

# Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

Autor(en): [s.n.]

Objekttyp: **AssociationNews**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **32 (1959)**

Heft IV

PDF erstellt am: **30.06.2024**

## **Nutzungsbedingungen**

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

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

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

## **Haftungsausschluss**

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

## **Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft**

in Brugg, am 2. und 3. Mai 1959

Präsident: Prof. Dr. J. ROSSEL (Neuchâtel)

Sekretäre: Prof. Dr. J. ACKERET (Zürich)

Dr. K. P. MEYER (Basel)

### *Allgemeiner Teil*

Als ordentliche Mitglieder wurden aufgenommen: A. COMUNETTI (Basel) V. STINGELIN (Zürich), M. VERDE (Basel), P. KOCH (Bern), IRIS GRÄNACHER (Basel), H. P. LOUIS (Zürich), BARBARA VINCENZ (Genève), E. GENEUX (Genève), H. RUEGG (Genève), J. SIERRO (Genève), ANNE-MARIE GERMANIER (Genève), H. SCHADE (Zürich), E. BUCHER (Zürich), W. GRÜEBLER (Neuchâtel), A. SUTER (Zürich), CL. BOVET (Neuchâtel), CH. MENOUD (Neuchâtel), CL. BAUMBERGER (Zürich), A. A. JACQUES (Zürich), A. Z. FAROOQI (Basel), J. BRUNNER (Zürich), E. SCHWARZ (Neuchâtel), J. W. MÜLLER (Zürich).

Dem im Dezember 1958 verstorbenen Prof. WOLFGANG PAULI, der Mitglied auf Lebenszeit in unserer Gesellschaft war, gedachte Prof. M. FIERZ in einem Nachruf, der hier nachfolgend wiedergegeben ist.

Die S. P. G. zählt zur Zeit 557 Mitglieder.

Die Jahresrechnung und der Revisorenbericht werden vorgelegt und genehmigt.

Prof. M. FIERZ, Redaktor der Helvetica Physica Acta, erstattet Bericht über die Situation unserer Zeitschrift.

Prof. P. HUBER, Präsident des Schweiz. Nationalkomitees für Physik, erstattet ebenfalls seinen jährlichen Bericht.

Die Versammlung wählt den neuen Vorstand, der nun folgende Zusammensetzung aufweist:

Präsident: Prof. Dr. H. STAUB (Zürich)

Vizepräsident: Prof. Dr. R. MERCIER (Lausanne)

Sekretäre: Prof. Dr. B. VITTOZ (Lausanne)

Prof. Dr. J. ACKERET (Zürich)

Als Rechnungsrevisoren wurden Prof. Dr. O. HUBER (Fribourg) und Dr. B. HAHN (Fribourg) gewählt. Als Delegierte im Senat der S. N. G. werden für die Amtsdauer 1959–1964 Prof. Dr. A. MERCIER (Bern) und Prof. Dr. E. MIESCHER, Stellvertreter (Basel), gewählt.



Zum Abschluss der Frühjahrstagung in Brugg trafen sich am Sonntagmittag noch ungefähr 30 Personen zu einem Ausflug über den Brugger Berg und ländlichem Mittagessen in Riniken.

Die nächste Tagung wird im Rahmen der 139. Jahresversammlung der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft am 12./13. September 1959 in Lausanne stattfinden.

---

### WOLFGANG PAULI (1900–1958)

*Liebe Kollegen,*

*wie Sie wissen, ist Prof. W. Pauli im Dezember vorigen Jahres gänzlich unerwartet einer heimtückischen Krankheit erlegen. Für uns alle ist das ein grosser Verlust. Ich muss in diesem Kreise gewiss nicht das wissenschaftliche Werk dieses grossen Gelehrten würdigen, denn es ist ihnen ja allen bekannt. Solange Physiker forschen und denken werden, so lange wird auch Paulis Name genannt werden.*

*Der Verlust Paulis wird uns aber am heutigen Tage besonders schmerzlich bewusst; denn Pauli war ein treues Mitglied unserer Gesellschaft. Es hat kaum eine Frühjahrstagung gegeben, an der er nicht mit dabei war und so ist es das erste Mal seit vielen Jahren, dass er fehlt. Nicht nur seiner Bedeutung als Gelehrter halber war er eine Zierde unseres Kreises; sondern auch wegen seiner Persönlichkeit, die eine so starke, faszinierende Ausstrahlung hatte, waren unsere Tagungen, wenn immer er da war, lebendiger und interessanter. Wenn wir auch zu Zeiten seinen bissigen Humor gefürchtet haben, so wussten wir doch alle, dass er es im Grunde gut mit uns meinte. Seine Lebensfreude, sein tiefes Verständnis für menschliche Dinge haben die Liebe und Verehrung, die wir für ihn hegten stets auf's neue bestätigt. Darum wollen wir diesem einzigartigen Manne ein treues Andenken bewahren.*

M. FIERZ

---

### Wissenschaftlicher Teil

Die Beiträge aus dem Gebiet der angewandten Physik (8 Mitteilungen) erscheinen in der Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik (ZAMP).

---

### Eine Bemerkung zum Pionen-Zerfall

von J. M. JAUCH\*) and Y. YAMAGUCHI\*\*)

(CERN – Theoretical Study Division)

Die von FEYNMANN und GELL-MANN<sup>1)</sup> vorgeschlagene Hypothese zur Erklärung der relativen Kopplungsstärke von  $V$ - und  $A$ -Wechselwirkung im  $\beta$ -Zerfall führt zu einer schwachen Kopplung der  $\pi$ -Mesonen mit den Leptonen in der Weise, dass zum Beispiel ein positives  $\pi$ -Meson zerfallen kann nach dem Schema

$$\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu. \quad (1)$$

Der Kopplungsterm im Hamiltonoperator ist von der Form

$$H_1 = \sqrt{2} G (\Phi^* \partial_\mu \Phi_0 - \Phi_0 \partial_\mu \Phi^*) (\bar{\varphi} \gamma^\mu (1 + \gamma_5) \psi). \quad (2)$$

Hier bedeutet

$\Phi, \Phi^*$  die Feldoperatoren der geladenen Pionen,  
 $\Phi_0$  der Operator des neutralen Pions,  
 $\varphi$  der Spinor Operator für das Neutrino, und  
 $\psi$  der Spinor Operator für das Elektron.

Die Kopplungskonstante  $G$  hat den gleichen Wert wie im Vektor-Kopplungsterm des  $\beta$ -Zerfalls.

Die Übergangswahrscheinlichkeit nach dem Schema (1) ergibt mit der Störungsrechnung erster Ordnung:

$$d\Gamma = \frac{G^2}{2\pi^4} p^2 (\Delta - \sqrt{p^2 + m^2})^2 ((1 + v \cos \vartheta) d\vartheta d\omega_p). \quad (3)$$

Hier bedeutet  $p$  der Impuls des emittierten Elektrons,  $\Delta$  die Massendifferenz des  $\pi_+$  und des  $\pi_0$ ,  $v$  die Geschwindigkeit des emittierten Elektrons, in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit,  $\vartheta$  der Winkel zwischen Neutrino und Elektron und  $d\omega_p$  das Winkeldifferential des Elektrons. Die Winkelverteilung  $(1 + v \cos \vartheta)$  entspricht einer Korrelation zwischen der Richtung von Elektron und Neutrino, welche die parallele Fortpflanzung der beiden Teilchen begünstigt.

Die totale Übergangswahrscheinlichkeit ergibt sich durch Integration über  $d\vartheta$  und über alle Richtungen  $d\omega_p$  des ausgesandten Elektrons mit dem Resultat

$$\Gamma = \frac{2G^2}{\pi^3} m^5 \cdot J.$$

Hier ist  $m$  die Elektronenmasse und  $J$  der Wert des Integrales

$$\left( \sqrt{\eta_0^2 + 1} \equiv \frac{\Delta}{m} \right).$$

\*) Beurlaubt von State University of Iowa, Iowa City, Iowa, U.S.A.

\*\*\*) Beurlaubt von Osaka City University, Osaka, Japan.

$$J = \int_0^{\eta_0} x^2 (\sqrt{\eta_0^2 + 1} - \sqrt{x^2 + 1})^2 dx$$

$$J = \frac{\eta_0^5}{30} - \frac{\eta_0^3}{12} + \frac{\eta_0}{4} + \frac{1}{4} \sqrt{1 + \eta_0^2} \ln (\eta_0 + \sqrt{1 + \eta_0^2}).$$

Für  $\eta_0 = 8,9$  kann  $J$  mit guter Näherung durch den ersten Term ersetzt werden, also

$$J \simeq \frac{\eta_0^5}{30}.$$

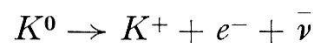
Die totale Übergangswahrscheinlichkeit wird somit

$$\Gamma \simeq \frac{G^2 m^5 \eta_0^5}{15 \pi^3}.$$

Mit dem bekannten Wert für  $G$  ( $= 10^{-49}$  erg cm<sup>3</sup>) findet man daraus für die mittlere Lebensdauer

$$\tau = \frac{1}{\Gamma} = 2,4 \text{ sec.}$$

Eine entsprechende Rechnung für die Reaktion



ergibt

$$\tau = 34 \text{ sec}$$

für eine Massendifferenz von 6,1 m.

#### *Literaturverzeichnis*

- 1) R. P. FEYNMANN and M. GELL-MANN, Phys. Rev. 109!, 193 (1958).

### **Systeme von Observablen in der Quantenmechanik**

von J. M. JAUCH\*)

(CERN, Theory Division, Genf)

Gemäss den Grundprinzipien der Quantenmechanik ist der Zustand eines physikalischen Systemes dann vollständig bestimmt, wenn an dem System eine maximale Zahl von miteinander verträglichen Messungen ausgeführt wurde<sup>1)</sup>.

Bekanntlich wird eine Messung durch einen linearen, selbstadjungierten Operator in einem Hilbertraum dargestellt. Verträgliche Messungen entsprechen vertauschbaren Operatoren. Einem maximalen System von Messungen entspricht der wichtige Begriff des vollständigen Systems von vertauschbaren Operatoren.

Wir untersuchen hier die Frage, wie ein solches System mathematisch zu charakterisieren ist. Zunächst ist klar, dass die elementar algebraische Definition dieses Begriffes (nämlich als ein System von vertauschbaren

\*) Beurlaubt von State University of Iowa, Iowa City, Iowa, U.S.A.

Operatoren, deren gemeinsame Eigenwerte nicht entartet sind), für Operatoren im Hilbertraum im allgemeinen nicht anwendbar ist, denn ein selbstadjungierter Operator braucht ja gar keine Eigenwerte zu besitzen.

Eine physikalisch sinnvolle und mathematisch streng gültige Definition eines solchen Systems erhält man auf folgende Weise: Man betrachte ein System  $\gamma$  von vertauschbaren selbstadjungierten Operatoren und der von ihnen erzeugte schwach abgeschlossene Ring von Operatoren<sup>2)</sup>  $a = \{ \gamma \}''$ .

$a$  besteht aus genau allen denjenigen beschränkten Operatoren, welche mit allen Operatoren vertauschbar sind, die ihrerseits mit allen Operatoren in  $\gamma$  vertauschen. Eine Messung aller Größen in  $\gamma$  ist gleichzeitig eine Messung aller Größen in  $a$ . Der Ring  $a$  ist abelsch, so dass  $a \subset a'$ .

Der Ring heisst maximal abelsch, wenn sein Kommutatorring  $a'$  auch abelsch ist; in diesem Fall ist

$$a = a'.$$

Das System  $\gamma$  ist nun *vollständig*, wenn der von ihm erzeugte Ring  $a = \{ \gamma \}''$  *maximal abelsch* ist. Es gibt dann keine abelsche Erweiterung des Ringes.

In einem quantenmechanischen System ohne Superauswahlregeln<sup>3)</sup> lässt sich die Existenz solcher vollständigen Systeme von Observablen leicht nachweisen.

Im elementaren endlichdimensionalen Fall lässt sich unschwer zeigen, dass jeder maximale abelsche Ring durch einen einzigen (geeignet gewählten) Operator erzeugt werden kann, dessen Eigenwerte alle nicht entartet sind. Dieser Satz lässt sich auf den unendlichdimensionalen Fall übertragen, wenn man den Begriff des einfachen Spektrum geeignet verallgemeinert, so dass er auch anwendbar ist, wenn keine Eigenwerte existieren.

In der physikalischen Interpretation der Quantenmechanik bedeutet dieses Resultat, dass die Messung eines vollständigen Systems von Observablen immer schon durch die Messung einer einzigen Observablen ersetzt werden kann.

Im Falle, dass Superauswahlregeln existieren, ist dieses Resultat nicht mehr gültig. Dies ist zum Beispiel immer dann der Fall, wenn das betrachtete System eine unbestimmte Zahl von Fermionen beschreibt.

#### Literaturverzeichnis

- 1) Es handelt sich hier um sogenannte Messungen erster Art, siehe W. PAULI, Handbuch der Physik, vol. 5, part 1, p. 73 (1958).
- 2) F. J. MURRAY und J. v. NEUMANN, Annals of Math. 37, 120 (1936).
- 3) Für diesen Begriff siehe G. C. WICK, A. S. WIGHTMAN und E. P. WIGNER, Phys. Rev. 88, 101 (1952).

## Field Quantisation and Time Reversal in Real Hilbert Space

by E. C. G. STUECKELBERG\*)

(Universities of Geneva and Lausanne)

The aim of this note is to understand why complex numbers occur in physics. For this reason we start formulating.

1) *The uncertainty principle* (u. r.) in real, finite or infinite dimensional (say  $\omega_r$ -dimensional) Hilbert space over the real numbers (r.h.s.). Thus, unless otherwise stated, a *number* means a real number. Such numbers are the scalar product of two vectors  $(\Phi, \Psi) = (\Psi, \Phi)$ . The *transposed operator* is defined by  $(\Phi, A \Psi) = (A^\dagger \Phi, \Psi)$ . *Observables* are *symmetric operators*  $F = F^\dagger, G = G^\dagger, H = H^\dagger, \dots$  If the commutators  $[F, G]_- = -[F, G]^\dagger$  vanishes,  $F$  and  $G$  can be measured simultaneously. However, being antisymmetric, the expectation value of  $[F, G]_-$  cannot be used for the u. r. The dimensionally correct expectation value  $\langle -[F, G]_-^2 \rangle \geq 0$  can be shown to lead to a contradiction. Thus, the only possibility is to introduce *for each pair of observables*  $F, G$  an orthogonal and antisymmetric operator  $J^{**}$ ) commuting with  $F$  and  $G$

$$[J, F]_- = [J, G]_- = 0, \quad J^\dagger = -J \quad J^\dagger J = J J^\dagger = 1, \quad (1)$$

which leads to  $\langle \Delta F^2 \rangle \langle \Delta G^2 \rangle \geq 1/4 \langle J [F, G]_- \rangle^2$ .

If a universal  $J$  exists, the r.h.s. theory may be shown to be *equivalent to conventional theory in complex h.s.* (c.h.s.)\*\*\*).

2) *Invariance*. If we postulate invariance with respect to the group  $\mathfrak{Q} = \{L\} : 'x'^\alpha = L x'^\alpha = L'^\alpha_\alpha (x^\alpha + L^\alpha)$ ,  $'g'^{\alpha\beta} = g'^{\alpha\beta}$  in  $n$  dimensional space time, an *orthogonal group*  $\mathfrak{U} = \{U\}$  exists transforming multilocal observables according to

$$\begin{aligned} 'F'^{\alpha\beta} \dots ('x' y \dots) &= L'^\alpha_\alpha L'^\beta_\beta \dots F^{\alpha\beta} \dots (L^{-1} 'x L^{-1} 'y \dots) \\ &= U^{-1} F'^{\alpha\beta} \dots ('x' y \dots) U. \end{aligned} \quad (2)$$

\*) Supported by the Swiss Atomic Energy Commission and the Swiss National Research Fund.

\*\*\*) I am indebted to prof J. M. JAUCH for the remark, that each pair may have a different  $J$  (see \*\*\*).

\*\*\*\*) If  $[J, A]_- = 0$ , write  $J$  and  $A$  as Kronecker products:

$$J = j \times 1, \quad A = 1 \times A_r + j \times A_i, \quad j = (s^{-s}), \quad s^2 = 1 \quad (1a)$$

with  $A_r, A_i$  operators in  $\omega_c (= \frac{1}{2} \omega_r)$  dimensional r. h. s. and decompose

$$\Psi = (\Psi_r \Psi_i), \quad \Phi = (\Phi_r \Phi_i).$$

Then the relation

$$\langle \widehat{\Phi}, \widehat{A} \widehat{\Psi} \rangle = ((\Phi_r - i\Phi_i), (A_r + iA_i) (\Psi_r + i\Psi_i)) = (\Phi, A\Psi) - i(\Phi, JA\Psi) \quad (1b)$$

exists between the one complex number  $\langle \widehat{\Phi}, \widehat{A} \widehat{\Psi} \rangle$ , formed in c.h.s., and the two real numbers  $(\Phi, A\Psi)$  and  $(\Phi, JA\Psi)$  in r.h.s. In particular one finds  $s = +1$  in (1a). If JAUCH, FINKELSTEIN and SPEISER'S<sup>3)</sup> *quaternion Hilbert space* q.h.s. is written in real form, the postulate of existence for operators  $A$  depending on *three anticommuting operators*  $J_1, J_2$  and  $J_3$  satisfying (1) leads to a contradiction. Thus the equivalence (1b) between r.h.s. and c.h.s. is not trivial, because it does not exist between r.h.s. and q.h.s.

If the vacuum state is postulated and  $F(x)$  is a scalar observable, the vacuum expectation value

$$\langle J[F(x), F(y)]_- \rangle_0 = f(xy) = -f(yx) \tag{3}$$

is an antisymmetric invariant number which is different from zero only if the signature of the metric is of the *thermodynamic type* (see<sup>1) 2)</sup>):

$$\text{signat}(g)_n = \pm (+ + \dots + -) \equiv \pm ((n - 1) +, 1 -) \tag{4}$$

and we have the transformation law

$$\overset{\smile}{f}'(x'y) = \text{sig}(L'^n_n) \overset{\smile}{f}(L^{-1}x L^{-1}y) = \overset{\smile}{f}(x'y). \tag{5}$$

Operators and numbers involving the sign function sig of  $L'^n_n$  ( $= L'^4_4$  if  $n = 4$ ) in the transformation laws (as in (5)), shall be called *pseudochronous* and be marked by a  $\smile$ . From (3) and (5) follows that

$$\overset{\smile}{J} = \text{sig}(L'^n_n) \overset{\smile}{J} = U^{-1} \overset{\smile}{J} U \tag{6}$$

is a pseudochronous operator (anti)commuting with  $U$ 's representing (pseudo)orthochronous transformations  $L$ . In the infinitesimal element

$$U = 1 + \delta\lambda^\mu (-\overset{\smile}{J} \overset{\smile}{\Pi}_\mu) + 1/2 \delta\omega^{\mu\nu} \overset{\smile}{J} \overset{\smile}{M}_{\mu\nu} \tag{7}$$

pseudochronous observables appear. They are related to the (ortho-chronous) momentum energy tensor  $\Theta^{\alpha\beta}$  and the pseudochronous surface element  $d\overset{\smile}{\sigma}_\alpha d\overset{\smile}{\sigma}^\alpha < 0, d\overset{\smile}{\sigma}_n > 0$  by

$$\overset{\smile}{\Pi}_\mu = \int d\overset{\smile}{\sigma}_\alpha \Theta^\alpha_\mu, \quad \overset{\smile}{M}_{\mu\nu} = \int d\overset{\smile}{\sigma}_\alpha (x_\mu \Theta^\alpha_\nu - x_\nu \Theta^\alpha_\mu). \tag{8}$$

3) *Spinors*:  $\gamma^\alpha = \{\gamma^{\alpha A}_B\}$  is an invariant vector-mixed bispinor in  $n$ -dimensional  $\alpha$ -space and  $N$ -dimensional  $A$ -(spinor) space and thus a number. If  $n = 2m$  is even, two invariant fundamental bispinors exist,  $\overset{\smile}{\varepsilon} = \{\overset{\smile}{\varepsilon}_{AB}\}$  and  $\widehat{\varepsilon} = \{\widehat{\varepsilon}_{AB}\}$  having the property

$$\overset{\smile}{\varepsilon} \gamma^\alpha \overset{\smile}{\varepsilon}^{-1} = -\tilde{\gamma}^\alpha, \quad \widehat{\varepsilon} \gamma^\alpha \widehat{\varepsilon}^{-1} = \tilde{\gamma}^\alpha \tag{9} \quad *)$$

and transforming according to:

$$\left. \begin{aligned} \overset{\smile}{\varepsilon}' &= \text{sig}(L'^n_n) \quad \tilde{S}^{-1} \overset{\smile}{\varepsilon} S^{-1} = \overset{\smile}{\varepsilon} \\ \widehat{\varepsilon}' &= \text{sig}(\det L'^i_i) \quad \tilde{S}^{-1} \widehat{\varepsilon} S^{-1} = \widehat{\varepsilon} \end{aligned} \right\} \tag{10} **$$

Thus  $\overset{\smile}{\varepsilon}_{AB} (\widehat{\varepsilon}_{AB})$  is a pseudochronous (pseudochorous) number. The momentum-energy tensor

$$\Theta^{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \overset{\smile}{J} (\overset{\smile}{\psi}^\dagger \gamma^\alpha \partial^\beta \psi - (\partial^\beta \overset{\smile}{\psi}^\dagger) \gamma^\alpha \psi + \frac{1}{2} \partial_\rho (\overset{\smile}{\psi}^\dagger \gamma^{\rho\alpha\beta} \psi) \tag{11}$$

(where  $\overset{\smile}{\psi}_A = \overset{\smile}{\varepsilon}_{AB} \psi^B$  is a pseudochronous covariant spinor) is orthochronous (and orthochorous).

\*)  $\overset{\smile}{\varepsilon}$  corresponds to the matrix  $A$ ,  $\widehat{\varepsilon}$  to  $B$  in complex spinor space (cf. JAUCH and ROHRLICH, Theory of Photons and Electrons, A. Wesley Co., 1955, p. 429).

\*\*)  $\alpha, \beta \dots = 1$  to  $n$ ,  $i, k \dots = 1$  to  $n-1$ .



4) *The realisation of the ring*  $\{\gamma\} = \{\gamma^0 (= 1), \gamma^\alpha, \gamma^{\alpha_1 \alpha_2}, \dots, \gamma^{\alpha_1 \alpha_2 \dots \alpha_n}\}$  with the minimum number of  $A$ -space dimensions  $N = 2^{n/2} = 2^m$ , for even  $n = 2m$ , is obtained from the pseudo-quaternion ring  $\{p\} = (1, j, k, l)$

$$1 = \begin{pmatrix} 1 & \\ & 1 \end{pmatrix}, \quad j = \begin{pmatrix} & -1 \\ 1 & \end{pmatrix}, \quad k = \begin{pmatrix} 1 & \\ & -1 \end{pmatrix}, \quad l = \begin{pmatrix} & 1 \\ & 1 \end{pmatrix} \quad (12)$$

by Kronecker products  $\{\gamma\} = \{p\} \times \{p\} \times \dots = (p \times)^m$ . The signature of  $g^{\alpha\beta}$  is not free. If we introduce  $\gamma^{n+1} = \gamma_{12\dots n}$  we obtain

$$\text{signat}(g)_{2m+1} = ((m+1) +, m -). \quad (13)$$

For  $n = 2m$  we have to select  $2n$   $\gamma^\alpha$ 's which give the *thermodynamic signature* (4). Thus, only

$$n \leq 4 \quad (14)$$

is possible. It is astonishing that (4) and (15) (one privileged orientation (= time), maximum of dimensions of space-time = 4) follow also from thermodynamics in general relativity<sup>1) 2)</sup>.

The author is indebted to the CERN for its hospitality (in particular to prof. J. M. JAUCH).

*Note added in proof:* C. PIRON (Lausanne) has shown that the theorem in formula (14) is too narrow: The true theorem is

$$n = 2, 3, 4 \pmod{8} \quad (15)$$

i. e.  $n = 10, 11, 12; n = 18, 19, 20; \dots$  have also the thermodynamical signature of formula (5).

#### References

- 1) STUECKELBERG and WANDERS, *Helv. Phys. Acta* 26, 307 (1953).
- 2) STUECKELBERG, *Helv. Phys. Acta* 26, 417 (1953).
- 3) D. FINKELSTEIN, J. M. JAUCH and D. SPEISER, CERN 59-7 Theoretical Study Division 1959.

### Transformation mésonique et symétries des interactions élémentaires

par H. RUEGG\*)

(Institut de physique de l'Université, Genève)

1° Le groupe de transformation mésonique\*\*) peut être généralisé aux interactions des nucléons avec des mésons chargés. Soit la fonction

$$L(\psi(l), \Phi^i(l)) = -\frac{1}{2} (\bar{\psi} \gamma_\mu \partial_\mu \psi - \partial_\mu \bar{\psi} \gamma_\mu \psi) + \Phi_0(l) \bar{\psi} \psi + ig \bar{\psi} \gamma_5 \vec{\tau} \vec{\Phi}_5(l) \psi + if \bar{\psi} \gamma_5 \gamma_\mu \vec{\tau} \vec{\Phi}_{\mu 5}(l) \psi + i \bar{\psi} \gamma_\mu \vec{\tau} \vec{\Phi}_\mu(l) \psi + ie \bar{\psi} A_\mu \gamma_\mu \frac{1+\tau_3}{2} \psi + L_\varphi \quad (1)$$

\*) Recherche subventionnée par le Fonds National Suisse.

\*\*) E. C. G. STUECKELBERG et A. PETERMANN, *Helv. Phys. Acta* 26, 506 (1953).

où  $\psi = \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix}$ ,  $l = l(x)$  est un paramètre continu,  $L_\varphi$  la Lagrangienne libre et d'interaction électromagnétique du méson  $\pi$ ,  $\vec{\varphi}_5$  le champ du méson  $\pi$  indépendant de  $l$ . Soit la transformation

$$\psi \rightarrow \psi(l) = e^{if\gamma_5 \vec{\tau} \vec{\varphi}_5 l} \psi(0). \quad (2)$$

Il existe alors des fonctions  $\Phi^i(l)$  telles que  $L$  est invariant sous la transformation (2), donc indépendant de  $l$ .

$$\begin{aligned} \Phi_0(l) &= -m \cos(2f\bar{\varphi}l) + g\bar{\varphi} \sin(2f\bar{\varphi}l) \\ \vec{\Phi}_5(l) &= \left[ g \cos(2f\bar{\varphi}l) + \frac{m}{\varphi} \sin(2f\bar{\varphi}l) \right] \vec{\varphi}_5 \\ \vec{\Phi}_{\mu 5}(l) &= \left\{ -\frac{1}{2f\bar{\varphi}} \sin(2f\bar{\varphi}l) (\partial_\mu \vec{\varphi}_5 + e A_\mu \vec{\Theta}_5) \right. \\ &\quad \left. - \left[ \partial_\mu l + \frac{1}{\varphi^2} (\vec{\varphi}_5 \partial_\mu \vec{\varphi}_5) \left( l - \frac{1}{2f\bar{\varphi}} \sin(2f\bar{\varphi}l) \right) \right] \right\} \\ \vec{\Phi}_\mu(l) &= \frac{1}{2\bar{\varphi}^2} (1 - \cos(2f\bar{\varphi}l)) [(\partial_\mu \vec{\varphi}_5 + e A_\mu \vec{\Theta}_5) \times \vec{\varphi}_5] \end{aligned} \quad (3)$$

avec  $\bar{\varphi} \equiv \sqrt{\varphi_1^2 + \varphi_2^2 + \varphi_3^2}$  et  $\vec{\Theta} = (-\varphi_2, \varphi_1, 0)$ . On obtient resp. pour

$$l' = 0 \quad \text{et} \quad l'' = \frac{1}{2f\bar{\varphi}} \operatorname{arctg} \left( \frac{-g\bar{\varphi}}{m} \right)$$

$$L(\psi(0), \Phi^i(0)) = L_N + L_e + L_\varphi + ig\bar{\psi} \gamma_5 \vec{\tau} \varphi_5 \psi \quad (4)$$

$$\begin{aligned} L(\psi(l''), \Phi^i(l'')) &= L_N + L_e + L_\varphi + if \cdot \frac{g}{2f\bar{m}} \bar{\psi} \gamma_5 \gamma_\mu \vec{\tau} (\partial_\mu \vec{\varphi}_5 + e A_\mu \vec{\Theta}_5) \psi \\ &\quad + t.n.l. \end{aligned} \quad (5)$$

Les trois premiers termes de (4) et (5) représentent la Lagrangienne libre et l'interaction électromagnétique des nucléons et du méson  $\pi$ . Le dernier terme est non linéaire en  $\varphi$ . Les transformations (2) et (3) laissant la Lagrangienne totale invariante, la matrice  $S$  construite à partir de (4) et (5) est la même, ce qui montre l'équivalence des couplages  $PS$  et  $PV$ . Ainsi, la transformation de Dyson-Foldy est un cas particulier du groupe mésonique. Remarquons que les solutions (3) données dans cette note ne sont pas les plus générales que nous avons trouvées.

2° Considérons une fonction  $L'(\psi(l), \Phi^{(i)}(l))$  analogue à (1) mais plus générale dans le sens qu'elle contient tous les termes qui ne conservent pas la parité et le spin isotopique, et soit la transformation

$$\psi \rightarrow \psi(l) = e^{if(1 \pm \gamma_5) \vec{\tau} \vec{\varphi}_5 l} \psi(0) \quad (6)$$

et cherchons les fonctions  $\Phi^{(i)}(l)$  qui laissent  $L'$  invariant. On peut alors démontrer le théorème suivant:



Hypothèse:  $L'$  est invariant par rapport à (6), les masses nues des nucléons étant égales.

Conclusion:  $L'$  est invariant par rapport à  $P$  et  $C$  séparément et conserve le spin isotopique\*).

3° Les interactions de Fermi  $\sum_{i \neq j} (\bar{\psi}_i O_r \vec{\tau}_+ \psi_i) (\bar{\psi}_j O_r \vec{\tau}_- \psi_j)$  ne sont invariantes sous la transformation  $\psi_j(l) = e^{if(1 \pm \gamma_5) \vec{\tau} \vec{\Phi}_5^l} \psi_j(0)$  que pour  $O_r = (1 \pm \gamma_5) \gamma_\mu$ . Les indices  $i$  et  $j$  désignent les paires  $\begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}$ ,  $\begin{pmatrix} \nu \\ e^- \end{pmatrix}$ ,  $\begin{pmatrix} \nu \\ \mu^- \end{pmatrix}$ .

En conclusion, l'invariance sous (6) a pour conséquence la conservation de la parité et du spin isotopique dans les interactions de Yukawa des nucléons avec le méson  $\pi$ , et la non-conservation de la parité dans les interactions de Fermi, avec interdiction des couplages  $S$ ,  $PS$  et  $T$ . La transformation (6) laisse invariante la Lagrangienne totale, les courants barionique et leptonique  $\bar{\psi}_j \gamma_\mu \psi_j$  et les expressions  $\bar{\psi}_j \gamma_5 \gamma_\mu \psi_j$ ,  $\bar{\psi}_j (\vec{\Phi}_0^{(j)} + i \gamma_5 \vec{\tau} \vec{\Phi}_5^{(j)}) \psi_j$  et  $\vec{\Phi}_0^2 + \vec{\Phi}_5^2$  (\*\*).

Un compte rendu détaillé sera publié ultérieurement. Ce travail a été effectué sous la direction du prof. E. C. G. STUECKELBERG et du Dr A. PETERMANN. L'auteur remercie le CERN pour son hospitalité.

### Zur Frage der Ladungsquantisierung

VON D. FINKELSTEIN, J. M. JAUCH UND D. SPEISER  
(CERN)

BIRKHOFF und v. NEUMANN<sup>1)</sup> haben im Jahre 1936 gezeigt, dass es für die begriffliche Grundlegung der Quantenmechanik genügt, den Hilbertraum, dessen (auf 1 normierte) Vektoren die möglichen Zustände eines physikalischen Systems darstellen, über einem Zahlkörper, der aber notwendig kommutativ sein muss, zu errichten. Nach einem Theorem von Frobenius gibt es nur drei zusammenhängende stetige Körper: die reellen Zahlen, die komplexen Zahlen und die Quaternionen<sup>2)</sup>. Üblicherweise wird der  $QM$  ein Hilbertraum  $H^c$  über den komplexen Zahlen zugrundegelegt<sup>3)</sup>. Die Autoren haben nun versucht die  $QM$  in einem Hilbertraum  $H^q$  über den Quaternionen zu formulieren, und so den Rahmen der  $QM$  zu erweitern. Es scheint nämlich verlockend, den Umstand, dass die Quaternionen eine Darstellung der 3 dim. Drehgruppe  $O^3$  gestatten, mit dem sogenannten  $I$ -Spin in Zusammenhang zu bringen.

\*) Sauf le terme électromagnétique, qui subsiste.

\*\*\*) Les solutions (3) pour  $\vec{\Phi}_0^{(j)}$  et  $\vec{\Phi}_5^{(j)}$  restent valables pour les nucléons, mais doivent être légèrement modifiées pour les leptons.  $\vec{\Phi}_{\mu 5}$  et  $\vec{\Phi}_\mu$  doivent aussi être modifiés.

Der Satz von BIRKHOFF und v. NEUMANN zeigt, dass eine  $QQM$  begrifflich möglich und die wohl schwächste denkbare Erweiterung der gewöhnlichen  $CQM$  ist. In 3 preprints wurde gezeigt, dass die mathematischen Begriffe und Hilfsmittel der  $QM$  weiter sinnvoll verwendet werden können<sup>4</sup>). Insbesondere wurde für die Hermiteschen und die unitären Operatoren die Existenz eines Spektrums und einer Spektralzerlegung bewiesen. Ferner wurde gezeigt, dass die allgemeinsten Automorphismen des  $H^q$  die «counitären» Transformationen sind. Eine counitäre Transformation  $U^c$  ist definiert durch:  $(U^c \varphi, U^c \psi) = (\varphi, \psi)^c$ , wenn  $q^c$  ein Quaternion aus der Klasse aller Quaternionen mit derselben Norm und demselben Realteil wie das Quaternion  $q$  ist. Diese Klasse ist eine stetig zusammenhängende Menge.

Der Umstand, dass die Multiplikation der Quaternionen nicht kommutativ ist, erschwert die Formulierung einer Mehrteilchentheorie. Es gelingt jedoch eine Art Diracgleichung hinzuschreiben.

Die Erweiterung des Zahlkörpers bringt nun aber eine Erweiterung der Gruppe der Eichtransformationen mit sich: die Forderung, die Gleichungen sollen invariant sein, nicht nur gegenüber einer Transformation

$$\psi \rightarrow \psi' = q \psi \quad |q| = 1, q = \text{const.} \quad (1)$$

sondern auch gegenüber

$$\psi \rightarrow \psi' = q(x) \psi \quad |q| = |q(x)| = 1 \quad (2)$$

kann wie in der  $CQM$  durch Einführung eines Eichfeldes erfüllt werden.

Wie UTYIAMA<sup>5</sup>) allgemein gezeigt hat, ist das Eichfeld durch diese Forderung eindeutig bestimmt. Das Eichfeld, zu dem man in der  $QQM$  geführt wird, hat die Struktur des Feldes, das YANG und MILLS<sup>6</sup>) untersucht haben, ausgehend von der sog.  $I$ -Spin-Gruppe. Der Umstand, dass die Gruppe der Transformationen (1) zur Drehgruppe  $O^3$  isomorph und also nicht abelsch ist, hat (nebst anderen) drei wichtige Konsequenzen:

1. Die Feldgleichungen des Eichfeldes sind Nichtlinear: das Feld transportiert seine eigene Ladung. (Die Nichtlinearität der Gleichungen macht es u. a. schwierig die Frage nach der Masse der Feldquanten zu beantworten.)

2. Die Operatoren, die den «Eichtransport» bestimmen  $d_\mu \equiv \partial_\mu - A_\mu$  müssen die Jacobische Identität erfüllen, d. h. mit  $F_{\mu\nu} = [d_\mu, d_\nu]$  muss gelten:

$$[d_\lambda, [d_\mu, d_\nu]] + \text{cycl.} + \text{cycl.} \equiv 0.$$

Diese Gleichungen sind das Analogon zum 1. Maxwellschen Quadrupel. Da diese Ausdrücke aber infolge ihrer Herleitung identisch Null sein müssen, ist es nicht möglich, sie auf der rechten Seite durch Inhomo-

gencitäten zu ergänzen (das Analogon zu einem magnetischen 4er-Strom), wie das in der *CQM* (Maxwellsche Gleichungen) möglich wäre.

3. Die Eichtransformationen sind eine Darstellung der Eichgruppe im Hilbertraum  $H^a$ . Die Eichgruppe der *CQM* ist die abelsche Drehgruppe  $O^2$ . Ihre irreduziblen Darstellungen sind alle vom 1. Grad und mit  $e^{iQ}$  ist auch  $e^{irQ}$  ( $r$  irgendeine reelle Zahl) eine mögliche Darstellung; infolgedessen ist mit  $Q$  auch  $rQ$  eine Kopplung eines Teilchens an das Eichfeld, d. h. alle Ladungen  $-\infty < Q < \infty$  sind formal zugelassen. Wiederum schliesst die Tatsache, dass die Gruppe  $O^3$  nicht abelsch ist, eine solche Möglichkeit aus: ausser der Darstellung durch die Einheit existiert nur eine Darstellung von der 1. Ordnung: alle Elementarteilchen die man in die Theorie einführen will, sind mit derselben Ladung an das Eichfeld gekoppelt. Daneben existieren die (quaternionischen) Darstellungen von höherer Ordnung, die wir in Part III angegeben haben. Es scheint kein Grund vorzuliegen, sie auszuschliessen, ihre Bedeutung ist aber nicht abgeklärt, und wir behalten uns vor, darauf zurückzukommen.

Wir möchten zum Schluss darauf hinweisen, dass das Yang-Mills-Feld (die Formulierung dieses Feldes im Rahmen der *CQM* gestattet den Gebrauch einer zusätzlichen imaginären Grösse  $i!$ ) in einer neueren Arbeit von SALAM und WARD<sup>7)</sup> im Zusammenhang mit dem Elementarteilchenproblem verwendet worden ist. Ob eine solche Formulierung in der *QQM* möglich ist, bleibt noch offen.

#### *Literatur*

- 1) G. D. BIRKHOFF und J. v. NEUMANN, *Annals of Math.* 33, 163 (1932).
- 2) Vgl. L. PONTRJAGIN, *Topologische Gruppen*, B. G. Teubner, 1957. IV. Kapitel.
- 3) Für die Möglichkeit einer reellen *QM* vergleiche die Mitteilung von E. C. G. STUECKELBERG in diesem Heft. Die Autoren sind Prof. STUECKELBERG für seine Unterstützung zu Dank verpflichtet.
- 4) Vgl. D. FINKELSTEIN, J. M. JAUCH, D. SPEISER, «Notes on Quaternion Quantum Mechanics», Part I, II, III. CERN, Theoretical Study Division.
- 5) R. UTYIAMA, *Phys. Rev.* 101, 1597 (1956).
- 6) C. N. YANG und R. L. MILLS, *Phys. Rev.* 86, 181 (1954).
- 7) A. SALAM und J. C. WARD, *Nuovo Cimento*, Vol. XI, No. 4, p. 568, 1959.

### **Amélioration du Plateau des Compteurs G. M. à Remplissage Argon-Alcool**

par J. KERN et O. HUBER  
(Fribourg, Université)

Erscheint ausführlich in *Helv. Phys. Acta* 32, 332 (1959).

## Détermination du pouvoir d'arrêt moyen et de l'énergie absorbée en milieu irradié

par G. JOYET

(Laboratoire du Bétatron et des Isotopes  
de l'Institut Universitaire de Radiologie, Zurich)

Dans la gamme des rayons X, des rayons  $\gamma$  ou des radiations de freinage qui s'étend de 200 keV à 30 MeV, de nombreux effets biologiques, chez les mammifères, apparaissent comme peu dépendants de l'énergie maximum du rayonnement, si la dose, au lieu d'être mesurée par l'ionisation dans l'air (dose d'exposition), est mesurée par l'énergie absorbée, dans le milieu vivant irradié (dose absorbée). Par ailleurs, au-dessus de 3 MeV, la dose d'exposition n'est plus définie<sup>1)</sup>.

La mesure de l'énergie absorbée par calorimétrie qui exige des mesures à  $10^{-5}^{\circ}$  C près<sup>2) 3)</sup> n'est possible que dans les métaux conducteurs ou dans des liquides tels que l'eau. Elle ne paraît guère praticable dans les tissus vivants.

En 1928, puis en 1936, L. H. GRAY<sup>4) 5)</sup> a proposé de déterminer l'énergie absorbée à partir de la mesure de l'ionisation  $N_a$  dans une cavité pratiquée dans le milieu irradié et remplie d'air. L'énergie  $E_m$  absorbée par unité de masse du milieu irradié à l'endroit où se trouve la cavité suffisamment petite, est liée à l'ionisation  $N_a$ , en nombre de paires d'ions par gramme d'air, par la relation

$$E_m = N_a W_a \frac{\overline{Sm}}{\overline{Sa}}$$

dite relation de BRAGG-GRAY. Celle-ci est adoptée par la Commission Internationale des Unités en Radiologie<sup>1)</sup>.  $W_a$  est l'énergie nécessaire pour former une paire d'ions dans l'air. La relation suppose que le spectre d'électrons secondaires *traversant* un volume élémentaire est le même dans le milieu irradié et dans la cavité gazeuse (ce spectre est nettement différent du spectre d'électrons *produits* dans un volume élémentaire du milieu ou du gaz<sup>6)</sup>). Dans un théorème, U. FANO<sup>7)</sup> a montré théoriquement l'identité des spectres secondaires dans la cavité et dans le milieu lorsque la composition atomique du gaz et du milieu sont les mêmes.

$\overline{Sm}$  et  $\overline{Sa}$  sont respectivement les valeurs moyennes du pouvoir d'arrêt du spectre des électrons secondaires dans le milieu et dans l'air. Le rapport  $\overline{Sa}:\overline{Sm}$  a été calculé théoriquement par L. V. SPENCER et F. H. ATTIX<sup>8)</sup> pour des chambres d'ionisation à extrapolation et à air en admettant l'identité des deux spectres secondaires, mais en tenant compte des dimensions de la chambre, pour les spectres secondaires de  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  et  $^{198}\text{Au}$ . Pour les rayonnements  $\gamma$  de ces 3 isotopes, les valeurs théoriques de  $\overline{Sm}:\overline{Sa}$  diffèrent peu des valeurs expérimentales établies par

ATTIX et DE LA VERGNE<sup>8)</sup> lorsque le numéro atomique du milieu n'est pas trop différent de celui de l'air ( $Z = 6$  à  $13$ ), ce qui justifie l'adoption d'un spectre électronique secondaire identique dans le milieu et dans la chambre.

La valeur du rapport  $\overline{Sm}:\overline{Sa}$  (ou son inverse) déterminée pour un spectre incident et un milieu déterminé, permet donc, à l'aide d'une mesure d'ionisation et de la relation de Bragg-Gray, de calculer l'énergie absorbée au point considéré du milieu irradié. La composition atomique des milieux biologiques n'étant pas toujours connue, et les spectres  $X$  ou  $\gamma$  d'irradiation très variables, il ne paraît pas praticable de déterminer théoriquement un grand nombre de valeurs du rapport  $\overline{Sm}:\overline{Sa}$ . En revanche, on peut déterminer expérimentalement le rapport des pouvoirs d'arrêt moyens de différents milieux, pour un même spectre, à l'aide des considérations suivantes :

L'expérience montre que pour des spectres de rayons  $X$  au-dessus de  $150$  keV, des rayons  $\gamma$  ( $^{60}\text{Co}$ ) et des radiations de freinage jusqu'à  $40$  MeV, l'ionisation dans une cavité en fonction de la profondeur suit une loi exponentielle après avoir dépassé, à l'entrée dans le milieu, la zone de transition<sup>9)</sup>. Pour tenir compte de cette zone, on peut remplacer la courbe réelle par une courbe exponentielle de même pente et de même intégrale de  $0$  à  $l'\infty$  en fonction de la profondeur  $x$ . L'ionisation dans une cavité d'air s'exprime ainsi par

$$N_a = N_{a0} e^{-\mu x}$$

où  $N_{a0}$  est l'ionisation extrapolée à l'origine.

Dans la région exponentielle de la courbe d'ionisation, il apparaît raisonnable de supposer que la répartition en énergie des électrons secondaires reste invariable et indépendante de la profondeur. Le rapport  $\overline{Sm}:\overline{Sa}$  peut donc être supposé constant pour un spectre incident et un milieu déterminé. Si  $E_i$  est l'énergie incidente qui provoque à la profondeur  $x$  l'ionisation  $N_a$ , l'on a :

$$E_i = \frac{N_{a0}}{\mu} W_a \frac{\overline{Sm}}{\overline{Sa}}.$$

Enfin, si des milieux différents  $1, 2, 3 \dots$  sont exposés au même spectre et à la même énergie incidente  $E_i$ , on obtient la relation

$$\frac{N_{a01}}{\mu_1} \overline{Sm}_1 = \frac{N_{a02}}{\mu_2} \overline{Sm}_2 = \frac{N_{a03}}{\mu_3} \overline{Sm}_3 \dots \quad (1)$$

La mesure des courbes d'ionisation dans les milieux  $1, 2, 3 \dots$  permet de déterminer les rapports des pouvoirs d'arrêt de ces milieux pour le même spectre. On pourra déterminer les pouvoirs d'arrêt relativement à



celui de l'air, si l'on mesure l'ionisation dans un milieu dont l'absorption gamma est équivalente à celle de l'air (fantôme artificiel ou air comprimé).

La relation (1) suppose que l'énergie dissipée latéralement par diffusion est négligeable, ce qui n'est pas le cas habituellement pour les faisceaux d'irradiation qui ont des dimensions radiales limitées. En munissant le faisceau de collimateurs annulaires, on pourra déterminer la part de l'ionisation dans l'axe du faisceau qui provient de la diffusion latérale et apporter à la courbe d'ionisation les corrections appropriées correspondant à un faisceau dont l'intensité est radialement constante.

#### *Bibliographie*

- 1) Report of the International Commission on Radiological Units and Measurements, 1956, NBS, Handbook 62.
- 2) J. S. LAUGHLIN et al., Am. J. of Roentgenology, Rad. Th. and Nucl. Med. 70, 294 (1953).
- 3) J. McELHINNEY et al. Rad. Res. 6, 40 (1957).
- 4) L. H. GRAY, Proc. of R. Soc. 156, 578 (1936).
- 5) L. H. GRAY, Proc. Cambridge Phil. Soc. 40, 72 (1944).
- 6) L. V. SPENCER, and U. FANO, Phys. Rev. 93, 237 (1954).
- 7) U. FANO, Rad. Res. 7, 237 (1954).
- 8) L. V. SPENCER, and F. H. ATTIX, Rad. Res. 3, 239 (1955).
- 9) G. J. HINE, and G. L. BROWNELL, Radiation dosimetry (Academic Press, 1956), Chap. 12.

---

### **Flüssigkeiten zur Verwendung in grossen Blaskammern**

von B. HAHN, A. W. KNUDSEN und G. RIEPE  
(Fribourg, Université)

Erscheint im Review of Scientific Instruments.

---

### **Gamma-Spektrograph für Gamma-Energien von 5-20 MeV**

von R. McALLISTER und W. PFEIFFER  
(Zürich, Universität)

Kein Manuskript eingegangen.

---

### **Monoenergetische Positronen im Bi<sup>206</sup>-Zerfall**

von J. H. BRUNNER, H. J. LEISI, C. F. PERDRISAT und P. SCHERRER  
(Physikalisches Institut der ETH, Zürich)

Eine ausführliche Arbeit wird in den Helv. Phys. Acta erscheinen.

Siehe auch: J. H. BRUNNER, H. J. LEISI, C. F. PERDRISAT, and P. SCHERRER, Phys. Rev. Lett. 2, 207 (1959).

### (n, $\gamma$ )-Spektren von Jod, Caesium und Iridium

VON R. BALZER, H. KNOEPFEL, J. LANG, P. STOLL UND W. WÖFLI  
(Physikalisches Institut der ETH, Zürich)

Mit einem Paarspektrometer hoher Empfindlichkeit<sup>1)</sup> wurden am Swimmingpool-Reaktor «Saphir» in Würenlingen einige bisher unbekannte (n,  $\gamma$ )-Spektren schwerer Kerne im Energiebereich über 3 MeV ausgemessen. Es handelt sich um komplizierte Gammaskpektren, die an das Auflösungsvermögen des Spektrometers grosse Anforderungen stellen. In unserem Fall hat die einzelne Gammalinie eine experimentell festgestellte Halbwertsbreite von 105 keV, was bei 6 MeV einem Auflösungsvermögen von weniger als 2% entspricht. Dank der speziell einfachen Form der Einzellinie ist es möglich, das gemessene Spektrum relativ einfach aufzulösen.

Die absolute und relative Empfindlichkeit des Paarspektrometers wurde theoretisch und experimentell bestimmt. Damit ist es möglich, bei jeder aufgelösten Gammalinie nicht nur die Energie, sondern auch ihre Intensität in Anzahl Quanten pro 100 Neutroneneinfänge anzugeben.

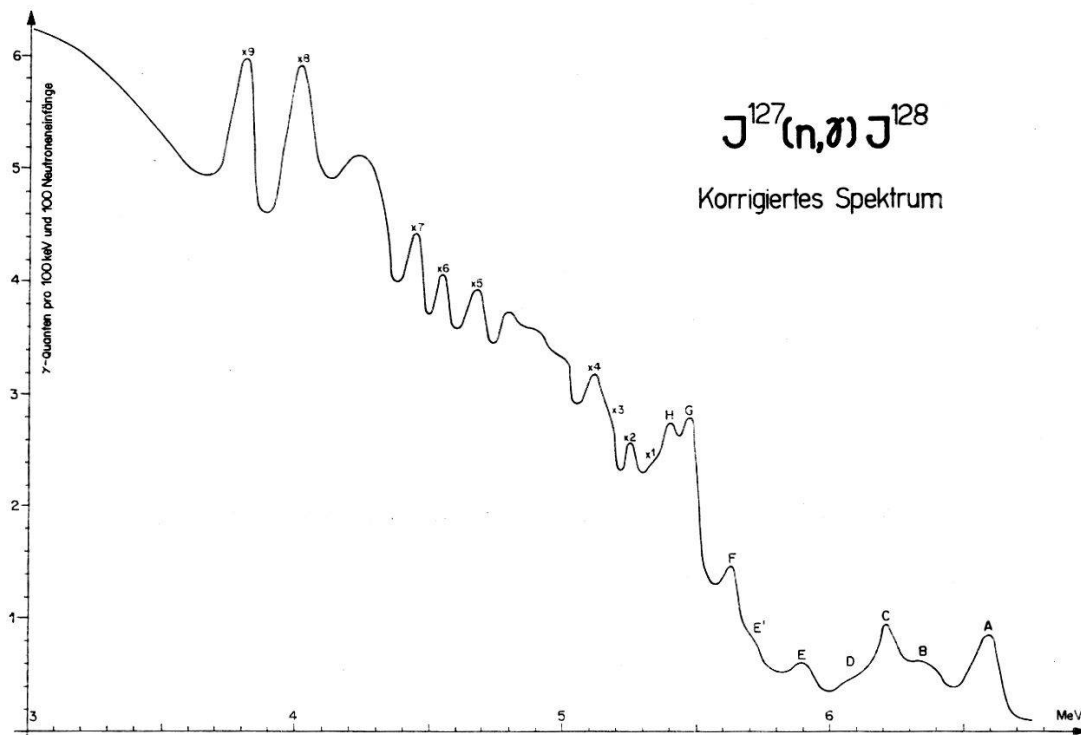


Fig. 1.

Die Intensität wurde durch Vergleich mit der 8,99 MeV Gammalinie des Nickels, das der Targetsubstanz beigemischt wurde, erhalten. Die Intensität dieser Eichlinie wurde auf ähnliche Art mit der bekannten 7,38-MeV-Linie, die bei Neutroneneinfang an  $Pb^{207}$  entsteht und mit der 2,75-MeV-Linie aus der Gammakaskade, welche dem Zerfall des  $Na^{24}$  folgt, be-

stimmt. Für dieses Experiment musste eine Na-Target von 130 Curie hergestellt werden.

Tabelle 1

a) Jod <sup>128</sup> Theor. n-BE 6,304 MeV		b) Caesium <sup>134</sup> Theor. n-BE 6,155 MeV	
MeV	$\gamma$ - pro 100 n	MeV	$\gamma$ - pro 100 n
A 6,71 ± 0,02	1,3 ± 0,3	A 6,702 ± 0,015	1,4 ± 0,2
B 6,45 ± 0,03	0,7 ± 0,2	A' ? 6,52 ± 0,03	0,2
C 6,29 ± 0,03	1,1 ± 0,3	B 6,365 ± 0,025	0,6 ± 0,2
D 6,16 ± 0,04	0,2 ± 0,1	C 6,185 ± 0,020	2,3 ± 0,4
E 5,99 ± 0,03	0,7 ± 0,2	D 6,060 ± 0,025	1,5 ± 0,3
E' 5,86 ± 0,04	0,5 ± 0,2	E 5,945 ± 0,025	1,5 ± 0,3
F 5,75 ± 0,03	1,9 ± 0,4	F 5,815 ± 0,025	1,5 ± 0,3
G 5,57 ± 0,03	3,7 ± 0,5	G 5,725 ± 0,025	1,4 ± 0,3
H 5,50 ± 0,03	2,5 ± 0,4	H 5,638 ± 0,025	3,5 ± 0,8
X <sub>1</sub> 5,43		I 5,505 ± 0,025	3,9 ± 0,9
X <sub>2</sub> 5,35		K 5,395 ± 0,025	2,5 ± 0,6
X <sub>3</sub> 5,27		L 5,285 ± 0,025	4,5 ± 0,9
X <sub>4</sub> 5,21		X <sub>1</sub> 5,03	
X <sub>5</sub> 4,78		X <sub>2</sub> 4,84	
X <sub>6</sub> 4,65		X <sub>3</sub> 4,70	
X <sub>7</sub> 4,56		X <sub>4</sub> 4,63	
X <sub>8</sub> 4,15		X <sub>5</sub> 4,51	
X <sub>9</sub> 3,92			
c) Iridium			
Theor. n-BE		192 6,099 MeV	
		194 5,857 MeV	
MeV	$\gamma$ - pro 100 n	MeV	$\gamma$ - pro 100 n
A 6,085 ± 0,015	1,1 ± 0,4	G ? 5,48 ± 0,04	1,7 ± 0,6
B 5,97 ± 0,02	1,3 ± 0,4	H 5,34 ± 0,03	1,7 ± 0,6
C 5,92 ± 0,03	0,9 ± 0,4	X <sub>1</sub> 5,14	
D 5,77 ± 0,03	1,5 ± 0,4	X <sub>2</sub> 4,79	
E 5,67 ± 0,03	2,5 ± 0,8	X <sub>3</sub> 4,60	
F ? 5,59 ± 0,04	1,7 ± 0,6	X <sub>4</sub> 4,50	

Das Resultat ist in Tabelle 1 zusammengefasst. Für jede mit einem Buchstaben bezeichnete Linie sind Energie und Intensität angegeben. Beim Iridium (Isotope Ir<sup>191</sup>, Ir<sup>193</sup>) sind die Intensitäten bezüglich dem natürlichen Isotopengemisch angegeben. Die Bezeichnungen X 1, X 2, ... deuten im Gegensatz darauf hin, dass es sich nicht unbedingt um einzeln aufgelöste Linien handelt; der angegebene Energiewert bezeichnet den Schwerpunkt einer Liniengruppe (maximal 3 Linien), wovon eine Linie



besonders stark sein mag. Figur 1 zeigt am Beispiel des Jods ein für die Spektrometerempfindlichkeit korrigiertes  $(n, \gamma)$ -Spektrum.

Die Diskussion der Spektren folgt mit der Beschreibung der Apparatur und der weiteren Experimente in einer demnächst erscheinenden ausführlichen Arbeit.

#### Literatur

- <sup>1)</sup> H. KNOEPFEL, CH. MENOUD und P. STOLL, *Helv. Phys. Acta* **31**, 330 (1958);  
R. BALZER, H. KNOEPFEL, P. STOLL und W. WÖLFELI, *Helv. Phys. Acta* **31**, 328 (1958).

### (p, n $\gamma$ )-Reaktionen an Co<sup>59</sup> und As<sup>75</sup>

von B. LOBKOWICZ und P. MARMIER

(Cyclotron-Laboratorium, Physikalisches Institut der ETH, Zürich)

Durch Untersuchung der bei (p, n $\gamma$ )-Reaktionen an Co<sup>59</sup> und As<sup>75</sup> entstehenden Gammaspekten wurden die Niveauschemata von Ni<sup>59</sup> und Se<sup>75</sup> ermittelt.

Der 4-MeV-Protonenstrahl des ETH-Cyclotrons fällt auf die Target. Die Gammastrahlung wird mit Hilfe von zwei NaJ(Tl)-Kristallen von 1"  $\times$  1" und 2"  $\times$  2" mit Du Mont 6292 Photomultipliern beobachtet. Die elektrischen Impulse werden in einer fast-slow-Koinzidenzapparatur mit einer Auflösungszeit von  $2\tau = 2 \cdot 10^{-8}$  bis  $2 \cdot 10^{-7}$  sec registriert. In

**Tabelle 1**

Relative Intensitäten der Gammalinien

Co <sup>59</sup> (p, n $\gamma$ )Ni <sup>59</sup>		As <sup>75</sup> (p, n $\gamma$ )Se <sup>75</sup>	
$E_\gamma$ (keV)	$J_{rel}$	$E_\gamma$ (keV)	$J_{rel}$
330	100	110	10
450	17	135	23
880	21	285	100
990	40	430	14
1170	22	610	20
1320	24	670	3
1410	13	780	6
		850	12
		990	11
		1130	4

Tabelle 1 sind die Energien und relativen Intensitäten der beobachteten Gammalinien angegeben. Beim Kobalt wird eine Target von ca. 10mg/cm<sup>2</sup> verwendet, während in der ca. 1 mm dicken Arsentarget die Protonen vollständig abgebremst werden. Der von den Comptonverteilungen höherer Linien und von den Neutronen herrührende Untergrund beschränkt

die Genauigkeit der angegebenen Intensitäten. Die Fehlergrenze beträgt ca. 30%. Die Zuordnung der  $\gamma$ -Linien zu einer (p, n)-Reaktion erfolgte durch ( $\gamma$ , n)-Koinzidenzmessungen. Die im  $\text{Ni}^{59}$  gefundenen Niveaus

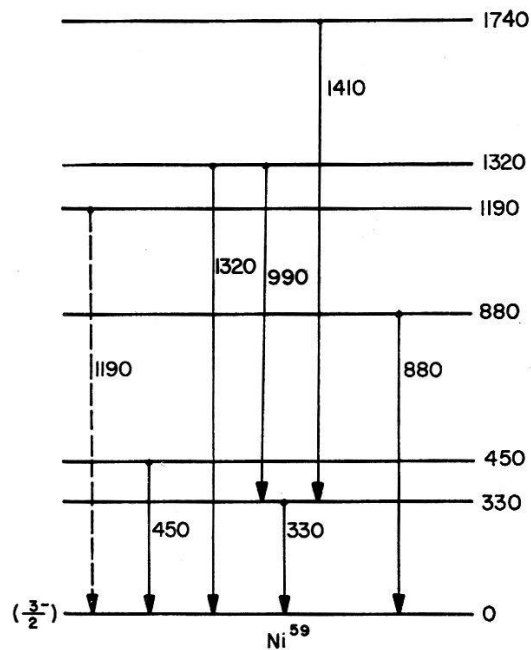


Fig. 1

Niveauschema von  $\text{Ni}^{59}$ .

(Fig. 1) stimmen mit denjenigen überein, die mittels (d, p)- und (n,  $\gamma$ )-Reaktionen ermittelt wurden<sup>1)</sup>. Figur 2 zeigt das Niveauschema von  $\text{Se}^{75}$ . Das von ELWYN u. a.<sup>2)</sup> beobachtete 570-keV-Niveau finden wir nicht.

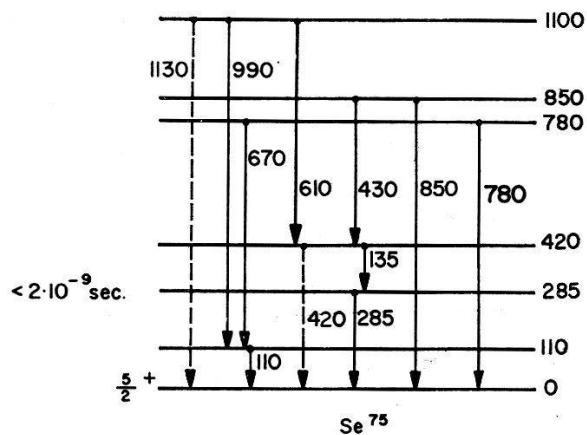


Fig. 2

Niveauschema von  $\text{Se}^{75}$ .

Die Linie von 1130 keV ist dem direkten Übergang des 1100 keV-Niveaus in den Grundzustand zugeschrieben, obwohl die Energien nicht ganz übereinstimmen.

Wir können auch nicht ausschliessen, dass ein Teil der 430-keV-Linie dem direkten Übergang des 420-keV-Niveaus in den Grundzustand entspricht. Die Lebensdauer des 285-keV-Niveaus muss auf Grund verzögerter Koinzidenzmessungen kleiner als  $2 \cdot 10^{-9}$  sec sein.

#### Literatur

- 1) J. W. BUTLER und C. R. GOSETT, Phys. Rev. 109, 863 (1958).  
 2) A. J. ELWYN et al., Phys. Rev. 112, 1200 (1958).

### Absolutmessung zweier Fluorresonanzen

VON A. LIPPOLD, J. W. MÜLLER, H. H. STAUB UND H. WINKLER  
 (Universität Zürich)

Die genauen Energiewerte für die beiden  $F^{19}(p, \alpha \gamma)O^{16}$ -Resonanzen zwischen 1,3 und 1,4 MeV sind in den letzten Jahren mehrmals bestimmt worden<sup>1-4</sup>). Da frühere Messungen zu sehr unterschiedlichen Resultaten geführt hatten, schien es angebracht, die wiederholt als Referenzpunkte verwendeten Energiewerte durch eine Absolutmessung neu zu bestimmen.

Als Energieanalysator für die in einem Van de Graaff Generator beschleunigten Protonen diente ein homogener  $180^\circ$ -Magnet von 1 m Durchmesser. Die Messapparatur entsprach im wesentlichen der früher beschriebenen<sup>5</sup>). Als Target wurde im Vakuum aufgedampftes  $CaF_2$  verwendet.

Fig. 1 zeigt zwei der gemessenen  $\gamma$ -Ausbeutekurven. Bei der Berechnung der Resonanzenergien und Halbwertsbreiten wurden für folgende Effekte Korrekturen angebracht:

1. Energieabhängigkeit der penetrability.
2. Einfluss benachbarter Resonanzen.
3. Targetdicke und stragging bei dünner Target.

Autoren	$E_{\text{res}}$ (keV)	$\Gamma$ (keV)
1344 keV		
BENETT et al. <sup>1)</sup> . . . . .	1335	4,8
CHAO et al. <sup>2)</sup> . . . . .	1355	8,6
BARNES <sup>3)</sup> . . . . .	$1346 \pm 1,5$	4,5
HUNT and FIRTH <sup>4)</sup> . . . . .	$1348 \pm 1,3$	$5,6 \pm 0,5$
Vorliegende Arbeit . . . . .	$1344,5 \pm 1,0$	$4,5 \pm 1,0$
1373 keV		
BENETT et al. <sup>1)</sup> . . . . .	1363	15
CHAO et al. <sup>2)</sup> . . . . .	1381	15,0
BARNES <sup>3)</sup> . . . . .	$1372 \pm 1,5$	15
HUNT and FIRTH <sup>4)</sup> . . . . .	$1375 \pm 1,4$	$11,0 \pm 1,0$
Vorliegende Arbeit . . . . .	$1373,0 \pm 1,0$	$13,5 \pm 1,0$

In der folgenden Tabelle sind die vorläufigen Ergebnisse zusammen mit bisherigen Resultaten angegeben. Da die Form der Resonanz bei 1344 keV durch die höher liegende stark gestört wird, ist eine zuverlässige Bestimmung ihrer Halbwertsbreite nicht ohne weiteres möglich.

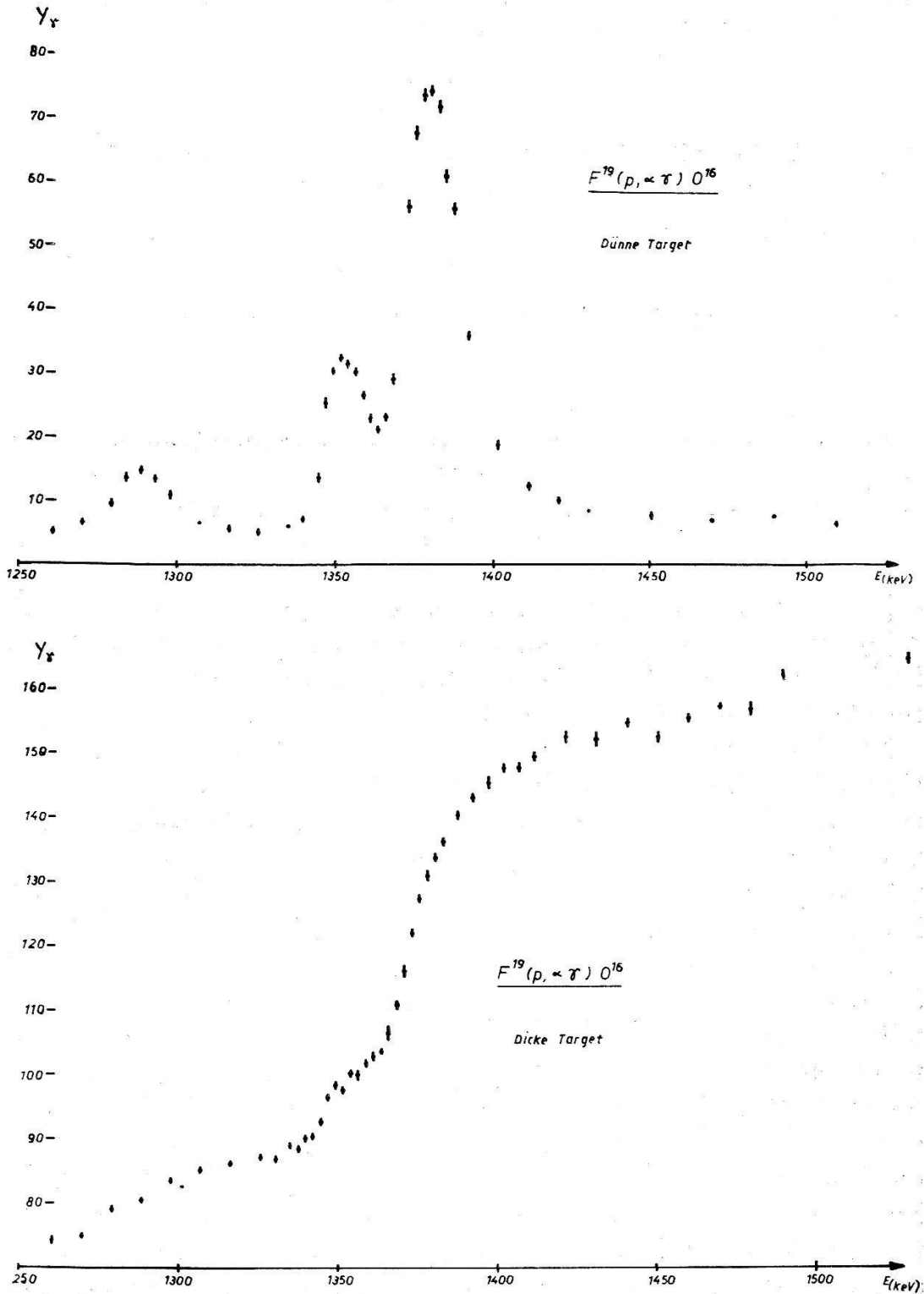


Fig. 1

*Literatur*

- 1) BENETT, BONNER, MANDEVILLE, and WATT, Phys. Rev. 70, 882 (1946).
- 2) CHAO, TOLLESTRUP, FOWLER, and LAURITSEN, Phys. Rev. 79, 108 (1950).
- 3) BARNES, Phys. Rev. 97, 1226 (1955).
- 4) HUNT and FIRTH, Phys. Rev. 99, 786 (1955).
- 5) BUMILLER, STAUB und WEAVER, Helv. Phys. Acta 29, 83 (1956) und STAUB, Nuovo Cim., Suppl. 10, Vol. 6, 306 (1957).

---

**Totaler Neutronenwirkungsquerschnitt für O<sup>18</sup> im  
Energiebereich von 2,8-4,2 MeV**

VON E. BAUMGARTNER, P. HUBER, L. SCHELLENBERG und F. SEILER  
(Basel, Universität)

Erscheint demnächst in den Helv. Phys. Acta.

---

**Streuung und Polarisations-effekte von schnellen Neutronen an  
Deuteronen**

VON H.-J. GERBER, M. BRÜLLMANN, D. MEIER und P. SCHERRER  
(Physikalisches Institut der ETH, Zürich)

Der differentielle Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{n-d}(\vartheta)$  und die Polarisation  $P(\vartheta)$  für die elastische Streuung von 3,27-MeV-Neutronen an Deuteronen ist im Hinblick auf theoretische Arbeiten<sup>1)</sup> bis <sup>6)</sup>, welche diese Größen mit der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung verknüpfen, gemessen worden.

Die Messung von  $\sigma_{n-d}(\vartheta)$  benützt Koinzidenzen zwischen den im flüssigen C<sub>6</sub>D<sub>6</sub>-Szintillator gestossenen Deuteronen und den gestreuten Neutronen.  $P(\vartheta)$  erhält man aus der Asymmetrie von  $\sigma_{n-d}(\vartheta)$  bei Verwendung von polarisierten D-D-Neutronen<sup>7)</sup>. Für weitere Einzelheiten verweisen wir auf <sup>8)</sup> <sup>9)</sup> und auf eine ausführliche Arbeit, die demnächst in Helv. Phys. Acta erscheint.

Ergebnisse: In Figur 1 sind unsere Messungen des *differentiellen Wirkungsquerschnittes* mit Messungen von SEAGRAVE and CRANBERG<sup>10)</sup> und mit theoretischen Kurven von BUCKINGHAM, HUBBARD and MASSEY<sup>1)</sup> und CHRISTIAN and GAMMEL<sup>2)</sup> verglichen. In Figur 2 sind unsere neuen (doppelte Kreise) und unsere früheren Messungen (ausgefüllte Punkte) der *Polarisation* aufgetragen. Von WHITE, CHISHOLM and BROWN<sup>11)</sup> ist die Polarisation unter  $\vartheta = 90^\circ$  gemessen worden: Punkt WCB. Der Punkt SSCS stellt die Polarisation der an Deuteronen gestreuten Protonen unter  $\vartheta = 90^\circ$  dar, gemessen von SHAFROTH, SEGEL, CHALMERS and STRAIT<sup>12)</sup>. Die gestrichelte Kurve ist von DELVES and BROWN<sup>6)</sup> mit berücksichtigter Tensorkraft berechnet. CRANBERG<sup>13)</sup> hat die Polaris-

.ion für  $E_n = 2,1$  MeV gemessen und kleiner als 7% befunden. Vgl. auch <sup>11)</sup>.

Die in unseren Messungen angegebenen Fehler berücksichtigen neben der statistischen Ungenauigkeit auch die apparativen Fehlerquellen.

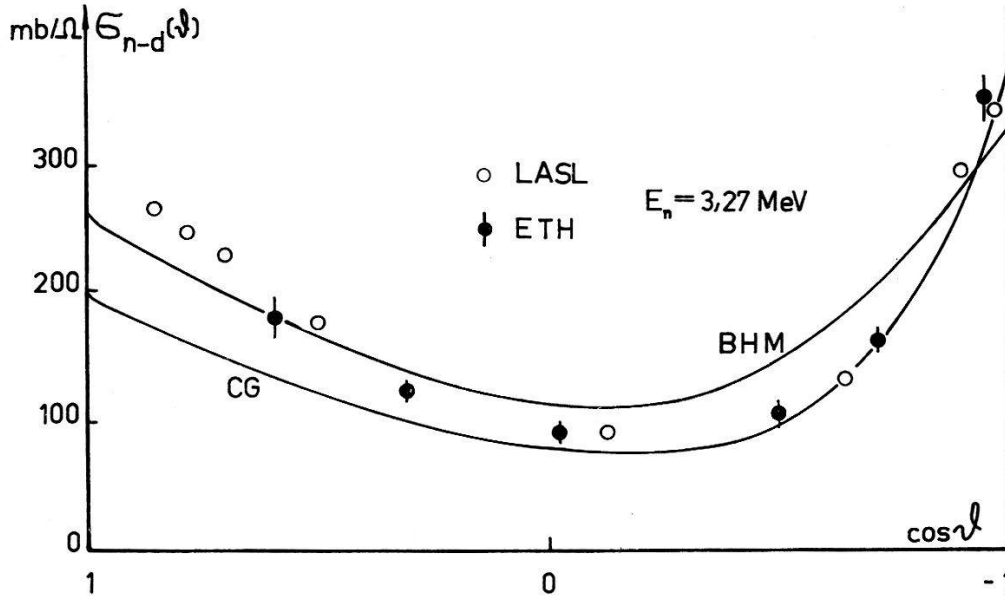


Fig. 1

Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Neutronen an Deuteronen bei  $E_n(\text{Lab}) = 3,27$  MeV.  $\theta$  = Streuwinkel im Schwerpunktsystem. Die theoretische Kurve  $BHM^1)$  ist für 3 MeV, diejenige  $CG^2)$  ist für 3,27 MeV gerechnet.

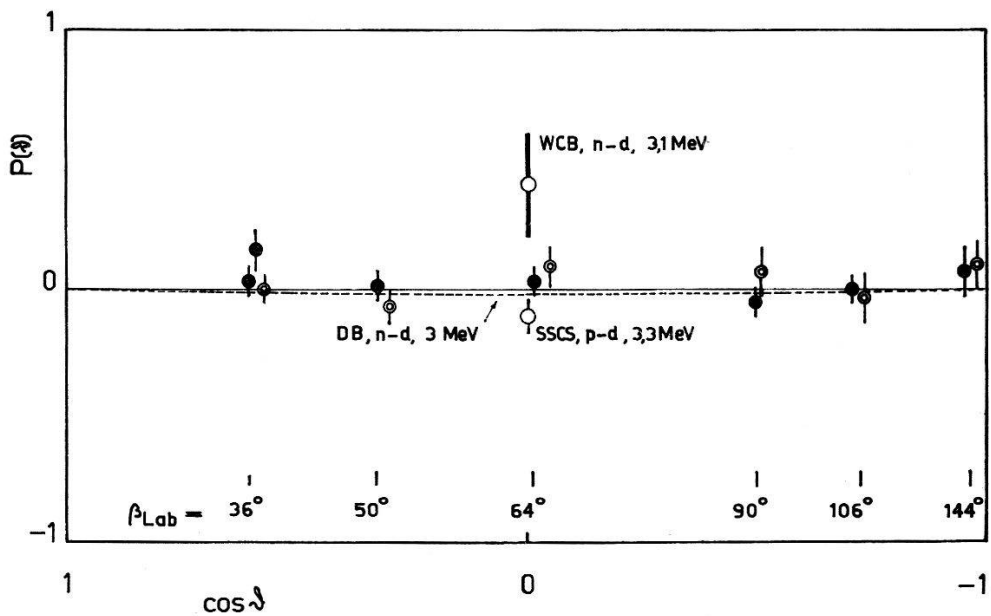


Fig. 2

Vergleich unserer Messungen der Polarisation der an Deuteronen gestreuten 3,27-MeV-Neutronen (doppelte Kreise und ausgefüllte Punkte) mit einer anderen Messung:  $WCB^{11)}$ , und einer theoretischen Kurve:  $DB^6)$ , sowie mit der Polarisation der an Deuteronen gestreuten Protonen  $SSCS^{12)}$ . Siehe auch  $L. CRANBERG^{13)}$ .

*Literatur*

- 1) R. A. BUCKINGHAM, S. J. HUBBARD and H. S. W. MASSEY, Proc. Roy. Soc. *A* 211, 183 (1952).
- 2) R. S. CHRISTIAN and J. L. GAMMEL, Phys. Rev. 97, 100 (1953).
- 3) A. H. DE BORDE and H. S. W. MASSEY, Proc. Phys. Soc. *A* 68, 769 (1955).
- 4) A. K. BOSE, Diss. Georg-August-Universität, Göttingen 1957.
- 5) B. H. BRANSDEN, K. SMITH and C. TATE, Proc. Roy. Soc. *A* 247, 73 (1958).
- 6) L. M. DELVES and D. BROWN, Nuclear Physics 11, 432 (1959).
- 7) R. W. MEIER, P. SCHERRER und G. TRUMPY, Helv. Phys. Acta 27, 577 (1954).
- 8) M. BRÜLLMANN, H.-J. GERBER und D. MEIER, Helv. Phys. Acta 31, 318 (1958).
- 9) H.-J. GERBER, M. BRÜLLMANN und D. MEIER, Helv. Phys. Acta 31, 580 (1958).
- 10) J. D. SEAGRAVE and L. CRANBERG, Phys. Rev. 105, 1816 (1957).
- 11) R. E. WHITE, A. CHISHOLM and D. BROWN, Nuclear Physics 7, 233 (1958).
- 12) S. M. SHAFROTH, R. E. SEGEL, R. CHALMERS and E. N. STRAIT, Bull. Amer. Phys. Soc. 4, 62 (1959).
- 13) L. CRANBERG, Bull. Amer. Phys. Soc. 3, 365 (1958) und Phys. Rev. Letters 2, 324 (1959).

**Polarisation elastisch gestreuter Protonen von 4-MeV-Energie**

von J. SALADIN und P. MARMIER

(Cyclotronlaboratorium, Physikalisches Institut der ETH, Zürich)

Die Messung der Polarisation elastisch gestreuter Protonen in Funktion des Streuwinkels erlaubt, festzustellen, ob dem Potential des optischen Modells ein Spinbahnkopplungsterm beigefügt werden muss in Analogie zum Potential des Schalenmodells. Derartige Polarisationsmessungen wurden an Al und Mg ausgeführt. Die Polarisation wurde durch Messung der links-rechts-Asymmetrie einer zweiten Streuung an He bestimmt. Kernphotoplatten dienten als Detektoren der doppelt gestreuten Protonen. Die maximal gemessenen Polarisierungen betragen bei Al 36% und bei Mg 21%.

Im Falle des Al haben BJORKLUND und CAMPBELL die Polarisation elastisch gestreuter 4-MeV-Protonen für ein optisches Modell mit einem Spin-Bahn-Kopplungsterm gerechnet. Aus den gemessenen Werten wurden die Potentialparameter mittels der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt. Der gemessene und der berechnete Verlauf der Polarisation in Funktion des Streuwinkels stimmen gut überein. Insbesondere sind die verwendeten Potentialparameter konsistent mit der Analyse einer grossen Zahl von anderen Polarisations- und Streumessungen<sup>1)</sup>. Im Falle des Mg liegen noch keine Rechnungen vor.

Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst.

<sup>1)</sup> UCRL-Report 5028 by FRANK BJORKLUND and SIDNEY FERNBACH.

### Coulomb-Anregung deformierter ungerader Kerne

VON J. DE BOER, M. MARTIN und P. MARMIER

(Cyclotronlaboratorium, Physikalisches Institut der ETH, Zürich)

Die elektromagnetische Anregung der Kerne  $\text{Eu}^{153}$ ,  $\text{Gd}^{155}$ ,  $\text{Gd}^{157}$ ,  $\text{Dy}^{163}$ ,  $\text{Er}^{167}$ ,  $\text{Yb}^{173}$ ,  $\text{Hf}^{177}$ ,  $\text{Hf}^{179}$ ,  $\text{Re}^{185}$  und  $\text{Re}^{187}$  wurde mit dem Scintillationszähler untersucht. Energie und Ausbeute sowie besonders die Winkelverteilung der Zerfallsgammastrahlung wurden gemessen und daraus die kollektiven Kernparameter des Bohr-Mottelson-Modells bestimmt.

Die Anregung des ersten Rotationsniveaus über die Kaskade  $I_0 \rightarrow I_0 + 2 \rightarrow I_0 + 1$  liefert einen Beitrag zur Winkelverteilung der Linie  $I_0 + 1 \rightarrow I_0$ , deren Anisotropie ausser von den beteiligten Spins und Mischungsverhältnissen auch noch von der internen Konversion des Überganges  $I_0 + 2 \rightarrow I_0 + 1$  abhängig ist.

Eine ausführliche Arbeit wird demnächst in den *Helv. Phys. Acta* erscheinen.

### $\text{K}^-$ -Einfänge durch komplexe Kerne

VON Y. EISENBERG, W. KOCH, M. NIKOLIC, M. SCHNEEBERGER und H. WINZELER  
(Universität Bern)

Erscheint demnächst in den *Helv. Phys. Acta*.

### Interactions of Antiprotons in Nuclear Emulsion

by J. DYER, H. HECKMAN, and F. M. SMITH

(University of California, Radiation Laboratory, Berkeley/USA)

Y. EISENBERG, W. KOCH, M. NIKOLIC, M. SCHNEEBERGER, and H. WINZELER  
(Physikalisches Institut der Universität Bern)

#### *Abstract*

The principal experimental results obtained in the present experiment are the following: The annihilation mean free path was found to be  $17.1^{+6.0}_{-4.4}$  cm for the energy interval between 40 and 200 MeV. The average number of emitted charged pions per star was  $1.73 \pm .35$  for the stars in flight and  $2.13 \pm .38$  for the stars at rest. Among the 30 analyzed stars 1 probable K-meson was found. The angular distribution of the elastic scatterings down to a scattering angle of  $1^\circ$  is obtained and is compared with Rutherford scattering.

The complete article will be published in *Helv. Phys. Acta*



### Section efficace de création directe de paires d'électrons par des électrons de 640 MeV

par C. PIRON, M. GAILLOUD et M. BIASUTTI

(Laboratoire de Recherches Nucléaires, E.P.U.L., Lausanne)

Un lot d'émulsions pelées Ilford G5 a été irradié aux électrons du synchrocyclotron de l'Université de Cornell. L'énergie, définie par le spectromètre à paires, variait linéairement de 830 à 680 MeV d'un bord à l'autre de l'émulsion. La densité des électrons était sensiblement uniforme. Les émulsions ont été collées et développées dans notre laboratoire, les traces d'électrons ont été suivies au microscope sur une distance de 1 cm depuis l'entrée, en vue de dénombrer les tridents. Pour une longueur de traces de 119,77 m, on a identifié 166 tridents. L'énergie moyenne des électrons primaires était de 640 MeV, compte tenu de la perte sur 1 cm.

Deux types de phénomènes peuvent donner lieu à un trident: d'une part, la production directe d'une paire dans le champ d'un noyau, ce que nous appelons vrai trident; et d'autre part, l'émission d'un photon de freinage se matérialisant au cours d'une seconde interaction, le sommet de la paire étant sur la trace du primaire; c'est un événement parasite que nous appelons faux trident. Au-delà de quelques centaines de microns du bord de l'émulsion, le nombre de faux tridents varie linéairement avec la longueur de la trace. En effet, à nos énergies, la déviation latérale due à la diffusion multiple est déjà de l'ordre du rayon de la trace ( $0,3 \mu\text{m}$ ) pour une longueur de  $250 \mu\text{m}$ . Le nombre de faux tridents par unité de longueur est donné par:

$$n_f = \int_{\vec{K}} \Sigma_p(K) dK \int_l \Sigma_b(E, K) dl G(l, E, K, \varrho)$$

$$= \int_{\vec{K}} \bar{l}(E, K, \varrho) \cdot \Sigma_p \Sigma_b dK \quad \text{où:}$$

$E$  = énergie de l'électron       $l$  = parcours du photon

$K$  = énergie du photon       $\varrho$  = rayon de la trace

$\Sigma_p$  et  $\Sigma_b$  sont respectivement les sections efficaces macroscopiques de création de paire et de Bremsstrahlung.

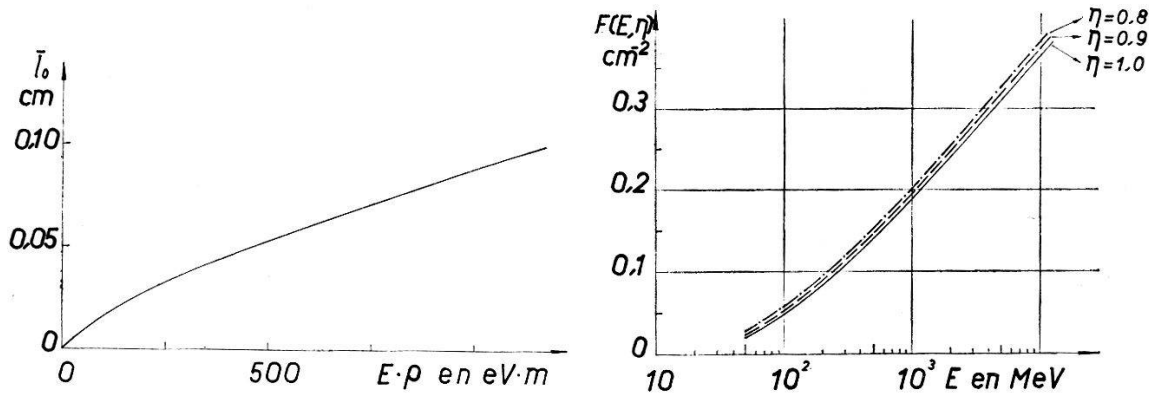
$G(l, E, K, \varrho)$  est la probabilité qu'un photon d'énergie  $K$  se trouve sur la trace à la distance  $l$ .

Le calcul montre que  $\bar{l}$  peut se mettre sous la forme:

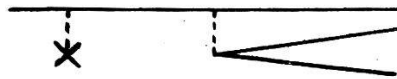
$$\bar{l}(E, K, \varrho) = \bar{l}_0(E \cdot \varrho) \left[ 1 - \eta \frac{K}{E} \right]$$

où le paramètre  $\eta \approx 1$  (dans notre cas,  $\eta = 0,8$ ), ce qui permet d'écrire pour  $n_f$ :

$$n_f = \bar{l}_0(E \cdot \rho) \cdot F(E, \eta).$$



Cette relation donne pour  $\rho = 0,3 \mu\text{m}$ ,  $E = 640 \text{ MeV}$ :  $n_f = 4,6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ . Ainsi, pour la longueur totale de traces étudiée, le nombre de faux tridents est  $N_f = 55$ , et le nombre total de vrais  $N_v = 111$ ; d'où la section efficace macroscopique expérimentale  $n_{v\text{exp}} = (9,3 \pm 1,1) \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ . BLOCK<sup>1)</sup> et d'autres auteurs donnent la valeur théorique:  $n_{v\text{th}} = 6,8 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ . L'écart de 27%, bien supérieur à l'erreur expérimentale, peut être dû au fait que les calculs théoriques se rapportent tous à une particule incidente lourde différente d'un électron, les termes d'échange et la contribution des diagrammes du type ci-dessous n'étant pas négligeable à nos énergies.



Nous remercions M. le Prof. CH. HAENNY qui a dirigé nos recherches. Notre gratitude va également au Dr CONNOLLY de l'Université de Cornell, ainsi qu'aux exploratrices de notre laboratoire. Ce travail a bénéficié de l'aide de la Commission Suisse de l'Énergie Atomique.

<sup>1)</sup> M. M. BLOCK, D. T. KING, W. W. WADA, Phys. Rev. 96, 1627 (1954); G. RACAH, Nuovo Cimento 14, 93 (1937); T. MUROTA, A. VEDA, H. TANAKA, Progr. Theor. phys. 16, 482 (1956).

## The Isotopic Compositions and Concentrations of Lead in Chondritic Stone Meteorites

by Royal R. MARSHALL

Enrico Fermi Institute for Nuclear Studies, University of Chicago  
(Present address: Physikalisches Institut der Universität Bern)

and DAVID C. HESS  
(Argonne National Laboratory Lemont, Illinois)

### *Abstract*

Microgram quantities of lead were volatilized from the chondrites RICHARDTON, HOLBROOK, BEARDSLEY, and PLAINVIEW, and were purified for mass spectrometric analysis. Samples of approximately 1  $\mu\text{g}$  were surface-ionized using the boric acid technique<sup>1</sup>). The isotopic compositions found range from highly radiogenic lead, in the case of Richardton, to leads in the other three chondrites which are substantially less radiogenic than average lead in the crust of the earth. The lowest  $\text{Pb}^{206}/\text{Pb}^{204}$  ratio (13,6<sub>7</sub>) was observed in Beardsley. Lead from Plainview had the following isotopic composition:  $\text{Pb}^{206}/\text{Pb}^{204} = 14.8_7$ ,  $\text{Pb}^{207}/\text{Pb}^{204} = 13.6_1$ , and  $\text{Pb}^{208}/\text{Pb}^{204} = 34.0_0$ .

From the present concentration determinations by the isotopic dilution method, the amount of lead in Beardsley appears to be about 0.13 p.p.m., and that in Richardton about 0.06 p.p.m. The leads in these meteorites are consistent within a factor of approximately two with the lead-lead ages and the independently measured uranium and thorium concentrations. The lead-lead age for Richardton is the same as that found by PATTERSON<sup>2</sup>) for Nuevo Laredo, being  $4.6 \times 10^9$  yr. The lead concentration measured for Forest City is 0.090 p.p.m., and that for HOLBROOK is 0.28 p.p.m. The average concentration for typical chondrites seems to be about 0.2 p.p.m. Accordingly, the abundance of lead is about one-third that estimated by SUESS and UREY<sup>3</sup>).

Holbrook is quite anomalous in containing 2.5 times the amount of radiogenic lead that can be explained on the simple basis of the lead from the troilite in the Canyon Diablo and Henbury iron meteorites. One explanation for this discrepancy would be the reconstitution of Holbrook, as well as Nuevo Laredo and some other stone meteorites, within the last  $1 \times 10^9$  years. At this time additional lead could have been mixed with meteoritic material which then coalesced to form «secondary objects». The latter must then have broken up and formed the stone meteorites.

The amount of lead on the surfaces of meteorites is comparable to the total amount inside. The isotopic composition of this surface lead indicates that it is principally terrestrial lead. The surface lead of HOLBROOK has the following isotopic ratios:  $\text{Pb}^{206}/\text{Pb}^{204} = 18.19$ ,  $\text{Pb}^{207}/\text{Pb}^{204} =$

15·25, and  $\text{Pb}^{208}/\text{Pb}^{204} = 36\cdot05$ . The contamination lead on the surface of Plainview has corresponding ratios of 19·14, 15·83, and 38·58.

#### References

- 1) HESS, D. C., MARSHALL, R. R., and UREY, H. C., 1957, Science, Vol. 126, p. 1291.
- 2) PATTERSON, C. C., 1955, Geochim. et Cosmochim. Acta, Vol. 7, p. 151.
- 3) SUESS, H. E., and UREY, H. C., 1956, Rev. Mod. Phys., Vol. 28, p. 53.

### **Cl<sup>36</sup> in Meteoriten**

VON CH. GFELLER, W. HERR, F. G. HOUTERMANS und H. OESCHGER  
(Physikalisches Institut der Universität, Bern)  
(Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz)

Bis jetzt sind an einigen Meteoriten die  $\text{He}^3/\text{H}^3$ -Verhältnisse gemessen worden und daraus Strahlungsalter berechnet worden. Das Strahlungsalter wird definiert als

$$T_s = \frac{\text{Anzahl He}^3\text{-Atome (korrigiert für Direktbildung)}}{\text{Anzahl Tritiumszerfälle pro Zeiteinheit}} \cdot$$

(korrigiert auf das Falldatum)

Der Gehalt an kosmogenem  $\text{He}^3$  gibt natürlich unter der Annahme, dass keine Verluste eingetreten sind, das Integral über die Erzeugung von  $\text{He}^3$  durch die kosmische Strahlung während der ganzen Lebensdauer des Meteoriten. Weiter setzt man voraus, dass die  $T$ -Produktion während dieser Zeit den gleichen Wert hatte, wie während der letzten mittleren Lebensdauer des  $T$ , d. h. 18 Jahre vor dem Fall des Meteoriten. Das Strahlungsalter, das für Steinmeteoriten stark zwischen einigen Millionen Jahren und ca. 240 Millionen Jahren variiert, ist wahrscheinlich zu deuten als die Zeit, zu der das heute vorliegende Meteoritenmaterial aus einem grösseren Körper entstanden ist, in welchem es vor der kosmischen Strahlung abgeschirmt war.

Die Tritiumaktivität gibt ein Mittel der kosmischen Strahlung über die letzten 18 Jahre. Es ist nun interessant, langlebigere Isotope zu suchen, die dann das Mittel über eine längere Zeit geben. In Frage kommen neben Tritium:  $\text{B}^{10}$ ( $2,7 \cdot 10^6\text{a}$ ),  $\text{C}^{14}$ ( $5,57 \cdot 10^3\text{a}$ ),  $\text{Na}^{22}$ ( $2,58\text{a}$ ),  $\text{Al}^{26}$ ( $\sim 8 \cdot 10^5\text{a}$ ),  $\text{Si}^{32}$ ( $710\text{a}$ ),  $\text{Cl}^{36}$ ( $3,08 \cdot 10^5\text{a}$ ),  $\text{A}^{39}$ ( $265\text{a}$ ),  $\text{A}^{42}$ ( $\geq 3,5\text{a}$ ),  $\text{K}^{40}$ ( $1,25 \cdot 10^9\text{a}$ ),  $\text{Ca}^{41}$ ( $1,1 \cdot 10^5\text{a}$ ),  $\text{Ti}^{44}$ ( $\sim 10^3\text{a}$ ),  $\text{Mn}^{53}$ ( $2 \cdot 10^6\text{a}$ ),  $\text{Fe}^{55}$ ( $2,6\text{a}$ ),  $\text{Fe}^{60}$ ( $3 \cdot 10^5\text{a}$ ),  $\text{Co}^{60}$ ( $5,24\text{a}$ ),  $\text{Ni}^{63}$ ( $125\text{a}$ ). Mit diesen radioaktiven Isotopen, kann einerseits die Konstanz der kosmischen Strahlung untersucht werden, andererseits liefern sie mehr Angaben um ein Strahlungsalter aus dem Verhältnis einer dieser Aktivitäten nicht nur zu der kosmogen erzeugten

Menge der Zerfallsprodukte dieser Elemente, sondern auch aus dem Verhältnis  $\text{He}^3$  und anderen radiogen erzeugten Isotopen<sup>1) 2)</sup> zu berechnen. Die Messung der  $T$ -Aktivität ist nur an Meteoriten, die in den letzten 30 bis 40 Jahren gefallen sind, möglich, während für die Messung langlebiger Aktivitäten vielmehr Material zur Verfügung steht. Natürlich erfordert eine solche Berechnung des Strahlenalters die Kenntnis des Verhältnisses der Spallationsquerschnitte für die Erzeugung der fraglichen aktiven Isotope, sei es durch direkten Vergleich an Meteoriten, sei es durch Spallationsexperimente an Beschleunigern bei verschiedenen Energien. Dazu kommt noch, dass das Verhältnis  $A^{36}$  aus  $\text{Cl}^{36}$  zu direkt erzeugtem  $A^{36}$  viel günstiger liegt als das Verhältnis  $\text{He}^3$  aus  $\text{H}^3$  zu  $\text{He}^3$  direkt. Wir haben bis heute aus dem Meteoriten Sichote Alin das  $\text{Cl}^{36}$  extrahiert und gemessen. In dem uns zur Verfügung stehenden Stück Sichote Alin von 200 g war mit chemischen Methoden kein Chlor nachzuweisen. Das Eisen wurde in verdünnter Salpetersäure gelöst, dann 20 mg Chloridionen als Träger und 150 mg  $\text{J}^-$ -Ionen als Fremdträger zugegeben und anschliessend das Silber-Halogenid abgetrennt. Mit der Restlösung wurde die Cl-Abtrennung noch mehrere Male wiederholt und das Cl mehrfach durch Destillation gereinigt. Das verwendete Zählrohr wurde speziell für Messungen schwacher Aktivitäten von  $\beta$ -Strahlern konstruiert<sup>3)</sup>. Es besteht im Prinzip aus zwei konzentrisch ineinander geschobenen Zylindern. Der so gebildete Hohlzylinder ist mit Anodendrähten versehen und wird als Zählrohr der Antikoinzidenzimpulse gebraucht, gleich wie das bei dem Zählrohr von HOUTERMANS und OESCHGER<sup>4)</sup> der Fall ist. Das innere Rohr wird durch die Präparatunterlage in zwei Hälften geteilt, die je mit einem Zählrohrdraht versehen sind. Die Präparatunterlage kann sehr dünn gewählt werden, so dass das Zählrohr eine  $4\pi$ -Geometrie aufweist. Zum Messen des  $\text{Cl}^{36}$  musste aus technischen Gründen eine dicke Präparatunterlage verwendet werden, so dass nur mit einer  $2\pi$ -Geometrie gearbeitet werden konnte. Die Dicke der Wand zwischen innerem Rohr und Antikoinzidenzanordnung wird so gewählt, dass sie gerade der Maximalreichweite der vom Präparat emittierten Elektronen entspricht. Damit das Präparat die Feldverhältnisse im Rohr nicht stört, wurde es mit einer dünnen Schicht (weniger als  $0,1 \text{ mg/cm}^2$ ) Aluminium bedampft. Gemessen wurde im Proportionalbereich und das eigentliche Zählrohr in Antikoinzidenz mit dem Kranz und dem anderen inneren Rohr geschaltet. Der Nulleffekt beträgt mit dieser Anordnung in einer Abschirmung von  $250 \text{ g/cm}^2$  etwa  $0,5 \text{ cpm}$ . Als Präparat für die Nulleffektmessung wurde vom gleichen Chlor verwendet, das als Träger gebraucht worden war. Die Ausbeute wurde mit zwei Präparaten bekannter Aktivität gemessen und anschliessend durch eine rechnerische Abschätzung unter Berücksichtigung der Rückstreuung und der Selbstabsorption kontrolliert und betrug etwa 45%. Als Netto-



effekt wurden  $0,150 \pm 0,018$  cpm gemessen. Dies entspricht einer Aktivität von  $5,8 \pm 0,7$  dpm/kg Meteorit. Dieser Wert entspricht demjenigen, der mit Hilfe des Argongehaltes abgeschätzt wurde, recht gut. Mit Hilfe eines Hundertkanal Impulshöhenanalysators wurde anschließend ein Impulshöhenspektrum der Zählrohrimpulse aufgenommen. Die Spektren des Meteoritenpräparates und des  $\text{Cl}^{36}$ -Standard-Präparates stimmen innerhalb der Fehlergrenzen überein, so dass angenommen werden darf, dass es sich bei der gemessenen Aktivität um  $\text{Cl}^{36}$ , das durch Spallation in Meteoriten entstanden ist, gehandelt hat. Der hier gefundene Gehalt an  $\text{Cl}^{36}$  stimmt gut in der Grössenordnung von J. ARNOLD und Mitarbeiter (mündliche Mitteilung) und dem von E. L. SPRENKEL<sup>5)</sup> gemessenen Werten an Sichote Alin und anderen Meteoriten überein.

Herrn Prof. Dr. KRINOW danken wir für die Überlassung des Meteoritenmaterials, ferner der Kommission für Atomwissenschaften des Schweizerischen Nationalfonds und der Schweizerischen Kommission für Atomenergie für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit und den Von Roll'schen Eisenwerken für das zur Verfügung gestellte Abschirmungsmaterial.

#### *Literatur*

- 1) H. WÄNKE, Z. Naturf. 3a, 645 (1958).
- 2) H. WÄNKE und H. HINTENBERGER, Z. Naturf. 3a, 895 (1958).
- 3) CH. GFELLER, Liz. Arbeit, 1959.
- 4) F. G. HOUTERMANS und H. OESCHGER, Helv. Phys. Acta, Vol. XXVIII, 464 (1955).
- 5) E. L. SPRENKEL, Bull. APS 4, 223 (1958).

### **Blei-Isotopenverhältnisse sedimentärer Uranvorkommen in der Schweiz und in Italien**

VON G. FERRARA\*), D. LEDENT\*\*) und H. STAUFFER\*\*\*)

Die Blei-Isotopenverhältnisse einiger uranführender Vererzungen in den italienischen und schweizerischen Alpen und ihre  $\text{U}^{238}/\text{Pb}^{206}$ -Alter wurden bestimmt. Bei den untersuchten Proben handelt es sich um sedimentäre Vorkommen. Die italienischen Proben stammen aus den Westalpen. Es sind Glimmerschiefer mit einem Urangehalt bis zu einigen Prozent. Die schweizerischen Proben sind Serizitquarzite und Casannaschiefer

\*) C. N. R. N. Laboratorio di geologia nucleare, Pisa.

\*\*) Laboratoire de Minéralogie, Université Libre, Bruxelles.

\*\*\*) Physikalisches Institut der Universität, Bern.

des Bernhardkristallins mit einem Urangehalt von weniger als einem Prozent<sup>1)</sup>.

Eine eingehende Beschreibung der chemischen Aufarbeitung der Gesteinsproben und der Extraktion des Bleis<sup>2)</sup> ist erschienen in <sup>3)</sup>.

### Isotopenanalyse

Die Isotopenanalysen wurden mit einem richtungsfokussierenden 60°-Massenspektrometer mit 20 cm Radius durchgeführt. Die Ionen wurden mit einer speziellen, auf dem Prinzip der indirekten Oberflächenionisation beruhenden, thermischen Ionenquelle erzeugt<sup>4)</sup>. Die verwendeten Substanzmengen betragen 20–50 µg pro Probe. Es wurden Ionenströme von 10<sup>-15</sup> bis 10<sup>-14</sup> Ampère während zwei bis drei Stunden erreicht. Zum Nachweis der Ionenströme wurde ein 20stufiger Elektronenvervielfacher, der aus zwei Dynodensystemen vom Typ Dumont 6292 aufgebaut wurde, verwendet.

Tabelle 1

	Probe	$\frac{208}{206}$	$\frac{207}{206}$	$\frac{204}{206}$	$\frac{208}{204}$
Italienische Proben	Preit 2	0,3285 ± 0,0030	0,1750 ± 0,0030	0,00845 ± 0,00050	38,90 ± 2,50
	Preit 3	0,8030 ± 0,0040	0,3580 ± 0,0020	0,02080 ± 0,00030	38,60 ± 0,40
	Salabessa	0,7975 ± 0,0040	0,3535 ± 0,0020	0,02055 ± 0,00035	38,80 ± 0,80
	Bric Colmè	0,4300 ± 0,0700	0,2100 ± 0,0700	0,11200 + 0,00600	38,40 ± 2,50
	Isérables	1,515 ± 0,025	0,6230 ± 0,0050	—	—
Schweizerische Proben	Sarreyer	0,6925 ± 0,0045	0,3070 ± 0,0030	0,01760 ± 0,00035	39,35 ± 0,80
	Ackersand	1,2260 ± 0,0080	0,5165 ± 0,0055	0,03120 ± 0,00130	39,25 ± 1,65
	Gougra	0,4525 ± 0,0040	0,2270 ± 0,0025	0,01150 ± 0,00030	39,35 ± 1,05
	Korrekturblei	2,0950 ± 0,0210	0,8520 ± 0,0085	0,05465 ± 0,00055	38,35 ± 0,40

Die Resultate der Isotopenanalysen sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Die angegebenen Fehler umfassen den dreifachen mittleren Fehler des Mittelwertes aus ca. 30 Einzelwerten und einen Fehler für die Umschaltfaktoren. Für die Korrektur auf accessorisches Blei wurden die Mittelwerte aller in Bern gemessener gewöhnlicher Bleie aus Europa verwendet und mit einem Fehler von 1% versehen. Der grösste Teil der

gemessenen europäischen Bleie liegt innerhalb dieser Fehlergrenze. Für die italienischen Proben wurde das Th/U-Verhältnis bestimmt. Es war für alle Proben kleiner als  $10^{-4}$ . Das zeigt, dass der Anteil an radiogenem  $Pb^{208}$  vernachlässigt werden kann, und dass die Korrektur für accessorisches Blei auf das Isotop 208 bezogen werden darf. Dies wird auch bestätigt durch die Übereinstimmung der gemessenen 208/204-Verhältnisse mit dem des Korrekturbleis.

### Altersbestimmung

Die Altersbestimmung wurde nach der  $U^{238}/Pb^{206}$ -Methode durchgeführt, wobei das chemische Verhältnis U/Pb nach der RaD-Methode bestimmt wurde<sup>5)</sup>. Diese benützt die Tatsache, dass für jedes radioaktive Tochterelement einer Zerfallsreihe, die sich im radioaktiven Gleichgewicht befindet, die Beziehung gilt:

$$N_m \cdot \lambda_m = N_t \cdot \lambda_t ,$$

wobei  $m$  resp.  $t$  für Mutterelement resp. Tochterelement gesetzt sind. Hier wird das RaD ( $Pb^{210}$ ) verwendet. Aus der spezifischen Aktivität des abgetrennten Bleis und dessen Isotopen-Verhältnissen lässt sich das U/Pb- bzw.  $U^{238}/Pb^{206}$ -Verhältnis ermitteln.

Tabelle 2

	Probe	$Pb_{rad}^{206}/Pb_{tot}$ in Gew.-Proz.	Zerfälle RaD mg $Pb_{tot}$ · sec	Zerfälle RaD mg $Pb_{rad}^{206}$ · sec	$\frac{238}{206}$ -Alter in Ma
Ital. Proben	Preit 2	55,60 ± 0,70	236 ± 7	424 ± 20	215 ± 12
	Preit 3	28,15 ± 0,45	156 ± 5	554 ± 27	165 ± 8
	Salabessa	28,40 ± 0,45	271 ± 8	954 ± 45	97 ± 5
	Bric Colmè	48,00 ± 1,00	242 ± 7	505 ± 25	180 ± 9
	Isérables	8,67 ± 0,74	663 ± 20	7640 ± 900	15 ± 3
Schweiz. Proben	Sarreyer	33,05 ± 0,45	92 ± 3	280 ± 13	320 ± 15
	Ackersand	14,9 ± 0,7	203 ± 16	1360 ± 125	69 ± 3
	Gougra	46,2 ± 0,7	105 ± 6	272 ± 14	395 ± 25

Die Aktivitätsmessung erfolgte mit einem Flüssigkeits-Zählrohr<sup>6)</sup>. Die Bleikonzentration der verwendeten Lösung wurde polarographisch bestimmt. Die Resultate sind in Tabelle 2 zusammengestellt. Die angege-



benen Fehler umfassen einen Fehler von 1% für die Polarographie und einen Fehler von 2% für die Standard-Lösung des Zählers.

Die berechneten Alter sind ebenfalls in Tabelle 2 angegeben. Infolge der sehr grossen Gehalte an accessorischem Blei ist es nicht möglich, die  $U^{235}/Pb^{207}$ - und die  $Pb^{206}/Pb^{207}$ -Alter mit genügender Genauigkeit anzugeben. Immerhin ergibt eine Abschätzung, dass diese Werte mit den angegebenen  $U^{238}/Pb^{206}$ -Altern grössenordnungsmässig übereinstimmen.

Aus den Resultaten lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

*Italienische Proben:* Nach der vorgeschlagenen Hypothese der syngenetischen Entstehung dieser Lagerstätten müsste sich das Uran gleichzeitig oder unmittelbar nach der sehr wahrscheinlich oberpermischen Sedimentation angereichert haben. Das Resultat bestätigt diese Hypothese weitgehend und ergibt für das Alter der Sedimente einen mittleren Wert von ca. 190 Ma. Die gefundene Ausnahme (Probe Salabessa) zeigt, dass in einigen Fällen eine sekundäre Anreicherung des Urans – vermutlich während der alpinen Metamorphose – stattgefunden hat.

*Schweizerische Proben:* Hier lassen sich noch keine eindeutigen geologischen Schlüsse ziehen. Die Resultate weiterer Messungen müssen abgewartet werden.

#### Literatur

- 1) HÜGI, TH., F. DE QUERVAIN und G. WELTI, *Experientia* 14, 234 ff. (1958).
- 2) Für die beiden Proben Ackersand und Gouggra wurde die Extraktion des Bleis im anorganisch-chemischen Institut der Universität Bern unter Leitung von Herrn Professor Buser durchgeführt.
- 3) G. FERRARA, D. LEDENT und H. STAUFFER, *Studi e Ricerche della Divisione Geomineraria* 1, 725 ff. (1958).
- 4) H. STAUFFER, Dissertation, Bern 1958; J. GEISS und H. STAUFFER, erscheint demnächst in *Helv. Phys. Acta*.
- 5) F. G. HOUTERMANS, *Sitz. Ber. Heidelb. Akad. d. Wiss.*, 2. Abhandlung, 1951; F. BEGEMANN, H. V. BUTTLER, F. G. HOUTERMANS, N. ISAAC und E. PICCIOTTO, *Geochim. et Cosmochim. Acta* 4, 21 ff. (1953).
- 6) Für die beiden Proben Ackersand und Gouggra wurde die Aktivitätsmessung von Herrn J. FEITKNECHT mit einem  $2\pi$ -Zählrohr durchgeführt.

### Isotopenanalysen des Osmiums aus Eisenmeteoriten und irdischen Proben

von W. HERR und E. MERZ (Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz)

und

J. GEISS, B. HIRT und F. G. HOUTERMANS (Physik. Institut der Universität Bern)

Die Messungen von Osmiumisotopenverhältnissen wurden zum Zwecke der Altersbestimmungen in Eisenmeteoriten und zur Untersuchung der Geochemie von Osmium und Rhenium unternommen\*).

\*) Die Halbwertszeit von  $Re^{187}$  ist zu  $(6,2 \pm 0,7) 10^{10}$  Jahren bestimmt<sup>1)</sup>.

Das Osmium wurde, kontrolliert durch Addition des radioaktiven  $\text{Os}^{191}$ , aus je etwa 200 g Meteoritenprobe extrahiert und in  $\text{OsO}_4$  übergeführt. Dieses wurde in einem Glaskolben bei tiefer Temperatur verdampft und in den vergoldeten Ionisationsraum des Massenspektrometers geleitet, wobei das Gas nur mit Glas, Teflon und Gold in Kontakt kam. Die Ionen wurden mittels Multiplier gemessen, eine Massenkorrektur wurde nicht angebracht.

Tabelle 1

Probe	$\text{Os}^{187}/\text{Os}^{186}$	Probe	$\text{Os}^{187}/\text{Os}^{186}$
<i>Meteoriten</i>		<i>Irdische Proben</i>	
Henbury I	$1,125 \pm 0,030$	Os-Ir Ural	$1,025 \pm 0,009$
Xiquipilco (a)	$1,064 \pm 0,016$	Os-Ir Australien I	$1,088 \pm 0,013$
Canon Diablo	$1,127 \pm 0,015$	Os-Ir Australien II	$1,020 \pm 0,008$
Xiquipilco (b)	$1,064 \pm 0,020$	Standard Merck (a)	$0,968 \pm 0,035$
Henbury II	$1,079 \pm 0,011$	Standard Merck (b)	$0,989 \pm 0,015$
Tocopilla	$1,410 \pm 0,012$	Standard Merck (c)	$0,986 \pm 0,018$
		Standard Merck (d)	$1,025 \pm 0,017$
		Standard Merck (e)	$0,984 \pm 0,010$

Tabelle 1 zeigt die  $\text{Os}^{187}/\text{Os}^{186}$  Ergebnisse sämtlicher von uns gemessener Proben. In allen Proben wurden auch die Häufigkeiten der Isotope 188, 189, 190 und 192 gemessen. Diese stimmten stets innerhalb der Fehlergrenzen mit den Daten von NIER<sup>2)</sup> überein. Die Messung der Meteoritenprobe Henbury I wurde bereits früher mitgeteilt<sup>3)</sup>. Bei allen späteren Proben wurden zwei bis vier der verschiedenen Ionenströme  $\text{Os}^+$ ,  $\text{OsO}_2^+$ ,  $\text{OsO}_3^+$  und  $\text{OsO}_4^+$  gemessen. Diese stimmten stets innerhalb der Fehlergrenzen überein. Tabelle 2 zeigt die Einzelergebnisse einiger Messungen. Die angegebenen Fehler sind, wie auch in Tabelle 1, die dreifachen mittleren quadratischen Fehler des Mittelwertes.

Tabelle 2

	Tocopilla $\text{Os}^{187}/\text{Os}^{186}$	Australien I $\text{Os}^{187}/\text{Os}^{186}$	Standard Merck (b) $\text{Os}^{187}/\text{Os}^{186}$
$\text{Os}^+$	$1,406 \pm 0,017$	$1,092 \pm 0,027$	$0,991 \pm 0,030$
$\text{OsO}_2^+$	—	$1,085 \pm 0,048$	—
$\text{OsO}_3^+$	$1,410 \pm 0,045$	$1,082 \pm 0,052$	—
$\text{OsO}_4^+$	$1,413 \pm 0,015$	$1,089 \pm 0,009$	$0,989 \pm 0,012$

Das abweichende Ergebnis der Messung (d) am Merck-Standard ist so zu erklären, dass dieses Os-Präparat aus einer anderen Lieferung

stammte. Die beiden Henbury Proben (I und II) stammen aus verschiedenen Stücken dieses Meteoriten, die Xiquipilco Proben (*a* und *b*) aus demselben Stück.

Das Ergebnis der Probe Australien I zeigt, dass es Variationen von mindestens 8% im Os<sup>187</sup>-Gehalt in irdischem «gewöhnlichem» Osmium gibt. Diese Variationen werden nur von denen des gewöhnlichen Bleis übertroffen, beim irdischen gewöhnlichen Strontium und Calcium sind die Unterschiede geringer.

Die gemessenen Unterschiede der Os<sup>187</sup>-Gehalte im Osmium der Eisenmeteoriten ist für Altersbestimmungen sehr versprechend. Wir haben daher auch Bestimmungen der chemischen Häufigkeiten von Rhenium und Osmium durch Neutronenaktivierung in denselben Meteoriten vorgenommen. Dabei muss berücksichtigt werden, dass Rhenium in den Meteoriten inhomogen verteilt sein kann. Unsere Versuche, repräsentative Werte für die Rheniumgehalte zu ermitteln, sind noch nicht abgeschlossen. Sichere Altersberechnungen können daher noch nicht vorgenommen werden.

#### *Literaturverzeichnis*

- <sup>1)</sup> W. HERR und E. MERZ, *Zeitschrift für Naturforschung* 13a, 231 (1958).
- <sup>2)</sup> A. O. NIER, *Phys. Rev.* 52, 885 (1937).
- <sup>3)</sup> J. GEISS, B. HIRT, P. SIGNER, W. HERR, E. MERZ, *Helv. Phys. Acta* 31, 324 (1958).

### **Eine strahlungslos regenerierbare Thermoluminiszenz-Erscheinung**

VON N. GRÖGLER UND H. STAUFFER

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Es wurde bereits früher über die strahlungslos regenerierbare Thermoluminiszenz des Ton-Minerals Dickit berichtet<sup>1)</sup>. Im Anschluss an die dort beschriebenen Experimente wurden einige weitere Untersuchungen durchgeführt. Die vorhandene Schnell-Aufheizapparatur<sup>2)</sup> wurde derart umgebaut, dass die Proben sowohl im Vakuum als auch in verschiedenen Gas-Atmosphären aufgeheizt und die dabei entstehenden Glow-Kurven und Abkühl-Leuchtkurven gemessen werden können.

1. *Variation der Gas-Atmosphäre:* Die Dickit-Proben wurden nacheinander bei Atmosphärendruck in Luft, Sauerstoff, Stickstoff, Argon, Helium und Kohlendioxyd aufgeheizt. Die beim Aufheizen und beim Abkühlen total emittierten Lichtsummen hängen stark von der Art des Gases ab: N<sub>2</sub>, Ar und He verstärken die Effekte gegenüber Luft, O<sub>2</sub> und CO<sub>2</sub> verkleinern sie.

2. *Variation des Gasdruckes*: Der Einfluss der Variation des Gasdruckes auf die beim Aufheizen und beim Abkühlen total emittierten Lichtsummen ist für die verschiedenen Gase sehr unterschiedlich. Für  $N_2$  und Luft findet mit abnehmendem Druck zuerst eine Zunahme und nachher eine Abnahme des Lichtintegrals statt.

3. *Druckerhöhung bei konstanter Temperatur*: Die Aufheizvorrichtung wurde auf einen Druck von 0,1 mm Hg-Säule evakuiert. Druckerhöhung bei konstanter Temperatur durch Zufuhr der oben erwähnten Gase bewirkte in jedem Fall eine Lichtemission. Diese war am stärksten bei  $N_2$ .

*Diskussion der Ergebnisse*: Gestützt auf die bis jetzt vorliegenden experimentellen Ergebnisse schlagen wir folgende Hypothese für den vorliegenden Leuchtmechanismus vor:

Bestimmend für die beobachteten Effekte ist ein temperatur- und druckabhängiges Gleichgewicht. Als solches kommt die Adsorption von Gasen in Frage.

Beim Aufheizen werden adsorbierte Gase ausgetrieben. Die dazu notwendige Energie wird durch Wärme zugeführt.

Beim Abkühlen werden entsprechende Gasmengen wieder adsorbiert. Die Adsorptionsenergie wird frei. Diese ist verantwortlich für die Anregung von Elektronen. Ein Teil dieser Elektronen rekombiniert spontan mit dem Grundzustand, unter Emission eines Lichtquants oder strahlungslos. Dies ergibt das Abkühl-Leuchten. Der andere Teil der Elektronen wird in Haftstellen gefangen.

Bei erneutem Aufheizen werden die beim Abkühlen gefüllten Haftstellen entleert und die Elektronen rekombinieren mit dem Grundzustand. Dadurch wird das Aufheiz-Leuchten erzeugt. Zugleich erfolgt wieder Desorption der adsorbierten Gase, und die Prozesse wiederholen sich.

Diese Hypothese wird durch die bis jetzt vorliegenden experimentellen Ergebnisse weitgehend gestützt. Insbesondere die unter 3. genannten Experimente und die Tatsache, dass jede grössere Temperatursenkung im Bereich von Zimmertemperatur bis  $500^\circ C$  zu einer Lichtemission führt, wobei die emittierte Lichtmenge von der Grösse des Temperaturintervalls abhängt, weisen auf einen Zusammenhang mit der Gasadsorption hin. Es würde sich somit um eine spezielle Chemo-Luminiszenz, verbunden mit einer strahlungslos regenerierbaren Thermoluminiszenz handeln, wobei die Schicht-Struktur des Dickit-Gitters eine entscheidende Rolle spielen dürfte. Bemerkenswert ist die Tatsache, dass auch die beiden Edelgase He und Ar dieselben Effekte zeigen, obschon sie relativ zu  $N_2$  und  $O_2$  in der Regel schlechter adsorbiert werden.

Über den eigentlichen Mechanismus der Anregung der Elektronen kann noch keine Aussage gemacht werden. Die bei der Gasadsorption frei werdenden Energien betragen in der Regel einige Zehntel Elektronvolt. Dies

wird schon dadurch gezeigt, dass durch Temperaturerhöhung die adsorbierten Gase wieder befreit werden. Somit müssten die Adsorptionsenergien mehrerer adsorbierter Molekeln zusammenwirken, um ein Elektron anzuregen.

#### Literatur

- 1) N. GRÖGLER und H. STAUFFER, *Helv. Phys. Acta* 32, 129 ff. (1959).  
 2) F. G. HOUTERMANS, E. JÄGER, M. SCHÖN und H. STAUFFER, *Ann. d. Phys.* 20, 283 ff. (1957).

### Structure hyperfine du spectre de résonance magnétique du chrome dans le rutile

par J. SIERRO et R. LACROIX  
 (Institut de physique de l'Université de Genève)  
 et K. A. MULLER  
 (Battelle Memorial Institute, Genève)

La résonance paramagnétique d'ions  $\text{Cr}^{3+}$  a été étudiée dans un cristal de rutile ( $\text{TiO}_2$ ) où ils sont substitués à des ions  $\text{Ti}^{4+}$  à raison d'un pour 50000.

Bien que le rutile appartienne au système tétragonal, les deux ions de titane de sa maille élémentaire sont soumis à un champ électrique de symétrie orthorhombique créé par les six ions d'oxygène voisins disposés selon les sommets d'un octaèdre déformé.

L'état fondamental de l'ion  $\text{Cr}^{3+}$  dans le champ cristallin est un quadruplet de spin ( $S = 3/2$ ) qui se décompose, sous l'action combinée de l'interaction spin-orbite et de la partie non cubique du champ électrique, en deux doublets séparés par une différence d'énergie  $\Delta U$ . Nos mesures de la structure fine<sup>1)</sup> nous ont donné pour  $\Delta U$  la valeur  $1,45 \text{ cm}^{-1}$ .

Le chrome naturel contient 90,45% d'isotopes pairs de spin nucléaire  $I = 0$  et 9,55% de  $\text{Cr}^{53}$  pour lequel  $I = 3/2$ . Pour ce dernier isotope il convient donc de tenir également compte de l'interaction du spin électronique  $\vec{S}$  avec le spin nucléaire  $\vec{I}$ .

Si on choisit comme axes de référence les axes de symétrie locale, l'axe  $z$  étant l'axe tétragonal du cristal, l'hamiltonien de spin pour le  $\text{Cr}^{53}$  sera de la forme:

$$\mathfrak{H} = \beta \sum_i g_i B_i S_i + D S_z^2 + E(S_x^2 - S_y^2) + \sum_i K_i S_i I_i$$

Nos mesures, effectuées à la fréquence de 9200 MHz, ont porté en particulier sur la détermination des constantes  $K_i$ . Dans la limite des erreurs, nous les avons trouvées égales entre elles (interaction isotrope), avec la valeur

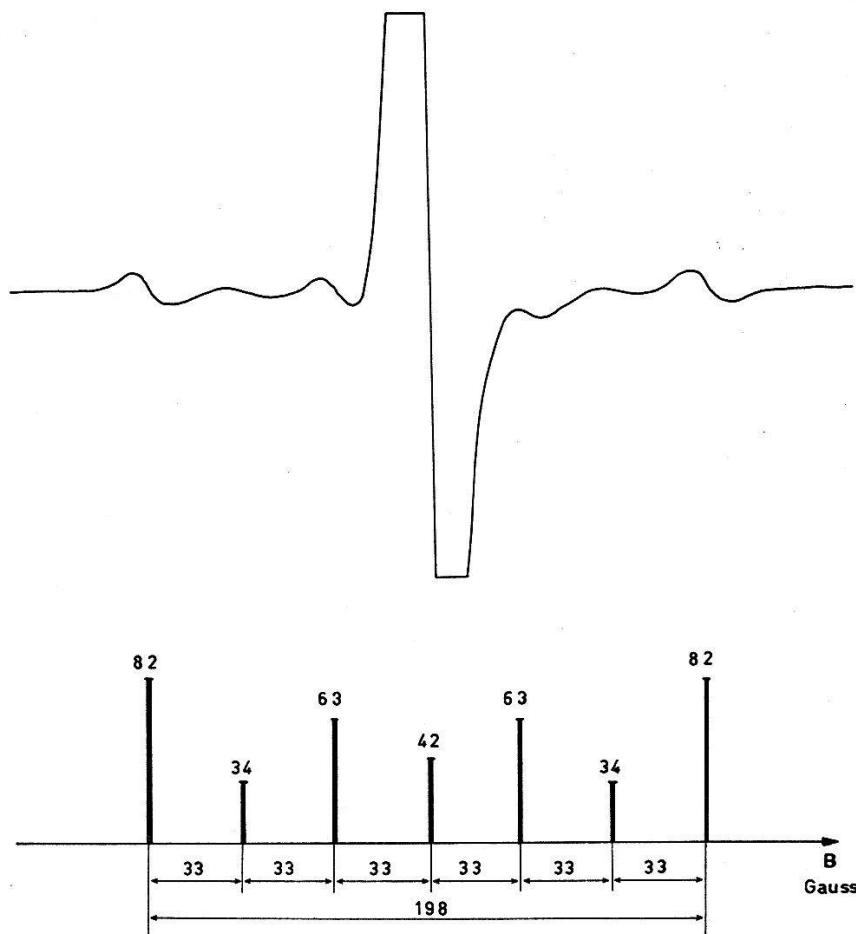
$$K = 17 \pm 0,7 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$$

qui est supérieure à celle publiée par GERRITSEN *et al.*<sup>2)</sup>.

De l'isotropie de la partie nucléaire de l'hamiltonien  $\mathfrak{H}_N = K(\vec{S} \cdot \vec{I})$  on serait tenté de conclure à une structure hyperfine isotrope qui, étant donné les valeurs de  $I$  et  $K$ , consisterait en un spectre de quatre raies équidistantes d'égale intensité, et dont l'extension totale serait de 54 gauss.

En réalité un tel spectre s'observe lorsque  $\vec{B}$  est parallèle à l'un des axes de symétrie locale de l'ion chrome, alors que, pour des directions intermédiaires, la structure hyperfine présente une anisotropie pouvant être considérable, l'extension du spectre hyperfin dépassant dans certains cas 200 gauss.

Cette anisotropie résulte du mécanisme suivant : L'écart  $\Delta U = 1,45 \text{ cm}^{-1}$  entre les niveaux pour  $B = 0$  étant grand par rapport à la séparation due au champ magnétique, qui vaut à la résonance  $0,31 \text{ cm}^{-1}$ , les états du



système ne sont pas caractérisés par le nombre quantique magnétique de spin  $M$ , qui n'est pas un bon nombre quantique. Ces états sont donc combinaisons linéaires des états  $|M\rangle$ .

On considère ensuite les éléments de matrice de  $\mathfrak{H}_N = K(\vec{S} \cdot \vec{I})$ ,

$$\langle M m | \mathfrak{H}_N | M' m' \rangle,$$



où  $m$  est le nombre quantique magnétique nucléaire. Ceux-ci répondent à la règle de sélection  $\Delta M = -\Delta m = 0, \pm 1$ .

Les états de spin étant en général superposition d'états  $|M\rangle$  dont  $M$  diffère d'une unité, la matrice de  $\mathfrak{H}_N$  relative à un niveau de spin contient des éléments non diagonaux susceptibles de modifier substantiellement l'ampleur de la structure hyperfine. Corrélativement, des raies supplémentaires, habituellement d'intensité extrêmement faible (raies interdites), ont des probabilités de transition importantes.

L'accord entre les mesures et la théorie est très satisfaisant, tant pour la position des raies que pour leur intensité. On peut aisément s'en rendre compte sur la figure, qui représente le spectre hyperfin mesuré et calculé pour une des deux raies observées lorsque le champ magnétique forme des angles égaux avec les axes  $x$  et  $y$  et un angle de  $20^\circ$  avec l'axe  $z$ . La grande raie centrale, qui n'est pas indiquée sur le spectre théorique, est celle des isotopes pairs.

Cette expérience nous montre tout l'intérêt qu'il peut y avoir à considérer l'influence du champ cristallin sur la structure hyperfine. Dans le but d'approfondir ce type de phénomène, nous avons engagé une recherche analogue sur l'ion  $Mn^{4+}$  placé également dans le réseau du rutile.

Nous tenons à remercier le Dr A. LINZ, qui a mis à notre disposition le cristal de rutile, ainsi que le Dr H. GRÄNACHER, qui a orienté les échantillons.

Nos remerciements vont également au Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique grâce auquel ces recherches sont réalisées.

#### *Bibliographie*

- 1) J. SIERRO, K. A. MULLER et R. LACROIX, Archives des Sciences 1959 (sous presse).
- 2) H. J. GERRITSEN, S. E. HARRISON, H. R. LEWIS et J. P. WITKE, Physical Review Letters 2, 153 (1959).

### **Lösungsmiteleinfluss auf die relative Lage der Ringprotonenresonanzlinien in aromatischen Molekülen**

VON P. DIEHL und I. GRÄNACHER  
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Frühere kernmagnetische Resonanzuntersuchungen<sup>1)</sup> an Phenolen zeigten, dass gleichzeitig mit den typischen Verschiebungen der OH-Protonenlinien durch Wasserstoffbrückenbindung relative Verschiebungen der Ringprotonen auftreten. Ausgehend von diesen Messungen stellten wir uns die Frage, ob es nicht möglich ist, die grosse Polarisierbarkeit der  $\pi$ -Wolke zu benützen, um in monosubstituierten Benzolen

Komplexbildung durch zwischenmolekulare Wechselwirkungen anderer Art als der H-Brücke nachzuweisen. Wir machten zu diesem Zweck Verdünnungsreihen mehrerer monosubstituierter Benzole in verschiedenen Lösungsmitteln und fanden ähnliche Effekte wie in Phenol, d. h. Verschiebungen der Orthoprotonenlinien relativ zu den Meta- und Paralinien.

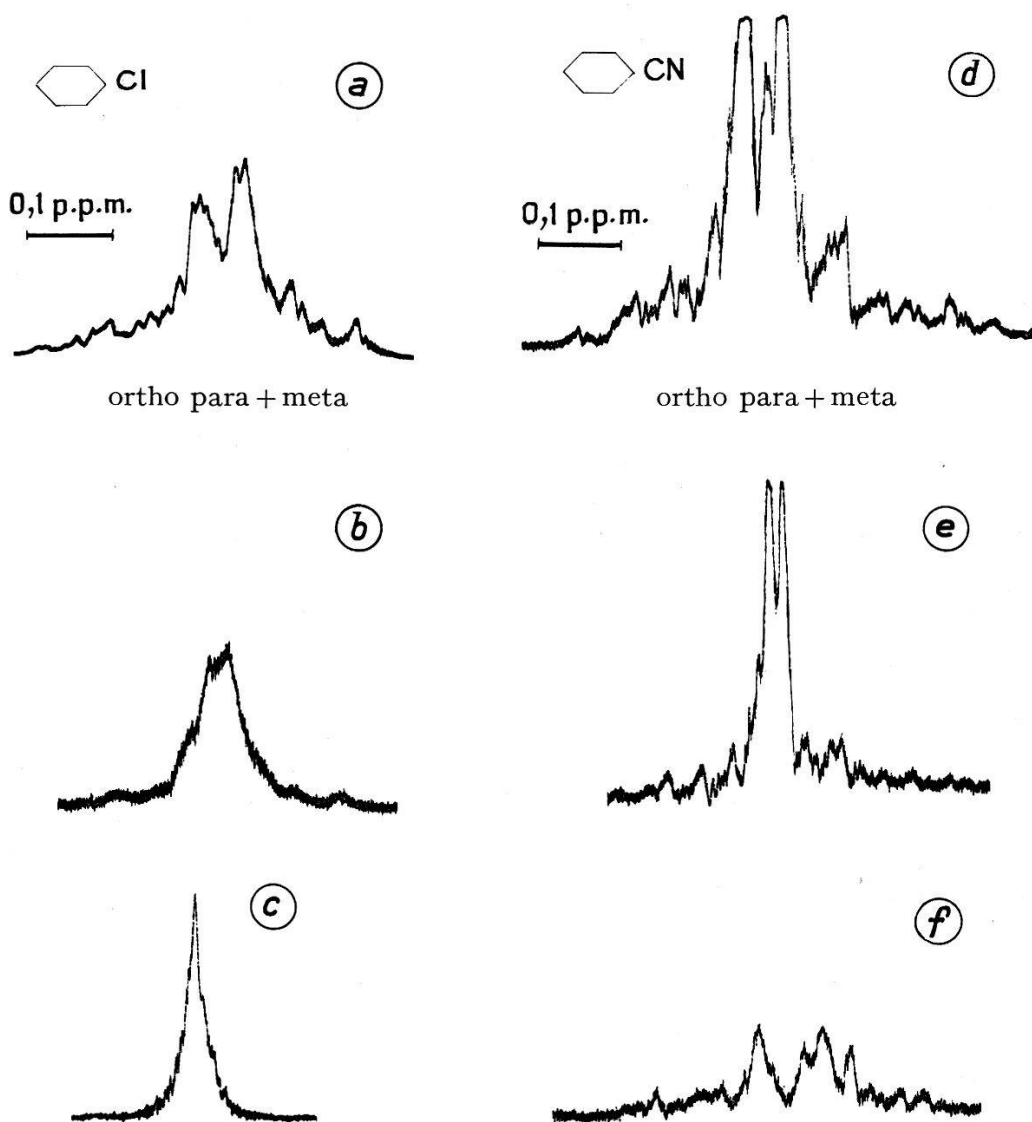


Fig. 1

Einfluss der Lösungsmittel auf die Spektren von Chlorbenzol und Benzonitril

- a) Chlor-Benzol rein; b) Chlor-Benzol 5 Mol % in Cyclohexan; c) Chlor-Benzol 5 Mol % in Aceton; d) Benzonitril rein; e) Benzonitril 5 Mol % in Schwefelkohlenstoff; f) Benzonitril 5 Mol % in Dioxan.

Figur 1 zeigt in einigen Spektren den Einfluss des Lösungsmittels. Die Veränderung der Spektren wird in diesen Fällen besonders deutlich, weil die chemische Verschiebung und die Spin-Spin-Kopplung von gleicher Grössenordnung sind.

In Figur 2 wird der Einfluss des Lösungsmittels Acetonitril auf Anisol und Brombenzol gezeigt. Zwei ähnliche Spektren werden in diesem Fall durch das gleiche Lösungsmittel sehr verschiedenbeeinflusst.

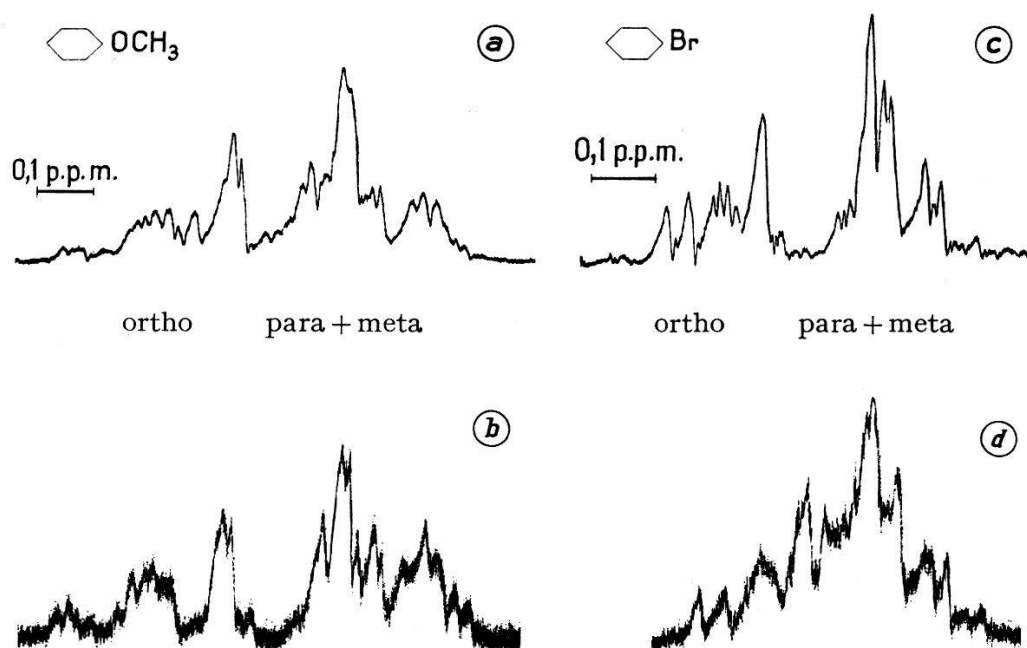


Fig. 2

Lösungsmiteleinfluss auf die Spektren von Anisol und Brombenzol  
 a) Anisol rein; b) Anisol 5 Mol % in Acetonitril; c) Brombenzol rein;  
 d) Brombenzol 5 Mol % in Acetonitril

Während es sehr schwierig sein dürfte, im einzelnen Fall quantitative Aussagen zu machen, lassen die Spektren der Figur 2 doch eine qualitative Deutung zu. Als Wechselwirkung kommen in Frage: Orientierung und Anziehung von Dipolen, Polarisation von Ladungssystemen und quantenmechanische Effekte (Dispersionskräfte und Elektronen-Donator-Akzeptor-Wechselwirkungen<sup>2)</sup>). Im Anisol tritt ein schwacher, sterisch schlecht zugänglicher Dipol in Wechselwirkung mit dem starken Dipol Acetonitril. Brombenzol weist ein stärkeres Dipolmoment auf, das besser zugänglich ist. Ausserdem ist das substituierte Bromatom stark polarisierbar. Die Wechselwirkung ist in der Folge stärker als im Anisol. Es finden im Brombenzolring Ladungsverschiebungen statt.

Im Fall des Anilins (Fig. 3) ist ersichtlich, dass die Beeinflussung der Spektren durch zwischenmolekulare Kräfte eindeutig durch sogenannte Wasserstoffbrücken am stärksten ist, sei es in Aceton ( $\text{O-H-N}$ ) oder in Acetonitril ( $\text{N-H-N}$ ).

Eine Zusammenstellung einiger gemessener Verschiebungen (Fig. 4) zeigt, wie schwierig es ist, eine allgemein gültige Deutung für diese Werte zu finden.

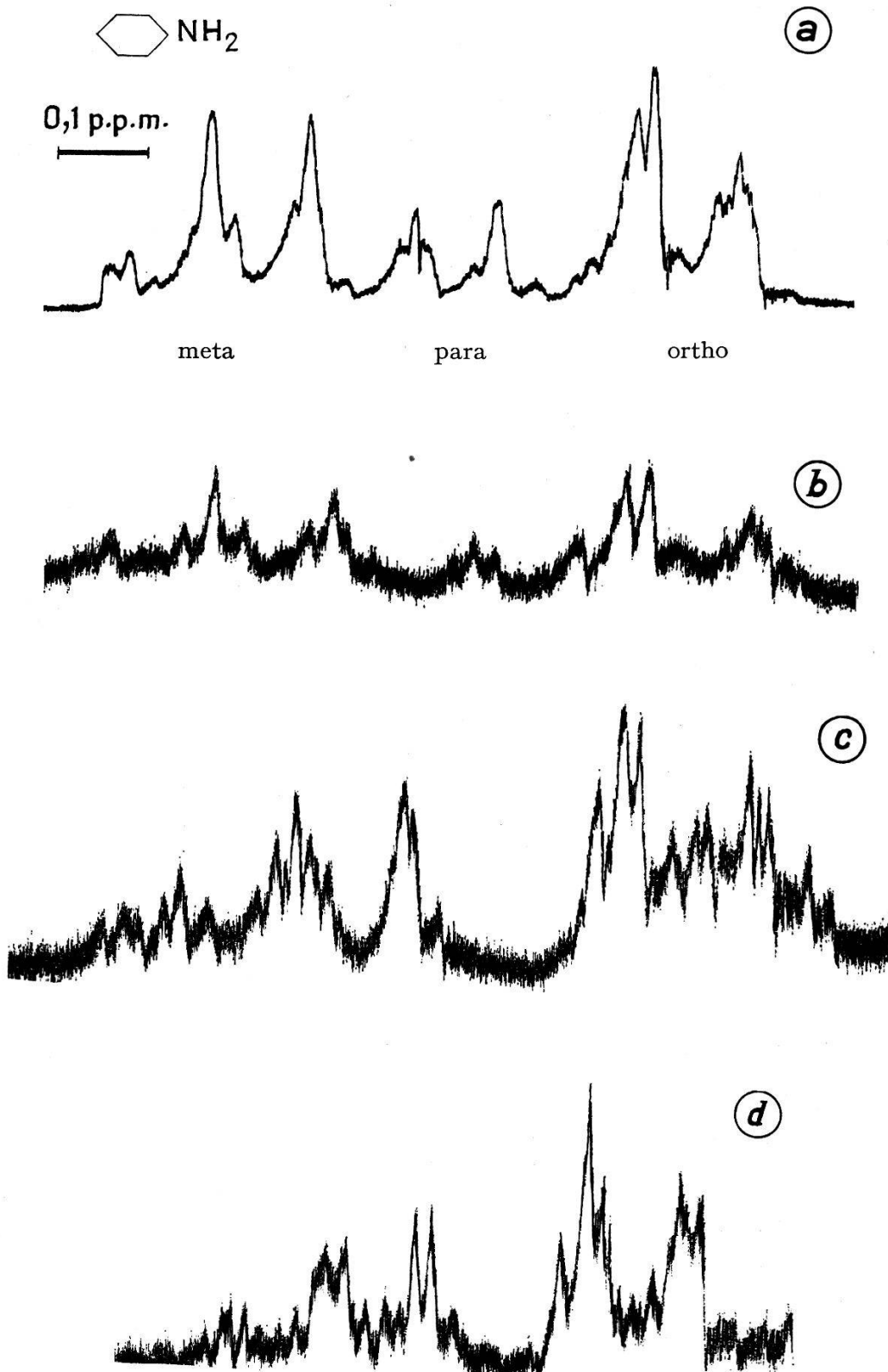


Fig. 3

Lösungsmiteleinfluss auf das Spektrum von Anilin  
 a) Anilin rein; b) Anilin 5 Mol % in Normalhexan;  
 c) Anilin 5 Mol % in Acetonitril; d) Anilin 5 Mol % in Aceton

gelöster Lösungsmittel	$C_6H_5-$ $OCH_3$	$C_6H_5-$ $CN$	$C_6H_5-$ $F$	$C_6H_5-$ $Cl$	$C_6H_5-$ $Br$	$C_6H_5-$ $I$	$C_6H_5-$ $NO_2$	$C_6H_5-$ $NH_2$	$C_6H_5-$ $OH$
$CS_2$	0	+3	0	+5	+8	+5	-2	-5	
$CCl_4$	-4	0	+4	+4	+6	+3	-10	-9	-18
$C_6H_{12}$	0	0	0	+3	0	0	-14	-11	-16
$CH_3COCH_3$	-3	0	+4	+5	+9	+4	0	-20	-14
$CH_3CN$	0	0	+4	+5	+8	+4	0	-18	
$\begin{array}{c} CH_2CH_2O \\   \quad   \\ OCH_2CH_2 \end{array}$	0	-4	+3	+4	+3	+4	-6	-13	-20
$C_2H_5OH$	0	0	0	+4	+8	+10	-3	-20	

Fig. 4

Veränderung der chemischen Verschiebung zwischen Ortho- und Paraproton von monosubstituierten Benzolen [5 Mol %] in verschiedenen Lösungsmitteln

Negative Verschiebung bedeutet: Die Ortho-Protonenresonanzlinie ist in Lösung bezüglich der Paralinie nach tieferem Feld als in der reinen Substanz verschoben.

1 Einheit =  $10^{-8} H_0$ ; Genauigkeit:  $\pm 2$  Einheiten;

Resonanzfrequenz = 56,4 MHz.

In gewissen Fällen sind allerdings Gesetzmässigkeiten vorhanden. So lassen die von Fluor bis Iod zunehmenden Verschiebungen der Ortho-Protonenlinien in Alkohollösung die Vermutung einer Wechselwirkung der OH-Gruppe mit den zunehmend polarisierbaren Halogenen zu. Interessant ist auch das Molekül Nitrobenzol, bei welchem die gemessene relative Verschiebung der Orthoprotonen sich proportional dem Dipolmoment des Nitrobenzolkörpers im entsprechenden Lösungsmittel verändert. In Cyclohexan ist die Verschiebung am grössten, ebenso liegt in diesem Fall der Wert des Nitrobenzol-Dipolmomentes am nächsten beim Gaswert. Die Vermutung liegt also nahe, dass die gemessene Verschiebung dem Aufbrechen zwischenmolekularer Bindungen der Nitrobenzolkörpers entspricht.

Eine Schwierigkeit der Interpretation der gemessenen Verschiebungen liegt in der Tatsache, dass es sich um Differenzmessungen handelt, falls die reine Substanz bereits Komplexe bildet. Die Verschiebung entspricht dann der Differenz zwischen der Verschiebung bei Aufbrechen der Kom-

plexe zwischen identischen Molekülen und einer zweiten Verschiebung bei Bildung der Komplexe mit dem Lösungsmittel.

Zusammenfassend kann aus den vorliegenden Messungen geschlossen werden, dass zwischen monosubstituierten Benzolen und verschiedenen Lösungsmitteln zwischenmolekulare Kräfte auftreten, die zur Bildung von Komplexen führen können. Die Stärke der Bindung ist in komplizierter Weise u. a. abhängig von Dipolmoment, Polarisierbarkeit und Geometrie sowohl der gelösten Substanz als auch des Lösungsmittels.

#### *Literaturverzeichnis*

- 1) IRIS GRÄNACHER und P. DIEHL, wird in Archives des Sciences (Genf) erscheinen.
- 2) R. S. MULLIKEN, J. Amer. Chem. Soc. 72, 600 (1950).

### **Wachstum von Eis-Wassergemischen im Hagelversuchskanal**

VON ROLAND LIST

Eidg. Institut für Schnee- und Lawinenforschung, Weissfluhjoch-Davos

Versuche über starke Vereisungen von Körpern in einem Luftstrom ergeben, dass vielfach Eisansätze entstehen, in denen in mehr oder weniger zusammenhängenden Kavernensystemen flüssiges Wasser auftritt. Diese Tatsache findet ihre Begründung darin, dass die Kältereserve oder die Ventilation des Untersuchungsobjektes ungenügend ist um durch Aufnahme der Gefrierwärme eine komplette Phasenumwandlung des anfallenden Wassers zu gewährleisten. In bestehenden Theorien, speziell über die Physik der Hagelbildung<sup>1) 2)</sup>, wurde bisweilen vorausgesetzt, dass der ganze Massenzuwachs einer Ursprungspartikel nur durch die beim Aufprall an dieselbe gefrierenden Wassertropfen verursacht wird, währenddem das flüssig bleibende Wasser vom umgebenden Luftstrom mitgerissen werde. Dieses Abtropfen kann wohl im Experiment beobachtet werden, dessen Ausmass ist jedoch nicht so gross wie angenommen.

Eis-Wassergemische können relativ schwer erkannt werden, da sie an eine Temperatur von 0°C gebunden sind. Beobachtet man bei höheren Temperaturen ein allfälliges langsames Auslaufen von Wasser, so ist man meist versucht zu sagen, dass es von einem Schmelzprozess herrühre; – werden die H<sub>2</sub>O-Eutektika vor der Untersuchung bei tieferen Temperaturen aufbewahrt, so gefriert auch der Wasseranteil, – es entstehen kompakte Eiskörper. Dies bedeutet, dass spezielle Untersuchungsmethoden notwendig sind, um genaueren Einblick in den Aufbau solcher Gebilde zu erhalten.

Um diese Verhältnisse zu veranschaulichen, wurden im Hagelversuchskanal – einem im Messteil vertikalen Windkanal mit geschlossenem Kreislauf, der die Erzeugung stärkster Vereisungen ermöglicht<sup>3)</sup> – aufgehängte Kugeln mit einem Durchmesser von 1,8 cm in einem Luftstrom



von rund 12,5 m/s Geschwindigkeit vereist. Der Tropfen-Wassergehalt der Luft betrug dabei schätzungsweise  $35 \text{ g/m}^3$ , während die Lufttemperatur direkt vor dem vereisenden Objekt mit  $-17^\circ\text{C}$  angegeben werden kann. Innerhalb einer Minute wuchs nun diese Ursprungskugel von 3,2 g Gewicht zu einem glockenartigen Gebilde von 11,6 g. Nach einem vollständigen Durchgefrieren des darin enthaltenen Wassers wurde mit der üblichen Methode ein Dünnschnitt von 0,3 mm Dicke hergestellt. *Figuren 1 und 2* zeigen dessen Aussehen in durchscheinendem und polarisiertem Licht. Der kalorimetrisch bestimmte Wasseranteil des Zuwachses eines im Parallelversuch erzeugten analogen Gebildes wurde mit 72% des Gewichtes bestimmt, währenddem nur 28% auf das neu entstandene Eis entfallen!

Eine weitere Kugel wurde nun bei ähnlichen Bedingungen vereist und anschliessend in einer Zentrifuge bei  $0^\circ\text{C}$  sorgfältig ausgeschleudert. Der Aufbau des dabei zutage tretenden Eisgerüsts ist aus *Figuren 3 und 4*

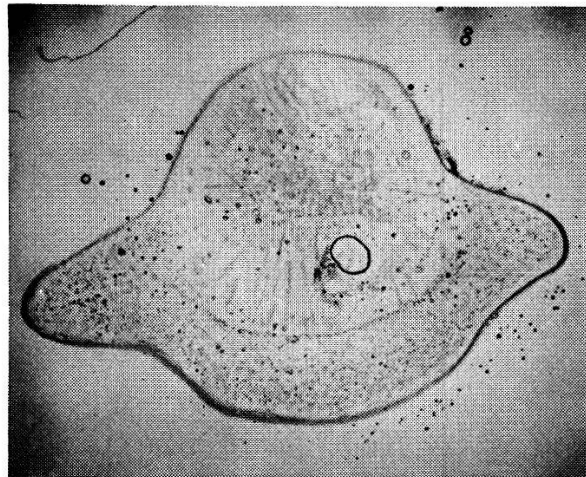


Fig. 1

Dünnschnitt einer Eiskugel mit künstlich erzeugtem Eisansatz, eingebautes Wasser nachträglich gefroren, in durchscheinendem Licht (1:0,67)

*ersichtlich.* (Diese Dünnschnitte wurden im Gegensatz zu oben nicht vollständig durch Aufgefrieren, sondern kombiniert mit Phtalsäuretechnik bei  $-20^\circ\text{C}$  angefertigt.)

Der Vergleich von *Figuren 1 mit 3* bzw. *2 mit 4* zeigt nun, wie trügerisch sich eventuelle Schlüsse auf den Aufbau von Eiskörnern erweisen können, sobald ein nachträgliches Gefrieren überschüssigen Wassers nicht erkannt wird. Diese Gefahr tritt namentlich in Erscheinung, wenn gesammelte Hagelkörner vor ihrer Untersuchung in einem Kühlschrank aufbewahrt werden.

Interessanterweise konnten bei den wachsenden Eiskugeln auch Funkenentladungen an die Umgebung beobachtet werden. Die auftretenden Potentialdifferenzen wurden jedoch noch nicht gemessen.

Die Bedeutung der Eis-Wassergemische für die Physik der Hagelbildung liegt in der Aufdeckung einer speziell schnellen Wachstumsweise einzelner Hagelschlossen, kann doch in der Natur bedeutend mehr Wasser

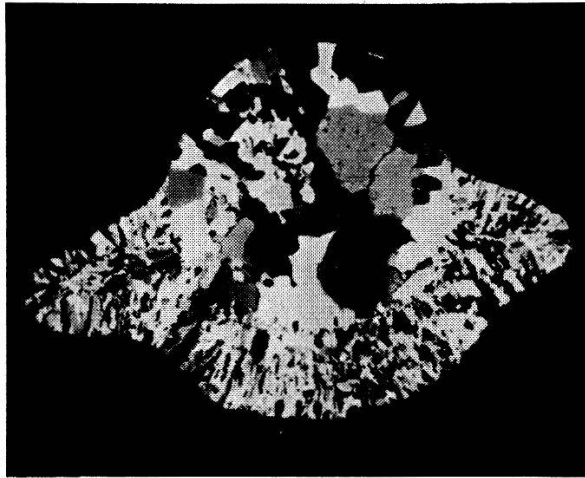


Fig. 2

Dünnschnitt einer Eiskugel mit künstlich erzeugtem Eisansatz, eingebautes Wasser nachträglich gefroren, in polarisiertem Licht (1:0,67)

angelagert werden, als bisher auf Grund mehr theoretischer Überlegungen angenommen wurde.

Bei steigendem Anteil des flüssigen Wassers wird zudem eine Wachstumstendenz einzelner Kornzwischenphasen zum Scheibencharakter be-

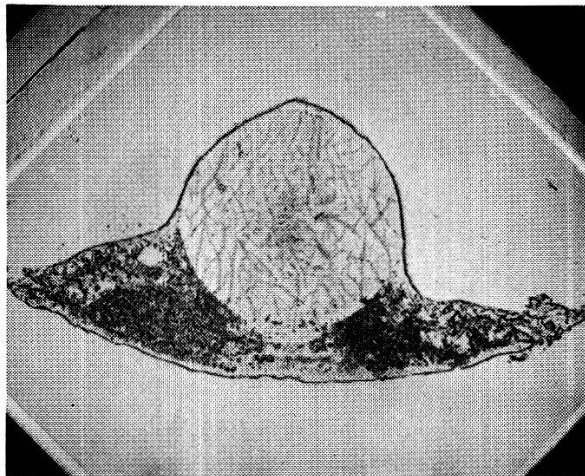


Fig. 3

Dünnschnitt einer Eiskugel mit künstlich erzeugtem Eisansatz, ursprünglich eingebautes Wasser ausgeschleudert, in durchscheinendem Licht (1:0,92)

vorzugt, da durch den niedrigsten statischen Druck an der Kornperipherie das noch flüssige Wasser an diese Stelle gesogen wird.

Die damit entstehenden Kornformen weisen grössere Luftwiderstandskoeffizienten und Querschnittsflächen gegen den Luftstrom (Scheiben fallen mit der Hauptebene senkrecht zur Fallrichtung) auf, was infolge

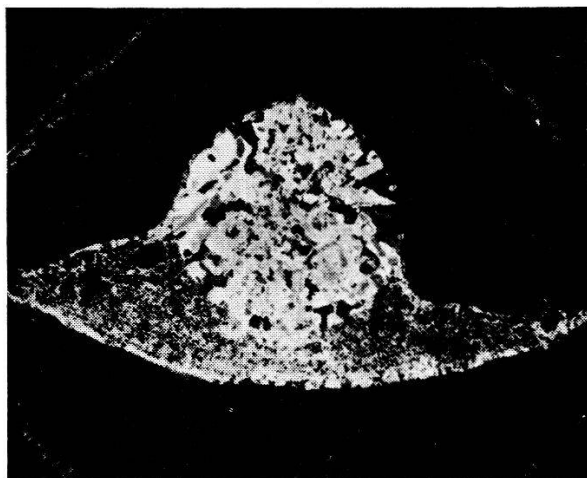


Fig. 4

Dünnschnitt einer Eiskugel mit künstlich erzeugtem Eisansatz, ursprünglich eingebautes Wasser ausgeschleudert, in polarisiertem Licht (1:0,92)

reduzierter Fallgeschwindigkeit eine weitere Begünstigung der Akkretionsbedingungen zur Folge hat.

Eine weitere Erkenntnis aus dem Auftreten von Eis-Wassergemischen ist die Ermöglichung von Hagelkorn-Dichten, die über der Dichte von Eis ( $0,915 \text{ g/cm}^3$ ) liegen, jedoch immer unter derjenigen von Wasser.

Diese Arbeit wurde im Rahmen des Forschungsprogramms der Eidgenössischen Kommission zum Studium der Hagelbildung und der Hagelabwehr ausgeführt, es standen hierzu Kredite des Schweizerischen Nationalfonds zur Verfügung. Eine ausführlichere Publikation über die angeschnittenen Probleme erfolgt zu einem späteren Zeitpunkt.

#### *Literaturverzeichnis*

- 1) T. E. W. SCHUMANN, Quart. J. R. met. Soc. 64, 1 (1938).
- 2) F. H. LUDLAM, Nubila 1, 12 (1958).
- 3) R. LIST, Z. angew. Math. Phys. 10, 381 (1959).

#### **Remarques**

#### **sur un modèle de transition solide-liquide de quelques métaux**

par PH. CHOQUARD et J.-C. COURVOISIER  
(Institut Battelle, Genève)

Si l'on observe les propriétés thermiques des métaux dans le domaine de température compris entre leur température de Debye et leur point de fusion, on remarque que les chaleurs spécifiques, mesurées à pression

constante, peuvent dépasser de 10 à 30% la valeur de  $6R$  donnée par la loi de Dulong-Petit et l'énergie interne de 5 à 15% l'énergie de Debye. En soustrayant la correction usuelle due à l'anharmonicité des potentiels entre proches voisins (8 à 11% sur la chaleur spécifique et 3 à 6% sur l'énergie interne) on constate un écart systématique et croissant avec la température par rapport aux valeurs de  $C_v$  et  $E_v$  classiques. A la fusion il y a un saut de l'énergie et de l'entropie, sauts qui correspondent aux changements de configurations dus à la rupture de l'ordre à distance qui se manifeste aussi par un accroissement de volume. Mais jusqu'au point de fusion il y a cet écart qui croît continuellement! Nous allons esquisser un modèle susceptible de rendre compte de cet écart.

Dans l'état liquide, on imagine aisément les rotations et déplacements que les atomes exercent les uns par rapport aux autres. Ces mouvements ne sont toutefois pas libres, mais *inhibés*. En augmentant l'inhibition, on arrive à l'empêchement pratiquement total de tels mouvements, situation caractéristique de l'état solide aux basses températures. On peut tenter d'exprimer cette inhibition dans une version simple, inspirée de la première référence, en considérant chaque degré de liberté soumis à la force dérivée du potentiel

$$V = \frac{V_0}{2} \left( 1 - \cos \frac{2\pi s}{s_0} \right)$$

où  $V_0$  est la hauteur de la barrière et  $s_0$  la distance interatomique. L'effet coopératif caractéristique de la fusion s'exprimera par une dépendance de  $V_0$  en fonction du volume et du degré d'ordre-désordre.  $V_0$  dépend en principe également de la température. Mais dans cette note nous nous limiterons à tirer les conséquences de ce modèle simple pour la chaleur spécifique et l'énergie interne à volume constant, c'est-à-dire pour un  $s_0$  donné, de quelques métaux jusqu'au point de fusion. L'inhibition étant grande, les particules sont confinées dans leurs cellules, la fonction de partition du cristal pourra s'écrire dans ces conditions comme  $Q^{3N}$ , avec

$$Q = \int_{-\infty}^{+\infty} d\phi \int_{-\frac{1}{2}s_0}^{+\frac{1}{2}s_0} ds \exp \frac{-1}{KT} \left[ \frac{p^2}{2m} + \frac{V_0}{2} \left( 1 - \cos \frac{2\pi s}{s_0} \right) \right]$$

$$= \sqrt{2\pi m KT} s_0 \exp \frac{-V_0}{2KT} \cdot J_0 \left( \frac{iV_0}{2KT} \right)$$

où  $J_0$  est la fonction de Bessel d'ordre 0. On a représenté graphiquement ci-dessous les expressions pour l'énergie et la chaleur spécifique par degré de liberté, expressions dérivées en appendice, en fonction de  $V_0$  et  $T$ .

On constate que  $C_v$ , fonction universelle de  $z = V_0/2KT$  passe de la valeur  $1K$  de la *limite harmonique*, quand  $V_0 \rightarrow \infty$ , pour atteindre  $1/2 K$  de la translation libre pour  $V_0 = 0$  en passant par un *maximum* =  $1,18 K$  en  $z = 2,5$ . Ce modèle simple fournit donc une contribution supplé-

mentaire maximum de 0,18  $K$  par degré de liberté portant la limite classique de 5,96  $R$  à 7,02  $R$ . Le diagramme de la figure 2 montre l'énergie en fonction de la température pour un  $V_0 = V_{0s}$ , constante caractéristique du métal considéré et, sur la figure 1, l'énergie en fonction de  $V_0$

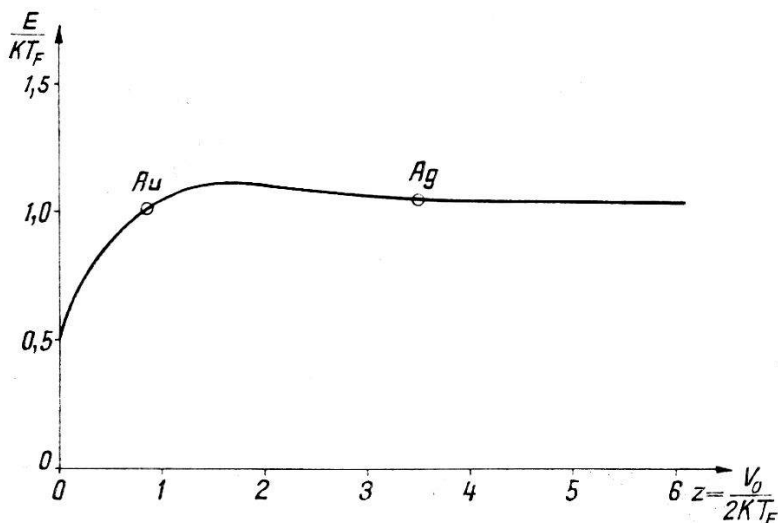


Fig. 1

Energie en fonction de la barrière de potentiel pour une température donnée

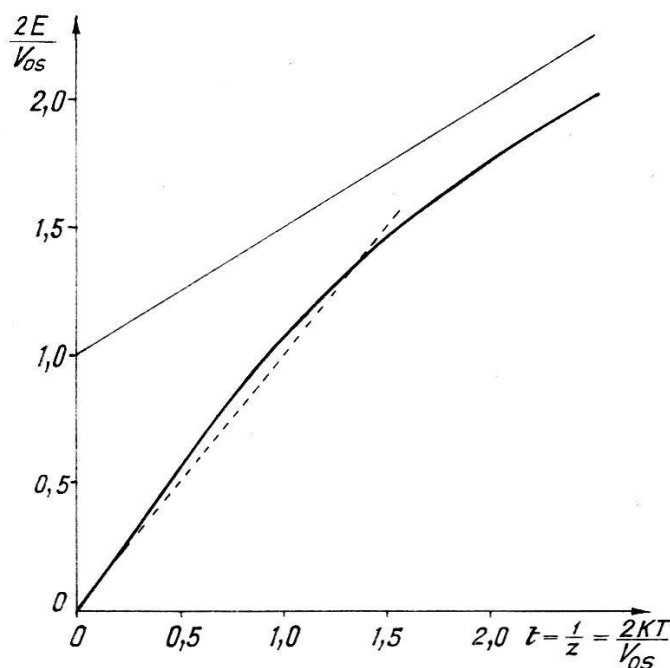


Fig. 2

Energie en fonction de la température pour une barrière de potentiel donnée pour une température constante prise en particulier égale à la température de fusion.

Nous allons illustrer dans ce qui suit comment par ce modèle on peut interpréter entre autres le comportement de métaux c. f. c. tels que l'argent et l'or. Pour en obtenir une description correcte dès les basses

températures, on devrait remplacer dans nos expressions  $KT$  par l'énergie de Debye. Ceci diminuerait les valeurs de  $E$  et de  $C_v$  dans les proportions que l'on sait. Pour l'Ag, la courbe  $C_v(T)$  obtenue par soustraction de la correction usuelle possède autour de  $300^\circ\text{C}$  un point d'inflexion à partir duquel la seconde dérivée est positive, c'est-à-dire  $C_v$  croît avec la température de façon qualitativement identique à  $C_v$  de la figure 3.

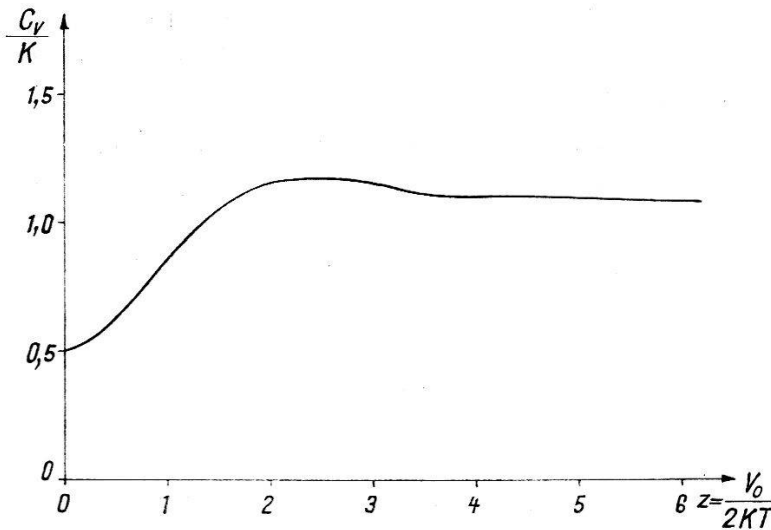


Fig. 3

Chaleur spécifique  $C_v$ , fonction universelle de  $z = V_0/2 KT$

Quant à l'énergie,  $E_{\text{num.}} = \int_0^T C_v \cdot dT$ , intégrée numériquement, si on la porte en fonction de l'énergie de Debye  $E_D$  on constate un comportement parabolique avec une tangente initiale égale à l'unité. Calculant le rapport  $E_{\text{num.}}/E_D$  pour l'écart maximum qui a lieu au point de fusion et qui vaut 1.057, on peut déterminer sur la courbe  $E(V_0)$  de la figure 1 pour quelle valeur de  $z = z_F$  on aura l'intersection des courbes  $E_{TF}(V_0)$  avec  $E_{Vos}(T)$ . Il y a deux points possibles mais la corrélation avec l'allure parabolique de l'énergie impose le premier point  $z_F = 3,5$ . Cette valeur permet de déterminer le paramètre  $V_{0s}$  pour lequel on trouve 47 Kcal; valeur que l'on compare à l'énergie d'activation pour la self-diffusion qui vaut 44 Kcal. Cette similitude est fortuite mais l'ordre de grandeur est en tous cas obtenu. Pour l'argent la valeur maximum de  $C$  obtenue d'après la figure 3 pour  $z = 2,5$  semble bien ne pas être atteinte avant le point de fusion.

Pour l'or la situation est différente. La courbe  $C_v(T)$  a son maximum autour de  $50^\circ\text{C}$  d'où elle diminue. En portant de nouveau l'énergie  $E_{\text{num.}} = \int_0^T C_v dT$  en fonction de l'énergie de Debye on constate une croissance parabolique, puis il y a inflexion et l'allure est bien reproduite par la fonction  $E_{Vo}(T)$  du modèle (fig. 2) qui pour  $t \ll 1$  va comme



$kT + (kT)^2/4 V_0$  et pour  $t \gg 1$   $z$  est asymptotique à  $V_0/2 + kT/2$ . En calculant  $E_{\text{num.}}/E_D = 1,01$  à la température de fusion, on peut déterminer sur la courbe  $E(V_0)$  de la figure 1, le point  $z_F$  situé cette fois au-delà du maximum et pour lequel on trouve 0,85 auquel correspond un  $V_{0s} = 12$  K cal. L'énergie d'activation de self-diffusion mesurée à  $800^\circ\text{C}$ , donc  $260^\circ\text{C}$  au-dessous du point de fusion vaut 38 K cal!

Le modèle proposé et formulé de façon toute primitive permet une interprétation qualitative des faits qui nous encourage à poursuivre une recherche dans ce sens.

Nous tenons à remercier Madame JACQUELINE ROSSET et Monsieur J. HERSCH de leur participation active à ce travail.

#### APPENDICE

Avec 
$$z = \frac{V_0}{2 kT}$$

$$Q = m kT s_0 e^{-z} J_0(iz) .$$

En posant 
$$Z(z) = \frac{d}{dz} \ln J_0(iz) = \frac{-i J_1(iz)}{J_0(iz)}$$

on a 
$$E = -\frac{V_0}{2} \frac{d}{dz} \ln Q$$

$$= -\frac{V_0}{2} \left( -\frac{1}{2z} - 1 + Z \right)$$

$$\underline{E = \frac{kT}{2} + \frac{V_0}{2} (1 - Z)} \quad (1)$$

Pour les figures 1 et 2 on a besoin de décrire  $E_T(V_0)$  et  $E_{V_0}(T)$ . Il convient d'écrire :

$$\frac{E_T(V_0)}{kT} = \frac{1}{2} + z [1 - Z(z)] \quad \text{et} \quad (2)$$

$$\frac{2 E_{V_0}(T)}{V_0} = \frac{t}{2} + [1 - Z(t)] \quad t = \frac{1}{z} \quad (3)$$

ce qui rend ces expressions universelles.

Admettant pour simplifier  $V_0 = \text{constant} = V_{0s}$  jusqu'au point de fusion  $T_F$ , l'intersection des courbes aura lieu pour

$$z = z_F = \frac{V_{0s}}{2 kT_F} \quad E_{T_F}(V_{0s}) = E_{V_{0s}}(T_F) . \quad (4)$$

Donnons encore les développements en série:

$z \approx 0, t \rightarrow \infty :$

$$\frac{E}{kT} = \frac{1}{2} + z - \frac{z^2}{2} + \frac{z^4}{16} + \dots \quad (5)$$

$$E = \frac{kT}{2} + \frac{V_0}{2} - \frac{V_0^2}{8kT} + \dots \quad (5')$$

$z \rightarrow \infty, t \rightarrow 0 :$

$$\frac{E}{kT} = 1 + \frac{1}{8z} + \frac{1}{8z^2} + \dots \quad (6)$$

$$E = kT + \frac{(kT)^2}{4V_0} + \frac{(kT)^3}{2V_0^2} - \dots \quad (6')$$

Pour la chaleur spécifique, on a une fonction universelle

$$\begin{aligned} \frac{C_V}{k} &= z^2 \frac{d^2}{dz^2} \ln Q \\ &= \frac{1}{2} + z^2 \cdot Z'(z) \end{aligned}$$

$$\frac{C_V}{k} = \frac{1}{2} - zZ + z^2(1 - Z^2). \quad (7)$$

Pour les développements en série, on a

$z \approx 0:$

$$\frac{C_V}{k} = \frac{1}{2} + \frac{z^2}{2} - \frac{3}{16}z^4 + \dots \quad (8)$$

et  $z \rightarrow \infty:$

$$\frac{C_V}{k} = 1 + \frac{1}{4z} + \frac{3}{8z^2} - \dots$$

Tables

$z$	0	0,5	1	2	3	4	5
$t$	$\infty$	2	1	0,5	0,333	0,25	0,2
$\frac{E_T(V_0)}{kT}$	0,5	0,879	1,053	1,1048	1,07	1,048	1,035
$\frac{2E_{V_0}(T)}{V_0}$	$\infty$	1,758	1,053	0,5524	0,357	0,262	0,207
$\frac{C_v}{k}$	0,5	0,164	0,853	1,16	1,16	1,20	1,10

*Bibliographie*

- G. HERZBERG, *Molecular Spectra and Molecular Structure II*, p. 510.  
 G. BORELIUS, *Changes of State of Simple Solid and Liquid Metals*, *Solid State Physics*, Vol. 6, p. 65-94.  
 A. EUCKEN und W. DANNÖHL, *Z. f. Elektrochemie* 39-40, 789 (1933/34).  
 American Institute of Physics Handbook, 1957.

### **The Mechanism of the Reversal of the Spontaneous Polarization in $\text{LiH}_3(\text{SeO}_3)_2$ Single Crystals**

by E. FATUZZO

(Laboratories RCA Ltd., Zurich)

$\text{LiH}_3(\text{SeO}_3)_2$  is a new ferroelectric material described by PEPINSKY and VEDAM<sup>1)</sup>. They report a large spontaneous polarization at room temperature of  $15 \mu\text{coul}/\text{cm}^2$  and a 60 cycle coercive field of 1.4 KV/cm. The Curie point cannot be reached, as the material decomposes at around  $100^\circ \text{C}$ .

In all ferroelectrics the reversal of the polarization happens through two mechanisms<sup>2)</sup>: first the nucleation of new domains and second the growth of these domains through the sample by domain wall motion.

The switching in  $\text{LiH}_3(\text{SeO}_3)_2$  has been studied as a function of applied electric field  $E$ . At low fields the switching time  $t_s$  follows the law

$$t_s = t_0 e^{\alpha/E}$$

which was first found in  $\text{BaTiO}_3$ <sup>3)</sup>. At higher fields (5 KV/cm up to 50 KV/cm) it follows a power law of the form:

$$t_s = k E^{-5/2}$$

where  $k$  is a constant.

Thermal and electrical treatment of the sample has been performed so as to affect the surface or the bulk of it. Since the nucleation happens at the surface and the domain wall motion in the bulk, this technique<sup>4)</sup> permits to study which of the two mechanisms is the slower and hence the determining one in the reversal of the polarization. This study led to the conclusion that up to fields of 50 KV/cm the switching is determined by the nucleation time. It thus appears that not only the exponential but also the 5/2 law is determined by the nucleation rather than by the domain wall motion.

The nucleus-nucleus interaction<sup>4)</sup> is very high; the effect of the waiting time<sup>5)</sup> between two opposite applied pulses on the switching is negligible.

It seems that all ferroelectrics with a high spontaneous polarization like  $\text{BaTiO}_3$  and  $\text{LiH}_3(\text{SeO}_3)_2$  tend to have a strong nucleus-nucleus inter-

action, a very dominating nucleation mechanism, and no bias. The opposite trend seems to exist for materials with low spontaneous polarization.

A more detailed paper about this subject will be published somewhere else.

#### References

- 1) R. PEPINSKY, private communication; see also Bull. Amer. Phys. Soc. II, Vol. 4, p. 63 (1959).
- 2) W. J. MERZ, Phys. Rev. 95, 690 (1954).
- 3) W. J. MERZ, J. Appl. Phys. 27, 938 (1956).
- 4) E. FATUZZO, W. J. MERZ, to be published.
- 5) E. FATUZZO, Helv. Phys. Acta 31, 309 (1958).

## Magnétogalvanisme et Superconduction

par ALB. PERRIER (Lausanne)

I. Une des propriétés singulières du superconducteur est l'impossibilité d'y observer jusqu'ici de magnétogalvanisme; et la réapparition des phénomènes de ce groupe est toujours simultanée de celle de la résistance (découvertes de KAMERLINGH ONNES et TUIJN).

Il y a fort longtemps déjà (1926)<sup>1)</sup>, nous avons signalé brièvement une justification théorique de l'absence d'effet Hall, fondée sur une dualité (év. multiplicité) hypothétique des mécanismes du courant dans un même milieu métallique.

La question est reprise ici d'un point de vue plus général: nous montrons qu'une résistivité très faible implique thermodynamiquement un effet Hall-tension très faible, ce indépendamment de tout mécanisme particulier; puis nous examinons comment ce résultat peut être étendu à la superconduction, nonobstant les répartitions de courant qui y sont considérablement différentes.

II. Considérons une lame traditionnelle de Hall que nous complétons en outre en sorte qu'il se constitue un circuit transversal complètement fermé, ainsi que nous l'avons invoqué et décrit déjà ailleurs<sup>2)</sup>. Cette fermeture transversale est constituée par un empilement de boucles minces identiques, parallèles au plan des  $y z^*$ ) et isolées les unes des autres. Nous les choisissons telles que leur résistivité ne s'abaisse pas notablement même à basse température.

Maintenons dans la lame un courant  $I_x$ , appliquons lui un champ magnétique  $\vec{H}_z$  assez faible pour ne pas altérer sensiblement sa résistance

\*) Le système de référence est le trirectangle usuel: plan de la lame  $xy$ , courant «primaire»  $I_x J_x$ , effet Hall:  $\vec{E}_y$ ,  $\vec{I}_y$ ,  $\vec{H}$  resp.  $\vec{B}_z$  normal à  $xy$ ;  $0z$ .

et refroidissons progressivement le dispositif tout en mesurant les énergies  $W_x$  dans la lame et  $W_y$  dans les fermetures. Cette chaleur Joule  $W_y$  est *prélevée entièrement sur  $W_x$* <sup>3)</sup> par l'entremise de la tension Hall  $U_y$  entre les arêtes  $Oy$ , donc entre les extrémités des fermetures.

Au fur et à mesure de l'abaissement de la résistance,  $W_x$  s'abaisse pro-rata.  $W_y$  lui est nécessairement très inférieure (faiblesse de  $\tan\varphi$  en raison de l'intensité de  $\vec{H}$ ) et cela entraîne pour les tensions  $U_y$  transversales (soit pour  $\vec{E}_y$ ) des valeurs réduites à proportion, ce jusque et y compris le cas des *conditions habituelles* (résistance infinie de la fermeture transversale).

Nous pouvons donc prévoir que, si par abaissement de la température, la résistivité atteint des valeurs très faibles, l'effet Hall tension doit *nécessairement s'affaiblir dans une proportion semblable*.

Cette déduction n'exclut pas toutefois, semble-t-il, un *effet courant*. Choisissons d'emblée le cas limite le plus favorable du *court-circuit* transversal. Ici, le courant  $I_y$  pour s'établir, doit emprunter à  $W_x$  son énergie électrocinétique  $LI_y^2/2$ , ce qui exigera une *durée prolongée*, une limite supérieure de  $I_y$  étant fixée par la résistance résiduelle suivant  $Ox$  et les *mobilités* suivant  $Oy$  (voir ci-dessous).

Observons expressément que les conclusions ici formulées pourraient être obtenues de manière presque évidentes à l'aide d'une représentation publiée antérieurement<sup>3)</sup>. Nous tenions toutefois à présenter ce mode thermodynamique pour accentuer sa généralité et faciliter l'extension au superconducteur.

III. *Superconduction*. On entrevoit sans peine quelques conséquences d'une extension abrupte des considérations développées plus haut à la résistance non plus très faible, mais *proprement nulle*: effet Hall potentiel nul, courant Hall, s'il y a lieu, s'établissant en un temps infini, mais sans qu'on puisse fixer de limite à son intensité (f. e. m. finie!) autre que celle qui détruit la superconductivité, etc.

Toutefois pareilles extensions se heurtent aux propriétés caractéristiques qui distinguent nettement les supercourants, savoir notamment leur distribution pelliculaire et leurs actions capitales sur l'induction magnétique résultante quant à sa grandeur comme à sa direction.

Nous pensons néanmoins que la déduction thermodynamique esquissée plus haut peut être maintenue ainsi: Considérons que les courants circulant dans l'échantillon sont entièrement concentrés vers sa surface en une nappe mince, que le vecteur  $\vec{B}$  n'existe que dans l'intérieur de cette nappe et que sa direction est en chaque point parallèle à la surface.

Découpons cette enveloppe siège de supercourants en *rubans infiniment minces par des génératrices normales à la surface et qui s'appuient*

constamment sur les lignes d'écoulement des porte-charge. La composante de  $\vec{B}$  normale sur chacun des éléments de ruban ne saurait entretenir une tension permanente entre les deux bords du ruban (surface libre et intérieur du conducteur, effet Hall normal à la surface) en raison de l'impossibilité thermodynamique exposée plus haut.

Non seulement il n'y a pas d'échange d'énergie entre les éléments du conducteur, mais on ne peut pas non plus en extraire continuellement par des sondes convenablement disposées. Ce qui est vrai d'ailleurs en présence comme en l'absence de champ magnétique.

IV. *A propos de mécanisme.* Si l'expérience vérifie généralement l'absence d'effet Hall dans les superconducteurs, je pense que nous sommes conduits à admettre cet autre fait: *Il n'y a pas de superconductivité pour les courants de Hall.* Nous avons précisément formulé cette proposition comme hypothèse, en 1926 (*l. c.*), pour rendre compte de l'absence d'effet Hall.

Nous la précisons ici quantitativement: Postulons que les mobilités électroniques  $\mu_e$  afférentes d'une part aux forces habituelles du champ électrique  $\vec{E}$ , et à celles  $\mu_m$  d'autre part de Laplace-Lorentz peuvent ne pas être égales. Nous admettions (*l. c.*) que l'effet Hall-tension en régime permanent correspond non nécessairement à un équilibre des forces de Laplace et de celles de Coulomb, mais toujours à l'égalité de deux courants transversaux de sens inverses. On établit alors sur cette base pour la résistivité magnétogalvanique  $\rho_h$  l'expression

$$\rho_h = \vec{B} \mu_m / \mu_e n e \quad (1)$$

et si en particulier

$$\begin{aligned} \rho_h &= R \vec{B} \\ R &= \mu_m / \mu_e n e \end{aligned} \quad (2)$$

et enfin si

$$\begin{aligned} \mu_m &= \mu_e \\ R &= 1/n e \end{aligned} \quad (3)$$

qui est exactement ce que donne l'hypothèse classique de l'égalité des forces: ainsi notre image est plus générale mais nullement en contradiction avec elle.

Restant dans la logique avec elle, le superconducteur se caractérisera par  $U_e = \infty$ , qui, introduit dans (2), entraîne

$$R = 0,$$

soit précisément l'absence générale de tension de Hall. Le jeu physique qui y correspond est simplement que le courant de Hall non superconducteur ( $\mu_m$  finie) est court-circuité par un courant inverse superconducteur entretenu par une tension négligeable.



V. *Effet longitudinal (magnétorésistance)*. Parler d'une magnétorésistance à propos de superconduction nous paraît *dénué de sens réel*, au moins dans l'acception « observable » du terme, ce bien entendu en envisageant toujours des champs inférieurs à leur intensité critique.

L'intensité d'un courant dans un tronçon superconducteur en effet est déterminée entièrement par la résistance (finie) et la f. e. m. du *tronçon extérieur* fermant; ou, s'il s'agit d'un *circuit entièrement superconducteur*, l'intensité est fixée par le flux d'induction  $\Phi$  qui le traverse; des variations même de l'ordre du double ou du triple de la résistance du super (jusqu'ici pratiquement inaccessible à la mesure) ne peuvent provoquer des variations sensibles de l'intensité.

VI. *Présence de gradients thermiques sans courant électrique*. L'état superconducteur, comme on sait, ne comporte *pas de pouvoir thermo-électrique intrinsèque*. Si, comme nous l'avons toujours admis, l'effet von Ettingshausen-Nernst est proportionnel à cette grandeur, une conséquence abrupte est que le dit effet ne saurait se manifester lui non plus en superconduction, ce indifféremment à tout mécanisme.

Il est alors piquant de relever d'une part que la *déduction thermodynamique* générale du début *n'est plus applicable*, en raison précisément de la présence de différences de température, et d'autre part que notre modèle dualiste autorise la possibilité et d'un *pouvoir thermoélectrique* sous-jacent (donc en intensité, non en potentiel) et en conséquence aussi d'un effet v. E.-N.; mais ce seraient des phénomènes *volumiques masqués* complètement par des *supercourants pelliculaires*.

Ces considérations, en relation étroite avec la matière d'autres notes récentes, seront développées en un article in *Helv. Phys. Acta*.

#### Bibliographie

- 1) A. L. PERRIER, Actions électromotrices intérieures et superconduction; *id.*, Effets galvanomagnétiques et superconduction, *Bull. Soc. vaud. Sc. naturelles*, Vol. 56 (1926), pp. 133–137 et pp. 605–607.
- 2) A. L. PERRIER, La méthode série – parallèle pour élever l'intensité..., *Helv. Phys. Acta*, Vol. XXVII (1954), pp. 207–211.
- 3) *Id.*, Energétique générale du courant de Hall, *Helv. Phys. Acta*, Vol. XXXI (1958), p. 558.

### Conductivités électrique et calorifique du nickel dans un champ magnétique

par L. BERGER

(Laboratoire de Physique de l'Université de Lausanne)

Des mesures de conductivités électrique et calorifique en champ magnétique, faites sur un échantillon d'un alliage fer-nickel, avaient été exposées dans une précédente communication<sup>1)</sup>. L'appareillage de mesure avait aussi été très brièvement décrit à cette occasion.

La présente communication expose des mesures analogues, faites sur un échantillon de nickel Johnson-Matthey. Cet échantillon cylindrique, de diamètre 1,5 mm et de longueur 52 mm, recuit sous vide à 1000°C pendant 4 heures, a un rapport de pureté  $R_{290}/R_{4,15}$  égal à 60.

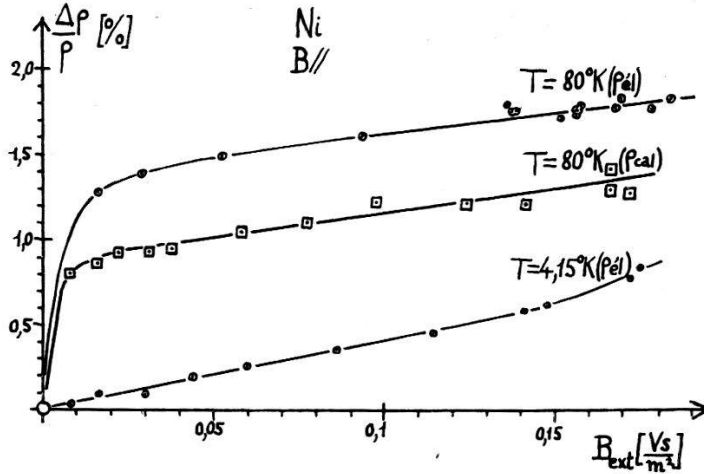


Fig. 1

Champ parallèle aux courants. Variations relatives de  $\rho_{el}$  et  $\rho_{cal}$

La figure 1 montre les résultats en champ extérieur longitudinal. Les cercles concernent la résistivité électrique, mesurée à 80° K et à 4,15° K ; les carrés, la résistivité calorifique, mesurée à 80° K. Le quotient de la longueur au diamètre étant 34,6, le champ démagnétisant est négligeable.

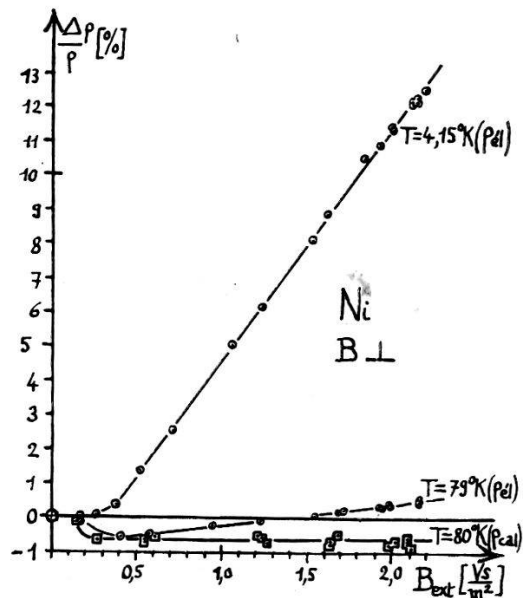


Fig. 2

Champ transversal aux courants. Variations relatives de  $\rho_{el}$  et  $\rho_{cal}$

On remarque à 80° K la ressemblance entre la courbe de la résistivité électrique et celle de la résistivité calorifique. Comme pour les résultats de la communication précédente<sup>1)</sup>, la plus grande part des phénomènes

observés à 80° K en champ longitudinal doit être attribuée à l'effet extraordinaire, ou effet orientation<sup>2) 3)</sup>; il s'agit d'une variation du libre parcours moyen des électrons de conduction en fonction de l'orientation des moments magnétiques de spin du métal ferromagnétique; cette variation cesse lorsque la saturation technique est atteinte, c'est-à-dire dans un champ de 0,01–0,02 Vs/m<sup>2</sup>. Cet effet est d'ailleurs encore assez mal compris théoriquement<sup>3–5)</sup>.

A 4,15° K on ne voit par contre sur le graphique de la résistivité électrique aucun effet extraordinaire. C'est que l'effet extraordinaire se trouve

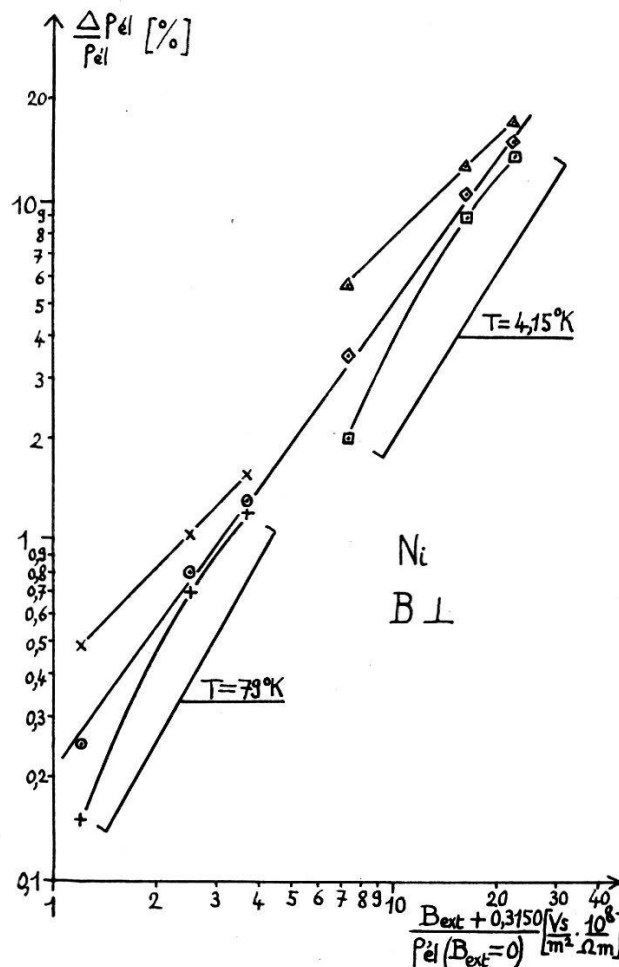


Fig. 3

Diagramme de Kohler en champ transversal, pour  $\rho_{el}$

être compensé par un effet ordinaire de courbure des trajectoires électroniques, dû au champ  $\vec{B} = \vec{M}$  qui existe dans chaque domaine de Weiss même en l'absence d'un champ extérieur. Un champ extérieur faible suffit à orienter les moments magnétiques, donc ici le champ  $\vec{B} = \vec{M}$ , dans une direction, et agit ainsi sur la résistivité. Cet effet a déjà été signalé par SMIT<sup>3)</sup>. Il s'arrête, comme l'effet extraordinaire, lorsque la saturation

technique est atteinte. Il y a, en outre, au-dessus de la saturation, l'effet ordinaire de courbure des trajectoires dans le champ extérieur.

La figure 2 montre les résultats en champ extérieur transversal. Les cercles concernent la résistivité électrique, mesurée à 79° K et à 4,15° K; les carrés, la résistivité calorifique, mesurée à 80° K. Le champ indiqué est le champ extérieur. On remarque à 80° K que la ressemblance entre la courbe de la résistivité électrique et celle de la résistivité calorifique n'est pas complète: on observe aux champs faibles des effets de grandeur comparable, mais ensuite la courbe de l'effet électrique recoupe l'axe horizontal, tandis que celle de l'effet calorifique reste au-dessous comme si l'effet ordinaire était négligeable dans ce dernier cas.

Avec les valeurs de la résistivité électrique en champ transversal, un diagramme de Kohler peut être tracé pour l'effet ordinaire (figure 3). On utilise seulement les valeurs du champ au-dessus de la saturation; il faut donc extrapoler les courbes de la figure 2 jusqu'à l'abscisse  $B = 0$ , pour connaître la valeur correspondante de la résistivité électrique. Cela peut être fait de plusieurs manières; sur la figure 3 ont été tracées les courbes correspondant à des manières extrêmes de faire cette extrapolation, et aussi les courbes correspondant à une manière «raisonnable», intermédiaire. Les courbes raisonnables, tracées indépendamment pour les deux températures différentes, se trouvent être dans le prolongement l'une de l'autre, et donnent un seul diagramme de Kohler, rectiligne. Il faut utiliser dans ce diagramme le champ  $B$  dans l'échantillon, qui vaut  $B_{\text{ext}} + M/2$ .

Je remercie le Prof. D. RIVIER pour l'appui qu'il a donné à ces recherches. Je remercie également le F. N. R. S. et le Dr Rinderer pour l'équipement cryogénique mis à disposition.

#### *Bibliographie*

- 1) L. BERGER, *Helv. Phys. Acta* 31, 570 (1958).
- 2) SEITZ et TURNBULL, *Solid State Physics* (Acad. Press, 1957), Vol. 5, article par J. P. JAN.
- 3) J. SMIT, Thèse (Leyde, 1956).
- 4) VONSOVSKII et RODIONOV, *Dok. Akad. Nauk SSSR* 75, 653 (1950).
- 5) RODIONOV et SHAVROV, *The Physics of Metals and Metallography* 4, 1 (1957).

---

### **Zur longitudinalen magnetischen Widerstandsänderung von Metallen**

von B. LÜTHI

(Institut für kalorische Apparate und Kältetechnik, Zürich, ETH)

Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst.

---

## Die Druckabhängigkeit des kritischen Feldes in Aluminium zwischen 0,4° K und 0,8° K

von J. L. OLSEN

(Institut für Kalorische Apparate und Kältetechnik, ETH, Zürich)

Aus den hier durchgeführten Messungen<sup>1-4)</sup> über die Volumenunterschiede zwischen den normalen und supraleitenden Zustände konnte die Druckabhängigkeit des kritischen Feldes in Funktion der Temperatur berechnet werden für Pb, Ta, Va, Tl, In, Hg, Nb und La. Für viele Supraleiter mit einer Sprungtemperatur unterhalb 1,5° K scheinen solche Messungen jedoch undurchführbar zu sein, und die Druckabhängigkeit des kritischen Feldes ( $\delta H_c/\delta p$ ) wird dann am besten direkt gemessen. Solche Messungen liegen nur für Cadmium<sup>5)</sup> und für Aluminium sehr nahe an der Sprungtemperatur  $T_c$  vor<sup>6) 7)</sup>. Um die Druckabhängigkeit der Zustandsdichte an der Fermioberfläche und von den in der BCS-Theorie der Supraleitung vorkommenden Konstanten berechnen zu können, ist aber auch eine Kenntnis der Temperaturabhängigkeit von  $\delta H_c/\delta p$  notwendig. Wir haben deshalb Messungen an Aluminium im Temperaturgebiet der adiabatischen Entmagnetisierung durchgeführt.

Drucke von der Grössenordnung von 1000 Atm wurden durch die Eisbombentechnik von Alekseevsky erzeugt, und durch ihren Einfluss auf das kritische Feld von Cadmium bestimmt. Gemessen wurde zwischen 0,4° K und 0,8° K.

Die Resultate können ungefähr beschrieben werden durch:

$$\delta H_c/\delta p = (7,5 (T/T_c)^2 - 11,5) \times 10^{-9} \text{ Oersted dyn}^{-1} \text{ cm}^2$$

Dies ist bei  $T = T_c$  in guter Übereinstimmung mit den Resultaten von MUENCH<sup>6)</sup> und GRENIER<sup>7)</sup>. Aus  $\delta H_c/\delta p$  können wir die Volumenabhängigkeit der spezifischen Wärme der Elektronen  $\gamma$  (pro  $\text{cm}^3$ ) berechnen, und erhalten

$$g = \frac{\partial \log \gamma}{\partial \log v} = 130 \pm 60$$

Hier ist  $v$  das molare Volumen. Diese Werte von  $g$  stehen in starkem Kontrast zum Wert  $-1/3$ , welcher für ein Sommerfeld'sches Elektronengas zu erwarten ist. Er scheint auch im Widerspruch zum völlig normalen Wert der Druckabhängigkeit des elektrischen Widerstandes bei Zimmertemperatur zu stehen.

Ich bin Herrn Prof. Dr. P. GRASSMANN, Direktor des Institutes für Kalorische Apparate und Kältetechnik für sein freundliches Interesse an diesen Messungen zu grossem Dank verpflichtet. Diese Untersuchungen wurden aus einem Arbeitsbeschaffungs-Forschungskredit des Bundes finanziell unterstützt.

## Literaturverzeichnis

- 1) J. L. OLSEN und H. ROHRER, Helv. Phys. Acta 30, 49 (1957).
- 2) B. LÜTHI und H. ROHRER, Helv. Phys. Acta 31, 294 (1958).
- 3) J. MÜLLER und H. ROHRER, Helv. Phys. Acta 31, 289 (1958).
- 4) H. ROHRER, Helv. Phys. Acta 32, 312 (1959).
- 5) N. E. ALEKSEEVSKY und I. P. GAIDUKOV, J. Exp. Theor. Phys. USSR 29, 898 (1955).
- 6) N. L. MÜNCH, Phys. Rev. 99, 1814 (1955).
- 7) C. GRENIER, Thesis, Paris (1956).

### Vergleich der elektrischen und thermischen Leitfähigkeit dünner Drähte

VON J. L. OLSEN und P. WYDER

(Institut für Kalorische Apparate und Kältetechnik der ETH, Zürich)

Nach der Theorie des freien Elektrons sind für Metalle die Ausdrücke für die elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$  und die thermische Leitfähigkeit  $\kappa$  proportional der freien Weglänge der Elektronen. Nimmt man an, dass für beide Prozesse die gleichen freien Weglängen massgebend sind, so erhält man das Wiedemann-Franz-Gesetz:

$$\frac{\kappa}{\sigma T} = \frac{\pi^2}{3} \left( \frac{k}{e} \right)^2 \equiv L_0 .$$

Dabei ist  $T$  die absolute Temperatur,  $L_0$  die Lorenzzahl,  $k$  die Boltzmannkonstante und  $e$  die Ladung des Elektrons. Bei Zimmertemperatur und

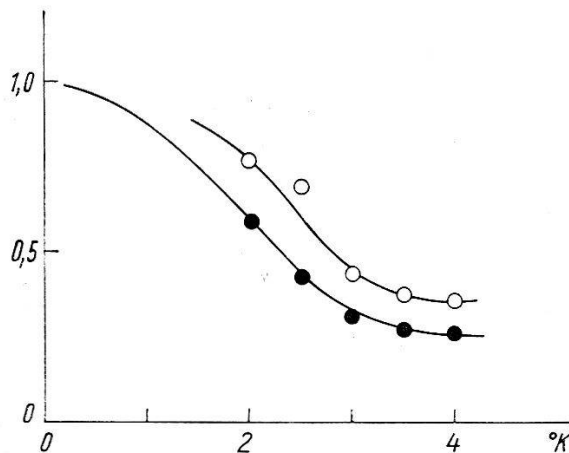


Fig. 1

Temperaturabhängigkeit von  $\circ l_{th}/l_{el}$  und  $\bullet \kappa/\sigma T L_0$

bei sehr tiefen Temperaturen stimmen die experimentellen Werte für  $\kappa/\sigma T$  mit diesem theoretischen Wert  $L_0$  überein. Dazwischen gibt es jedoch ein Temperaturgebiet, in dem  $\kappa/\sigma T < L_0$  ist<sup>1)</sup>. Dies erklärt sich dadurch, dass in diesem Bereich die für die elektrische und die thermische Leitfähigkeit wichtigen effektiven Relaxationszeiten verschieden sind.



Mit verschiedenen Relaxationszeiten müssen auch verschiedene freie Weglängen angenommen werden; so ergibt sich ein modifiziertes Wiedemann-Franz-Gesetz:

$$\frac{\kappa}{\sigma T} = L_0 \frac{l_{th}}{l_{el}}.$$

Hier stellen  $l_{th}$  und  $l_{el}$  die freien Weglängen dar.

Um diese Relation zu prüfen, haben wir durch Messung der Durchmesserabhängigkeit der elektrischen und thermischen Leitfähigkeit die beiden freien Weglängen in sehr reinem Indium bestimmt. In den von uns verwendeten Proben waren bei 0° K die freien Weglängen von der Größenordnung von 0,8 mm. Figur 1 zeigt  $l_{th}/l_{el}$  und  $\kappa/\sigma T L_0$ . Man erkennt eine approximative Übereinstimmung der beiden Grössen. Der Grad der Übereinstimmung ist, wenigstens teilweise, durch experimentelle Fehler begrenzt.

Wir sind Herrn Prof. Dr. P. GRASSMANN, Direktor des Institutes für Kalorische Apparate und Kältetechnik, für sein freundliches Interesse an diesen Untersuchungen sehr dankbar. Diese Arbeit wurde durch einen Arbeitsbeschaffungs-Forschungskredit des Bundes gefördert.

#### *Literaturverzeichnis*

- 1) A. H. WILSON, The Theory of Metals, Cambridge 1958, S. 290.

### **Anisotropie der Druckeffekte in Supraleitern**

VON H. ROHRER

(Institut für kalorische Apparate und Kältetechnik, ETH, Zürich)

Messungen der Druckeffekte an polykristallinen Supraleitern haben gezeigt, dass eine Ausdehnung der Untersuchungen auf Einkristalle sehr nützlich wäre<sup>1) 2)</sup>, da sie detailliertere Aussagen über die Druck- resp. Volumenabhängigkeit verschiedener charakterischer Grössen der Supraleitung erlauben. Zuverlässige Messungen wurden bis jetzt erst an Sn-Einkristallen durchgeführt<sup>3)</sup>, die wir nun auch auf In, Hg und Tl ausgedehnt haben. Die Resultate sind in Tabelle 1 wiedergegeben. Darin bedeutet  $g$  die logarithmische Ableitung von  $\gamma$ , der spez. Elektronenwärme pro Volumeneinheit, nach dem Volumen, also  $g = \partial \log \gamma / \partial \log v$ ;  $h$ ,  $s$  und  $\varphi$  sind die entsprechenden Ausdrücke für das kritische Feld bei  $T = 0^\circ \text{ K}$ , die kritische Temperatur und die BCS-Wechselwirkungskonstante  $V$ . Die ungestrichenen Werte sind dabei bezogen auf eine Volumenänderung herrührend von einem einseitigen Druck  $\tau$ , die gestrichenen auf einseitige Deformation, und zwar in den ersten beiden Kolon-

nen jeweils für Druck- resp. Deformation parallel und senkrecht zur Symmetrieachse. In den mit  $\sim$  bezeichneten Spalten sind geeignete Mittelwerte über alle Richtungen angegeben, im ungestrichenen Fall entsprechen sie hydrostatischem Druck, im gestrichenen einer isotropen Deformation.  $\sigma$  bedeutet die durch die phenomenologische Relation  $H_0 = T_c^\sigma$  geforderte Proportionalitätskonstante zwischen  $h$  und  $s$ .

Eine eingehende Diskussion folgt demnächst in einer ausführlichen Veröffentlichung. Diese Arbeit wurde finanziell unterstützt durch den Arbeitsbeschaffungs-Kredit des Bundes.

Tabelle 1

$-\partial H_c/\partial T$	In			Sn			Hg			Tl		
		$\perp$	$\sim$		$\perp$	$\sim$		$\perp$	$\sim$		$\perp$	$\sim$
$10^{-9}$ gauss $T=0^\circ\text{K}$	3,4	0,1	1,2	3,8	0,2	1,5	0,9	3,4	2,6	0	0	0
$\text{dyn}^{-1}\text{cm}^2$ $T=T_c$	6,2	1,5	2,2	6,5	0,3	2,4	3,9	,85	1,9	>0	<0	-1,8
$g$	0,1	0	0	2,1	0,1	0,8	-22,8	14,0	9,0			3,3
$h$	20	0,5	5,4	18,3	1,0	6,6	9,8	8,0	8,3			0
$s$	20	0,5	5,4	19	1,0	6,9	21,2	1,0	3,0			-1,6
$\varphi$			2,0			2,0			-7,6			-2,9
$g'$	0,1	0	0	2,8	1,2	1,7	9,7	11,0	10,2			
$h'$	5,3	5,0	5,1	12,3	5,0	6,7	8,9	8,5	8,6			
$s'$	5,3	5,0	5,1	13,2	5,6	7,5	4,1	3,0	3,3			
$\varphi'$			2,0			2,0			-8,0			
$\sigma$			1,0			1,06						
$\kappa$ $10^{-12}$ cgs	0,64	0,94	0,83	0,68	0,61	0,63	0,3	1,4	1,03			
$\rho$ $10^{-6}$ $\Omega\text{cm}$	8,45	8,85	8,72	14,2	9,9	11,4	5,5	7,27	6,75			

## Literaturverzeichnis

- 1) OLSEN und ROHRER, Helv. Phys. Acta 30, 49 (1957).
- 2) LÜTHI und ROHRER, Helv. Phys. Acta 31, 294 (1958).
- 3) GRENIER. Diss. Univ. Paris.

## Eindringtieftmessung an supraleitenden Zinnfilmen

von R. JAGGI und R. SOMMERHALDER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Die Eindringtiefe supraleitender Zinnfilme, deren Dicke von 450 Å bis 1900 Å variiert, wurde nach einer früher beschriebenen Methode<sup>1)</sup> zwischen  $T = 1,35^\circ\text{K}$  und der kritischen Temperatur  $T_c$  bestimmt.

Die Filme wurden im Vakuum auf mit flüssigem Stickstoff gekühlte Träger aufgedampft und anschliessend bei Zimmertemperatur getempert.

Ihr Widerstandsverhalten stimmt mit dem von BUCKEL und HILSCH<sup>2)</sup> sowie NIEBUHR<sup>3)</sup> beschriebenen überein. Die kritische Temperatur der Filme lag stets etwa  $1/10^\circ$  K höher als bei kompaktem Zinn, die Breite der Phasenumwandlung betrug etwa  $1/100^\circ$  K.

Die Temperaturabhängigkeit der nach der Londonschen Theorie berechneten Eindringtiefe zeigt Abweichungen vom Gesetz

$$\lambda(T) = \lambda(0) [1 - (T/T_c)^4]^{-1/2},$$

die vereinbar sind mit der von LEWIS<sup>4)</sup> durchgeführten Anpassung des Gorter-Casimir-Modells an einen exponentiellen Verlauf der spezifischen Wärme oder mit der Temperaturabhängigkeit der Eindringtiefe nach BARDEEN, COOPER und SCHRIEFFER<sup>5)</sup>. Unsere Messungen stimmen gut überein mit den Resultaten, die kürzlich von SCHAWLOW und DEVLIN<sup>6)</sup> an massivem Zinn gefunden wurden.

Die auf  $T = 0$  extrapolierten absoluten Werte der Londonschen Eindringtiefe sind abhängig von der Schichtdicke und wachsen von  $\lambda(0) = 700 \text{ \AA}$  für die dicksten Filme auf  $\lambda(0) = 1000 \text{ \AA}$  für die dünnsten Filme an. Diese Resultate sind verträglich mit den Voraussagen der nicht-lokalen Theorie von PIPPARD<sup>7)</sup> bzw. BARDEEN, COOPER und SCHRIEFFER<sup>5)</sup>, wenn man die Unsicherheit berücksichtigt, die heute mit der Bestimmung der Kohärenzlänge noch verbunden ist.

Eine ausführliche Publikation folgt demnächst.

#### *Literaturverzeichnis*

- 1) A. L. SCHAWLOW, Phys. Rev. 109, 1856 (1958); R. JAGGI und R. SOMMERHALDER, Helv. Phys. Acta 31, 292 (1958).
- 2) W. BUCKEL und R. HILSCH, Z. Physik 131, 420 (1952).
- 3) J. NIEBUHR, Z. Physik 132, 468 (1952).
- 4) H. W. LEWIS, Phys. Rev. 102, 1508 (1956).
- 5) J. BARDEEN, L. N. COOPER und J. R. SCHRIEFFER, Phys. Rev. 108, 1175 (1957); J. BARDEEN, Physica 24, Suppl., 27 (1958).
- 6) A. L. SCHAWLOW und G. E. DEVLIN, Phys. Rev. 113, 120 (1959).
- 7) A. B. PIPPARD, Proc. Roy. Soc. A 216, 547 (1953); siehe auch M. PETER, Phys. Rev. 109, 1857 (1958).

### **Zerstörung der Supraleitung in einem Hohlzylinder durch kreisförmige Strombelastung**

von F. v. BALLMOOS

(Institut für Kalorische Apparate und Kältetechnik der ETH, Zürich)

Im Laufe von Messungen an supraleitenden Spulen schien es wünschenswert, den Widerstandsverlauf beim Übergang Supraleitung-Normalleitung und umgekehrt zu berechnen. Als einfache Näherung einer einlagigen Spule kann der Hohlzylinder, in dem kreisförmige Ströme

fließen, betrachtet werden. Zur Berechnung des Widerstandsverlaufs des Hohlzylinders muss die Stromverteilung in der Zylinderwand bekannt sein für alle Ströme, die ein grösseres als das kritische Feld erzeugen. Berechnungen und Messungen dieser Art wurden bis dahin noch nicht ausgeführt. Ganz allgemein lässt sich sagen, dass Gebiete, in denen  $H > H_c$  ist, sich im Normalzustand befinden. Der Zwischenzustand existiert nur dort, wo das Magnetfeld  $H$  gerade die kritische Grösse  $H_c$  besitzt.

Solange die Kreisströme ein Feld erzeugen, das kleiner als  $H_c$  ist, befindet sich der ganze Hohlzylinder im supraleitenden Zustand. Es lässt sich leicht zeigen, dass für überkritische Strombelastung als einzig mögliche Lösung der Feldverlauf an der Aussenfläche einen Sprung von  $H = 0$  auf  $H = H_c$  aufweisen muss, um dann linear über die Wand auf

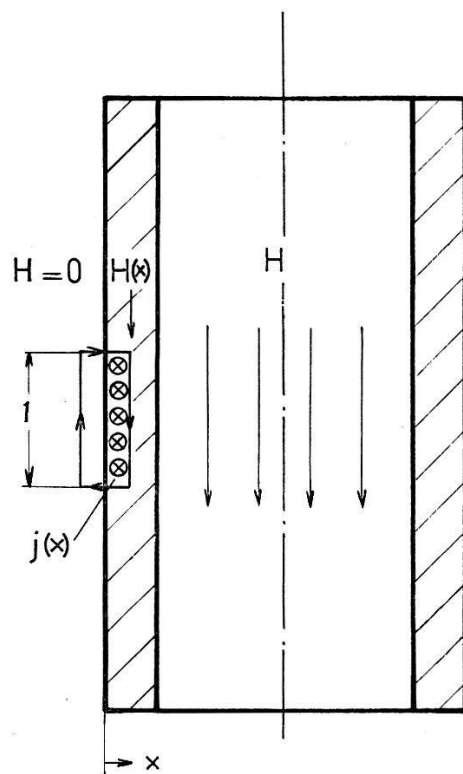


Fig. 1

den Wert  $H$  des Zylinderinnern anzusteigen. Das bedeutet, dass nur an der Aussenfläche ein Zwischenzustandsgebiet vorhanden ist und alles andere Material der Zylinderwand normalleitend sein muss. Durch die dünne Schicht der Aussenfläche fliesst pro Längeneinheit dann gerade der Strom  $\int_z j dx = H_c$ . Figur 1.

Wenn also das Feld im Innern des Hohlzylinders überkritisch wird, klappt sämtliches supraleitende Material in den Normalzustand zurück; nur an der Zylinderaussenfläche befindet sich ein dünnes Zwischen-

zustandsgebiet, in dem das Magnetfeld den kritischen Wert  $H_c$  besitzt. Figur 2a zeigt den Verlauf des Magnetfeldes für unter- und überkritischen Strom. In Figur 2b ist zum Vergleich die Grösse des Magnetfeldes für einen Zylinder aufgetragen, der von axialem Strom durchflossen ist. Unterhalb des kritischen Stromes ist der ganze Zylinder supraleitend, die Feldstärke im Material ist gleich Null. Der Zylinder befindet sich vollständig im Zwischenzustand<sup>1)</sup>, wenn an seiner Oberfläche das Magnetfeld die Grösse  $H_c$  besitzt. Bei weiterem Erhöhen des Stromes zieht sich der Zwischenzustandskern (das Magnetfeld beträgt darin überall  $H_c$ ) zusammen, während sich aussenherum ein Zylinder aus normalleitendem

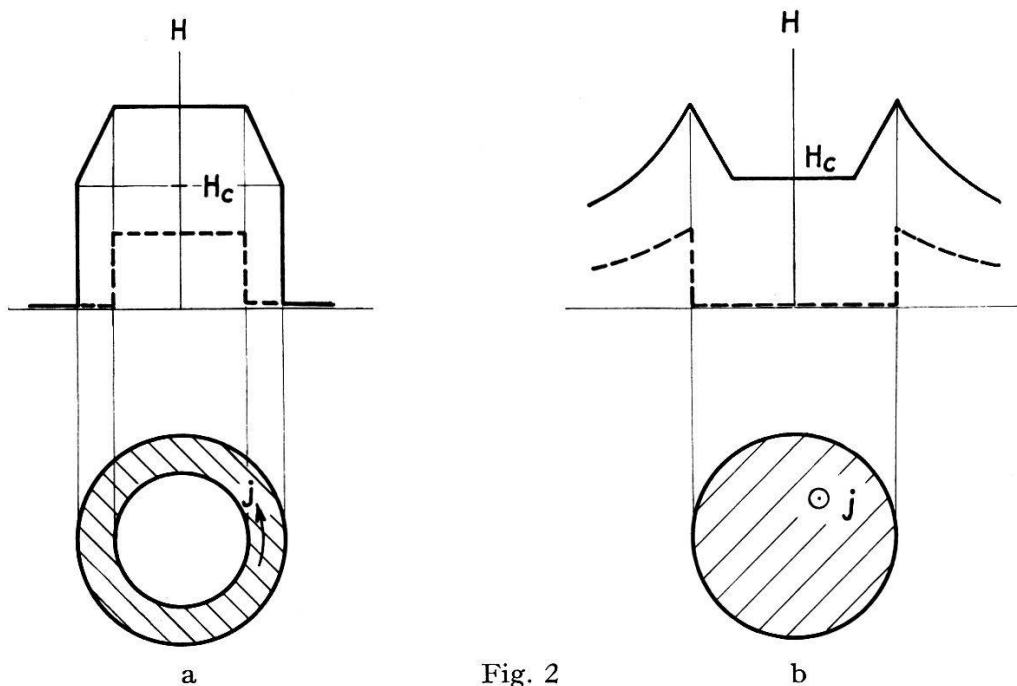


Fig. 2

Verlauf des Magnetfeldes über den Querschnitt a) eines Hohlzylinders, in dem kreisförmige Ströme fließen b) eines Zylinders, der durch axiale Ströme belastet wird, für unterkritischen ----- und überkritischen ———— Strom.

Material bildet. Der Zwischenzustandskern verschwindet erst bei sehr grossen Strömen. Dieser Vergleich zeigt deutlich, dass bei der Zerstörung der Supraleitung eines Hohlzylinders, der von kreisförmigen Strömen durchflossen ist, ganz anders geartete Verhältnisse vorliegen als bei den bisher untersuchten Anordnungen.

Es lässt sich zeigen, dass der Widerstandsverlauf beim Übergang vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand und umgekehrt eines Hohlzylinders nach OLSEN<sup>2)</sup> das Gesetz

$$\frac{R}{R_n} = 1 - \frac{H_c}{H}$$

befolgt.

Zur experimentellen Bestätigung dieses Resultates haben wir eine Spule aus Indiumflachband hergestellt. Eine Spule hat den Vorteil, dass

sie eine einfache Messanordnung zulässt. Auf der anderen Seite kann aber das Messergebnis durch den notwendigen Abstand von Windung zu Windung und ebenso durch die scharfen Kanten des Bandes verfälscht werden.

Die Figur 3 zeigt zum Vergleich die berechnete und die gemessene Übergangskurve.

Die verhältnismässig gute Übereinstimmung der Messungen mit den theoretischen Werten zeigt, dass sich eine einlagige Flachspule im eigenen

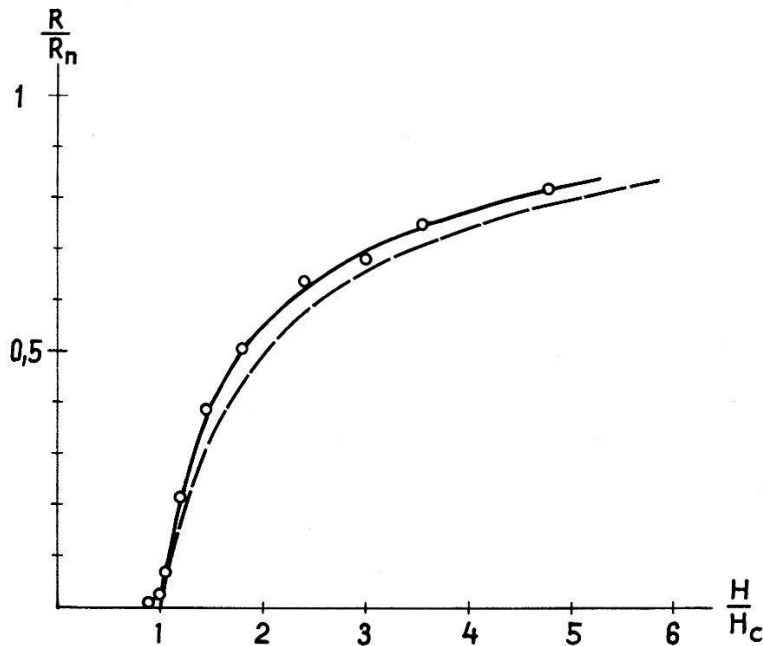


Fig. 3

Vergleich der berechneten und der gemessenen Widerstandsübergangskurve,  
 --- theoretischer Verlauf, —o—o— gemessener Verlauf.

Magnetfeld fast gleich verhält wie ein Hohlzylinder, in dem kreisförmige Ströme fließen.

Herrn Prof. Dr. P. GRASSMANN, dem Vorsteher des Institutes, sei für sein Interesse, das er dieser Arbeit entgegenbrachte, der beste Dank ausgesprochen. Besonders danken möchte ich Herrn PD Dr. J. L. OLSEN, der durch Vorschläge und in Diskussionen Wesentliches zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

Die Untersuchungen wurden durch den Arbeitsbeschaffungsfond des Bundes finanziert.

#### Literatur

- 1) LONDON, Une Conception nouvelle de la Supraconductibilité, Paris, Herrmann & Cie (1937).
- 2) OLSEN, persönliche Mitteilung.



## Supraleitung in Legierungen des Molybdäns mit Titan und Vanadium

von E. BUCHER, G. BUSCH und J. MÜLLER  
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Im Zusammenhang mit einer Arbeit über die Supraleitung in Mischkristallen des Vanadiums mit Übergangselementen<sup>1) 2)</sup> schien es von Interesse, Legierungen des Titans mit Metallen der ersten Übergangsperiode (Cr bis Ni) zu untersuchen. Leider sind die Löslichkeitsverhältnisse in den binären Systemen des Titans mit diesen Metallen (Cr bis Ni) zufolge vieler intermediärer Phasen ungünstig. Hingegen bildet das System Titan-Molybdän einen ausgedehnten Bereich von Mischkristallen mit kubisch-raumzentrierter Struktur<sup>3)</sup>. Mindestens für kleine Molybdän-Konzentrationen weisen auch Vanadium-Molybdän-Legierungen<sup>4)</sup> dieselbe homogene Phase auf.

Nachdem beispielsweise in Vanadium und seinen Mischkristallen Reinheit und Spannungszustand die kritischen Temperaturen stark beein-

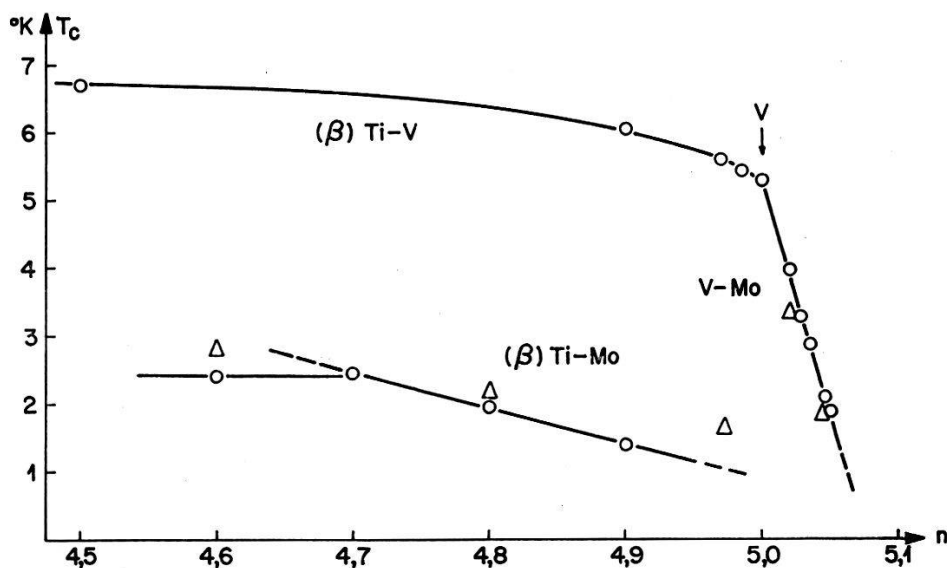


Fig. 1

Kritische Temperaturen der kubisch-raumzentrierten Ti-V, V-Mo und Ti-Mo-Legierungen in Funktion der mittleren Elektronenzahl

△ abgeschreckt

○ getempert

flussen, wurde besonderer Wert auf eine sorgfältige Wärmebehandlung der Proben gelegt. Die Titan- und Vanadium-Legierungen mit Molybdän wurden in gekühlter Kupfer-Anode unter reduzierter Argon-Atmosphäre im Lichtbogen erschmolzen. Die Entgasung und das Tempern in der Nähe des Schmelzpunktes erfolgten jeweils während mehrerer Tage bei ca.  $10^{-7}$  mm Hg. Die Aufheizung durch Elektronenbombardement in einer vollständig aus Pyrex bestehenden Apparatur erwies sich hierfür

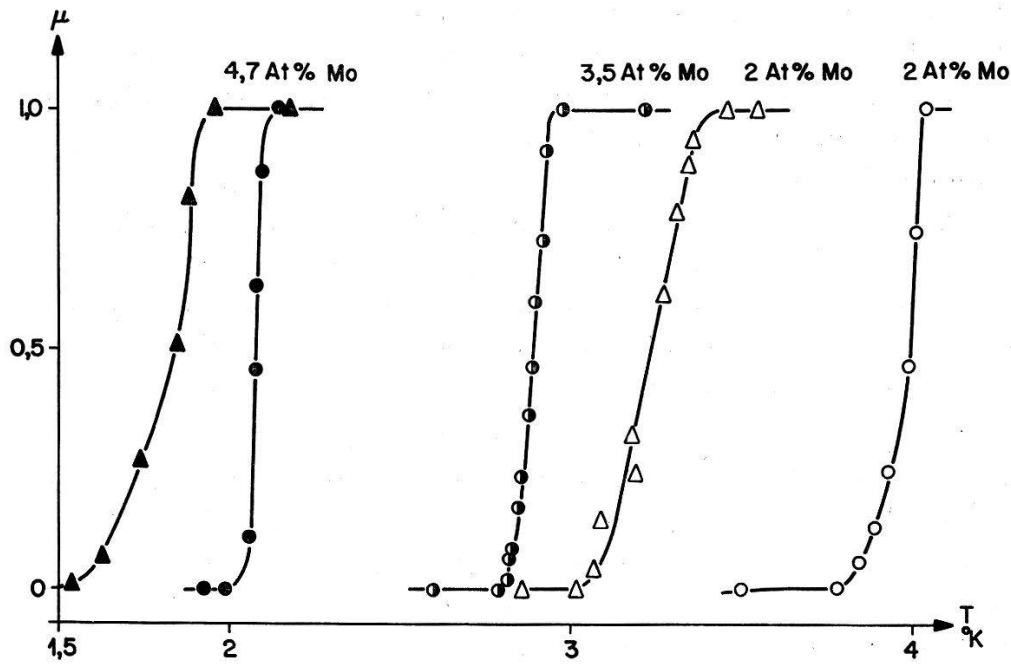


Fig. 2

Magnetische Umwandlungskurven von V-Mo-Legierungen  
 $\Delta$  abgeschreckt  $\circ$  getempert

als besonders geeignet. Die freihängende zylindrische Probe als Anode war dabei von der emittierenden Kathode aus thoriertem Wolframdraht symmetrisch umgeben. Durch Temperatur-Ätzung waren nach dieser Behandlung meistens grössere Einkristalle erkennbar.

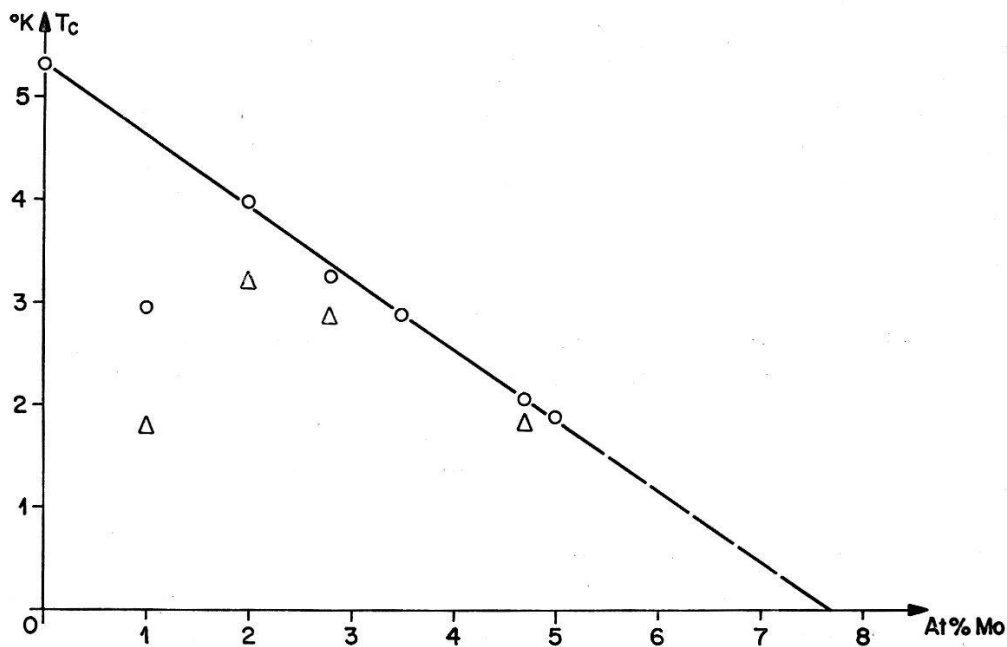


Fig. 3

Kritische Temperatur von V-Mo-Legierungen  
 $\Delta$  abgeschreckt  $\circ$  getempert

Die Messung der kritischen Temperatur erfolgte durchwegs magnetisch. In Fig. 1 ist deren Verlauf innerhalb der kubisch-raumzentrierten Phase der drei Titan, Vanadium und Molybdän enthaltenden binären Systeme in Funktion der mittleren Elektronenzahl dargestellt. Das Verschwinden der Supraleitung in Vanadium-Legierungen mit ca. 8 A% Molybdän deckt sich mit dem Verhalten der V-Cr-Mischkristalle<sup>2)</sup>.

Bei den getemperten und langsam abgekühlten Ti-Mo-Legierungen ergibt sich aus den kritischen Temperaturen in Übereinstimmung mit metallographischer Prüfung die Phasengrenze bei 70 A% Ti. Für grössere Molybdän-Konzentrationen verläuft  $T_c$  linear, die Extrapolation zu  $T_c = 0$  ergibt  $n = 5,15$  Elektronen pro Atom.

Ein merkwürdiges Verhalten zeigten die Vanadium-Legierungen mit geringem Mo-Gehalt. Währenddem sich für die Proben mit mehr als etwa 2 A% Mo nach der Wärmebehandlung eine streng lineare Abnahme der kritischen Temperatur mit der Konzentration ergab (Fig. 2 und 3), liegen die Werte für kleinere Konzentrationen beträchtlich tiefer und sind schlecht reproduzierbar. Eine ähnliche Erscheinung wurde beispielsweise bei Vanadium-Nickel festgestellt. Nach den Resultaten an Mischkristallen mit Cr, Mn, Fe, Co, die nach dem Verfahren der Jodid-Dissoziation<sup>2)</sup> gewonnen wurden, ist jedoch an der grundsätzlich linearen Abhängigkeit nicht zu zweifeln. Ein Zusammenhang des Effektes mit einem Einfluss der freien Weglänge der Elektronen dürfte aus verschiedenen Gründen ausgeschlossen sein.

#### *Literaturverzeichnis*

- 1) G. BUSCH und J. MÜLLER, *Helv. Phys. Acta* 31, 291 (1958).
- 2) J. MÜLLER, *Helv. Phys. Acta* 32, 141 (1959).
- 3) M. HANSEN, E. L. KAMEN, H. D. KESSLER and D. J. MCPHERSON, *Trans. AIME*, 197, 881-888 (1951).
- 4) W. ROSTOKER und A. YAMAMOTO, *Trans. Amer. Soc. Metals* 46, 1136 (1954).

### **Das Londonmodell Stromdurchflossener Supraleiter und seine Verifikation mittels der Pulvermethode**

VON L. RINDERER und F. HAENSSLER

(Laboratoire de Physique, Université de Lausanne)

Bei Zerstörung der Supraleitung in einem zylinderförmigen Draht mittels eines überkritischen Stromes  $I \geq I_c$  stellt sich ein sogenannter Zwischenzustand ein, bei dem normal und supraleitende Bereiche gemischt vorkommen. Nach der Londontheorie<sup>1)</sup> befindet sich beim kritischen Strom der ganze Zylinder im Zwischenzustand, während sich bei überkritischem Strom der Zwischenzustand auf einen Kern beschränkt, der

von einer normalleitenden Hülle umgeben ist. Eigene Messungen<sup>2)</sup> haben die Existenz dieses Kernes bestätigt sowie seinen Durchmesser in Abhängigkeit vom überkritischen Strom bestimmt. Die Verteilung der supraleitenden Bereiche im Kern muss so sein, dass das Eigenstromfeld überall gleich dem kritischen Feld ist. MAKEI<sup>3)</sup> hat experimentell eine ähnliche Stromverteilung gefunden. Eine mögliche Anordnung ist die von supraleitenden Doppelkegeln<sup>4)</sup>. Auf Grund der Messungen verschiedener Autoren<sup>2) 5) 6) 7)</sup> über den Widerstandsverlauf beim Eigenstromübergang hat man seit langem das Londonmodell für richtig gehalten, wenn es auch keine Aussagen macht über die Anordnung der

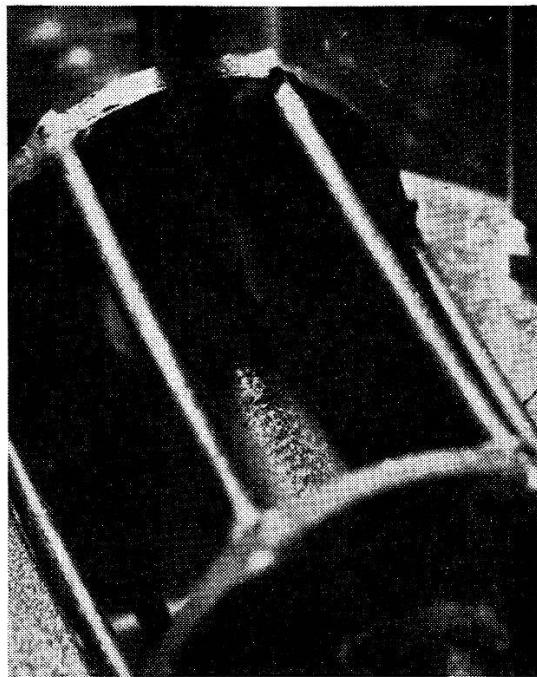


Fig. 1

Zwischenzustandsstruktur eines stromdurchflossenen Indiumzylinders von 6,9 mm Durchmesser bei 3,2° K (Strukturgröße ca. 0,7 mm).

Bereiche im Zwischenzustandskern. 1956 schlug GORTER ein sogenanntes dynamisches Modell<sup>8) 9)</sup> des Zwischenzustandes vor, bei dem sich abwechselnd normal- und supraleitende Bereiche von der Zylinderoberfläche ablösen, und sich radial zur Achse hin bewegen. Mit diesem Modell erhält man ähnliche Eigenstromübergänge wie nach der Londontheorie. SHALNIKOW<sup>10)</sup> unternahm den Versuch, mittels einer Bismuthprobe an der Oberfläche eines im Zwischenzustand befindlichen Zylinders eine periodische Änderung des Oberflächenfeldes festzustellen, wie man sie nach dem Gorter Modell erwarten würde. Jedoch mit negativem Ergebnis. Versuche von SHALNIKOW<sup>10)</sup>, eine Querstruktur der Zwischenzustandsbereiche mittels magnetischem Nickelpulver direkt sichtbar zu machen,

waren teilweise erfolgreich. Allerdings wurde der Einwand gemacht, dass magnetisches Pulver immer die Tendenz hat die magnetischen Kraftlinien durch Kettenbildung anzuzeigen. Und diese sind ja auch beim Gorter Modell quer zur Zylinderachse gerichtet. Bei der Schawlow'schen Pulvermethode jedoch<sup>11)</sup> wird Pulver aus supraleitendem Material auf die Zwischenzustandsoberfläche gestreut, wobei das diamagnetische Pulver auf die supraleitenden Bereiche der Oberfläche gedrängt wird und so die Struktur sichtbar macht.

Bei unserem Experiment wurde nun durch einen Zylinder aus spektroskopisch reinem Indium von 6,9 mm Durchmesser bei 3,2° K der kritische Strom von 41,5 Ampère geschickt. Durch anlegen eines kleinen Querfeldes von 5 Gauss wurde der Zwischenzustandskern etwas seitlich verschoben<sup>2)</sup>, und Niobiumpulver gestreut. Wie aus Bild 1 ersichtlich ist, sind im Zwischenzustandskern die normalsupraleitenden Bereiche entsprechend dem London-Modell quer zur Achse und quer zur Stromrichtung orientiert. Die Annahme von London, dass sich die Trennflächen zwischen normal- und supraleitenden Bereichen senkrecht zum elektrischen Feldvektor stellen, scheint entgegen den Annahmen beim dynamischen Zwischenzustandsmodell experimentell erwiesen zu sein.

#### *Literatur*

- 1) LONDON, F., Superfluids I, Wiley, New York (1950).
- 2) L. RINDERER, Helv. Phys. Acta 29, 339 (1956).
- 3) B. V. MAKEI, J. Exp. Theor. Phys. USSR 34, 312 (1958).
- 4) S. SHOENBERG, Superconductivity, Cambridge Univ. Press (1952).
- 5) N. E. ALEXEEVSKY, J. Exp. Theor. Phys. USSR 8, 342 (1938).
- 6) R. B. SCOTT, J. Res. Nat. Bur. Stand. 41, 581 (1948).
- 7) H. MEISSNER, Phys. Rev. 109, 1479 (1958).
- 8) C. J. GORTER, Phys. 23, 45 (1957).
- 9) C. J. GORTER und M. L. POTTERS, Physica 24, 169 (1958).
- 10) A. I. SHALNIKOW, J. Exp. Theor. Phys. USSR 33, 1071 (1957).
- 11) A. L. SCHAWLOW, Phys. Rev. 101, 573 (1956).

### **Transfert de chaleur dans l'hélium superfluide**

par F. HAENSSLER et L. RINDERER

(Laboratoire de Physique, Université de Lausanne)

Le problème du transfert de chaleur dans l'hélium liquide est du plus haut intérêt tant pour l'expérimentateur en physique des très basses températures que pour le théoricien. Il est en effet important de connaître par quel mécanisme l'énergie dissipée sous forme de chaleur dans certains échantillons de mesure est évacuée par le bain réfrigérant, afin

de déterminer l'écart éventuel entre la température de l'échantillon et celle du bain d'hélium liquide; d'autre part, l'étude de ce phénomène permettra d'avoir une meilleure compréhension de la nature de l'hélium superfluide.

Dans l'hélium liquide I ( $T > 2,19^\circ \text{K}$ ), les mesures de GRASSMANN et KARAGOUNIS<sup>1)</sup> ont montré que ce mécanisme n'est pas essentiellement différent de ce qui se passe dans les autres liquides. On a en effet, pour des différences  $\Delta T$  de température entre l'échantillon et le bain devenant de plus en plus grandes: convection libre, apparition de bulles à la surface de l'échantillon, formation d'un film gazeux dont se détachent des bulles.

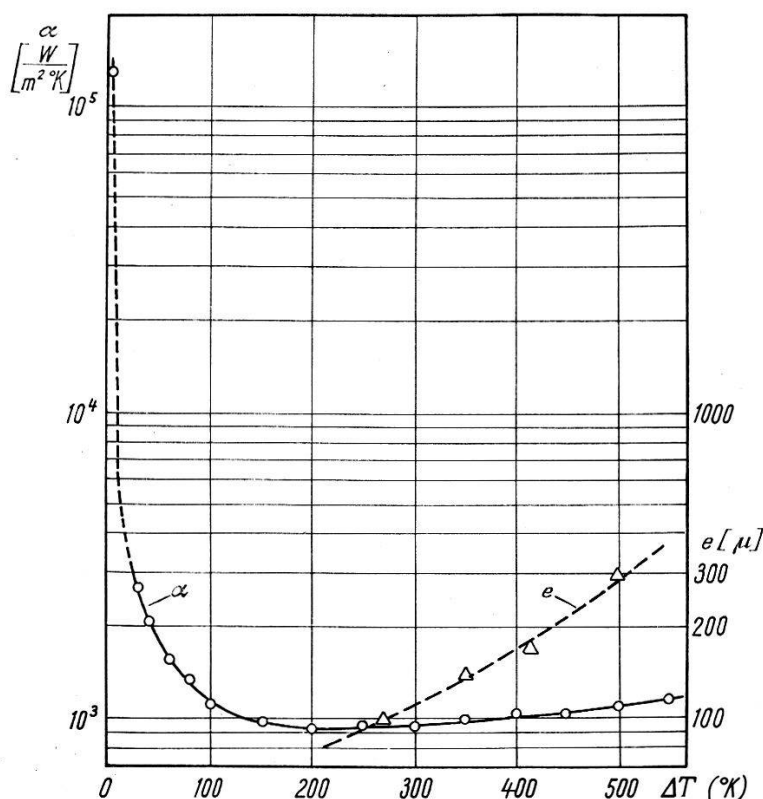


Fig. 1

Coefficient de transfert calorifique  $\alpha$  pour un fil de Platine ( $\varnothing = 15 \mu$ ,  $l = 30 \text{ mm}$ ) et épaisseur du film gazeux  $e$  (en microns) en fonction de la différence de température  $\Delta T$ . Température du bain:  $1,4^\circ \text{K}$ .

Dans l'hélium liquide II (superfluide,  $T < 2,19^\circ \text{K}$ ), les mesures de KAPITZA<sup>2)</sup>, ANDRONIKASHVILI<sup>3)</sup> et d'autres, ont mis en évidence une petite différence de température entre un échantillon métallique chauffé et le bain d'hélium superfluide, et ont permis d'établir que pour ces petites différences de température ( $\Delta T < 10^{-2} \text{ }^\circ \text{K}$ ) la chute de température a lieu dans une couche liquide de moins de  $10^{-3} \text{ cm}$  d'épaisseur située à la surface de l'échantillon. Certains auteurs (GORTER, TACONIS et BEENAKKER<sup>4)</sup>) expliquent ce mécanisme par un courant d'échange



d'hélium I et II à la surface de l'échantillon, d'autres (KRONIG et THELLUNG<sup>5) 6)</sup>, KHALATNIKOV<sup>7)</sup>) par un mécanisme de radiation.

Nos observations ont montré que pour des différences de température élevées (jusqu'à 550° C) on se trouve en présence d'un phénomène tout à fait nouveau: un film gazeux se forme à la surface de l'échantillon et l'isole du bain d'hélium superfluide sans toutefois qu'il n'y ait la moindre ébullition. Un appareillage a été construit afin de mesurer le coefficient de transfert calorifique d'un fil de platine de 15  $\mu$  de diamètre plongé dans l'hélium superfluide à 1,4° K et de mesurer simultanément par voie photographique l'épaisseur du film gazeux. La température du fil a été mesurée d'après sa résistance étalonnée préalablement. Ces mesures ont permis de constater que:

1° La densité de courant de chaleur maximum pouvant être transporté par l'hélium superfluide à 1,4° K est de l'ordre de grandeur de 10<sup>5</sup> w/m<sup>2</sup> (elle dépend de la hauteur du liquide au-dessus de l'échantillon).

2° Sitôt que cette valeur maximum est atteinte, le fil s'entoure d'un film gazeux et cesse d'être en contact direct avec le superfluide.

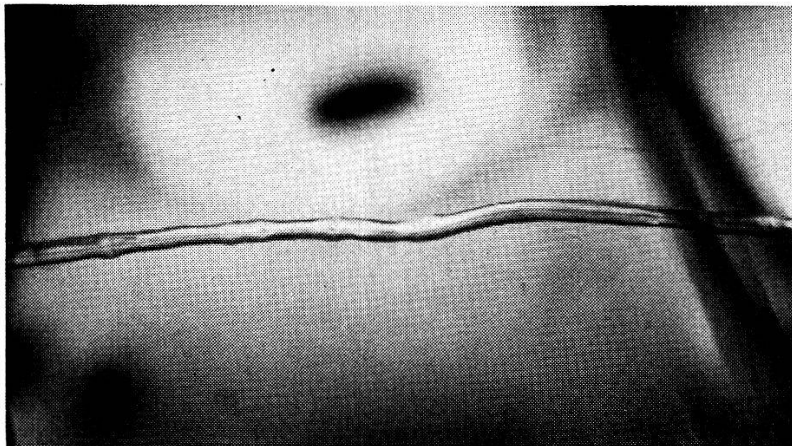


Fig. 2

Aspect du film gazeux entourant le fil pour  $\Delta T = 500^\circ$  K.  
Température du bain: 1,4° K.

3° Si l'on suppose qu'au moment où le film gazeux se forme la température du fil est de 2,19° K, on peut calculer une valeur minimum du coefficient de transfert calorifique  $\alpha$  dans l'hélium superfluide; une fois le film gazeux formé, la valeur de  $\alpha$  tombe au centième environ de cette valeur minimum (fig. 1).

4° L'épaisseur du film  $e$  croît avec la différence  $\Delta T$  entre la température du fil et celle du bain d'hélium (fig. 1). Dans le cas de la figure 2, cette différence vaut 500° et le rayon du cylindre gazeux entourant le fil vaut 0,3 mm. On a ainsi un gradient de température de  $1,5 \cdot 10^6$  degré/m,

et il semble que ce soit une des plus grandes valeurs de gradient de température qu'il soit possible d'atteindre de manière stationnaire en laboratoire.

### Bibliographie

- 1) P. GRASSMANN et A. KARAGOUNIS: Proc. 5th intern. conf. Low Temp. Phys. and Chem. Madison 1958, p. 41.
- 2) P. L. KAPITZA: J. Phys. USSR 5, 59 (1941).
- 3) E. L. ANDRONIKASHVILI et G. G. MIRSKAIA: J. Expl. Theor. Phys. 29, 490 (1955) JETP 2, 406 (1956).
- 4) GORTER, TACONIS, and BEENAKKER, Physica 17, 841 (1951).
- 5) R. KRONIG et A. THELLUNG, Physica 16, 678 (1950).
- 6) KRONIG, THELLUNG et WOLDINGH, Physica 18, 21 (1952).
- 7) I. M. KHALATNIKOV: J. Expl. Theor. Phys. 22, 687 (1952).

## Ein Strukturschema der Elektronenhülle

von A. FISCH (Aarau)

Unter der Bezeichnung Struktur-Schema wird eine symbolische Darstellung vorgeschlagen, welche in kürzester Form den Aufbau der Elektronenhülle eines Atoms erkennen lässt. Aus den bekannten Buchstaben zur Bezeichnung der Elektronenschalen und ihrer Untergruppen, wobei fehlende Gruppen durch einen Strich markiert sind, setzt sich das Strukturschema zusammen. In angebrochenen Gruppen wird die Zahl der vorhandenen Elektronen angegeben. Die Tabelle gibt die Strukturschemata für das ganze periodische System.

### Strukturschema

1H(1)	36Kr(KLMsp)	71Lu(KLMNsp1-s)
2He(K)	37Rb(KLMsp--1)	72Hf(KLMNsp2-s)
3Li(K1)	38Sr(KLMsp--s)	73Ta(KLMNsp3-s)
4Be(Ks)	39Y(KLMsp1-s)	74W(KLMNsp4-s)
5B(Ks1)	40Zr(KLMsp2-s)	75Re(KLMNsp5-s)
6C(Ks2)	41Nb(KLMsp4-1)	76Os(KLMNsp6-s)
7N(Ks3)	42Mo(KLMsp5-1)	77Ir(KLMNsp7-s)
8O(Ks4)	43Tc(KLMsp5-s)	78Pt(KLMNsp9-1)
9F(Ks5)	44Ru(KLMsp7-1)	79Au(KLMNspd-1)
10Ne(KL)	45Rh(KLMsp8-1)	80Hg(KLMNspd-s)
11Na(KL1)	46Pd(KLMspd)	81Tl(KLMNspd-s1)
12Mg(KLs)	47Ag(KLMspd-1)	82Pb(KLMNspd-s2)
13Al(KLs1)	48Cd(KLMspd-s)	83Bi(KLMNspd-s3)
14Si(KLs2)	49In(KLMspd-s1)	84Po(KLMNspd-s4)
15P(KLs3)	50Sn(KLMspd-s2)	85At(KLMNspd-s5)
16S(KLs4)	51Sb(KLMspd-s3)	86Rn(KLMNspd-sp)
17Cl(KLs5)	52Te(KLMspd-s4)	87Fr(KLMNspd-sp-1)
18A(KLsp)	53J(KLMspd-s5)	88Ra(KLMNspd-sp-s)

19K(KLsp-1)	54Xe(KLMspd-sp)	89Ac(KLMNspd-sp1s)
20Ca(KLsp-s)	55Cs(KLMspd-sp--1)	90Th(KLMNspd-sp2s)
21Sc(KLsp1s)	56Ba(KLMspd-sp--s)	91Pa(KLMNspd2sp1s)
22Ti(KLsp2s)	57La(KLMspd-sp1-s)	92U(KLMNspd3sp1s)
23V(KLsp3s)	58Ce(KLMspd1spd1-s)	93Np(KLMNspd4sp1s)
24Cr(KLsp51)	59Pr(KLMspd2sp1-s)	94Pu(KLMNspd5sp1s)
25Mn(KLsp5s)	60Nd(KLMspd4sp--s)	95Am(KLMNspd7sp-s)
26Fe(KLsp6s)	61Pm(KLMspd5sp--s)	96Cm(KLMNspd7sp1s)
27Co(KLsp7s)	62Sm(KLMspd6sp--s)	97Bk(KLMNspd8sp1s)
28Ni(KLsp8s)	63Eu(KLMspd7sp--s)	98Cf(KLMNspd9sp1s)
29Cu(KLM1)	64Gd(KLMspd7sp1-s)	99E(KLMNspd11sp-s)
30Zn(KLMs)	65Tb(KLMspd8sp1-s)	100Fm(KLMNspd12sp-s)
31Ga(KLMs1)	66Dy(KLMspd9sp1-s)	101Mv
32Ge(KLMs2)	67Ho(KLMspd10spl-s)	102Nb
33As(KLMs3)	68Er(KLMspd11sp1-s)	103(KLMNspdfsp-s)
34Se(KLMs4)	69Tm(KLMspd13sp--s)	
35Br(KLMs5)	70Yb(KLMNsp--s)	

### Ein Demonstrationsexperiment zur Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit

VON HENNING V. PHILIPSBORN UND HANS STAUB  
(Physik-Institut der Universität Zürich)

Durch die neuere Entwicklung der Elektronik wurde ein einfaches Demonstrationsexperiment zur Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit möglich. Die Genauigkeit ist einige Prozent bei Projektion in der Vorlesung, einige Promille bei Auswertung im Laboratorium.

Als Lichtquelle dient die Kathodenstrahlröhre (flying spot tube) RCA 5ZP16. Die Abklingzeit ihres Phosphors ist 30  $m\mu$ sec. Ein 500 kHz 14-Watt-Sender erzeugt mit Ferroxcubekernen ein Ablenkkfeld von 13 Gauss. Mit diesem erhält man auf dem Leuchtschirm einen Strich von 45 mm Länge bei 1 mm Breite. Ein Quarzkondensator bildet ihn in gleicher Grösse auf eine Lochblende von 1 mm Durchmesser ab. Es ergeben sich Lichtblitze der Form eines schiefwinkligen Dreieckes, wenn man die Intensität gegen die Zeit aufträgt, das heisst Lichtblitze von 14  $m\mu$ sec Anstiegszeit und einer Abklingzeit, welche durch die des Phosphors bestimmt wird.

Ein halbdurchlässiger Spiegel teilt den Lichtstrahl. Der kleinere Teil wird direkt auf einen Elektronenvervielfacher RCA 931A geworfen. Der grössere Teil wird durch eine Linse gebündelt, fällt auf einen 10 bis 45 m entfernten Planspiegel, läuft denselben Weg zurück und gelangt dann gleichfalls in den Elektronenvervielfacher. Dieser wurde mit 1250 Volt betrieben. Seine grosse Ausgangsimpedanz wird von einem Doppel-

kathodenfolger der Koaxialkabelimpedanz angepasst. Die Signale werden auf dem schnellen Oszillographen Tektronix 541 betrachtet. Die Signalamplitude von 2 Volt war begrenzt durch Sättigung im Elektronenvervielfacher, die Signalanstiegszeit durch die Anstiegszeiten der Elektronik auf 25  $\mu\text{sec}$  erhöht.

Obwohl das Intensitätsmaximum der Lichtquelle bei 3700 Å liegt, können überall Glaslinsen verwendet werden. Lässt man den grösseren Teil des Lichtes den längeren Weg durchlaufen, so erhält man wegen der stärkeren Absorption auf diesem im Elektronenvervielfacher etwa gleiche Intensitäten. Die Spiegel und Linsen sind mit Hilfe einer starken Lampe rasch und leicht justiert.

In der Vorlesung projiziert man die Signale vom Oszillographenschirm. Es genügt ein Lichtweg von 2mal 10 m. Der Abstand repetierter Signale entspricht der doppelten Ablenkfrequenz oder 1  $\mu\text{sec}$  und dient als Zeitskala. Der Abstand des direkten zum reflektierten Signal entspricht der Laufzeit. Aus dem Verhältnis der beiden Abstände und dem Lichtweg errechnet sich die Lichtgeschwindigkeit. Die Genauigkeit ist hier durch die Linearität des Sweeps des Oszillographen auf etwa 3% beschränkt.

Für die genauere Auswertung erhöhten wir den Lichtweg auf 2mal 46 m und photographierten nur das erste Signalpaar, abwechselnd mit Sinussignalen eines Eichsenders zur Kalibrierung der Zeitskala. Wenn man als Eichfrequenz ein ganzzahliges Vielfaches der Lauffrequenz wählt, so muss nur der kleine Unterschied interpoliert werden, welcher sich zwischen beiden wegen der begrenzten visuellen Einstellgenauigkeit auf dem Oszillographenschirm ergibt. Im Komparator kann man auf dem Photonegativ diesen Unterschied genauer bestimmen. Es werden im Komparator die Abstände der Strichmittelpunkte im Anfang der steilen Flanke der Signale gemessen. Wenn die beiden Signale nicht genau gleich gross sind, muss die Ausmessung in einander entsprechenden Höhen geschehen. Die Abstände der Eichsignale werden auf der gleichen Höhe gemessen, um vertikale Inhomogenitäten des Oszillographenablenkfeldes zu eliminieren.

Die Strichbreite des Signals betrug etwa 1 mm auf dem Oszillographenschirm. Bei einer Ablenkgeschwindigkeit von 40  $\mu\text{sec}$  pro cm kommt dies etwa 4  $\mu\text{sec}$  gleich. Wenn man ferner die Triggerstabilität des Oszillographen berücksichtigt, ergibt sich ein Fehler von etwa 1  $\mu\text{sec}$ . Bei einer über die Auswertungen von 4 Negativen kamen wir zu dem wahrscheinlichen Fehler von 2 Promille und dem Ergebnis  $c = (2,994 \pm 0,006) 10^{10}$  cm pro sec.

---

## Ein «Sampling Oszillograph» für $4 \cdot 10^{-10}$ sec Zeitauflösung

von H. P. SCHLAEPPI und Dr. H. P. LOUIS  
(IBM Forschungslaboratorium, Adliswil-Zürich)

Sampling Oszillographen tasten die abzubildende Signalwellenform punktweise ab und arbeiten demnach analog einem Stroboskop. Mit Hilfe eines elektronischen Schalters und eines Amplitudenspeichers wird die momentane Amplitude  $A$  eines Signalvorganges zur Zeit  $t$  gemessen, wobei  $t$  sich auf den Signalanfang bezieht; eine Zeitmodulations-schaltung ändert  $t$  von einem Vorgang zum nächsten. Für die Abbildung eines Wertepaares  $A, t$  auf dem Schirm eines gewöhnlichen Oszillographen steht das gesamte Repetitionsintervall zur Verfügung<sup>1)</sup>.

Die erzielbare Zeitauflösung übertrifft die von Verstärkeroszillographen um mehr als eine Größenordnung und wird damit vergleichbar derjenigen von Wanderfeldoszillographen. Ferner kann die Empfindlichkeit um zwei Größenordnungen gegenüber der von Wanderfeldoszillographen verbessert werden. Andererseits ist die Anwendung des Sampling-Oszillographen auf repetitive Signale beschränkt, nicht aber auf periodische.

Ein Sampling-Oszillograph mit  $10^{-9}$  sec Anstiegszeit ist von SUGARMAN<sup>2)</sup> beschrieben und von uns nachgebaut worden. Dieser Anordnung wohnen gewisse Nachteile inne, die bei dem Versuch, die Anstiegszeit nochmals zu verbessern, zu einer Neukonzeption der Schaltungen zwingen, welche im folgenden beschrieben werden.

Wie aus dem vereinfachten Blockschema (Fig. 1) ersichtlich ist, startet der von aussen zugeführte, signalsynchrone Trigger eine schnelle Zeitbasis ( $150 \text{ V}$  in  $0,1 \mu\text{sec}$ ), welche im Komparator mit der Referenzspannung verglichen wird. Der Komparator gibt einen relativ langsamen Impuls an den Treibverstärker ab, welcher einen sehr steil ansteigenden Treibimpuls erzeugt.

Der Amplitudenselektor schneidet den langsamen Anfang dieses Treibimpulses fort. Durch zweimalige Quasidifferentiation in einem koaxialen Netzwerk wird aus der zunächst linear ansteigenden Front des abgeschnittenen Treibimpulses der trapezförmige Abtastimpuls (Strobe) gewonnen, dessen effektive Länge etwa  $3 \cdot 10^{-10}$  sec beträgt. Abtastimpuls und Signal werden superponiert; mit Hilfe einer Mikrowellendiode wird die Eingangskapazität des Stretcher-Verstärkers auf die Summenspannung aufgeladen. Am Ausgang des Stretchers steht dann während fast des ganzen Repetitionsintervalles des Signals eine Spannung zur Verfügung, die linear von diesem Summenwert abhängt und direkt zur Strahlablenkung eines gewöhnlichen Oszillographen dienen kann. Wird die Zeitablenkspannung der Oszillographenröhre gleichzeitig als Referenzspannung verwendet, dann entsteht auf dem Schirm das zeitlich gedehnte Abbild der Signalwellenform.



Die effektive Anstiegszeit des Gerätes ist im wesentlichen gegeben durch die Dauer des Abtastimpulses. Abweichungen des Abtastimpulses von der idealen Rechteckform äussern sich in nichtlinearen Verzerrungen, wodurch der linear aussteuerbare Amplitudenbereich begrenzt wird. Das koaxiale Netzwerk (Fig. 2) liefert einen annähernd rechteckigen Abtastimpuls, dessen Dauer ausschliesslich durch die Längen von koaxialen

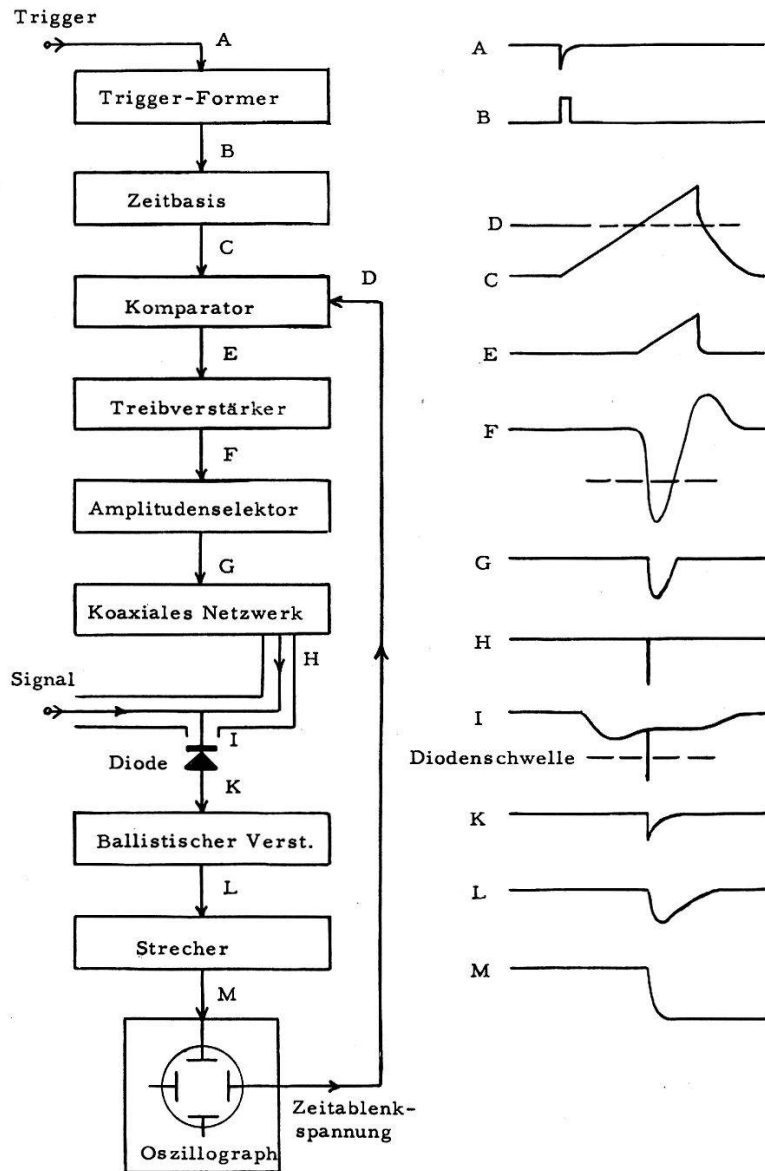


Fig. 1

Vereinfachtes Blockschema des Sampling-Oszillographen. (Zeit- und Amplitudenmaßstäbe der Wellenformen nicht identisch).

Leitungsstücken bestimmt ist, da der Amplitudenselektor dem Netzwerk eine linear ansteigende, mit scharfem Knick beginnende Spannung zuführt. Die Anordnung garantiert die Begrenzung unerwünschter Nachimpulse infolge von Reflexionen auf weniger als 23% des Abtastimpulses,



wobei dieser selbst eine minimale Dämpfung erfährt. Die Nachimpulse bleiben somit weit unterhalb der Schwellenspannung der Diode.

Die Amplitude des Abtastimpulses ist proportional der Anstiegsrate des Treibimpulses beim Selektionsniveau. Eine Verkürzung des Abtastimpulses unter Beibehaltung seiner Form ist nur möglich bei entsprechender Erhöhung der Anstiegsrate, welche durch das Verhältnis von maximalen Anodenstrom zu gesamter Lastkapazität der Treiberröhre gegeben ist. Wir haben gefunden, dass gewöhnliche NF-Endpentoden bei kleinerer Ausgangskapazität eine bedeutend höhere Stromergiebigkeit haben als die steileren Sekundäremissionspentoden (EFP60). Der Treiberverstärker ist als 3stufige Kette aus transformatorgekoppelten Endröhren EL86 aufgebaut und liefert eine Anstiegsrate von mehr als 100 V pro Nanosekunde unter Last.

In vielen Fällen stehen Trigger und Signal gleichzeitig zur Verfügung. Dann ist die minimale Verzögerung zwischen Trigger und Abtastimpuls

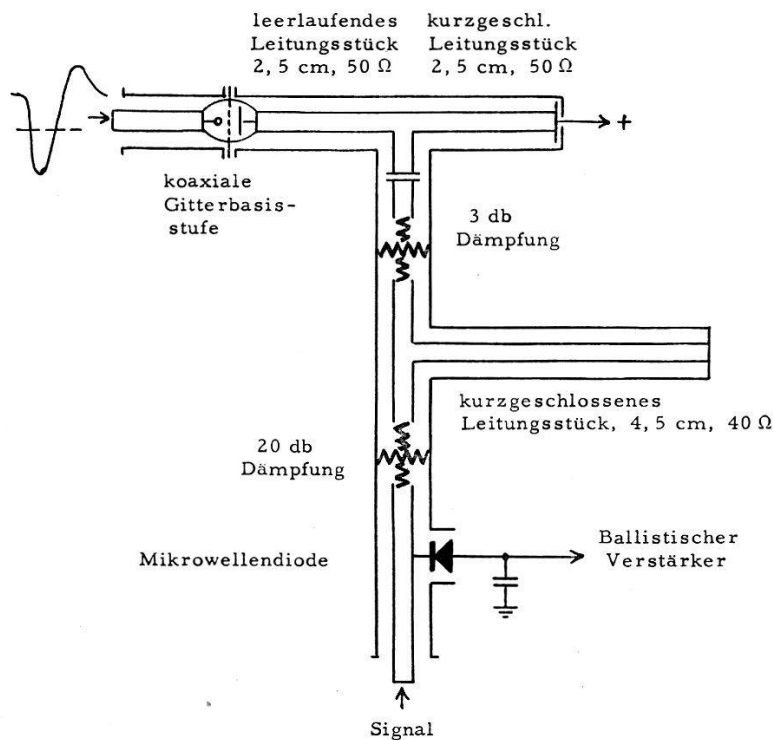


Fig. 2

Schema des koaxialen Netzwerkes.

von Wichtigkeit, weil das Signal seinerseits mindestens um den gleichen Betrag verzögert werden muss. Frequenzabhängige Laufzeit- und Dämpfungsverzerrungen des Verzögerungskabels begrenzen die ausnutzbare Bandbreite. Die verwendeten Trigger- und Zeitbasisschaltungen gestatten die minimale Verzögerung auf weniger als  $40 \cdot 10^{-9}$  sec herabzudrücken, womit die Verzerrungen im Verzögerungskabel die Zeitauflösung des Gerätes nicht wesentlich beeinträchtigen.

Die Schaltung gestattet eine maximale Abtastimpuls-Repetitionsfrequenz von 50 kHz.

Einen Eindruck von der Leistung des Gerätes gibt Figur 3, welche die Vorderflanke eines Prüfimpulses zeigt, der durch Entladung eines koaxialen Leitungsstückes über ein Hg-Relais gewonnen wurde. Der Impuls wurde durch 16 m Koaxialkabel RG-9/U verzögert. Die Anstiegszeit zwischen 10% und 90% der Maximalamplitude beträgt  $5 \cdot 10^{-10}$  sec.

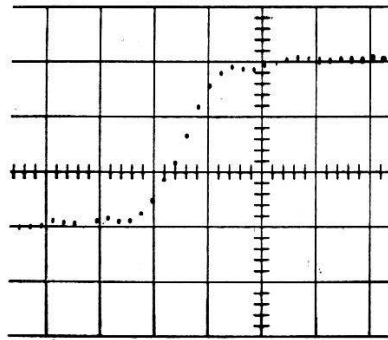


Fig. 3

Ansteigende Impulsflanke (Sampling-Oszillogramm).  
(Zeit:  $5 \cdot 10^{-10}$  sec/cm, Amplitude: 25 m Volt/cm).

Sie schliesst die Anstiegszeit des Impulsgenerators und des Verzögerungskabels ein.

Eine eingehendere Beschreibung des Gerätes ist in Vorbereitung.

Im Laufe dieser Entwicklung haben Herr Professor Dr. E. BALDINGER (Anstalt für Angewandte Physik der Universität Basel) und seine Mitarbeiter durch wertvolle Diskussionen und eigene experimentelle Arbeiten Wesentliches beigetragen.

#### Literatur

- 1) I. A. D. LEWIS und F. H. WELLS, Millimicrosecond Pulse Techniques, London 1954.
- 2) R. SUGARMAN: Rev. Sci. Instr. 28, 11 (1957), p. 933.