Wahrscheinlichkeitsverteilung an die experimentelle Verteilung $c(\Theta)$ genügt die Bestimmung eines einzigen Parameters, der Würfelkantenlänge $L$. Mit $p_z = \Theta \cdot mc$ ist

$$L = \frac{\xi_z}{\Theta} 2 \frac{\hbar}{mc} = \frac{\xi_z}{\Theta} \frac{1}{\pi} \lambda_c; \; \lambda_c = \text{Comptonwellenlänge des Elektrons.}$$

Da im ganzen Wertebereich $\xi_z/\Theta = 736 \pm 40$ ist, wird $L = 5{,}68$ Å. In der Figur repräsentiert die ausgezogene Kurve $c(\Theta)$ die Messresultate, wobei die Kurven (– – –) die




experimentellen Fehlergrenzen andeuten. Die eingetragenen Punkte wurden auf Grund des besprochenen Modells berechnet. Man erkennt, dass die experimentellen Daten durch dieses sehr einfache Modell vorzüglich reproduziert werden. Der Wert des Parameters $L$ ist dabei um ca. 10% kleiner als die Gitterkonstante von KCl, steht also

in einer sehr vernünftigen Proportion zu der erwarteten Lokalisierung des Positroniums. – Aus dem gleichen Modell kann z.B. auch die Korrelationsfunktion für (111)-Orientierung des Kristalls bezüglich der apparativ ausgezeichneten Achse berechnet werden. Wir werden auch diesen Fall experimentell prüfen.

*Literatur*

[1] D. HERLACH und F. HEINRICH, Helv. phys. Acta *42*, (1970).
[2] D. HERLACH und F. HEINRICH, Phys. Lett. *31 A*, 47 (1970).
[3] z.B. A. T. STEWART and L. O. ROELLIG (Editors), *Positron Annihilation* (Academic Press 1967).

## Effet de la présence de centres F sur les constantes de temps d'annihilation des positrons dans des cristaux de KCl

par D. TAQQU
(Laboratorium für Hochenergiephysik, ETH, Zürich)

Il a récemment été démontré [1] [2] que le présence dans les halogèges alcalins de centres colorés produits par irradiation de rayons X ou gamma ont un effet considérable sur les constantes de temps de l'annihilation des positrons. Les résultats obtenus sont très divergents, l'irradiation étant une source de défauts difficile à dominer. La méthode de von Doorn [3] permet de produire des centres F par un chauffage du cristal dans la vageur alcaline sous atmosphère d'argon suivi d'un refroidissement rapide.

Nous avons mesuré les constantes de temps d'annihilation des positrons dans des cristaux dotés par cette méthode de centres F dans une proportion de 0,5‰ du cristal. Une même source de $Na^{22}$ a été utilisée pour l'étude, dans des conditions expérimentales analogues, de monocristaux de KCl non dotés et dotés de centres F. Un résultat préliminaire de ces investigations est la présence pour le KCl doté d'une constante de temps de 1,75 + 0,2 ns avec une intensité de 3%, absente dans le KCl non doté. La présence de cette constante de temps supplémentaire montre que la capture des positrons dans les centres F est un processus beaucoup plus probable que les autres processus conduisant à l'annihilation. La durée de vie relativement longue suggère la création de positronium.

*Bibliographie*

[1] T. H. WILLIAMS and H. J. ACHE, J. Chem. Phys. *51*, 3536 (1969).
[2] HSI FONG WAUNG and WERNER BRANDT, Bull. Amer. Phys. Soc. *15*/4, 486 (1970).
[3] C. Z. VAN DOORN, Rev. Sci Instr. *32*, 755 (1961).

## RPE des centres F par détection optique dans les halogénures d'alcalins

par C. JACCARD, Y. RUEDIN et P. A. SCHNEGG
(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Ce travail fera l'objet d'une prochaine publication.

## Magnetische Kernresonanz in Rubin mit Hilfe von dynamischer Kernpolarisation

von E. E. HUNDT, H. H. NIEBUHR und E. BRUN
(Physik-Institut der Universität Zürich)

Mit der dynamischen Kernpolarisation ergibt sich eine Abkühlung des Kernspinsystems. In Rubin ($Al_2O_3 : Cr^{3+}$) wurde eine Spintemperatur von 0,004 °K erreicht, was einer $^{27}Al$-Polarisation von 17% entspricht.

Neben den normalen Al-Resonanzlinien ist es uns gelungen, eine Reihe weiterer NMR-Linien zu beobachten, die einerseits denjenigen Al-Kernen zugeordnet werden können, die nächste Nachbarn eines $Cr^{3+}$-Ions sind und dementsprechend bedeutende Resonanzverschiebungen aufweisen, andererseits dem in natürlicher Häufigkeit vorkommenden $^{17}O$ [1]. Die zu den nächsten Nachbarn gehörenden Linien konnten im Gegensatz zu ENDOR-Messungen [2] über weite Winkelbereiche beobachtet werden. Für $^{17}O$ konnte aus der Winkelabhängigkeit der Resonanzen bei einer Rotation um eine 2-zählige Achse der Quadrupolkopplungstensor bestimmt werden.

Diese Methode, mit Hilfe der dynamischen Kernpolarisation weniger zahlreiche Kernspins nachzuweisen, sollte sich auch in anderen Kristallen anwenden lassen, sofern geeignete paramagnetische Zentren zur Polarisation vorhanden sind.

*Literatur*

[1] E. BRUN, B. DERIGHETTI, E. E. HUNDT and H. H. NIEBUHR, Phys. Lett. *31 A*, 416 (1970).
[2] N. LAURANCE, E. C. MCIRVINE and J. LAMBE, J. Phys. Chem. Solids *23*, 515 (1962).

## Etude de l'ion $Gd^{3+}$ dans $Na_2S$

(par J.-M. MORET, H. BILL et R. LACROIX
(Laboratoire de Physico-Chimie du Solide, Université de Genève)

Publié ultérieurement.

## Druck- und Temperatureffekt der Nullfeldaufspaltung von $Gd^{3+}$ in einigen Kristallen von Zirkonstruktur

von W. URBAN
(Physikalisches Institut der Universität Karlsruhe)

Elektronenspinresonanzmessungen mit variabler Frequenz gestatten es, den Einfluss von Temperatur und Druck auf die Nullfeldaufspaltung von $Gd^{3+}$ direkt zu messen (siehe z.B. [1, 2]). Vergleicht man die Aufspaltung in verschiedenen isostrukturellen Kristallen (z.B. $YVO_4$, Punktsymmetrie $\bar{4}2\,m = D_{2d}$), so lassen sich diese Ergebnisse nicht zuordnen. Die Kombination von Druck- und Temperatureffekten zeigen eine Systematik, die unseres Erachtens wesentliche Informationen über den Wechselwirkungsmechanismus der Ionen im S-Zustand enthalten.

*Literatur*

[1] W. URBAN, Phys. Stat. Sol. *37*, 181 (1970).
[2] W. HILLMER and W. URBAN, Phys. Stat. Sol. *39*, to be published (1970).

## Kernresonanz von $^{27}Al$ in $Gd_3Al_5O_{12}$

von E. ZUBKOVSKA und B. DERIGHETTI
(Physik-Institut der Universität Zürich)

Die magnetische Kernresonanz von $^{27}Al$ im paramagnetischen Granat $Gd_3Al_2(AlO_4)_3$ wurde zwischen 300 °K und 4,2 °K untersucht. Für die tetraedrische Lage ist der Feldgradiententensor axial, die Quadrupolkopplungskonstante beträgt 5,54 MHz bei 300 °K und zeigt eine schwache Temperaturabhängigkeit. Für die oktaedrischen Lagen zeigen die Resonanzlinien keine messbaren Quadrupoleffekte, so dass die Kopplungskonstante kleiner als 0,01 MHz ist. Dieses Resultat ist für den Gd-Granat charakteristisch.

Die magnetischen Gd-Ionen verursachen zusätzliche Magnetfelder an den Al-Lagen und das totale Magnetfeld für kugelförmige Proben ist dort

$$H^2 = H_0^2\,[(1 + A)^2\sin^2\vartheta + (1 + B)^2\cos^2\vartheta].$$

wobei $\vartheta$ der Winkel zwischen dem äusseren Magnetfeld $\boldsymbol{H}_0$ und der axialen Richtung ist. Die Konstanten $A$ und $B$ wurden für beide Lagen experimentell bestimmt und betragen bei 300 °K $A = (-1{,}22 \pm 0{,}2)\cdot 10^{-3}$, $B = (4{,}85 \pm 0{,}2)\cdot 10^{-3}$ für tetraedrische Lage und $A = (0{,}00 \pm 0{,}2)\cdot 10^{-3}$, $B = (6{,}0 \pm 0{,}2)\cdot 10^{-3}$ für die oktaedrische Lage. Die magnetischen Verschiebungen folgen einem $(T + \Theta)^{-1}$ Curie-Gesetz mit $\Theta = 3$ °K.

Mit Hilfe eines Dipolmodelles von freien $Gd^{3+}$ Ionen konnte man den gemessenen winkelabhängigen Anteil der Verschiebungen theoretisch berechnen. Der restliche isotrope Anteil $(1{,}20 \pm 0{,}2)\cdot 10^{-3}$ für die tetraedrische Lage und $(2{,}0 \pm 0{,}2)\cdot 10^{-3}$ für die oktaedrische Lage bei Zimmertemperatur weist auf die Existenz einer isotropen Austauschwechselwirkung zwischen Aluminium und den nächsten Gd-Ionen hin.

## Effet Jahn-Teller de l'ion $O^-$ dans $CaF_2$

par H. BILL
(Laboratoire de Physico-Chimie du Solide, Université de Genève)

Publié ultérieurement.

## Die Temperaturabhängigkeit der Hyperfeinaufspaltung von $Mn^0$-Atomen in Kaliumchlorid

von E. SIMANEK
(University of California, Riverside, USA)
und TH. VON WALDKIRCH
(IBM-Forschungslaboratorium, Rüschlikon)

Die Temperaturabhängigkeit der zentralen Hyperfeinaufspaltung A von substitutionellen $Mn^0$-Atomen in KCl wurde zwischen 4.2 °K und Zimmertemperatur gemessen. $A(T)$ ist grösser bei höherer Temperatur. Bis zu Heliumtemperatur wurde kein Plateau beobachtet, was auf einen sehr niederfrequenten ($\sim$1 °K) lokalen $Mn^0$-Schwingungsmodel schliessen lässt. Die positive $dA/dT$-Abhängigkeit wird erklärt durch eine nichtlineare Überlappung der $(4\,s)^2$-Wellenfunktionen mit Elektronenzuständen der nächsten Nachbaren.

## Experimentelle Hinweise auf ein ($H_2^+$)-ähnliches Quasiteilchen in GaP

von W. Czaja, L. Krausbauer und B. J. Curtis
(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

Es ist bekannt, dass Stickstoff-Atome substituiert für Phosphor in GaP als isoelektronische Verunreinigungen sowohl Exzitonen als auch Exzitonen-Moleküle binden. Der Zerfall der gebundenen Exzitonen verläuft unter Emission eines Spektrums scharfer, zum Teil sehr intensiver Linien. Wir beobachten in Photolumineszenz-Spektren, die durch Anregung der Probe mit einem Argon-Laser (4880 Å) bei ca. 2 °K gewonnen werden, eine Reihe neuer schwacher Linien mit charakteristischer Multiplett-Struktur. Eine vorläufige Deutung dieses Spektrums führt uns zur Annahme eines neuen Quasiteilchens bestehend aus 2 Elektronen und einem Loch, wobei dieses Quasiteilchen an ein (neutrales) Stickstoff-Atom gebunden ist. Die Existenz dieses Quasiteilchens wird durch eine Reihe weiterer Beobachtungen wahrscheinlich gemacht.

Eine ausführlichere Publikation erfolgt demnächst.

## Die Diffusion zwei- und dreiwertiger Elemente in Galliumarsenid

von H. R. Winteler
(Battelle-Institut, Carouge-Genève)

Durch Isokonzentrations-Diffusionsversuche wurde bestätigt [1], dass der Akzeptor Zn in GaAs über einen, erstmals von Longini [2] vorgeschlagenen Zwischengittermechanismus diffundiert. Wegen dieses anomalen Diffusionsmechanismus spielt bei der chemischen Diffusion von Zn in GaAs die Ga-Selbstdiffusion eine wesentliche Rolle. Gemäss der Reaktionsgleichung

$$\mathrm{Zn}_i + V_{Ga} \rightleftharpoons \mathrm{Zn}_{Ga}$$

reagiert im Innern der Diffusionsschicht das bewegliche Zwischengitterzink ($\mathrm{Zn}_i$) mit Galliumleerstellen ($V_{Ga}$) und wird zu unbeweglichem, substitutionellem Zink ($\mathrm{Zn}_{Ga}$). Da bei der chemischen Diffusion die Reaktion vorwiegend von links nach rechts verläuft, müssen laufend Ga-Leerstellen im Kristallinnern gebildet oder von der Oberfläche her zugeführt werden. Die Analyse von Zn-Konzentrationsprofilen, welche durch Diffusion bei konstanter Temperatur und bei verschiedenem Zn-bzw. As-Partialdruck in $n$-leitendes GaAs erhalten wurden, führte zum Schluss [3], dass Ga-Leerstellen durch Frenkeldefektpaarbildung im Ga-Untergitter

$$Ga_{Ga} \rightleftharpoons Ga_i + V_{Ga}$$

entstehen, und dass das Zwischengitter-Gallium ($\mathrm{Ga}_i$) über einen Zwischengittermechanismus aus der Zn-Diffusionszone (vorwiegend gegen die Probenoberfläche hin) diffundiert. Überdies konnte gezeigt werden, dass in der Zn-Diffusionszone die Eigenfehlordnung des Ga-Untergitters vom Oberflächengleichgewichtswert abweicht, d. h. dass dort eine Verarmung an Ga-Leerstellen und ein entsprechender Überschuss an Zwischengitter-Ga besteht.

Aufgrund dieser Resultate ist es möglich, aus Zn-Diffusionsexperimenten auf den Diffusionsmechanismus anderer, in der Probe anfänglich homogen verteilter Akzeptoren zu schliessen, welche in GaAs vorwiegend auf Ga-Plätzen eingebaut sind. Eine Beeinflussung der Akzeptorverteilung durch die Zn-Diffusion ergibt sich unter der Annahme, dass diese Akzeptoren $A$ (analog zum Zn) zu einem sehr kleinen Teil Zwischengitterplätze besetzen und nur in dieser Lage ($A_i$) beweglich sind. Wegen des Mangels an $V_{Ga}$ in der Diffusionszone verschiebt sich bei der Zn-Eindiffusion das Gleichgewicht

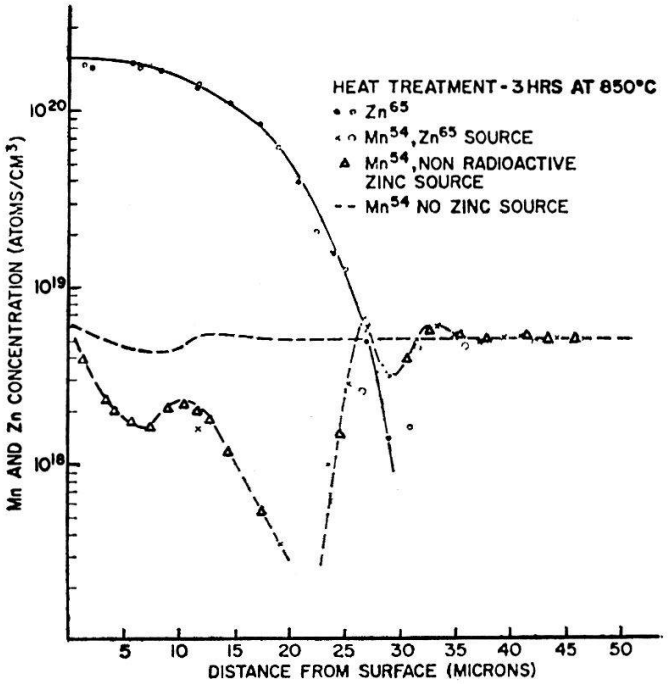
$$A_{Ga} \rightleftharpoons A_i + V_{Ga} \text{ mit } \frac{[A_{Ga}]}{[A_i]\,[V_{Ga}]} = \text{konst.}$$

gegen rechts (erhöhte Zwischengitterbesetzung). Dadurch setzt jedoch ein Diffusionsstrom $J_A$ ein, welcher zur Homogenisierung der Konzentration $[A_i]$ in der Probe führt. Verläuft die Homogenisierung von $[A_i]$ rasch gegenüber der Eindiffusion von Zn, dann folgt aus dem oben angeführten Gleichgewicht näherungsweise

$$\frac{[V_{Ga}]_x}{[V_{Ga}]_{x=0}} \approx \frac{[A_{Ga}]_x}{[A_{Ga}]_{x=0}} \text{ wenn } [A_i] << [A_{Ga}].$$

Die Verteilung des Akzeptors $A_{Ga}$ in der Probe gibt also unter den erwähnten Voraussetzungen den relativen Verlauf der Ga-Leerstellen als Funktion des Ortes x wieder.

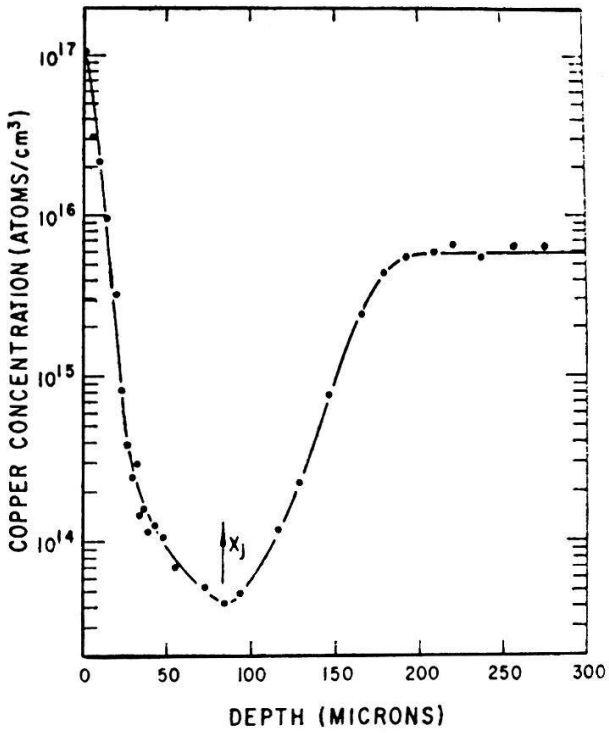
Wechselwirkungen dieser Art zwischen eindiffundierenden Akzeptoren und in der Probe bereits enthaltenen, auf Ga-Plätzen eingebauten Fremdatomen wurden verschiedentlich festgestellt [4–6] (Fig. 1 und 2). Sie konnten jedoch nicht gedeutet wer-




Figur 1
Zn-Diffusionsprofile und Umlagerung der Mn-Grunddotierung in GaAs gemäss [4].

den, da bisher für die Mn- [7] und Ga-Diffusion [8] Leerstellenmechanismen angenommen und die diffusionsinduzierte Abweichung der Eigenfehlordnung im Ga-Untergitter vom thermodynamischen Gleichgewicht ausser Acht gelassen wurden.

Aus den in [3–6] enthaltenen Resultaten kann geschlossen werden, dass die untersuchten zweiwertigen Elemente Zn, Cd, Mn und Cu sowie die dreiwertigen Elemente Ga und In in GaAs über Zwischengitterplätze diffundieren. Die Vermutung liegt nahe, dass dieser Diffusionsmechanismus für alle im Ga-Untergitter eingebauten Elemente zutrifft. Er dürfte ausserdem auch auf andere III-V-Verbindungen anwendbar sein.




Figur 2
Wirkung der Mn-Diffusion (915 °C, 6h) auf die Cu-Konzentration in GaAs gemäss [5], $X_j$ = mittlere Eindringtiefe von Mn.

*Literatur*

[1] L. L. Chang and G. L. Pearson, J. appl. Phys. *35*, 1960 (1964).
[2] R. L. Longini, Solid State Electron. *5*, 127 (1962).
[3] H. R. Winteler, wird nächstens erscheinen.
[4] R. F. Peart et al., Appl. Phys. Lett. *9*, 200 (1966).
[5] G. B. Larrabee and J. F. Osborne, J. Electrochem. Soc. *113*, 564 (1966).
[6] D. L. Kendall, Appl. Phys. Lett. *4*, 67 (1964).
[7] M. S. Seltzer, J. Phys. Chem. Solids *26*, 243 (1965).
[8] B. Goldstein, Phys. Rev. *121*, 1305 (1961).

## Propriétés magnétiques de l'alliage supraconducteur plomb-indium

par O. Parriaux, R. Ehrat et L. Rinderer
(Institut de Physique Expérimentale de l'Université de Lausanne)

Des mesures de magnétisation et de résistance électrique ont été effectuées entre 1,5 °K et 4,2 °K sur une série d'échantillons de l'alliage plomb-indium, pour des concentrations variant de 2 at.% à 6 at.% d'indium dans le plomb. Une vérification expérimentale de la relation de Gorkov a été faite, à la suite d'une étude différenciée et systématique de l'influence de l'irréversibilité magnétique sur les paramètres de Ginsburg-Landau.

## Elektrische Eigenschaften von wasserstoffdotierten Strontiumtitanat-Kristallen

von S. Aegerter
(Institut of Geophysics and Planetary Physics, University of California, Los Angeles)
und W. F. Libby
(Department of Chemistry, University of California, Los Angeles)

Wasserstoff ist in Strontiumtitanat-Kristallen löslich. Die Gleichgewichtskonzentration und die Diffusionskonstante als Funktion der Temperatur werden angegeben. Die elektrischen Eigenschaften werden durch die Wasserstoffkonzentration stark beeinflusst: Schwach dotierte Kristalle sind Halbleiter während stark dotierte Kristalle metallisches Verhalten zeigen. Im weiteren werden einige Oberflächeneffekte diskutiert.

## Caractérisation par R.P.E. de complexes paramagnétiques superficiels formés à la surface de $SiO_2$ au cours de l'adsorption de gaz

par G. Hochstrasser et J. Figar
(Institut Battelle, Centre de Recherche de Genève)

Les centres paramagnétiques $E_s$, présents à la surface, formée sous ultra-vide, de la silice [1], sont les sites d'adsorption, parfois uniques, de cette surface pour $CO_2$, $O_2$, $SO_2$, $SO_3$, $CH_4$, etc. ... La formation des complexes d'adsorption n'implique, dans certains cas ($CO_2$, $O_2$, $SO_3$) qu'un transfert de charge adsorbant $\rightarrow$ adsorbat [2], tandis qu'elle requiert, dans d'autres cas ($SO_2$, $CH_4$), une réaction avec capture ($SO_2$) ou libération ($CH_4$) d'un ou plusieurs atomes.

*Bibliographie*

[1] G. Hochstrasser et J. C. Courvoisier, Helv. phys. Acta *39*, 189 (1966).
[2] G. Hochstrasser, J. F. Antonini et I. Peychès, *The Structure and Chemistry of Solid Surfaces*, G. A. Somorjai Ed. (Wiley), p. 36.

## Energie libre en champ magnétique faible d'un supraconducteur de deuxième espèce

par R. Ehrat, D. Robin, F. Rothen et L. Rinderer
(Institut de Physique Expérimentale de l'Université de Lausanne)

La variation d'entropie par unité de longueur associée à la création ou à l'anihilation d'un tube de flux dans l'état mixte a été mesurée sur un échantillon de Nb80Mo20. Les résultats obtenus au voisinage de Hc2 sont en excellent accord avec ceux obtenus par calcul à partir de l'énergie libre d'Abrikosof [1]. Dans la région de faible densité des tubes de flux, les valeurs expérimentales sont comparées à celles déduites à partir de l'énergie libre de «London» [2].

*Bibliographie*

[1] R. Ehrat et L. Rinderer, Phys. Lett. *30A*, 2, 95 (1969).
[2] P. G. Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys*.

## Cinétique de la destruction de la supraconductivité de type I par un courant

par E. Posada et L. Rinderer
(Institut de Physique Expérimentale de l'Université de Lausanne)

Nous avons étudié expérimentalement la destruction de la supraconductivité type I dans des fils lorsqu'un courant $I$ supérieur au courant critique $I_c$ est brusquement appliqué. Les résultats obtenus pour différents échantillons sont en bon accord avec la théorie de Rothen et Bestgen [1] pour des valeurs de $I/I_c \gtrsim 1{,}1$. Au voisinage du courant critique l'accord avec la théorie est moins bon; cependant dans cette région les phénomènes thermiques jouent un rôle important et une étude théorique particulière est nécessaire.

*Bibliographie*

[1] F. Rothen, W. Bestgen, Phys. Lett. *30A*, 509 (1969).

## Etat intermédiaire de plaques minces d'étain en champ magnétique oblique

par J. M. Suter et L. Rinderer
(Institut de Physique Expérimentale de l'Université de Lausanne)

La structure de l'état intermédiaire obtenu en plaçant une plaque d'étain dans un champ magnétique oblique présente, dans certaines conditions, un alignement caractéristique des domaines supraconducteurs et normaux [1]. Des mesures ont été faites sur des plaques minces (épaisseur 0,2 à 1 mm) d'étain pur, l'angle entre la direction du champ magnétique et le plan de la plaque valant approximativement 15°. La méthode des poudres diamagnétiques [2] est utilisée pour observer et photographier les structures. Les résultats sont comparés avec ceux de I. Sharvin [1] et de F. Haenssler [2]. Le paramètre $\Delta$ d'énergie de surface interphase normal-supraconducteur est calculé.

*Bibliographie*

[1] I. V. Sharvin, Soviet Phys. JETP *6*, 1031 (1958).
[2] F. Haenssler et L. Rinderer, Helv. phys. Acta *38*, 448 (1965).

## Magnétorésistance de l'étain et de l'indium en champ faible à basse température

par H. Feuz, B. Knecht, J.-M. Suter et L. Rinderer
(Institut de Physique Expérimentale de l'Université de Lausanne)

A basse température (1,4–4,2 °K), l'étain et l'indium présentent une forte magnétorésistence, aussi bien transversale que longitudinale. Les deux magnétorésistances ont été mesurées pour des champs (surcritiques) ne dépassant pas 400 Oe, les échantillons étant des fils cylindriques polycristallins de 2 mm de diamètre et de pureté variable. Dans les échantillons les plus purs, la résistance peut être quintuplée par l'enclenchement d'un champ de 400 Oe. La validité de la règle de Kohler a été testée. Cette règle a ensuite permis l'extrapolation des courbes de résistivité à l'intérieur du domaine supraconducteur et la détermination de la résistivité résiduelle.

# Allgemeine und angewandte Physik

## Die Berechnung von generalisierten Oszillatorstärken in der Längen-, Impuls- und Beschleunigungsform

von V. Dose und C. Semini
(Physik-Institut der Universität Zürich)

Die drei Formulierungen der generalisierten Oszillatorstärke sind äquivalent, wenn sie mit exakten Wellenfunktionen berechnet werden. Diese Tatsache wird häufig benutzt, um die Genauigkeit einer Rechnung mit genäherten Wellenfunktionen abzuschätzen. Dies ist jedoch streng genommen nicht möglich. Um die Tauglichkeit dieses empirischen Verfahrens zu überprüfen, haben wir für den 1S–2P-Übergang in Wasserstoff Oszillatorstärken mit genäherten sowie mit exakten Funktionen berechnet. Als genäherte Funktionen dienten dabei aus dem Variationsprinzip bestimmte Gaussfunktionenansätze verschiedener Güte (gemessen an der Energie). Dabei zeigt sich, dass in allen berechneten Fällen die Impulsformulierung die besten Resultate liefert. Weiter garantiert eine Übereinstimmung der drei genäherten Resultate untereinander keineswegs die Übereinstimmung mit dem exakten Resultat, weil die Abweichungen der genäherten Werte von den exakten die Vorzeichen unabhängig wechseln. Unsere Erfahrungen sprechen daher gegen das weithin übliche Vorgehen.

## Eine neuartige Präzisionsmessung des magnetischen Moments des Protons in Einheiten des Kernmagnetons

von H. Gubler, W. Reichart, M. Roush, H. Staub und F. Zamboni
(Physik-Institut der Universität Zürich)

Die besten bis heute bekannten Bestimmungen des Protonmoments zerfallen nach Taylor, Parker und Langenberg [1] in zwei Gruppen. Einem modifizierten Vorschlag von Marion und Winkler [2] folgend, wurde durch gleichzeitige Messung der magnetischen Steifigkeit monochromatischer Protonen (FWHM 50 eV bei 1,5 MeV) in dem durch magnetische Protonenresonanz messbaren Feld des 180°-Magnetspektrometers und deren Geschwindigkeit mit einem Laufzeitspektrometer der Wert des Protonmoments direkt erhalten. Die Bedeutung dieser Messung für den neuen Ausgleich der fundamentalen Atomkonstanten wird diskutiert. Eine Versuchsbeschreibung und die Resultate werden später veröffentlicht.

*Literatur*

[1] B. N. Taylor, W. H. Parker and D. N. Langenberg, Rev. Mod. Phys. *41*, 375 (1969).
[2] J. B. Marion, H. Winkler, Phys. Rev. *156* 1062, (1967).

## Die Verwendung von Gaussfunktionen bei der Behandlung atomarer Stossprozesse

von V. Dose und C. Semini
(Physik-Institut der Universität Zürich)

Gaussfunktionen erlauben bekanntlich die analytische Auswertung von Mehrzentrenintegralen. Da dieser Vorteil erhalten bleibt wenn die Koordinaten der Zentren komplex sind, erscheinen Gaussfunktionen besonders geeignet zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten für Einfang- oder Austauschprozesse nach der Stossparametermethode. Rechnungen für den Elektroneneinfang von Protonen in atomarem Wasserstoff haben mit nur ein bzw. zwei Gaussfuntionen zur Darstellung des H-Grundzustandes eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment für Energien bis 100 KeV ergeben. Bisher unvollständige Rechnungen mit drei Gaussfunktionen deuten auf eine sehr befriedigende Konvergenz der Entwicklung hin.

## Dispositif à échos de spins rotatoires sans champ radio-fréquence

par B. Borcard
(Institut de Physique de la Matière Condensée Université, de Genève, Genève, Suisse.
Institut Français du Pétrole)

1. *Principe des échos rotatoires sans champ radio-fréquence* [1], [2]

L'échantillon est soumis à un champ polarisant $H_p$, de grande intensité, pendant un temps plusieurs fois supérieur à $T_1$ temps de relaxation spin-réseau de l'échantillon. Les noyaux vont acquérir l'aimantation $M_p$ correspondante: $M_p = \chi H_p$.

Le champ $H_p$ est coupé rapidement, de telle façon que le temps de traversée de la zone de résonance soit petit devant la période de Larmor $\omega_L$ des noyaux dans le champ de lecture $H_L$. Les moments magnétiques sont alors mis en présence du champ de lecture $H_L$, inhomogène, perpendiculaire à $H_p$. Ces moments vont précesser autour de $H_L$, à la pulsation moyenne $\omega_L = \gamma H_L$, dite de Larmor. Du fait de l'inhomogénie du champ, la phase des moments sera rapidement dispersée sur un disque perpendiculaire à $H_L$, le signal aura alors disparu.

A cet instant, $\tau$, le champ est inversé brutalement. Chaque moment change de sens de rotation et passe de la vitesse angulaire $\omega_L + \delta\omega_L$ à la vitesse $-(\omega_L + \delta\omega_L)$. Au bout d'un temps $2\tau$ tous les moments auront repris leur phase initiale et il apparaît un écho.

A l'instant $3\tau$, le champ est à nouveau inversé, il apparaît un écho à l'instant $4\tau$. Le processus se poursuit jusqu'à disparition totale de l'aimantation.

Cette technique d'obtention d'échos de spins est tout-à-fait semblable à celle utilisée par Solomon [3] en champ fort. Les renversements de champ de lecture étant remplacés par le renversement du champ radio-fréquence dans le référentiel tournant. C'est pourquoi nous pouvons appeler nos échos, échos rotatoires en champ nul ou à fréquence zéro [4].

2. *Constante de temps de décroissance*

La situation est, ici, semblable en tous points à la précession libre pure (le moment $M_p$ est dans un plan perpendiculaire au champ de lecture et précesse autour de celui-ci sans pratiquement jamais changer de plan). L'amplitude maximum des échos répond donc à la loi:

$$M(n) = M_p e^{-2n\tau/\theta}$$

où $\Theta$ est la constante de temps de la précession libre.
L'enveloppe de ces maximas a donc pour équation:

$$M = M_p e^{-t/\theta}$$

3. *Spectromètre*

a) Tête de mesure

Bobine de réception et de polarisation $B_1$.

Tout comme pour la précession libre classique, une seule bobine remplit ces deux fonctions, elle contient également l'échantillon. Ces caractéristiques sont les suivantes:

$R_{dc} = 3{,}7$ ohm
$L = 26{,}6$ millihenry
$n = 360$ spires
$= 30{,}7$ Gauss/Ampère
$f_{accord} = 11$ kilohertz, $Q = 250$

Bobines de champ de lecture $B_2$.

C'est un système de deux paires de bobines coplanaires dont l'axe est perpendiculaire à celui de $B_1$ qui fournit le champ $H_L$. Un réglage électrique du courant dans les diverses bobines permet de régler l'inhomogénie à une valeur fixée. Le champ utilisé est de l'ordre de 2,5 Gauss.

Bobines de compensation du champ terrestre $B_3$.

Etant donné la faible valeur du champ de lecture, le champ terrestre doit être approximativement annulé. Une paire de bobines en position de Helmotz, convenablement orientée permet de s'en affranchir.

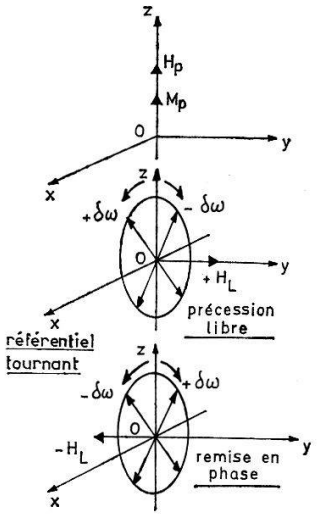



Figure 1

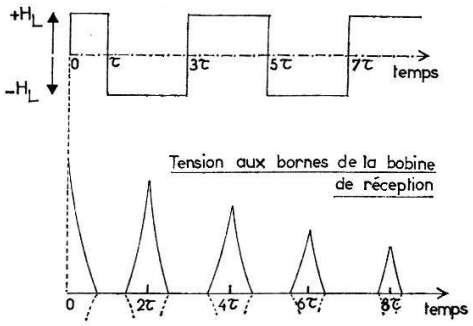



Figure 2

Echantillon

Ils sont de forme cylindrique, d'un volume utile de 120 cm³, remplis d'eau ou de benzène desoxygéné.

b) Appareillage

Les diverses fonctions sont détaillées sur le schéma-bloc. On peut le constater, il s'agit d'un appareil classique de précession libre auquel est joint une base de temps de durée $\tau$ et $2\tau$, synchronisée à la base de temps principale pour la commande du champ de lecture.

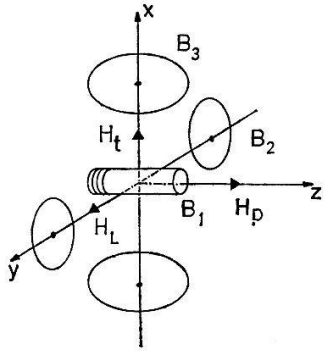



Figure 3

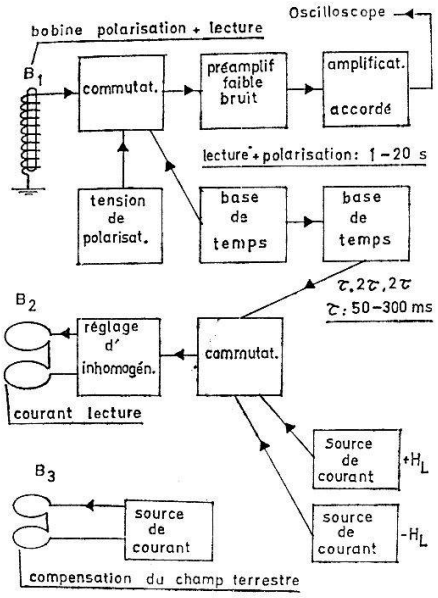



Figure 4

4. *Résultats*

La figure 5 montre des échos observés sur l'eau et le benzène.

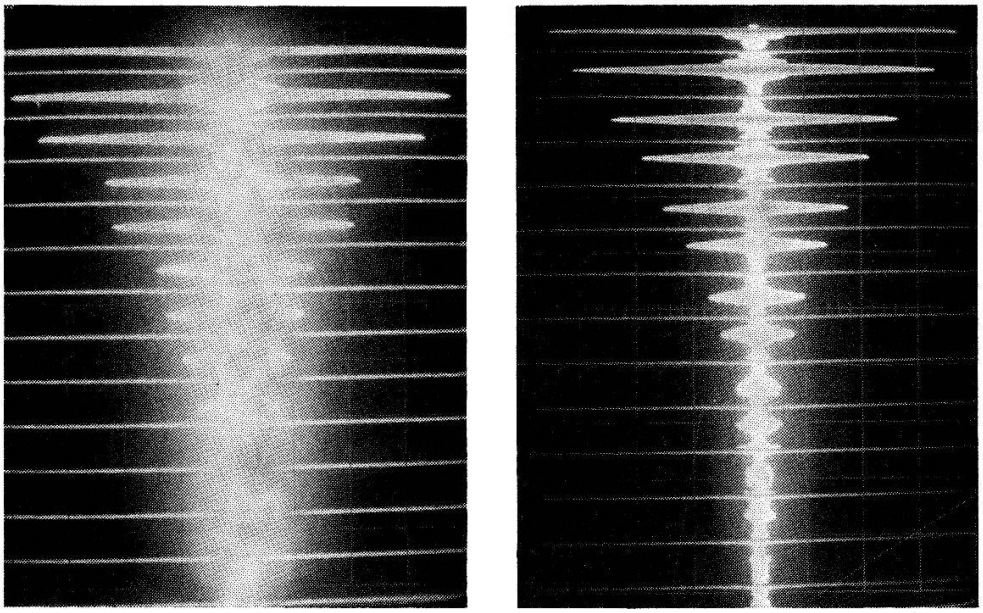


Figure 5

Les temps de décroissance mesurés sont plus faibles que ceux observés en précession libre. Il peut y avoir plusieurs raisons à celà: l'influence d'un champ extérieur parasite (ce qui n'est pas le cas dans nos expériences), des phénomènes d'auto-diffusion (négligeables, du fait de la faible inhomogénie mise en jeu et de l'utilisation d'échos

à une seule exposition [5]), le rayonnement cohérent direct et indirect (c'est ce dernier, essentiellement, qui est la cause du raccourcissement des temps de décroissance) [6].

5. *Conclusion*

Notre travail actuel est d'ailleurs l'étude approfondie de ces diverses perturbations, ainsi que l'étude des possibilités de réalisation des autres types d'échos sans champ radio-fréquence.

Je tiens à remercier ici le Professeur Béné qui nous a suggéré cette étude, ainsi que le Fonds National pour son soutien matériel.

*Bibliographie*

[1] G. J. Bene, C. R. Acad. Sc., [B] *264*, 340 (1967).
[2] G. J. Bene, S.P.H.N., *3/2*, 40 (1968).
[3] I. Solomon, Phys. Rev. Lett. *2*, 301 (1959).
[4] B. Borcard, E. Hiltbrand, G. J. Bene, C.R.Acad. Sci. *268*, 1446 (1969).
[5] H. Y. Carr, E. M. Purcell, Phys. Rev. *94*, 688 (1954).
[6] B. Borcard, G. J. Bene, C.R.Acad. Sci. [B] *270*, 634 (1970).

## Spontaneous Emission, Mean Square Fluctuation and Temporal Coherence of Thermal Radiation Fields in Small Cavities

by H. P. Baltes and F. K. Kneubühl

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich, Switzerland)

According to the principle of detailed balance the radiative equilibrium between any pair of energy levels of a material system is maintained by means of a balance between the rates of spontaneous emission and induced emission and absorption. At thermal equilibrium we have [1]

$$A = B\, h\, \nu\, D(\nu) \tag{1}$$

where $A$ and $B$ are the Einstein coefficients and $D(\nu)$ is the number of resonances per unit volume and frequency. $D(\nu)$ appears in Planck's radiation formula,

$$\varrho(\nu)\, d\nu = h\, \nu\, (\exp(h\, \nu/k\, T) - 1)^{-1}\, D(\nu)\, d\nu \tag{2}$$

describing the spectral energy density if the thermal radiation field in a closed cavity. Usually the asymptotic formula

$$D(\nu) \sim D_\infty(\nu) = 8\, \pi\, \nu^2\, d\nu/c^3 \tag{3}$$

introduced by Jeans [2] and proved in general by Weyl [3] is inserted in (1) and (2). The formula (3) is, however, strictly valid only for sufficiently large cavities respectively for the free space thermal radiation field. For given frequency and bandwidth $\nu$ and $\Delta\nu/c$ corrections have to be made for (1) and (2) which depend on the cavity size and shape. In a similar manner the mean square fluctuation [4]

$$(\Delta\varrho)^2/\varrho^2 = (V\, D(\nu)\, d\nu)^{-1} \exp(h\, \nu/k\, T) \tag{4}$$

as well as the classical temporal coherence function [5]

$$C_{\infty}(\nu) = 90\,\pi^{-4} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{m^4 - 6\,m^2\,\tau^2 + \tau^4}{(m^2 + \tau^2)^4} \tag{5}$$

have to be corrected. Here, $V$ is the volume of the cavity and $\tau = t\,k\,T/\hbar$, $t =$ time. We have computed these corrections for several cavity geometries [6]. For very regular cavities as the cube and the sphere, and for sufficiently large bandwidth $\Delta\nu/c$, only weak corrections are found decreasing like $\nu^{-2}$. The correction factor for (3) reads approximately

$$1 - (c/2\,L\,\nu)^2 \tag{6}$$

for the cube with edge length $L$, and

$$1 - (c/2\,\pi\,R\,\nu)^2 \tag{7}$$

for the sphere with radius $R$. For the case of narrow bandwidth (6) and (7) have to be considered as mean values of the deviation. For a sphere with $2\,\pi\,R/\lambda = 500$ and $\Delta(1/\lambda) \cdot 2\,\pi\,R = 4$ the deviations are still up to $\pm$ 2%. For extreme narrow band phenomena, where adjacent resonances of the cavity are resolved, the corrections are more serious. For a cube with $L/\lambda = 150$ corrections up to + 200% and − 100% of the mean value (6) appear. For less regular cavities, second order corrections are observed larger in the case of large bandwidth. For cones with half-angles $\pi/2 \geqq \theta \geqq \pi/12$ we find approximately

$$1 - (\eta\,\lambda/R)^2 \qquad \eta = 0{,}8 \ldots 1{,}4. \tag{8}$$

Thus, for the geometries considered so far we obtain the following qualitative result: The coefficient $A$ of spontaneous emission (1) decreases whereas the relative mean square fluctuation (4) is enhanced in small cavities, if compared to the Planck-Einstein values. As E- and H-type resonances do not have the same densities, *first order* corrections for the spectral density belonging to a single field component may appear. Then we obtain for the real temporal coherence function

$$C(\tau) - C_{\infty}(\tau) = \mu \left( \sum_{m=1}^{\infty} \frac{m\,(m^2 - 3\,\tau^2)}{(m^2 + \tau^2)^3} - \zeta(3)\,C_{\infty}(\tau) \right) \Big/ \left(\zeta(4) + \mu\,\zeta(3)\right)$$

where $\mu \sim 1/L\,T$ and $\zeta =$ Riemann's zeta function. This means a decrease of the time $\tau_m$ where $C(\tau)$ has its minimum for $\mu < 0$.

This work was supported by the «Schweizerische Nationalfonds».

*References*

[1] A. Einstein, Phys. Z. *18*, 121 (1917).
[2] J. H. Jeans, Phil. Mag. *10*, 91 (1905).
[3] H. Weyl, J. reine angew. Math. *143*, 177 (1913).
[4] A. Einstein, Phys. Z. *10*, 185 (1909).
[5] R. Fürth, Proc. Roy. Soc. Edinburgh *A 67*, 289 (1967).
[6] A comprehensive report will appear in the proceedings of the XX Symposium on Submillimeter Waves, New York 1970.

## Eigenschaften grün emittierender GaP-Dioden

von B. J. Curtis und A. E. Widmer
(Laboratories RCA, Ltd., Zürich)

Als Ausgangsmaterial dienten GaP-Schichten, die durch Gasphasen-Epitaxie (Phosphin-Methode) auf GaAs- oder GaP-Substraten gezüchtet wurden. Die *pn*-Übergänge wurden durch Zn-Diffusion in diesen Schichten erzeugt. Die höchsten Werte für den äusseren Elektrolumineszenz-Wirkungsgrad der Dioden betrugen $2 \times 10^{-5}$ ($\lambda = 5650$ Å) für Epitaxie-Schichten auf GaP-Substraten und $2 \times 10^{-6}$ für solche auf GaAs-Substraten. Trotzdem dies für Gasphasen-Epitaxie die höchsten bisher veröffentlichten Wirkungsgrad-Werte sind, so sind diese doch sehr niedrig, verglichen mit $1 \times 10^{-3}$ für Dioden, die durch Flüssig-Phasen-Epitaxie aus der Ga-Lösung gewonnen wurden.

In den bisherigen Untersuchungen wurde festgestellt, dass das Gasphasen-Epitaxie-Material, auch unter Verwendung von GaP-Substrat, sehr viel mehr Spannungen aufweist, als das Flüssig-Phasen-Material. Es wird versucht, den grossen Unterschied im Dioden-Wirkungsgrad von Gasphasen- und Flüssig-Phasen-Material damit zu erklären.

## Experimente zur Erzeugung von $10^{12}$ Hz-Phononen mit Submillimeterwellen-Lasern

von H. Schötzau, R. Crettol und F. Kneubühl
(Labor für Festkörperphysik, ETH Zürich)

Wir versuchten mit der intensiven Emission eines gepulsten $CH_3SH$–$CH_3CN$ Lasers [1] bei 890-GHz monochromatische und kohärente Phononen zu erzeugen.

Die Laserstrahlung wird zu diesem Zweck auf einen Siliziumkristall fokussiert. Auf der einen Seite des zylindrischen, [111]-orientierten Si-Kristalls ist eine Indiumschicht zur Ankopplung der Phononen, auf der andern ein supraleitendes Zinnbolometer als Detektor aufgedampft. Die im Indiumfilm angeregten Phononen laufen mit den entsprechenden Schallgeschwindigkeiten durch den Siliziumkristall und werden durch das Bolometer nachgewiesen. Dies ist nur möglich, wenn die Anstiegszeit des Laserimpulses kleiner bleibt als die Laufzeiten der Phononen. Durch eine sorgfältige Justierung der Laserresonatorlänge [2] kann diese Bedingung erfüllt werden.

Für die Ankopplung von transversalen Phononen durch ein elektromagnetisches Feld können folgende zwei Mechanismen verantwortlich sein:

I. Die Kationen werden direkt an das eindringende Feld angekoppelt [3].

II. Die Elektronen geben ihre vom einfallenden elektromagnetischen Feld aufgenommene Energie an die Ionen ab [4]. Diese Übertragung bleibt nur bei inelastischen Stössen kohärent [5].

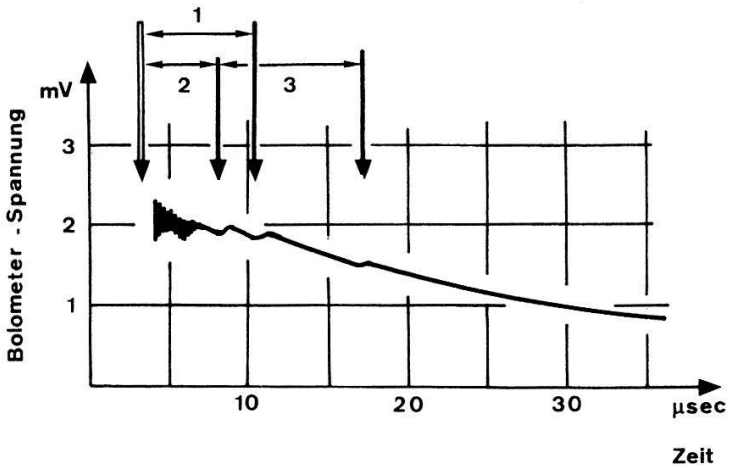
Für beide Mechanismen ist es notwendig, dass das elektrische Feld in den Metallfilm eindringt. Ein $\boldsymbol{E}$-Feld, das senkrecht zum Film steht, dringt nur auf eine Debye-Länge ein, während ein paralleles Feld auf die Skintiefe eindringt. Daher hat Halbritter [6] für die Ankopplung longitudinaler Phononen in Metallfilmen einen zusätzlichen Mechanismus vorgeschlagen.

III. Durch das Tunnelieren der Elektronen an die Oberfläche entsteht eine Dipolschicht $\sim \boldsymbol{p}$. Der Abfall des eindringenden $\boldsymbol{E}$-Feldes innerhalb dieser Debyeschicht ergibt eine Kraft der Form $\boldsymbol{k} = (\boldsymbol{p}, \text{grad } \boldsymbol{E})$.

Die Ankopplung dieser Kraft an «Volumenphononen» ist gering. Aus diesem Grunde muss man nach Halbritter eine reale Oberfläche mit Rissen im Metallfilm in Betracht ziehen, um durch diesen Mechanismus eine genügende Ausbeute longitudinaler Phononen zu erhalten.

Eine Aussage über Kohärenz und Monochromasie erhält man bei der Flugzeitmethode mit Echos. Da die [111]-Richtung des Siliziums eine 3-fache Symmetrieaxe ist, fällt die Richtung des Energieflusses einer [111]-transversalen Welle im allgemeinen nicht mit dieser Axe überein. Bei den longitudinalen Phononen trifft dies jedoch zu. Aus diesen Gründen ist zu erwarten, dass nur longitudinale Echos auftreten, falls die erzeugten longitudinalen Phononen kohärent und monochromatisch sind.

Die Figur zeigt das experimentelle Ergebnis einer Reihe von Kathodenstrahloszillograph-Aufnahmen. Es sind zwei Maxima im Kurvenverlauf ersichtlich, bei denen die Zeit zwischen dem ersten Maximum und dem Beginn der Lasereinstrahlung der Laufzeit longitudinaler Phononen durch den Si-Kristall, die Zeit zwischen den Maxima der doppelten Zeit, d.h. dem ersten Echo, entspricht. Das Auftreten des dritten Maximums ist zur Zeit noch ungeklärt.




**Flugzeit:**

1 **Schiefer Mode**

2 **Long. Phononen: 4,6 µsec**

3 **Erstes Echo: 9,2 µsec**

Bolometer-Signal des Ultraschalls produziert von einem 890 GHz Laserimpuls.

Die Existenz eines longitudinalen Echos deutet darauf hin, dass die Anregung kohärenter monochromatischer 10 $^{12}$Hz-Phononen mit Submillimeterwellen-Laser möglich ist.

Wir danken Frau B. Kägi für das sorgfältige Aufdampfen der Metallschichten. Diese Untersuchungen wurden durch den Schweizerischen Nationalfonds ermöglicht.

*Literatur*

[1] H. Schötzau, R. Crettol und F. Kneubühl, PIB Symposium on Submillimeter Waves (1970), wird veröffentlicht.
[2] H. Steffen und F. Kneubühl, IEEE *QE-4*, 12 (1968).
[3] R. W. Cohen, Phys. Lett. *29A*, 85 (1969).
[4] B. Abeles, Phys. Rev. Lett. *19*, 1181 (1967).
[5] J. Halbritter, private Mitteilung.
[6] J. Halbritter, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Externer Bericht 3/70-3.

## Berechnung der Multiplizitäts-Ausbeutefunktion des IGY-Neutronenmonitors

von H. DEBRUNNER und E. FLÜCKIGER
(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Zur Beobachtung der zeitlichen Variationen der kosmischen Strahlung werden seit einigen Jahren Multiplizitätsmessungen mit IGY-Neutronenmonitoren durchgeführt [1, 2]. Um aus den registrierten Multiplizitätsverteilungen einer Station auf Veränderungen des Primärspektrums oberhalb der Atmosphäre schliessen zu können, ist die Kenntnis der Multiplizitäts-Ausbeutefunktion unerlässlich. Diese Multiplizitäts-Ausbeutefunktion beschreibt die Korrelation zwischen der primären kosmischen Strahlung oberhalb der Atmosphäre und den Registrierungen des Detektors. Da sie experimentell nur beschränkt bestimmt werden kann, wurde sie nun zu berechnen versucht.

Dazu wurde vorerst mit Hilfe eines Monte-Carlo-Programms die Nukleonenkaskade in der Atmosphäre simuliert und die sekundären Nukleonenspektren ermittelt. Dabei bedeutet $\overline{N}_{kij}(h, R_0, \vartheta_0)$ die von einem in die Atmosphäre eindringenden primären Proton mit der Steifigkeit $R_0$ und dem Zenitwinkel $\vartheta_0$ in der atmosphärischen Tiefe $h$ erzeugte mittlere Anzahl Nukleonen des Typs $k$ (Neutronen und Protonen) im Energieintervall $\Delta E_i$ und im Raumwinkelintervall $\Delta\Omega_j$. Aus dieser Grösse kann die Wahrscheinlichkeit $P_{kij}$ bestimmt werden, mit der von einer Kaskade ein Nukleon der Sorte $k$ auf den Monitor fällt. Berücksichtigt man die starke Attenuation der Nukleonenkomponente nach dem Pfotzer-Maximum und die relativ kleine Fläche des Neutronenmonitors im Vergleich zur räumlichen Ausbreitung der Kaskaden, so ergibt sich

$$\left.\begin{aligned} P_{kij}(h, R_0, \vartheta_0) &= \frac{\overline{N}_{kij}(h, R_0, \vartheta_0)}{\sum_k \sum_j \sum_i \overline{N}_{kij}(h, R_0, \vartheta_0)} \cdot \\ &\cdot \left[1 - \exp\left(-\sum_k \sum_j \sum_i \overline{N}_{kij}(h, R_0, \vartheta_0)\right)\right]. \end{aligned}\right\} \tag{1}$$

Nach Cocconi et al. [3] und Hughes et al. [4] wird nun das von den sekundären Nukleonen im Neutronenmonitor produzierte Spektrum niederenergetischer Neutronen beschrieben durch

$$I_k(\nu, \bar{E}, \bar{T}) = \frac{1}{\bar{\nu}_k(\bar{E}, \bar{T}) + 1} \cdot \left(\frac{\bar{\nu}_k(\bar{E}, \bar{T})}{\bar{\nu}_k(\bar{E}, \bar{T}) + 1}\right)^{\nu}. \tag{2}$$

Die Erzeugungsfunktion $I_k(\nu, \overline{E}, \overline{T})$ ergibt die Wahrscheinlichkeit, mit welcher ein vertikal einfallendes Nukleon des Typs $k$ und der Energie $\overline{E}$ in einer Kaskade im Detektor $\nu$ niederenergetische Neutronen erzeugt, wenn die Dicke der Bleischicht $\overline{T}$ beträgt. Für die mittlere Anzahl produzierter Neutronen, $\bar{\nu}_k(\overline{E}, \overline{T})$, wurden die Werte von Shen [5] benutzt.

Um endlich zu den Registrierungen des Neutronenmonitors zu gelangen, wird noch die Wahrscheinlichkeit $W_m^{\nu}$ benötigt, mit der von $\nu$ erzeugten niederenergetischen

Neutronen deren $m$ nachgewiesen werden. Da die heute gebräuchlichen Multiplizitätsmeter eine beschränkte Öffnungszeit aufweisen, ergibt sich

$$W_m^\nu(\varepsilon, f) = \binom{\nu}{m} \cdot \varepsilon^m \cdot f^{m-1} \sum_{s=o}^{\nu-m} \frac{m}{s+m} \binom{\nu-m}{s} \cdot (1-\varepsilon)^{\nu-m-s} \cdot [\varepsilon(1-f)]^s \,. \tag{3}$$

$\varepsilon$ ist dabei die Wahrscheinlichkeit, dass ein Neutron in einem Zählrohr registriert wird, während $f$ den durch die begrenzte Öffnungszeit der Apparatur bedingten Wirkungsgrad dargestellt.

Schliesslich muss noch die relativ komplizierte Struktur des Bleikerns im IGY-Neutronenmonitor berücksichtigt werden. Dazu werden jeder durch den mittleren Azimutwinkel, $\bar{\varphi}_l$, und den mittleren Zenitwinkel, $\bar{\vartheta}_j$, bestimmten Einfallsrichtung $(l, j)$ verschiedene Bleidicken $\bar{T}_{jln}$ mit den Gewichten $\alpha_{jln}$ zugeordnet. Die Anzahl dieser verschiedenen Dicken hängt dabei von $l$ und $j$ ab. Die Multiplizitäts-Ausbeutefunktion ist dann gegeben durch

$$F_{IGY}(m, h, R_0, \vartheta_0, f) = \sum_k \sum_j \sum_l \sum_i \sum_n \alpha_{jln} \cdot C_{jln}$$
$$\cdot\, P_{kij}(h, R_0, \vartheta_0) \sum_{\nu=m}^{\infty} I_k(\nu, \bar{E}_i, \bar{T}_{jln}) \cdot W_m^\nu \,. \tag{4}$$

Dabei ist

$$C_{jln} = 1 - \exp(-\bar{T}_{jln}) \tag{5}$$

die Wahrscheinlichkeit dafür, dass das auf den Monitor fallende Teilchen in diesem eine Kaskade auslöst. In einer ersten Arbeit ist nun die Multiplitität-Ausbeutefunktion, $F_{IGY}(m, h, R_0, \vartheta_0)$, für den primären Einfallswinkel $\vartheta_0 = 0^0$, die fünf Steifigkeiten $R_0 = 4.37, 10.5, 20., 50., 100.$ GV und die beiden atmosphärischen Tiefen $h = 650\,\mathrm{g\,cm^{-2}}$, $1033\,\mathrm{g\,cm^{-2}}$ im Multiplizitätsbereich $1 \leqslant m \leqslant 20$ berechnet worden. Dabei wurden die Werte $\varepsilon = 0.02$ und $f = 0.918$ verwendet.

Zur Prüfung der Resultate wurden die von Simpson et al. [6] eingeführten und von Dorman [7, 8] und Rao et al. [9] verfeinerten Kopplungsfunktionen bestimmt:

$$K(m, h, R_0, \vartheta_0) = S \cdot \psi(R_0) \cdot F(m, h, R_0, \vartheta_0) \,. \tag{6}$$

Dabei bedeuten

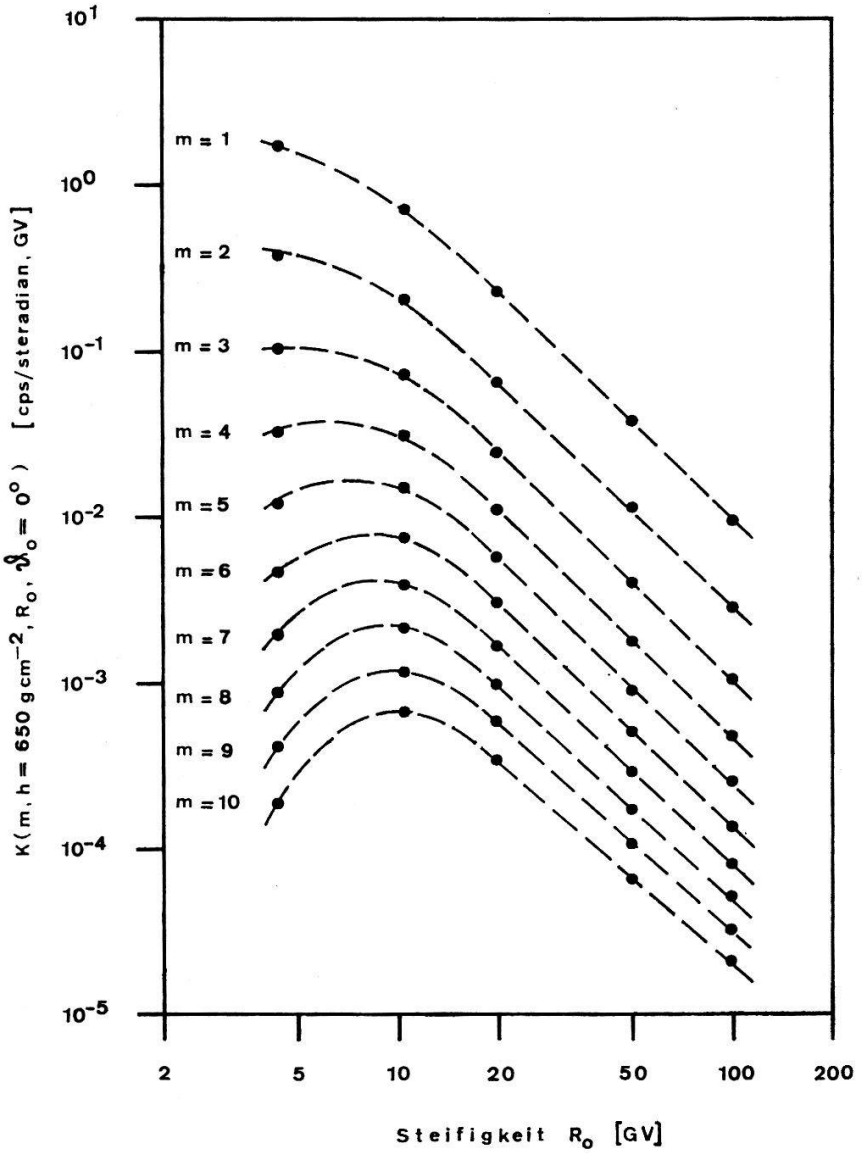
$S$ : die Fläche des Monitors ($S = 0.94 \cdot 10^4\,\mathrm{cm^2}$)

$\psi(R_0)$: das differentielle Spektrum der primären kosmischen Strahlung oberhalb der Atmosphäre

In der Figur sind die entsprechenden Kurven für $h = 650\,\mathrm{g\,cm^{-2}}$ (Jungfraujochhöhe) dargestellt. Verschiedene Tests zeigen, dass unsere Resultate mit experimentellen Ergebnissen gut verträglich sind. Das bedeutet, dass sich hier, im Gegensatz zu allen bisherigen Versuchen, die Kopplungsfunktionen theoretisch zu bestimmen, eine relativ gute Übereinstimmung von Experiment und Berechnung über fast zwei Grössenordnungen der Energie ergibt.

Die vorliegenden Resultate liefern also genauere Aussagen über die Eigenschaften des IGY-Neutronenmonitors als Multiplizitätsmeter. Die Fortsetzung der Arbeit sollte es auch ermöglichen, Multiplizitätsmessungen in Zukunft besser zu interpretieren.

Diese Arbeit wurde durch den Schweizerischen Nationalfonds, Kredite Nr. 5109.2 und 2.49.68, unterstützt.




Multiplizitäts-Kopplungsfunktionen der Zenitalkomponente für den IGY-Neutronenmonitor, K (m, h = 650 gcm², $R_0$, $\vartheta_0 = 0^0$).

*Literatur*

[1] F. Bachelet, P. Balata, E. Dyring und N. Iucci, Nuovo Cim. *31*, 1126 (1964).
[2] U. Walther, *Multiplizitätsmessungen am IGY-Neutronenmonitor auf Jungfraujoch*, Lizentiatsarbeit (1967).
[3] G. Cocconi, V. Cocconi Tongiorgi und M. Widgoff, Phys. Rev. *79*, 768 (1950).
[4] E. B. Hughes, P. L. Marsden, G. Brooke, M. A. Meyer und A. W. Wolfendale, Proc. Phys. Soc. *83*, 239 (1964).
[5] M. L. Shen, *Report for the Bartol Research Foundation of the Franklin Institute* (Swarthmore, Pennsylvania (1968).
[6] J. A. Simpson, W. Fonger und S. B. Treimann, Phys. Rev. *90*, 934 (1953).
[7] L. I. Dorman, Dissertation, NIZMIR-FIAN. Moskau (1955).
[8] L. I. Dorman, *Cosmic Ray Variations* (State Publishing House for Technical and Theoretical Literatur, Moscow 1957).
[9] U. R. Rao, K. G. McCracken und D. Venkatesan, J. Geophys. Res. *68*, 345 (1963).

## Schnelle GaAs-Feldeffekttransistoren

von K. E. Drangeid, R. Sommerhalder und W. Walter
(IBM Forschungslaboratorium, Rüschlikon)

Eine Publikation erscheint in Electronics Letters *6*, 228 (1970).

## K/Ar- und Strahlungsalter von Apollo 11 Mondmaterie

von P. Eberhardt, J. Geiss, H. Graf, N. Grögler, U. Krähenbühl, H. Schwaller, J. Schwarzmüller und A. Stettler
(Physikalisches Institut, Universität Bern)

Für die Strahlungsalter von Gesteinsproben, die nach der $Kr^{81}/Kr$-Methode bestimmt wurden, ergeben sich Werte von bis zu 500 Millionen Jahren. Die K/Ar-Alter derselben Steine sind um eine Grössenordnung höher. Da die in diesen Steinen vorhandenen Edelgase vorwiegend durch Spallation und radioaktiven Zerfall entstanden sind, lassen sich Produktionsraten für alle Spallationsedelgase angeben. Aus der $Xe^{126}_{sp}$-Konzentration und dem Ba-Gehalt des feinen Materials (Mondstaub) kann dessen Strahlungsalter berechnet werden, indem die aus den Steinen bestimmte Produktionsrate eingesetzt wird. Die Strahlungsalter der Gesteine und des Staubes liegen in der gleichen Grössenordnung.

Siehe auch Science *167*, 558 (1970).

## Verteilung und Zusammensetzung der solaren Edelgase im Mondstaub von Apollo 11

von P. Eberhardt, J. Geiss, H. Graf, N. Grögler, U. Krähenbühl, H. Schwaller, J. Schwarzmüller und A. Stettler
(Physikalisches Institut, Universität Bern)

Es wird gezeigt, dass die Absolutgehalte von He, Ne, Ar, Kr und Xe eine starke Antikorrelation mit der Korngrösse $c \sim d^{-n}$ befolgen und die Edelgase somit an der Oberfläche der einzelnen Staubkörner sitzen. Die Ursache einer solchen Oberflächenkonzentration ist die starke Bestrahlung des Mondstaubes durch den solaren Wind. Mit der heutigen Intensität des Sonnenwindes würde die gemessene Oberflächenbeladung von $He^4$ schon in etwa 300 Jahren erreicht, und ein Vergleich mit dem Strahlungsalter (bezogen auf die kosmische Strahlung) von $500 \times 10^6$ Jahren weist auf starke Sättigungseffekte hin. Der abnormal hohe $Ar^{40}$-Gehalt in den Gasen, die auf den Kornoberflächen sitzen, wird diskutiert und mit Wiedereinfang von entwichenem radiogenem Argon erklärt. Die Isotopenzusammensetzung der 5 Edelgase wird für Spallationsprodukte korrigiert, und es wird gezeigt, dass die so erhaltenen solaren Isotopenverhältnisse von meteoritischen und atmosphärischen teilweise verschieden sind.

Siehe auch Science *167*, 558 (1970) und Geochim. et Cosmochim. Acta, Supplement I (1970).

## Ergebnisse des Sonnenwindexperimentes von Apollo 11 und 12

von F. Bühler, P. Eberhardt, J. Geiss, J. Meister
(Physikalisches Institut, Universität Bern) und
P. Signer
(Institut für Kristallographie und Petrographie, ETH. Zürich)

Die Messungen der Edelgasmengen in den Aluminiumfolien, die während der ersten zwei Mondlandungen dem Sonnenwind ausgesetzt worden waren, haben ergeben:

Die Ionen des Sonnenwindes erreichen die Mondoberfläche praktisch ungestört auch unter flachen Auftreffwinkeln. Die Isotope $Ne^{20}$ und $Ne^{22}$ im Sonnenwind konnten erstmals nachgewiesen werden. Die relativen Flüsse der Isotope von Helium und Neon sind von den Isotopenverhältnissen des trapped-gas-Anteils im Mondmaterial deutlich verschieden.

Siehe auch Science *166*, 1502 (1969).

## Zusammensetzung der neutralen und ionisierten oberen Atmosphäre über Kiruna

von E. Kopp, P. Eberhardt und J. Geiss
(Physikalisches Institut, Universität Bern)

Die Zusammensetzung der oberen Atmosphäre zwischen 110 und 220 km Höhe über Kiruna wurde am 25. 2. 1970 bei Sonnenuntergang und am 26. 2. 1970 bei Sonnenaufgang mit 2 ESRO-Höhenforschungsraketen gemessen. Das verwendete Massenspektrometer gestattete die gleichzeitige Bestimmung der Zusammensetzung der neutralen Atmosphäre und der Ionensphäre. Als Hauptbestandteile der Ionensphäre wurden $O^+$, $NO^+$ und $O_2^+$ über den ganzen gemessenen Höhenbereich festgestellt, andere Ionen nur in Schichten. Aus den Messungen ist eine Abend-Morgen-Variation ersichtlich.