

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 38 (1965)  
**Heft:** IV

**Vereinsnachrichten:** Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Bern, vom 7. und 8. Mai 1965

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

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **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. [Voir Informations légales.](#)

### **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. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 15.10.2024

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

# Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Bern, vom 7. und 8. Mai 1965

Präsident: Prof. Dr. J. P. BLASER  
Vizepräsident: Prof. Dr. O. HUBER  
Sekretär: Prof. Dr. F. HEINRICH  
Vorstandsmitglied: Prof. Dr. E. BALDINGER

## Allgemeiner Teil

### 1. Jahresbericht des Vorstandes

Die Gesellschaft hat ebenso wie in den vergangenen Jahren das Patronat für den «Cours de perfectionnement de l'Association Vaudoise des Chercheurs en Physique» übernommen.

Als ordentliche Mitglieder wurden aufgenommen: Frl. CH. BARABAS (Bern), Frau A. PALLINGER (Bern), und die Herren R. AESCHLIMANN (Zürich), M. AEGERTER (Neuchâtel), P. BERTHET (Lausanne), W. BÜHRER (Zürich), H. BÜRGISSER (Basel), R. BURGSTALLER (St. Gallen), R. DÄNDLIKER (Bern), W. DUSS (Zürich), P. FISCHER (Windisch), W. FISCHER (Satigny-Village), M. GASSER (Fribourg), L. GRENACS (Zürich), E. GUCKER (Neuchâtel), P. GUTKNECHT (Neuchâtel), G. HOCHSTRASSER (Carouge-Genève), T. JUILLERAT (Lausanne), R. KLEIN (Zürich), H. LERCH (Luzern), G. MAURON (Fribourg), G. MICHEL (Basel), E. PALLINGER (Bern), M. PEPIN (Genf), J.-P. PERROUD (Lausanne), G. PFISTER (Winterthur), E. POLGAR (Satigny), P. ROBERT (Lausanne), H. RUDIN (Basel), M. SCHADT (Füllinsdorf), H. SCHNEUWLY (Fribourg), P. SIGNER (Kloten), L. SILBERRING (Zürich), E. TRUNINGER (Lauffohr), G. VÉCSEY (Zürich), J.-P. WEBER (Basel), J. WULLSCHLEGER (Schöftland), D.-W. ZICKERT (Fribourg).

Damit zählt die SPG zurzeit 707 Mitglieder.

### 2. Jahresrechnung: Rechnungsabschluss am 15. April 1965

#### Einnahmen

Mitgliederbeiträge . . . . .	Fr. 5 495.05
Beitrag CIBA für HPA . . . . .	Fr. 1 000.—
Beitrag SANDOZ für HPA . . . . .	Fr. 1 000.—
Autorenbeiträge für die Tagungsberichte . . . . .	Fr. 11 545.—
Nettozinsen des Bankguthabens . . . . .	Fr. 62.05
Rückerstattung Verrechnungssteuer . . . . .	Fr. 55.—
	Fr. 19 157.10

*Ausgaben*

Druckkosten HPA und ZAMP . . . . .	Fr. 1 997.20
Zirkulare, Bulletins, Versandspesen . . . . .	Fr. 4 370.10
Diverses (Büromaterial, Porti usw.) . . . . .	Fr. 509.15
Spesen für Frühjahrs- und Herbsttagungen 1964 inkl. Komiteesitzung . . . . .	Fr. 1 733.40
Mitgliederbeitrag Schweiz. Vereinigung für Atomenergie . . . . .	Fr. 100.—
Überweisung der Beiträge CIBA und SANDOZ an HPA . . . . .	Fr. 3 000.—
	<u>Fr. 11 709.85</u>
Einnahmen . . . . .	Fr. 19 157.10
Ausgaben . . . . .	Fr. 11 709.85
Saldo . . . . .	<u>Fr. 7 447.25</u>
Vermögen am 25. April 1964 . . . . .	Fr. 5 252.04
Saldo . . . . .	Fr. 7 447.25
Vermögen am 15. April 1965 . . . . .	<u>Fr. 12 699.29</u>

Das Vermögen der Gesellschaft befindet sich:

auf Postcheckkonto Zürich . . . . .	Fr. 10 527.04
auf Zürcher Kantonalbank . . . . .	Fr. 2 172.25
	<u>Fr. 12 699.29</u>

Die Rechnungsführung wurde durch die Revisoren Herr Prof. P. MARMIER und Herr Prof. J. MÜLLER geprüft und für richtig befunden.

Auf Antrag des Vorstandes werden diese beiden Herren für ein weiteres Jahr als Revisoren gewählt.

3. *Bericht des Redaktionskomitees der HPA* (Vortragender: Prof. A. MERCIER, Bern).

«Im Jahre 1964 ist Band 37 erschienen. Ende des Jahres ist der langjährige und verdiente Redaktor Prof. MARKUS FIERZ zurückgetreten und als sein Nachfolger Prof. G. WANDERS bezeichnet worden. Eine neue, an die heutigen Verhältnisse angepasste Redaktionsordnung wurde ausgearbeitet und genehmigt. Die Mitglieder des Redaktionskomitees scheiden nun ordnungsgemäss aus.»

4. Herr Prof. Dr. M. FIERZ (Zürich) hat nach 18jähriger Tätigkeit als *Redaktor der HPA* sein Amt niedergelegt. Der Vorstand spricht Herrn Prof. FIERZ für seine hingebungsvolle und fruchtbare Tätigkeit seinen Dank aus.

Das Redaktionskomitee hat Herrn Prof. Dr. E. WANDERS (Lausanne) als Redaktor gewählt.

5. *Wahlen*

a) Vorstand der SPG:

Durch einstimmigen Beschluss der Generalversammlung werden nach Ausscheiden von Herrn Prof. J.-P. BLASER als Präsident die folgenden Herren gewählt:

Herr Prof. Dr. O. HUBER (Fribourg) als Präsident und Herr Prof. Dr. K. P. MEYER als Vizepräsident. Die Herren Prof. F. HEINRICH (Sekretär) und Prof. E. BALDINGER (weiteres Mitglied des Vorstandes) werden bestätigt.

b) Redaktionskomitee der HPA:

Auf Grund eines Vorschlages des Redaktionskomitees und des Vorstandes der SPG werden für die aus dem Komitee austretenden Herren Prof. P. HUBER, Prof. J. ROSSEL und Prof. A. MERCIER die Herren Prof. K. ALDER (Basel), Prof. E. BRUN (Zürich) und Prof. H. SCHNEIDER (Fribourg) gewählt. Das Redaktionskomitee wird in seiner nächsten Sitzung einen Präsidenten wählen.

6. *Redaktionsordnung der HPA*

Auf Grund eines Vorschlages des Redaktionskomitees hat der Vorstand folgende Neuformulierungen der Artikel 13 und 29 der Redaktionsordnung gutgeheissen:

*Art. 13:* Le rédacteur touche une indemnité annuelle fixée par le Comité de rédaction et approuvée par le Comité de la SSP. L'indemnité est prélevée sur les fonds des HPA.

Si...

*Art. 29:* Les communications présentées aux séances de la SSP font l'objet de publications de 2 pages au maximum, figures, formules et références comprises. Les auteurs en assurent les frais d'impression selon un barème fixé chaque année par le Comité de la SSP. Le secrétaire de la SSP est rédacteur responsable des comptes rendus des séances.

7. Die Schweizerische Physikalische Gesellschaft hat einstimmig beschlossen Herrn Prof. Dr. MARKUS FIERZ in Anerkennung seiner Verdienste als langjähriger Redaktor der *Helvetica Physica Acta* zum Ehrenmitglied zu ernennen.

8. Die *Herbsttagung* 1965 der SPG findet im Rahmen der 145. Jahresversammlung der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft vom 24. bis 26. September in Genf statt.

9. *Hauptvorträge.* Am Samstag, den 8. Mai 1965 wurden folgende Hauptvorträge gehalten:

Prof. Dr. W. JENTSCHKE (Hamburg):

«Das Deutsche Elektronen-Synchrotron (DESY)»

Prof. Dr. J. M. JAUCH (Genf):

«Neue theoretische Entwicklungen in der Hochenergiephysik»

### Wissenschaftlicher Teil

19 Beiträge aus dem Gebiet der angewandten Physik erscheinen in der «Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik» (ZAMP), 16/4 1965, (im Druck).

Die Sitzungen wurden von den folgenden Herren präsiert: Prof. W. BALTENS-  
PERGER (Zürich), Dr. P. ERDÖS (Rüschlikon), Prof. J. GEISS (Bern), Prof. B. HAHN  
(Fribourg), Prof. J. MÜLLER (Genf), Prof. J. ROSSEL (Neuenburg) und Prof. H.  
SCHNEIDER (Fribourg).

## Allgemeine und angewandte Physik

### Anomale Isotopenverhältnisse von Krypton und Xenon in Meteoriten

VON K. MARTI, P. EBERHARDT UND J. GEISS  
(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Die Isotopenzusammensetzung von Krypton und Xenon wurde in mehreren Meteoriten mit einem höchstempfindlichen Massenspektrometer gemessen. Durch Auswahl spezieller Meteoriten können die verschiedenen Komponenten – Spallationsisotope erzeugt durch die kosmische Strahlung, Produkte der spontanen Spaltung und Urkomponente – unterschieden werden. Die Bedeutung dieser Ergebnisse für die Frühgeschichte der Meteoriten und des Sonnensystems wird diskutiert.

### Uredelgase und deren Isotopenzusammensetzung in Meteoriten

VON P. EBERHARDT, J. GEISS UND N. GRÖGLER  
(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Weitere Messungen an uredelgashaltigen Meteoriten und Korngrößen und Mineralfraktionen wurden durchgeführt. Die Bedeutung dieser Resultate für die Herkunft der Uredelgase wird diskutiert. Daneben kann aus den gefundenen Isotopenzusammensetzungen einerseits auf die Isotopenverhältnisse der Edelgase bei der Bildung des Sonnensystems und andererseits auf die Fraktionierungsvorgänge bei der Entstehung der Erdatmosphäre geschlossen werden.

### Eine Neubestimmung der Isotopenzusammensetzung von Luftneon

VON P. EBERHARDT, O. EUGSTER UND K. MARTI  
(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Eine neue Absolutbestimmung der Isotopenzusammensetzung von Luftneon ergab die folgenden Verhältnisse:  $\text{Ne}^{20}/\text{Ne}^{22} = 9.80 \pm 0.08$ ,  $\text{Ne}^{20}/\text{Ne}^{21} = 338,0 \pm 2,5$  und  $\text{Ne}^{22}/\text{Ne}^{21} = 34,50 \pm 0,30$ . Dies entspricht Häufigkeiten von  $90,50 \pm 0,07$ ;  $0,268 \pm 0,002$  und  $9,23 \pm 0,07$  Prozent für  $\text{Ne}^{20}$ ,  $\text{Ne}^{21}$  und  $\text{Ne}^{22}$ . Die von uns bestimmten  $\text{Ne}^{20}/\text{Ne}^{22}$ - und  $\text{Ne}^{20}/\text{Ne}^{21}$ -Verhältnisse weichen um fast 6% von den allgemein gebräuchlichen Tabellenwerten ab. Die möglichen Fehlerquellen der früheren Messungen werden diskutiert.

### C<sup>14</sup>-Datierungen von Grönland-Eis

VON B. ALDER, H. LOOSLI UND H. OESCHGER  
(Physikalisches Institut der Universität Bern)  
und C. C. LANGWAY JR. (USA CRREL, Hanover, New Hampshire) und A. Renaud (Lausanne)

Ein eingehender Artikel erscheint demnächst in «Natura».

### Utilisation d'un transistor «Planar» comme générateur d'impulsions lumineuses

par J.-F. LOUDE, G.-A. GRIN et J.-P. PERROUD\*)

(Laboratoire de recherches nucléaires de l'EPUL, Lausanne)

Des études<sup>1)2)</sup> ont montré qu'une jonction *p-n* au silicium, traversée par des impulsions de courant d'avalanche, émettait des impulsions de lumière visible, dont la durée et la forme étaient déterminées par l'impulsion électrique d'excitation ainsi que par la capacité et la résistance série de la jonction.

Notre étude a porté sur l'utilisation de la jonction base-émetteur d'un transistor «Planar» (2N1613). La caractéristique inverse de cette diode présente un coude brusque à environ 10 V, la résistance dynamique étant ensuite d'approximativement 10 Ω; la capacité de la jonction étant de l'ordre de 50 pF, la constante de temps résultante est inférieure à 5 · 10<sup>-10</sup> s. Le transistor est monté face à un photomultiplicateur (PM) 56AVP, à l'extrémité d'un câble coaxial de 50 Ω; l'adaptation des impédances est réalisée en montant en série avec la diode, coaxialement, une résistance de 39 Ω et en faisant passer dans la diode un courant inverse de 50 μA.

L'analyse en amplitude des impulsions anodiques du PM, la jonction étant excitée par des impulsions rectangulaires de 5 à 40 ns, montre:

- que la quantité de lumière émise est en gros proportionnelle à la charge traversant la jonction;

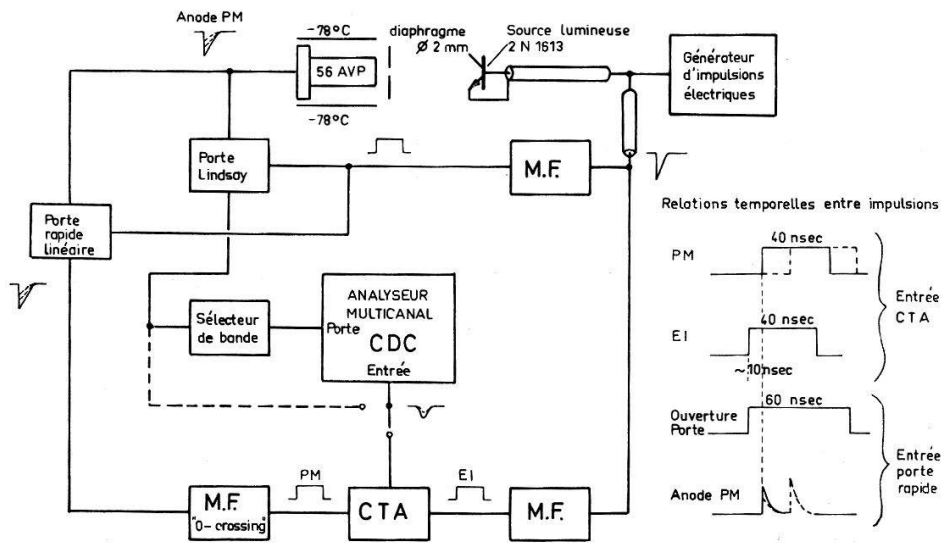


Fig. 1

Analyse de la forme des impulsions lumineuses par échantillonnage. Diagramme fonctionnel

- que la largeur des pics du spectre d'amplitude est due principalement au caractère statistique de l'émission et de la multiplication des photoélectrons (p.e.), ce qui permet d'estimer à 3 le nombre de p.e. par nanocoulomb, à collection optique maximum, pour un «bon» transistor. Ce nombre, voisin de celui donné par <sup>1)</sup> et <sup>2)</sup>, peut varier d'un facteur 3 d'un transistor à l'autre.

Ces jonctions supportent sans détérioration des impulsions de 4 A, de quelques 10<sup>-9</sup> s de largeur, à raison de 120 imp/s.

\*) Ce travail a été effectué dans le cadre d'un programme de recherches financé par le Fonds National.

La forme des impulsions lumineuses a été étudiée par la méthode d'échantillonnage décrite par KOEHLIN<sup>3</sup>). L'écart temporel entre les impulsions du générateur et celles du PM (fig. 1) est enregistré, après conversion temps-amplitude, dans un analyseur multicanal dont la porte est ouverte par une voie spectrométrique. Le rôle de celle-ci est de réduire l'effet d'amplitude, déjà très petit, de la mise en forme «zero-crossing» mise au point au Laboratoire par notre collègue M. HENCHOZ. Pour travailler au gain très élevé qui est nécessaire ( $10^9$ ), le PM doit être refroidi. Si l'intensité lumineuse de la source est suffisamment faible pour que la probabilité d'émission de *plus*

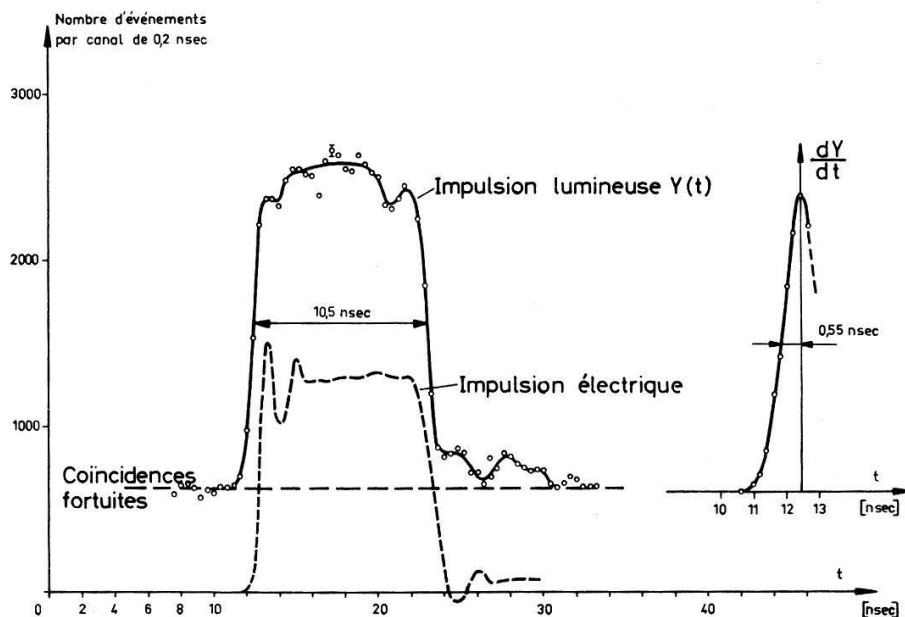


Fig. 2

Analyse par échantillonnage de la forme de l'impulsion lumineuse délivrée par une jonction

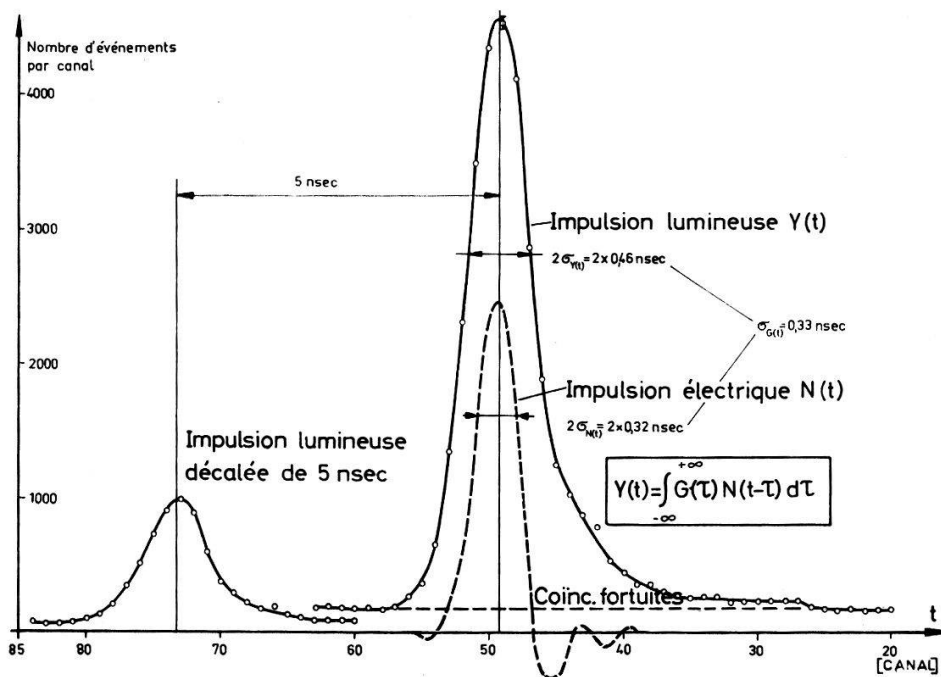


Fig. 3

Analyse par échantillonnage de la forme de l'impulsion lumineuse délivrée par une jonction

d'un p.e. pendant la durée d'une impulsion lumineuse soit très petite par rapport à la probabilité d'émission d'un p.e., la distribution  $Y(t)$  des temps d'émission des p.e. est donnée par le produit de convolution de l'intensité lumineuse  $N(t)$  et de la réponse  $G(t)$  du système PM-mise en forme.

Les deux spectres (fig. 2 et 3) montrent qu'il est possible d'obtenir avec ce transistor des impulsions lumineuses de temps de montée ou de largeur inférieur à  $10^{-9}$  s. Dans le cas des impulsions de forme quasi-gaussienne (fig. 3), la différence de largeur entre  $Y(t)$  et  $N(t)$  s'explique par la contribution de  $G(t)$ , dont la largeur est une estimation de la fluctuation temporelle  $\varepsilon_{ph}$  du centre de gravité de la SER du PM<sup>4</sup>).

#### Bibliographie

- 1) A. WHETSTONE, Rev. Sci. Instr. 30, 447 (1959).
- 2) H. W. KENDALL, IRE Transactions NS-7, No. 2-3, p. 202 (1960).
- 3) Y. KOEHLIN et A. RAVIART, Nucl. Inst. and Methods 29, 45-53 (1964), Y. KOEHLIN, rapport CEA No. 2194.
- 4) J.-P. PERROUD, G.-A. GRIN, J.-F. LOUDE et S. ALIFERIS, article suivant dans ce fasc., p. 376

### Effet Stark et Zeeman combinés sur le niveau $5^3P_1$ du cadmium par la méthode des croisements de niveaux

par H. COTTET, E. GENEUX, C. RIEBEN

(Institut de Physique de l'Université de Genève)

La méthode spectroscopique des croisements de niveaux a été appliquée à l'effet STARK et ZEEMAN combinés sur le niveau excité  $5^3P_1$  des isotopes de cadmium. Les atomes d'un jet sont soumis à l'effet simultané d'un champ  $H$  et  $E$  parallèles. Les valeurs respectives de champs requises pour produire une dégénérescence sont déterminées par le changement de la distribution angulaire de la lumière de fluorescence résultant de l'excitation optique du niveau  $5^3P_1$ . Les déplacements de niveaux, sur les isotopes pairs et impairs sont proportionnels à  $E^2$  et de l'ordre de grandeur prévisible par les transitions dipolaires électriques. Par contre, la forme des signaux obtenus n'est pas celle prévue par la théorie et diverses hypothèses explicatives sont proposées.

### Magnetostrictive Read-out of Complete Spark Locations from a Single Wire Plane

par D. MAEDER

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

Two major design problems of digitized spark chambers<sup>1</sup>) are:

(a) complexity of read-out electronics, caused by the large number of individual wires involved ( $10^4$  or more in a typical experiment);

(b) ambiguities in the  $(x,y)$  assignments when there are multiple tracks<sup>2</sup>). At least three neighbouring planes must be combined in order to analyse a set of sparks in a given plane.



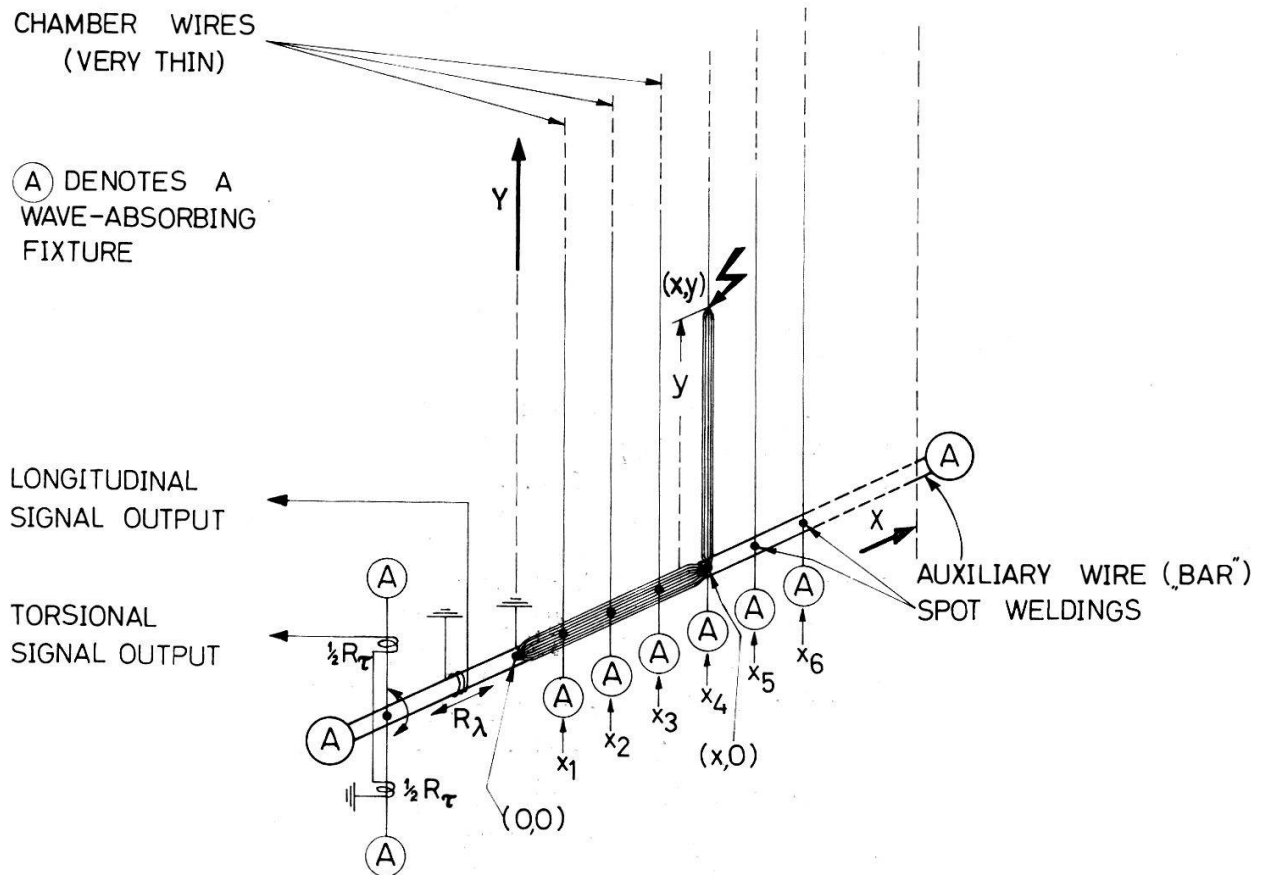


Fig. 1

$(x, y)$ -Read-out System using longitudinal and torsional waves produced by magnetostriction in a single wire plane. Two identical receiver systems placed near the ends of the bar (only the one at  $x = 0$  is shown in the drawing) eliminate ambiguities to the same extent as if 3 conventional wire planes ( $\pm \arctan \lambda/\tau \approx \pm 32^\circ$ ) were used, assuming 100% triggering efficiency for each of them.

Magnetostrictive read-out methods seem to offer improvements along several lines:

(1) One (or two) auxiliary wire(s) of magnetostrictive material running along the chamber edge(s) provide for a straightforward position-to-time conversion<sup>3)</sup>. Digitizing and read-out electronics is greatly simplified. The information obtained from each wire remains essentially one-dimensional: two-dimensional information (available from signal amplitudes) is unlikely to yield sufficient accuracy.

(2) If chamber wires are made of magnetostrictive material and equipped with individual receivers, each  $y$  (derived from signal delay time) is unambiguously assigned to a certain  $x$  (identified by the particular receiver<sup>4)</sup>). A single wire plane could thus give complete  $x, y$  information; however, rather bulky read-out electronics (individual receivers, amplifiers, discriminators, etc. for each wire) would be required with such a chamber.

The desirability of complete  $(x, y)$  read-out for a single plane is nevertheless evident, not only to avoid additional ambiguities caused by missing sparks (in one of the 3 planes that are otherwise required), but also to reduce the total amount of scattering matter. We therefore propose<sup>5)</sup> the following system:

(3) Magnetostrictive chamber wires are spotwelded to a thicker, auxiliary wire (called the «bar») running along the edge of the chamber (fig. 1). A spark striking a

wire at  $(x,y)$  creates longitudinal elastic waves which finally give rise to torsional waves travelling in the bar. Receivers  $R_{\tau 1, 2}$  at both ends of the bar will detect signals of either polarity, delayed by:

$$t_1^+ = \tau x \quad \text{and} \quad t_1^- = \tau x + \lambda y \quad \text{in} \quad R_{\tau 1} \quad (\text{at } x = 0)$$

$$t_2^+ = \tau (X - x) \quad \text{and} \quad t_2^- = \tau (X - x) + \lambda y \quad \text{in} \quad R_{\tau 2} \quad (\text{at } x = X).$$

$\tau$  and  $\lambda$  denote the propagation constants of torsional and longitudinal waves in the auxiliary and in the chamber wires, resp. ( $3.2 \mu\text{s/cm}$  and  $2.0 \mu\text{s/cm}$ ). Fig. 2 displays

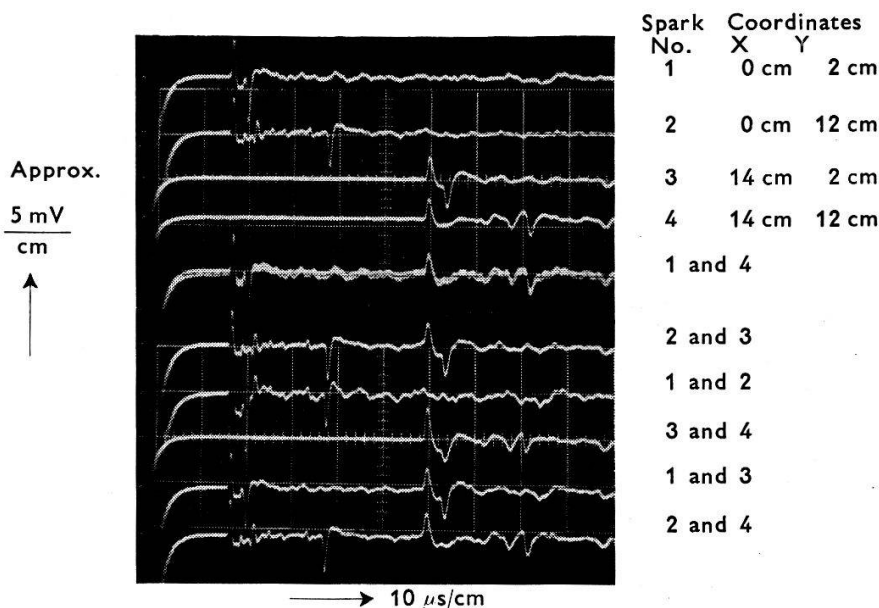


Fig. 2

Torsional signals obtained from 4 different spark locations: individual sparks (above) and all possible pairs (below). Spark characteristics: 5kV, approx. 1000pF, 1 to 2 mm long, air at 1 atmosphere. Signals no. 3 and 4 show attenuation caused by the 14 wire crossings.

such signals, obtained with a test set-up consisting of one torsional wave receiver system ( $4 \times 120$  turns connected in series, on two  $0.3 \text{ mm } \varnothing$  Ni wires) and 15 chamber wires ( $0.15 \text{ mm } \varnothing$  «Vacoflux» Fe-Co alloy) spaced 1 cm apart and spot-welded to a  $1.0 \text{ mm } \varnothing$  steel bar.

While the longitudinal wave impedance of the  $0.3 \text{ mm}$  receiver wires roughly matches the torsional wave impedance of the  $1 \text{ mm}$  bar, the chamber wires are intentionally mismatched by a large factor,

$$\sqrt{\lambda/\tau} [r_{bar}/2r_{wire}]^2 \approx 9$$

Experimentally, we found that each chamber wire crossing caused a 0.5 db loss. Reducing  $r_{wire}$  to  $0.03 \text{ mm}$  should permit an increase of the total number of wires to several hundred.

References

- 1) Proceedings of informal meeting on film-less spark chambers, CERN 64-30.
- 2) A. ROBERTS, CERN 64-30, p. 287.
- 3) V. PEREZ-MENDEZ and J. M. PFAB, UCRL-report No. 11620 (21 August 1964).
- 4) G. GIANNELLI, Frascati Congress, May 1963 (LNF report 63/54).
- 5) D. MAEDER, Archives des Sciences 2, p. 220 (1965).

## The Librating Dipole Method for Calculating the Complex Dielectric Constant of Polar Liquids

by E. FATUZZO and P. R. MASON

(Laboratories RCA, Ltd., 8005 Zürich)

In this paper we consider the application of an alternating field to a polar liquid in which the molecules are represented by the ONSAGER<sup>1)</sup> model of a polarisable point dipole situated at the centre of a spherical cavity in a continuous dielectric medium.

In the static case, ONSAGER<sup>1)</sup> calculated the torque on a model molecule at angle  $\theta$  to the field by considering the interaction of a stationary molecule with a medium of dielectric constant  $\epsilon_0$ , the static value. We could call this the stationary dipole method for calculating the torque averaged over all the molecules simultaneously at angle  $\theta$ , which we shall call the system average torque.

In the alternating field case, if the system average torque can be found, then the dielectric constant may be calculated by refining a method originated by DEBYE<sup>2)</sup>. On the assumption that the unperturbed angular motion of molecules would be of Brownian character, with characteristic time  $\tau$ , and that the local field exerts a torque  $C(t)$  on a molecule, he derived the equation

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[ \frac{\sin \theta}{2 \tau} \frac{\partial f}{\partial \theta} - \frac{C f}{2 \tau k T} \right] \quad (1)$$

where  $f(\theta)$  is the angular distribution function for molecules between  $\theta$  and  $\theta + d\theta$ . This equation may be solved by an approximate method due to DEBYE<sup>2)</sup>. Then by averaging over  $\theta$  the average dipole moment per molecule along the field, and hence the polarization and dielectric constant may be found.

When a molecule turns the polarization induced in its surroundings, and hence the reaction field, lags behind and contributes a frictional term to the torque on the molecule. There are two ways of treating this long range frictional torque.

We may include it in the frictional forces determining the characteristic Brownian time  $\tau$ , leading to an increased effective value of this time. Alternatively we may include it in the expression for  $C(t)$ . The first method gives a simpler comparison with some other approaches, but the second method takes more accurate account of the actual frequency variation of this long range frictional force.

The first method may be carried out by ignoring the lag of the reaction field in calculating  $C(t)$ , or approximately by considering a stationary dipole interacting with a medium of complex dielectric constant. The result of this calculation, which has also previously been made by COLLIE et al.<sup>3)</sup> is

$$\frac{\epsilon_0 (\epsilon - \epsilon_\infty) (2 \epsilon + 1)}{\epsilon (\epsilon_0 - \epsilon_\infty) (2 \epsilon_0 + 1)} = \frac{1}{1 + j \omega \tau} \quad (2)$$

where  $\tau$  is the total Brownian motion time determined by short range and long range (dipole-dipole) forces.

To carry out the second method, we have shown that the system average torque may be found by considering the interaction of a librating dipole with a medium of complex constant  $\epsilon$ . The amplitude of libration must be taken proportional to  $E \sin \theta$  and at the field frequency. The justification of this calculation has been investigated by considering the symmetry of the previous trajectories of molecules actually at angle  $\theta$  at time  $t$ . The stationary dipole method used by ONSAGER at zero frequency

is a particular case of it. The method is found to give a good approximation to the required average, improving with the polarity of the molecule. Using this method we find the dispersion equation

$$\frac{\epsilon_0 (\epsilon - \epsilon_\infty) (2\epsilon + \epsilon_\infty)}{\epsilon (\epsilon_0 - \epsilon_\infty) (2\epsilon_0 + \epsilon_\infty)} = \left[ 1 + j\omega\tau_1 + \frac{(\epsilon_0 - \epsilon_\infty)(\epsilon_0 - \epsilon)}{\epsilon_0 (2\epsilon + \epsilon_\infty)} \right]^{-1} \quad (3)$$

where  $\tau_1$ , is the contribution of short range forces to the Brownian time and the third term on the right represents the modification due to the long range frictional force on the molecule.

The result obtained by the first method is consistent with the result obtained in the companion paper by Kubo theory.

The results of the second method can be compared to those of SCAIFE<sup>4</sup>). (See his last equation). In this equation the effect of the reaction field lag is separated from the other forces determining  $\tau$ . Details of the calculation are not yet available. Using ONSAGER'S result for the static case, SCAIFE'S equation may be written

$$\frac{(\epsilon - \epsilon_\infty) (2\epsilon^* + \epsilon_\infty) (2\epsilon + 1)}{\epsilon (2\epsilon^* + 1)} = \frac{(\epsilon_0 - \epsilon_\infty) (2\epsilon_0 + \epsilon_\infty)}{\epsilon_0} \frac{1}{1 + j\omega\tau} \quad (4)$$

Using this equation, and SCAIFE'S second and third equations we may derive the relationship between the mean macroscopic relaxation time  $\tau_M$  and  $\tau_1$ , according to SCAIFE'S theory as

$$\bar{\tau}_M = (2\epsilon_0 + \epsilon_\infty) (2\epsilon_0 + 1) (2\epsilon_0^2 + 8\epsilon_0\epsilon_\infty - 4\epsilon_\infty^2 + 6\epsilon_\infty - 3\epsilon_0)^{-1} \tau_1 \quad (5)$$

By treating our result from the librating dipole model similarly we obtain

$$\bar{\tau}_M = (2\epsilon_0 + \epsilon_\infty) (\epsilon_0 + 2\epsilon_\infty)^{-1} \tau_1 \quad (6)$$

which coincides with SCAIFE'S result only in the special case  $\epsilon_\infty = 1$ .

Even in the case  $\epsilon_\infty = 1$ , there is some difference between the dispersion equations, which become

$$j\omega\tau_1 = (\epsilon_0 - \epsilon) (\epsilon\epsilon_0 + \epsilon + \epsilon_0) / \epsilon_0 (\epsilon - 1) (2\epsilon + 1) \quad \text{ours,} \quad (7)$$

$$j\omega\tau_1 = (\epsilon_0 + 2) (\epsilon_0 - \epsilon) (1 + 2\epsilon\epsilon_0) / (\epsilon - 1) (2\epsilon + 1) (2\epsilon_0^2 + 1) \quad \text{SCAIFE.} \quad (8)$$

#### References

- 1) L. ONSAGER, J. Amer. chem. Soc. 58, 1486 (1936).
- 2) P. DEBYE, «Polar Molecules» (the Chemical Catalogue Co., Inc. 1929).
- 3) C. H. COLLIE, J. B. HASTED and D. M. RITSON, Proc. Phys. Soc. 60, 145 (1948).
- 4) B. K. P. SCAIFE, Proc. Phys. Soc. 84, 616 (1964).

## Statistical Mechanical Calculations on the Dielectric Relaxation of Polar Liquids

by E. FATUZZO and P. R. MASON

(Laboratories RCA, Ltd., 8005 Zürich)

In this paper we discuss means of developing theories of the dielectric polarization for time dependent applied fields as complete as those of KIRKWOOD<sup>1</sup>), FRÖHLICH<sup>2</sup>) and BUCKINGHAM<sup>3</sup>) for the static case. An approach may be made by the KUBO<sup>4</sup>) theory of non-equilibrium statistical mechanics, combined with developments of the

KIRKWOOD<sup>1)</sup> method of reducing statistical averages over all molecules in the specimen, to average over only a small region which surrounds a typical molecule.

GLARUM<sup>5)</sup> and COLE<sup>6)</sup> have already made a treatment along these lines which, however, does not agree with the results we have obtained with the librating dipole method of calculation. We have found that this type of calculation gives results in agreement with those of the librating dipole model if at one stage of the treatment we use a decay function different from GLARUM'S. We believe that this new decay function is physically more reasonable. We now re-trace the calculation pointing out this alteration.

GLARUM<sup>5)</sup> shows that  $M_E(t)$ , the mean component along the field of the moment of a macroscopic sphere subject to a field  $E(t)$  in vacuum, is given according to KUBO'S theory by Eqs. (5) of his paper. We shall refer to equations in GLARUM'S paper with a prefix G, e.g. Eq. (G5). In these equations, GLARUM uses the symbol  $\Phi(t)$  to denote the macroscopic decay function which describes the change of uniform polarization in the sphere after a step change in the field.

It is required to relate  $\Phi(t)$  to  $\varphi(t)$ , where  $\varphi(t)$  is the microscopic decay function defined in GLARUM'S Eq. (G8) by analogy to  $\Phi(t)$  but in terms of the moment of a molecule  $\mu_0$  and the total moment  $\mathbf{m}$  of the molecules in a small surrounding sphere, including the origin molecule. Following GLARUM we write

$$\mathbf{M}(t) = \mathbf{m}(t) + \mathbf{M}_\infty(t) + \Delta(-\infty, t) \quad (1)$$

where the same symbols as in GLARUM'S paper are used.

In developing Eq. (1) further it is desired to write  $\mathbf{M}_\infty(t)$  as the result of a superposition integral

$$\mathbf{M}_\infty(t) = - \int_{-\infty}^t \mathbf{M}_\infty^0(t') \frac{d\Phi_1(t-t')}{dt} dt' \quad (2)$$

where  $\mathbf{M}_\infty^0(t')$  is the polarization which would be induced in the outer region, considered as a continuum, by the moment  $\mathbf{m}(t')$  if it were held stationary at this value, and  $\Phi_1$  is an appropriate decay function.

For  $\Phi_1$ , GLARUM uses  $\Phi$ , the decay function for the polarization induced in a complete solid sphere  $S$ , by an external field. We believe that it is physically more reasonable to use the decay function for polarization induced in the outer region  $S-\sigma$  of the sphere, when the sphere  $\sigma$  containing  $\mathbf{m}$  has been removed. The reason for this is that the superposition integral expresses mathematically the idea that  $\mathbf{m}$  is thought of as varying by a succession of infinitely small steps. At each the outer region ( $S-\sigma$ ) starts to build up a new polarization appropriate to the new value of  $\mathbf{m}$ , and the old polarization decays away as if the small sphere  $\sigma$  had been removed. Using Eq. (1) and (2) we may now write

$$\mathbf{M}(t) = \mathbf{m}(t) + [\mathbf{M}_\infty(0) + \Delta(-\infty, 0)] \Phi_1(t) + \int_0^t \mathbf{M}_\infty^0(t') \frac{d\Phi_1(t-t')}{dt} dt' + \Delta(0, t) \quad (3)$$

We now take a scalar product on both sides of Eq. (3) with  $\mathbf{M}(0)$  and average the product over the field free ensemble. Then using Eq. (G7) (originally due to KIRKWOOD<sup>1)</sup>) and Eqs. (G5) and (G8) and reasoning in the same way as GLARUM, except

that we always regard  $\Phi_1$  as different from  $\Phi$  we arrive at the equation

$$[1 - A(\varepsilon_0)] \Phi = \varphi(t) - A(\varepsilon_0) \Phi_1(t) + A(\varepsilon_0) \int_0^t \varphi(t') [(d/dt) \Phi_1(t - t')] dt' \quad (4)$$

whose solution is

$$[1 - A(\varepsilon_0)] \mathfrak{L} \left\{ \frac{-d\Phi}{dt} \right\} = \mathfrak{L} \left\{ \frac{-d\varphi}{dt} \right\} \left[ 1 - A(\varepsilon_0) \mathfrak{L} \left\{ \frac{-d\Phi_1}{dt} \right\} \right] \quad (5)$$

where  $\mathfrak{L}$  is the Laplace transform with kernel  $e^{-j\omega t}$ . Since only the theory of continuous media is involved, it may be shown, using macroscopic electrostatic and quasistatic methods, that

$$\mathfrak{L} \left\{ \frac{-d\Phi}{dt} \right\} = \frac{(\varepsilon - 1)(\varepsilon_0 + 2)}{(\varepsilon + 2)(\varepsilon_0 - 1)} ; \quad \mathfrak{L} \left\{ \frac{-d\Phi_1}{dt} \right\} = \frac{A(\varepsilon)}{A(\varepsilon_0)} \quad (6)$$

where  $A(\varepsilon)$  is the same function of  $\varepsilon$  as  $A(\varepsilon_0)$  is of  $\varepsilon_0$ . From Eqs. (6) and (5) we find that

$$\mathfrak{L} \left\{ \frac{-d\varphi}{dt} \right\} = \frac{\varepsilon_0(\varepsilon - 1)(2\varepsilon + 1)}{\varepsilon(\varepsilon_0 - 1)(2\varepsilon_0 + 1)} \quad (7)$$

For the particular case of  $\varphi = e^{-t/\tau}$ , the left hand side of Eq. (7) becomes  $(1 + j\omega\tau)^{-1}$ , and the equation is identical with the result derived by the librating dipole method when the effect of the friction forces due to long range interaction is included in the relaxation time.

The details of this treatment and of GLARUM's are both quite involved. It would be useful for confirmation of the result to try to solve the problem using another macroscopic system such as a sphere immersed in a medium of its own dielectric constant, as used by FRÖHLICH<sup>2)</sup> in the static case. Consider in this case the evaluation of the KUBO equation Eq. (G5).

A problem arises as to which value of field may be used for  $E(t')$ , under the integral sign. *If it is supposed that*, as in the static case, the cavity field may be used, we arrive, after some manipulation, at Eq. (7).

In the derivation one uses that fact that the decay function  $\Phi_2$  of the sphere in its own medium equals the microscopic decay function  $\varphi$ . This can be demonstrated by extending FRÖHLICH's considerations on the average  $\langle M(0) \cdot M(0) \rangle_0$ , which he shows to be given by  $N \langle \mu_0(0) \cdot m(0) \rangle_0$ . However, much consideration needs to be given to a rigorous demonstration that KUBO's theory<sup>4)</sup> applies when one uses the cavity field as the external perturbing field in this way. Thus, the demonstration given first, using a sphere in vacuum, although more involved than this attractively simple method just outlined, remains as the more rigorous demonstration of the results.

#### References

- 1) J. G. KIRKWOOD, J. Chem. Phys. 7, 911 (1939).
- 2) H. FRÖHLICH, «Theory of Dielectrics», (Oxford 1950).
- 3) A. D. BUCKINGHAM, Proc. Roy. Soc. [A]38, 235 (1956).
- 4) R. KUBO, J. Phys. Soc. Japan 12, 570 (1957).
- 5) S. H. GLARUM, J. Chem. Phys. 33, 1371 (1960).
- 6) R. H. COLE, J. Chem. Phys. 42, 637 (1965).

## Festkörperphysik

### Gitterschwingungen in Kupfer

von W. BÜHRER und T. SCHNEIDER

(Institut für Nukleartechnik, ETH Zürich)

Durch inelastisch-kohärente Streuung thermischer Neutronen an einem Kupfer-Einkristall wurde die Dispersion der sich entlang der [100]- und [110]-Achse fort-pflanzenden Phononen bestimmt, und die Resultate nach dem Modell von Born-Von Karman ausgewertet. Im Vergleich zu den Röntgen-Messungen von JACOBSEN<sup>1)</sup> liegen die Frequenzen der longitudinalen Äste bei grossen Wellenvektoren um rund 10% höher. Das Experiment wurde mit einem Flugzeitspektrometer am Diorit-Reaktor in Würenlingen ausgeführt.

#### *Literatur*

<sup>1)</sup> E. JACOBSEN, Phys. Rev. 97, 654, 1955.

### Streuung polarisierter Neutronen durch Spinwellen in $\text{Co}_{0.92}\text{Fe}_{0.08}$

von A. FURRER, T. SCHNEIDER und W. HÄLG

(Institut für Nukleartechnik, ETH Zürich)

Die Verwendung polarisierter Neutronen ermöglicht die allein durch Spinwellen gestreuten Neutronen von den übrigen elastischen und inelastischen Komponenten zu trennen. Diese Methode liefert somit Informationen über die Elementaranregungen in ferromagnetischen Substanzen. Die Annahme eines quadratischen Spinwellen-Dispersionsgesetzes für kleine Magnon-Wellenvektoren  $\mathbf{q}$  sowie Energie- und Impulserhaltung ergeben im reziproken Gitter eine kugelförmige Streufläche<sup>1)</sup>. Aus der Grösse der Streufläche bei verschiedenen Auslenkwinkeln des Gittervektors  $\boldsymbol{\tau}$  von der Bragg-Position kann das Austauschintegral  $J$  bestimmt werden. Diese Messungen wurden für  $\text{Co}_{0.92}\text{Fe}_{0.08}$  durchgeführt und ergaben folgendes Resultat:

$$J \cdot S = 7,0 \pm 0,6 \text{ meV}; \quad S : \text{Spinquantenzahl von CoFe.}$$

Die gemessenen Streuflächen zeigen Anomalien, die sich mit dem Heisenberg-schen Modell des Ferromagnetismus nicht erklären lassen. Das Kasuya-Zenersche Modell<sup>2)</sup>, wonach das Austauschintegral für  $|\mathbf{q} + \boldsymbol{\tau}| = 2 k_F$  ( $k_F$ : Fermi-Wellenzahl) eine logarithmische Singularität aufweist, kann die gemessenen Anomalien mittels einer einfachen geometrischen Konstruktion erklären. Dieses Modell geht von einer  $s$ - $d$ -Wechselwirkung aus.

#### *Literatur*

<sup>1)</sup> R. D. LOWDE, Proc. Royal Soc. 221, 205 (1954).

<sup>2)</sup> T. KASUYA, Technical Report of ISSP (Institute for Solid State Physics, University of Tokyo), Ser. A, No. 123 (1964).

**Berechnung der Phononen-Dispersion in Kupfer**

VON T. SCHNEIDER UND E. STOLL

(Institut für Nukleartechnik der ETH)

Durch inelastische Streuexperimente mit thermischen Neutronen wurde in den letzten Jahren die Phononen-Dispersion verschiedener Substanzen verifiziert<sup>1)</sup>. Für eine detaillierte Diskussion dieser Resultate wird ein Modell benötigt, das die gemessenen Dispersionskurven mit den interatomaren Potentialen verknüpft. Bei Metallen, in welchen die Leitungselektronen die Wechselwirkung zwischen den Ionen wesentlich beeinflussen, wird die Verwendung des Born-Von Karmanschen Modells fragwürdig. In dem von TOYA entwickelten Modell<sup>2)</sup> wird die potentielle Energie der Ionen aus folgenden drei Beiträgen aufgebaut: 1. Austausch- und Van-der-Waals-Energie der Ionenrümpfe, 2. Coulombenergie der Ionen, 3. Energie der Ion-Leitungselektron-Ion-Wechselwirkung. Unter Verwendung dieses Modells berechneten wir die Dispersion der sich entlang der [100]-, [110]- und [111]-Achse fortpflanzenden Phononen in Kupfer. Die Resultate sind, mit Ausnahme des niedrigsten transversalen [110]-Astes, in befriedigender Übereinstimmung mit den gemessenen Dispersionskurven<sup>3)</sup>.

*Literatur*

- 1) B. N. BROCKHOUSE, Phonons and Electrons, T. A. Bak, W.A. Benjamin Inc. New York 1964, p. 221.  
 2) T. TOYA, J. Research Institute for Catalysis, 6, 161, 1958.  
 3) W. BÜHRER UND T. SCHNEIDER, in Vorbereitung.

**Gitterschwingungen niederer Frequenz in polykristallinem Naphthalin, Diphenyl und Anthrazen**

VON T. SCHNEIDER UND E. TRUNINGER

(Institut für Nukleartechnik der ETH)

Die Energiezustände der drei Bewegungsarten eines Moleküls - Translation, Rotation, intramolekulare Bewegungen - werden im Kristall auf zwei Weisen beeinflusst: Die Wechselwirkung zwischen den translationsäquivalenten Molekülen führt zu Energiebändern und die Wechselwirkung zwischen translationsinäquivalenten Molekülen zu einer Aufspaltung dieser Bänder. Diesen Sachverhalt untersuchten wir mit Hilfe der inelastischen und inkohärenten Streuung von thermischen Neutronen. Das Energiespektrum dieser Neutronen liefert ein direktes Abbild des Schwingungsspektrums. Als Proben verwendeten wir Naphthalin, Diphenyl und Anthrazen, welche dieselben Molekül- und Kristallsymmetrien aufweisen. Da die Elementarzelle zwei Moleküle enthält, spalten alle Schwingungszustände zweifach auf: Die drei Translationsschwingungen in drei akustische und drei optische Äste, die Rotationen (Drehschwingungen um die Gleichgewichtslage mit Auslenkungen von 2-5°) und die intramolekularen Schwingungen in einen symmetrischen und antisymmetrischen Zustand. Die Spektren wurden mit einem Drehkristall-Flugzeitspektrometer bei Zimmertemperatur aufgenommen. Wir erhielten folgende Resultate: Unter Verwendung von Raman-, Infrarot- und Fluoreszenzdaten ist eine vollständige Identifikation des



Energiespektrums möglich. Die Translationen erscheinen, bedingt durch ihre grosse Dispersion, verschmiert. Die Rotationen und intramolekularen Schwingungen zeigen demgegenüber scharf definierte Energiezustände. Das Energiespektrum der Rotationen und intramolekularen Schwingungen wird daher nur durch die Wechselwirkung mit den vier nächsten Nachbarn in der ab-Ebene des monoklinen Gitters bestimmt. Die daraus resultierende Aufspaltung von  $10\text{--}22\text{ cm}^{-1}$  bei den Rotationen, und  $1\text{--}3\text{ cm}^{-1}$  bei den infrarotaktiven intramolekularen Schwingungen liefert interessante Aufschlüsse über die intramolekularen Potentiale. Aus dem bei Zimmertemperatur bestimmten Energiespektrum geht aber auch hervor, dass die Zweier-Kombinationen der Rotationen eine mit den Grundschwingungen vergleichbare Besetzung aufweisen. Dies ist bei einer Berechnung der spezifischen Wärme zu berücksichtigen.

### **Vergleich der Kationenordnung von $\text{ZnAl}_2\text{O}_4$ und $\text{MgAl}_2\text{O}_4$ auf Grund von Neutronendiffraktionsmessungen**

von P. FISCHER, W. HÄLG und E. STOLL  
(Institut für Nukleartechnik der ETH)

Eine detaillierte Veröffentlichung ist in Vorbereitung.

### **Ein zweiachsiges Neutronendiffraktometer und allg. Kriterien zur Optimierung dessen Auflösung bei Pulveruntersuchungen**

von E. STOLL und W. HÄLG  
(Institut für Nukleartechnik der ETH)

Die vorliegende Arbeit ist zur Veröffentlichung in der ZAMP vorgesehen.

### **Wärmeleitfähigkeit ferromagnetischer Isolatoren bei tiefen Temperaturen**

von P. ERDÖS  
(IBM Forschungslaboratorium Zürich-Rüschlikon)

Die Spinwellen-Wärmeleitfähigkeit von ferromagnetischen Isolatoren wird bei Anwesenheit magnetischer Zentren mit  $s$ - und  $p$ -Wellen-Streuung berechnet. Bei hoher Konzentration der Streuzentren ist die Leitfähigkeit temperaturunabhängig, bei niedriger Konzentration wird das bekannte  $T^2$ -Gesetz durch einen konzentrationsproportionalen  $T^6$ -Term ergänzt. Der Einfluss der gegenseitigen Wechselwirkung der Spinwellen wird berechnet, und ist vernachlässigbar.

Eine ausführlichere Mitteilung erscheint in der Physical Review.

### **Hydrodynamik und zweiter Schall von Spinwellensystemen**

von P. ERDÖS  
(IBM Forschungslaboratorium Zürich-Rüschlikon)

Das System der Spinwellen in einem Ferromagneten, als Bose-Gas betrachtet, erlaubt eine theoretische Beschreibung mittels hydrodynamischen Begriffen mit zwei Zustandsvariablen: Temperatur und Driftgeschwindigkeit. Es zeigt sich, dass die Möglichkeit eines «zweiten Schalles» – ausser bei hoher Anisotropie oder äusseren Feldern – nicht besteht, weil statt Impulsübertragung eine Kondensation im Impulsraum stattfindet.

**Elektron-Spinwellen-Streuung in Gadolinium\*)**

von B. LÜTHI und H. ROHRER

(IBM Forschungslaboratorium Zürich-Rüschlikon)

Durch Messung der longitudinalen magnetischen Widerstandsänderung in hohen Feldern wurde der magnetische Widerstand  $\varrho_m$ , herrührend von magnetischen Streuungen der Elektronen, im Temperaturbereich von 4 bis 23°K bestimmt. Wegen der kleinen magnetischen Anisotropie von Gadolinium verschwindet die magnetische Streuung für  $\mu H \gg hT$ . Die experimentellen Resultate zeigen folgende Merkmale: 1)  $\varrho_m$  kann in einen temperaturunabhängigen Teil  $\varrho_m^0$  und in einen temperaturabhängigen Teil  $\varrho_m(T)$  getrennt werden, wobei  $\varrho_m^0$  sehr stark vom Restwiderstand des Materials abhängt. 2)  $\varrho_m(T)$  zeigt eine schwache Temperaturabhängigkeit bis ca. 10°K; für höhere Temperaturen steigt  $\varrho_m(T)$  stark an. 3) Die Magnetfeldabhängigkeit von  $\varrho_m$  zeigt Beiträge von  $\varrho_m^0$  und  $\varrho_m(T)$ . 4) Der Beitrag von  $\varrho_m(T)$  zum totalen elektrischen Widerstand ist kleiner als der Phononenwiderstand.

Diese Resultate werden im Rahmen der neuen Theorie der *s-d*-Streuung und KASUYAS Band Modell der Seltenen-Erden-Metalle diskutiert.

\*) Wird in Solid State Communications publiziert.

**Ferroakustische Resonanz und akustische Doppelbrechung in Gadolinium-Eisen-Granat\*)**

von B. LÜTHI

(IBM Forschungslaboratorium Zürich-Rüschlikon)

Die ferroakustische Resonanz in Gadolinium-Eisen-Granat wurde im Temperaturbereich 80°K–300°K gemessen. Die transversale ferroakustische Resonanz kann analog wie beim Yttrium-Gallium-Eisen-Granat-System diskutiert werden. Für gewisse Geometrien der Magnetisierung und des Schallwellenpolarisationsvektors kann man eine oszillatorische Abhängigkeit der Schalldämpfung vom Magnetfeld beobachten. Diese Erscheinung kann als akustische Doppelbrechung gedeutet werden. Wir können damit wichtige Grössen, wie magnetoelastische Kopplungskonstante und Anisotropiekonstanten mit grosser Präzision messen. Dieser Effekt kann auch zur Erzeugung zirkular polarisierter Schallwellen gebraucht werden.

\*) Arbeit erscheint in Applied Physics Letters, June 15, 1965.

**Thermospannung und elektrische Leitfähigkeit von  $\gamma$ -Messing**

von A. MENTH und D. SPRENG

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH)

$\gamma$ -Messing kristallisiert kubisch mit der Zusammensetzung  $\text{Cu}_x\text{Zn}_{1-x}$ ,  $0,31 \leq x \leq 0,42$ . Die differentielle Thermospannung  $S$  und die elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$  wurden in Funktion der Zusammensetzung und der Temperatur gemessen.  $S$  zeigt drei Null-

stellen bei  $x = 0,365$ ,  $0,355$  und  $0,343$ . Auf der Cu-reichen Seite der Phase ist  $S$  negativ, auf der Zn-reichen Seite positiv.  $\sigma$  weist in den Nullstellen von  $S$  Extrema auf, ein Minimum bei  $x = 0,355$ , je ein Maximum bei  $x = 0,365$  und  $0,343$ . Diese Tatsache wird mit Hilfe der Transporttheorie diskutiert, um einige Rückschlüsse auf die elektronische Struktur von  $\gamma$ -Messing zu ziehen.

### **Streuung von akustischen an optischen Phononen in III-V-Halbleitern\*)**

VON E. F. STEIGMEIER

(Laboratories RCA, Ltd., Zürich)

UND I. KUDMAN

(RCA Laboratories, Princeton, N.J., USA)

In früheren Arbeiten<sup>1)</sup> postulierten die Autoren auf Grund von Messungen an InSb, InAs, InP und GaAs einen Einfluss der Streuung von akustischen an optischen Phononen auf den Wärmewiderstand von III-V-Halbleitern. Die Experimente wurden nun erweitert durch Messung des Wärmewiderstandes von AlSb und GaSb zwischen  $300^\circ\text{K}$  und  $950^\circ\text{K}$  und von GaP zwischen  $300^\circ\text{K}$  und  $550^\circ\text{K}$ . Die aus Ausdehnungskoeffizient, Kompressibilität und spezifischer Wärme bestimmten Anharmonizitätsparameter erweisen sich als materialunabhängig ( $\gamma \approx 0,65$ ). Es zeigt sich eindeutig, dass die Annahme von rein akustisch-akustischer 3-Phononen-Streuung für AlSb (grosse Energielücke im Gitterspektrum) annähernd zu Übereinstimmung mit dem Experiment führt, während für III-V-Halbleiter mit kleinerer Energielücke, wie auch für Ge und Si, zusätzlich eine akustisch-optische 3-Phononen-Streuung gefordert werden muss. In allen untersuchten Materialien ist die Temperaturabhängigkeit des Wärmewiderstandes stärker als  $T^1$ .

#### *Literatur*

- <sup>1)</sup> E. F. STEIGMEIER und I. KUDMAN, Phys. Rev. *132*, 508 (1963); I. KUDMAN und E. F. STEIGMEIER, Phys. Rev. *133*, A1665 (1964); I. KUDMAN, E. F. STEIGMEIER und A. AMITH, Bull. Am. Phys. Soc. *10*, 105 (1965).

\*) Eine ausführliche Arbeit erscheint in Phys. Rev.

### **Résistance thermique de contact entre deux corindons**

par Y. BAER et G. BUSCH

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH, Zürich)

Le problème du contact thermique entre isolateurs n'a jamais suscité beaucoup d'intérêt, ce qui est étonnant si l'on considère le grand nombre de travaux traitant du cas électrique.

Le contact que nous avons mesuré est formé de deux corindons monocristallins dont l'un a une surface plane, l'autre une surface sphérique. Afin de minimiser l'influence de la radiation et des gaz, l'expérience a été miniaturisée et effectuée sous ultra haut vide. Il s'agit d'une méthode absolue et stationnaire. Une telle expérience com-

porte deux paramètres variables, la température  $T$  et la force sur le contact  $f$ ; la grandeur mesurée est  $\lambda(T, f)$ , le flux de chaleur au travers du contact par degré, son inverse  $R(T, f) = 1/\lambda(T, f)$  étant la résistance thermique. Il est clair que pour une telle géométrie, la surface de contact est un cercle de rayon  $a$ ; nous avons contrôlé expérimentalement que la déformation était dans le domaine élastique, si bien que d'après la théorie de Hertz on peut écrire:  $a \propto f^{1/3}$ . Manifestement un contact de cette sorte représente une résistance thermique et la question fondamentale qui se pose au stade où en est cette recherche est de déterminer la nature de cette résistance.

Tout d'abord, d'un point de vue purement géométrique, le contact thermique représente une résistance de pincement (constriction), il s'agit d'un problème de potentiel bien connu dont la solution est

$$R_p = \frac{\rho_m(T)}{2a}$$

où  $\rho_m(T)$  est la résistivité du matériel en question. Cette formule n'est évidemment valable que si le libre parcours moyen des phonons  $\Lambda$  est grand par rapport au rayon de contact  $a$ . Si cette condition n'est pas remplie, le problème est à reconsidérer théoriquement.

Si l'on s'occupe maintenant uniquement de l'interface, on peut admettre un certain coefficient de transmission pour les phonons, qui sera la cause d'une résistance de contact. On peut s'inspirer du travail de LITTLE<sup>1)</sup> traitant le cas des basses tempéra-

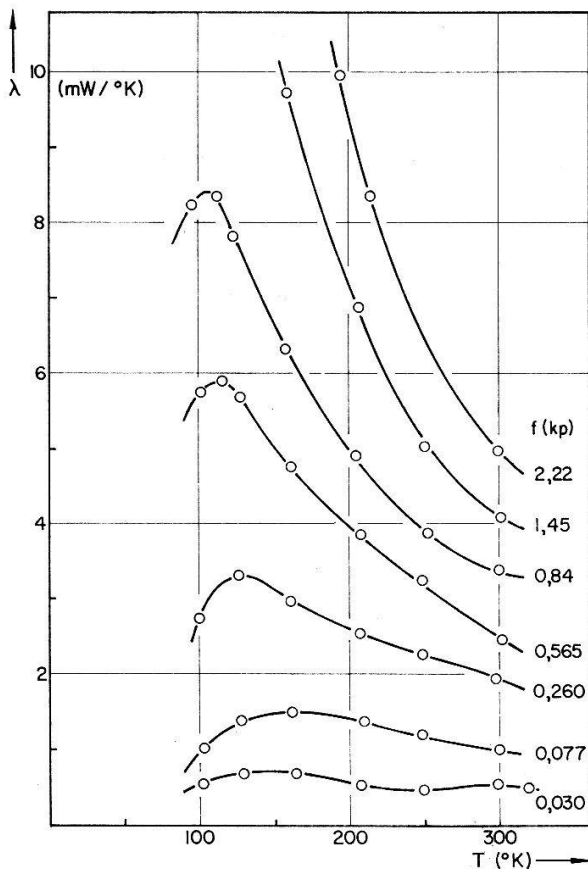


Fig. 1

Flux de chaleur au travers d'un contact de corindon en fonction de la température

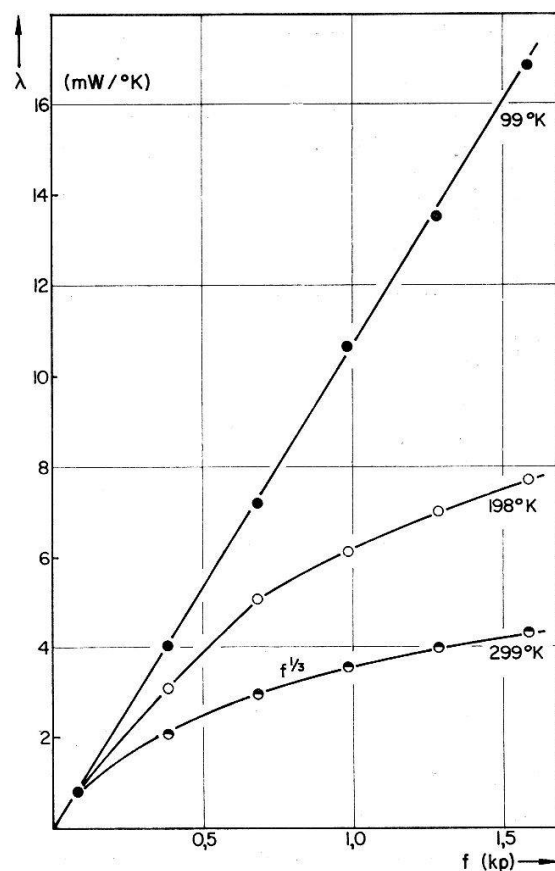


Fig. 2

Flux de chaleur en fonction de la force appliquée sur un contact de corindon

tures et étendre ce calcul à notre domaine de mesure. Le résultat<sup>2)</sup> montre que dans le cas où l'on adopte un modèle de Debye, la résistance de contact à l'interface est de la forme

$$R_c \propto \frac{1}{C(T/\theta) g(f, T) \pi a^2}$$

où  $C(T/\theta)$  est une fonction de Debye,  $\theta$  la température de Debye de la surface et  $g(f, T)$  tient compte de la transmission de phonons en fonction de leurs fréquences et de la pression sur le contact. On peut également montrer que  $g(f, T)$  varie lentement avec  $T$ . Une analyse des résultats a été tentée en admettant pour résistance totale  $R_t = R_p + R_c$ .

Sur la figure 1 est reporté le flux de chaleur en fonction de la température. Pour de grandes forces on voit nettement qu'il s'agit d'une résistance de pincement, notre modèle prédit également l'aplatissement des courbes et le déplacement du maximum vers les hautes températures lorsque la force diminue; par contre il est pris en défaut pour les faibles forces et il est probable que nous ayons déjà à faire à un effet du libre parcours moyen.

La figure 2 montre la dépendance du flux de la force pour différentes températures. A 299°K et pour  $f > 0,5$  kp,  $\lambda \propto f^{1/3}$ , ce qui confirme la résistance de pincement dans ce domaine. La courbe intermédiaire à 198°K est typiquement en deux segments comme on peut s'y attendre dans le cas de deux résistances dont l'une domine l'autre selon les cas. A 99°K on peut être pratiquement certain que seul  $R_c$  entre en ligne de compte; comme on a une dépendance strictement linéaire, on peut admettre que  $g \propto f^{1/3}$ .

Il est évident que les renseignements obtenus sont encore incomplets, mais ils montrent déjà qu'à l'aide d'un modèle très simplifié on peut se faire une idée qualitative du contact thermique. Il n'est donc pas vain d'espérer qu'un domaine de mesure plus étendu et une étude théorique plus poussée feront du contact thermique un instrument utile à la compréhension des phénomènes thermiques.

#### Références

- <sup>1)</sup> W.A. LITTLE, Can. J. Phys. 37, 334 (1959).  
<sup>2)</sup> Y. BAER et G. BUSCH, Helv. phys. Acta 37, 190 (1964).

### Effet thermoélectrique géant des solutions diluées de fer dans le rhodium

par CL. REYMOND, J. SIERRO et M. PETER

(Institut de physique expérimentale de l'Université de Genève)

Nous avons mesuré l'effet thermoélectrique de solutions diluées de fer dans le rhodium entre 2–8°K et en présence d'un champ magnétique de 0–23kgauss. Ces alliages présentent une thermopuissance négative géante de plusieurs microvolts par degré. Les résultats expérimentaux sont comparés avec les théories existentes.

**Die Stromabhängigkeit der Aktivierungsenergie in Anthrazen-Einkristallen**

VON J. ADOLPH, E. BALDINGER und M. SCHADT

(Institut für angewandte Physik der Universität Basel)

Der in Anthrazen fließende Dunkelstrom ist bei Verwendung injizierender Elektroden raumladungsbegrenzt. Unsere Messungen ergeben eine exponentielle Temperaturabhängigkeit dieses Stromes mit einer Aktivierungsenergie, die vom Strom und der angelegten Spannung abhängt. Die Änderung dieser Energie ist proportional zu  $\ln(j/U)$ , was auch auf Grund der Annahme eines quasistationären Gleichgewichts zwischen Leitungslöchern und getrapten Löchern zu erwarten ist. Wir erhielten an ca. 1 mm dicken Kristallen Werte zwischen 0,65 eV und 0,95 eV für Ströme zwischen  $10^{-8}$  A und  $10^{-14}$  A.

**Keimbildung und Wachstum von grossen Einkristallen durch Transport-Reaktionen. II. ZnSe**

VON E. KALDIS

(Laboratories RCA, Ltd., Zürich)

Die Bedingungen für die Kontrolle der Keimbildung und für einkristallines Wachstum von Substanzen mit niedriger kritischer Unterkühlung ( $\Delta T = 3^\circ\text{C}$ ) wurden in einer früheren Arbeit ermittelt\*). In der vorliegenden Arbeit sind am Beispiel von ZnSe diese Bedingungen für Substanzen mit höherer kritischer Unterkühlung ausgearbeitet worden. Als Grund für die höhere kritische Unterkühlung von ZnSe ( $\Delta T = 10^\circ\text{C}$ ) wird eine höhere spez. Oberflächenenergie angenommen. Um die Keimbildung zu kontrollieren und ein sehr langsames Wachstum zu ermöglichen, wurde mit unterkritischer Unterkühlung gearbeitet. Als Substrat wurden Flächen von maskierten ZnSe-Einkristallen verwendet. Durch diese Bedingungen war es möglich, unverzwilligte  $20 \times 15 \times 15$  mm grosse kubische ZnSe-Einkristalle zu züchten.

\*) E. KALDIS: J. Phys. Chem. Solids (erscheint demnächst).

**Théorie de perturbation pour un système de spins**

par B. GIOVANNINI

(Institut de physique expérimentale de l'Université de Genève)

Afin d'étendre la technique des diagrammes de FEYNMANN aux systèmes de spins, un théorème semblable au théorème de Wick est démontré pour les opérateurs de spins et la théorie de perturbation correspondante est analysée.

**Application de la théorie de perturbation dépendante du temps au problème de la résonance paramagnétique**

par B. GIOVANNINI, S. KOIDE et M. PETER

(Institut de physique expérimentale de l'Université de Genève)

La technique des diagrammes de FEYNMANN pour les opérateurs de spins est appliquée au problème de la résonance paramagnétique et permet d'obtenir des résultats intéressants dans l'analyse de la largeur et du déplacement de la ligne de résonance.

## Ein Beitrag zur Theorie der paramagnetischen Resonanz: Beziehungen zwischen dem Spin-Hamiltonoperator und dem Formalismus von Koster und Statz

von A. BIERI und F. K. KNEUBÜHL

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH Zürich)

Der Spin-Hamiltonoperator von ABRAGAM und PRYCE und der Formalismus von KOSTER und STATZ werden anhand von paramagnetischen Zentren mit den Symmetrien  $n$ ,  $\bar{n}$  und  $n/m$  verglichen. Besondere Beachtung wird den asymmetrischen  $g$ -Tensoren, den Nullfeldtermen und den symmetriebedingten, unabhängigen Parametern geschenkt. Die Grenzen der beiden Formalismen werden erläutert. Eine ausführliche Publikation erscheint demnächst.

## Paramagnetic Resonance and Relaxation of $\text{Ag}^{2+}$ and $\text{Pd}^{3+}$ in $\text{MgO}$ and $\text{CaO}$

by P. WYSLING

(Physik-Institut der Universität Zürich)

K. A. MÜLLER and U. HÖCHLI

(IBM Forschungslaboratorium Zürich-Rüschlikon)

$\text{MgO}$  and  $\text{CaO}$  powders containing  $\text{Pd}^{3+}$  ( $4d^7$ ) have been obtained by simultaneous doping with Pd and monovalent alkali ions. The PMR of these ions as well as that of  $\text{Ag}^{2+}$  ( $4d^9$ ) present in silverdoped  $\text{CaO}$  are reported. The spin lattice relaxation times  $T_1$  have been determined by measurements of the line broadening as a function of temperature.  $T_1$  follows an exponential law as found earlier for several Jahn Teller ions<sup>1)2)</sup>. The constants obtained are given in Table I.

Table I

Ion	Crystals	$g$	K Gauss	$\Delta \text{ cm}^{-1}$	$A \times 10^{12} \text{ sec}$
$\text{Pd}^{3+}$	$\text{MgO}$	2.115	—	$1300 \pm 100$	$12.5 \pm 2.5$
$\text{Pd}^{3+}$	$\text{CaO}$	2.150	—	$1850 \pm 100$	$5 \pm 1$
$\text{Ag}^{2+}$	$\text{CaO}$	2.075*)	25.6*)	$600 \pm 100$	$250 \pm 100$

\*) at  $100^\circ\text{K}$

The  $g$  value and hyperfine constant of  $\text{Ag}^{2+}$  are temperature dependent as found previously for that of  $\text{Cu}^{2+}$  in  $\text{CaO}$ <sup>3)</sup>. They are smaller than those found in  $\text{KCl}$  indicating a higher degree of covalency of  $\text{Ag}^{2+}$  in oxygen surroundings.

### References

- 1) U. HÖCHLI, K. A. MÜLLER and P. WYSLING, Phys. Letters 15, 1 (1965).
- 2) U. HÖCHLI, K. A. MÜLLER, Phys. Rev. Letters 12, 730 (1964).
- 3) W. Low and J. T. SUSS, Phys. Letters 7, 310 (1963).

## Correlation Between Axial Field Parameters of $\text{Fe}^{3+}$ and $\text{Cr}^{3+}$ in Oxide Crystals

by K. A. MÜLLER

(IBM Forschungslaboratorium Zürich-Rüschlikon)

The sign and magnitude of the axial splitting parameter  $D$  of trivalent iron has been compared to that of  $\text{Cr}^{3+}$  for 10 diamagnetic oxide crystals in which both

ions are present as impurities on octahedral sites. It is found that for *tetragonal* departures from cubic symmetry, the relation is a linear one  $D_{Fe^{3+}} = \alpha_1 D_{Cr^{3+}}$   $\alpha_1 = 0.87$ . In *trigonal* distortions a *quadratic* as well as a *cubic* term is present in addition to the linear one. The coefficients are  $\beta_1 = \alpha_1$ ,  $\beta_2 = 0.58$ ,  $\beta_3 = 1.99$ . Due to the cubic term,  $D_{Fe^{3+}}$  vanishes probably three times. This marked difference between tetragonal and trigonal deformations for  $D_{Fe^{3+}}$  has not been anticipated theoretically<sup>1)2)</sup>, nor empirically where this coefficient was previously tentatively compared to the crystal electric field  $V_2^0$  computed by performing appropriate lattice sums<sup>3)</sup> quadrupole splittings obtained with NMR<sup>4)</sup> and obtained from Mössbauer spectra<sup>5)</sup>.

#### References

- 1) H. WATANABE, Progr. Theor. Phys. (Kyoto) 18, 405 (1957).
- 2) J. KONDO, Progr. Theor. Phys. (Kyoto) 23, 106 (1960).
- 3) A. M. GERMANIER, D. GAINON et L. LACROIX, Phys. Letters 2, 105 (1962).
- 4) J. E. DRUMMHELLER, K. LOCHER and F. WALDNER, HPA 38, 626 (1964).
- 5) W. J. NICHOLSON and G. BURNS, Phys. Rev. 129, 2490 (1963).

### Resonant Excited States in the Dynamic Jahn-Teller Effect

by J. C. SLONCZEWSKI

(IBM Forschungslaboratorium Zürich-Rüschlikon)

Recently we have predicted the appearance of excited resonant states, often of short natural life-time, for crystal impurities whose interstice is subject to a large spontaneous distortion of the Jahn-Teller type. A model of electron-spin relaxation due to such resonant states will be described. It is argued that spin-orbit coupling causes spin-flip transitions between the two electronic states of the assumed orbital doublet. One orbital state is to be associated with highly populated ground levels and the other with the slightly populated resonant levels. From this model it is predicted that relaxation should be much stronger in the presence of three-fold or six-fold symmetry axis as compared to purely cubic symmetry. The line width should be anisotropic as well. Estimates indicate that the proposed mechanism is capable of accounting for published experimental observation of line width in certain cases<sup>1)</sup>.

#### Reference

- 1) U. HÖCHLI, K. A. MÜLLER and P. WYSLING, Phys. Letters 15, 5 (1965) (see this letter for earlier references).

### Comparison of the Interaction of Adsorbed Oxygen with Paramagnetic Centers on Elemental (Si,Ge) and III-V Compound (InAs, GaAs) Semiconductor Surfaces, Studied by Electron Paramagnetic Resonance

by P. CHAN and A. STEINEMANN

(Battelle Memorial Institute, Carouge-Genève)

Our previous experiments on Si<sup>1)</sup> have been extended to Ge, InAs und GaAs<sup>2)</sup>. The most interesting EPR line with  $g = 2,0027$  and a line width  $\Delta H_0 = 1,1$  Gauss has been found on all these semiconductors.



The additional reversible part of the line width,  $\Delta H$ , has now been investigated on GaAs as a function of partial oxygen pressure  $P$ , oxygen concentration  $x_i$  in a mixture with diamagnetic gases  $i$ , and temperature  $T$ .

There are characteristic differences of  $\Delta H(p, x_i, T)$  for Si and GaAs, e.g. a) for constant  $T$  and  $x_i$ ,  $H$  varies as  $\log p$  on Si<sup>1)</sup>, but it increases linearly with  $p$  on GaAs—b) the high-temperature limit of  $\Delta H$  is approximately proportional to  $p$  on Si, whereas it is zero on GaAs—c) On Si, and on GaAs,  $\Delta H(T)$  passes through a maximum near room temperature. On GaAs, it is much sharper than on Si.—d) Small traces of water vapour in the atmosphere affect  $\Delta H(T)$  below room temperature. On GaAs, a partial water pressure  $p(\text{H}_2\text{O}) < 10^{-4}$  torr transforms  $\Delta H(T)$  into a monotonically falling curve between 250 and 500 °K. On Si, a similar effect is observed only for much higher water content,  $p(\text{H}_2\text{O}) \gtrsim 10^{-2}$  torr.

It is possible to give a qualitative interpretation for  $\Delta H(p)$  by a rigorous application of the van der Waals equation of state for the adsorbed phase—the assumption of repulsive van der Waals forces<sup>1)</sup> becoming uncritical.

#### References

- 1) K. A. MÜLLER, P. CHAN, R. KLEINER, D. W. OVERNALL, M. J. SPAARNAAIJ, J. Appl. Phys. 35, 2254 (1964).
- 2) P. CHAN, K. A. MÜLLER, A. STEINEMANN, M. J. SPARNAAIJ, Helv. phys. Acta 37, 629 (1964).

### Elektronen-Spin-Resonanz von binären Eu(II)- und Gd(III)-Verbindungen

von G. BUSCH, B. NATTERER und H. NEUKOMM  
(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH)

An den Verbindungen EuO, EuS, EuSe, EuTe, GdN, GdP, GdAs und GdSb wurde Elektronen-Spin-Resonanz bei Zimmertemperatur beobachtet. Diese Substanzen besitzen NaCl-Struktur und zeigen bei tiefen Temperaturen magnetische Ordnungserscheinungen. Die  $\text{Eu}^{2+}$  und die  $\text{Gd}^{3+}$ -Ionen befinden sich in S-Zuständen. Die Messungen zeigen eine einzige, sehr breite Absorptionslinie, deren Schwerpunkt ungefähr bei  $g = 2$  liegt. Die Linienbreiten können mit Hilfe der Theorie von VAN VLECK<sup>1)</sup> und von ANDERSEN und WEISS<sup>2)</sup> auf den Einfluss der Dipol-Dipol- und der Austauschwechselwirkung zurückgeführt werden. Die Austauschwechselwirkung wird dabei aus der paramagnetischen Curie-Temperatur berechnet.

#### References

- 1) J. H. VAN VLECK, Phys. Rev. 74, 1168 (1948).
- 2) P. W. ANDERSEN, P. R. WEISS, Revs. Modern Phys. 25, 269 (1953).

### An NMR Investigation of the Structure of $\text{LaF}_3$

by L. O. ANDERSSON and W. G. PROCTOR  
(Varian AG, Research Laboratory, Klausstrasse 43, Zurich)

The first X-ray investigation of  $\text{LaF}_3$  by Oftedal showed that it was a hexagonal crystal and he proposed a hexamolecular unit cell. Schlyter re-examined the crystal and found he could explain his X-ray data with a bimolecular unit cell. Other non-

conclusive investigations of  $\text{LaF}_3$  have continued to support one or the other of these two models. We have studied the quadrupole-split NMR spectrum of  $\text{La}^{139}$  in a single crystal of  $\text{LaF}_3$  and have found six magnetically different positions for La, which can only be explained by the larger unit cell. The NMR determination of the orientation of the field gradient tensor at the La nuclei shows, however, that the symmetry of the La sites is lower than in the proposed hexamolecular unit cell.

### Domain Wall Velocities and the Surface Layer in $\text{BaTiO}_3$ \*)

by D. R. CALLABY

(Laboratories RCA, Ltd., Zürich)

A completely new model of the surface layer is proposed in which the activation field  $\delta L$  in the layer is much higher than the activation field  $\delta B$  in the bulk of the crystal. The predictions from this model are in satisfactory agreement with results reported here for a whole sequence of  $180^\circ$  domain wall velocity experiments made with (110) oriented slices of orthorhombic  $\text{BaTiO}_3$ . They are also in agreement with all the evidence available from other sources of the behaviour of tetragonal  $\text{BaTiO}_3$ . Comparison is made with previously accepted models and it is shown that these fail to explain many of the experimental results both of orthorhombic and tetragonal  $\text{BaTiO}_3$ .

\*) A full report will appear in J. Appl. Phys. (Sept. 1965)

### Absorptionskantenverschiebung an $\text{BaTiO}_3$ in einem elektrischen Feld

VON CH. GÄHWILLER

(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

Ein elektrisches Feld induziert eine Verschiebung  $\Delta EG$  der Absorptionskante von  $\text{BaTiO}_3$  zu höheren Energien. Sie wurde als Funktion der Temperatur und der Feldstärke gemessen. Sie ist am grössten in der Nähe der Curie-Temperatur  $T_c$ . Im ferroelektrischen Zustand ist die Verschiebung proportional zur Feldstärke, im paraelektrischen Zustand dagegen proportional zu ihrem Quadrat. Dieses Verhalten lässt sich folgendermassen zusammenfassen: Für  $T > T_c$  ist  $\Delta EG = c \cdot PE^2$ , wo  $PE = \epsilon_0 \epsilon E$  die elektrische Polarisierung ist. Für  $T < T_c$  ist  $\Delta EG = c (PE + P_s)^2 \cong 2cPEP_s + c \cdot P_s^2$ . Der erste Term ist die vom Feld induzierte lineare Kantenverschiebung, der zweite eine Verschiebung, die von der spontanen Polarisierung  $P_s$  induziert wird. Für die Konstante  $c$  wird der Wert  $c = 0,5 \pm 0,1 \text{ eV}/(\text{Cb/m}^2)^2$  gemessen.

Diese beobachtete Vergrösserung des Bandabstandes an  $\text{BaTiO}_3$  lässt sich nicht mit der Theorie von FRANZ<sup>1)</sup> erklären.

*Literatur*

<sup>1)</sup> W. FRANZ, Z. Naturf. 13a, 484 (1958).

## Temperature Dependence of the Oxygen and Titanium Polarizabilities in Paraelectric $\text{SrTiO}_3$

by H. GRÄNICHER and W. N. LAWLESS

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Use has been made of one of the new inner-field relations for the dielectric constant<sup>1)</sup> to evaluate the microscopic polarizabilities of oxygen and titanium independently for the case of pure  $\text{SrTiO}_3$ \*). This new relation contains the pressure and composition dependence of the dielectric constant and follows from the assumption<sup>2)</sup> that the polarizability of the Sr sublattice varies linearly with concentration when some Ba is substituted for Sr in  $\text{SrTiO}_3$ . The coefficients of the concentration dependence of the dielectric constant and the unit cell volume were determined from measurements on single crystals of pure and 10% Ba-doped  $\text{SrTiO}_3$ .

We have also shown on the basis of the theory of relative sublattice shifts in dielectrics<sup>3)</sup> that the usual linear eigenvalue formulation of the inner-field theory for the static dielectric constant is valid for the perovskite lattice ( $\text{SrTiO}_3$ ) only if the oxygen polarizability is identified as the electronic polarizability. The polarizabilities of the other ions are to be identified as total polarizabilities which contain both electronic and ionic contributions.

Using data on the static dielectric constant of  $\text{SrTiO}_3$ <sup>4)</sup> we have computed the electronic O polarizability and total Ti polarizability on the CDC-1604 at the ETH using inner-field relations. The total polarizabilities of Ba and Sr were taken from ROBERTS<sup>5)</sup> and experimental data at six temperatures between  $-77$  and  $146^\circ\text{C}$  were analyzed. It was found that as the temperature is lowered the Ti polarizability decreases and the O polarizability increases.

This behavior of the electronic O polarizability corresponds to the observed negative temperature coefficient of the refractive index in paraelectric  $\text{SrTiO}_3$ . Evidently, the role of the temperature dependence of the O polarizability for the onset of ferroelectricity in crystals such as  $\text{BaTiO}_3$  may not be neglected as previous inner-field treatments (e.g., by SLATER<sup>6)</sup>) have done.

### References

- 1) H. GRÄNICHER, *Helv. phys. Acta* **35**, 532 (1962).
- 2) O. JAKITS and H. GRÄNICHER, *Nuovo Cimento* **11**, 480 (1954).
- 3) Y. TAKAGI, *Proc. Int. Conf. Theo. Phys., Kyoto and Tokyo*, Sept. 1953, p. 824 f.
- 4) D. ITSCHNER und H. GRÄNICHER, *Helv. phys. Acta* **37**, 624 (1964); M. MORENO und H. GRÄNICHER, *Helv. phys. Acta* **37**, 625 (1964).
- 5) S. ROBERTS, *Phys. Rev.* **81**, 865 (1951).
- 6) J. SLATER, *Phys. Rev.* **78**, 748 (1950).

\*) Independently, BOSMAN and HAVINGA (*Phys. Rev.* **129**, 1593 (1963)) have published analogous equations which contain macroscopic polarizabilities and their derivatives. However, our equations are valid for a general set of Lorentz inner-field factors and involve microscopic polarizabilities.

## Reflexionsmessungen an seltenen Erden und Erdalkalimetallen

VON W. E. MÜLLER

(IBM Forschungslaboratorium Zürich-Rüschlikon)

Eine ausführliche Publikation erscheint in *Physics Letters*.

**Response of Si and GaP p-n Junctions to a 5 to 40 keV Electron Beam**

von W. CZAJA

(Institut für angewandte Physik der Universität Basel\*)

Es wird über eine aus dem «Scanning Electron Beam-Verfahren» zur Sichtbarmachung von Gitterbaufehlern (Versetzungen, Stapelfehler, etc.) in Halbleitern entwickelte quantitative Messmethode berichtet. Die Experimente zeigen unter anderem, dass: 1. der von den primären Elektronen erzeugte «Photostrom» auch dann mit Berechnungen gut übereinstimmt, wenn die Primärelektronen bereits vor Erreichen der Raumladungszone zur Ruhe kommen, die Ladungssammlung also wesentlich durch Diffusion erfolgt; 2. in der diffundierten Frontzone von Si p-n Übergängen eine mit dem Abstand von der Oberfläche variierenden Lebensdauer der Minoritätsladungsträger angenommen werden muss; 3. der Rekombinationsquerschnitt einzelner Stufenversetzungen bestimmbar ist.

\*) Diese Arbeit wurde bei den Bell Telephone Laboratories Inc., Murray Hill, N.J., USA ausgeführt.

**Supraleitung der Zirconium-Isotope**

von E. BUCHER und J. MÜLLER

(Institut de physique expérimentale de l'Université de Genève)

J. L. OLSEN und C. PALMY

(Institut für kalorische Apparate und Kältetechnik der ETH)

Untersuchungen der Massenabhängigkeit der Sprungtemperatur  $T_c$  der Zirconium-Isotope mit den Massen 90, 92, 94 und des natürlichen Zr (91,2) ergaben im Ausdruck  $T_c \propto M^{-\alpha}$  ein  $\alpha = 0 \pm 0,05$ , was einem verschwindenden Isotopeneffekt entspricht. Damit wird zunächst eine von uns früher aufgestellte empirische Aussage zwischen Isotopeneffekt, Druckeffekt<sup>1)</sup> und  $T_c$  bestätigt. Im Hinblick auf die Mechanismen der Supraleitung bietet dieses Ergebnis die Möglichkeit, den Anteil der attraktiven Elektron-Phonon-Wechselwirkung von der repulsiven Elektron-Elektron-Wechselwirkung zu trennen<sup>2)3)</sup>.

*References*

- 1) J. L. OLSEN, E. BUCHER, M. LEVY, J. MÜLLER, E. CORENZWIT, and T. GEBALLE, Rev. Modern Phys. 36, 168 (1964).
- 2) E. BUCHER, F. HEINIGER, J. MÜLLER and J. L. OLSEN, Proc. 9th Conf. on Low Temp. Phys., Columbus, Ohio, 1964. Plenum Press, New York, in press.
- 3) J. W. GARLAND, Phys. Rev. Letters 11, 114 (1963).

**Messung des Faraday-Effektes in Feldern bis 2 MOe**

von F. HERLACH, H. KNOEPFEL, R. LUPPI und J. VAN MONTFOORT

(Laboratorio Gas Ionizzati, Frascati (Roma), Italien)

Zur Erzeugung von Magnetfeldern im Gebiet einiger Megaoerstedt verwenden wir das Prinzip der Feldfluss-Kompression mit Hilfe von Sprengstoff<sup>1)</sup> (z. B. Implosion eines Metallzylinders, der den Fluss einschliesst).

Als erste, einfache Anwendung dieser Technik auf Experimente in hohen Magnetfeldern haben wir den Faraday-Effekt in Kronglas mit der 4358 Å-Quecksilberlinie gemessen. Während der Implosion registriert ein Photomultiplier mehrere Rotationen der Polarisationssebene. Innerhalb der Messgenauigkeit ist der Effekt linear bis zum maximal registrierten Feld von 2 MOe.

Eine ausführliche Arbeit wird in den Proceedings of the «Conference on Megagauss Magnetic Field Generation by Explosives and Related Experiments» (September 21 + 23, 1965) erscheinen.

#### *Literatur*

1) F. HERLACH und H. KNOEPFEL, erscheint demnächst in der Rev. of Sci. Instr.

### **La description formelle des processus de relaxation élastique anisotropes et son application à l'étude des défauts cristallins par le frottement interne**

par J. ZAHND

(Laboratoire de Génie Atomique, EPUL)

La formulation différentielle locale de la thermodynamique d'un milieu élastique permet d'exprimer sous forme tensorielle le frottement interne dû aux effets thermoélastique ou à un processus de relaxation élastique. De tels processus sont produits par certains défauts de structure des réseaux cristallins, et l'étude de l'anisotropie du frottement interne apporte une contribution à l'étude de ces défauts. L'auteur examine quelques cas particuliers.

### **Utilisation d'un modèle mathématique pour l'étude de la dynamique d'un réseau cristallin appliquée à chaque atome**

par J.-P. VUILLE

(Laboratoire de Génie Atomique de l'EPUL)

On introduit dans une calculatrice électronique à grande capacité l'ensemble des équations qui régissent la dynamique d'un réseau d'atomes (calcul à 2 dimensions, en se donnant un potentiel du type Born-Meyer). Au départ, tous les atomes occupent les nœuds du réseau; ils sont tous immobiles, à l'exception d'un seul auquel on donne une vitesse déterminée (correspondant par exemple à l'effet d'un bombardement aux neutrons). En remplaçant les équations différentielles de la dynamique par des équations aux différences finies, on détermine pas à pas les changements de configuration du réseau (position et vitesse des atomes).

### **The Low-Temperature Dielectric Behavior of Polar Ions in Alkali Halides**

by W. N. LAWLESS

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Recently it has been observed that the substitution of polar ions (e.g., OH<sup>-</sup>, CN<sup>-</sup>) for halide ions in an alkali halide lattice causes a maximum of the dielectric constant,  $\epsilon$ , at low temperatures (Phys. Rev. Letters 13, 543 (1964); Bull. Am. Phys. Soc. 10, 348 (1965)). The increase of  $\epsilon$  with decreasing temperature seems to follow

a Curie law, and it has been suggested by BROUT (Phys. Rev. Letters 14, 175 (1965)) that the drop of  $\epsilon$  below  $T_{max}$  is due to local antiparallel ordering of the dipoles. We have studied this behavior along the lines of the Fröhlich theory based on a two-dipole cluster model. The dissolved polar ions were treated as rigid point dipoles which could occupy the anion sites in an alkali halide lattice, and it was assumed that these dipoles could only be oriented along the (100) crystal axes. The dipole interaction energies were included in the Boltzman factor and a Gaussian pair-correlation function was used to describe the spatial distribution of the two dipoles. Based on such a model, one finds that a maximum of  $\epsilon$  is due to a competition between the usual  $T^{-1}$  orientational polarizability of the dipoles and a local antiparallel ordering of the two dipoles. Machine calculations of a dipole-ordering parameter, which appears in the treatment of the two-dipole cluster, were performed on the CDC-1604 at the ETH for the case of dipoles dissolved in KCl. All parallel and antiparallel orientations of the two dipoles were averaged over the  $\text{Cl}^-$  sites within a sphere with a radius of two correlation lengths. It was found that for this lattice an antiparallel ordering of the two dipoles is favored at low temperatures. These calculations confirm the suggestion by Brout of local antiparallel ordering. The experimental data of KÄNZIG, HART, and ROBERTS for a KCl crystal containing  $36 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3} \text{ OH}^-$  ions were analyzed for this dipole-ordering parameter and compared with the computed data. This comparison yielded a value of  $0.8 \times 10^{-18} \text{ cgs}$  for the effective dipole moment used to describe the interaction energies between two  $\text{OH}^-$  ions dissolved in a KCl lattice.

## Kernphysik

### Etude d'un scintillateur à He liquide à collection de lumière améliorée

par J. PIFFARETTI, J. ROSSEL et J. WEBER

(Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel)

L'étude théorique de la collection de lumière pour les scintillateurs nécessitant un convertisseur de longueur d'onde déposé en surface a été confirmé expérimentalement, d'abord sur un liquide scintillateur simulateur à température normale, ensuite sur l'He liquide à 4°K. Il apparaît que la meilleure uniformité de collection est obtenue dans un scintillateur de forme isoangulaire: cette forme est telle que la fenêtre de sortie du scintillateur sous-tend un angle solide égal pour tout point de la surface émettrice. De plus, la fenêtre doit être recouverte d'une couche mince de convertisseur dont l'épaisseur peut être optimisée.

Avec un tel scintillateur à He liquide à bulbe de pyrex (épaisseur du convertisseur: 5 à 10  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  et 200  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  de *p*-quaterphenyl déposé sur la fenêtre et l'enveloppe respectivement) il a été possible de détecter des neutrons de 3 à 19 MeV, et d'obtenir dans de bonnes conditions les spectres de temps de vol correspondant à la diffusion sous un angle de 120° CM. Quelques améliorations prévues du dispositif utilisé devraient permettre d'abaisser le seuil de détection des neutrons au-dessous de 2 MeV.

D'autre part, il a été constaté que la réponse du scintillateur liquide aux particules  $\alpha$  (ThC et C' et noyaux He de recul) n'est pas linéaire pour des énergies inférieures à 5 MeV environ, contrairement aux résultats déjà connus pour He gazeux.

### **Cible gazeuse refroidie pour accélérateur de particules**

par R. HOFMANN et Y. RUEDIN

(Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel)

La cible gazeuse refroidie par jet d'hydrogène permet une mesure exacte du courant intégré et l'utilisation de gaz rares et coûteux ( $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ , etc.). Ce dispositif admet des courants de particules incidentes, dans notre cas des deutons de 2 à 3 MeV en particulier, dix à vingt fois supérieurs aux courants normalement tolérables pour des fenêtres de nickel de  $1,27 \mu$  d'épaisseur. Les fenêtres de la cible supportent sans dommage des charges supérieures à 1 Coulomb, sous un courant moyen de  $8 \mu\text{A}$  pour des deutons de 3 MeV avec un straggling total de 13 keV. Pour un fonctionnement permanent limité à quelques heures, le courant dépasse  $20 \mu\text{A}$ . Une description complète du système est prévue dans une publication ultérieure.

### **$\text{Li}^6(d, \alpha)\alpha$ -Reaktion mit polarisierten Deuteronen**

VON H. BÜRGISSER, E. BAUMGARTNER, R. BENENSON, P. HUBER, G. MICHEL, F. SEILER und  
H. R. STRIEBEL

(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Mit der Basler Quelle wurde die  $\text{Li}^6(d, \alpha)\alpha$ -Reaktion bei 600 keV Deuteronenenergie untersucht. Gleichzeitig erfolgte die Messung der Winkelverteilung der Neutronen aus der  $T(d, n)\text{He}^4$ -Reaktion in der Nähe der Resonanzenergie. Daraus kann der Polarisationszustand des  $\text{D}^+$ -Strahles, sowie die Spinausrichtungsachse bestimmt werden.

Für drei Spinrichtungen wurde jeweils die Grösse

$$\left\{ \text{const.} \frac{\sigma_{pol}}{\sigma_{unp}} \right\}$$

unter verschiedenen Winkeln  $\vartheta$  gemessen

$$\cos \vartheta = \frac{(\mathbf{k}_d, \mathbf{k}_\alpha)}{|\mathbf{k}_d| |\mathbf{k}_\alpha|}.$$

Daraus lassen sich die Empfindlichkeiten der Reaktion auf Tensorpolarisation berechnen. Innerhalb der Fehlerschranken ergeben sich Werte, die mit der Annahme einer S-Wellenresonanz mit dem Zwischenkernzustand  $2^+$  übereinstimmen. Für die Empfindlichkeit der Reaktion auf Vektorpolarisation lässt sich auf Grund der provisorischen Auswertung eine obere Grenze von ca. 5% angeben.

**Änderung des Polarisationszustandes eines D-Atomstrahles durch HF-Übergänge**

VON P. HUBER, H. RUDIN, E. STEINER und H. R. STRIEBEL

(Physikalisches Institut der Universität Basel)

In einem Deuterium-Atomstrahl, bestehend aus den drei Hyperfeinkomponenten mit Hüllenspin  $+1/2$  wurden Übergänge vom Zustand  $(m_I = -1; m_J = +1/2)$  nach  $(m_I = 0; m_J = -1/2)$  und von  $(m_I = 0; m_J = +1/2)$  nach  $(m_I = +1; m_J = -1/2)$  induziert<sup>1)</sup>. Die eingestrahlte Frequenz betrug 430 MHz. Daraus ergeben sich für die beiden Übergänge stationäre Magnetfelder von 150 bzw. 70 Gauss. Nach Ionisation des Atomstrahles in einem Magnetfeld von 400 Gauss ergab sich eine Tensorpolarisation der Deuteronen von  $P_{33} = -0,83 \pm 0,03$  bzw.  $P_{33} = +0,75 \pm 0,05$ . Als Analysator für die Tensorpolarisation diente die  $T(d, n)^4\text{He}$ -Reaktion.

*Literatur*

<sup>1)</sup> A. ABRAGAM, J. M. WINTER, Phys. Rev. Letters 1, 375 (1958).

**Protoneneinfang durch Deuterium**

VON W. WÖFLI, R. MÜLLER, R. BÖSCH, J. LANG und P. MARMIER

(Laboratorium für Kernphysik der ETH)

Der Einfang von Protonen durch Deuterium wurde durch Messung des totalen Wirkungsquerschnittes zwischen 2 und 12 MeV und Bestimmung der Winkelverteilung der emittierten Gammaquanten im unteren Energiebereich untersucht. Mit Hilfe der «detailed balance»-Formel kann ein Teil der Resultate mit den experimentellen Daten des Kernphotoeffektes an  $\text{H}^3$  und  $\text{He}^3$  verglichen werden; die Übereinstimmung ist befriedigend. Eine theoretische Interpretation der vorliegenden Experimente ist möglich, falls für den Grundzustand des Dreinukleonensystems die zur Beschreibung des Kernphotoeffektes an  $\text{H}^3$  gewählte Wellenfunktion verwendet wird.

**Kernphotoeffekt an  $\text{H}^3$** 

VON R. BÖSCH, J. LANG, R. MÜLLER und W. WÖFLI

(Laboratorium für Kernphysik der ETH)

Mit monochromatischen Gammastrahlen wurde der totale Wirkungsquerschnitt und die Winkelverteilung der Photoneutronen der Reaktion  $\text{H}^3(\gamma, n)\text{H}^2$  gemessen. Die Resultate dieser und anderer Experimente (z. B. Elektronenstreuung) gestatten es, Rückschlüsse auf die Wellenfunktion der untersuchten Kerne zu ziehen. Es erweist sich als notwendig, den Grundzustand der 3-Körperkerne mit der Beimischung eines Anteils zu beschreiben, dessen Eigenfunktionen nicht symmetrisch in den Ortskoordinaten aller 3 Nukleonen ist ( $S'$ -Zustand). Mit dem von GUNN und IRVING vorgeschlagenen Ansatz für die Ortsfunktion und einer Beimischung von 0,5% für den  $S'$ -Zustand lassen sich die experimentellen Daten gut erklären.



### Eine direkte Bestimmung einer kurzen Lebensdauer ( $\approx 10^{-20}$ sec) durch Messung der Nahstreuung

VON P. LANG, R. MÜLLER, W. WÖFLI, R. BÖSCH und P. MARMIER

(Laboratorium für Kernphysik der ETH)

Werden bei der Reaktion  $C^{12}(d, p n)C^{12}$  die Neutronen- und Protonenenergien gleichzeitig gemessen, so sind bei Direktprozessen eine kontinuierliche Verteilung längs einer kinematisch bedingten Kurve, bei zweistufig verlaufenden Reaktionen hingegen scharfe Linien, entsprechend den angeregten Zuständen der Zwischenkerne, zu erwarten. Im zweiten Fall kann das zuerst emittierte Teilchen vom nachfolgenden eingeholt werden, was zu einer Streuung in der Nähe des Restkerns führen kann; sie äussert sich, sofern die Detektoren in gleicher Richtung aufgestellt werden, in den Energiespektren als sich an die Linie anschliessende, kastenförmige Verteilung. Für die Liniengruppe bei 3,5 MeV in  $N^{13}$  wurde die Intensität dieser Nahstreuung bei einer Deuteronenenergie von 5,4 MeV bestimmt und daraus eine Lebensdauer von  $(0,6 \pm_{0,2}^{0,3}) \cdot 10^{-20}$  sec ermittelt.

### Messung des totalen Wirkungsquerschnittes von Neutronen im Energiebereich 0,01 bis 10 eV an Dysprosium, Lutetium und Iridium

VON J. BRUNNER und F. WIDDER

(Eidg. Institut für Reaktorforschung, Würenlingen)

Mit dem Flugzeitspektrometer mit mechanischem Chopper am EIR wurden die Messungen des totalen Wirkungsquerschnittes an Dy und Lu im Energiebereich 0,01 bis 10 eV abgeschlossen. Als Proben wurden die Oxyde, für Dy auch das Metall verwendet. Einige Korrekturen, die an den Messergebnissen anzubringen sind, werden diskutiert. Die Resultate werden mit früheren Messungen verglichen. Für Ir können vorläufige Resultate angegeben werden.

### Etude expérimentale des réactions $C^{12}(n, n') 3\alpha$ à 14,1 MeV

par G.-A. GRIN, B. VAUCHER, C. JOSEPH, J.-C. ALDER et J.-F. LOUDE

(Laboratoire de recherches nucléaires de l'EPUL, Lausanne)

En plus des diffusions élastique et inélastique, d'autres réactions sont possibles qui, lors de l'interaction de neutrons de 14 MeV avec le carbone 12, libèrent finalement, par un mécanisme ou un autre, un neutron; toutes ces réactions aboutissent en fait au même état final,  $3\alpha + n$ , qui est aussi celui qui résulte de la diffusion inélastique sur les niveaux  $Q = -7,66$ ;  $-9,63$ ;  $-10,1$  (?);  $-10,84$ ;  $-11,1$  (?);  $-11,82$  MeV de  $C^{12*}$ .

L'étude expérimentale dont le principe et les premiers résultats sont donnés ici constitue une suite et une extension des mesures qui ont été faites des sections efficaces différentielles de la diffusion inélastique de neutrons de 14,1 MeV par le carbone (graphite)<sup>1</sup>). Elle a pour but, d'une part, de déterminer avec une précision

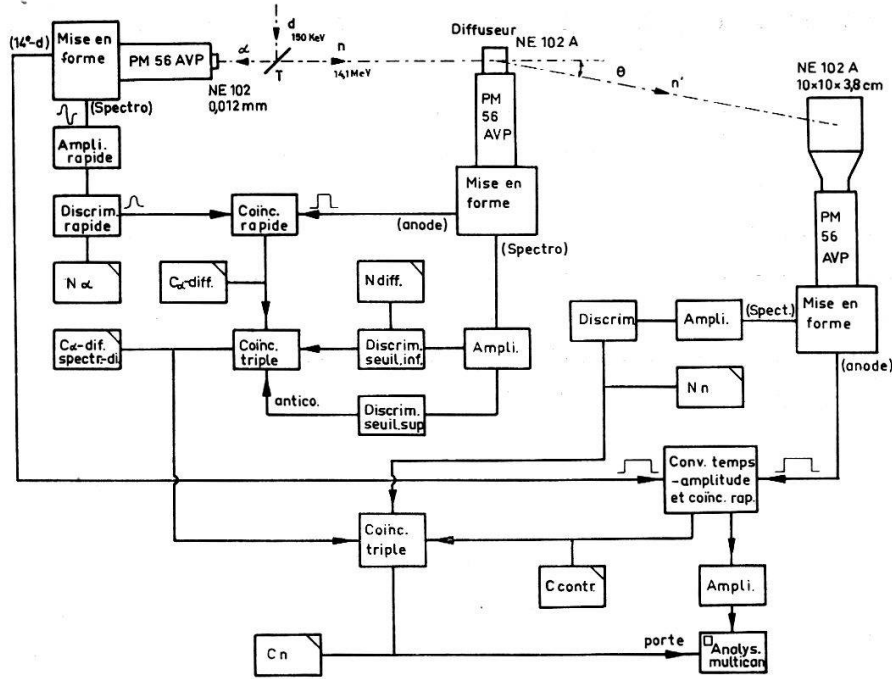


Fig. 1

améliorée les sections efficaces différentielles de la diffusion inélastique laissant le noyau résiduel dans les états excités  $Q = -7,66$  (pour les angles moyens et arrière du moins);  $-9,63$ ;  $-10,84$ ; éventuellement  $-10,1$  (niveau large);  $-11,82$  MeV. Elle devrait permettre, par ailleurs, d'examiner le groupe étendu - en énergie - de neutrons qui peut résulter de toutes les réactions  $C^{12}(n, n'3\alpha)$  ne faisant pas intervenir des niveaux de  $C^{12*}$  et de la diffusion sur le niveau - hypothétique? -  $Q = -10,1$  MeV, dont la largeur serait de 2 MeV.

La méthode est nouvelle: les spectres d'énergie des neutrons résultant de l'interaction de neutrons, produits par la réaction  $(d, T)$ , avec les noyaux de carbone d'un scintillateur organique (plastique) sont mesurés par une technique de temps de vol, sous différents angles, l'enregistrement d'un événement n'étant réalisé que si l'événement

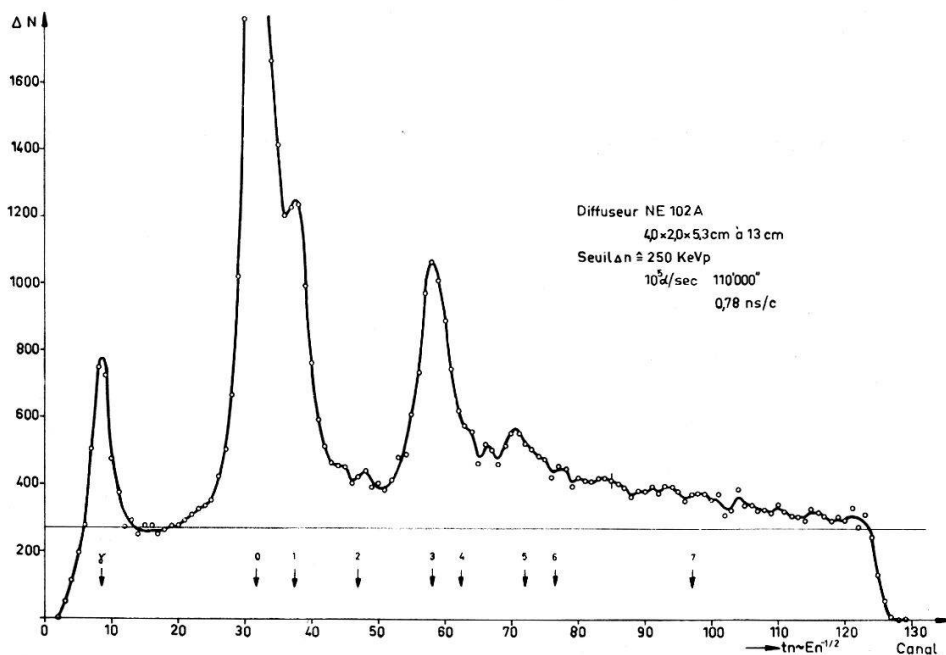


Fig. 2 Spectre de temps de vol,  $90^\circ$ , 100 cm

ment associé (noyau  $C^{12}$  de recul ou  $3\alpha$ ) produit dans le diffuseur scintillant est simultanément détecté, après une éventuelle sélection spectrométrique.

La diffusion élastique sur les noyaux d'hydrogène du diffuseur est discriminée, par la spectrométrie d'amplitude sur le diffuseur pour les angles compris entre  $25^\circ$  et  $90^\circ$ ; par la spectrométrie de temps de vol pour les petits angles.

Le grand avantage de la méthode, outre la possibilité de détection sélective des événements associés sur le diffuseur scintillant, réside dans une diminution notable du taux de coïncidences fortuites, relativement au montage classique (diffuseur non scintillant, graphite), réduction qui peut atteindre un facteur dix.

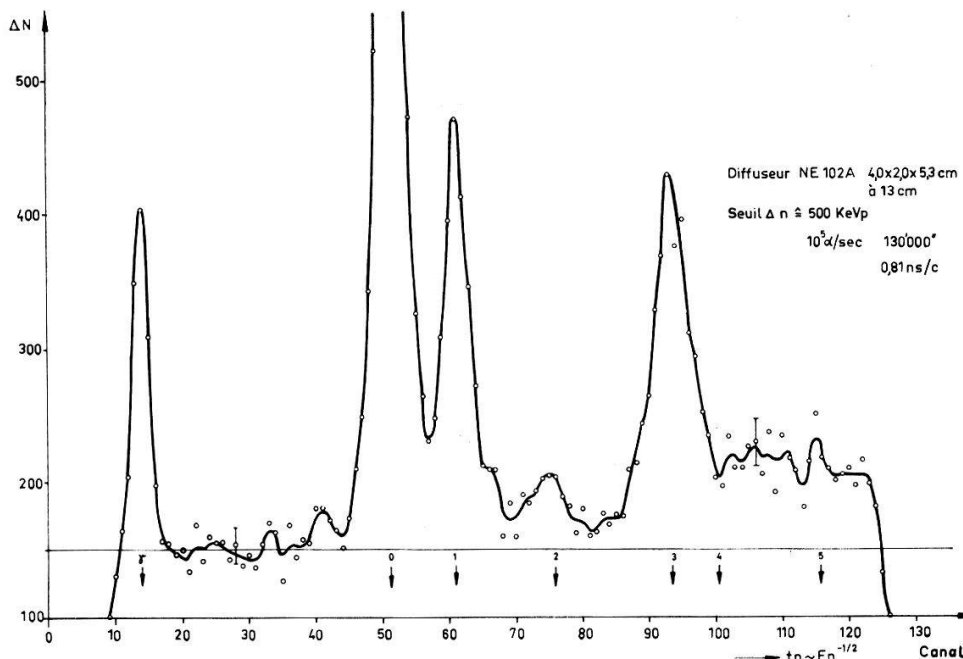


Fig. 3 Spectre de temps de vol,  $90^\circ$ , 169 cm

Le schéma de principe, simplifié, de l'expérience est donné par la figure 1. Le spectromètre de temps de vol, avec détection de la particule  $\alpha$  associée à la réaction de production des neutrons, a déjà été décrit; il comporte notamment un circuit de conversion temps-amplitude à trois diodes<sup>2)</sup>.

Une première série de mesures a été faite, à l'aide d'un détecteur de neutrons NE213  $\varnothing 2'' \times 2''$  équipé d'un système de discrimination de forme  $\gamma$ - $n$ . Les figures 2 et 3 représentent deux spectres de temps de vol relevés, à  $90^\circ$ , pour deux distances de vol différentes, sans élimination des événements associés de plus faible amplitude sur le diffuseur ( $C^{12}$ ); ils mettent en évidence l'excitation des niveaux 2 ( $-7,66$  MeV), 3 ( $-9,63$  MeV) et 5 ( $-10,84$  MeV), la présence du groupe étendu de neutrons, et la détection des noyaux  $C^{12}$  de recul (avec une efficacité de  $\sim 100\%$ ).

Ce travail entre dans le cadre d'un programme de recherches subventionné par le Fonds National suisse de la recherche scientifique.

#### Bibliographie

- 1) C. JOSEPH, G.-A. GRIN, J.-C. ALDER, B. VAUCHER et J.-F. LOUDE, Les résultats définitifs seront publiés sous peu.
- 2) G.-A. GRIN et C. JOSEPH, Nuclear Instruments and Methods 24, 331 (1963).

**Elastische Streuung von  $O^{16}$  an  $O^{18}$** 

von A. GOBBI, U. MATTER, G. THIEVANT

(Laboratorium für Kernphysik der ETH)

Im Energiebereich von  $E_C = 8 - 16$  MeV, d. h. in der Nähe der Coulomb-Barriere wurde der elastische Streuquerschnitt von  $O^{16}$  an  $O^{18}$  gemessen. Die Abweichung von der Rutherford-Streuung setzt bei den Anregungsfunktionen wie bei den Winkelverteilungen 3,2 fermis vor dem Kern-Berührungsabstand ein. Bei der  $O^{16}$ - $O^{16}$ -Streuung liegt dieser Einsatzpunkt nur 2,2 fermis vor dem Berührungsabstand.

**Diffusion inélastique de neutrons de 14,1 MeV sur l'azote 14**

par B. VAUCHER, J.-C. ALDER, C. JOSEPH, G. A. GRIN et A. HENCHOZ

(Laboratoire de recherches nucléaires de l'EPUL)

Le spectre d'énergie des neutrons de 14,1 MeV de la réaction  $d-T$  diffusés élastiquement et inélastiquement sur l'azote 14 sous l'angle de  $40^\circ$  est relevé à l'aide d'un spectromètre par temps de vol avec détection de la particule associée. Les mesures sont exécutées avec un diffuseur d'azote liquide de  $3 \times 9 \times 5$  cm contenu dans un récipient de styrofoam dont les parois ont 3 cm d'épaisseur. Les neutrons diffusés sont détectés, après un parcours de 3 m 50, par les protons de recul d'énergie supérieure à 3 MeV dans un scintillateur NE 102 de  $10 \times 10 \times 4$  cm. Dans ces conditions, la résolution du spectromètre mesurée par la largeur à mi-hauteur d'un pic de vol direct est de 1,4 nsec. La dispersion angulaire maximum est de  $\pm 6^\circ$ . L'efficacité du détecteur en fonction de l'énergie des neutrons incidents a été déterminée lors d'une expérience complémentaire.

Deux mesures ont été faites, une avec le diffuseur d'azote et une avec son récipient vide. La figure 1 montre le spectre de temps de vol obtenu après soustraction.

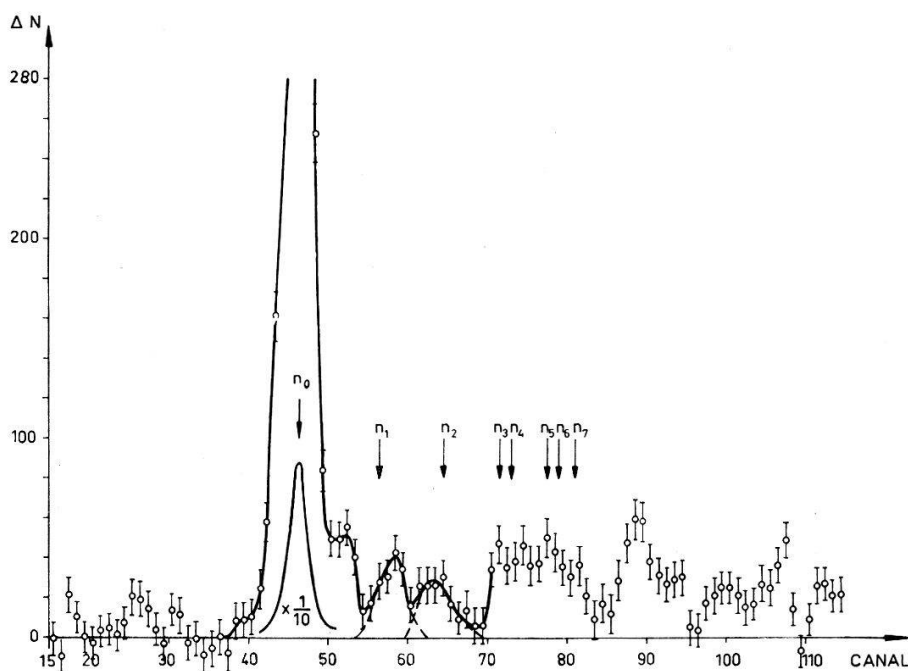


Fig. 1

Spectre de temps de vol des neutrons de 14,1 MeV diffusés par l'azote 14. L'échelle du temps est de 0,675 nsec par canal et croît avec le numéro du canal.

Une première estimation des sections efficaces différentielles de diffusion sur les niveaux  $Q = 0$ ,  $Q = -2,312$  MeV,  $Q = -3,945$  MeV, a été faite sans correction d'absorption et de diffusion multiple. Les résultats obtenus sont donnés, joints à ceux déjà connus, dans le tableau suivant:

Diffusion élastique et inélastique de neutrons de 14,1 MeV sur l'azote 14  
 $\theta_{lab} = 40^\circ$

	BOBYR, GRONA, STRIZHAK Soviet. phys. JETP 14; 1 (1962); 2 (1962)	BAUER, ANDERSON, CHRISTENSEN Nuclear phys. 47 (1963)	Auteurs
$Q = 0$ MeV	$90 \pm 4$ mb/st	$\sim 80$	$90 \pm 7$
$Q = -2,312$	$23 \pm 4$	$< 0.8$	$4,4 \pm 1,1$
$Q = -3,95$	—	$\sim 2,7$	$3,7 \pm 1$

La section efficace de diffusion élastique concorde avec les autres résultats. Bauer et ses collaborateurs ont fait une correction de diffusion multiple (estimée à 10–15%) que ni Bobyr ni nous n'avons faite. La valeur obtenue pour le niveau  $Q = -3,945$  MeV est proche de celle obtenue par Bauer. Les trois valeurs correspondant au niveau  $Q = -2,312$  MeV sont divergentes. La valeur donnée par Bobyr semble peu probable: si la section efficace était aussi grande, à plus forte raison aurions nous dû le mettre en évidence dans notre spectre de temps de vol. Bauer obtient une valeur beaucoup plus petite que nous. Le temps de résolution de son spectromètre était plus grand que le nôtre ( $> 3$  nsec) pour une distance de vol plus courte que la nôtre; il est possible, dans ces conditions, que le premier niveau disparaisse sous la base du pic élastique.

Cette mesure est la première d'une série dont le but est de déterminer la distribution angulaire de la diffusion inélastique sur les premiers niveaux de l'azote 14 et elle entre dans le cadre d'un travail de recherche subventionné par le Fonds National suisse de la recherche scientifique.

**« Unique » first forbidden  $\beta$ -transition and  $\beta$ - $\gamma$  directional correlation in the decay of  $^{166}\text{Ho}$**

by L. GRENACS and R. HESS

(Laboratory for High Energy Physics, ETH, Zürich)

Several measurements of allowed  $\beta$ -transitions were made in order to see if the shape-factor, besides of «normal» terms (higher forbidden and weak magnetism contributions), is in agreement with the theory of the  $\beta$ -decay. The deviation of the shape-factor of the allowed transitions seems not yet clarified. Several groups found that the shape-factor of allowed transitions fits the «statistical» one, and, they claim that any deviation may be explained by the above mentioned contributions. However, other workers report deviations which cannot be explained by taking into account these «normal» contributions only. Deviations were also reported in the shape-factor of «unique» first forbidden spectra, but the results of different authors are not in agreement. None of these deviations has yet been explained in detail (see general ref.<sup>1</sup>).

When a «unique» first forbidden  $\beta$ -transition is followed by a  $\gamma$ -ray, beside of the shape-factor, other observables are available such as the  $\beta$ - $\gamma$  correlations. Hence

new informations can be obtained: deviation from the «unique» anisotropy coefficient and from the normal angular dependence. In this purpose we investigated the decay of  $^{166}\text{Ho}^2$ ). The energy dependence of the  $\beta$ - $\gamma$  directional correlation was measured in a metallic Ho source [evaporated on Al baking ( $0,25 \text{ mg/cm}^2$ ) of  $0,7 \text{ mg/cm}^2$  thickness], using a «fast-slow» coincidence set-up. The energy of the  $\beta$ -rays was analysed in a  $4 \times 100$ -channel pulse-height selector, calibrated with the aid of the conversion lines of  $^{137}\text{Cs}$  and  $^{207}\text{Bi}$ . The activity of the sources was limited to avoid pile-up in the selector. The various corrections were carefully studied. We must remember that this correlation is perturbed, but for this metallic source, the attenuation coefficient  $G_2$  is not a function of the  $\beta$ -ray energy<sup>3</sup>).

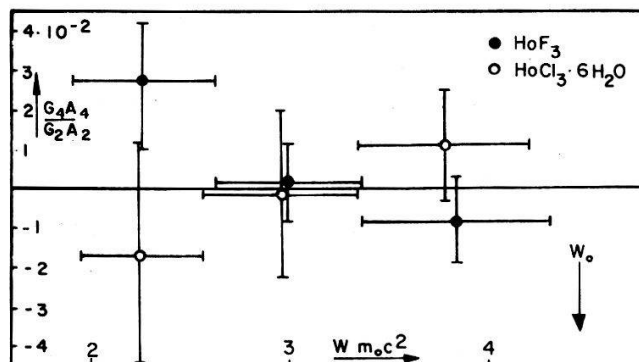
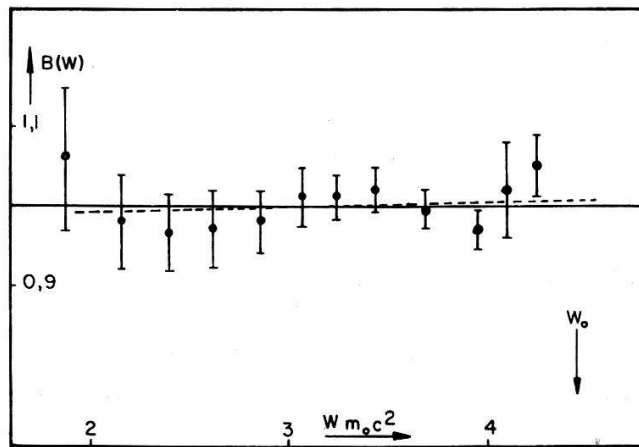
From the measurement of the coincidence rate at  $\theta=90^\circ$  and  $\theta=180^\circ$ , we deduced the value of  $G_2 \cdot A_{2exp}(W)$ , admitting that the directional correlation is given by

$$\Omega(W, \theta) = 1 + G_2 \cdot A_{2exp}(W) \cdot P_2(\cos\theta)$$

where  $W$  is the energy of the  $\beta$ -ray. The theoretical expression for  $A_{2th}(W)$  is given by MORITA<sup>4)5)</sup>. To compare  $A_{2exp}$  with  $A_{2th}$ , we have used for the endpoint energy of this  $\beta$ -transition the value  $W_0 = 4,456 \pm 0,012 m_0c^2$ <sup>6)</sup>. The ratio

$$B(W) = \frac{G_2 \cdot A_{2exp}(W) / A_{2th}(W)}{[G_2 \cdot A_{2exp}(W) / A_{2th}(W)]}$$

is shown on fig. 1.  $B(W)$  is constant and equal to the unity if the correlation follows exactly the theoretical expression for a normal «unique» transition. We fitted a straight line  $B(W) = B_0 + \alpha W$  through the experimental points and we found the



The ratio  $B(W)$  and  $R(W)$  vs  $\beta$ -energy.

following values:  $B_0 = 0,986 \pm 0,010$  and  $\alpha = (4 \pm 3) \cdot 10^{-3}$ . As our results for the angular dependence of the correlation in metallic source are not yet available, we give here those obtained with other sources ( $\text{HoCl}_3 \cdot n\text{H}_2\text{O}$  and  $\text{HoF}_3$  polycrystalline powder with grain sizes about 3000 Å). For these sources, the attenuation coefficient  $G_2$  is energy independent, as expected<sup>3)</sup> and the variation of  $B(W)$  is found to be of the same order as in the metallic source. To test the possible existence of a  $P_4(\cos\theta)$  contribution to the angular correlation, we have measured the latter at  $\theta = 90^\circ$ ,  $125,5^\circ$ ,  $140^\circ$  and  $180^\circ$ . The result is shown in fig. 2 where we have plot the ratio

$$R = G_4 \cdot A_{4exp}(W) / G_2 \cdot A_{2exp}(W) .$$

This ratio could be of the order of some percents but its mean value is zero in the energy interval  $2 \leq W \leq W_0$ . For various sources the ratio  $G_4/G_2$  was found to be of the order of unity.<sup>7)</sup> Therefore the measurement give the value of  $A_2/A_4$  in a good approximation.

The  $\beta$ -energy dependence and the angular dependence of the  $\beta$ - $\gamma$  directional correlation show no anomalies in the present «unique»  $\beta$ -transition. However, to conclude about the pure «unique» character of this transition, it would be interesting to know the shape-factor.

#### References

- 1) H. DANIEL et al., Phys. Rev [B] 136, 1240 (1964)
- 2) F. E. CLINE, Nucl. Phys. 30, 154 (1962).
- 3) L. GRENACS et al., submitted to the «Colloquium über -Zerfall», Heidelberg 1965, to be published.
- 4) M. MORITA and R. S. MORITA, Phys. Rev. 129, 2048 (1958).
- 5) C. P. BHALLA and M. E. ROSE, O.R.N.L. 3207 (1961).
- 7) J. M. CORK et al., Phys. Rev. 110, 526 (1963).
- 8) W. KÜNDIG, Helv. phys. Acta 31, 125 (1961); J. VERVIER, J. de Phys. 24, 763 (1963).

### **$\beta$ - $\gamma$ Directional Correlation measurements in the Decay of $^{186}\text{Re}$ and $^{188}\text{Re}$**

by L. GRENACS, R. HESS, F. C. RÖHMER

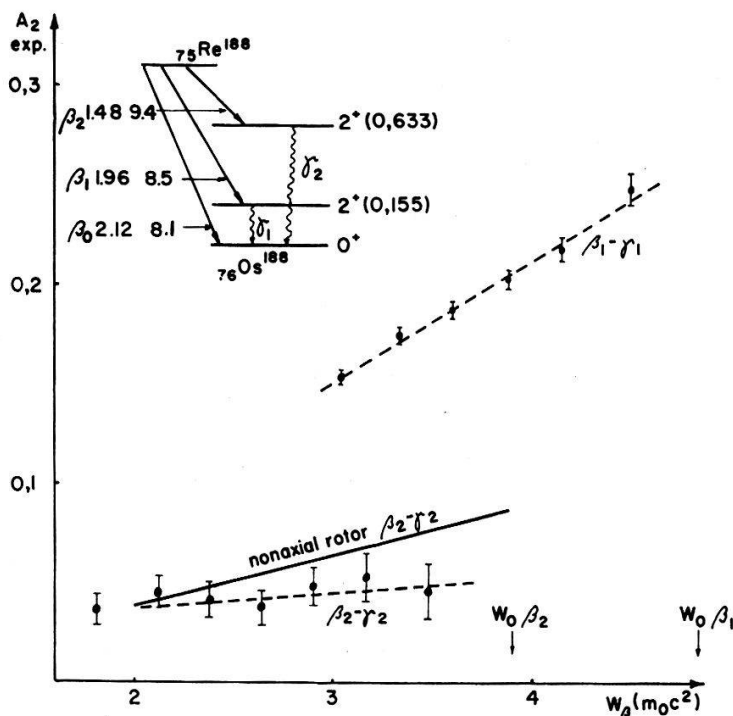
(Laboratory for High Energy Physics, ETH, Zürich)

In a recent work<sup>1)</sup>, we have discussed the predictions of the «Davydov» model<sup>2)</sup> concerning the nuclear matrix elements of the first forbidden  $\beta$ -transitions in the decay of  $^{188}\text{Re}$  leading to the  $2^+$  states of  $^{188}\text{Os}$ . We give now our definitive experimental results for the  $^{188}\text{Re}1^- \beta 2^+ \gamma 0^{+188}\text{Os}$ . A discussion of these results should be published soonly in a more detailed paper.

The energy dependence of the directional correlations was measured in a metallic Re source [evaporated on Al backing ( $2 \text{ mg/cm}^2$ ) of  $0,2 \text{ mg/cm}^2$  thickness], with a fast-slow coincidences set-up. The energy of the  $\beta$ -particles was analyzed in a  $4 \times 100$ -channel pulse-height selector, using a fast linear gate. The selector was calibrated in energy with the aid of the conversion lines of  $^{127}\text{Cs}$  and  $^{207}\text{Bi}$ . Corrections were made for the finite resolution of the beta-detector, finite angular resolution of both detectors, back-scattering of the beta-ray in the scintillator, chance coincidences, small internal Bremsstrahlung-gamma coincidences contribution, scattering in the source and in the air, and for small contributions of other  $\beta$ -transitions<sup>3)</sup>. The directional correlation has the form

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

where  $W$  is the energy of the beta-particle. We deduced the value of  $A_2(W)$  from the measurement of the coincidences rate at  $\theta = 90^\circ$  and  $\theta = 180^\circ$ . Our results for the  $^{188}\text{Re } \beta_1$  ( $W_0 = 1,96 \text{ MeV}$ ) and for the  $^{188}\text{Re } \beta_2$  ( $W_0 = 1,48 \text{ MeV}$ ) are given on the figure.



$1^- \beta 2^+ \gamma O^+$  directional correlation in the decay of  $^{188}\text{Re}$ . The «Davydov» curve is calculated in the ref. 1).

We present also in the table 1, our results for the  $^{186}\text{Re } 1^- \beta_1$  (934 keV)- $2^+ \gamma$  (134 keV)  $O^+ ^{186}\text{Os}$  obtained in the same way.

Table 1

$W(\text{keV})$	455	549	628	719	806	890
$A_2(10^{-2})$	$5,1 \pm 0,2$	$6,6 \pm 0,3$	$7,3 \pm 0,3$	$8,0 \pm 0,4$	$8,7 \pm 0,5$	$9,5 \pm 0,9$

$1^- \beta 2^+ \gamma O^+$  directional correlation in the decay of  $^{186}\text{Re}$ .

References

- 1) L. GRENACS et al., submitted to the «Colloquium über  $\beta$ -Zerfall», Heidelberg 1965, to be published.
- 2) A. S. DAVYDOV and G. F. FILIPPOV, Nucl. Phys. 8, 237 (1958).
- 3) Nuclear Data Sheets.

**Mesure de la corrélation directionnelle  $1^- \beta$  (934 keV)  $2^+ \gamma$  (133 keV)  $O^+$  dans la désintégration du  $\text{Re}^{186}$**

par L. GRENACS et R. HESS

(Laboratorium für Hochenergiephysik der ETH)

La corrélation directionnelle  $1^- \beta$  (934 keV)- $2^+ \gamma$  (133 keV)  $O^+$  dans la désintégration du  $\text{Re}^{186}$  est remesurée<sup>1)</sup>. Les résultats obtenus sont en meilleurs accords avec les prévisions théoriques<sup>2)</sup>.

Bibliographie

- 1) H. DULANEY et al., Phys. Rev. 129, 283 (1963).
- 2) D. BOGDAN, Nucl. Phys. 32, 553 (1962).



### Mise en évidence d'un nouvel état excité dans $\text{Sn}^{116}$

par J. H. BRUNNER, L. GRENACS et R. HESS  
(Laboratorium für Hochenergiephysik der ETH)

Une publication détaillée paraîtra prochainement.

### Etude expérimentale des photomultiplicateurs rapides 56 AVP et 58 AVP du point de vue des caractéristiques temporelles notamment

par J.-P. PERROUD, G.-A. GRIN, J.-F. LOUDE et S. ALIFERIS\*)  
(Laboratoire de recherches nucléaires de l'EPUL, Lausanne)

Un générateur à relais au mercure, fournissant simultanément une impulsion électrique brève, utilisée comme référence temporelle pour les mesures d'intervalles de temps par conversion temps-amplitude, et une impulsion lumineuse a été utilisé comme source de lumière (fig. 1). La forme de l'impulsion lumineuse a été déterminée par une méthode d'échantillonnage<sup>1)</sup>; pour une tension de 900 V sur le relais, le temps

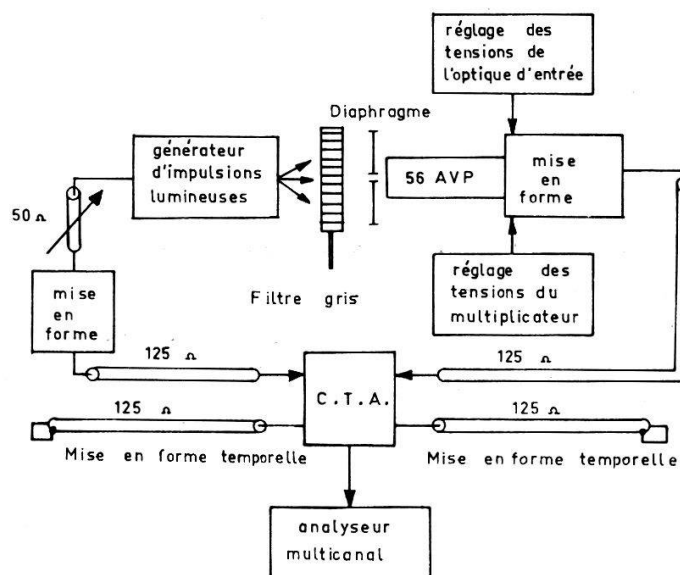


Fig. 1

de montée est de l'ordre de 0,7 ns, et la décroissance, exponentielle, est caractérisée par une constante de temps de  $1,5 \pm 0,1$  ns.

En ce qui concerne l'optique d'entrée du 58 AVP, plusieurs mesures ont été faites; en particulier:

1° Etude de la collection électronique. Pour le tube particulier, no. 609, examiné, la collection optimum, pour un éclairage global quasi uniforme de toute la photocathode, est obtenu pour la répartition des potentiels suivants:

$$V_{F-K} = 0,44 V_{D_1-K} \quad V_{acc-K} = 3,6 V_{D_1-K} \quad V_{D_{éf}-D_1} = 0,028 V_{D_1-K}$$

Avec ces réglages, la collection n'est toutefois pas constante selon le point éclairé sur la photocathode; la baisse sur les bords est appréciable.

2° Ecart centre-bord. Les différences de temps de transit entre électrons ne provenant pas du centre de la photocathode et ceux qui en viennent ont été mesurés (fig. 2), pour une tension de 500 V entre photocathode et première dynode; dans ces

\*) Ce travail entre dans le cadre d'un programme de recherches financé par le Fonds National de la Recherche Scientifique.

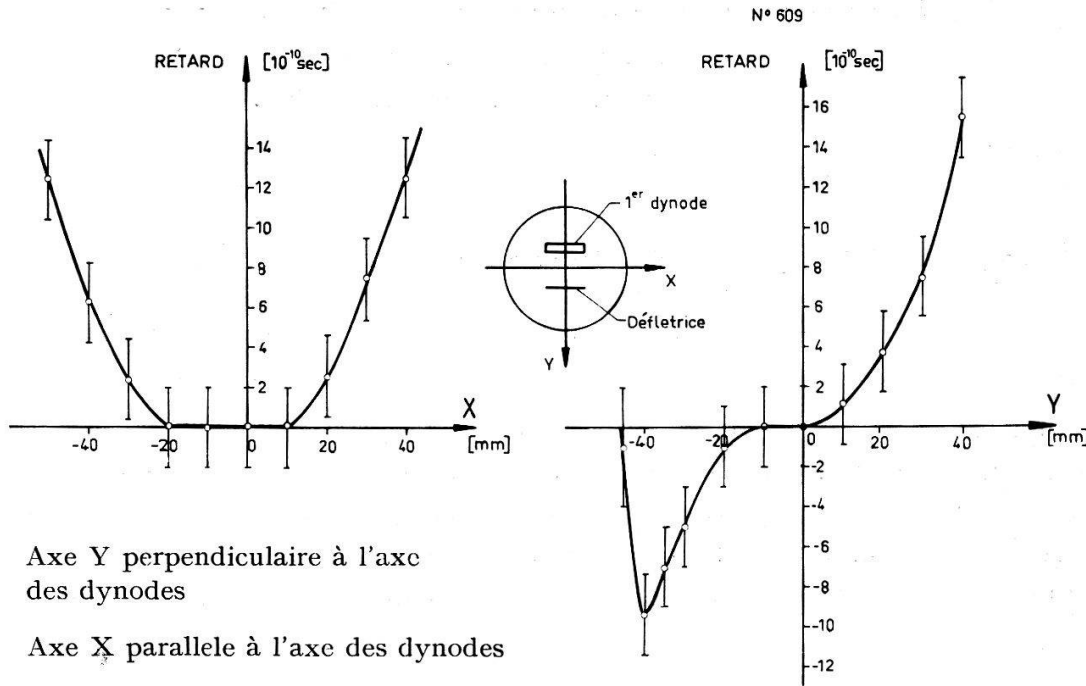


Fig. 2 Ecarts centre-bord pour le PM 58 AVP

conditions, le temps de transit dans l'optique d'entrée est de 15,5 ns; il varie bien comme  $(V_{D_1} - K)^{-1/2}$ .

GATTI et SVELTO<sup>2)</sup> ont calculé la résolution temporelle d'un système composé d'une source lumineuse d'un photomultiplicateur et d'un circuit de mise en forme. Dans notre cas, l'instant déterminant  $t_i$  est celui auquel l'impulsion anodique intégrée du PM atteint un niveau  $V_c$  correspondant à une charge  $C$ , l'impulsion totale délivrant une charge  $R$ ;  $C$  et  $R$  peuvent être exprimées en nombre de photo-électrons.

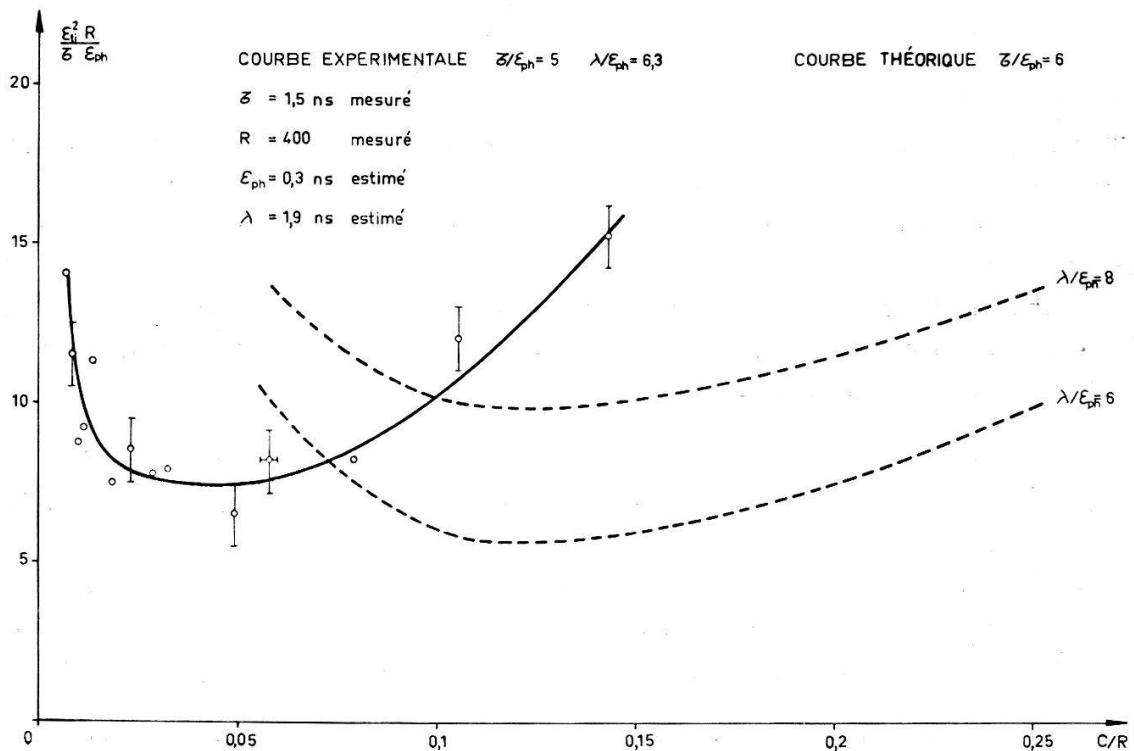


Fig. 3 Résolution temporelle du PM 56 AVP

La théorie de GATTI et SVELTO prévoit, dans sa première version du moins, un minimum de la résolution temporelle  $\varepsilon_{ti}$  (écart-type des fluctuations temporelles) en fonction de  $C/R$ , pour  $R$  fixé. Les mesures ont été effectuées à éclairissement constant, le rapport  $C/R$  étant modifié en agissant sur le gain du multiplicateur (on peut admettre que, dans un domaine limité, cette variation de la tension, et du gain, n'a pas d'effet notable sur les fluctuations de temps). Les paramètres  $\varepsilon_{ph}$  et  $\lambda^2$ ) ont été estimés, le premier grâce à la méthode d'échantillonnage appliquée à une impulsion très brève<sup>1)</sup>, le second en mesurant le retard au déclenchement lorsque  $C/R$  varie: pour le 56 AVP,  $\varepsilon_{ph} = 0,3$  ns,  $\lambda = 1,9$  ns. Les courbes obtenues (voir, par exemple, fig. 3) montrent que  $\varepsilon_{ti}$  présente effectivement un minimum, mais pour une valeur  $C/R$  nettement inférieure à celle que prévoit la théorie. L'ordonnée, par contre, soit la valeur de  $\varepsilon_{ti}$  au minimum, est sensiblement celle qui est prévue.

Pour le 58 AVP, les résultats obtenus sont très semblables. Dans les deux cas, on a bien, approximativement:  $\varepsilon_{ti} \sim R^{-1/2}$ .

Un article plus complet paraîtra prochainement.

#### Bibliographie

<sup>1)</sup> J.-F. LOUDE, G.-A. GRIN, J.-P. PERROUD, article précédent dans ce fascicule, page 341.

<sup>2)</sup> E. GATTI et V. SVELTO, Nucl. Instr. 4, 189 (1959); Nucl. Instr. 30, 213 (1964) (revised theory).

### Proportionalzähler mit Elektroden in Matrixanordnung

VON H. OESCHGER, B. STAUFFER und M. WAHLEN

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Wir entwickeln einen Detektor mit unabhängigen Drahtanoden und -Kathoden. Durch Beobachtung der Impulse an den einzelnen Elektroden erhält man vermehrte Information über den Durchgang ionisierender Teilchen. Weiter werden die Randeffekte reduziert und die Empfindlichkeit gegenüber elektronegativen Verunreinigungen, speziell bei hohen Drucken, herabgesetzt. Als erste Anwendung ist ein Tritiumzähler mit hoher Ausbeute bei niedrigem Nulleffekt im Bau.

### $\beta$ -Mesonen-Teleskop

VON H. OESCHGER und B. STAUFFER

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Bei den  $\mu$ -Mesonen-Teleskopen üblicher Bauart wird die Projektion des Zeitwinkels auf die Ebene senkrecht zu den Zählrohren gemessen. Bei uns ist ein Teleskop in Entwicklung, das bei gutem Winkelaufklärungsvermögen den wirklichen Zenitwinkel zu messen gestattet. Als Detektoren dienen zwei Vieldraht-Plattenzähler, welche im Proportionalbereich betrieben werden. Signale werden an den einzelnen Zähldrähten, sowie an senkrecht zu diesen verlaufenden Kathodenstreifen abgegriffen. Dies gestattet eine Lokalisierung der Ereignisse in der Ebene der beiden Detektoren. Die Daten werden in einem Magnetkernmemory gespeichert.

**Messungen am 191-keV-Übergang von  $^{197}\text{Au}$** 

VON M. GASSER, O. HUBER und L. SCHELLENBERG  
(Institut de Physique de l'Université de Fribourg)

Es wurde versucht, durch Messung des Intensitätsverhältnisses der  $L_I$ ,  $L_{II}$ -Konversionslinien des 191 keV-Übergangs von  $^{197}\text{Au}$ , den Spin des 269 keV-Niveaus zu bestimmen. Nach dem Core particle-Modell<sup>1)</sup> erwartet man den Spin  $3/2^+$ . Die bisherigen Messungen<sup>2)</sup> des  $K$ -Konversionskoeffizienten  $\alpha_k$  des 191-keV-Übergangs erlauben keine eindeutige Spinzuordnung ( $1/2^+$  oder  $3/2^+$ ).

Unsere Messung mit dem doppeltfokussierenden Betaspektrometer<sup>3)</sup> ergab  $L_I/L_{II} = 10,7 \pm 0,5$ . Als Quellenmaterial diente im Reaktor aktiviertes natürliches und angereichertes (65,55%  $^{196}\text{Pt}$ ) Platinmetall. Das störende  $^{199}\text{Au}$  wurde bei der Quellenherstellung durch fraktioniertes Aufdampfen entfernt.

Das gemessene  $L_I/L_{II}$  entspricht nach theoretischen Berechnungen einem praktisch reinen  $MI$ -Übergang [ $MI \rightarrow L_I/L_{II} = 10,6^4$ ] mit höchstens 0,9%  $E0$  ( $L_I$ ) oder 0,6%  $E2$  Beimischung [ $E0 \rightarrow L_I/L_{II} = 58^5$ ];  $E2 \rightarrow L_I/L_{II} = 0,24^4$ ].

Wegen der kleinen Beimischung von  $E0$  oder  $E2$  lässt sich das Multipolaritätsgemisch  $E0/MI$  bzw.  $E2/MI$  und damit der Spin des 269 keV-Niveaus –  $1/2^+$  bzw.  $3/2^+$  – nicht angeben. Das  $L_I/L_{II} = 10,7 \pm 0,5$  entspricht einem  $\alpha_k = 1,01 \pm 0,03$  ( $MI \rightarrow \alpha_k = 0,99^4$ ); dieser Wert ist unvereinbar mit jenen  $\alpha_k$ -Messungen, die grosse  $E0$ -Beimischungen und damit eindeutig den Spin  $1/2^+$  fordern.

Das  $K/L$ -Verhältnis des 191-keV-Übergangs wurde von uns zu  $5,9 \pm 0,2$  gemessen. Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst.

*Literatur*

- 1) A. DE-SHALIT, Phys. Letters 15, 170 (1965).
- 2) Nuclear Data Sheets (1965) 6-4-ix.; A.-J. HAVERFIELD, H. T. EASTERDAY and J. M. HOLLANDER, Nucl. Phys. 64, 379 (1965).
- 3) T. Y. CHEN, O. HUBER, J. KERN, L. SCHELLENBERG, B. WALTHARD und H. WILD, Nucl. Instr. & Meth. 29, 181 (1964).
- 4) M. E. ROSE, Internal Conversion Coefficients (North-Holland Publishing Company, Amsterdam) 1958.
- 5) E. L. CHURCH and J. WENESER, Phys. Rev. 103, 1035 (1956).

**Hochenergiephysik****A Measurement of the  $K_2^0$  Branching Ratios**

by CERN-ETH Group (CERN, Genève)

The ratio of the transition rates into the three most frequent decay modes of the  $K_2^0$  meson:  $\pi\pi\pi$ ,  $\pi\mu\nu$ , and  $\pi e\nu$ , has been measured by observing 440 decays of nearly monochromatic  $K_2^0$ 's inside a magnet cloud chamber. The knowledge of the momentum of the decaying particle and energy-momentum conservation allow an overdetermined fit with one degree of freedom to be performed for the kinematical parameters of each event. Even so, unambiguous identification of the decay mode of each

event is not possible, and 5000 Monte Carlo events have been generated and used to determine the probabilities that an event belonging to one mode will also turn out to be compatible with any other mode. These probabilities have then been used in a maximum likelihood estimate of the  $K_2^0$  branching ratios. The results are in good agreement with the  $|\Delta I| = 1/2$  rule for leptonic decays.

### **$K_0$ Mean Life Measurement**

by CERN-ETH Group (CERN, Genève)

Three samples of  $K_2^0$  decays were obtained in a magnet cloud chamber exposed to a  $45^\circ$  neutral beam from the CERN proton synchrotron. They were taken at three different positions along the beam, at distances of 30, 40 and 50 meters from the internal target and contain 1134, 515 and 171 events respectively. The incoming  $K_2^0$  momentum spectrum has been determined from a sample of  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  decays and the beam intensity monitoring performed by counting the neutron stars produced in the cloud chamber gas.

The final results on the mean life of the  $K_2^0$  will be reported and a comparison made with the prediction of the  $|\Delta I| = 1/2$  rule, using  $K^+$  data.

### **$K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi_0$ Decay**

by CERN-ETH Group (CERN, Genève)

In the samples that were used for a lifetime estimate of the  $K_2^0$ , we have separated by a statistical procedure the pionic from the leptonic decays. A relatively pure sample of  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  has been obtained, allowing a study of the decay spectrum. Details of the analysis and results will be reported.

### **Echange de charge $\pi^- p \rightarrow \pi_0 n$ à haute énergie**

par P. BORGEAUD, C. BRUNETON, P. FALK-VAIRANT, O. GUISAN, J. KIRZ, P. SONDEREGGER et  
A. V. STIRLING

(Laboratoire de physique corpusculaire de haute énergie, Saclay)

B. AMBLARD, C. CAVERZASIO, J. P. GUILLAUD et M. YVERT

(Institut du Radium, Orsay)

Le processus  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$  vers l'avant a été étudié au Synchrotron à protons du CERN dans un domaine d'impulsion de 6 à 18 GeV/c à l'aide d'un dispositif de compteurs et de chambres à étincelles. Les résultats de l'expérience sont comparés avec les prédictions de modèles théoriques qui font intervenir l'échange d'une particule ou d'un pôle de Regge.

**Etude de résonances pioniques neutres**

par P. BORGEAUD et A. V. STIRLING

(Laboratoire de physique corpusculaire de haute énergie, Saclay)

Nous présentons une technique utilisant essentiellement des chambres à étincelles et des compteurs à neutrons, qui permet d'étudier les résonances pioniques neutres produites à haute énergie et aux faibles moments de transfert, à travers leurs modes de désintégration neutres. La méthode est appliquée à la réaction

$$\pi^- p \rightarrow f^0 n, \quad f^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow 4 \gamma.$$

Les résultats préliminaires obtenues pour cette réaction seront discutés.

**Über die Analyse von Ereignissen in der magnetischen Funkenkammer**

CERN-ETH Gruppe (CERN, Genève)

Die Ereignisse in der magnetischen Funkenkammer sind mit den Methoden der Blasenkammetechnik analysiert worden. Die dazu benötigten Erwartungswerte der Messfehler wurden experimentell bestimmt. Die Fehler in den Koordinaten bei manueller Messung auf digitalisierten Projektoren und bei automatischer Messung werden verglichen. Resultate in der Identifikation von  $K^0$ ,  $\Lambda$ ,  $\bar{\Lambda}$  Impulsauflösung u.a. werden diskutiert.

**Blasendichtemessungen an Spuren hochenergetischer Elektronen**

VON J. HOFMANN, E. HUGENTOBLE und B. HAHN

(Physik-Institut der Universität Fribourg)

Eine ausführliche Publikation erscheint in den H.P.A.

**Zur Interpretation des  $K^-p$ -Ladungsaustausches bei 9,5 GeV/c**

VON W. E. FISCHER

CERN-ETH-Gruppe, Genf

Der experimentelle Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnittes wird mit einer allgemeinen lorentzinvarianten Streuamplitude parametrisiert. Dieses  $d\sigma/dt$  kann mit der Annahme eines starken spin-flip Terms für  $|t| < 0,8$  GeV/c gut wiedergegeben werden. Ein Vergleich des spin-flip/non spin-flip-Verhältnisses dieser Parametrisierung mit demjenigen einer  $N-\rho$ - $N$ -Kopplung zeigt, dass der  $K^-p$ -Ladungsaustausch nicht mit dem Ein-Partikel-Austauschmodell erklärt werden kann.

Durch die Annahme komplexer Amplituden für den non-spin-flip und den spin-flip Term in der Parametrisierung wird eine Polarisierung des Rückstoss-Neutrons vorausgesagt. Dies ergibt die Möglichkeit, die erwähnte Parametrisierung mit einem Experiment an polarisiertem Target zu prüfen. Die Realisation dieses Experimentes erweist sich indessen als sehr schwierig.

Wird demnächst ausführlicher publiziert.

### Wire Spark Chamber with Magnetostrictive Readout for High Energy Interactions

by CERN-ETH-Group (CERN, Genève)

A system of wire spark chambers with magnetostrictive readout is described which is being built at CERN by the CERN-ETH group. It allows a fast and simple data collection. The system is to be used in connection with the 170 cm magnet for the study of high energy interactions. The set-up for experiments on diffraction dissociation of pions on protons and on complex nuclei is described in detail.

### Mesure du moment magnétique de l'hypéron $\Lambda^0$

par G. CHARRIÈRE, M. GAILLOUD, PH. ROSSELET et R. WEILL  
(Laboratoire de Recherches Nucléaires, EPUL, Lausanne)

W. M. GIBSON, K. GREEN, P. TOLUN, N.A. WHYTE  
(H. H. Wills Physics Laboratory, Bristol)

J. C. COMBE, E. DAHL-JENSEN, N. T. DOBLE, D. EVANS, L. HOFFMANN, W. T. TONER  
(CERN, Genève)

H. GÖING, K. GOTTSTEIN, W. PÜSCHEL, V. SCHEUING, J. TIETGE  
(Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, Munich)

Un article complet paraîtra prochainement.

## Theoretische Physik

### SU(8) Symmetry with SU(2) $\otimes$ SU(4) as Subgroup\*)

by S. IWAO

(Institut für theoretische Physik der Universität Bern)

As idea of spin and unitary spin independence in SU(6) symmetry<sup>1)</sup> is extended to SU(8) which contains SU(2)  $\otimes$  SU(4) as a subgroup. Fifteen generators  $\lambda_i$  of SU(4) satisfy the commutation relations

$$[\lambda_i, \lambda_j] = 2 if_{ijk} \lambda_k \text{ and } \{\lambda_i, \lambda_j\} = \delta_{ij} + 2 d_{ijk} \lambda_k, \quad (1)$$

where odd and even coefficients  $f_{ijk}$  and  $d_{ijk}$  are supplied by 20 and 39 real constants in addition to Gell-Mann's ones. A relativistic basis of SU(8) is furnished by the unitary unimodular transformation defined by SALAM<sup>2)</sup> for the quarks, for it holds also with a slight modification for the quartets in SU(8). The commutation relations between SU(8) generators and a broken SU(8)<sub>L</sub>  $\otimes$  SU(8)<sub>R</sub> follow immediately. The observation of 960 MeV (=  $X^0$ ) suggests to choose SU(4) if it turns out to be  $I = 0$  ps-meson. In this case a two-gamma decay width of  $X^0$  is predicted to be  $360 \pm 58$  eV which will be compared with the main decay width based on a semi-dynamical calculation. However, the validity of SU(4) depends strongly upon the existence of curious particles, so we shall discuss a physics related to this problem.

#### References

<sup>1)</sup> F. GÜRSEY and L. A. RADICATI, Phys. Rev. Letters 13, 173 (1964).

<sup>2)</sup> A. SALAM, On the Algebra of SU(6), ICTP 64/6 (1964).

\*) This work is supported by the Swiss National Science Foundation.

## Über die Selbstadjungiertheit der Feldoperatoren in der axiomatischen Feldtheorie

VON FRANZ RYS

(Institut de physique théorique de l'Université de Genève)

Aus dem üblichen Wightmanschen Axiomensystem folgt noch nicht, dass die Feldoperatoren eine eindeutige selbstadjungierte Erweiterung erlauben. Nach H. J. BORCHERS und W. ZIMMERMANN ist jedoch ein zusätzliches Axiom hierfür hinreichend; es wird postuliert, dass das Vakuum ein analytischer Vektor für alle ausgeschmierten Felder  $A(f)$  sei. Andererseits hat H. J. BORCHERS bewiesen, dass die Felder, die nur in der Zeitrichtung ausgemittelt werden, bereits wohldefinierte Operatoren  $A\varphi(\mathbf{x})$  im Hilbertraum darstellen für alle räumlichen Punkte  $\mathbf{x}$ . Es wird nun bewiesen, dass aus der Analytizität des Vakuums für alle  $A(f)$ ,  $f \in D^{(4)}$  die Analytizität auch für alle  $A\varphi(\mathbf{x})$ ,  $\varphi \in D^{(1)}$  folgt. Das zusätzliche Axiom bewirkt also, dass alle  $A\varphi(\mathbf{x})$  wesentlich selbstadjungiert sind und dass die Spektralscharen zweier Operatoren zu raumartig liegenden Bereichen vertauschbar sind.  $A\varphi(\mathbf{x})$  kann also als Observable in jedem räumlichen Punkt  $\mathbf{x}$  angesehen werden.

## Phänomenologische Beschreibung der CP-Verletzung neutraler K-Mesonen

VON C. P. ENZ und R. R. LEWIS

(Institut de physique théorique de l'Université de Genève)

Der schwache Zerfall neutraler  $K$ -Mesonen wird durch eine komplexe  $2 \times 2$ -Matrix  $A = M - 1/2 i \Gamma$  mit den experimentell bekannten Eigenwerten  $\lambda_{S,L} = m_{S,L} - (1/2) i \gamma_{S,L}$  beschrieben. Die dazugehörigen Eigenzustände

$$K_S = (K_0 + \varrho r \bar{K}_0) / \sqrt{2}; \quad K_L = (\varrho K_0 - r \bar{K}_0) / \sqrt{2}$$

enthalten zwei komplexe Parameter  $r$  und  $\varrho$ . Für  $T$ -Erhaltung ist  $r = 1$ , während das CPT-Theorem  $\varrho = 1$  verlangt. Solche Experimente zur Bestimmung beider Parameter werden diskutiert, die unabhängig sind von allen die Zerfallskanäle charakterisierenden zusätzlichen Parametern. Die Analogie der zwei Zustände der  $K$ -Mesonen mit den Spinzuständen von Fermionen ist dabei von Nutzen.

## Beitrag zur Thermodynamik der vom thermostatischen Gleichgewicht entfernten Vorgänge

VON L. SILBERRING

(Zürich)

Die Komponenten der thermodynamischen Kraft und des thermodynamischen Stroms lassen sich derart transformieren, dass die Entropieentwicklung invariant bleibt. Setzt man die Existenz einer solchen Transformation voraus, nach welcher jede Komponente der thermodynamischen Kraft nur mit einer Komponente des thermodynamischen Stroms funktionell zusammenhängt, dann lässt sich daraus die Onsager-Theorie<sup>1)</sup> und einige weitere Folgen ohne Einschränkung auf die Linearität



der phänomenologischen Beziehungen ableiten<sup>2)</sup>). Andererseits ist die Theorie nur als formelle Folge der obengenannten Voraussetzung zu betrachten. Es existieren Ereignisse, welche durch diese Theorie nicht erfasst werden können.

#### Literatur

<sup>1)</sup> L. ONSAGER, Phys. Rev. 37 II (1931), Nr. 4, S. 405 u. 38 II (1931), Nr. 12, S. 2265.

<sup>2)</sup> L. SILBERRING, Diss. ETH Zürich (1964).

### Allgemeine Theorie des nichtlinearen Verhaltens der Huyghensschen Spirale

von E. MUFF

(Laboratoire Suisse de Recherches Horlogères, Neuchâtel)

Die bisherige Theorie berechnet die Abweichungen vom linearen Verhalten zwischen Drehmoment und Drehwinkel der Spirale mit der Voraussetzung, dass keine Einspannkraft in der Ruhelage auf die Spirale einwirken. Es soll die Voraussetzung des natürlichen Zustandes fallen gelassen werden, da sie einen Grenzfall darstellt, der nur schwierig realisierbar ist. Die Änderung  $\chi$  des Neigungswinkels der Tangente durch die Deformation der Einspannkraft in der Ruhelage der Spirale wird aus dem statisch unbestimmten Problem gefunden. Die Änderung  $\Phi$  des Winkels durch die Torsion der Spirale folgt aus dem Minimum der potentiellen Energie  $V$  der Spirale:

$$V = k \int_0^L (\Phi'(s) + \chi'(s))^2 ds$$

Die unbekannte Funktion  $\Phi(s)$  erhält man aus der Variation von  $V$  mit den Voraussetzungen und Nebenbedingungen:

1) Definitionsgemäss ist  $\chi$  keine Funktion von  $\Phi$  und damit der Torsion der Spirale.

2) Starre Einspannung der Spirale.

Die erste Näherung für die Abweichung im Isochronismus durch die Einspannung ergibt:

$$\frac{\Delta T}{T} = -\frac{4g}{L} \frac{R_0^2}{R^2 + R_0^2} \sin(\Phi_0 - \beta) J_0(\theta_0) + \frac{4gh}{R^2 + R_0^2} \cos(\vartheta - \beta) \frac{J_1(\theta_0)}{\theta_0}$$

$J_0$  bzw.  $J_1$  sind Besselfunktionen nullter bzw. erster Ordnung.

$\theta_0, T$ : Amplitude bzw. Periode der Schwingung.

$R_0, R; \Phi_0, \beta$ : Radius bzw. Polarwinkel des inneren und des äusseren Befestigungspunktes der Spirale.

$h, \vartheta$ : Grösse bzw. Richtung der Exzentrizität.

$g$ : Radiale Verschiebung des äusseren Befestigungspunktes als Abweichung vom natürlichen Zustand.

$L$ : Länge der Spirale.

Die Resultate erlauben leicht den Einfluss der Gravitation zu bestimmen, ferner liefern partielle Ableitungen von  $V$  nach  $g$  die mechanischen Reaktionen in den Lagern.