

# Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Basel, vom 16. und 17. Oktober 1970

Autor(en): [s.n.]

Objekttyp: **AssociationNews**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **43 (1970)**

Heft 8

PDF erstellt am: **13.09.2024**

## **Nutzungsbedingungen**

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

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

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

## **Haftungsausschluss**

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

## Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Basel, vom 16. und 17. Oktober 1970

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

### Administrativer Teil

#### 1. Mitglieder

Als ordentliche Mitglieder wurden aufgenommen:

E. ASLAKSEN (Staretschwil), G. BAUR (Basel), M. CAMPAGNA (Zürich), C. COMETTA (Arogno), J. B. GAY (Neuchâtel), U. GÖTZ (Riehen), B. HOEGGER (Fribourg), A. JAUNIN (Birsfelden), H. R. KOBEL (Riehen), W. LACHER (Basel), M. LANDOLT (Zürich), J. J. LOEFFEL (Lausanne), W. LUKOSZ (Zürich), R. MURI (Versoix), O. MERCIER (Lausanne), P. NYIKOS (Basel), U. RAFF (Lörrach), R. RITTER (Carouge), U. ROHRER (Stein AG), F. RÖSEL (Egg D), P. G. SEILER (Bern), E. SERRALLACH (Opfikon), H. Ch. SIEGMANN (Greifensee), R. STOCKER (Basel), H. F. STOECKLI (Neuchâtel), D. TRAUTMANN (Lörrach), A. TREYVAUD (Genf), S. VALLET (Neuchâtel).

Damit zählt die Gesellschaft 906 Mitglieder.

#### 2. Administrative Sitzung

Herr Dr. W. J. MERZ, RCA Laboratories, Zürich, wurde als Delegierter der SPG bei der Sektion Festkörperphysik der EPS gewählt.

#### 3. Nächste Tagung

Die Frühjahrestagung 1971 der SPG findet am 30. April und 1. Mai 1971 in den Räumen der EPFL in Lausanne statt.

## Theoretische Physik

### Charge Conjugation C as Proper Time Reversal

by P. B. SCHEURER

(Geneva and Lausanne)<sup>1)</sup>

and E. C. G. STUECKELBERG DE BREIDENBACH

(Geneva, Lausanne and CERN)

In CPT the interpretation of charge conjugation  $C$  as a proper time reversal is consistent. Expressing the line element  $ds$  in the basis of the  $dx^\mu/s$ ,  $\mu \in \{1, 2, 3, 4\}$  as

$$ds \gamma^A_{B0} = \gamma^A_{B\mu} dx^\mu \quad \text{with} \quad \gamma^A_{B0} = \delta^A_B \quad [1]$$

the reversal of the proper time  $'\tau = -\tau$  is given by changing the sign of the four  $\gamma^A_{B\mu}/s$ .

This operation does not alter the four coordinates of space-time, but reverses also the sign of the proper mass  $M$  as seen from

$$\frac{dx^i}{p^i} = \frac{dx^4}{p^4} = \frac{d\tau}{M} \quad i \in \{1, 2, 3\}.$$

With the changing of sign of the electrical charge  $e$ , the Dirac equation

$$[\gamma^\alpha (\partial_\alpha - \check{J} e \check{A}_\alpha(x)) + M \gamma_0]_B^A \psi^B(x) = 0.$$

becomes

$$[\gamma^\alpha (\partial_\alpha + \check{J} e \check{A}_\alpha(x)) + M \gamma_0]_B^A \psi^{B(T)}(x) = 0$$

( $\psi^{B(T)}(x)$  is the transposed of  $\psi^B(x)$ ), that is, suffers precisely a charge conjugation  $C$ . As the fundamental spinor  $\check{\eta}_{AB}(x) = \check{\eta}_{[AB]}(x)$  and the 4-vector potential  $\check{A}_\alpha(x)$  (and consequently the fields  $(D_\alpha \check{A}_\beta - D_\beta \check{A}_\alpha)(x)$  where  $D_\alpha$  is the covariant derivative with a symmetric affine connexion) are *pseudochronous* (i.e. they change of sign under a coordinate time reversal  $'x^4 = 't = -t = -x^4$ ,  $\text{signat}(g..) = (1, 1, 1, -1)$ , and not under a proper time reversal  $'\tau = -\tau$ ), it is impossible to introduce such quantities in a Gödel's type Universe [2]. In the classical case the specific charge  $\check{\sigma}(x)$ , whose gradient is normal (in the Lorentz sense) to the four velocity, is a pseudochronous scalar [2].

#### Bibliography

- [1] STUECKELBERG DE BREIDENBACH et al., *Helv. Phys. Acta* 34, 675 (1961).  
 [2] K. GÖDEL, *Rev. Mod. Phys.* 21, 447 (1949).

<sup>1)</sup> Subventioned by the Swiss National Funds.

**La cinématique comme dégénérescence de la dynamique**par P. B. SCHEURER<sup>1)</sup>

(Genève)

La loi de Newton-Einstein  $dx^i/p^i = dt/m = dx^4/p^4 = d\tau/m_0 \equiv d\Lambda$  [ $\tau$ : temps propre;  $m_0$ : masse au repos] montre que la relation  $E = m c^2$  est indépendante de la transformation de Lorentz. L'invariance de  $d\Lambda$  par changement de référentiel entraîne les transformations cinématiques de la vitesse, tant par le groupe de Galilée que par celui de Lorentz. La constante  $c^2$  provient de la constante de Planck  $h$ , quand on «oublie» masse et temps propre.

Les relations d'incertitude sont obtenues en faisant de la vitesse de groupe une variable aléatoire.

<sup>1)</sup> Subventionné par le Fonds National Suisse.

**Formes différentiables sur la variété de Minkowski**par P. B. SCHEURER<sup>1)</sup>

(Genève)

Sur cette variété riemannienne, la forme duale de la 2-forme canonique est encore une 2-forme, et la diagonalité de la métrique induit la partition des particules en deux statistiques, les opérateurs de création  $\nabla$ , dérivée covariante, et d'annihilation  $i_x$ , produit à gauche par le champ de vecteurs  $X$  agissant comme dérivations sur les formes symétriques et comme antidérivations sur les formes antisymétriques. La physique est introduite par un principe de quantification des grandeurs praxiconjuguées (c.-à-d. dont le produit a pour dimension une action, tant entropie qu'entropie). Les principaux résultats obtenus sont:

1) il existe des équations de Maxwell de la mécanique, le potentiel vecteur étant un des générateurs du groupe spécial conforme (la cohomologie des formes remplace le principe d'action extrémale).

2) les effets Aharonov-Bohm et Josephson sont analogues à l'inertie du photon.

<sup>1)</sup> Subventionné par le Fonds National Suisse.

**Störungsrechnung für die dynamische Korrelationsfunktion klassischer Gase**

VON P. PETALAS UND W. BALTENSPERGER

(Seminar für theoretische Physik, ETH, Zürich)

Für ein klassisches Gas mit beschränktem Zweiteilchenpotential wurden für die dynamische Korrelationsfunktion die Terme nullter und erster Ordnung im Potential berechnet. Die Methode behandelt die entsprechenden Terme in der Momententwicklung der intermediären Korrelationsfunktion.

### **Comportement des ondes longitudinales et transverses dans une transition plasma-vide**

par PHILIPPE BOULANGER

(Centre de Recherches en Physique des Plasma, Lausanne)

En supposant une réflexion spéculaire des électrons sur une interface plasma-*vide*, le système des quatre équations de Maxwell couplées à l'équation de Vlasov est résolu en l'absence de champ magnétique extérieur.

Une équation de dispersion pour les ondes de surface est obtenue, cette équation se réduisant au cas classique des plasmons de surface lorsqu'on néglige les phénomènes de retardation. L'excitation d'une onde longitudinale (ou acoustique) dans le plasma, par une onde transverse électromagnétique dans le vide est calculée ainsi que l'émission électromagnétique due à une onde longitudinale frappant la surface du plasma. La correction apportée aux équations de Fresnel est importante au voisinage de la fréquence de plasma.

### **Neue Theorie der elektronischen Bandstruktur und Gitterenergie**

VON W. B. WAEBER

(Atomic Energy Research Establishment, Harwell, Didcot, Berks)

und E. STOLL

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

Veröffentlichungen erscheinen im J. Phys. C (Solid State Phys.).

### **Système de Polymères: limite thermodynamique et analycité**

par H. KUNZ et C. GRUBER

(Laboratoire de Physique Théorique, EPFL, Lausanne)

Un système de Polymères est caractérisé par un réseau  $\mathcal{A}$  de géométrie arbitraire et par un espace de configuration défini comme l'ensemble des partitions de  $\mathcal{A}$ .

Nous établissons d'une part l'existence de la limite thermodynamique de la pression, d'autre part nous montrons que les fonctions de corrélations sont solutions d'un système d'équations linéaires. La technique des espaces de Banach permet de prouver l'existence de la limite thermodynamique pour les fonctions de corrélation, ainsi que l'analycité par rapport aux activités des Polymères.

## Kernphysik

### Asymmetrie in der Kernspaltung

von M. BRACK, T. LEDERGERBER und H.-CHR. PAULI  
(Institut für theoretische Physik der Universität Basel)

Strutinsky's Methode der Schalenkorrekturen wird zur Berechnung von Deformationsenergien stark deformierter Kerne verwendet. Die Einteilchenenergien dazu werden im Schalenmodell mit einem nichtsphärischen Woods-Saxon-Potential errechnet. In Anwendung auf die Theorie der Kernspaltung werden die Potentialbarrieren in Abhängigkeit von der Gestalt der Kerne bestimmt. In einem adiabatischen Modell des Spaltungsprozesses wird gezeigt, dass die Kerne in der Umgebung von  $\text{Pu}^{240}$  unmittelbar nach dem Überschreiten der Barriere eine asymmetrische Form bevorzugen. Damit ist es möglich, die Asymmetrie in der Massenverteilung der Spaltprodukte dieser Kerne zu erklären.

### Study of the Reaction $^{127}\text{I}(n, \gamma)^{128}\text{I}$

by L. A. SCHALLER, J. KERN and B. MICHAUD  
(Physics Department, University of Fribourg, 1700 Fribourg)

The thermal neutron capture  $\gamma$ -ray spectrum of the  $^{127}\text{I}(n, \gamma)^{128}\text{I}$  reaction has been investigated using a pair and an anti-Compton spectrometer. The energy resolution of the detection system was 5.3 keV at 5 MeV, 1.7 keV at 0.5 MeV. A neutron separation energy of  $6825.7 \pm 0.5$  keV has been deduced by direct observation of the ground state transition as well as by sum relations. A total of 149 transitions has been observed between 4.5 and 7 MeV, and 174 transitions have been found below 1.5 MeV. A tentative low energy level scheme is discussed on the assumption of quasiparticle excitations.

### Bestimmung von Hexadecapol Matrix-Elementen

von F. RÖSEL und K. ALDER  
(Institut für theoretische Physik der Universität Basel)

Die Anregung von  $4^+$  Rotationszuständen in deformierten Kernen kann sowohl durch eine Doppel E2- als auch durch eine E4-Anregung erfolgen. Aus experimentellen Messungen der  $4^+$  Anregungswahrscheinlichkeit kann die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit  $B(E4: 0 \rightarrow 4)$  extrahiert werden. Quantenmechanische und semi-klassische Rechnungen des Prozesses werden miteinander verglichen.

## Interference Between Hyperfine-Structure States in Mössbauer Scattering

by K. GABATHULER<sup>1)</sup> and H. J. LEISI

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

The velocity spectra of Mössbauer scattering experiments for powder absorbers which exhibit hyperfine splitting have usually been analysed in terms of a superposition of pure Lorentzian-shaped lines. We show that there are important deviations from the Lorentzian shape due to the interference between the hyperfine structure levels of the excited nuclear states. A general formula for the cross section of Mössbauer scattering appropriate to an experiment with an unsplit source and equidistant magnetic hyperfine splitting in the absorber, is given [1].

### Reference

- [1] K. GABATHULER and H. J. LEISI, International Conference on Hyperfine Interactions Detected by Nuclear Radiation, Rehovot, Israel, 6–11 September 1970.

<sup>1)</sup> Present address: CERN, Synchro-Cyclotron Machine Division, 1211 Geneva 23, Switzerland.

## Analysis of Pressure Effect in Perturbed Angular Correlations

by F. N. GYGAX and H. J. LEISI

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

A strong dependence of buffer gas pressure on  $\gamma$ - $\gamma$  directional correlations in electron capture decays of xenon isotopes has been observed [1], [2]. We now interpret these results by fitting to the data a single theoretical expression which is valid over the entire pressure range (from 1 Torr up to 60 atm).

The measured attenuation coefficient  $G_2$  is interpreted in terms of average attenuation factors  $G_2^0$  and  $G_2^1$  which correspond to decays with no collision [3], and one or more collisions, respectively. We then have

$$G_2(\rho) = [1 - P(\rho)] G_2^0 + P(\rho) G_2^1(\rho), \quad (1)$$

where  $\rho$  is the density of the buffer gas and  $P(\rho)$  is the fraction of events having suffered collisions during the lifetime of the intermediate state. The attenuation factor  $G_2^1(\rho)$  is assumed to be given by the theory of Gabriel [4], formula (4). The correlation time  $\tau_c$  is assumed to be inversely proportional to the density  $\rho$ .

Expression (1) provides a very good fit to the experimental data. From this analysis the following quantities can be determined: The cross section for charge exchange and depolarisation (2), the average hyperfine interaction after the first collision and the mean depolarisation cross section in the corresponding density range.

### References

- [1] F. N. GYGAX, J. EGGER and H. J. LEISI, in Proc. of the Conf. on Electron Capture and Higher-Order Processes in Nuclear Decays, Debrecen, Hungary, July 1968, edited by D. Berényi (Eötvös Lóránd Physical Society, Budapest 1968), p. 386.  
 [2] F. N. GYGAX and H. J. LEISI, Internat. Conf. on Hyperfine Interactions Detected by Nuclear Radiation, Rehovot, Israel, 6–11 September 1970.  
 [3] H. J. LEISI, Phys. Rev. *1A*, 1654 (1970).  
 [4] H. GABRIEL, Phys. Lett. *32A*, 202 (1970).

**Einfluss der chemischen Umgebung auf  $\beta^\pm$ -Zerfälle**

von G. BAUR und U. RAFF

(Institut für theoretische Physik der Universität Basel)

Verschiedene in Rumänien ausgeführte Messungen behaupten einen Einfluss der chemischen Umgebung auf die Lebensdauer von  $\beta^\pm$ -Zerfällen gezeigt zu haben. Die beobachteten Effekte waren zum Teil sehr gross: Änderungen bis zu 3% wurden gemessen. Mit einer Abschätzung soll gezeigt werden, dass die Effekte höchstens in der Grössenordnung von 0.05‰ liegen. Die Änderung der Lebensdauer wird auf die Änderung der Abschirmung der umgebenden Elektronen in verschiedenen chemischen Verbindungen zurückgeführt.

**Etude de la réaction  $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$  à 1,2 GeV/c**

Collaboration Liverpool–Lausanne–Neuchâtel

Communication présentée par M. BOGDANSKI

(Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel)

L'échange de charge  $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$  a été étudié dans les chambres à bulles de 81 cm et de 2 m du CERN. L'antineutron est identifié par l'annihilation subséquente  $\bar{n}p$  en mésons  $\pi$ . 1697 événements ont été étudiés. Un poids égal à l'inverse de la probabilité de détection a été attribué à chaque événement et la distribution angulaire pondérée de l'angle d'émission de l'antineutron a été tracée. Elle est caractérisée par un large pic vers l'avant et un pic environ 20 fois plus faible vers l'arrière.

**Recherche des mésons  $D^0$  (1285) et  $\delta^\pm$  (962) dans la réaction  $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$** 

Collaboration Lausanne–Neuchâtel–Liverpool–Paris (IPN)

Communication présentée par J.-B. GAY

(Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel)

10500 événements du type  $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$  obtenus dans la chambre à bulles de 2 m du CERN à des impulsions comprises entre 1,12 et 1,47 GeV/c ont été étudiés. La réaction est dominée par les canaux  $\omega^0 \rho^0 \pi^+ \pi^-$ ,  $\omega^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$  et  $\rho^\pm \pi^\pm \pi^+ \pi^- \pi^-$  mais une faible contribution de  $\eta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  est observée. Le spectre de masse invariante « $\eta$ »  $\pi^\pm$  présente un pic à  $\sim 960$  MeV comme dans le travail de Defoix [1], mais ce pic disparaît lorsque les événements contenant un vrai  $\omega^0$  sont retirés de la statistique. La distribution de masse invariante « $\eta$ »  $\pi^+ \pi^-$  met en évidence le méson  $X^0$  (958) mais aucune bosse significative n'apparaît à la masse du  $D^0$  (1285).

*Bibliographie*

[1] C. DEFOIX et coll., Phys. Lett. 28 B, 353 (1969).



### Mesure du moment magnétique de l'Hypéron $\Lambda$

Collaboration CERN–Ankara–Lausanne–Munich–Roma

par PH. ROSSELET

(Institut de Physique Nucléaire, Université Lausanne)

On a mesuré le moment magnétique de l'hypéron  $\Lambda$  en observant la précession, dans un champ magnétique pulsé de 20 T, de la polarisation de particules  $\Lambda$  produites par la réaction  $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0$ . La direction finale de la polarisation a été déterminée à partir de la distribution angulaire des désintégrations  $\Lambda \rightarrow p \pi^-$  observées dans des stacks d'émulsion photographique nucléaire. Le résultat, basé sur 1200 événements, sera comparé aux prévisions théoriques.

### Neutron-Transferreaktionen unterhalb der Coulombbarriere

VON P. H. BARKER, P. M. COCKBURN, H. P. SEILER UND P. MARMIER

(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

Es wurden Ein-Neutron-Transferreaktionen mit schweren Ionen untersucht, die zu angeregten Zuständen im Endkern führen. Dazu wurden die auftretenden  $\gamma$ -Übergänge mit einem Ge(Li)-Zähler beobachtet. Mit dieser Methode konnten totale Wirkungsquerschnitte bei Energien gemessen werden, bei denen die Streuung als reiner Coulombprozess beschrieben werden kann. Die aus einer CWBA-Rechnung für Ein-Neutron-Transfer nach Buttle und Goldfarb erhaltenen spektroskopischen Faktoren stimmen gut mit theoretischen Werten und Strippingdaten überein. Bis jetzt wurden folgende Reaktionen untersucht:  ${}^9\text{Be}({}^{12}\text{C}, {}^{13}\text{C}^*){}^8\text{Be}$ ,  ${}^9\text{Be}({}^{16}\text{O}, {}^{17}\text{O}^*){}^8\text{Be}$ ,  ${}^{13}\text{C}({}^{16}\text{O}, {}^{17}\text{O}^*){}^{12}\text{C}$  und  ${}^9\text{Be}({}^{18}\text{O}, {}^{19}\text{O}^*){}^8\text{Be}$ .

### Mott-Schwinger-Polarisation bei Coulombstripping

VON U. GÖTZ, D. TRAUTMANN UND K. ALDER

(Institut für theoretische Physik der Universität Basel)

Durch den Einfluss der Spin-Bahn-Mott-Schwinger-Wechselwirkung kann das ausgehende Proton bei einer  $(d, p)$ -Reaktion beträchtlich polarisiert werden. Die Grösse dieser Polarisation ist von mehreren Autoren unter stark vereinfachenden Approximationen abgeschätzt worden. Wir haben die Polarisation neu berechnet, indem wir diese Approximation umgangen haben und für die auftretenden radialen Integrale exakte analytische Ausdrücke verwendet haben. Polarisationen für reale Experimente wurden berechnet.

## Über die Anwendung des Diffraktionsmodells auf Transferreaktionen

VON D. TRAUTMANN UND K. ALDER

(Institut für theoretische Physik der Universität Basel)

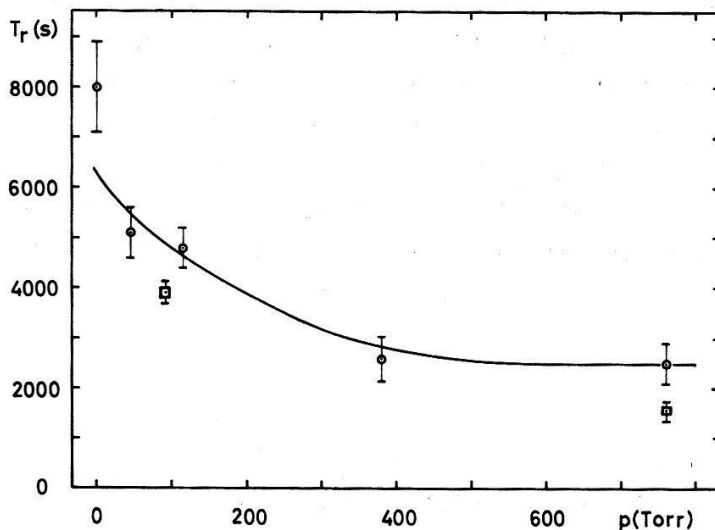
Ein- und Zweiteilchen Transferreaktionen wurden mit Hilfe des Diffraktionsmodells berechnet. Die Genauigkeit von verschiedenen Approximationen bei den radialen Integralen und bei der Reaktionsamplitude wurde ausführlich untersucht. Einige ausgewählte Beispiele für Transferreaktionen wurden mit Hilfe dieser verschiedenen Approximationen berechnet und mit dem Experiment verglichen.

## Compression of Polarized $^3\text{He}$ to 760 Torr

by G. SZALOKY, P. HUBER, CH. LEEMANN, U. ROHRER and F. SEILER

(Physics Department, University of Basel, Switzerland)

$^3\text{He}$  gas polarized by optical pumping has been compressed from 2 Torr to pressures up to 760 Torr. The optical pumping cell was connected to a storage volume filled with pure (99.99%) liquid Gallium<sup>1)</sup> and compression was achieved by forcing the Ga into the pumping volume. The polarization was measured by optical absorption methods, so that the gas had to be re-expanded to determine the polarization as a function of time. Typical pre-compression polarizations were about 0.19. It was found



that an initial polarization loss occurs for compression and immediate expansion, otherwise the polarization decays exponentially. The initial loss is  $0.020 \pm 0.005$ , roughly independent of pressure. The measured relaxation times in seconds as a function of pressure in Torr are given in the diagram. The square points were measured for slightly different locations in the magnetic field, suggesting magnetic field gradients as one of the main causes for the depolarization. Further investigations and the construction of a compressible target for nuclear reaction experiments are under way.

<sup>1)</sup> We are indebted to Alusuisse A.G., Zürich, Switzerland, for their donation of a generous quantity of pure Gallium.

### Die ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ -Reaktion unterhalb 2,5 MeV

VON U. ROHRER, P. HUBER, CH. LEEMANN, H. MEINER UND F. SEILER  
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Das Analysatorvermögen der  ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ -Reaktion für polarisiertes Target bei unpolarisiertem Strahl wurde bei 7 Energien zwischen 300 keV und 2,5 MeV und im Winkelbereich von  $30^\circ$  bis  $150^\circ$  gemessen. Die Winkelverteilungen zeigen, dass neben  $s$ -Wellen ein kleiner Teil der Reaktion über  $p$ - und  $d$ -Wellen in den Eingangskanälen verläuft. Vor allem die  $d$ -Wellen-Beiträge sind durch ein  $d$ -Wellen-Resonanzmatrixelement bei 430 keV beträchtlich angehoben. Die  $p$ -Wellen-Beiträge hingegen werden offensichtlich durch direkte Reaktionsmechanismen erzeugt.

### Absolute Eichung der Polarisation von Spin-1/2 Teilchen

VON G. R. PLATTNER  
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

und A. D. BACHER  
(Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley, USA)

Vermittels eines einfachen Theorems wird gezeigt, dass die Polarisation  $P(\theta, E)$  von an spinlosen Kernen gestreuten Spin-1/2 Teilchen an einem Punkt  $(\theta_1, E_1)$  den Wert  $|P| = 1$  erreichen muss, falls die Streuamplituden bei zwei andern Energien  $E_0 < E_1$  und  $E_2 > E_1$  gewisse Bedingungen erfüllen. Für den Fall der Streuung von Protonen an  ${}^4\text{He}$  wird aus den experimentell bestimmten Streuphasen auf die Existenz dreier solcher Punkte geschlossen, und zwar bei  $(\theta, E) = (88,0^\circ \pm 0,5^\circ, 1,90 \pm 0,05 \text{ MeV})$ ,  $(128,8^\circ \pm 0,3^\circ, 6,35 \pm 0,10 \text{ MeV})$  und  $(125,5^\circ \pm 0,3^\circ, 12,3 \pm 0,1 \text{ MeV})$ . Die Anwendung dieses Theorems auf die elastische Streuung von Neutronen an  ${}^4\text{He}$  und von  ${}^3\text{He}$  an  ${}^4\text{He}$  wird diskutiert, besonders im Hinblick auf die Frage, ob sich daraus eine absolute Eichung der Polarisation von optisch gepumpten  ${}^3\text{He}$ -Targets gewinnen lässt.

### Measurement of the Tensor Moments $\langle i T_{11} \rangle$ , $\langle T_{20} \rangle$ , $\langle T_{21} \rangle$ , $\langle T_{22} \rangle$ in the Elastic Scattering of Polarized Deuterons by Protons

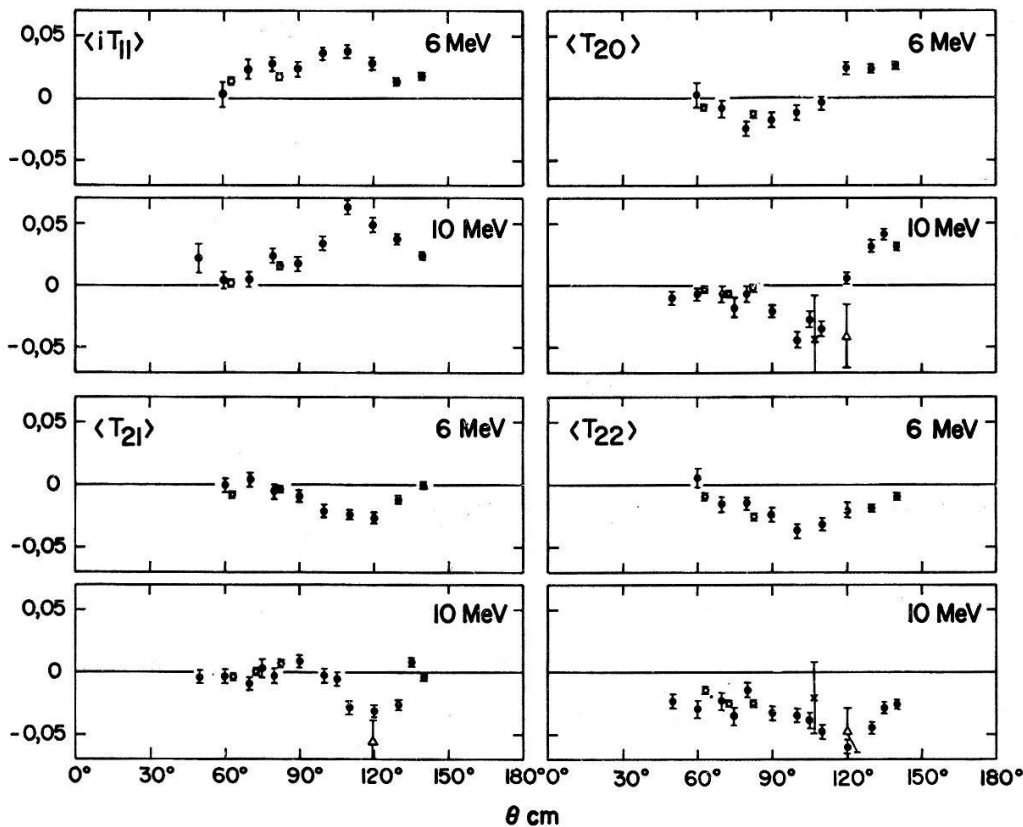
by R. E. WHITE, W. GRÜEBLER, R. RISLER, V. KÖNIG, P. A. SCHMELZBACH and A. RUH  
(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich, Switzerland)

The polarized deuteron beam from the ETH Tandem accelerator has been used to measure the tensor moments  $\langle i T_{11} \rangle$ ,  $\langle T_{20} \rangle$ ,  $\langle T_{21} \rangle$ ,  $\langle T_{22} \rangle$  of deuterons elastically scattered by protons at laboratory energies of 6 and 10 MeV. The experimental arrangement and analysis techniques used are described fully elsewhere [1, 2, 3]. Scattered deuterons and recoil protons from a 1.6 atmosphere gas target were detected in surface barrier detectors between laboratory angles of  $20^\circ$  and  $65^\circ$ . The detectors accepted particles over an angular range of  $\pm 0.50^\circ$  lab.

The results are shown in Figure 1 the errors given being statistical only. Errors from small geometrical asymmetries or incorrect settings of the beam spin axis have been estimated and are negligible with the techniques used to evaluate the tensor moments. Observed variations in beam polarization produce changes of at most  $\pm .003$  in the measured moments. At  $20^\circ$ , and the more backward angles, background subtraction was difficult. However, it is estimated that a maximum uncertainty of  $.005$  could be introduced by incorrect treatment of the background. This affects most severely the  $63.1^\circ$  and  $140^\circ$  c.m. results and their reliability was judged from the overall consistency of the data. Measurements at other energies are in progress.

Measurements of the moments  $\langle T_{2k} \rangle$  in the 3 to 12 MeV range have been reported at restricted angles by Young et al. [4, 5] and by Extermann [6] who also gives extensive and accurate results for  $\langle i T_{11} \rangle$  at 8 and 11 MeV. Preliminary measurements made here at 8 MeV for  $\langle i T_{11} \rangle$  agree well with these of Extermann.

These results show that even at very low energies (2 to 3.3 MeV c.m.) spin-dependent forces need to be considered when treating three-nucleon systems. An analysis of this data in terms of possible excited states in  $^3\text{He}$  is planned.



Tensor moments for  $d$ - $p$  elastic scattering. Open circles show points at which deuterons were recorded.  $\Delta$  Ref. [4, 5],  $\times$  Ref. [6].

#### References

- [1] W. GRÜEBLER, V. KÖNIG, P. A. SCHMELZBACH and P. MARMIER, Nucl. Phys. *A134*, 686 (1969).
- [2] V. KÖNIG, W. GRÜEBLER, P. A. SCHMELZBACH and P. MARMIER, Nucl. Phys. *A148*, 380 (1970).
- [3] W. GRÜEBLER, V. KÖNIG, P. A. SCHMELZBACH and P. MARMIER, Nucl. Phys. *A148*, 391 (1970).
- [4] P. G. YOUNG, M. IVANOVICH and G. G. OHLSEN, Phys. Rev. Lett. *14*, 831 (1965).
- [5] P. G. YOUNG and M. IVANOVICH, Phys. Lett. *23*, 361 (1966).
- [6] P. EXTERMANN, Nucl. Phys. *A95*, 615 (1967).

**Die Tensorpolarisation von  $^{12}\text{C}(d, d)^{12}\text{C}$ -Deuteronen  
zwischen 1.6 MeV und 2.7 MeV**

von H.-O. MEYER, E. BAUMGARTNER und P. HUBER

(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Die Tensorpolarisation von elastisch an  $^{12}\text{C}$  gestreuten Deuteronen wurde im Gebiet der Resonanzen 1,79 MeV und 2,50 MeV in einem Doppelstreueperiment gemessen. Als Analysator wurde die Reaktion  $^3\text{He}(d, p)$  verwendet. Erste Versuche einer Erklärung der gefundenen Daten im Rahmen einer Phasenanalyse liegen vor.

**Mesure simultanée des distributions angulaires des produits  
de réactions  $(n, p)$  et  $(n, \alpha)$  sur le  $^{32}\text{S}$ ,  $^{40}\text{Ca}$  et le  $^{19}\text{F}$** 

par F. FOROUGHI

(Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel)

Ces distributions angulaires ont été mesurées pour une énergie des neutrons de 5,85 MeV avec une résolution en énergie de 70 keV et ceci de  $0^\circ$  à  $160^\circ$  tous les  $20^\circ$ . Les résultats sont discutés sur la base d'un modèle d'interaction directe.

**Festkörper****Relaxation nucléaire dans les alliages dilués**

par B. GIOVANNINI

(Institut de Physique de la Matière Condensée, Université, Genève)

Les mécanismes de relaxation nucléaire dans des alliages dilués sont discutés et comparés entre eux et avec les résultats expérimentaux.

**Influence de la diffusion spin-orbite sur l'effet Kondo**

par B. GIOVANNINI

(Institut de Physique de la Matière Condensée, Université, Genève)

Il est démontré que l'interaction spin-orbite des électrons de conduction modifie le modèle d'interaction d'échange et par conséquent l'effet Kondo. Cette modification est calculée.

## Optische Übergänge zwischen Spin-polarisierten Bändern in $\text{ZnCr}_2\text{Se}_4$

VON G. HARBEKE und H. W. LEHMANN

(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

Die Magnetabsorption von metamagnetischem  $\text{ZnCr}_2\text{Se}_4$  in Feldern bis zu 90 kOe wurde zwischen 4,2 und 300°K in linear und zirkular polarisiertem Licht gemessen. Wir beobachten eine Triplett-Struktur für optische Übergänge mit Änderung der magnetischen Quantenzahl  $\Delta m = +1, 0, -1$ . Es wird vorgeschlagen, die Struktur zu erklären mit Übergängen von einem vierfachen Valenzbandzustand, dessen Entartung vom Magnetfeld aufgehoben wird, zu einem Spin-polarisierten Singlettzustand. Die Feld- und Temperaturabhängigkeit der Absorptionsmaxima stehen in enger Beziehung zur Spiralstruktur des Spinsystems.

## Diffuse Streuung an magnetischen Kristallen mit Spin-Gitter-Kopplung

VON D. M. IMBODEN und W. BALTENSPERGER

(Seminar für theoretische Physik, ETH, Zürich)

Die Röntgenstreuung an Kristallen kommt durch die Wechselwirkung der elektromagnetischen Strahlung mit den Elektronen der Kristall-Ionen zustande. Im Gegensatz zur Neutronenstreuung tritt keine direkte Kopplung an das magnetische Moment des Ions auf. Allerdings kann der Magnetismus des Kristalls die Röntgenstreuung durch die folgenden Mechanismen indirekt beeinflussen:

1. Die Spin-Bahn-Kopplung erzeugt im Ion eine spinabhängige Elektronenverteilung und somit eine spinabhängige Röntgen-Streuamplitude (Ein-Ionen-Term).
2. Die Spin-Gitter-Kopplung erzeugt eine zur Temperaturbewegung zusätzliche Unordnung des Kristalls und somit einen Zusatz im diffusen Anteil der Röntgenstreuung.

Wenn auch die beiden Effekte unter Umständen nur schwer zu trennen sind, so bietet zumindest für Ionen mit verschwindendem Bahndrehimpuls der zweite Mechanismus die Möglichkeit, in magnetischen Substanzen die Spin-Gitter-Kopplung und somit die Positionsabhängigkeit der Austauschwechselwirkung zu messen. Die Spin-Gitter-Kopplung ist einerseits verantwortlich für die Magnetostriktion und die Abhängigkeit der Phonon-Frequenzen von der magnetischen Ordnung des Kristalls [1]. Andererseits bewirkt sie eine Unordnung der Gleichgewichtslagen der Ionen, welche sich in einem zusätzlichen Anteil in der diffusen Röntgenstreuung äussert. In niedrigster Ordnung enthält dieser Beitrag Fluktuationen von Zweier-Spinkerrelationen der Form

$$\langle (S_1 S_2 - \langle S_1 S_2 \rangle) (S_3 S_4 - \langle S_3 S_4 \rangle) \rangle .$$

Dieser Effekt ist vor allem knapp unterhalb der magnetischen Ordnungstemperatur interessant, da dort die Spinfluktuationen gross sind.

### Literatur

- [1] W. BALTENSPERGER und J. S. HELMAN, *Helv. phys. Acta* 41, 668 (1968).

## Energieniveauschemata der EU-Chalkogenide und der S.E.-Pniktide

VON P. WACHTER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Bandstrukturberechnungen mit Hilfe der APW-Methode haben sich als nicht sehr geeignet erwiesen, lokalisierte Energieniveaux, wie sie in den S.E.-Verbindungen auftreten, zu beschreiben. Hier wird ein Energieniveauschema hergeleitet, das auf den atomaren Spektren der Bindungspartner und der Annahme einer hauptsächlich ionogenen Bindung beruht. Die so bestimmten Lagen der leeren und besetzten Energiezustände in den Eu-Chalkogeniden stimmen gut mit den Experimenten überein, insbesondere liegen die lokalisierten  $4f^7$ -Zustände oberhalb der  $p$ -Valenzbänder der Anionen. Für die 3wertigen S.E.-Pniktide dagegen ergibt die gleiche Berechnung die  $4f^n$ -Zustände unterhalb der Valenzbänder. Diese Berechnungen werden auch hier mit Absorptionsmessungen an den S.E.-Nitriden und Phosphiden verglichen und machen den Unterschied der III-V zu den II-VI Verbindungen verständlich.

## Charge Transfer in the Alloys Mn-, Fe-, Co-, Ni-, Cu-Al and Ni-Cu Measured by Soft XR Spectroscopy

by A. WENGER, G. BURRI and S. STEINEMANN

(Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne)

We measure in both the pure metal and the alloy the ratio of the integrated intensities of two XR lines, one of which involves conduction electrons. From this one can calculate the change by alloying of the number of electrons of a given symmetry on a given atom [1]. Our results deal with the ( $s$ -)  $d$ -electrons of the transition metals and of copper, and the  $p$ -electrons of aluminium. In many cases, they can decide between two or more models for the electronic structure of these alloys as found in the literature. For Ni-Cu alloys, no change for the number of  $d$ -electrons on nickel atoms is found, in agreement with the «minimum polarity model» of Lang and Ehrenreich [2, 3].

These results shall be fully described elsewhere.

### References

- [1] S. STEINEMANN et A. WENGER, *Helv. phys. Acta* **41**, 1299 (1968).
- [2] N. D. LANG, H. EHRENREICH, *Phys. Rev.* **168**, 605 (1968).
- [3] S. KIRKPATRIK, B. VELICKY, N. D. LANG, H. EHRENREICH, *J. appl. Phys.* **40**, 1283 (1969).

## Die subharmonische Struktur in supraleitenden Tunnel-Junctions

VON S. STRÄSSLER und H. R. ZELLER

(Brown Boveri Forschungszentrum, 5401 Baden)

Im Widerspruch zu einer einfachen Theorie fliesst in supraleitenden Tunnel-Junctions bei angelegten Spannungen unterhalb der Energielücke  $2\Delta$  oft ein Strom, der eine ausgeprägte Struktur bei  $eV = 2\Delta/n$  ( $n = 2, 3, 4, \dots$ ) zeigt, die sog. subharmonische Struktur. Als Funktion des Tunnelmatrixelementes  $IMI^2$  steigt die ?

## Ferromagnetismus der 3d-Metalle und Elektronenspin-Polarisation der Photoelektronen

von G. BUSCH, M. CAMPAGNA und H. C. SIEGMANN

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH, Zürich-Hönggerberg)

Die Spinpolarisation der photoemittierten Elektronen aus geordneten und ungeordneten Fe-, Ni- und Co-Filmen wurde in Funktion des äusseren Magnetfeldes bei 4,2 K gemessen. Der höchste Polarisationsgrad von 55% tritt bei geordneten Fe-Filmen auf. Die Versuchsergebnisse erlauben direkte Rückschlüsse auf die Polarisation der Elektronenzustände in der Nähe der Fermikante. Die Interpretation liefert einen wesentlichen Beitrag zum Verständnis des Ferromagnetismus der Übergangsmetalle.

## Susceptibilité en champs élevés d'alliages NiCu ferromagnétiques

par F. ACKER et R. HUGUENIN

(Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne)

Les courbes d'aimantation à 4,2°K de plusieurs alliages Ni<sub>x</sub>Cu<sub>1-x</sub> ( $x = 0,399; 0,422; 0,438; 0,442; 0,469; 0,524; 0,600; 0,687; 1,000$ ) ont été obtenues au moyen d'un magnétomètre de type Foner et d'un solénoïde supraconducteur. ( $H_{max} = 65$  Koe). L'aimantation est une fonction croissante du champ magnétique.

La pente  $\bar{\chi} = \Delta M / \Delta H$  de la portion quasi-linéaire des courbes d'aimantation ( $40 \text{ Koe} < H < 65 \text{ Koe}$ ) est maximum ( $7 \cdot 10^{-5} \text{ emu/cm}^3$ ) pour  $x = 0,442 \approx c_{critique}$  et décroît régulièrement de part et d'autre de cette concentration. Ce comportement peut s'expliquer par la présence de «clusters» magnétiques au sein des alliages NiCu [1]. Par contre, l'application du modèle de bande de Stoner [2] conduit à des valeurs de  $\bar{\chi}$  beaucoup plus élevées que les valeurs expérimentales, particulièrement au voisinage de la concentration critique pour laquelle le ferromagnétisme disparaît.

### Bibliographie

- [1] J. S. KOUVEL et J. B. COMLY, Phys. Rev. Lett. 24, 11, p. 598 (1970).  
 [2] E. P. WOHLFARTH, Phys. Lett. (Neth.) 3, 1, p. 17 (1962).

## Ordre et propriétés électroniques d'alliages de structure A15

par R. FLÜKIGER, C. SUSZ, P. BELLON, F. HEINIGER et J. MÜLLER

(Institut de Physique de la Matière Condensée, 1211 Genève)

Nous avons étudié le comportement de la température supraconductrice  $T_c$  en fonction de la température de recuit pour un grand nombre d'alliages de structure A15 à base V, Nb et Ta. Pour le système Nb-Ir,  $T_c$  varie très fortement en fonction de la concentration d'Iridium, de 1,2°K pour Nb<sub>0,78</sub>Ir<sub>0,22</sub> à 3,3°K pour Nb<sub>0,72</sub>Ir<sub>0,28</sub>. D'autre part, les systèmes Ta-Au et Ta-Pt présentent des  $T_c$  compris entre 4 et 10°K, en fonction du traitement thermique. La variation de  $T_c$  en fonction du traitement thermique optimal est semblable pour les systèmes à base de V, Nb et Ta. En particulier elle est maximale pour les composés contenant de l'Au. Ce comportement est discuté en fonction du paramètre d'ordre cristallin à longue distance.



## Mise en évidence d'un maximum de frottement intérieur sur un échantillon d'or monocristallin

par O. MERCIER, K. AKUNE et J.-J. PALTENGGHI

(Laboratoire de Génie Atomique de l'EPF, Lausanne)

*Abstract.* Internal friction of a pure gold (99,99%) single crystal was measured by means of an inverted pendulum. The sample (wire of 1 mm  $\varnothing$ ) was coldworked by torsion at  $-30^{\circ}\text{C}$ . A maximum of internal friction consisting of two neighboured peaks at least was observed. The first one, at around  $120^{\circ}\text{C}$ , disappears after a linear annealing at  $350^{\circ}\text{C}$ , and the second one, at around  $160^{\circ}\text{C}$ , disappears during its observation.

On the sample, the strain amplitude-dependent part of the internal friction was measured between  $-150^{\circ}\text{C}$  and  $+150^{\circ}\text{C}$ . An increasing of internal friction, which was proportional to the strain amplitude for values included between  $1 \cdot 10^{-6}$  and  $40 \cdot 10^{-6}$ , was essentially noted at low temperature.

*Zusammenfassung.* Die innere Reibung wurde mit einem Pendel auf einem bei  $-30^{\circ}\text{C}$  kaltverformten 99,99% reinen Goldeinkristall gemessen. Dabei wurde ein Maximum um  $140^{\circ}\text{C}$  festgestellt. Dieses Maximum besteht aus mindestens zwei nahe liegenden Peaks, wobei der erste, der um  $120^{\circ}\text{C}$  liegt, nach einem linearen Aufheizen der Probe bis auf  $350^{\circ}\text{C}$  verschwindet, während der zweite, der um  $160^{\circ}\text{C}$  liegt, bereits während des Messens ausheilt.

Auf derselben Probe wurde ebenfalls die Wirkung der Messverformung  $\varepsilon$ , zwischen  $-150^{\circ}\text{C}$  und  $+150^{\circ}\text{C}$ , beobachtet, wobei festgestellt wurde, dass bei tiefen Temperaturen die innere Reibung für die zwischen  $10^{-6}$  und  $40 \cdot 10^{-6}$  liegenden  $\varepsilon$  Werte proportional mit  $\varepsilon$  anwächst.

Dans le but de mettre en évidence l'influence des impuretés sur les propriétés anélastiques de l'or, les auteurs ont mesuré le frottement intérieur d'un échantillon écroui et dopé. Les résultats présentés constituent une première étape d'une étude ayant pour but d'approcher une dosimétrie locale d'impuretés au voisinage des dislocations. Les paramètres physiques qui ont été modifiés sont la température de mesure et l'amplitude de déformation de mesure. On a en effet des raisons de penser que les interactions entre dislocations et impuretés dans un métal produisent des effets non linéaires marqués en fonction de l'amplitude de mesure.

L'échantillon est un fil d'or monocristallin de 100 mm de long et de 1 mm de diamètre, contenant pour impuretés 50 ppm de Cu, 10 ppm de Cd, 6 ppm de Pd, 5 ppm d'Ag et 3 ppm de Fe, Si et Mg (analyse de Johnson-Matthey, Chemicals Limited, Herts, GB). Le fil a été écroui de 1,5% par torsion cyclée à  $-30^{\circ}\text{C}$  après recuit standard à  $800^{\circ}\text{C}$  pendant 4 heures. Le frottement intérieur de l'échantillon a été mesuré à l'aide d'un pendule de torsion inversé [1] à 0,45 Hz au cours de montées linéaires de la température de mesure ( $60^{\circ}\text{C}$  par heure) [2].

Sur la figure 1, on constate l'existence d'un maximum de frottement intérieur  $Q^{-1}$  pour des recuits linéaires allant jusqu'à  $200^{\circ}\text{C}$ . Ce maximum semble se composer d'au moins deux pics voisins dont l'un, centré au voisinage de  $120^{\circ}\text{C}$  disparaît après un recuit linéaire à  $350^{\circ}\text{C}$ , tandis que l'autre, centré à  $160^{\circ}\text{C}$ , se recuit pendant sont observation. Parallèlement à la disparition de ces pics, on remarque une augmentation du frottement intérieur à basse température ( $-150^{\circ}\text{C}$ ) qui pourrait correspondre à une réapparition du pic de Bordoni [3].

Sur le même échantillon, après un recuit linéaire à  $200^{\circ}\text{C}$ , nous avons mesuré le frottement intérieur en fonction de l'amplitude  $\varepsilon$  de déformation de mesure au cours de recuits linéaires à  $150^{\circ}\text{C}$  (fig. 2). On constate que le minimum du frottement intérieur reporté en fonction de la température de mesure croît linéairement en fonction de l'amplitude de mesure  $\varepsilon$ .

Perez [4] a mis en évidence sur des échantillons d'aluminium un pic de frottement intérieur qui présente en fonction de l'amplitude de mesure un comportement très semblable à celui que nous rapportons ici. Ce pic est interprété comme résultant d'interactions entre dislocations et impuretés.

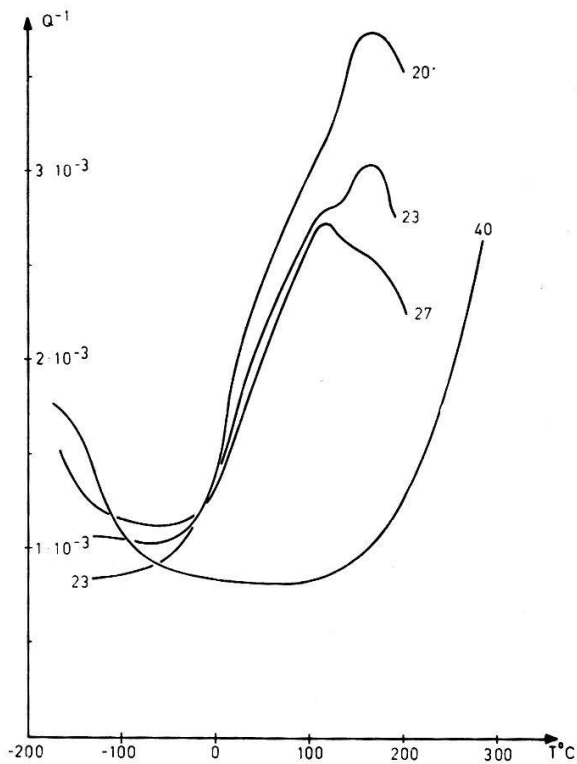


Figure 1  
Mesure du frottement intérieur au cours de recuits linéaires à 180 °C: montées n° 20 à 23; 200 °C: montées n° 24 à 27; 350 °C: montées n° 39 à 40. Echantillon Au 4N monocristallin. Amplitude de mesure  $3 \cdot 10^{-6}$ .

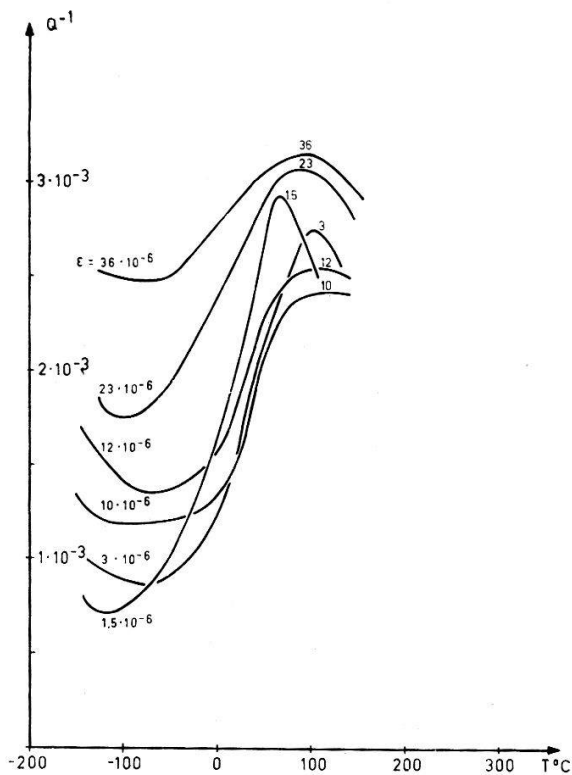


Figure 2  
Frottement intérieur en fonction de l'amplitude de mesure  $\epsilon$ . Echantillon Au 4N monocristallin. Mesures au cours de recuits linéaires à 150 °C.

*Bibliographie*

- [1] B. MARTINET, *Helv. phys. Acta* 37, 673 (1964).
- [2] W. BENOIT, *Mém. Scient. Rev. Mét.*, 66, 763 (1960),
- [3] P. G. BORDONI, *Ric. Sci.* 19, 851 (1949).
- [4] J. M. PEREZ, thèse 1970, Université de Lyon.

### Etude de la restauration de l'or 99,9999% écroui à basse température<sup>1)</sup>

par P.-A. GRANDCHAMP, B. BAYS et W. BENOIT

(Laboratoire de Génie Atomique de l'EPF, Lausanne)

Le modèle de Granato et Lücke [1], considérant que, plongées dans un champ de contraintes mécaniques, les dislocations présentes dans un cristal ont un comportement semblable à celui d'une corde plongée dans un milieu fluide et visqueux, conduit à la relation :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E - E_0}{E_0} \sim A l^2 \quad (1)$$

où

$\frac{\Delta E}{E}$  est l'anomalie de module de l'échantillon étudié,

$E$  est le module élastique de l'échantillon étudié,

$E_0$  est le module élastique d'un échantillon de référence (dans lequel les défauts que l'on cherche à mettre en évidence n'ont pas d'effet),

$A$  est la densité de dislocation présente dans le cristal,

$l$  est la longueur moyenne, entre 2 points d'ancrage, des segments de dislocation.

Les métaux c.f.c. écrouis sont le siège de plusieurs pics de frottement intérieur. L'un d'entre eux, découvert par Bordoni [2], est considéré comme étant une propriété intrinsèque des dislocations. Le modèle de Seeger [3], repris par d'autres auteurs [4], conduit à une relation exprimant la hauteur de son maximum,  $Q_{max}^{-1}$ , en fonction des paramètres caractéristiques du réseau de dislocations :

$$Q_{max}^{-1} \sim A l^2 . \quad (2)$$

Les relations (1) et (2) permettent, on le voit, de suivre l'évolution de  $A$  et  $l$  par des mesures d'élasticité ou de frottement intérieur. La relation (2) présente l'avantage sur (1) de ne pas nécessiter le choix, toujours entaché d'un certain arbitraire, de la référence  $E_0$ .

L'expérience décrite ici a porté sur des échantillons cylindriques d'or de haute pureté (99,9999%). Ces échantillons ont subi une déformation plastique, à  $-196^\circ\text{C}$ , de 7% par compression. Ils sont ensuite montés sans réchauffement dans l'installation de mesure [5, 6] travaillant dans le domaine de 25 kHz.

Le premier échantillon subit une série de recuits linéaires [6] dont les températures maximales s'échelonnent de  $-170^\circ\text{C}$  à  $+72^\circ\text{C}$ . La figure 1 représente deux courbes d'anomalie de module,  $\Delta E/E$ , mesurées à  $-180^\circ\text{C}$  et  $-105^\circ\text{C}$ , en fonction de la température maximale à laquelle l'échantillon a été soumis avant la mesure. On constate, sur ces deux courbes, une succession de trois stades principaux. Le premier, situé entre  $-170^\circ\text{C}$  et  $-75^\circ\text{C}$ , et le troisième, au dessus de  $+20^\circ\text{C}$ , correspondent à une diminution de l'anomalie de module. Le second, compris entre  $-70^\circ\text{C}$  et  $-45^\circ\text{C}$ , se manifeste comme un accroissement de  $\Delta E/E$ . L'évolution de la hauteur du pic de Bordoni, représentée en figure 2, est tout à fait semblable à celle de l'anomalie de

<sup>1)</sup> Subside N° 2.208.69 du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

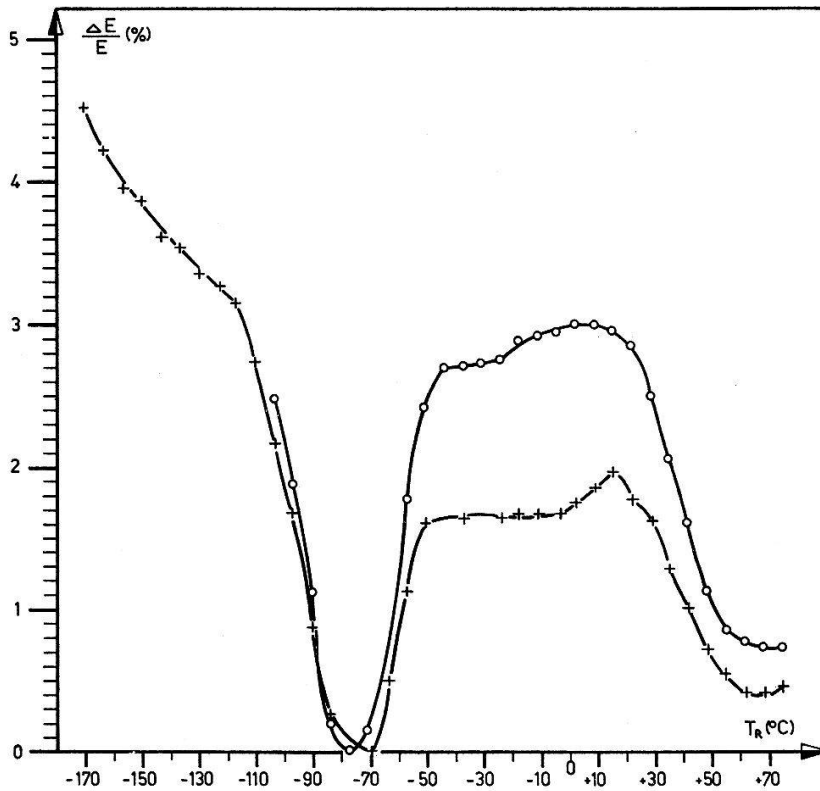


Figure 1  
Evolution de l'anomalie de module en fonction de la température de recuit précédant la mesure. Au 6N écroui de 7% par compression à  $-196^{\circ}\text{C}$ .

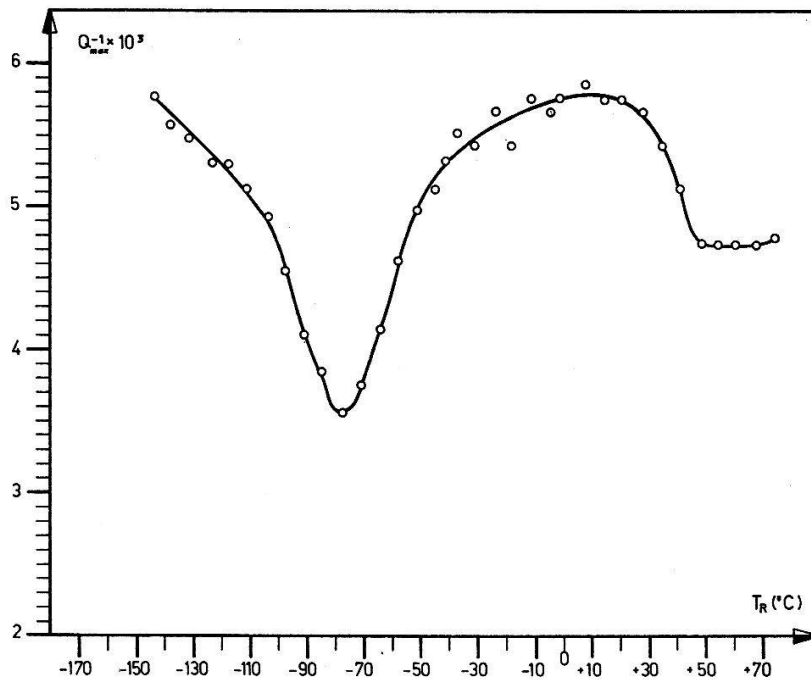


Figure 2  
Evolution de la hauteur maximale du pic de Bordoni en fonction de la température de recuit précédant la mesure.

module. La comparaison de ces résultats avec ceux qu'on obtient sur de l'or 5N traité de la même manière [7] fait apparaître un certain nombre de différences:

le stade d'accroissement de  $\Delta E/E$  n'apparaît que sur Au 6N.

le pic de Bordoni n'est que peu diminué par les traitements thermiques, ce qui laisse supposer un épinglage des dislocations plus faible que dans l'or 5N.

Par la méthode du changement de pente [6], nous avons mesuré l'énergie de restauration associée au stade de remontée de l'anomalie de module. Nous obtenons:

$$E_R = 0,51 \pm 0,04 \text{ eV.}$$

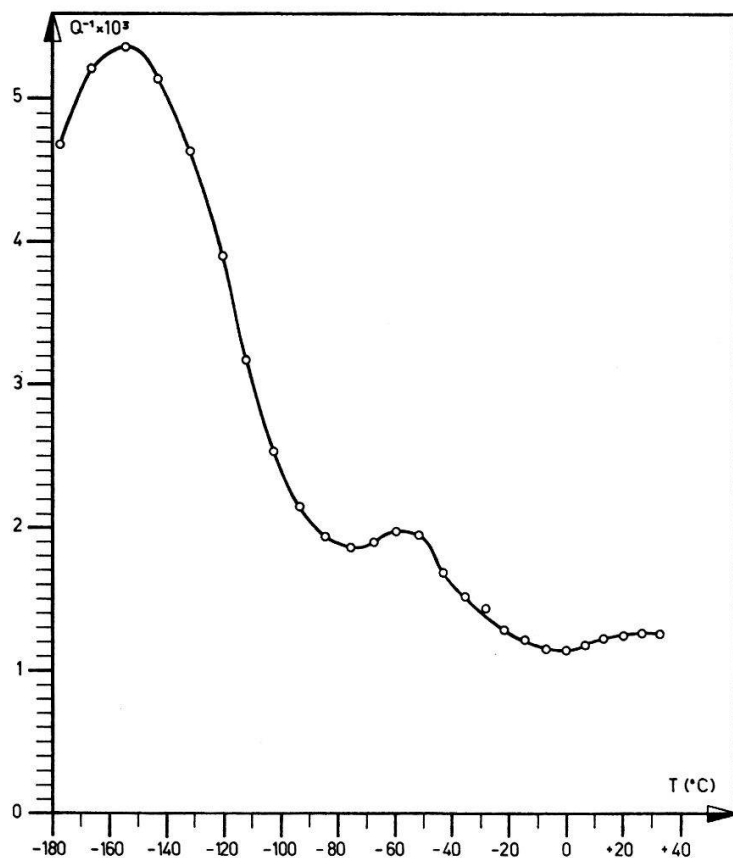


Figure 3  
Frottement intérieur d'un échantillon Au 6N écroui de 7% par compression à  $-196^{\circ}\text{C}$  puis recuit à  $30^{\circ}\text{C}$ .

Ce stade a été interprété par Benoit [8] comme étant dû à la migration des bilacunes sur les dislocations. Arrivées aux dislocations, ces bilacunes y annihileraient les défauts épingleurs s'y trouvant depuis des recuits à des températures inférieures à  $-80^{\circ}\text{C}$  (interstitiels). Ainsi, l'énergie trouvée ci-dessus serait l'énergie de migration des bilacunes dans notre échantillon.

Ainsi qu'on le voit par la comparaison des résultats présentés ici sur de l'or 6N et ceux que nous avons trouvé sur de l'or 5N, les impuretés, même en faible concentration ( $< 10$  ppm), jouent un rôle très important dans la cinétique de restauration après écrouissage à basse température.

Enfin, la figure 3 représente le frottement intérieur, en fonction de la température de mesure, que l'on obtient sur un échantillon 6N écroui comme précédemment et ensuite recuit à  $+30^{\circ}\text{C}$ . Ce recuit fait apparaître, en plus du pic de Bordoni, deux maxima situés à  $-58^{\circ}\text{C}$  et  $+30^{\circ}\text{C}$ . Nous nous proposons d'étudier, dans la suite de nos travaux, ces deux pics qui n'apparaissent pas non plus sur des échantillons 5N.

#### Bibliographie

- [1] A. GRANATO et K. LÜCKE, *J. appl. Phys.* 27, 583 (1956).
- [2] P. G. BORDONI, *Nuovo Cim.* 4, 177 (1947).
- [3] A. SEEGER, *Phil. Mag.* 1, 651 (1956).
- [4] D. H. NIBLETT, *Physical Acoustics IIIA*, éd. W. P. Mason (Academic Press, New York).
- [5] P.-A. GRANDCHAMP et R.-C. FORNEROD, *J. Sci. Instr.* 3, 219 (1970).
- [6] P.-A. GRANDCHAMP, thèse EPF-L, 1970.
- [7] P.-A. GRANDCHAMP, B. BAYS et W. BENOIT, *Helv. phys. Acta* 43, 469 (1970).
- [8] W. BENOIT, *Mém. Sci. Rev. Mét.* 16, 763 (1969).

## **Adiabatic and Isothermal Elastic Constants of Anharmonic Crystal Lattices**

by R. K. WEHNER and R. KLEIN

(Laboratories RCA Ltd., 8048 Zürich, Switzerland)

The adiabatic and isothermal elastic constants are derived within a microscopic theory from a frequency and wavevector dependent response function. Hereby the thermodynamic relations between the two elastic constants can be fulfilled by considering special quasistatic limits. Since the difference between the adiabatic and isothermal limit is essentially related to heat transport we consider explicitly a phonon transport equation and solve it in a collision-time approximation. The method of obtaining the two limits is of interest in view of general considerations of adiabatic and isothermal susceptibilities in other many-body systems. A full account will be published in *Physica*.

## **Weiche Gitterschwingung und Kopplung von Gitterschwingungen in SbSI**

VON E. F. STEIGMEIER, G. HARBEKE UND R. K. WEHNER

(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

In der ferroelektrischen Phase von SbSI haben wir mit Hilfe von Raman-Streuung das Verhalten der weichen Gitterschwingung untersucht. Wir beobachten, im Gegensatz zu Perry und Agrawal [1], dass zwei Gitterschwingungen an der Phasenumwandlung beteiligt sind. Die weiche Schwingung ist gekoppelt mit einer Gitterschwingung bei tieferer Energie, wodurch bei Annäherung an  $T_c$  eine Niveau-Repulsion zwischen zwei  $\Gamma$ -Ein-Phononen-Zuständen auftritt. Zugleich beobachtet man eine Intensitätsübertragung zwischen den zwei entsprechenden Raman-Linien.

### *Literatur*

[1] C. H. PERRY und D. K. AGRAWAL, *Solid State Comm.* 8, 225 (1970).

## **Grundzustand freier Exzitonen in Halbleitern mit entartetem Valenzband**

VON W. CZAJA

(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

Die Wellengleichung für Exzitonen in Halbleitern mit entartetem Valenzband (z. B. Si, Ge, GaP, GaAs, InP, usw.) lässt sich im Rahmen der effektiven Masse-Theorie streng lösen, wenn die Bänder als isotrop angenommen werden. Es zeigt sich, dass leichte und schwere Löcher in gleicher Weise zur reduzierten Masse beitragen. Die so ermittelten Energien stimmen recht gut mit den Experimenten überein. Die Ursache der verbleibenden Diskrepanz sind einerseits die vernachlässigten Bandanisotropien, andererseits die komplizierte Valenzstruktur der III-V-Verbindungen.

### Influence of Dispersion and Relaxation Time Approximation on Phonon Transport

by R. KLEIN and R. K. WEHNER

(Laboratories RCA, Zürich, Switzerland)

When calculating transport properties of interacting phonon systems the Boltzmann equation or one of its generalizations is used. The dissipative part of this equation is usually determined by three-phonon processes and its form is given by a collision operator, first introduced by Peierls, acting upon the deviation of the true phonon distribution function from the local equilibrium, described by a space and time-dependent Bose-Einstein function. This integral operator is of rather complicated form and in explicit calculations a number of approximations are made. In this note we would like to comment on some of these approximations and their consequences.

Suppose an external disturbance couples to one of the normal coordinates of the lattice, so that its expectation value is  $A(\mathbf{Q}, \Omega)$ , where  $\mathbf{Q}$  and  $\Omega$  are the wave vector and frequency of the external field. Due to the anharmonic coupling of the displacement field connected with  $A(\mathbf{Q}, \Omega)$  to the phonon system, the latter will respond. The equation of motion describing the phonon system is the transport equation [1]

$$i(\Omega - \mathbf{Q} \cdot \mathbf{v}_{\lambda'}) X_{\lambda'}(\mathbf{Q}, \Omega) = -6 V_3(\mathbf{Q}, \lambda', \bar{\lambda}') + \sum_{\lambda''} \mathcal{L}_{\lambda' \lambda''} X_{\lambda''}(\mathbf{Q}, \Omega). \quad (1)$$

The function  $X_{\lambda'}(\mathbf{Q}, \Omega)$  is connected with the deviation  $\delta n_{\lambda'}(\mathbf{Q}, \Omega)$  of the phonon distribution function of mode  $\lambda' \equiv (\mathbf{q}', j')$  from the overall equilibrium:

$$\delta n_{\lambda'}(\mathbf{Q}, \Omega) = -i \hbar \beta n_{\lambda'} (n_{\lambda'} + 1) (\mathbf{Q} \cdot \mathbf{v}_{\lambda'} - i 2 \Gamma_{\lambda'}) X_{\lambda'}(\mathbf{Q}, \Omega) A(\mathbf{Q}, \Omega). \quad (2)$$

Here,  $\Gamma_{\lambda'}$  is the width of phonon  $\lambda'$ . The coupling of displacement field and phonon "fluid" is described by the inhomogeneity of equation (1) and  $\mathcal{L}$  is Peierls' collision operator for three-phonon processes, which consists of two parts:

$$\sum_{\lambda''} \mathcal{L}_{\lambda' \lambda''} X_{\lambda''} = 2 \Gamma_{\lambda'} X_{\lambda'} - \sum_{\lambda''} \mathcal{K}_{\lambda' \lambda''} X_{\lambda''} \quad (3)$$

where  $\mathcal{K}_{\lambda' \lambda''}$  is a proper integral operator.

Let us denote by  $\tilde{X}_{\lambda'}(\mathbf{Q}, \Omega)$  that part of  $X_{\lambda'}(\mathbf{Q}, \Omega)$  which describes the deviation from *local* equilibrium [2]. An approximation which is often made in solving equation (1) is the relaxation time approximation:

$$\sum_{\lambda''} \mathcal{L}_{\lambda' \lambda''} \tilde{X}_{\lambda''}(\mathbf{Q}, \Omega) = \frac{1}{\tau_{\lambda'}} \tilde{X}_{\lambda'}(\mathbf{Q}, \Omega) \quad (4)$$

where the relaxation time  $\tau_{\lambda'}$  of the phonon distribution of mode  $\lambda'$  is introduced as a parameter and enters the expressions for thermal conductivity, ultrasonic attenuation, etc.

The relaxation time  $\tau_{\lambda'}$  can however be determined in a simple model which is often used and which allows a solution of the transport equation (1): All phonons are lumped together into one isotropic (longitudinal) branch only and this phonon

branch is assumed to have no dispersion,  $\omega = c q$ . Since in such a model  $V_3$  depends on  $q'$  linearly, we find in this case from equation (1)

$$X_{q'}(\mathbf{Q}, \Omega) = \frac{i 6 V_3(\mathbf{Q}, \mathbf{q}', \bar{\mathbf{q}}')}{\Omega - \mathbf{Q} \cdot \mathbf{v}_{q'}}. \quad (5)$$

Here we have used that  $\omega_{q'}$  is an eigenfunction of  $\mathcal{L}_{qq'}$  belonging to the eigenvalue zero. The solution (5) gives therefore in equation (4)  $\tau_{q'} = \infty$ . This is an unphysical result for a real system. The reason why there is no relaxation of the phonon distribution to a local equilibrium within a finite time is the fact that in the model of only one phonon branch without dispersion only collinear, normal processes are possible. If, for instance, an ultrasonic wave is applied to the system, the phonons of the sound wave can only interact with thermal phonons traveling in the same direction. The latter, however, cannot interact with thermal phonons of other directions so that no local equilibrium can be established. As a consequence, the ultrasonic attenuation  $\alpha$  diverges in this model. The absorption  $\alpha$  is given by the imaginary part of the self-energy

$$\Pi(\mathbf{Q}, \Omega) = 6 \sum_{q'} V(\mathbf{Q}, \mathbf{q}', \bar{\mathbf{q}}') \frac{\delta n_{q'}(\mathbf{Q}, \Omega)}{A(\mathbf{Q}, \Omega)}. \quad (6)$$

Using (5) in equation (2) gives the diverging result

$$\alpha \sim \Omega T^4 \left\{ 1 + \frac{2}{\pi} \frac{\bar{\Gamma}}{\Omega} \ln \left( 1 + \frac{\Omega^2}{\varepsilon^2} \right) \right\}$$

where  $\varepsilon$  is an infinitesimal quantity and  $\bar{\Gamma}$  an average of  $\Gamma_q$ .

Another property of the model is that second sound is not possible since it requires the establishment of a local temperature within the time  $\Omega^{-1}$ .

These results illustrate in a drastic way the fundamental difference between the phonon lifetime  $\tau_p = 1/2 \bar{\Gamma}$ , which is finite and well-behaved in the linear Debye model, and the transport lifetime or phonon distribution relaxation time  $\tau_{\lambda}$ . A small amount of dispersion removes the unphysical property of the model,  $\tau_{\lambda}$  will be finite but in general different from  $\tau_p$ . Both times will be strongly dependent on the amount of dispersion.

These remarks are of particular importance for the transport properties of liquid helium below 0.6 K [3]. The dispersionless model has been used in this connection with success in order to explain the temperature dependence of the ultrasonic attenuation [4], but there are still certain discrepancies between theory and experiment, in particular the absolute value of the attenuation and the frequency dependence of the velocity of sound.

#### References

- [1] R. KLEIN, R. K. WEHNER, *Phys. kondens. Mat.* **10**, 1 (1969).
- [2] R. K. WEHNER, R. KLEIN, *Physica*, to be published.
- [3] R. K. WEHNER, R. KLEIN, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 1372 (1969); J. JÄCKLE, *Z. Phys.* **231**, 362 (1970); H. J. MARIS, W. E. MASSEY, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 220 (1970).
- [4] R. KLEIN, R. K. WEHNER, *Proc. Intern. Conf. Low Temperature Physics, Kyoto, 1970*, to be published.



## Method for the Determination of Conduction Electron-Surface Scattering

by STEPHEN B. SOFFER

(Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne)

In an era of thin film and micro-electronics, it is important to know how conduction electrons scatter at surfaces. This scattering process is still not well understood. The model most generally used to analyze transport data in thin films was proposed by Fuchs [1]. It is based on the boundary condition

$$f(\mathbf{v}, z) = f_0 + f_1(v_z, z_s) = p [f_0 + f_1(-v_z, z_s)] + g(|\mathbf{v}|) \quad (1)$$

for electrons at the surface at  $z_s$ .

Physically this means a fraction  $p$  of the incident electrons is reflected specularly, the remaining ones being diffusely scattered. There are theoretical reasons to believe this description is oversimplified [2, 3]. Under certain conditions, the specularly parameter  $p$  should be replaced by a function of the angle of incidence ( $\theta$ ) of the electron to the surface normal. In models based on the effect of surface roughness on the interference of de Broglie waves, the electrical resistivity can be strongly affected by exact form of the specularly function and the roughness of the surface, especially

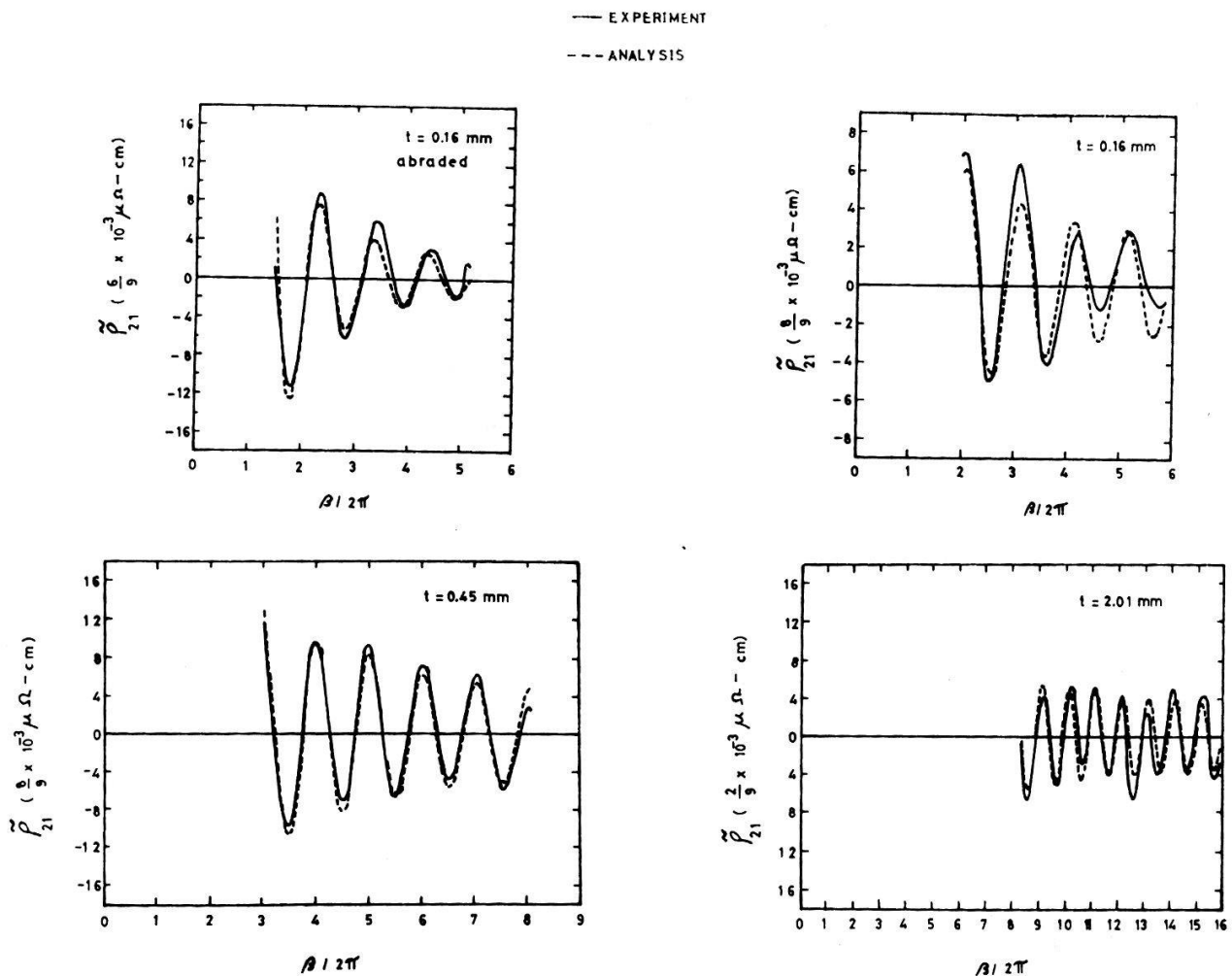


Figure 1

Experimental results for MMO in Cd [5] (solid curves) and analysis by equation (2a) (dashed curves).

for thin samples (see Fig. 3 of Ref. 3). This suggests that one might try to experimentally determine the specularity function by measuring the size effect in the electrical resistivity. However, there are some practical drawbacks to this approach. The size effects depend on the ratio of thickness  $t$  to mean free path  $l$ . If one tries to vary  $t$ , inevitably the surface will be varied.  $l$  can be varied by changing the temperature ( $T$ ). However,  $l(T)$  itself is not that well determined.

We propose an alternative method which requires the use of only one sample and set of surfaces, thus avoiding the problem of non-reproducibility. This is based on the measurement of the magnetomorphic oscillations (MMO) in the galvanomagnetic properties, whose theory was first given by Sondheimer [4]. The resistivity tensor components can be expressed as an expansion in powers of  $B^{-1}$ , where  $B$  is the magnetic field. Existing data has generally been analyzed by the leading term of the expansion. The present work employs two extensions: (1) Higher order terms are included. (2) The constant specularity parameter of Fuchs becomes a function of  $\theta$ . The resultant expressions for the oscillatory Hall resistivity of a compensated metal, where the oscillations come from a part of the Fermi surface obeying the free electron model, take the general form

$$\tilde{\rho}_{21} = a_1 \sin \beta + a_2 \cos \beta / \beta + a_3 \sin \beta / \beta^2 + \dots, \quad (2a)$$

$$a_1 = a_1[p(0)], \quad a_2 = a_2[p(0), p'(0)], \quad a_3 = a_3[p(0), p'(0), p''(0)], \dots, \quad (2b)$$

with the phase parameter  $\beta = t/r_c$  with  $r_c$  the cyclotron radius. (Higher harmonics that also appear theoretically are omitted, but these are not often observed experimentally.)  $p(0)$ ,  $p'(0)$ ,  $p''(0)$ , etc. are the specularity function and its derivatives with respect to  $\theta$  evaluated at the normal direction. Physically these results may be understood as follows. The leading term represents the high field contribution. There, only electrons travelling along the magnetic field and the normal are likely reach the surface without internal scattering. At lower fields electrons at higher angles can also reach the surface. Thus, no derivatives appear in the leading term, but do appear in higher order terms. These can be applied to the determination of  $p(\theta)$  by determining the coefficients  $a_i$  from experimental data, inverting these to find  $p(0)$ ,  $p'(0)$ , etc., and expanding  $p(\theta)$  in the Taylor series

$$p(\theta) = p(0) + p'(0) \theta + p''(0) \theta^2/2 + \dots \quad (3)$$

This method has been applied to existing data in Cd [5] whose third zone lens produces MMO which satisfy the conditions for equation (2). Some of the data and the analysis by an expansion using the three first terms of equation (2a) are shown in Figure 1. The second term is important in explaining the phase and amplitude of the data. The results for  $p(\theta)$  near the normal are shown in Figure 2a. A comparison to a statistical model [3] for the abraded case is given in Figure 2b. For the thicker samples, the slope is of the opposite sign expected for a model based on interference at a rough surface. For the thinner samples the magnitude of the slope is smaller and for the abraded case is of the right sign for interference effects. In this case  $p(\theta)$  is not too far from the slope of the statistical model.

Future work should stress the correlation of  $p(\theta)$  obtained from the data with various methods of surface preparation, e.g., electro-polishing, chemical polishing, abrasion, etc.

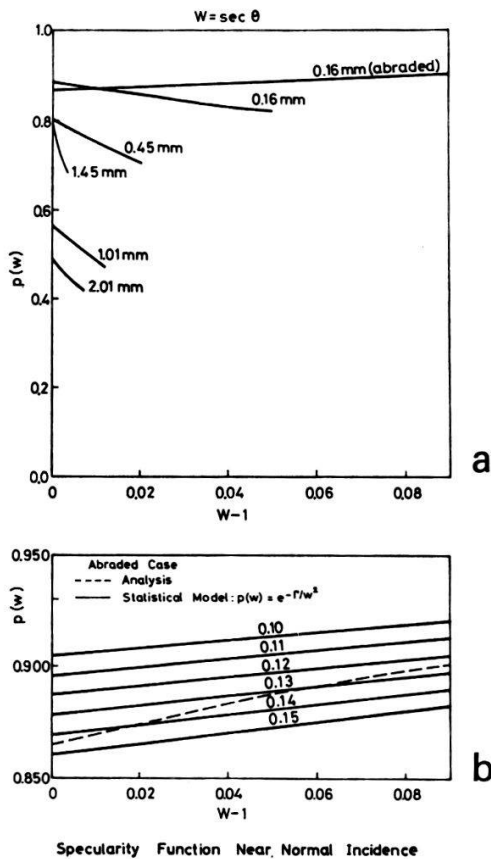


Figure 2  
 (a) The specularity function near normal incidence determined by equation (2b) for Cd. (b) The abraded case (dashed curve) compared to the statistical model (solid curves) for various values of  $I$ .

A more detailed report has been submitted for publication.

The author is grateful to Dr. Mackey for sending him information about his experiments and for supplying us with single crystal samples for further work. The computational work was performed at the Polytechnic Institute of Brooklyn, USA.

#### References

- [1] K. FUCHS, Cambridge Phil. Soc. *34*, 100 (1938).
- [2] R. F. GREENE and R. W. O'DONNELL, Phys. Rev. *147*, 599 (1966).
- [3] S. B. SOFFER, J. appl. Phys. *38*, 1719 (1967).
- [4] E. H. SONDEIMER, Adv. Phys. *1*, 1 (1952).
- [5] H. J. MACKEY, J. R. SYBERT and J. T. FELDER, Phys. Rev. *157*, 578 (1967).

### Electron Correlations at Metallic Densities

by T. SCHNEIDER

(IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon)

We present an extension of the theory of Singwi et al. of the electron liquid. The structure factor, the dielectric functions and the effective potential can be determined in a self-consistent manner, and the compressibility inconsistencies of the earlier theory are removed.

### Simulation de l'effet de «sparkostriction» dans les fils minces par une excitation thermique impulsionnelle

par M. R. E. BICHARA, O. BLECHA, K. JAUCH et D. MAEDER

(Institut de Physique Nucléaire et Corpusculaire de l'Université de Genève)

Des ondes de choc longitudinales produites par des étincelles sur des fils ferromagnétiques ont été étudiées par plusieurs auteurs [1-3]. Ce phénomène s'explique par l'effet bien connu de magnétostriction. Récemment, Kaufmann et al. [4] a obtenu des signaux semblables sur des fils non-ferromagnétiques et cet effet a été appelé «sparkostriction».

Dans le but de différencier les effets électriques des non-électriques, nous avons fait une étude des ondes d'origine purement thermique, excitées par l'absorption de la lumière d'une impulsion géante d'un laser à rubis. Notre montage consistait en deux jeux de fils fins de matériaux différents, soit Vacoflux et Molybdène. Ces fils, de diamètre de 0,05 mm et 0,04 mm, étaient soudés sur une barre de torsion de 2 mm de diamètre, munie d'un système de détection magnétostrictive conventionnel. Les fils étaient montés dans une enceinte étanche avec une fenêtre en Pyrex sur une face, par laquelle nous avons fait passer le faisceau du laser. Ces impulsions avaient une énergie d'environ 5 MW pour une durée d'environ 80 nsec à une cadence de quelque 30 secondes. Le système de focalisation utilisé était tel, qu'environ 1% du faisceau incident était absorbé sur une longueur de 1,5 mm du fil. Nous avons en outre pu varier la puissance du faisceau à l'aide de filtres, de sorte que l'énergie absorbée par les fils pouvait être réglée entre environ  $4 \times 10^{-3}$  et  $4 \times 10^{-6}$  joules (estimations à un facteur 3 près). Sur toute cette gamme d'énergie, des signaux reproductibles ayant une largeur de base de 0,5  $\mu$ sec ont été obtenus. A  $10^{-3}$  joules d'énergie absorbée (Fig. 1), les signaux étaient comparables à ceux produits dans les mêmes fils par des étincelles de 50 Amp appliquées pendant 200 nsec (générateur d'impulsion à 5 kV de tension en circuit ouvert).

Les résultats (Fig. 2) indiquent une proportionnalité du carré de l'amplitude du signal à l'énergie absorbée. D'autre part, on n'observe pas de différence significative entre le Molybdène et le Vacoflux; de même l'influence de la pression du gaz dans l'enceinte est négligeable.

Très approximativement, nous pouvons expliquer ces résultats par des ondes de choc provoquées par le grand changement de la température lors de l'irradiation par le laser. En négligeant la conduction de la chaleur dans le fil, un calcul élémentaire nous

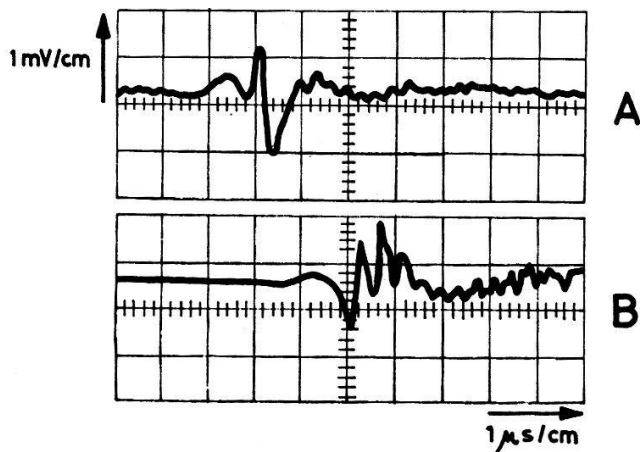


Figure 1  
Oscillogrammes (redessinés) montrant des signaux dus aux étincelles (A) et aux impulsions laser (B) dans un fil en Molybdène (0,04 mm  $\varnothing$ ).

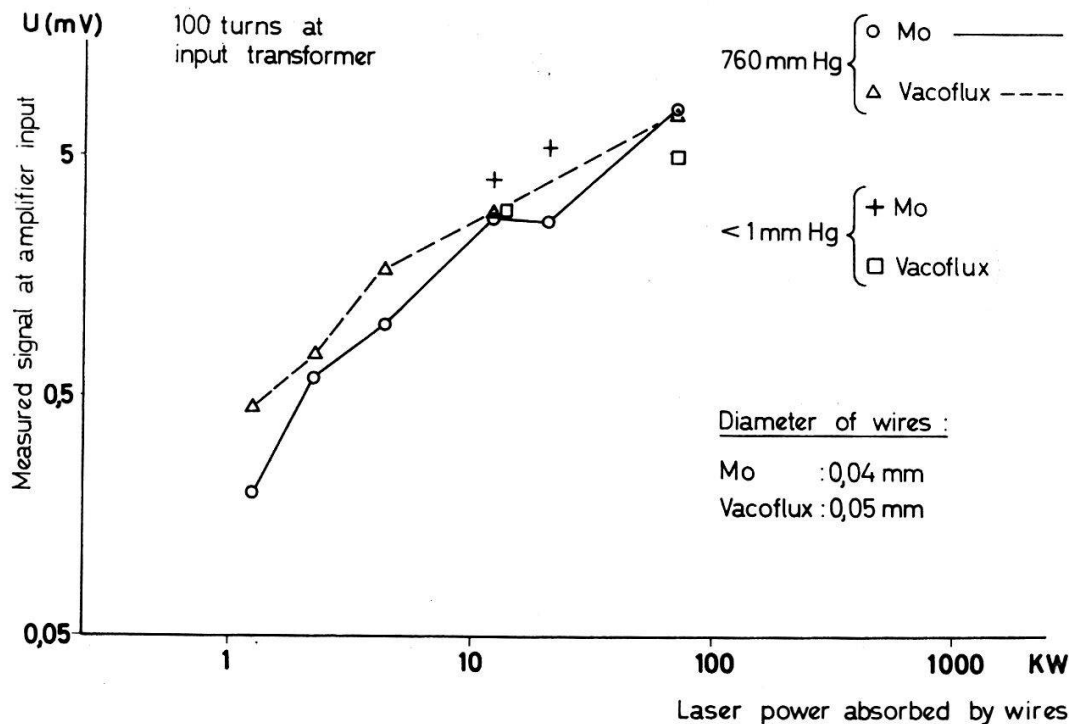


Figure 2

Résultats des mesures de signaux produits par des impulsions laser. Les valeurs en abscisse (puissance absorbée) sont des estimations, en tenant compte des diamètres des fils.

donne la formule suivante pour le changement de la tension mécanique  $p$ , en fonction de la chaleur absorbée,  $Q$ :

$$p = \frac{4Q}{l\pi r^2 c A}$$

où:

- $l$  longueur irradiée,
- $r$  rayon du fil,
- $c$  chaleur spécifique,
- $A$  poids atomique.

Dans les conditions de notre expérience,  $p$  a dû prendre des valeurs suivant cette formule variant entre  $10^6$  et  $10^9$  Newt/m<sup>2</sup>. Ceci peut être comparé directement à la tension élastique d'un fil de Vacoflux en saturation magnétique provoquée par l'excitation dans une bobine mince, et qui serait de l'ordre de  $10^7$  Newt/m<sup>2</sup>. Nous comptons compléter ces résultats préliminaires dans un proche avenir.

Nous tenons à remercier le Professeur Meyer et ses collaborateurs à l'Université de Berne qui ont gracieusement mis un de leurs lasers à notre disposition.

#### Références

- [1] G. GIANNELLI, Nucl. Instr. Meth. 31, 29 (1964).
- [2] D. MAEDER, Arch. Sci. 18, 220 (1965); D. MAEDER, Helv. phys. Acta 38, 343 (1965); D. MAEDER, Proc. of the 1966 Internat. Conf. on Instrumentation for High Energy Physics, Paper 7, Session 1-A, (Stanford) Sept. 1966.
- [3] GIANNELLI et al., Nucl. Instr. Meth. 47, 151 (1967); 52, 345 (1967).
- [4] L. KAUFMANN, V. PEREZ-MENDEZ et JAMES M. PFAB, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-13, 3, 578 (1966).

## Rétrodiffusion du gallium dans le silicium

par Mlle D. CONVERS, MM. J. DUPRAZ, R. MASCOTTO et A. VENEZIA

(S.A. des Ateliers de Sécheron, Genève)

Il est possible d'introduire dans le réseau cristallin d'un semi-conducteur tel que le silicium des impuretés qui en modifient les propriétés électriques (changement de résistivité, production de jonction  $p-n$ ). Nous avons diffusé un élément accepteur Ga dans du silicium de type  $n$  (dotation  $P$ ) de haute résistivité en 2 opérations successives. La première opération consiste en une précipitation de courte durée ( $t_1 = 25, 45$  et 60 minutes) effectuée en ampoule de quartz scellée sous atmosphère d'argon. La deuxième opération consiste en une redistribution pendant un temps considérablement plus long ( $t_2 = 38, 45, 61, 84$  et 92 heures), après éloignement de la source Ga; cette opération s'effectue en tube ouvert dans l'air. Les 2 opérations sont effectuées à la même température ( $\theta_1 = \theta_2 = 1256^\circ\text{C}$ ).

Les équations qui décrivent la distribution des impuretés ainsi diffusées sont en principe bien connues [1, 2].

Les 2 diffusions consécutives sont caractérisées par les produits  $D_1 t_1$  et  $D_2 t_2$  où  $D_1$  et  $D_2$  sont les coefficients de diffusion du gallium dans le silicium (dans notre cas

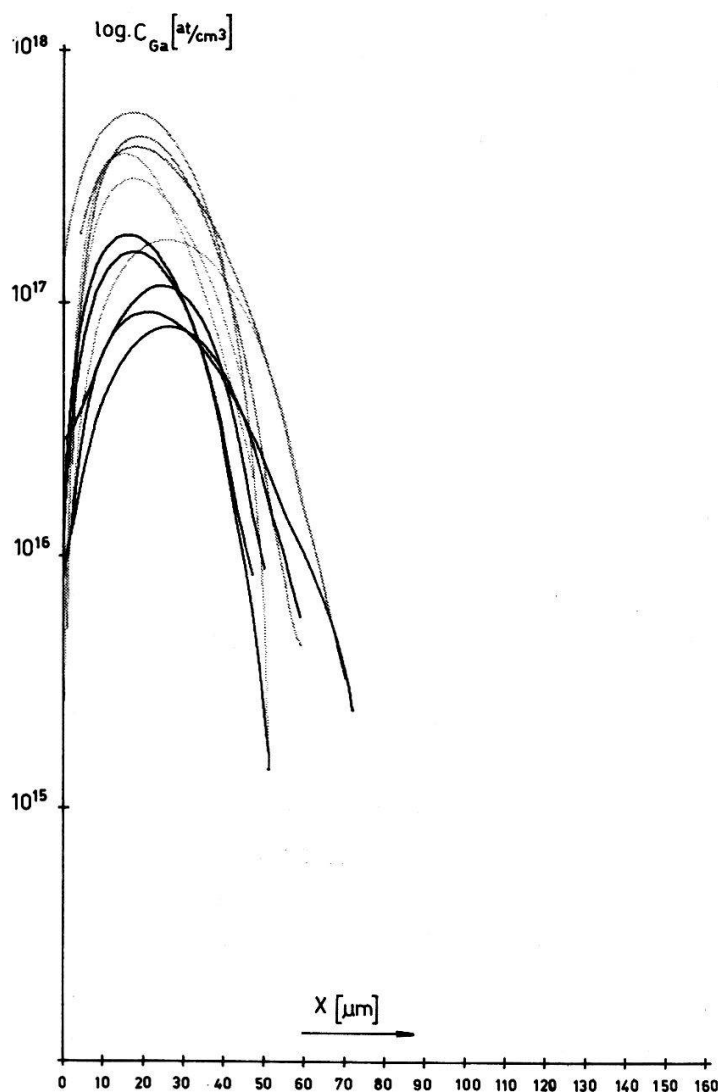


Figure 1  
Sortie au traceur de courbe digital de 11 profils de concentration  $C_{Ga}$  en fonction de la pénétration  $x$  à l'intérieur du silicium.

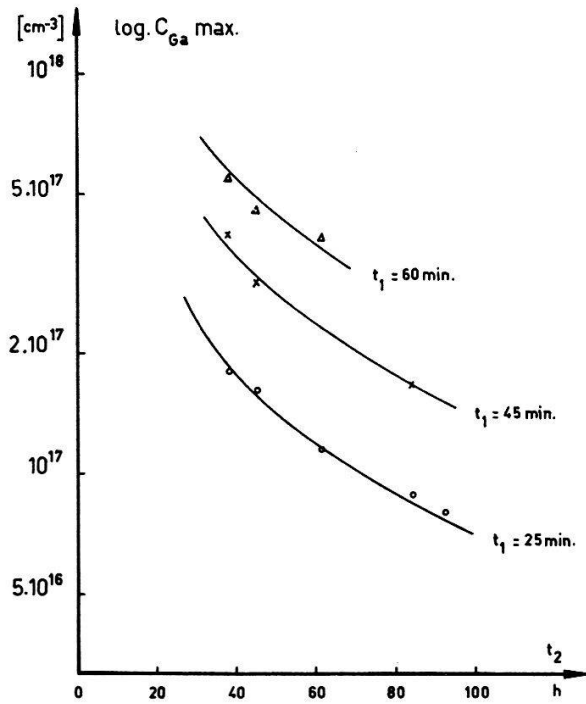


Figure 2

Valeurs du maximum de concentration  $C_{Ga}$  max en fonction du temps de redistribution  $t_2$ , le temps de prédéposition  $t_1$  étant considéré comme paramètre.

$D_1 = D_2 = D_{1256^\circ C}$ ). On fait l'hypothèse que les concentrations en surface sont maintenues constantes avec les valeurs respectives  $C_1$  et  $C_2$ . En admettant encore l'approximation  $C_2 = 0$ , on trouve que la distribution résultante est donnée par la différence de 2 fonctions d'erreur complémentaires.

$$C(x) = C_1 \left[ \operatorname{erfc} u - \operatorname{erfc} \frac{u}{\sqrt{1-\varepsilon}} \right]$$

avec

$$u = \frac{x}{\lambda} \quad \lambda = 2\sqrt{D_1 t_1 + D_2 t_2} \quad \varepsilon = \frac{D_1 t_1}{D_1 t_1 + D_2 t_2} \quad (1)$$

et en développant au premier ordre:

$$C(x) \cong \frac{C_1 \varepsilon}{\sqrt{\pi}} u e^{-n^2} \quad \text{pour } \varepsilon u \ll 1. \quad (2)$$

L'analyse des profils expérimentaux obtenus nous permet de tirer les conclusions suivantes:

1.) Le coefficient de diffusion tiré de nos résultats

$$D_{Ga)_{1256^\circ C}} = 9,0 \pm 2,0 \times 10^{-12} \text{ cm}^2/\text{sec}$$

est compatible avec les valeurs publiées dans la littérature [3, 4].

2.) Il est possible de contrôler la valeur du maximum de concentration en variant le rapport des temps de diffusion  $t_1/t_2$  (Fig. 3). Si l'on désire diminuer la valeur de ce maximum, il est favorable d'abaisser la température de prédéposition.

Nous remercions M. Antonelli pour l'aide apportée à la préparation du dispositif expérimental, Mme Röthlisberger pour les mesures ainsi que M. Noiset pour la programmation des profils de concentration observés.

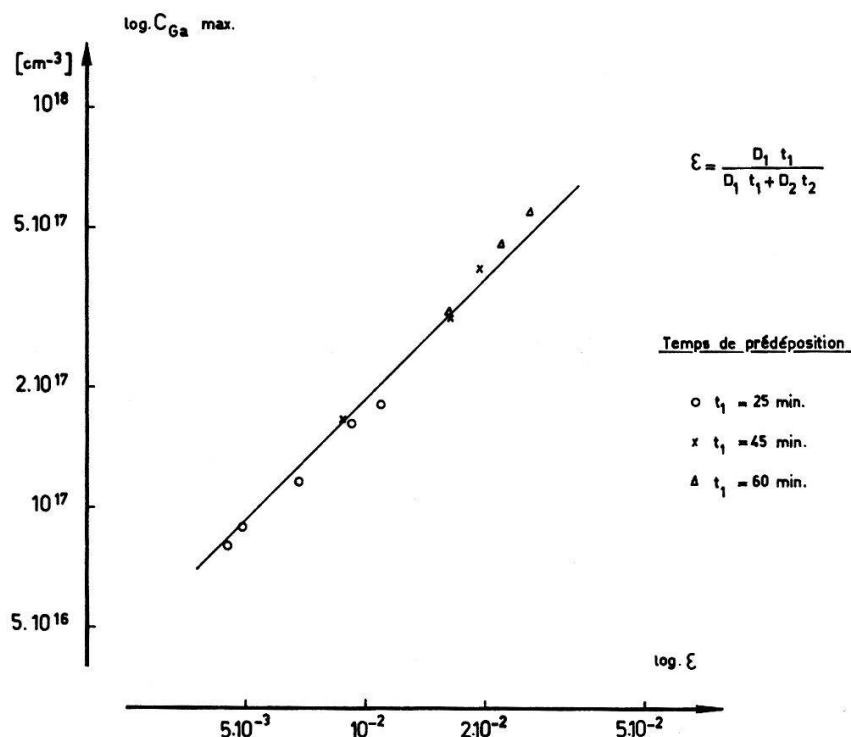


Figure 3  
 Valeurs du maximum de concentration  $C_{Ga} \text{ max}$  en fonction de la variable  $\epsilon$ .

*Littérature*

[1] E. WEISSHAAR et H. KUNZ, *Revue Brown Boveri* 49, 514 (1962).  
 [2] R. C. WACKWITZ, *J. appl. Phys.* 33, 2909 (1962).  
 [3] C. S. FULLER et J. A. DITZENBERGER, *J. appl. Phys.* 27, 544 (1956).  
 [4] A. D. KURTZ et C. L. GRAVEL, *J. appl. Phys.* 29, 1456 (1958).

**Ovshinsky-Effekt im flüssigen Zustand**

von G. BUSCH, H.-J. GÜNTERODT, H. U. KÜNZI und A. SCHWEIGER  
 (Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

In festen, amorphen Halbleitern wurde durch Anlegen eines elektrischen Feldes ein reversibler Anstieg der Leitfähigkeit um einige Zehnerpotenzen beobachtet [1]. Da der physikalische Mechanismus dieser Schalteffekte noch nicht klar verstanden wird und eine gewisse Analogie zwischen dem festen amorphen und flüssigen Zustand bestehen sollte, haben wir diese Schalteffekte auch im flüssigen Zustand untersucht. Es konnte ebenfalls ein schneller und reversibler Übergang zwischen einem nichtleitenden und einem gut leitenden Zustand unter Einfluss eines elektrischen Feldes beobachtet werden. Am besten eigneten sich zweikomponentige flüssige Legierungen von Se, S und Te.

*Literatur*

[1] S. R. OVSHINSKY, *Phys. Rev. Lett.* 21, 1450 (1968).



## Hall-Koeffizienten flüssiger Legierungen mit Übergangsmetallen

von G. BUSCH, H.-J. GÜNTHERODT und H. U. KÜNZI

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Es wurden die Hall-Koeffizienten der flüssigen Legierungen von Mn, Fe, Co und Ni mit Ge gemessen. Die Hall-Koeffizienten dieser flüssigen Ge-Legierungen mit Übergangsmetallen zeigen einen anderen Verlauf als Funktion der Konzentration als die Hall-Koeffizienten von Cu-Ge-Legierungen, für die das Modell freier Elektronen gilt. Für Co- und Ni-Legierungen zeigen die Hall-Koeffizienten mit zunehmender Konzentration der Übergangsmetalle grössere negative Werte als für Cu-Ge-Legierungen. Bei Mn- und Fe-Legierungen findet man für Ge-reiche Legierungen negative Hall-Koeffizienten, die gegen Null streben, das Vorzeichen wechseln und auf der Mn- und Fe-reichen Seite grosse positive Werte annehmen.

## Triplet-Triplet Exciton Annihilation in Tetracene-Doped Anthracene Crystals

by J. FÜNFSCHILLING and I. ZSCHOKKE-GRÄNACHER

(Institute of Applied Physics of the University of Basel, Switzerland)

Transfer and annihilation of triplet excitons in tetracene-doped anthracene crystals has been investigated as a function of tetracene concentration. The intensity-ratio of guest to host fluorescence is measured for excitation of singlet and triplet anthracene states.

### Theory

For the excitation of the anthracene triplet, the concentrations of singlet and triplet excitons are given in the steady state approximation as follows

$$[\dot{S}_A] = 0 = \frac{1}{2} f \gamma [T_A]^2 + x k'_T [T_T] [T_A] - \beta_{SA} [S_A] - k_S [N] [S_A], \quad (1)$$

$$[\dot{T}_A] = 0 = \alpha I - \beta_{TA} [T_A] - \gamma [T_A]^2 - k_T [N] [T_A] - k'_T [T_T] [T_A], \quad (2)$$

$$[\dot{S}_T] = 0 = k_S [N] [S_A] + (1 - x) k'_T [T_T] [T_A] - \beta_{ST} [S_T], \quad (3)$$

$$[\dot{T}_T] = 0 = k_T [N] [T_A] - \beta_{TT} [T_T] - k'_T [T_T] [T_A], \quad (4)$$

with

$[S_A], [T_A]$  anthracene singlet and triplet concentration.

$[S_T], [T_T]$  tetracene singlet and triplet concentration.

$[N]$  tetracene concentration.

$\gamma$  total rate constant for anthracene triplet-triplet annihilation. The fraction  $f$  leads to anthracene singlets.

$k_S, k_T$  singlet and triplet energy transfer constant.

$k'_T$  total rate constant for host-guest triplet annihilation.

$x, (1 - x)$  fraction of host-guest triplet annihilation events which lead to anthracene and tetracene singlet states respectively.

$\beta_{SA}, \beta_{ST}$  monomolecular singlet decay rate constant for anthracene and tetracene respectively.

$\beta_{TA}, \beta_{TT}$  monomolecular triplet decay rate constant for anthracene and tetracene respectively.

$\alpha$  absorption coefficient for the incident red light of intensity  $I$ .

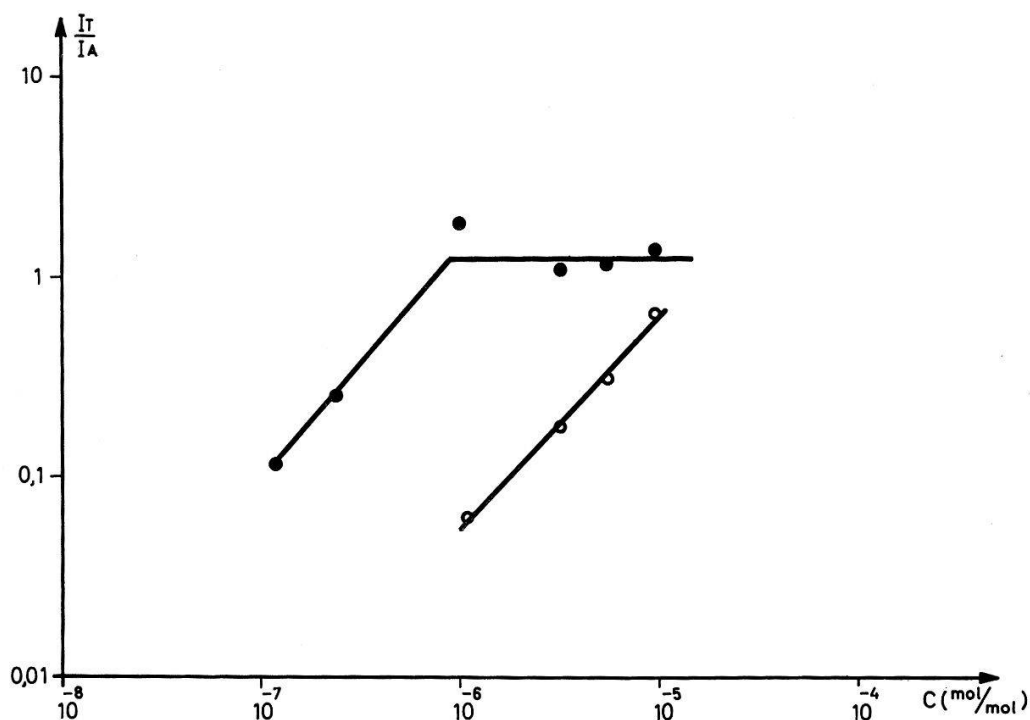
From equation (1), (3) and (4) the following is obtained:

$$\frac{[S_T]}{[S_A]} = \frac{1}{\beta_{ST}} \left( k_S [N] + \frac{\beta_{SA} + k_S [N]}{\beta_{TT} + k'_T [T_A]} \cdot \frac{(1-x) k_T k'_T [N]}{0.5 f \gamma + (x k_T k'_T [N]) / (\beta_{TT} + k'_T [T_A])} \right). \quad (5)$$

For the tetracene concentrations considered here the singlet transfer from host to guest, represented by the first term in equation (5), can be neglected. This holds as long as the intensity ratio of the delayed fluorescence is considerably higher than that of the prompt fluorescence.

With  $k_S [N] \ll \beta_{SA}$ , which is the case [1] for  $[N] < 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  and with  $\beta_{TT} \gg k'_T [T_A]$ , appropriate for low intensity of the exciting light, the concentration dependence of the delayed emission ratio is described by

$$\frac{I_T}{I_A} = \frac{[S_T] \beta_{ST}}{[S_A] \beta_{SA}} = \frac{(1-x) k_T k'_T [N]}{0.5 f \gamma \beta_{TT} + x k_T k'_T [N]}. \quad (6)$$



Fluorescence ratio  $I_T/I_A$  as a function of the relative tetracene concentration  $C$ . ● delayed fluorescence (triplet energy transfer); ○ prompt fluorescence (singlet energy transfer);  $C = 10^{-6} \text{ mol/mol} \cong [N] = 4.2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ .

At low tetracene concentrations where  $0.5 \beta_{TT} f \gamma \gg x k_T k'_T [N]$  equation (6) reduces to

$$\frac{I_T}{I_A} = \frac{2(1-x) k_T k'_T}{f \gamma \beta_{TT}} [N]. \quad (7)$$

On the other hand, at higher doping levels, where  $0.5 \beta_{TT} f \gamma \ll x k_T k'_T [N]$  equation (6) yields

$$\frac{I_T}{I_A} = \frac{1-x}{x} \quad (8)$$

which is independent of the tetracene concentration.

### Experimental

The crystals used in the experiments were grown from the melt by the Bridgman method. In order to determine the added amount of tetracene, a small piece of each crystal was dissolved in benzene. From the fluorescence of the solution it was possible to measure the tetracene below 1 ppm with an accuracy of about 20%.

All samples selected for study were cleaved along the *ab*-plane. For excitation of the crystals, wavelength and intensity of the light from a 900 W Xenon lamp were controlled by filters and focused on the surface of the crystal. The fluorescence emitted perpendicular to the direction of the incident light was measured at  $\lambda = 4450 \text{ \AA}$  and  $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ , the wavelengths characteristic for anthracene and tetracene respectively. In order to minimise the straylight, a set of three interference filters was necessary at each observed wavelength. Since the tail of the anthracene fluorescence extends into the spectrum of tetracene, the intensity measured at  $\lambda = 5000 \text{ \AA}$  had to be corrected accordingly.

### Results

In the Figure the ratio  $I_T/I_A$  for delayed and prompt fluorescence is plotted as a function of tetracene concentration. It is obvious, that for the doping levels considered in the Figure annihilation of free anthracene triplets with trapped tetracene triplets dominates over the singlet transfer process. The delayed fluorescence, that is the upper curve, increases linearly with  $[N]$  for concentrations smaller than  $[N_0] = 3.8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Above this limit,  $I_T/I_A$  is independent of the guest concentration and equals 1.3.

Insertion of this value into equation (8) yields  $x = 0.4$ . Together with  $[N_0]$ , at which concentration the transition from equation (7) to equation (8) occurs, the lifetime  $(\beta_{TT})^{-1}$  of the triplet excitons trapped at tetracene can be estimated:

$$\frac{\gamma}{k'_T} \beta_{TT} \approx 90 \text{ sec}^{-1}.$$

With  $f \approx 0.4$  from Ref. [2] and  $k_T \approx 1.2 \times 10^{-14} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  (from anthracene triplet lifetime measurements, this value is in accordance with experiments of other authors [3]).

The assumption of equal annihilation rates for equivalent and unequivalent triplets [4],  $\gamma \approx k'_T$ , yields a lifetime  $(\beta_{TT})^{-1}$  of the order of 10 ms.

From our experiments it can be concluded, that the host-guest triplet-triplet exciton annihilation in tetracene doped anthracene crystals is satisfactorily described by equation (6). Furthermore it is shown, that in this system the annihilation of free anthracene triplets with trapped tetracene triplets is very effective and yields about 40% anthracene ( $x = 0.4$ ) and 60% tetracene singlets at room temperature.

This work has been supported by the Schweizerischer Nationalfonds.

### References

- [1] K. W. BENZ, H. C. WOLF, Z. Naturforschg. 19a, 177 (1964).
- [2] R. P. GROFF et al., Chem. Phys. Lett. 5, 168 (1970).
- [3] H. BAESSLER et al., J. Chem. Phys. 53, 370 (1970).
- [4] R. P. GROFF et al., Phys. Rev. Lett. 25, 105 (1970).