**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta

**Band:** 37 (1964)

**Heft:** III

**Vereinsnachrichten:** Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Bern, am 24. und 25. April 1964

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

**Nutzungsbedingungen**

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

**Conditions d'utilisation**

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

**Terms of use**

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

**Download PDF:** 16.07.2025

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

© 1964 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft
Société Suisse de Physique – Società Fisica Svizzera
Nachdruck verboten – Tous droits réservés – Printed in Switzerland

# Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Bern, am 24. und 25. April 1964

Präsident: Prof. Dr. J. P. BLASER (Zürich)
Vizepräsident: Prof. Dr. O. HUBER (Fribourg)
Sekretäre: Prof. Dr. J. ACKERET (Zürich), Prof. Dr. F. HEINRICH (Zürich)

## Allgemeiner Teil

### 1. *Jahresbericht des Vorstandes*

Der Vorstand der Gesellschaft hat sich während des Berichtsjahres vorwiegend um die Herausgabe von Kurzfassungen der wissenschaftlichen Mitteilungen vor den entsprechenden Tagungen sowie um eine rasche und der finanziellen Lage der HPA bzw. ZAMP angepasste Publikation der Tagungsberichte bemüht. Der seit der Herbsttagung 1963 in Sion eingeschlagene Weg scheint sich zu bewähren.

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

Als ordentliche Mitglieder wurden aufgenommen: Fräulein I. MERK (Würenlingen) und die Herren S. AEGERTER (Bern), K. BACHMANN (Zürich), Y. BAER (Wallisellen), W. BENOIT (Lausanne), T. BINKERT (Bern), H. P. BRÄNDLI (Bern), J. BREBNER (Genf), R. CALABY (Zürich), H. DEBRUNNER (Bern), B. DERIGHETTI (Zürich), P. EBERHARDT (Bern), A. EHRLICH (Lausanne), D. ELLGEHAUSEN (Basel), P. EXTERMANN (Basel), E. FATUZZO (Zürich), X. FINK (Burgdorf), H. FÜRST (Zürich), A. GAUTSCHI (Genf), J. GEISS (Bern), D. GREENAWAY (Zürich), J. GUTMANN (Basel), W. HEER (Brugg), K. HEPP (Zürich), B. HIRT (Bern), J. HOFMANN (Fribourg), M. HUBER (Basel), H. KLEINKNECHT (Zürich), F. LEVY (Zürich), K. LIEDEMANN (Riehen), J. T. MARTI (Winterthur), J. F. RENEVEY (Genève), B. RÜEGGER (Würenlingen), E. RUTGERS (Lausanne), E. SCHANDA (Bern), T. SCHNEIDER (Basel), P. SCHWOB (Zürich), E. STOLL (Würenlingen), J. STROUMZH (Lausanne), W. STUTIUS (Zürich), J. P. VUILLER (Lausanne), F. WALDNER (Zürich), H. R. ZELLER (Zürich).

Damit zählt die SPG zurzeit 662 Mitglieder.

Die Versammlung ehrte das Andenken der im Berichtsjahr verstorbenen Herren Prof. Dr. KLAUS CLUSIUS und Prof. Dr. WERNER KUHN.

### Prof. Dr. KLAUS CLUSIUS

Am 28. Mai 1963 verschied, für seine Freunde und Kollegen völlig unerwartet, KLAUS CLUSIUS, bald nach seinem 60. Geburtstag. CLUSIUS war Schüler von EUCKEN und arbeitete als Rockefeller fellow nach seiner Promotion kurze Zeit unter Hinshelwood (Oxford) und Kamerlingh Onnes (Leiden). Schon in Leiden entstand eine grundlegende Arbeit, die Entdeckung des $\Lambda$-Punktes des flüssigen Heliums. Im Alter von 31 Jahren erhielt er den ersten Ruf als Extraordinarius nach Würzburg, bald darauf wurde er als Ordinarius nach München berufen. Dort gelang ihm die wohl wichtigste Leistung seines Lebens, die Erfindung des Trennrohrs zur Isotopentrennung. Die Darstellung von reinen Isotopen und die Untersuchung ihrer Eigenschaften sollte dann den Hauptteil seiner reichen Lebensarbeit erfüllen. Seit 1947 war CLUSIUS an der Universität Zürich tätig. Die Schweizerische Physikalische Gesellschaft wird den grossen Forscher in ehrendem Andenken behalten. W. HEITLER

### Prof. Dr. WERNER KUHN

Am 27. August ist Prof. WERNER KUHN in Basel gestorben. Geboren 1899 in Maur (Kt. Zürich) studierte er in Zürich an der ETH und bei Prof. Henri an der Universität. 1924 ging er an das Bohr'sche Institut in Kopenhagen. Dort entstand seine berühmte Arbeit «Über die Gesamtstärke der von einem Zustand ausgehenden Absorptionslinien». Die hier von ihm ausgesprochene «Summenregel» war eines der Gesetze, die zur Quantenmechanik führten. Die Arbeit ist aber nur eine unter vielen anderen, die sich alle mit optischen Eigenschaften der Materie befassen. Unter diesen sind diejenigen über die optische Aktivität besonders eindrucksvoll. Indem KUHN die Theorie dieser Erscheinung modellmässig vertiefte, gelang es ihm erstmals, die absolute Konfiguration aktiver Moleküle zu bestimmen. Seit 1930 folgten sodann zahlreiche Arbeiten über Makromoleküle, die u.a. zu einer Erklärung der Gummielastizität führten. Auch die originellen Studien über die Muskelkontraktion gehören in diesen Problemkreis. Seit 1942 beschäftigte sich KUHN mit der Theorie der Destillation. Dies ermöglichte ihm, ein technisch erfolgreiches Verfahren zur Isotopentrennung zu entwickeln. Und indem er seine Einsichten über Trennvorgänge auf physiologische Vorgänge anwendete, glückte es ihm vor allem, die Funktion der Nieren zu erklären (1951).

Schon diese wenigen Angaben zeigen, dass W. KUHN's Lebenswerk unglaublich reich und vielseitig ist. Alle seine Arbeiten sind meisterhaft durch die Einfachheit der experimentellen und theoretischen Mittel. Sie führten ihn zu tiefen Einsichten, die er auf den verschiedensten Gebieten fruchtbar zu machen verstand.

Der Tod dieses aussergewöhnlichen Gelehrten ist für uns alle ein grosser Verlust.

Prof. Dr. M. FIERZ

2. *Jahresabrechnung:* Rechnungsabschluss am 25. März 1964

*Einnahmen*

| | | |
|---|---|---|
| Mitgliederbeiträge . . . . . | Fr. | 6 910.57 |
| Beitrag CIBA für HPA . . . . . | Fr. | 3 500.— |
| Beitrag SANDOZ für HPA . . . . . | Fr. | 1 000.— |

| | | |
|---|---|---|
| Autorenbeiträge für die Tagungsberichte | Fr. | 4 584.— |
| Nettozinsen des Bankguthabens | Fr. | 86.95 |
| | Fr. | 16 081.52 |

*Ausgaben*

| | | |
|---|---|---|
| Druckkosten HPA und ZAMP | Fr. | 7 098.15 |
| Zirkulare, Bulletins, Versandkosten | Fr. | 3 141.30 |
| Diverses (Reisespesen für Komiteesitzungen, Porti, Büromaterial etc.) | Fr. | 1 156.12 |
| Reisespesen für Herbsttagung 1962 und Frühjahrstagung 1963 | Fr. | 1 447.15 |
| Mitgliederbeitrag Schweiz. Vereinigung für Atomenergie | Fr. | 100.— |
| Überweisung des Beitrages CIBA an HPA | Fr. | 3 500.— |
| | Fr. | 16 442.72 |

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| Einnahmen | Fr. | 16 081.52 | Vermögen am 30. 4. 63 | Fr. | 5 613.24 |
| Ausgaben | Fr. | 16 442.72 | Minussaldo | Fr. | 361.20 |
| Minussaldo | Fr. | 361.20 | Vermögen am 25. 4. 64 | Fr. | 5 252.04 |

Das Vermögen der Gesellschaft befindet sich

| | | |
|---|---|---|
| auf Postscheckkonto Zürich | Fr. | 1 194.64 |
| auf Zürcher Kantonalbank | Fr. | 4 057.40 |
| | Fr. | 5 252.04 |

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

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

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

Le volume 36 de l'année 1963 comporte 8 fascicules dont un en hommage à W. HEITLER; en tout 1104 pages dont 54 pour les comptes-rendus de la Société Suisse de Physique. La norme de 840 pages est donc dépassée considérablement, d'où des frais de l'ordre de quinze mille francs à la charge de la Caisse des HPA. Grâce aux subventions de l'Industrie accordées au cours de 1963, la situation a été maîtrisée, mais à la limite de ses ressources, le Comité de rédaction se voit obligé d'annoncer que, pour pourvoir aux besoins ultérieurs, il a été décidé d'exiger dès avril 1964 des taxes de publication analogues à celles que doivent payer les auteurs à d'autres revues à l'étranger. Un article nouveau du réglement de rédaction a été adopté à cet effet et ratifié par le Comité de la Société. Dans la règle, le Rédacteur enverra les factures de ces taxes aux Instituts auxquels sont attachés les auteurs des articles.

Auf Antrag von Herrn Prof. K. P. MEYER, Bern, fordert die Versammlung das Redaktionskomitee auf, dafür zu sorgen, dass alle eingehenden und vom Redaktor für geeignet befundenen Arbeiten unverzüglich publiziert werden können.

4. Die *Publikationsordnung* für die Tagungsberichte der SPG wird durch den folgenden Zusatz ergänzt: Auf besonderen Wunsch können im Tagungsbericht (HPA/ZAMP) anstelle einer Mitteilung nur die Namen der Autoren, der Titel des Referates und eventuell ein kurzer Hinweis auf eine spätere ausführliche Publikation erscheinen. Für diese Angaben wird kein Druckkostenbeitrag erhoben.

5. *Wahlen*

Der Vorstand hat den Rücktritt von Herrn Prof. J. ACKERET unter Verdankung seiner aktiven Mitarbeit an der Entwicklung der Gesellschaft entgegengenommen. Herr Prof. ACKERET bekleidete seit Frühjahr 1957 das Amt eines zweiten Sekretärs der SPG und hat sich insbesondere für die Interessen der angewandten Physik verwendet.

Auf Antrag des Vorstandes wird von der Versammlung Herr Prof. E. BALDINGER als Nachfolger gewählt.

6. Die *Herbsttagung 1964* findet im Rahmen der 144. Jahresversammlung der Schweiz. Naturforschenden Gesellschaft am 9., 10. und 11. Oktober in Zürich statt. Die Sitzungen der Sektion Physik werden am 10. Oktober in den Räumen des Physikalischen Institutes der Universität Zürich abgehalten.

7. Herr Prof. P. HUBER (Basel), Präsident des Schweiz. Komitees für Physik, erstattet einen kurzen Bericht über die Aktivität dieses Komitees im Jahre 1963.

8. Der Vorstand der SPG wird auf Antrag von Herrn Prof. W. F. BERG (Zürich) das Patronat bei einem im September 1965 in Zürich stattfindenden «Congress on highspeed photography» übernehmen.

9. Am Samstag, den 25. April wurden die folgenden Hauptvorträge gehalten:
Prof. Dr. A. P. SPEISER, Direktor des IBM-Forschungslaboratoriums in Rüschlikon:
«Die neuen digitalen Schaltungen im Nanosekundengebiet»
Prof. Dr. L. NÉEL, Directeur du C.E.N.G. et professeur à la Faculté des sciences de Grenoble:
«Application des réacteurs nucléaires à quelques problèmes de physique du métal».

## Wissenschaftlicher Teil

Zwölf Beiträge aus dem Gebiet der angewandten Physik erscheinen in der «Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik» (ZAMP) *15*, 314 (1964).

# Allgemeine und angewandte Physik

## Relaxation time in polar/non-polar mixtures

by P. R. Mason
(Laboratories RCA Ltd., Zurich)

Measurements of the macroscopic dielectric relaxation time $T_0$ as a function of concentration have been performed on mixtures of nitrobenzene-benzene and nitrobenzene-hexane, with the purpose of investigating the relationship of $T_0$ to the microscopic relaxation time $\tau$. Several formulae due to different authors have been applied to the results to deduce $\tau$ as a function of molar concentration $c$. In both mixtures the Powles-Glarum formula yields a linear dependence of $\tau$ on $c$ from very low concentrations to 100% nitrobenzene. None of the other formulae give such a result in both liquids. If it is believed that the $\tau - c$ dependence should be linear (see Hill, Proc. Phys. Soc. *67*, 149 (1954) for an approximate treatment) then it is tempting to conclude that these results confirm experimentally the Powles-Glarum formula, which predicts that $T_0$ is moderately greater than $\tau$ ($\tau \leqslant T_0 \leqslant 3/2\,\tau$).

## $H^3$-Messungen an Grönlandeis

von A. Renaud, E. Schumacher, C. Lindt-Mühlemann, H. Oeschger
(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Bei Messungen des $H^3$-Gehaltes in Grönlandeis wurden unerwartet hohe Schwankungen festgestellt. Es wird versucht, diese als Folge des Einflusses der Sonnenaktivität auf die $H^3$-Produktion zu interpretieren.

## Krypton$^{81}$ in der Atmosphäre

von F. G. Houtermans, S. Aegerter, H. Oeschger, Rama
(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Analog zur Reaktion $N^{14} \xrightarrow{n,p} C^{14}$ findet in der Atmosphäre die Reaktion $Kr^{80} \xrightarrow{n,\gamma} Kr^{81}$ statt. Die spezifische Aktivität wurde zu $1{,}3 \cdot 10^{-2}$ dpm/l Kr abgeschätzt.

In atmosphärischem Krypton aus dem Jahre 1940 wurde eine Aktivität von $0{,}7 \cdot 10^{-2} \pm 0{,}7 \cdot 10^{-2}$ dpm/l Kr gemessen.

Nebenbei gestattet das Ergebnis die Abschätzung einer unteren Grenze für die Lebensdauer des Elektrons zu $1{,}4 \cdot 10^{19}$ a = Jahre.

## $Al^{26}$-Messungen an Steinmeteoriten

von B. Alder, F. G. Houtermans, H. Oeschger
(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Wird demnächst publiziert.

## Edelgasisotope und Strahlungsalter von Aubriten

von P. Eberhardt und J. Geiss
(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Die von der kosmischen Strahlung in situ erzeugten Spallationsisotope $He^3$, $Ne^{21}$ und $Ar^{38}$ wurden in allen neun bekannten Aubriten, einer eisenarmen Gruppe von Steinmeteoriten, bestimmt. Die hieraus berechneten Strahlungsalter liegen im Mittel um einen Faktor drei höher als die der anderen Steinmeteorite. Die Bedeutung dieses Befundes in Bezug auf die Herkunft dieser Meteoritenklasse wird diskutiert, insbesondere auch im Zusammenhang mit der kürzlich von Kopal und Rackham beobachteten Lumineszenz der Mondoberfläche.

## Uredelgase und deren Isotopenzusammensetzung in Meteoriten

von P. Eberhardt, J. Geiss und N. Grögler
(Physikalisches Institut der Universität Bern)

In der Literatur sind sechs Meteorite bekannt, die grosse Mengen von Helium und Neon enthalten, das nicht durch den radioaktiven Zerfall oder durch die hochenergetische kosmische Strahlung im Meteoriten erzeugt worden ist. Wir haben fünf weitere Meteorite mit hohem Gehalt an leichten Uredelgasen gefunden. Die Helium- und Neonisotopenverhältnisse unterscheiden sich von denen der Erdatmosphäre. Es konnte gezeigt werden, dass der Uredelgasgehalt mit abnehmender Korngrösse zunimmt. Dies deutet auf einen Oberflächeneffekt hin. Die Frage der Herkunft der Uredelgase wird diskutiert, insbesondere ein möglicher Zusammenhang mit dem «solar wind».

## Zum Alter und Ursprung der Meteorite

von Edward Anders
(Physikalisches Institut der Universität Bern und University of Chicago)

Die von P. Eberhardt und J. Geiss entdeckten systematischen Unterschiede in den U-He und Strahlungsaltern der Bronzit- und Hypersthen-Chondrite sind noch wesentlich schärfer als ursprünglich angenommen. Die Hypersthen-Chondrite scheinen einem einzigen Mutterkörper zu entstammen, der vor ca. 400 Millionen Jahren einen sehr heftigen Zusammenstoss erlitt. Bei diesem Körper scheint es sich um einen der Asteroiden der Mars-Gruppe zu handeln.

## Die Isotopenzusammensetzung von natürlichem Calcium

von BERNHARD HIRT*) und SAMUEL EPSTEIN
(Department of the Geological Sciences, California Institute of Technology)

Die Isotopenhäufigkeit einer Anzahl natürlicher Calciumproben wurde mit einem Massenspektrometer gemessen. Die maximale Variation des Verhältnisses $Ca^{48}/Ca^{40}$ war 1,3% und überstieg die Messfehler nicht. Die Isotopenfraktionierung während der Analyse konnte durch Beigabe eines in den Isotopen 43 und 46 angereicherten Calcium kontrolliert werden. Die relativen Häufigkeiten sämtlicher Calcium-isotope wurden genau bestimmt. Calciumproben aus den Meteoriten Bruderheim (Chondrit) und Nuevo Laredo (Achondrit) unterscheiden sich in der Isotopenzusammensetzung nicht von irdischen Proben.

---

*) Gegenwärtige Adresse: Physikalisches Institut Bern.

## Die Einstellung und Bestimmung der Gleichgewichtskonzentrationen der allotropen Modifikationen der Wasserstoffisotope

von R. FRAUENFELDER und F. HEINRICH
(Laboratorium für Kernphysik der ETH)

Mit dem Ziel, im Falle des Tritiums das thermodynamische Gleichgewicht im Sinne der Dennisonschen Theorie[1]) über ein breites Temperaturgebiet zu prüfen und Effekte der bevorzugten Adsorption von *o*-$H_2$ bzw. *p*-$D_2$ zu studieren, wurde eine Apparatur entwickelt, die folgenden Bedürfnissen genügt. Alle Messungen können mit einer einzigen Gasprobe von 100 $cm^3$ NTP durchgeführt werden. Die Einstellung des Gleichgewichtes erfolgt an einem Katalysator, dessen Adsorptionsisothermen mit der gleichen Apparatur aufgenommen werden können. Die Katalysatortemperatur kann in einem Heliumkryostaten in den Grenzen 4° K bis 300° K mit einer Genauigkeit von $\pm$ 0,02° K eingestellt werden. Zur Überwachung der Temperatur dient ein Gasthermometer. Die Konzentrationsmessung erfolgt durch eine präzise Relativmessung der Wärmeleitfähigkeit in einer Schleiermacherzelle, die mit einem Halbleiterelement (Siemens Heissleiter K23) ausgerüstet ist. Der hohe Temperaturkoeffizient von 14%/° K im Arbeitspunkt (102° K; 250 Volt; 0,6 mA; Wandtemperatur 77° K) erlaubt es, mühelos relative Unterschiede in der Wärmeleitfähigkeit von 0,01% in reproduzierbarer Weise festzustellen. Die zugehörige Hochspannungsbrücke ist stromstabilisiert. Die Eichung erfolgt mit Hilfe künstlicher Mixturen aus dem Normalgemisch und der Gleichgewichtsmischung bei 20° K. Vorbereitende Messungen mit $H_2$ und $D_2$ über unerwünschte *o*-*p*-Konversion in der Apparatur und über Isotopenaustausch mit wasserstoffhaltigen apparativen Komponenten zeigen, dass Störeffekte dieser Art nicht auftreten.

*Literatur*

[1]) D. M. DENNISON, Proc. Roy. Soc. A *115*, 483–486 (1927).

## Die Einstellung des Ortho-Para-Gleichgewichtes von $H_2$ und $D_2$ an $CeO_2$

von R. FRAUENFELDER und F. HEINRICH
(Laboratorium für Kernphysik der ETH)

Im Hinblick auf geplante Konzentrationsmessungen an Tritium und zur Prüfung der dazu entwickelten Apparatur und Messmethode[1]) wurden die Gleichgewichtskonzentrationen der allotropen Modifikationen von $H_2$ und $D_2$ im Temperaturintervall zwischen 20° K und 250° K gemessen. Sorgfältige Messungen über das Mischungsverhältnis im thermodynamischen Gleichgewicht in einem **breiten** Temperaturgebiet wurden bisher noch nicht unternommen. Da es gelingt, bei 20° K an Aktivkohle nahezu reinen $p$-$H_2$ bzw. $o$-$D_2$ herzustellen, deren Rotationswärmen in älteren Messungen auch geprüft wurden, nahm man gemeinhin an, dass sich auch bei höheren Temperaturen ein Gleichgewicht im Sinne der Dennisonschen Theorie[2]) für das freie Gas einstellt. Erst 1954 konnte SANDLER[3]) zeigen, dass sich bei Verwendung von Aktivkohle und $TiO_2$ bei 90° K in der physikalisch adsorbierten Phase ein Mischungsverhältnis $\gamma_{ads.}$ einstellt, das merklich von dem nach Dennison berechneten Wert $\gamma_{Gas}$ abweicht. 1958 stellten CUNNINGHAM und JOHNSTON[4]) an $Al_2O_3$ den gleichen, aber wesentlich ausgeprägteren Effekt fest. In beiden Fällen erfolgt eine bevorzugte Adsorption von $p$-$H_2$ bzw. $o$-$D_2$.

Zur Erklärung dieses Verhaltens gehen verschiedene Autoren von der Annahme einer Behinderung der Molekülrotation in der adsorbierten Phase aus. Auf Grund dieser Vorstellungen ist zu erwarten, dass an Adsorbentien mit kleiner Adsorptionswärme für die Wasserstoffisotope keine oder nur eine geringfügig behinderte Adsorption einer der allotropen Modifikationen auftritt. Im folgenden wird gezeigt, dass bei der Wahl von $CeO_2$ als Katalysator die im Rahmen unserer Messungen **unerwünschten** Separationseffekte weitgehend vermieden werden können; zudem hat $CeO_2$ eine experimentell bequeme $o$-$p$-Konversionshalbwertszeit von ungefähr 2 Minuten.

Die bei den vorliegenden Messungen verwendete Probe von 7,7 g $CeO_2$ technischer Reinheit wurde zunächst bei 120° C und 0,01 Torr während 6 Stunden entgast. Bei dieser Behandlung bleiben die aktivsten Adsorptionszentren (mit hoher Adsorptionswärme) durch **chemisch** adsorbierte Gase blockiert. Nach dem Ausheizvorgang enthielt das $CeO_2$ – aus seiner gelben Farbe zu schliessen – noch Kristallwasser.

Die **Adsorptionsisothermen** des so behandelten Katalysators wurden für $H_2$, $D_2$ und $N_2$ aufgenommen. Für $H_2$ und $D_2$ im Intervall $15° < T < 30°$ K und für $N_2$ bei 77° K sind die gemessenen Isothermen vom Typus II im Sinne der BET-Theorie[6]); sie fügen sich gut in das Bild der multimolekularen Adsorption ein und sind charakteristisch für Adsorbentien, deren Poren gross im Vergleich zur Ausdehnung der adsorbierten Moleküle sind. Im Temperaturbereich zwischen 30° K und 60° K sind für $H_2$ und $D_2$ die Isothermen vom Langmuirtypus. Für grössere Temperaturen als 60° K ist die Adsorption von $H_2$ und $D_2$ gering. Die spezifische Oberfläche des Katalysators beträgt 25 $m^2/g$.

Die isotherme Desorption der Gleichgewichtsmischungen erfolgte bei Oberflächenbedeckungen $\theta$ im Intervall $1{,}1 > \theta > 0{,}9$ für Temperaturen zwischen 20° und 30° K und bei $0{,}6 > \theta > 0{,}2$ für $30 < T < 60°$ K. In diesem Gebiet ist die spezifische,

differentielle isosterische Adsorptionswärme von Gleichgewichts-Wasserstoff und -Deuterium nur schwach von $\theta$ und $T$ abhängig; sie beträgt im Mittel 400 cal/Mol.

Tabelle I

Berechnete Gleichgewichtskonzentrationen $\gamma_{Gas}$ des freien Gases und gemessene Gleichgewichtskonzentrationen $\gamma_{ads.}$ der adsorbierten Phase als Funktion der Gleichgewichtstemperatur $T$

| $H_2$ | | | | | | $D_2$ | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $T$ °K | $\gamma_{Gas}$ % $p$-$H_2$ | $\gamma_{Gas}-\gamma_{ads.}$ % $p$-$H_2$ | $T$ °K | $\gamma_{Gas}$ % $p$-$H_2$ | $\gamma_{Gas}-\gamma_{ads.}$ % $p$-$H_2$ | $T$ °K | $\gamma_{Gas}$ % $o$-$D_2$ | $\gamma_{Gas}-\gamma_{ads.}$ % $o$-$D_2$ |
| 23,93 | 99,3 | −0,7 | 69,86 | 56,1 | +0,8 | 21,87 | 97,1 | −0,1 |
| 24,87 | 99,1 | +0,1 | 70,90 | 55,3 | +1,2 | 24,85 | 95,5 | −0,3 |
| 27,78 | 98,2 | +0,2 | 76,87 | 50,8 | +1,6 | 28,02 | 93,5 | +0,1 |
| 31,90 | 95,9 | −1,1 | 76,87 | 50,8 | +1,1 | 30,96 | 91,5 | 0,0 |
| 34,89 | 93,6 | −0,3 | 76,99 | 50,7 | +1,2 | 35,00 | 88,6 | +0,2 |
| 35,97 | 92,7 | −0,8 | 85,34 | 45,3 | +0,9 | 39,75 | 85,4 | 0,0 |
| 40,55 | 88,0 | −0,4 | 95,57 | 40,4 | +1,0 | 42,87 | 83,4 | +0,4 |
| 40,82 | 87,8 | −0,8 | 107,1 | 36,2 | +0,2 | 51,95 | 78,3 | +0,4 |
| 44,95 | 83,0 | −0,6 | 116,5 | 33,8 | +0,8 | 54,97 | 76,9 | +0,4 |
| 45,96 | 81,9 | −0,6 | 117,1 | 33,6 | +0,2 | 58,71 | 75,3 | +0,6 |
| 50,09 | 76,9 | +0,3 | 130,6 | 31,0 | +0,4 | 63,04 | 73,8 | +0,6 |
| 51,31 | 75,5 | +1,1 | 142,7 | 29,3 | −0,1 | 67,06 | 72,6 | +0,6 |
| 55,04 | 71,2 | +0,6 | 146,6 | 28,8 | +0,1 | 72,00 | 71,4 | +0,5 |
| 55,90 | 70,2 | +0,6 | 161,4 | 27,6 | +0,2 | 76,87 | 70,4 | +0,4 |
| 59,96 | 65,6 | +0,9 | 173,7 | 26,9 | −0,5 | 82,88 | 69,4 | +0,3 |
| 60,79 | 64,7 | +0,5 | 202,3 | 25,9 | −0,3 | 89,99 | 68,6 | +0,2 |
| 65,54 | 59,8 | +0,9 | 244,9 | 25,3 | +0,3 | 99,66 | 67,8 | +0,2 |
| 66,04 | 59,4 | +1,2 | 248,4 | 25,3 | −0,4 | 115,3 | 67,2 | +0,3 |
| | | | | | | 132,0 | 66,9 | +0,2 |

Die Resultate der **Konzentrationsmessungen** sind in Tabelle I aufgeführt. $\gamma_{Gas}$ wurde aus neueren bandenspektroskopischen Daten von STOICHEFF[7]) in der von GIAUQUE[8]) angegebenen Weise neu berechnet; die Fehlergrenzen dieser berechneten Konzentrationen sind wesentlich kleiner als 0,1%. Die Unsicherheiten der experimentellen Resultate sind folgende: $\Delta T = \pm 0{,}02°$ K für $T < 100°$ K und $\Delta T \sim \pm 0{,}1°$ K für $T > 100°$ K; die Fehler in den Molenbrüchen $\gamma_{ads.}$ sind 0,4% $p$-$H_2$ bzw. 0,1% $o$-$D_2$.

Die Differenz $(\gamma_{Gas}-\gamma_{ads.})$ ist im ganzen Temperaturbereich klein; sie weist jedoch einen signifikanten Gang mit der Temperatur auf mit einem Maximum von 1,2% $p$-$H_2$ bei 72° K für $H_2$ und 0,6% $o$-$D_2$ bei 62° K für $D_2$. Das für die meisten Temperaturen positive Vorzeichen von $(\gamma_{Gas}-\gamma_{ads.})$ ist zwar mit der Annahme einer schwachen Rotationsbehinderung der adsorbierten Moleküle vereinbar; es gelingt jedoch nicht, die auf der Annahme von Rotationsbehinderungen basierenden Theorien[5]) im ganzen Temperaturintervall an die Messresultate anzupassen.

Die **Ergebnisse** dieser Untersuchungen zeigen, dass die von SANDLER und CUNNINGHAM und JOHNSTON beobachteten Separationseffekte sich durch geeignete Wahl und Vorbehandlung des Katalysators weitgehend vermeiden lassen. Die enge Übereinstimmung zwischen $\gamma_{Gas}$ und $\gamma_{ads.}$ ist eine weitere präzise Bestätigung der Den-

nisonschen Theorie für $H_2$ und $D_2$. Die quantitative, experimentelle Prüfung dieser Theorie stützte sich bisher ausschliesslich auf ältere Messungen der Rotationswärmen von *o-p*-Mischungen.

Wünscht man andererseits aus Konzentrationsmessungen Informationen über den Mechanismus von Separationseffekten zu gewinnen, so ist es nötig, diese über **grosse** Temperaturgebiete zu erstrecken und gleichzeitig die zugehörigen Adsorptionsisothermen genau aufzunehmen.

*Literatur*


1) R. Frauenfelder und F. Heinrich, Helv. Phys. Acta *37*, 179 (1964).
2) D. M. Dennison, Proc. Roy. Soc. A *115*, 483–486 (1927).
3) Y. L. Sandler, J. Phys. Chem. *58*, 58–61 (1954).
4) C. M. Cunningham and H. L. Johnston, J. Am. Chem. Soc. *80*, 2377–2382 (1958).
5) Y. L. Sandler, loc. cit.; A. A. Evett, J. Chem. Phys. *33*, 789–794 (1960); D. White and E. N. Lassettre, J. Chem. Phys. *32*, 72–84 (1960).
6) S. Brunauer, Physical Adsorption of Gases and Vapours, Oxford, Univ. Press, Seite 153 (1945).
7) B. P. Stoicheff, Can. J. Phys. *35*, 730–741 (1957).
8) W. F. Giauque, J. Am. Chem. Soc. *52*, 4816–4831 (1930).


## Driftgeschwindigkeit und Diffusionskonstante von Elektronen und Methan


von X. Fink und P. Huber

(Physikalisches Institut der Universität Basel)


Erscheint demnächst.

## I. Propriétés et applications d'un circuit flipflop ultra-rapide

## II. A single-event nanosecond sampling oscilloscope using dynamic signal storage


by D. Maeder

(University of Geneva Experimental Nuclear Physics Laboratory)


(I) Basic specifications of the CLR/A nanologic system are recalled (for 2 ns FWHM, – 0.7 V peak at input produces $\geqslant$ 10 mA peak at output; at lower speeds, – 0.5 V input produces 16 mA output), standardized input–output circuits presented and two typical units described. Type 504 flipflop can be operated, by choice of external connections, as (a) memory element, (b) binary scaler, (c) univibrator, (d) start–stop oscillator, (e) free-running oscillator. Dead-time is 6 ns, max. oscillation frequency 85 Mc/s. In modes (c), (d), (e), replacing a delay cable by type 528 timer allows continuous adjustment of rectangle duration (min. 10 ns) with duty cycles up to 75%.

(II) A CLR/A dual-input gated linear amplifier connected to a RG11A/U cable forms a memory loop ($T_1 \approx 80$ ns) when input No. 2 is "on". An unknown signal enters the system through input No. 1 and triggers the timing section (composed of

units described in paper I). The loop is closed for $\sim 2\,\mu$s, and a train of short pulses applied to a diode bridge taking about 25 samples from the memory. Oscillograms of sampler output displayed on a conventional, single-sweep oscilloscope are shown, and possible improvements discussed.

Both papers will appear in ZAMP.

## Festkörperphysik

### Magnetismus der Phosphide einiger seltener Erden

von G. Busch, P. Junod, P. Schwob und O. Vogt
(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH, Zürich)

und F. Hulliger
(Cyanamid European Research Institute, Genf)

Die Magnetisierung der Phosphide der schweren seltenen Erden wurde gemessen als Funktion des Magnetfeldes und der Temperatur zwischen 2° K und 300° K in Feldern bis zu 120 kOe. Die paramagnetischen Curie-Punkte liegen alle zwischen 0° K und 6° K. Typisch für alle Phosphide ist die Tatsache, dass ferro- und antiferromagnetische Kopplung, Dipolwechselwirkung, Anisotropieenergie und (äussere) Feldenergie von der gleichen Grössenordnung sind. Äussere Parameter, in unserem Falle Magnetfeld und Temperatur, bestimmen deshalb die stabilen Spinstrukturen. Ohne äusseres Magnetfeld zeigen nur DyP und HoP eine spontane Magnetisierung; bei hinreichend tiefen Temperaturen aber kann durch grosse Magnetfelder bei allen Phosphiden eine ferromagnetische Spinstruktur erzwungen werden.

### Effektive Austauschkonstante

von Paul Erdös
(IBM-Forschungslaboratorium, Rüschlikon-Zürich)

Eine Theorie der Temperaturabhängigkeit der Austauschkonstante der Granate der seltenen Erden wird entwickelt.

Wir legen eine ferromagnetische Struktur mit drei Untergittern $A$, $B$ und $C$ zu Grunde, um sowohl Granate wie Spinelle erfassen zu können. Es wirke eine isotrope Austauschkopplung $\lambda_{AC}, \lambda_{AB}$ zwischen den nächsten Nachbaratomen, die an verschiedenen Untergittern liegen. Ferner wird angenommen, dass die Spins des einen der drei Untergitter ($C$) eine starke Dämpfung $\alpha$ vom Landau-Lifschitz-Typus erfahren[1,2]), d. h. Energie an Gitterschwingungen abgeben.

Diese Annahmen treffen bei gewissen Granaten der seltenen Erden zu, wobei das Untergitter der seltenen Erdionen stark gedämpft, das der $Fe^{+++}$-Ionen vernachlässigbar wenig gedämpft ist.

Man erhält folgende Bewegungsgleichungen für die Erwartungswerte $M$ der Magnetisierungen der Untergitter

$$\begin{aligned}
\dot{\boldsymbol{M}}_A &= \gamma_A \boldsymbol{M}_A \times \{\boldsymbol{H} + \lambda_{AB}[\boldsymbol{M}_B + z_{AB}\, a^2 (\nabla \boldsymbol{M}_B)^2] + \lambda_{AC}[\boldsymbol{M}_C + z_{AC}\, a^2(\nabla \boldsymbol{M}_C)^2]\},\\
\dot{\boldsymbol{M}}_B &= \gamma_B \boldsymbol{M}_B \times \{\boldsymbol{H} + \lambda_{AB}[\boldsymbol{M}_A + z_{BA}\, a^2 (\nabla \boldsymbol{M}_A)^2],\\
\dot{\boldsymbol{M}}_C &= \gamma_C \boldsymbol{M}_C \times \{\boldsymbol{H} + \lambda_{AC}[\boldsymbol{M}_A + z_{CA}\, a^2 (\nabla \boldsymbol{M}_A)^2]\} - \alpha \boldsymbol{M}_C \times \\
&\quad \times (\boldsymbol{M}_C \times \{\boldsymbol{H} + \lambda_{AC}[\boldsymbol{M}_A + z_{CA}\, a^2 (\nabla \boldsymbol{M}_A)^2]\}).
\end{aligned} \tag{1}$$

Die Länge der Elementarzelle wird mit $a$ bezeichnet. $z_{AC}$ ist ein numerischer Faktor, der zur Anzahl $\boldsymbol{C}$-Nachbarn eines A-Atoms proportional ist. $\boldsymbol{H}$ ist das für Entmagnetisierung korrigierte äussere Magnetfeld. $\lambda_{AA} = \lambda_{BB} = \lambda_{CC} = 0$, da der Austausch innerhalb eines Untergitters vernachlässigbar klein ist.

Gegenüber einer Arbeit von KITTEL[2]), in dem die Theorie des $g$-Faktors behandelt wird, weisen diese Gleichungen die Neuerung auf, einen Austauschterm (den dritten) und für den $C$-Gitter einen Austausch-Dämpfungsterm (den sechsten) zu enthalten.

Mit $z_{AB} = z_{BA} = z_{AC} = z_{CA} \equiv z$ und $\lambda_{AB} = \lambda_{AC} \equiv \lambda$ und in der linearen Näherung ergibt sich das Dispersionsgesetz für den akustischen Zweig der Spinwellen zu

$$\omega = g_{eff} H + J_{eff} (ak)^2,$$

mit

$$g_{eff} = \frac{M_A + M_B + M_C}{M_A/\gamma_A + M_B/\gamma_B + M_C/(\gamma_C - i\,\alpha\, M_C)} \tag{2}$$

und

$$J_{eff} = z\lambda \frac{M_A + (M_B + M_C)}{M_A/\gamma_A + M_B/\gamma_B + M_C/(\gamma_C - i\,\alpha\, M_C)} .$$

$g_{eff}$ wurde schon durch die WANGSNESS-[3]) KITTEL'sche Theorie geliefert. Der Imaginärteil von $\omega$ drückt die Dämpfung der Spinwellen aus, indem die relative Linienbreite proportional zum Verhältnis von Imaginär- und Realteil von $\omega$ ist. (Eine Verfeinerung der Theorie der Linienbreite findet man bei DE GENNES *et al.*[4]).)

Bemerkenswert ist es, dass

$$\frac{J_{eff}}{g_{eff}} = z\lambda \frac{M_A(M_B + M_C)}{M_A + M_B + M_C} = zM_A \left(1 - \frac{M_A}{M_{Tot}}\right) \tag{3}$$

von der Dämpfung unabhängig ist und eine wohlbekannte Temperaturabhängigkeit aufweist. Daher lässt sich die Temperaturabhängigkeit von $J_{eff}$ aus den gemessenen[5]) Werten von $g_{eff}(T)$ berechnen.

Wir ziehen nun folgende allgemeine Schlussfolgerungen: **1**. In denjenigen Ferrimagneten, wo eine starke Dämpfung eines Untergitters vorhanden ist, wird das Spinwellenspektrum gemäss (*2*) modifiziert. Dies sollte sich in Neutronenstreuexperimenten direkt beobachten lassen. **2**. Als indirekte Folge ändern sich die thermodynamischen Eigenschaften im Gültigkeitsbereich des Spinwellenbildes, wie z.B. Magnetisierung und spezifische Wärme. **3**. Bei Parallel-Pumpexperimenten, wo $k \neq 0$ Spinwellen angeregt werden, wird die Resonanzfrequenz durch $J_{eff}$ bestimmt.

Die Granate der seltenen Erden erhält man, wenn man das $A$-Gitter mit der Gesamtheit der tetraedrischen und oktaedrischen $Fe^{+++}$ Untergitter, das $C$-Gitter mit den seltenen Erden identifiziert und $M_B = 0$ setzt.

Sie zeigen eine starke Temperaturabhängigkeit des $g_{eff}$-Faktors[5]). Nach (2) ist daher diese Abhängigkeit auch bei $J_{eff}$ zu erwarten. Damit haben wir eine Erklärung gewonnen für die Experimente, in denen die ferromagnetische Resonanzbreite für $k \neq 0$, $\Delta H_k$ gemessen wurde[6]).

*Literatur*


[1]) K. J. Button and B. Lax, *Microwave Ferrites and Ferrimagnetics* (Mc Graw Hill, New York 1962) p. 231.
[2]) C. Kittel, Phys. Rev. *115*, 1587 (1959).
[3]) R. K. Wangsness, Phys. Rev. *111*, 813 (1958).
[4]) P. D. de Gennes, C. Kittel und M. Portis, Phys. Rev. *116*, 323 (1959).
[5]) G. P. Rodrique, H. Meyer und R. V. Jones, J. Appl. Phys. *31*, 376 S (1960).
[6]) E. Schlömann, J. J. Green und V. Milano, J. Appl. Phys. *31*, 386 S (1960).


## Ferroakustische Resonanz in Terbium Eisen Granat


von B. Lüthi

(IBM-Forschungslaboratorium, Rüschlikon-Zürich)


In analoger Weise wie beim Gallium-Eisen-Granat-System[1]) haben wir die transversale ferroakustische Resonanz und die Magnetisierung in Terbium Eisen Granat ($Tb_3Fe_5O_{12}$) gemessen. Folgende Punkte sind erwähnenswert:

1. Der Kompensationspunkt $T_K$ liegt bei 268° K (Fig. 1) anstatt bei 250° K wie in der Literatur angegeben[2]). Die Kompensationspunkte der seltenen Erden Eisen Granate sind sehr empfindlich auf seltene Erden Verunreinigungen. In unserem Falle kann es sich nur um Gadolinium-Substitutionen auf dem Terbium-Untergitter handeln.

2. In Figur 1 ist auch der $g$-Faktor dargestellt, berechnet nach der «fast relaxation»-Theorie von Kittel[3]). Es ist möglich, dass die Voraussetzungen dieser Theorie wegen den vorhandenen Gadolinium $S$-Ionen nicht mehr gut erfüllt sind.

3. In Figur 2 ist das Resonanzfeld in Funktion der Temperatur dargestellt. Das Auftreten der Resonanz bezüglich der Richtung der akustischen Polarisationsvektoren $\boldsymbol{R}$ ist in guter Übereinstimmung mit der Theorie[1]), d.h. nur abhängig vom Verhältnis $r = (4\pi\gamma M_0)/\omega$ mit $\gamma$ = gyromagnetisches Verhältnis, $\omega$ Messfrequenz.

4. Die Übereinstimmung der Grösse des Resonanzfeldes mit dem theoretisch berechneten ist nur semiquantitativ wegen der in Punkt 2 erwähnten Unsicherheit und wegen des kritischen Verhaltens von $H_{res}$ in der Nähe von $T_K$.

5. Die Linienbreite der Resonanz hat ein grosses Maximum im Bereich von 210–240° K (Fig. 2). Dieses Maximum liegt wesentlich höher als das der ferromagnetischen Resonanz in Tb dotierten YIG bei ca. 80° K[4]). Dies könnte wiederum auf die wesentlich langsamere Relaxation der seltenen Erden Ionen infolge der Anwesenheit von Gadolinium zurückzuführen sein.

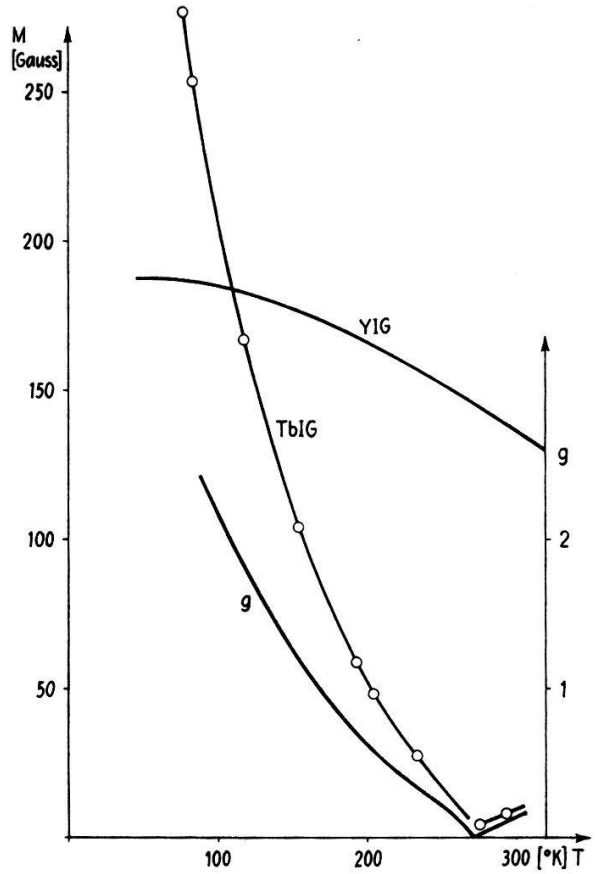



Fig. 1
Magnetisierung $M_0$ und $g$-Faktor für TbIG

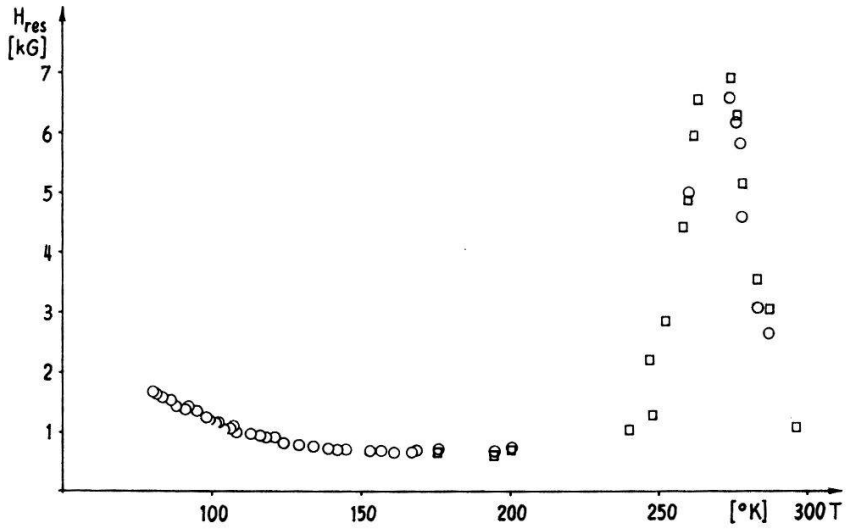



Fig. 2
Resonanzfeld $H_{res}$ als Funktion der Temperatur, $v = 110$ MHZ, □ $\boldsymbol{H}_{res} \parallel \boldsymbol{R}$, ○ $\boldsymbol{H}_{res} \perp \boldsymbol{R}$

6. Die Kopplung des Spinwellen-Phononsystems ist gegeben durch die Aufspaltung $\Delta\omega = \gamma b^2/\varrho M c^2$ ($b$ = magnetoelastische Kopplungskonstante, $\varrho$ = Dichte, $c$ = Schallgeschwindigkeit). Für die Beobachtung eines Stopbandes muss gelten $\Delta\omega >$

$\gamma \Delta H$. Beim Kompensationspunkt $T_K$ wird $M/\gamma$ (TbIG) zu $M/\gamma$ (YIG). Ein Stopband könnte man jedoch bei einem Drallkompensationspunkt beobachten.

Der Einkristall für diese Arbeit wurde uns von Dr. E. GIESS vom IBM Research Center zur Verfügung gestellt.

*Literatur*

[1]) B. LÜTHI und F. OERTLE, Phys. kondens. Materie *2*, 99 (1964).
[2]) R. PAUTHENET, Ann. phys. *3*, 424 (1958).
[3]) C. KITTEL, Phys. Rev. *115*, 1587 (1959).
[4]) J. F. DILLON, Phys. Rev. *127*, 1495 (1962).

## Elektronen-Spinwellen-Streuung in seltenen Erden Metallen

von F. GRÜNEISEN und B. LÜTHI
(IBM-Forschungslaboratorium, Rüschlikon-Zürich)

Erscheint in den Physics Letters.

## Optical Absorption in GaSe and GaS

by J. L. BREBNER
(Cyanamid European Research Institute, Cologny-Geneva)

The optical absorption in the neighbourhood of the absorption edge of a series of mixed crystals of GaSe/GaS has been measured at 12° K. The change in shape and magnitude of the absorption coefficient as a function of energy with increasing sulphur content indicates that the transition is direct in pure GaSe and indirect in pure GaS. Measurements made between 300° K and 77° K on a thick sample of GaS show discrete structure typical of phonon-assisted transitions. The line structure associated with the edge shows a marked decrease in intensity with increasing sulphur content. By doping a crystal of GaSe with Zn to increase the conductivity it was possible to investigate the photoconductivity between 300° K and 77° K. A strong photoconductive maximum is found corresponding to the position of the absorption line.

## Band Structure of Bismuth Telluride

by D. L. GREENAWAY
(Laboratories RCA Ltd., Zurich)

A detailed publication will appear in the near future in another journal.

## Elektronenkonfiguration und Leitungscharakter einiger Rhodiumchalkogenide

von F. Hulliger

(Cyanamid European Research Institute, Cologny-Genève)

Die Bänderstruktur einer Halbleiterverbindung ist, wenigstens qualitativ, ähnlich der eines Ionenkristalls. Um über den Leitungscharakter einer Übergangselement-Verbindung Voraussagen machen zu können, ist es deshalb zweckmässig, die Verbindung zunächst als Ionenkristall zu betrachten, d. h. den Einfluss des Kristallfeldes auf die Entartung der *d*-Zustände des Kations zwar zu berücksichtigen, die *d*-Elektronen jedoch in diskreten Niveaux anzunehmen. Die möglichen *d*-Elektronenkonfigurationen des Kations können aus der Symmetrie des Kationenplatzes im Kristall und der Ionenformel der Verbindung abgeleitet werden. Als Halbleiter scheiden zum vornherein jene Verbindungen aus, in denen die eigentlichen Valenzelektronen auch ohne die überschüssigen *d*-Elektronen keine abgesättigten chemischen Bindungen bilden können. Bei den verbleibenden Verbindungen besteht das Problem darin, den Einfluss der in der Verbindung vorhandenen *d*-Elektronen auf den Leitungscharakter zu bestimmen. Da die *d*-Bänder des Kristalls aus den diskreten Niveaux der Kationen hervorgehen, lässt die auf Grund unseres vereinfachten Modells gefundene Elektronenkonfiguration des Kations bereits Schlüsse auf die Besetzung der *d*-Bänder im Kristall zu. Zwei Fälle sind zu unterscheiden:

1. Das Kation besitzt nur vollständig besetzte *d*-Unterschalen. Dabei ist die Aufspaltung in Spin ↑- und Spin ↓-Unterschalen infolge Coulomb-Abstossung zweier Elektronen derselben Bahnfunktion (Aufhebung der Spinentartung) zu berücksichtigen[1]). Halbleiterverhalten ist dann zu erwarten, wenn die zugehörigen *d*-Niveaux oder *d*-Bänder nicht mit einem leeren Band überlappen.

2. Das Kation besitzt eine unvollständig gefüllte *d*-Unterschale. In diesem Fall ist nichtmetallisches Verhalten nur möglich, wenn die Wechselwirkung zwischen *d*-Elektronen benachbarter Kationen so gering ist, dass das zugehörige *d*-Band äusserst schmal ist und überdies zwischen Valenz- und Leitungsband zu liegen kommt.

Eine sichere Voraussage des Leitungscharakters bedingt deshalb die Kenntnis der Lage der *d*-Bänder relativ zu Valenz- und Leitungsband. Da bei einer nichtmetallischen Verbindung die Niveaux unseres Modells bei gleichbleibender Besetzung stetig in die Bänder des Kristalls übergehen, während bei einer metallischen Verbindung eine Umbesetzung eintreten muss, folgt daraus sofort ein magnetisches Kriterium[2])[3]).

Gewisse *d*-Elektronen-Konfigurationen der Übergangselemente begünstigen das Auftreten von Halbleiterverbindungen, so $d^5$ (mit oktaedrischer oder tetraedrischer Umgebung des Kations) sowie $d^6$ (mit oktaedrischer Umgebung des Kations). Mit Kationen der Konfiguration $d\varepsilon^6\, d\gamma^1$ sind jedoch nur wenige organische Verbindungen bekannt, in welchen nichtmetallisches Verhalten auftritt, z. B. das orangerote $Ni(das)Br_3$[4]) (das = Dimethylarsin). Anorganische Verbindungen mit hypothetischen $d\varepsilon^6\, d\gamma^1$-Kationen verhalten sich hingegen metallisch, auch wenn die entsprechenden $d\varepsilon^6$-Verbindungen Halbleiter sind, wie folgende Beispiele zeigen:

| | $d\varepsilon^6$, Halbleiter | $d^7$, Metalle |
|---|---|---|
| Skutterudit-Typ: | $Co^{3+}P_3$ | $NiP_3$ |
| Pyrit-Typ: | $Ru^{2+}Se_2$ | $RhSe_2$ |
| | $Co^{3+}AsS$ | NiAsS |
| | $Pt^{4+}Sb_2$ | $AuSb_2$ |

Das zusätzliche $d\gamma$-Elektron befindet sich hier in einem unvollständig gefüllten Band, das überdies mit dem Leitungsband zusammenfallen kann. Mit acht $d$-Elektronen ist eine Auffüllung des $d\gamma$-Teilbandes und damit Halbleiterverhalten möglich, wie das Beispiel $NiS_2$ [2]) beweist. Halbleitung im Fall eines $d\varepsilon^6\ d\gamma^1$-Kations setzt jedoch entweder diskrete $d\gamma$-Niveaux oder die Aufspaltung des $d\gamma$-Bandes durch eine starke Erniedrigung der Oktaedersymmetrie des Kationenplatzes voraus.

Im Verlauf von Untersuchungen an Verbindungen mit $d^7$-Kationen erhielten wir durch Sintern unterhalb 850°C eine nichtmetallische Modifikation von $RhSe_2$, während sich die bekannte supraleitende [5]) Pyrit-Modifikation erst oberhalb 900°C bildete. Es zeigte sich jedoch, dass das Kation in der neuen Modifikation nicht mehr die Konfiguration $d^7$, sondern die für Halbleiter normale Konfiguration $d\varepsilon^6$ aufweist. Röntgenuntersuchungen ergaben nämlich, dass $RhSe_2$ in derselben Struktur kristallisiert wie $IrSe_2$ [6]). Diese Struktur kombiniert eine normale Valenzverbindung mit einer Polyverbindung. Bereichsweise stimmt sie mit der Markasit-Struktur überein. Wie dort sind alle Kationen oktaedrisch von Anionen umgeben. Im Unterschied zum Markasit ist jedoch hier nur die Hälfte der Anionen tetraedrisch von drei Kationen und einem Anion umgeben. Bei den übrigen Anionen ist die Anion-Anion-Bindung gelöst worden, so dass die Ionenformel für das orthorhombische $RhSe_2$ lautet: $Rh_2^{3+}(Se_2)^{2-}Se_2^{2-}$. Die Halbleiter-Modifikation enthält daher dreiwertiges Rhodium und ist wie erwartet diamagnetisch. Die $IrSe_2$-Struktur sowie nichtmetallische Eigenschaften konnten auch beim RhSSe nachgewiesen werden.

Beim Versuch, das entsprechende Sulfid $RhS_2$ herzustellen, erhielten wir zwar auch einen nichtmetallischen Sinterkörper; dieser bestand jedoch nicht aus einer $IrSe_2$-Modifikation des Disulfids, sondern aus einem Gemisch von $Rh_2S_3$ und $RhS_3$. $Rh_2S_3$ ist die normale Verbindung des dreiwertigen Rhodiums, das wir in oktaedrischer Umgebung mit der diamagnetischen Konfiguration $d\varepsilon^6$ erwarten. $RhS_3$ jedoch ist eine Polyverbindung, welche in einem Pyrit-Gitter mit Kationenlücken [7]) kristallisiert und besser als $Rh_{2/3}^{3+}\ (S_2)^{2-}$ formuliert wird. Durch die Lückenbildung erhält das Kation auch hier wieder die «nichtmetallische» Konfiguration $d\varepsilon^6$. Diese Pseudo-Pyrit-Struktur tritt auch beim $RhSe_{\sim 3}$ auf. Nach GELLER [8]) besitzt die Pyrit-Modifikation einen Homogenitätsbereich, der die Zusammensetzungen $RhSe_{1,78 \div \geq 2,5}$ enthält. Das metallische $d\gamma$-Band des $RhSe_2$ kann offenbar durch Bildung von Kationenlücken allmählich entleert werden, wodurch der Supraleiter in einen Halbleiter verwandelt wird.

*Literatur*


[1]) J. B. GOODENOUGH, *Magnetism and the Chemical Bond.* John Wiley & Sons, New York, 1963.
[2]) F. HULLIGER, Helv. Phys. Acta *32*, 615 (1959).
[3]) F. HULLIGER, Helv. Phys. Acta *33*, 959 (1960).
[4]) C. KLIXBÜLL JØRGENSEN, Inorganic Complexes, Academic Press, 1963, p. 161.

[5]) B. T. MATTHIAS, E. CORENZWIT und C. E. MILLER, Phys. Rev. *93*, 1415 (1954).
[6]) L. B. BARRICELLI, Acta Cryst. *11*, 75 (1958).
[7]) W. BILTZ, Z. anorg. Chem. *233*, 282 (1937).
[8]) S. GELLER und B. B. CETLIN, Acta Cryst. *8*, 272 (1955).

## Etude du transport de chaleur dans les poudres de SiC

par Y. BAER et G. BUSCH
(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH, Zürich)

La conductivité thermique a été mesurée ultra haut vide par la méthode du cylindre creux en régime stationnaire, dans un domaine de température allant de 0 à 400°C. Les résultats montrent que pour une pression mécanique externe nulle, c'est-à-dire que seules les forces d'adhésion entre surfaces existent, la conductivité thermique $\lambda$ a la forme $\lambda = a + bT^3$ avec $a < bT^3$ pour le domaine mesuré; cela indique sans équivoque que la radiation est prédominante. Par contre dès que l'on exerce une pression externe, $\lambda$ peut varier d'un facteur allant jusqu'à 300, il s'agit là manifestement de conduction par contact. Malheureusement dans de telles poudres, une estimation quelconque de la pression échappe à tout contrôle. Un modèle est proposé pour décrire un contact thermique entre deux isolateurs en fonction de la température, il conduit à une expression analogue à celle de la chaleur spécifique.

## Temperaturabhängigkeit von Oberflächeneigenschaften von Silizium

von R. BACHMANN, G. BUSCH, A. H. MADJID
(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH, Zürich)

Mit der «Electron Beam Method»*) (EBM) wurde die Temperaturabhängigkeit der EBM-Austrittsarbeit $W_{EBM}(T) = W(T) - k\,T_E \ln \boldsymbol{\delta}(T)$ ($T$ = Temperatur, $W(T)$ = wahre Austrittsarbeit, $\boldsymbol{\delta}(T)$ = mittl. Transmissionskoeffizient; $T_E$ = Temperatur der Maxwellverteilung der einfallenden Elektronen) der (111)-Oberfläche von stark $p$-dotiertem Silizium zwischen 300 und 1300° K gemessen. Im gleichen Temperaturintervall wurde auch die elektrische Leitfähigkeit gemessen. $W_{EBM}$ variiert stark mit der Temperatur (d.h. die Näherungen für Metalle $\boldsymbol{\delta} \approx 1$, $W(T) \sim$ const. gelten nicht) und zeigt einen ausgeprägten Zusammenhang mit der el. Leitfähigkeit.

$W_{EBM}(T) - W_{EBM}(300) = \Delta W_{EBM}$ kann empirisch wie folgt beschrieben werden:

$$\Delta W_{EBM} = \alpha \cdot (T - 300);\ 300 \leqslant T \leqslant 900°\,\mathrm{K}$$

$$\Delta W_{EBM} = \alpha \cdot (T - 300) + a\, e^{-\varepsilon/kT};\ 1180 \leqslant T \leqslant 1300°\,\mathrm{K}$$

$$\alpha = (3{,}4 \pm 0{,}1) \cdot 10^{-4}\ \mathrm{eV}/°\,\mathrm{K},\ a = (10{,}5 \pm 0{,}5)\ \mathrm{eV},\ \varepsilon = (0{,}69 \pm 0{,}05)\ \mathrm{eV}$$

*) P. A. ANDERSON, Phys. Rev. *47*, 958 (1935).

## Elektrische Kontakte zwischen identischen Halbleitern

von G. Busch und H. Schade
(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH, Zürich)

Die Strom-Spannungs-Charakteristik von Kontakten zwischen gereinigten und schwach oxydierten Silizium-Oberflächen wurde im Temperaturbereich von 200°–500° K gemessen.

Die experimentellen Ergebnisse können auf Grund der Theorie von R. Stratton (Proc. Phys. Soc. *B* 69, 513 (1956)) quantitativ ausgewertet werden: Am Kontakt entstehen Zwischenschichtzustände, die eine Krümmung der Energie-Bänder bewirken. Die entstandene Raumladungsbarriere bestimmt den Kontaktwiderstand in Funktion der angelegten Spannung und der Temperatur.

## Optical Study of the 5° C Transition in Barium Titanate

by D. R. Callaby
(Laboratories RCA Ltd., Zurich)

The 5° C transition in barium titanate has been studied using transmitted plane polarized light. It was found that the orthorhombic-tetragonal transition can be induced by an electric field below the transition temperature as predicted by Devonshire's theory and as found in AC experiments. Also as predicted by Devonshire's theory, there is a temperature range in which the field-induced tetragonal phase is metastable and remains when the field is removed. In a partly electroded crystal the transition is induced by the electric field only in the electroded area. The change from the *c*-domain induced region to the orthorhombic region occurs through an *a*-domain region where 90° boundaries between *a* and *c* domains and 45° boundaries between *a*-domains and the orthorhombic phase are both present.

## Supersonic Domain Wall Motion in Triglycine Sulfate

by B. Binggeli and E. Fatuzzo
(Laboratories RCA Ltd., Zurich)

A detailed publication will appear in the near future in another journal.

## Zur Fortleitung und Umwandlung optischer Anregungsenergie in Molekülkristallen

von T. Schneider und H. Labhart
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Der optisch angeregte Molekülkristall wird als ein durch das Exziton-, Vibron- und Phonon-Gas gefülltes Volumen betrachtet. Die der Lichtabsorption nachfolgenden

Vorgänge werden aus Schritten, die aus Zweierstössen der Gaspartikel und der Photonenemission bestehen, aufgebaut. Aus den Wahrscheinlichkeiten dieser Vorgänge werden die Gründe dafür abgeleitet, dass die Photonenemission in der Regel vom tiefsten angeregten Singulett- und Triplettexzitonzustand ausgeht, dass die überschüssige Anregungsenergie in Vibronen und Phononen umgewandelt wird, und dass die Exzitonen dieser beiden Zustände sich im Kristall bewegen und gegenseitig in Wechselwirkung treten können. Die Bewegung der Exzitonen wird durch ihre mittlere freie Weglänge und der Transport durch den Diffusionskoeffizienten und die Diffusionslänge charakterisiert.

## Optische Beeinflussung des raumladungsbegrenzten Stromes in Anthrazen-Kristallen

von J. Adolph, E. Baldinger und I. Gränacher
(Institut für angewandte Physik der Universität Basel)

Anhand von Messungen des raumladungsbegrenzten Dunkelstromes in Anthrazen-Einkristallen wurde früher für die energetische Verteilung der Löcher-Haftstellen ein Modell vorgeschlagen (Physics Letters *6*, 137 (1963)). Um dieses Modell anderweitig zu testen, sind elektro-optische Untersuchungen ausgeführt worden. Gemessen wurde die Vergrösserung des raumladungsbegrenzten Stromes bei Einstrahlung von monochromatischem Licht geringer Intensität als Funktion der Wellenlänge. Dabei wurden verschiedene «Peaks» beobachtet, die auf Grund des Trapmodells verstanden werden können. Unter anderem kann so auch die Absorption des ersten angeregten Triplett-Zustandes und dessen Aufspaltung in einzelne Vibrationsniveaux beobachtet werden.

## Impédance de surface de supraconducteurs du deuxième type

par Gaston Fischer
(Laboratories RCA Ltd., Hardturmstr. 169, Zürich 5)

Les supraconducteurs du deuxième type (S.C.II) se caractérisent par un effet Meissner qui n'est point parfait dans toute l'échelle des champs magnétiques où l'on observe, par ailleurs, des propriétés supraconductrices. Il y a effet Meissner parfait au dessous d'un champs $H_1$ et effet Meissner partiel jusqu'à un champs plus élevé $H_2$[1][2]. Saint-James et de Gennes[3] ont aussi démontré que pour les deux types I et II des propriétés supraconductrices subsistent jusqu'à un champs $H_3 \geqslant H_c$ ou $H_2$ respectivement, dans une couche superficielle au voisinage de surfaces du supraconducteur en contact avec un isolant. Le champs $H_3$ est maximum lorsque l'interface est parallèle au champs $\boldsymbol{H}$ et vaut $1{,}7\sqrt{2}\,\varkappa\, H_c$ pour S.C.I et $1{,}7\, H_2$ pour S.C.II, tandis que le signe = vaut pour $\boldsymbol{H}$ perpendiculaire à l'interface. $\varkappa$ est le paramètre de Ginzburg-Landau[4] dont la valeur détermine le type de supraconducteur.

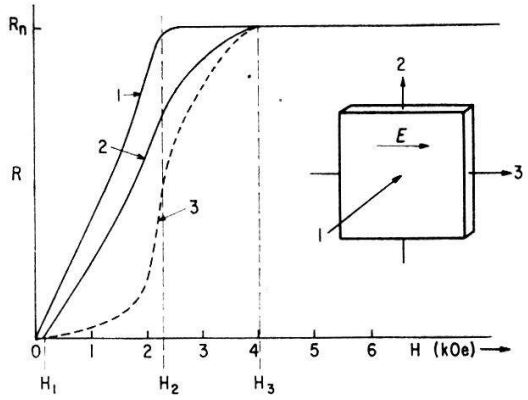
Dans le domaine $H_1 < H < H_2$ on dit que le S.C.II considéré se trouve dans l'état mixte. L'effet Meissner partiel de cet état implique une pénétration du champs dans le volume du supraconducteur. ABRIKOSOV[1]) a montré que cette pénétration se fait sous forme de faisceaux quantifiés de flux, baptisés par F. LONDON[5]) du nom de «fluxoïdes» et alignés parallèlement au champs $\boldsymbol{H}$. La quantité $\varphi_0 = h\,c/2\,e$ de flux contenue dans chacun des fluxoïdes ne vaut que la moitié de la valeur prédite par LONDON, ce qui est une conséquence de la formation des paires de COOPER[6]). Au centre d'un fluxoïde le métal est dans l'état normal et l'induction magnétique $B$ y est maximum. Dès que l'on se déplace radialement on retrouve aussitôt l'état supraconducteur et $B$ décroît. Conjointement, la distribution des électrons en composantes normales et supraconductrices varie dans l'espace. Si l'on choisit comme axe des $x$ la direction de $\boldsymbol{H}$ la conductivité $\sigma$ est fonction de $y$ et $z$. Selon ABRIKOSOV[1]) l'arrangement des fluxoïdes est tel que leur intersection avec un plan perpendiculaire à $H$ révèle un réseau quadratique ou triangulaire. Cet arrangement idéal ne sera pas respecté dès que le réseau cristallin ne sera pas idéal, mais on aura néanmoins une séparation moyenne $d$ de fluxoïdes voisins.

L'état mixte d'un S.C.II se distingue ainsi par une directivité de nature très spéciale qui n'est pas simplement tensorielle. Imaginons que le supraconducteur s'étende sur toute la région des $z$ positifs. Pour un faisceau polarisé d'ondes électromagnétiques, incidant verticalement, il y aura deux configurations distinctes selon que le plan du vecteur électrique $\boldsymbol{E}$ est parallèle ou perpendiculaire à la direction des fluxoïdes. A priori on s'attend à un pouvoir réflecteur différent pour ces deux configurations. Dans la technique des micro-ondes la description du pouvoir réflecteur se fait communément au moyen du concept d'impédance de surface $Z = R + i\,X$, dont la partie réelle $R$ est proportionnelle à la puissance absorbée par unité de surface du métal réflecteur. On obtient donc $R$ en mesurant le rapport entre puissance incidente $P_i$ et puissance réfléchie $P_r$. Les résultats de mesures publiés jusqu'à présent[7])[8]) confirment l'existence de deux pouvoirs réflecteurs différents, ainsi que le démontre la figure. Ces mesures permettent la détermination univoque des trois champs $H_1$, $H_2$ et $H_3$ par l'emploi successif des trois orientations de $\boldsymbol{H}$ indiquées. Si l'on cherche à expliquer théoriquement ces résultats on fait face à un problème qui se divise en deux parties:

1) Le calcul de l'impédance de surface d'un milieu dont la conductivité $\sigma$ est une fonction périodique complexe des deux coordonnées $y$ et $z$.
2) La détermination de la forme de $\sigma\,(y, z)$ à partir d'une théorie de la supraconductivité en fonction de paramètres, tels que température $T$, champs magnétique $H$, fréquence $\omega$, et de constantes matérielles.

A notre connaissance ces deux problèmes n'ont pas été abordés et nous avons dès lors entrepris un calcul sur la base d'un modèle simplifié. Au lieu de choisir une conductivité doublement périodique $\sigma\,(y, z)$ nous avons choisi une fonction de la forme simple $\sigma(y) = \sigma_0 + 2\,\sigma_1 \cos(k\,y)$ et trouvé une solution rigoureuse au premier problème[9]). Nous avons ensuite donné à $\sigma_0$ et $\sigma_1$ des valeurs en accord avec un modèle de supraconducteur à deux fluides[10]). Avec ces prémisses notre théorie prédit, lorsque $T \ll T_c$, $H_1 < H \ll H_2$ et pour les configurations 2 et 3 de la figure, un rapport $R_2/R_3 = 5\sqrt{2} \simeq 7$. Lorsque le champs magnétique ou la température augmentent ce

rapport ne diminue que lentement pour atteindre dans le voisinage, mais cependant au dessous de $H_2$ la valeur de 4 avant de tomber à l'unité pour $H = H_2$ (notre théorie ne tient pas compte de l'effet prédit par SAINT-JAMES et DE GENNES). Si l'on compare les résultats de la figure avec les prédictions de notre modèle nous voyons que l'accord est excellent. L'ensemble des résultats expérimentaux connus[7][8][11]) indique cependant que le rapport $R_2/R_3$ dépend fortement de la valeur du paramètre $\varkappa$, à un $\varkappa$ élevé correspond un rapport élevé. Notre modèle n'est pas en mesure, dans sa forme présente, d'expliquer cette dépendance.




Partie réelle de l'impédance de surface $R$ en fonction du champs magnétique appliqué $\boldsymbol{H}$. Le numéro des courbes se rapporte à l'orientation de $\boldsymbol{H}$. Ces mesures ont été faites par M. CARDONA et B. ROSENBLUM[8]) sur un alliage $Pb_{0,5}$ $Tl_{0,5}$ à la température de 4,2° K.

Des résultats représentés dans la figure nous pouvons tirer une conclusion relative à l'épaisseur $t$ de la couche supraconductrice prédite par SAINT-JAMES et DE GENNES[3]). Si $t$ était nettement plus petit que la profondeur de skin $\delta$ les courbes 2 et 3 de la figure devraient subir un accroissement discontinu lorsque $H$ atteint la valeur $H_2$. En effet, pour cette valeur du champs appliqué le volume du supraconducteur devient brusquement normal. L'absence d'une telle discontinuité indique que l'épaisseur $t$ est plus grande ou pour le moins égale à la profondeur de skin $\delta$ qui est elle-même pratiquement identique avec la profondeur de pénétration superficielle $\lambda$ d'un champs continu, ainsi que nous l'avons démontré ailleurs[10]). Cette conclusion n'est cependant pas en accord avec la théorie[3]) qui prédit $t \approx \lambda/\varkappa$, et pour l'alliage considéré $\varkappa \cong 4,4$.

*Références*


1) A. A. ABRIKOSOV, Soviet Phys. J.E.T.P. *5*, 1174 (1957).
2) B. B. GOODMAN, IBM Journal *6*, 63 (1962).
3) D. SAINT-JAMES et P. G. DE GENNES, Physics Letters *7*, 306 (1963).
4) V. L. GINZBURG et L. D. LANDAU, J.E.T.P. USSR *20*, 1064 (1950).
5) F. LONDON, Superfluids (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1950), Vol. I.
6) L. N. COOPER, Phys. Rev. *104*, 1189 (1956).
7) M. CARDONA, G. FISCHER et B. ROSENBLUM, Phys. Rev. Letters *12*, 101 (1964).
8) M. CARDONA et B. ROSENBLUM, Physics Letters *8*, 308 (1964) et *9*, 220 (1964).
9) G. FISCHER, J. Math. Phys., sous presse dans Phys. Rev.
10) G. FISCHER, à paraître dans Phys. Rev.
11) M. CARDONA, G. FISCHER et B. ROSENBLUM, à paraître.

## A Neutron Diffraction Study of CaNH

by A. F. Andresen, M. I. Kay*), P. Fischer
(Eidg. Institut für Reaktorforschung, Würenlingen and Institut for Atomenergi, Kjeller, Norway)

By $X$-ray diffraction CaNH is found to crystallize with a face centered cubic unit cell, $a_0 = 5.13$ Å, Ca and N forming a NaCl-type lattice. The position of the hydrogen atom has now been determined by neutron diffraction. It is statistically distributed over positions between the N and Ca atoms, the N–H distance being 0.97 Å $\pm$ 0.05 Å and the Ca–H distance 1.90 Å $\pm$ 0.05 Å. In particular the Ca–H distance is unusually short and this leads to a displacement of the Ca-atom of 0.31 Å from its regular position.

*) Present address: Georgia Institute of Technology, USA.

## Topologie de l'état intermédiaire des superconducteurs du type I

par F. Rothen, F. Haenssler, L. Rinderer
(Laboratoire de Physique de l'Université de Lausanne)

Dans une plaque d'Indium en champ magnétique transversal, nous avons observé la formation des domaines superconducteurs au sein du métal normal pour $H/Hc$ très voisin de 1, ainsi que la formation des domaines normaux au sein du métal superconducteur pour $H/Hc$ très voisin de $o$. Il apparaît alors une différence topologique fondamentale dans la forme des domaines superconducteurs, liée à des états énergétiques différents, lorsque l'état intermédiaire est atteint à partir de l'un ou l'autre cas.

## Oberflächenströme in Supraleitern zweiter Art

von S. Gygax
(Institut für kalorische Apparate und Kältetechnik, ETH, Zürich)
und R. H. Kropschot
(National Bureau of Standards, Cryogenic Engineering Laboratory, Boulder, Colorado)

Messungen von Widerstandsübergängen im longitudinalen Magnetfeld an der supraleitenden In-Pb-Legierungsreihe haben für kleine Stromdichten die Existenz eines dritten kritischen Magnetfeldes $H_{c3}$ gezeigt, bis zu welchem mindestens Teile der Substanz supraleitend bleiben können. Durch elektrolytisches Anlagern von Cu auf der Oberfläche ändert sich $H_{c3}$ stark, womit nachgewiesen werden konnte, dass die Ströme von einer dünnen Oberflächenschicht getragen werden. Die quantitative Übereinstimmung mit der Theorie (D. Saint-James, P. G. de Gennes, Phys. Letters 7, 306 (1963)) ist gut.

## Thermokraft der Metalle – Der Phonon-Drag Effekt

von F. J. BLATT*)
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH)

Die Thermokraft in Metallen ist $S = S_d + S_g$, wobei die «Diffusionsthermokraft» $S_d = C_e/Ne$ und, unter Vernachlässigung von Umklappstreuprozessen, die «Phonon-Drag» – (PD) – Thermokraft

$$S_g = S_g^N = (C_g / Ne)\ (\tau_p' / \tau_p' + \tau_{pe}). \tag{1}$$

$C_e$ und $C_g$ sind die spezifischen Wärmen der Elektronen und des Gitters; $\tau_{pe}$ ist die Relaxationszeit der Phononen für Phonon-Elektron-Streuung, und $\tau_p'$ ist die Relaxationszeit der Phononen für alle anderen Streuprozesse[1]).

Da – abgesehen von sehr tiefen Temperaturen – $C_g \gg C_e$, erwartet man, dass in einem ziemlich weiten Temperaturbereich auch $S_g > S_d$. Jedoch ist in Kupfer sowie in allen anderen Metallen, die bisher untersucht worden sind, $S_g$ bei Zimmertemperatur mehr als zehnmal kleiner, als (1) voraussagt[1])[2]). Nun verursachen nicht nur normale (N), sondern auch Umklapp(U)-Streuprozesse einen PD-Effekt, welcher jedoch dem normalen PD-Effekt entgegenwirkt[3]). Der totale PD-Effekt ist daher $S_g = S_g^N + S_g^U$, wobei $S_g^N$ ein negatives, $S_g^U$ ein positives Vorzeichen hat.

Vor mehreren Jahren stellten MACDONALD und PEARSON zwei Fragen[4]). Erstens, fragten sie, warum muss man bei der Berechnung von $S_g$ auch bei höherer Temperatur N- und U-Prozesse sehr sorgfältig behandeln, während ganz grobe Rechnungen gute Resultate für den Widerstand liefern? Das ist beantwortet, wenn man daran denkt, dass N- und U-Prozesse beim Widerstand im selben Sinn, im Falle des PD-Effektes jedoch gegeneinander wirken, so dass man hier mit der Differenz zweier Grössen zu tun hat, deren Werte dann ziemlich genau zu berechnen sind.

Zweitens sagten sie das folgende: «Der kleine Wert von $S_g$ bei Zimmertemperatur muss mit einem fast ganz genauen gegenseitigen Aufheben der Beiträge von normalen und Umklapp-Prozessen zusammenhängen. Jedoch können wir nicht einsehen, weshalb ein so genaues Aufheben in allen Metallen auftreten soll, und wir möchten jetzt gerne wissen, ob man einen allgemeinen theoretischen Grund finden kann, der uns zeigt, dass bei höherer Temperatur $S_g$ immer im Vergleich zu $S_d$ vernachlässigt werden kann»[4]).

Unserer Meinung nach ist die Ursache des kleinen Wertes von $S_g$ nur teilweise in dem gegenseitigen Aufheben von $S_g^N$ und $S_g^U$ zu finden. Hauptsächlich ist er durch die Dispersion der Gitterwellen verursacht.

Um den Effekt der Dispersion besonders deutlich und anschaulich zu zeigen, nehmen wir an, dass die Frequenz der Gitterwellen mit dem Wellenvektor $k$ zunimmt, wenn $k < K_c$, und abnimmt, wenn $k > K_c$; d. h. die Gruppengeschwindigkeit $V_g$ steht parallel zu $k$, wenn $k < K_c$, und antiparallel, wenn $k > K_c$. In diesem Fall wird die Phononenverteilung im $k$-Raum durch einen Temperaturgradienten so verschoben, dass der Totalimpuls der Wellen, deren $k < K_c$, dem Totalimpuls der Wellen, deren $k > K_c$, entgegengesetzt ist (siehe Fig. 1). Da der PD-Effekt von dem Impuls der

*) Ständige Adresse: Michigan State University, East Lansing, Mich.

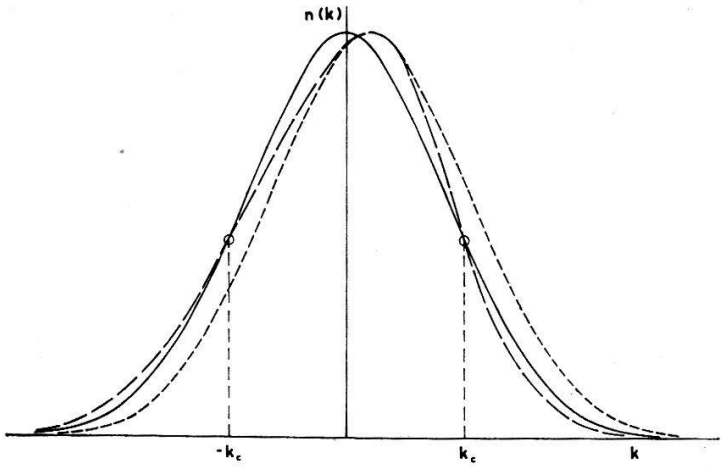



Fig. 1. Die Phononenverteilung.

——— Gleichgewichtsverteilung; – – – – – Verteilung im Temperaturgradienten, keine Dispersion; – – – Verteilung im Temperaturgradienten, mit Dispersion, wobei $(V_g/k) > 0$ für $k < K_c$, $(V_g/k) < 0$ für $k > K_c$.

Phononen abhängt, verursacht diese Phononenverteilung teilweise einen positiven, teilweise einen negativen *normalen* PD-Effekt. Wir betrachteten hier einen besonderen Dispersionsverlauf; $S_g^N$ wird aber immer verkleinert durch jede Dispersion, welche $V_g$ reduziert[5]). Dasselbe ist, mutatis mutandis, auch für $S_g^U$ gültig. Beide sind also kleiner, als man auf Grund des Debye-Modells erwartet. Dabei sind noch zwei Betrachtungen wesentlich.

1. Da der Impuls, welcher eine Gitterwelle auf ein Elektron beim Stoss überträgt, proportional zu $k$ ist, spielen, bei der Berechnung von $S_g$, Wellen mit grossem $k$ eine besonders wichtige Rolle. Deshalb hat gerade derjenige Bereich des $k$-Raumes, in dem das Phononenspektrum im allgemeinen am meisten von der Debyenäherung abweicht, einen sehr bedeutenden Einfluss. 2. Die Energie der Gitterwellen mit grossem $k$-Vektor ist immer geringer als im dispersionsfreien Fall. Daher sind Gitterwellen mit grossem $k$ auch mehr angeregt, als man es mit der Debyetheorie berechnet.

Herrn Prof. Dr. W. Känzig bin ich für anregende Diskussionen sehr dankbar. Es ist mir eine besondere Freude, ihm und Herrn Prof. Dr. G. Busch für ihre liebe Gastfreundschaft herzlichst zu danken.

*Literatur*

1) D. K. C. MacDonald, «Thermoelectricity» (John Wiley & Sons, New York, 1962).
2) F. J. Blatt and R. H. Kropschot, Phys. Rev. *118*, 480 (1960).
3) M. Bailyn, Phys. Rev. *112*, 1587 (1958); J. M. Ziman, Phil. Mag. *4*, 371 (1959).
4) D. K. C. McDonald and W. B. Pearson, Proc. Phys. Soc. *78*, 306 (1961).
5) A. M. Guénault and S. Dugdale, Privatkorrespondenz.

## Eine neue Methode zur Messung des Righi-Leduc-Koeffizienten

von J. Thorn und P. Wyder

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

Kürzlich hat Cotti (Helv. Phys. Acta *34*, 777 (1961)) ein elegantes Verfahren zur Bestimmung des Hall-Koeffizienten an faltbaren Metallplatten angegeben. Diese

Methode lässt sich auch für die Messung des Righi-Leduc-Effektes benützen. Misst man den thermischen Widerstand eines zickzackförmig gefalteten Streifens in einem äusseren Magnetfeld senkrecht zu den Lagen der Probe, so erhält man eine vom Righi-Leduc-Effekt herrührende zusätzliche magnetische Widerstandsänderung, die sich der gewöhnlichen magnetischen Widerstandsänderung der ungefalteten Probe überlagert. Dieser Effekt gestattet, bei bekannter Probengeometrie, den Righi-Leduc-Koeffizienten zu bestimmen. Messungen dieser Art wurden an Indium-Streifen bei Helium-Temperaturen ausgeführt.

## Über die Änderung der Bandstruktur von Wismut unter Druck

von R. Jaggi und H. Weibel
(IBM-Forschungslaboratorium, Rüschlikon-Zürich)

*Zusammenfassung:* Wismut unter Normalbedingungen ist ein Halbmetall, bei dem sich im Rahmen eines einfachen Zweibandmodells Valenz- und Leitungsband nur schwach überlappen. Die Überlappungsenergie beträgt ca. 0,03 eV. Unsere Messungen von Widerstand und Hall-Effekt in reinen Wismut-Einkristallen unter hydrostatischem Druck ($p \leqq 120$ atm) zeigen, dass die Bandüberlappung mit steigendem Druck abnimmt. Bei Drucken der Grössenordnung 10000 atm ist zu erwarten, dass die Bandüberlappung aufgehoben wird und eine Energielücke entsteht; demnach geht Wismut unter steigendem Druck vom Halbmetall zum Halbleiter über, wobei die rhomboedrische Kristallstruktur erhalten bleibt.

Diese Erwartung wird durch Experimente bestätigt, bei denen der Widerstand $W_{33}$ längs der trigonalen Achse als Funktion von Druck und Temperatur gemessen wurde. Für 6000 atm $< p <$ 25000 atm und 45° K $< T <$ 120° K zeigt sich ein typisches Halbleiterverhalten gemäss

$$W_{33} = A\ e^{\frac{\varepsilon(p)}{2\,kT}}\ .$$

Für die Energielücke $\varepsilon$ ergeben sich Werte bis 0,015 eV. Bei höheren Temperaturen $T > \varepsilon/k$ tritt Entartung ein.

Erhöhen wir den Druck über 25000 atm, so treten die bekannten Hochdruckmodifikationen Bi II und Bi III auf, die vermutlich kubische Strukturen besitzen. Sie haben metallische Eigenschaften und sind Supraleiter. Wenn wir nun den Druck erniedrigen, so beobachten wir nach dem Durchlaufen der Phasenumwandlung zum Bi I wieder das geschilderte Halbleiterverhalten.

Nach unseren bisher vorliegenden Ergebnissen geht rhomboedrisches, reines Wismut unter Druck reversibel vom Halbmetall zum Eigen-Halbleiter über. Damit ist «bulk»-Wismut ein weiteres halbleitendes Element[1]). Eine ausführliche Veröffentlichung ist in Vorbereitung.

*Literatur*

[1]) R. Jaggi, Naturwiss. *51* (1964), im Druck.

## Die magnetische Suszeptibilität von flüssigem Sn, Cd und Hg

von G. Busch, A. Menth, C. Palmy und J. Wullschleger
(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH, Zürich)

Die magnetische Suszeptibilität wurde von 80° K bis in die flüssige Phase hinein gemessen. Im Bereich der festen Phase stimmen die experimentellen Resultate mit den Ergebnissen anderer Autoren überein. Am Schmelzpunkt tritt eine sprunghafte Änderung $\Delta\chi_A = \chi_{A,\,flüssig} - \chi_{A,\,fest}$ der Suszeptibilität nach der diamagnetischen Seite auf. Die Änderungen betragen für Sn $-8 \cdot 10^{-6}$, für Hg $-5 \cdot 10^{-6}$ und für Cd $-1 \cdot 10^{-6}$. Die Atomsuszeptibilität $\chi_A$ beträgt in der flüssigen Phase am Schmelzpunkt für Sn $-4{,}9 \cdot 10^{-6}$, für Cd $-18 \cdot 10^{-6}$ und für Hg $-34 \cdot 10^{-6}$. Die Suszeptibilität der Schmelzen ist eine lineare Funktion der Temperatur $T$. Die Temperaturkoeffizienten $d\chi_A/dT$ sind für Sn $2 \cdot 10^{-8}$ $(°K)^{-1}$, für Cd $3 \cdot 10^{-8}$ $(°K)^{-1}$ und für Hg $1 \cdot 10^{-8}$ $(°K)^{-1}$. Die experimentellen Resultate werden anhand des Modells freier Elektronen diskutiert.

## Résistivité électrique, effet Hall et susceptibilité magnétique des alliages liquides Ga-In, Hg-In et In-Sb

par G. Busch, H.-J. Güntherodt, A. Menth, Y. Tièche, G. Vogt
(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH, Zürich)

La résistivité électrique et le coefficient de Hall d'alliages fondus ont été mesurés en fonction de la température et de la concentration au moyen d'un appareillage à courant et champ alternatifs. La susceptibilité a été déterminée pour l'alliage Hg-In. Les nouvelles valeurs du coefficient de Hall de Hg, In et Ga sont en très bon accord avec les valeurs calculées sur la base du modèle de l'électron libre. Le comportement de l'alliage Ga-In est également explicable par ce modèle. InSb de composition stöchiométrique montre des propriétés métalliques à l'état liquide. Le coefficient de Hall, sensible à la préparation, se rapproche de la valeur calculée en devenant $10^5$ fois plus petit au point de fusion. Par contre Hg-In montre une déviation systématique pouvant atteindre 20%. La contribution des électrons extérieurs à la susceptibilité magnétique diffère de la contribution de Pauli-Landau et indique l'existence de liaisons à courte distance.

## Etude du frottement interne résultant du désancrage thermique

par B. Vittoz et B. Secrétan
(Laboratoire de Génie Atomique, EPUL, Lausanne)

On attribue en général la croissance rapide du frottement interne avec la déformation, à un mécanisme où la dislocation désancre des défauts qui la bloquent (impuretés, défauts ponctuels). Pour expliquer cette croissance qui est d'autant plus

rapide que la température de mesure est élevée, les auteurs introduisent une loi de probabilité de désancrage thermique. Cette loi rend compte du fait qu'il existe une probabilité non nullepour que la dislocation désancre sous une contrainte inférieure à la contrainte de désancrage statique définie au zéro absolu. Les calculs développés dans le cas où la contrainte appliquée est sinusoïdale conduisent aux résultats suivants,

a) Le frottement interne est d'autant plus élevé que la fréquence est faible.
b) La croissance du frottement interne avec la déformation est d'autant plus rapide que la température est élevée.
c) Le désancrage de 2 segments voisins n'entraîne pas forcément un désancrage en chaîne de tous les segments de la dislocation.

## Détermination des mécanismes de migration des défauts ponctuels des stades III et IV par la mesure de la restauration d'un pic de frottement interne du tungstène écroui

par B. Martinet

(Laboratoire de Génie Atomique, EPUL, Lausanne)

Ce pic de frottement interne, mesuré en pendule de torsion, a son maximum à 300° C pour une période de 1,5 s (HPA *35*, 528 (1962)). Une étude complète de la restauration de ce pic, par des recuits isochrones et isothermes, montre qu'il se restaure en 4 stades, numérotés III A, III B, III C et IV. (Par analogie aux mesures de résistivité.)

L'ensemble des mesures permet de déduire huit caractéristiques expérimentales, qui sont analysées en détail, pour montrer que le pic est dû à l'interaction lacune – dislocation et pour déterminer le mécanisme de migration de chaque stade.

Un article complet a été soumis aux Helv. Phys. Acta.

## Etude par recuits isochrones du frottement interne du tungstène fritté, fondu ou monocristallin

par B. Secrétan

(Laboratoire de Génie Atomique, EPUL, Lausanne)

Les mesures ont été faites entre – 200° C et + 550° C sur des barreaux de *W* soumis à un régime de vibration de flexion à 2,5 KHz. Les barreaux ont subi entre chaque série de mesure (– 200° C à $T_m = T_R$) un recuit de 4 heures à des températures croissantes comprises entre 100° C et 2600° C. On observe sur le *W* fondu ou fritté un pic de frottement interne situé à – 135° C. Ce pic dont la température du maximum et la hauteur décroissent avec la température de recuit semble résulter de la superposition de plusieurs pics. Ce phénomène apparaît plus nettement sur le *W* monocristallin de haute pureté où l'on distingue nettement 2 pics à – 85° C et – 155° C. La nature de ces pics peut être attribuée soit aux dislocations seules, soit à une interaction de défauts ponctuels avec les dislocations. On observe d'autre part une crois-

sance du frottement interne avec la déformation qui tend à diminuer avec des températures de recuit croissantes. Ce processus semble résulter d'un blocage des dislocations par les défauts ponctuels ayant migré vers elles.

Un article complet paraîtra plus tard.

## Frottement interne de l'Argent écroui et irradié à 300° K

par René-Claude Fornerod

(Laboratoire de Génie Atomique, EPUL, Lausanne)

### 1. *Introduction*

Tompson et ses collaborateurs[1]) ont étudié le frottement interne et le module d'Young du cuivre pur monocristallin irradié aux neutrons rapides. Ils ont constaté que ces deux grandeurs varient considérablement lorsque le flux intégré dépasse $10^9$ à $10^{10}$ neutrons/cm$^2$. Ils attribuent cette variation à l'épinglage des dislocations par les défauts d'irradiation. Les expériences décrites dans cet article semblent confirmer cette interprétation; elles mettent en évidence un phénomène semblable sur l'argent écroui ou irradié et montrent que l'apparition de ce phénomène est liée à la présence de dislocations dans le réseau cristallin.

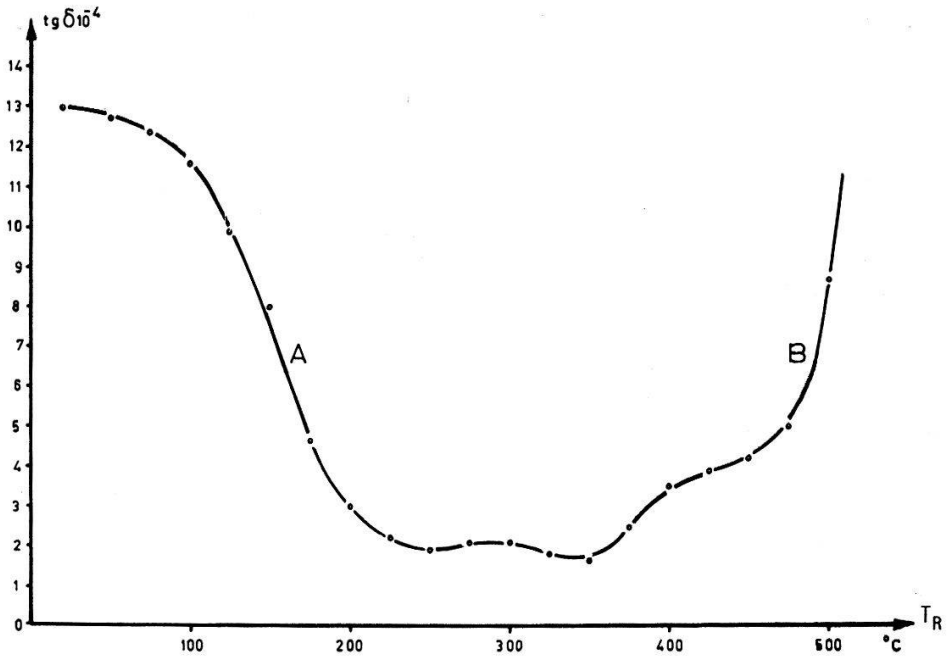



Fig. 1

Restauration du frottement interne de l'Argent écroui

### 2. *Description des expériences*

Le dispositif expérimental a été conçu pour la mesure du frottement interne sous vide en fonction de la température (entre 20° C et 400° C) et sous irradiation. La tête

de mesure peut être introduite dans un canal radial du réacteur Saphir de Würenlingen.

Les expériences ont porté sur de l'Argent polycristallin de pureté 99,99%. Les éprouvettes, de forme parallélipipédique, de dimensions $50 \times 5 \times 3$ mm, vibrent sur leur premier mode de flexion, à la fréquence de 3,5 kHz environ.

Ces expériences sont les suivantes:

a) Une éprouvette préalablement écrouie par laminage (réduction d'aire de la section transversale de 30%) a subi une suite de recuits isochrones de 4 heures entre 25° C

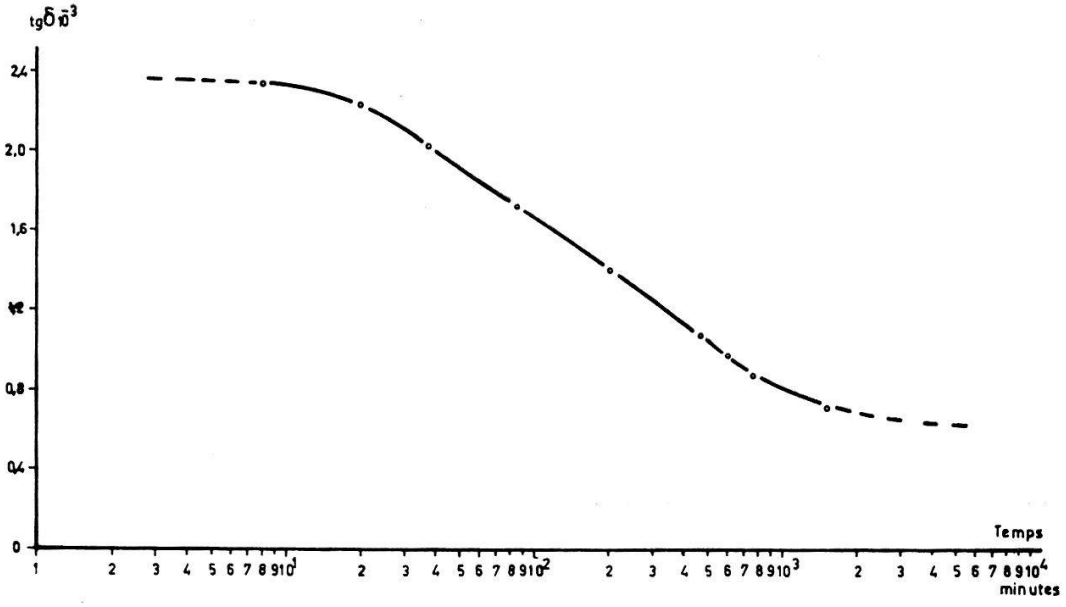



Fig. 2

Variation isotherme du frottement interne de l'Argent irradié aux neutrons

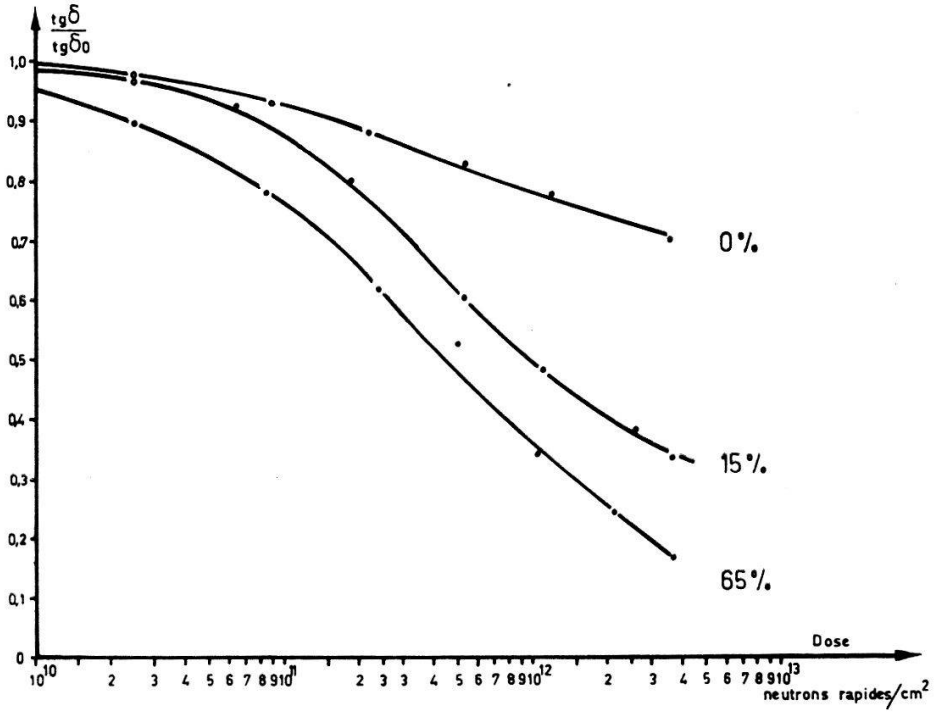



Fig. 3

Influence de la densité de dislocations sur le frottement interne de l'Argent irradié aux neutrons

et 525° C par pas de 25° C. La figure 1, qui représente le frottement interne $\operatorname{tg}\delta$ mesuré à 20° C en fonction de la température de recuit $T_R$, met en évidence deux stades de restauration: A et B.

b) Une éprouvette préalablement écrouie (30%) a subi un recuit de 4 heures à 525° C puis une irradiation d'une minute correspondant à une dose de $5 \cdot 10^{11}$ neutrons rapides/cm². Le frottement interne $\operatorname{tg}\delta$ a été mesuré à 20° C en fonction du temps $t$ compté à partir de la fin de l'irradiation et reporté sur la figure 2.

c) Trois éprouvettes, préalablement recuites à 800° C pendant 4 heures, ont été écrouies à 0%, 15% et 65% de réduction d'aire. Elles ont ensuite subi un recuit de 4 heures à 500° C, puis des irradiations identiques. La figure 3 montre la variation relative $\operatorname{tg}\delta/\operatorname{tg}\delta_0$ du frottement interne de ces éprouvettes en fonction de la dose de neutrons.

### *3. Discussion*

Nous avons attribué les stades de restauration A et B de l'Argent écroui, le premier à la migration des défauts ponctuels vers les dislocations et l'ancrage de ces dislocations, le second à l'annihilation des défauts ponctuels. Les résultats des expériences b) et c) sont en accord avec cette interprétation.

Dans l'expérience b), les dislocations libérées des défauts ancreurs par le recuit, sont à nouveau épinglées par les défauts d'irradiation. Toutefois, la migration de ces défauts n'est pas instantanée, ce que laissait prévoir l'expérience a).

Quant à l'expérience c) elle montre que l'effet d'épinglage est d'autant plus marqué que les dislocations et les défauts épingleurs sont plus nombreux.

En conclusion, ces expériences confirment que l'effet observé par Thompson résulte d'une interaction entre défauts ponctuels et dislocations. D'autres mesures, plus quantitatives, sont en cours pour l'étude de cette interaction.

### *Remerciements*

Nous remercions l'Institut Fédéral pour la Recherche en Matière de Réacteurs d'avoir bien voulu mettre le réacteur Saphir à notre disposition. Nous remercions également le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique et la Maison Aluminium Suisse S.A. de leur contribution financière à ce travail.

### *Références*

[1]) D.-O. Thompson, D.-K. Holmes, J. Appl. Phys. *27*, N° 7, 713–723 (Juillet 1956).

## Mesures de frottement interne de lames minces

par Willy Benoit

(Laboratoire de Génie Atomique, EPUL, Lausanne)

### *Introduction*

Nous désirons étudier par des mesures de frottement interne les défauts créés dans les métaux par irradiations aux ions. Or le pouvoir de pénétration des ions dans la

matière est faible, ainsi dans l'or, des protons de 100 KeV ont une distance moyenne de pénétration d'environ 1 $\mu$. Nous voulons déterminer quelle méthode de mesure est la mieux appropriée pour mesurer des échantillons d'une telle épaisseur, de telle façon que le frottement global mesuré soit essentiellement dû au frottement interne de l'échantillon, le frottement externe dû à l'encastrement devant être négligeable. Des essais sur des lames d'or ont été faits avec un pendule de torsion et avec divers montages en flexion.

*Pendule de torsion*

Le schéma de principe d'un pendule inversé a été donné dans un précédent article[1]. C'est un montage délicat si l'on a par exemple des échantillons d'un $\mu$ d'épaisseur, de 2 cm de long et 0,5 cm de large; en effet pour une période de 2 sec il faut un moment d'inertie de $3 \cdot 10^{-3}$ gcm². Nous avons mesuré avec des échantillons de 20 $\mu$ un frottement global de $2 \cdot 10^{-3}$ dans un vide meilleur que $10^{-4}$ Torr. A côté de son aspect délicat cette installation présente un autre inconvénient: on ne peut que difficilement changer l'épaisseur de la lame sans adapter le moment d'inertie du balancier.

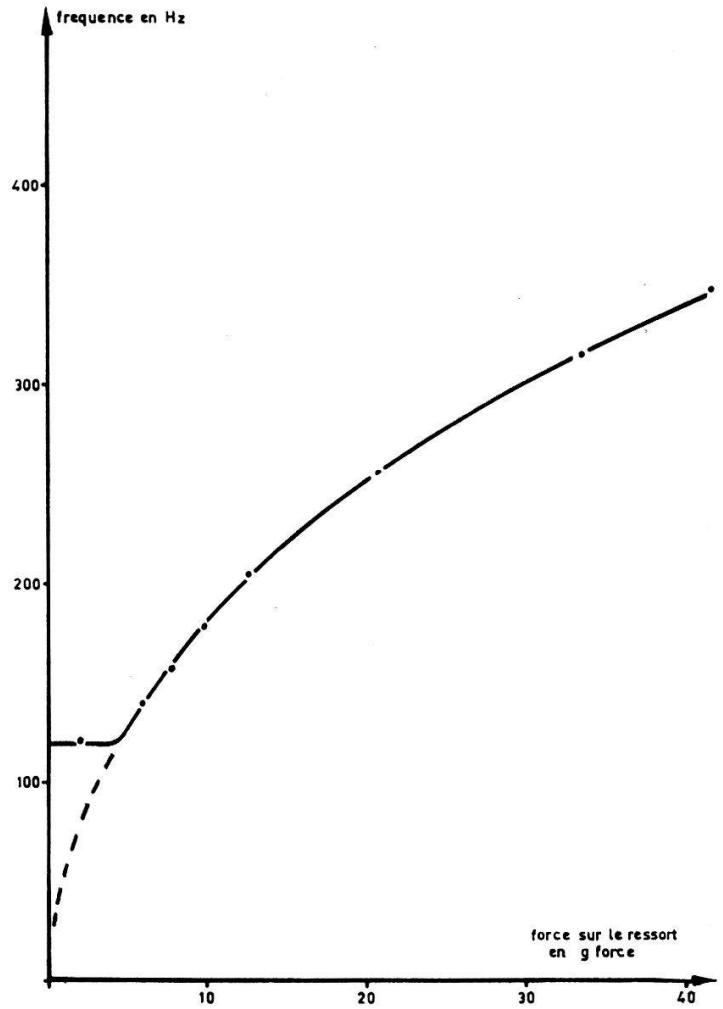



Fig. 1

Fréquence de résonance d'une lame d'or soumise à une tension variable

*Flexion*

Il est évident que seule une construction impliquant l'encastrement de l'échantillon peut être envisagée ici. La construction mécanique est simple. L'excitation et la détection du mouvement se font au moyen de deux électrodes comme décrits dans un autre article[2]). Nous avons expérimenté divers types d'encastrement.

Le montage le plus simple est l'encastrement d'un échantillon rectangulaire à une extrémité. Le frottement extérieur semble négligeable mais la fréquence de résonance est faible. Ainsi, pour un échantillon de 6 mm de long et de 1 $\mu$ d'épaisseur nous avons une fréquence de 10 Hz et de 100 Hz pour une longueur de 2 mm. Nous avons alors encastré un échantillon circulaire sur tout son pourtour, la fréquence est dix fois supérieure (si le diamètre est égal à la longueur de l'échantillon du montage précédent) mais l'encastrement est mauvais, le frottement extérieur étant toujours important, supérieur à $2 \cdot 10^{-2}$.

Une dernière solution a donné de meilleurs résultats: il s'agit d'encastrer un échantillon rectangulaire à ses deux extrémités, dont l'une est fixe et l'autre attachée à un ressort qui permet d'appliquer une tension $S$ sur l'échantillon. Suivant que $S$ est négligeable ou ne l'est pas on a deux types de mouvement; respectivement vibration d'une plaque encastrée à ses deux extrémités ou vibration d'une corde tendue par une tension $S$. La fréquence mesurée en fonction de la tension du ressort traduit bien ce double phénomène (fig. 1). Pour une faible tension $S$, la fréquence est constante (six fois supérieure à celle mesurée avec encastrement à une extrémité), puis la tension $S$ augmentant, la fréquence croît selon la formule des cordes vibrantes:

$$f = \frac{1}{2l} \sqrt{\frac{s}{\mu}}$$

$\mu$ = masse par unité de longueur
$l$ = longueur de l'échantillon.

Il est difficile de certifier si le frottement extérieur est faible, toutefois la valeur minimum mesurée du frottement global est de $5 \cdot 10^{-4}$, ce qui semble bien correspondre au frottement interne mesuré sur l'or par d'autres auteurs.

Nous avons envisagé encore une dernière possibilité: déposer un film mince sur un support plus épais de frottement intérieur beaucoup plus faible. Il faut alors s'assurer que les pertes $W_2$ dans le support soient faibles par rapport aux pertes $W_1$ dans le film (fig. 2).

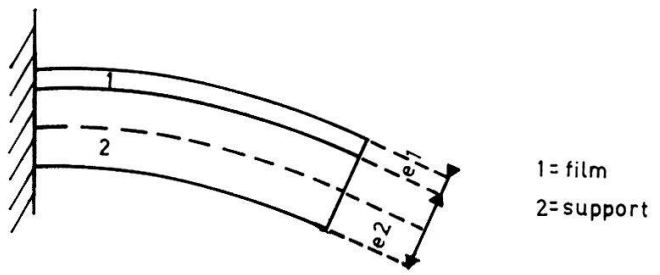



Fig. 2

Si l'on désire que ces pertes soient dans un rapport 10, c'est-à-dire que $W_1 = 10\, W_2$, il faut que la relation suivante soit vérifiée

$$\frac{tg\,\delta\,1}{tg\,\delta\,2} = 3\,\frac{e_2}{e_1}\,\frac{E_2}{E_1}$$

$E_2$ et $E_1$ étant le module d'Young respectivement du support et du film.

Nous constatons que si l'on veut un rapport $e_2/e_1$ disons de 10, à même module d'Young, il faut que le support ait un frottement interne 30 fois plus faible que l'échantillon. Le quartz, éventuellement le tungstène ou le molybdène pourrait convenir, mais il faut aussi tenir compte du frottement engendré au contact échantillon-support.

*Références*

[1]) B. Secrétan, B. Martinet, B. Vittoz, ZAMP *12*, 96–99 (1962).
[2]) W. Benoit, B. Secrétan, Helv. Phys. Acta *35*, 521 (1963).

## High Electric Fields in NaCl Crystals

by R. Williams
(Laboratories RCA Ltd., Zurich)

Space charge polarization measurements have been done with NaCl single crystals, made photoconducting through $F$ centers. Either a silver or an electrolyte electrode is a blocking electrode for the flow of electrons into the crystal. As current flows a space charge appears near the cathode, due to immobile ionized $F$ centers, and given a high electric field. When the silver electrode is the cathode the field in the crystal cannot be increased beyond the value of $1{,}5 \times 10^6$ V/cm. At this field a current begins to flow through the blocking electrode, apparently due to field emission of electrons. When the cathode is an electrolyte solution, higher fields may be established.

## Conduction ionique dans KI et CsI

par D. Ecklin, C. Nadler, J. Rossel
(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Ce travail sera publié prochainement dans H.P.A.

## Excitation des composantes luminescentes de CsI pur par des protons de 1 MeV

par M. Aegerter et J. Rossel
(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Pour compléter les informations obtenues dans des recherches précédentes par excitation de CsI pur par radiations $\beta$ ($Sr^{90}$), nous avons examiné l'effet des protons de 1 MeV en régime permanent et pulsé, sur le rendement et le déclin des composantes luminescentes $\gamma_1$ (chaude) et $\gamma_2$ (froide).

Le maximum de la composante $\gamma_2$ (importante au-dessous de 150° K) passe de 3300 Å à 3800 Å et son rendement $\eta$ présente l'allure d'une saturation à basse température. Ceci est conforme à un modèle simple où $\eta(T) = k_1/(k_1 + k_2) = [1 + s_1/s_2 \exp (E_1 - E_2)/kT]^{-1}$ avec $E_1 = 0$. En excitation permanente (env. $10^{-6}$ A/cm²), la composante froide $\gamma_2$ est en outre fortement atténuée par rapport à $\gamma_1$ en comparaison de l'excitation $\beta$ (facteur $\sim 250$). Cependant, en excitation pulsée, l'intensité des scintillations de $\gamma_2$ reste supérieure à celle de $\gamma_1$.

La composante chaude $\gamma_1$ est aussi déplacée spectralement, de 4300 à 4800 Å. Son rendement $\eta(T)$ passe par un net maximum vers 190° K, et tombe rapidement vers les basses températures. Ceci confirme pour cette composante le comportement anormal déjà observé avec les $\beta$ et s'explique si on l'associe aux lacunes libres de cations en équilibre d'association avec des ions positifs divalents[1]). Avec les protons, la chute observée est plus rapide que pour les $\beta$; cet effet semble indiquer qu'en plus de la diminution de leur nombre les lacunes libres ont une probabilité radiative réduite par la charge d'espace produite par l'ionisation.

Les mesures de déclin effectuées pour la composante $\gamma_2$ avec un faisceau de protons pulsé de l'accélérateur Van de Graaff (impulsions d'une durée d'environ 5 ns contenant de 500 à 1000 protons, fréquence de répétition 100 par sec.), précisent celles déjà réalisées avec des électrons ou rayons $X$ pulsés (2). Elles mettent en évidence deux déclins exponentiels de durée $\tau_{(1)}$ et $\tau_{(2)}$ qui varient avec $T$ sensiblement comme $1/\tau = s_1 + s_2 \exp(-E_2/kT)$. Dans les deux cas, caractérisés par $E_1 = 0$, on obtient le même $E_2$ d'environ 0,08 eV. Pour le cristal le plus pur utilisé (concentration en ions divalents $< 3$ ppm) on trouve à la limite des basses températures $\tau_{(1)} = 1/s_1^{(1)} = 400$ ns et $\tau_{(2)} = 1/s_1^{(2)} = 100$ ns à comparer avec une valeur limite moyenne (doublet non résolu) obtenue pour les $\beta$ (2) : $\overline{\tau} = 770$ ns.

Un filtre Schott UG2 interposé entre le cristal et le photomultiplicateur (56 UVP) affaiblit le déclin le plus lent et permet de l'associer à la raie de plus grande longueur d'onde du doublet mesuré pour $\gamma_2$, par excitation $\beta$, à 3550 et 3260 Å[2])[3]). La loi de déclin observée étant exponentielle au-dessus de 30 ns déjà (pour $T = 150°$ K) on en déduit une confirmation de l'hypothèse déjà faite[2]) que le transfert d'énergie a lieu par exciton: le temps de diffusion ambipolaire s'estime pour notre cristal à $10^{-6}$ s env., ce qui est nettement trop long. Le parallélisme du déclin des 2 raies du doublet renforce notre interprétation de $\gamma_2$ comme étant dû à la recombinaison radiative d'un exciton self-trappé[2]) dont les caractéristiques sont sensibles à la charge d'espace environnante. La plus forte densité d'ionisation du proton et sa plus faible pénétration (18 $\mu$ au lieu de 1 mm environ pour les $\beta$) peut expliquer les effets observés, en particulier l'affaiblissement de $\gamma_2$ relativement à $\gamma_1$ en régime permanent, par suite de l'élimination d'excitons par recombinaison dans une couche superficielle fortement perturbée.

L'interprétation similaire de GWIN et MURRAY[4]) qui suggèrent la capture d'un électron par un trou self-trappé (groupe $I_2^-$) nous paraît pour les raisons ci-dessus moins plausible.

*Literatur*

[1]) H. BESSON, D. CHAUVY, J. ROSSEL, Helv. Phys. Acta *35*, 211 (1962); M. AEGERTER, A. HOFFMANN, J. ROSSEL, Helv. Phys. Acta (1964) à l'impression.
[2]) H. ENZ et J. ROSSEL, Helv. Phys. Acta *31*, 25 (1958).
[3]) D. CHAUVY et J. ROSSEL, Helv. Phys. Acta *32*, 481 (1959).
[4]) R. GWIN et R. B. MURRAY, Phys. Rev. *131*, 508 (1963).

## Caractéristiques de la composante luminescente 4300 Å de CsI pur

par M. Aegerter, A. Hoffmann et J. Rossel
(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Ce travail sera publié prochainement dans H.P.A.

## Optische Untersuchungen an Defektelektronen in $NH_4Cl$

von K. Bachmann und G. Pfister
(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH, Zürich)

Aus Messungen der paramagnetischen Resonanz ist bekannt, dass $NH_4Cl$-Kristalle, welche bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffes mit Röntgenlicht bestrahlt wurden, lokalisierte Defektelektronen enthalten. Die Lokalisierung erfolgt durch Zusammenschluss zweier benachbarter $Cl^-$-Ionen zu einem $Cl_2^-$-Molekül-Ion, ohne dass andere Gitterdefekte mitspielen (self-trapping). Die optische Absorption dieses Zentrums wurde identifiziert und untersucht. Die dem Übergang $3\,p\,\Sigma_u - 3\,p\,\Sigma_g$ entsprechende Absorptionsbande liegt bei 3750 Å und hat bei 78° K eine Halbwertsbreite von 0,82 eV. Durch Einstrahlung von polarisiertem Licht in diese Bande lassen sich die $Cl_2^-$-Molekül-Ionen ausrichten, was sich durch Messung des Dichroismus verfolgen lässt.

## Crystal Field Theory

by G. Burns
(IBM Zurich Research Laboratory, Rüschlikon, ZH)

By measuring the optical spectra of rare-earth ions in ionic crystals ($LaCl_3$, etc.) one can fit the crystal field splittings in terms of relatively few crystal field parameters, $V_n^m$. One can attempt to calculate the crystal field parameters in terms of a simple, ionic lattice model. Then the crystal field parameters $= (1 - \alpha_n) < r^n > A_n^m$ where $\alpha_n$ represents the shielding of the 4f-electrons by the $5\,s^2\,p^6$-electrons on the rare-earth, $\langle r^n \rangle$ the expectation value of the 4f-electrons, and $A_n^m$ is a lattice sum over the ions in the lattice. One does not obtain good agreement with the experimentally determined $V_n^m$'s. The reasons for this have been investigated and will be discussed.

## Forbidden Hyperfine Transitions in the Paramagnetic Resonance of $Mn^{++}$ in CaO

by John E. Drumheller
(Physik-Institut der Universität Zürich)

It has recently been shown that mixing of hyperfine states can be achieved through an interaction with the zero-field cubic splitting. To give further evidence of this

mixing, the «forbidden» hyperfine transitions in the electron paramagnetic resonance of divalent manganese in cubic calcium oxide have been investigated. The five forbidden doublets have been observed and their splittings agree well with theory. Furthermore, the angular dependence of the magnitudes as well as the relative magnitudes of the intensities agree with the theory of cubic field mixing. The intensity calculations have been computed using operator equivalent notation.

## Resonance Relaxation of $Pt^{3+}$ in $Al_2O_3$

by Uli Höchli
(Physik-Institut der Universität Zürich)
and K. A. Müller
(IBM Zürich Research Laboratory, Rüschlikon, ZH)

The investigation on the line broadening of $3d^7$ ions in oxide crystals has been extended to $Pt^{3+}$ in corundum. The single isotropic E. P. R. line of the even isotopes of Pt and the two hyperfine lines of $Pt^{195}$ [1]) both broaden from 20 Gauss to 90 Gauss between 110° K and 190° K.

We obtain for the relaxation time

$$T_1 = A \cdot \exp(\Delta/kT) = 4 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(470/kT).$$

Such an exponential temperature dependence of the relaxation time is typical of an Orbach [2]) mechanism and has previously been observed in the $3d$ group for $Co^{2+}$, $Ti^{3+}$, $V^{4+}$ [3]) and more recently in $Ni^{3+}$ in oxide crystals [4])[5]).

The value $\Delta = 470\ cm^{-1}$ is appreciably smaller than the one for $Ni^{3+}$ in corundum. Unlike as in the case of $Ni^{3+}$ we are able to conclude that for $Pt^{3+}$ $\triangle$ is due to the splitting of the $^2\Gamma_3$ ground state by the Jahn Teller Effect, since the separation of $^2\Gamma_3$ from $^4\Gamma_4$ is in the order of 18000 $cm^{-1}$.

*References*

[1]) S. Geschwind and J. P. Remeika, J. Appl. Phys. Suppl. *33*, 370 (1962).
[2]) R. Orbach, Proc. Phys. Soc., London *77*, 821 (1961).
[3]) G. M. Zverev and N. G. Petelina, Soviet Physics JETP *17* (Dec. 1963) and other references quoted there.
[4]) U. Höchli *et al.*, Helv. Phys. Acta *36*, 484 (1963).
[5]) K. A. Müller and R. S. Rubins, to be published in Helv. Phys. Acta.

## Magnetische Kernresonanz von $La^{139}$ und $Al^{27}$ in $LaAlO_3$ [1])

von E. Brun und B. Derighetti
(Physik-Institut der Universität Zürich)

$LaAlO_3$, das Perowskitstruktur besitzt, ist oberhalb 720° K kubisch, zeigt aber bei abnehmender Temperatur eine zunehmende rhomboedrische Deformation. In der

deformierten Phase beweisen die Kernresonanzspektren von $La^{139}$ und $Al^{27}$ die Existenz axialer Feldgradienttensoren entlang der trigonalen Deformationsachse. Die Wechselwirkungskonstante $W = e\,Q\,V_{zz}/h$ ändert sich zwischen 300° K und 77° K fast linear mit der Temperatur. Typische Werte sind für $W$ ($La^{139}$): 7.06 Mc/s bei 300° K und 9.30 Mc/s bei 77° K; für $W$ ($Al^{27}$): 155.8 kc/s bei 300° K und 206.0 kc/s bei 77° K.

Innerhalb einer Domaine sind die Al- und La-Lagen im Sinne der Quadrupolwechselwirkung identisch, d.h. unabhängig von der Orientierung des Kristalls relativ zum Magnetfeld wird nur je eine Satellitengruppe beobachtet.

*Literatur*

[1]) K. A. MÜLLER et al., Phys. Letters *9*, 223 (1964).

## Paramagnetische Elektronenresonanz von $Fe^{3+}$ in $LaAlO_3$ [1])

von E. BRUN, J. E. DRUMHELLER, K. A. MÜLLER*) und F. WALDNER
(Physik-Institut der Universität Zürich)

In einem Ein-Domänen-Kristall $LaAlO_3$ wurde das Elektronenresonanz-Spektrum von $Fe^{3+}$-Verunreinigungen zwischen 93° K und 299° K gemessen. Die Parameter der üblichen Spin-Hamiltonian betragen für 299° K: $g_{\|} = 2.003 \pm 0.001$; $|D| = 369 \pm 2$, $|a - F| = 383 \pm 2$, $|a| = 378 \pm 3$ ($10^{-4}$ cm$^{-1}$). Mit sinkender Temperatur wächst $|D|$ proportional zur Quadrupolaufspaltung von $Al^{27}$; also ist innerhalb dieses Bereiches $D$ linear vom Feldgradienten $V_{zz}$ abhängig. Der kubische Parameter $a$ nimmt ebenfalls stark zu. Eine Aufspaltung des Spektrums für $\theta \neq 0°$ zeigt, dass die Sauerstoff-Oktaeder um die [111]-Achse verdreht sind. Die Resonanzmessungen von $Al^{27}$, $La^{139}$, $Fe^{3+}$ und $Gd^{3+}$ (Low and Zusman) in $LaAlO_3$ weisen auf die Raumgruppe $R\,\overline{3}\,c$ hin.

*Literatur*

[1]) K. A. MÜLLER et al., Phys. Letters *9*, 223 (1964).

*) IBM-Forschungslaboratorium, Rüschlikon, ZH.

## Identification of the Multiple Phonon-Nuclear Spin Excitation Mechanism in GaAs

by H. MAHON
(Physik-Institut der Universität Zürich)

Recently nuclear spin transitions have been excited by the presence in a GaAs crystal, of phonons at two different frequencies[1])[2]). These transitions are observed when the phonons frequency sum or difference is equal to one of the quadrupolar transition frequencies. There are two spin excitation mechanisms, anharmonic and Raman. Experimentally the relative importance of these two processes has yet to be demonstrated, since the result of an earlier experiment[3]) has been found to be spurious.

A method was developed which exploits the difference between excitation by transition frequency phonons and excitations via the Raman process. The results show that the anharmonic process is the dominant excitation mechanism.

*References*


[1]) H. MAHON and R. MAHLER, Bull. Am. Phys. Soc. *8*, 350 (1963).
[2]) R. MAHLER, H. MAHON, S. MILLER and W. TANTTILA, Phys. Rev. Letters *10*, 395 (1963).
[3]) R. MAHLER, thesis, University of Colorado, Boulder, Colorado (unpublished).


## Kernphysik

### Anisotropie dans la désintégration $\pi$–$\mu$ des mésons $\pi^+$ créés dans la désintégration $K^+ \rightarrow 2\,\pi^+ + \pi^-$


par G. B. CVIJANOVICH et E. JEANNET
(Physikalisches Institut der Universität Bern)


La valeur $s = 0$ attribuée au spin du méson $\pi$ est basée d'une part sur l'application du théorème du bilan détaillé aux réactions inverses $p + p \rightleftarrows \pi^+ + d$ et d'autre part sur la désintégration $\pi^0 \rightarrow 2\,\gamma$. Dans les 2 cas, les mésons $\pi$ étudiés expérimentalement ont toujours une énergie relativement élevée et sont créés par interaction forte.

La valeur $s_\pi = 0$ implique une isotropie de la direction d'émission du $\mu$ dans le centre de masse. Nous avons étudié la désintégration au repos de 448 $\pi^+$ produits dans 224 $\cancel{\pi}^+$ à l'arrêt dans un empilement de 67 émulsions nucléaires Ilford G-5. Cet empilement, irradié à un faisceau de $K^+$ de faible énergie au CERN a été mis aimablement à notre disposition par le Dr TIETGE de l'Institut Max Planck de Munich. Nous avons mesuré l'angle $\theta$ entre la direction d'émission du $\pi^+$ et la direction d'émission du $\mu^+$ ainsi que l'énergie du $\pi^+$. Nos résultats montrent que la distribution angulaire de l'ensemble des événements mesurés est isotrope, mais mettent en évidence une anisotropie de l'angle $\theta$ en fonction de l'énergie du méson $\pi^+$: $\overline{E}_B$ étant l'énergie moyenne des $\pi^+$ conduisant à une désintégration vers l'arrière ($\cos\theta < 0$) et $\overline{E}_F$ celle des $\pi^+$ conduisant à une désintégration vers l'avant ($\cos\theta > 0$), les valeurs obtenues sont

$$\overline{E}_B = 21{,}6 \text{ MeV} \pm 0{,}8 \text{ MeV}$$

$$\overline{E}_F = 24{,}6 \text{ MeV} \pm 0{,}8 \text{ MeV}$$

c'est-à-dire une différence:

$$\Delta E = \overline{E}_F - \overline{E}_B = 3{,}0 \text{ MeV} \pm 1{,}1 \text{ MeV}$$

au lieu de la valeur attendue $\Delta E = 0$, ce qui correspond à une probabilité de 0,007.

Ce résultat est en accord avec une indication de GARWIN *et al.*[1]) concernant une anisotropie dans la désintégration $\pi$–$\mu$ des $\pi^+$ produits dans la désintégration de $K^+$ selon le mode $\tau$.

Une publication plus détaillée sera soumise prochainement à la rédaction de «Il Nuovo Cimento». Nous tenons à remercier le Dr TIETGE de Munich qui a mis les émulsions et les protocoles de scanning donnant les coordonnées des $\tau^+$ à notre disposition. Ce travail a bénéficié de l'aide financière du Fonds National Suisse de la Recherche scientifique.

*Références*

[1]) R. L. GARWIN, G. SIDAL, L. M. LEDERMAN, M. WEINRICH, Phys. Rev. *108*, 1589 (1957).

## Interactions d'antiprotons de 3,0 GeV/c dans l'émulsion photographique

par E. JEANNET et C. METZGER
(Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel)
et S. RONEZ et A. PALLINGER
(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Un empilement de 27 émulsions nucléaires Ilford G-5 de 14,5 cm × 23 cm × 600 microns a été irradié à un faisceau d'antiprotons de 3,0 GeV/$c$ ± 2% au CERN.

Nous avons trouvé 966 interactions en suivant 323,83 m de traces au microscope. Une correction de 16% pour tenir compte de la contamination du faisceau en mésons $\mu$[1]) et une autre de 1,4% tenant compte de l'efficacité du scanning pour les étoiles à une seule trace ont été appliquées. Le libre parcours moyen $\lambda$ des antiprotons de 3,0 GeV/$c$ dans l'émulsion est alors:

$$\lambda = 27{,}9 \text{ cm} \pm 0{,}9 \text{ cm}.$$

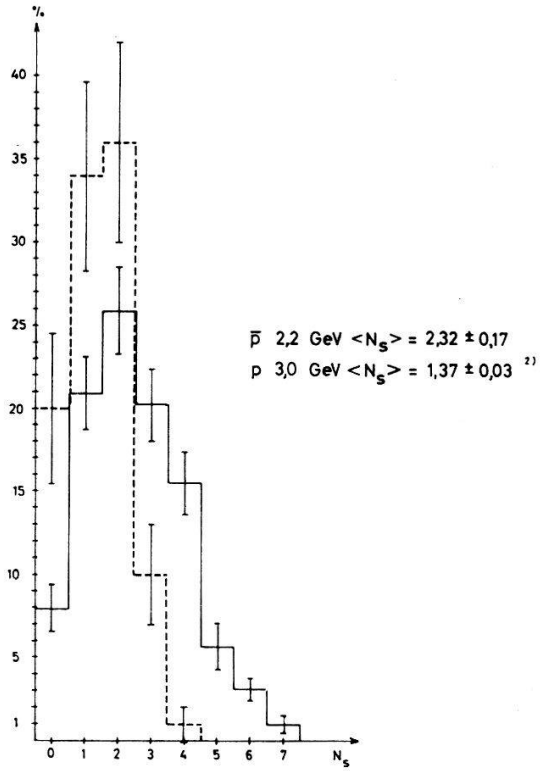



Fig. 1

Alors qu'à basse énergie, en l'occurrence au repos, les interactions antinucléon-nucléon conduisent toujours à une annihilation, ce n'est plus le cas lorsque l'énergie augmente et la variation de la section efficace d'annihilation en fonction de l'énergie présente un grand intérêt.

Les traces fines (traces d'ionisation comprise entre le minimum $g_0$ et $1{,}4\, g_0$) apparaissant dans l'émulsion sont identifiables, en bonne approximation, aux mésons créés lors de l'interaction primaire particule incidente-nucléon dans le noyau. La multiplicité des mésons ainsi créés doit être corrigée pour être comparée au nombre de traces fines, premièrement pour tenir compte de l'absorption des mésons $\pi$ sur une paire de nucléons et deuxièmement pour tenir compte des diffusions inélastiques dans le noyau. A basse énergie, la première correction est prépondérante alors qu'à haute énergie c'est la seconde seule qui importe. Une évaluation grossière montre qu'à notre énergie (2,2 GeV) la correction est faible, en tout cas inférieure à 10%.

La figure 1 représente la distribution des étoiles en nombre de traces fines $N_s$ pour des événements produits par des protons de 3 GeV[2]) et d'antiprotons de 2,2 GeV dans l'émulsion nucléaire.

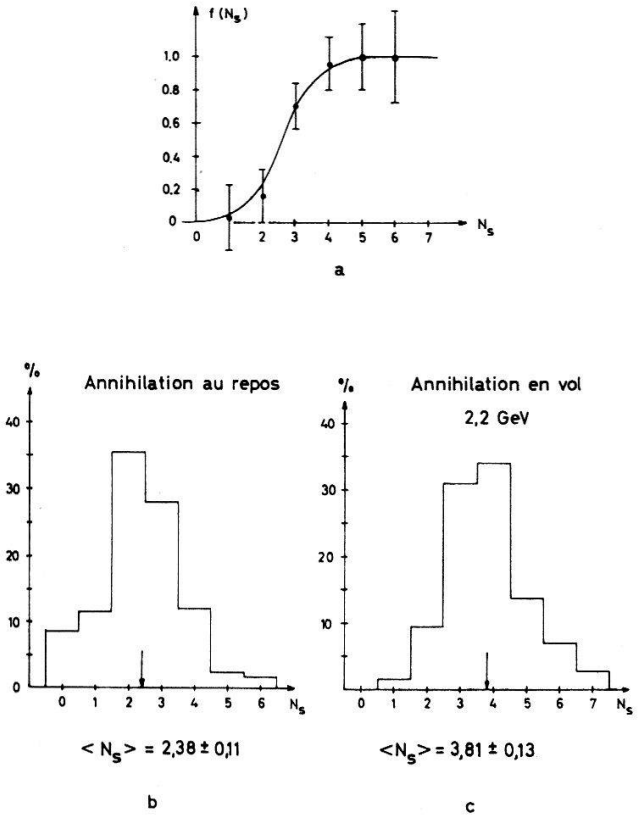



Fig. 2a-c

La figure 2a représente la probabilité pour qu'une étoile à $N_s$ branches fines provienne d'un phénomène d'annihilation. Les points sont obtenus à partir des données de la figure 1 sous l'hypothèse que la section efficace totale $\bar{p}$-nucléon peut s'écrire:

$$\sigma_{\bar{p}N} = \sigma_{pN} + \sigma_{ann} + \sigma_{ex}$$

où $\sigma_{pN}$ est la section efficace totale $p$-nucléon à même énergie, $\sigma_{ann}$ la section d'annihilation et $\sigma_{ex}$ la section d'échange de charge que nous négligeons ici ($\sigma_{ex} \cong 2$ mb), les sections $\sigma_{\bar{p}N}$ et $\sigma_{pN}$ étant celles données par MORRISON[3]). Il n'est pas certain que cette hypothèse soit pleinement justifiée et nous nous proposons par la suite de déterminer $\sigma_{ann}$ directement. La courbe tracée sur la figure 2a est de nature purement empirique.

Les figures 2b et 2c représentent les distributions des étoiles en nombre de traces fines pour des annihilations au repos, d'après EKSPONG *et al.*[4]), et respectivement pour des annihilations à 3,0 GeV/c (notre résultat).

La multiplicité obtenue par EKSPONG *et al.*[4]) après multiplication par 3/2 pour tenir compte de l'émission de mésons neutres et après les corrections citées plus haut s'élève à 4,68 $\pm$ 0,12 pour les annihilations au repos alors que nous obtenons 5,71 $\pm$ 0,20 à 3 GeV/$c$. Le rapport de ces deux valeurs, soit 1,22 $\pm$ 0,06 est en excellent accord avec la racine carrée du rapport des énergies dans le centre de masse, c'est-à-dire 1,22. Ce résultat confirme la règle empirique bien connue reliant la multiplicité à la racine de l'énergie dans le centre de masse, règle établie pour les interactions nucléon-nucléon.

Nous tenons à remercier le Dr LOHRMANN de Hambourg qui nous a prêté l'empilement d'émulsions. Ce travail a bénéficié de l'aide financière du Fonds National suisse de la Recherche scientifique.

*Références*

1) O. CZYZEWSKI *et al.*, Rapport CERN 63-34 (1963).
2) R. CESTER, T. F. HOANG, A. KERNAN, Phys. Rev. *103*, 1443 (1956).
3) D. R. O. MORRISON, Rapport CERN 63-1 (1963).
4) A. G. EKSPONG, Å. FRISK, S. NILSSON et B. E. RONNE, Nuclear Physics *22*, 353 (1961).

## Experimente mit einer grossen magnetischen Funkenkammer und Ladungsaustausch von K⁻-Mesonen an Protonen bei 10 GeV

von P. ASTBURY, G. FINOCCHIARO, A. MICHELINI, C. VERKERK, D. WEBSDALE*), C. WEST*)
(CERN, Genève)

W. BEUSCH, B. GOBBI, M. PEPIN, E. POLGAR, M. POUCHON
(Laboratorium für Hochenergiephysik ETH, Zürich)

Es wurde eine Funkenkammer von $60 \times 80 \times 170$ cm³ beobachtbarem Volumen gebaut, die im Feld des CERN-ETH-Wilsonkammermagneten (10,7 kG) betrieben werden kann. Ein Zählerteleskop mit zwei Schwellen-Čerenkovzählern bestimmte die Natur der einfallenden Teilchen. Vier kleinere Funkenkammern, zwei vor und zwei nach einem Ablenkmagneten, erlaubten eine Impulsmessung an den Teilchen im Strahl auf $\pm$ 0,5% bei 10 GeV/$c$. Ein Wasserstofftarget war allseitig mit einem Antikoinzidenzsystem umgeben, welches aus Szintillator- und Bleiplatten in mehreren Lagen bestand und somit auf geladene Teilchen und hochenergetische $\gamma$-Strahlen ansprach. Von den Funkenkammern wurden zwei stereoskopische Aufnahmen gemacht. Das Volumen jeder Funkenstrecke wurde durch ein Prisma in die Linsenöffnung abgebildet. Die magnetische Funkenkammer wies auch Ereignisse mit vielfachen Spuren nach; bei 8 Spuren ist die Wahrscheinlichkeit für Funkenbildung noch grösser als 60%.

Die Impulsauflösung der magnetischen Funkenkammer wird durch die zwei folgenden Daten charakterisiert: An $\pi$-Mesonen von 10 GeV/$c$ Impuls wurde ohne Magnetfeld eine solche statistische Verteilung der Krümmung gemessen, dass ein «maximum detectable momentum» von 1200 Gev/$c$ angegeben werden kann. Wenn die Masse von $K^0$-Mesonen von 9,4 GeV/$c$ Impuls aus den gemessenen Impulsen der Zerfallsprodukte bestimmt wird, so streut ihr Wert um $\pm$ 10 MeV/$c^2$.

Im Laufe eines Test-Experiments wurden verschiedene 2- und 3-Teilchenprozesse mit einfallenden $\pi^-$, $K^-$ und Antiprotonen untersucht. Über den Ladungsaustausch $K^- + p \rightarrow \overline{K^0} + n$ liegen vorläufige Resultate vor. Von den 500 insgesamt beobachteten Ereignissen sind 180 analysiert. Der totale Wirkungsquerschnitt bei 9,4 GeV/$c$ Impuls des $K^-$ beträgt 82 $\pm$ 9 $\mu b$. Der differentielle Wirkungsquerschnitt zeigt, dass die $\overline{K^0}$ überwiegend in Vorwärtsrichtung emittiert werden. Während die Verteilung in Funktion der Lorentz-Invarianten $t$ (Quadrat der Impulsübertragung) im Fall der elastischen Streuung von $K^-$ an Protonen durch

$$\frac{d\sigma}{dt} = \text{const.}\ e^{-bt} \qquad b = 10{,}5 \pm 1{,}2 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^{-2}$$

approximiert wird[1]), finden wir beim Ladungsaustausch beim Anpassen einer analogen Exponentialfunktion $b \approx 5{,}5\ (\text{GeV}/c)^{-2}$.

*Literatur*

[1]) H. J. Foley *et al.*, Phys. Rev. Letters *11*, 503 (1963).

*) Imperial College, London.

## Untersuchung von Pion-Pion-Resonanzen bei Wechselwirkungen [1]) von 6 GeV/c $\pi^+$-Mesonen mit Deuteronen

von F. Bruyant, M. Goldberg, M. Holder*), M. Krammer*), J. v. Major**), G. Vegni und H. Winzeler
(CERN, Genf)

P. Fleury, R. v. d. Haeghen, J. Huc, R. Lestienne, G. de Rosny
(Ecole Polytechnique, Paris)

Es wurden 2- und 4-spurige Wechselwirkungen von 6 GeV/$c$ $\pi^+$-Mesonen in flüssigem Deuterium mit der 80 cm-Saclay-Wasserstoffblasenkammer untersucht. Hierbei wurden insbesondere Ereignisse des Typs

$$\underset{(p)}{\pi^+} + \underset{(p)}{n} \rightarrow p + X \ \text{(neutral)}$$

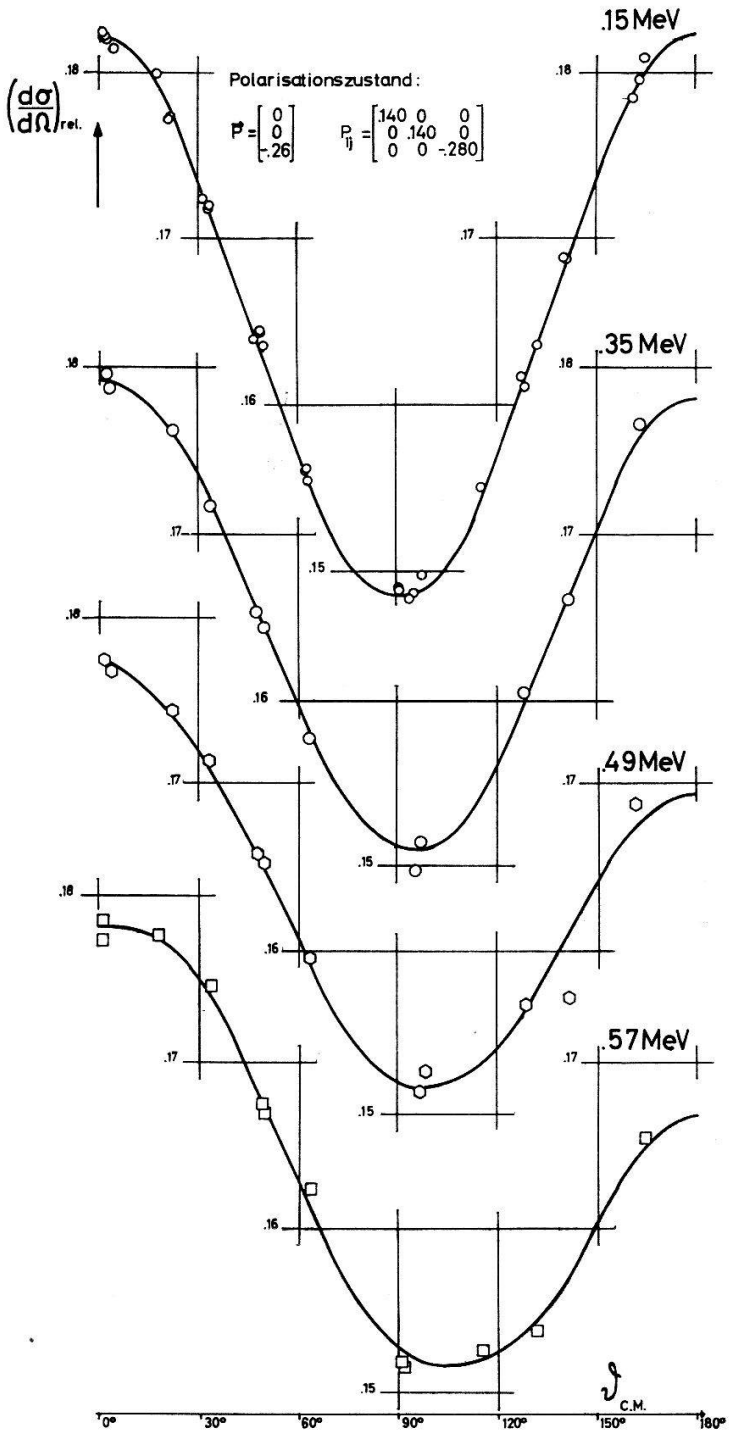
ausgewählt, um Eigenschaften der neutralen «pionischen» Resonanzen (insbesondere des $f_0$, $B_0$ oder etwaiger noch schwererer Mesonen) zu studieren. Einige vorläufige Resultate hierüber werden vorgetragen.

*) Student an der Universität Tübingen (M. H. ) und Graz (M. K.).
**) Beurlaubt von der Universität Durham.
[1]) Wird publiziert in 'Physics Letters'.

## Die T($d$, $n$)$^4$He-Reaktion mit polarisierten Deuteronen

von W. Trächslin, E. Baumgartner, H. Bürgisser, P. Huber, G. Michel und H. R. Striebel
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Deuteronen aus der «Basler Quelle»[1]) mit dem in der Figur angegebenen Polarisationszustand $\boldsymbol{P}$, $P_{ij}$ wurden mit verschiedenen Teilchenenergien auf ein Tritium-Titan-Target (Dicke ca. 100 keV) beschleunigt[2]). Zur Beschreibung der Reaktion ver-




Rel. differentieller Wirkungsquerschnitt für polarisierte Deuteronen der Energien 0,15; 0,35; 0,49 und 0,57 MeV

wenden wir das in [3]) definierte Koordinatensystem. Die Zähler wurden mit Neutronen aus der Reaktion mit unpolarisierten Deuteronen normiert. Die Anisotropie der Winkelverteilung dieser Neutronen haben wir nach [4]) korrigiert. Die in der Figur dargestellten Resultate zeigen die bis auf einen konstanten Faktor bestimmten, differentiellen Wirkungsquerschnitte $(d\sigma/d\Omega)_{rel}$ der $T(d, n)^4He$-Reaktion als Funktion des Emissionswinkels $\vartheta$ der Neutronen im Schwerpunktsystem.

*Literatur*


[1]) H. Rudin, H. R. Striebel, E. Baumgartner, L. Brown und P. Huber, Helv. Phys. Acta *34*, 58 (1961).

[2]) W. Trächslin, R. E. Benenson, H. Bürgisser, G. Michel und H. R. Striebel, Helv. Phys. Acta *36*, 492 (1963).

[3]) F. Seiler, E. Baumgartner, W. Haeberli, P. Huber und H. R. Striebel, Helv. Phys. Acta *35*, 385 (1962).

[4]) Charged Particle Cross Sections, Los Alamos, New Mexico (1956).


## Kernphotoeffekt an Tritium


von R. Bösch, J. Lang, R. Müller und W. Wölfli

(Laboratorium für Kernphysik der ETH, Zürich)


Es wurde der totale Wirkungsquerschnitt der Photospaltung des $H^3$-Kerns (Schwellenenergie 6,26 MeV) mit monochromatischen Gammastrahlen bis zu 9 MeV gemessen. Als Gammaquelle diente die $(n, \gamma)$-Reaktion von thermischen Reaktorneutronen an verschiedenen Elementen. Als Target wurden 1500 Curie Tritiumgas unter einem Druck von 10 atm. verwendet. Die Photoneutronen wurden mit einem Long Counter registriert. Die Resultate liefern gute Übereinstimmung mit dem Wirkungsquerschnitt der Reaktion $He^3$ $(\gamma, p)$ $H^2$.

## Corrélation $\beta$–$\gamma$ polarisé circulairement dans le K-42


par R. Hess et F. C. Röhmer

(Laboratoire de physique des hautes énergies, EPF, Zurich)


Nous avons mesuré la corrélation $\beta$–$\gamma$ $(\theta)$ polarisé circulairement de la transition $\beta$ (2,03 MeV) du K-42. Les sources de KCl enrichies à 80% de K-41 ont été préparées par évaporation sous vide et ont une épaisseur moyenne de 2 mg/cm². La polarisation circulaire des $\gamma$ (1,52 MeV) est déterminée par la méthode de transmission. La dépendance énergétique intégrée des particules $\beta$ est mesurée en fixant l'énergie inférieure des $\beta$ par différents absorbants en Al (0,5 et 1 mm d'épaisseur).

Dans les limites de l'erreur statistique, la polarisation mesurée est nulle, aussi bien en fonction de l'angle que de l'énergie.

## Proton-Einfang bei $A^{40}$

von R. Bloch, R. E. Pixley, H. H. Staub, H. Winkler
(Physik-Institut der Universität Zürich)

Zwei Resonanzen der Reaktion $A^{40}$ $(p, \gamma)$ wurden untersucht unter Verwendung einer offenen Gastarget und eines Teilchen-Spektrometers mit hoher Auflösung.

Folgende Resonanzenergien wurden gemessen: $(1101{,}8 \pm 0{,}22)$ keV und $(1086 \pm 1)$ keV. Die Anregungskurve der höheren Resonanz wurde mit Funktionen verglichen, die unter Berücksichtigung des «Lewis»-Effekts berechnet wurden.

Die Gammaspektren beider Resonanzen wurden ebenfalls gemessen und daraus die partiellen Gammabreiten für verschiedene Übergänge bestimmt.

## Ausbeutekurven scharfer $(p, \gamma)$-Resonanzen

von R. Bloch, H. H. Staub und F. Waldner
(Physik-Institut der Universität Zürich)

Die Messung der Reaktion $A^{40}(p, \gamma)K^{41}$ sollte besonders gut geeignet sein, den Einfluss der endlichen Energieverluste des in die Target eindringenden Protons zu zeigen («Lewis»-Effekt)[1]. Dies rührt daher, dass die Target gasförmig, die Atomnummer hoch und die Wignerbreite klein ist.

Ausbeutekurven wurden berechnet unter der Annahme, dass die Wahrscheinlichkeit für einen Energieverlust $\varepsilon$ proportional zu $1/\varepsilon^2$ sei, zwischen den Grenzen $\varepsilon_{min} =$ 11,5 eV und $\varepsilon_{max} = \frac{4\, m_e}{M_p} E_0 = 2{,}3$ keV für Protonen von 1,1 MeV.

Die so erhaltenen Resultate zeigen recht gute Übereinstimmung mit der experimentell bestimmten Ausbeutekurve, deren Genauigkeit allerdings nicht sehr hoch ist.

*Literatur*

[1]) H. W. Lewis, Phys. Rev. *125*, 937 (1962).

## Certains aspects systématiques des valeurs $ft$ des transitions bêta interdites du premier ordre

par P. Lipnik*) et J. W. Sunier**)
(Laboratoire de physique des hautes énergies, EPF, Zurich)

La valeur $ft$ des transitions bêta interdites du premier ordre non-uniques et «coulombiennes» est en première approximation fonction des éléments de matrice nucléaires prédominants:

$$V = -C_A\, \xi\, (\Lambda_0 - 1) \int \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{r} \quad \text{et} \quad Y = -C_V\, \xi\, (\Lambda_{CVC} - 1 - 1{,}2\, \Lambda_1) \int \boldsymbol{r}$$

La théorie du courant vectoriel conservé donne $\Lambda_{CVC} \approx 2{,}4$; $\Lambda_0$ est fonction du potentiel nucléaire et est estimé à $1 \leqslant \Lambda_0 \leqslant 2$; $\Lambda_1$, défini par la relation $\int i\,\boldsymbol{\sigma} \times \boldsymbol{r} = \Lambda_1 \int \boldsymbol{r}$, peut être calculé pour des configurations pures du modèle à particules indépendantes. Pour les transitions $\Delta J = 1$ des noyaux de $A$ impair, $\Lambda_1 = \pm 1$. Si $\Lambda_1 = 1$, systématiquement les valeurs $f\,t$ sont élevées, indice irréfutable de l'annulation quasi-totale de $Y$. Les transitions $\Delta J = 0$, où $|\Lambda_1| > 1$, sont incompatibles avec les estimations usuelles de $\Lambda_0$.

*) Chercheur agréé à l'I. I. S. N., Louvain, Belgique.
**) Adresse actuelle: Physics Department, UCLA, Los Angeles, Calif.

## Mesure de la distribution énergétique du rayonnement de freinage interne de la transition $Cl^{36}$ – e.c. – $S^{36}$

par P. Lipnik*), G. Pralong et J. W. Sunier**)
(Laboratoire de physique des hautes énergies, EPF, Zurich)

Un rayonnement de freinage interne accompagne la capture électronique interdite du deuxième ordre dans la désintégration du Cl-36. Des considérations théoriques permettent de déduire la distribution énergétique de ce rayonnement à partir de celle établie pour un spectre de positrons du même ordre d'interdiction. Le facteur de forme, mesuré entre 700 keV et l'énergie maximale $E_0 = 1175 \pm 25$ keV, est constant à 10% près. Ce résultat est en désaccord avec les calculs théoriques utilisant la théorie du courant vectoriel conservé et les configurations simples du modèle à particules indépendantes: $|\text{Cl-36}> = |(d_{3/2})_p, (d_{3/2})_n; 2>$.

*) Chercheur agréé à l'I. I. S. N., Louvain, Belgique,
**) Adresse actuelle: Physics Department, UCLA, Los Angeles, Calif.

## Differentieller Wirkungsquerschnitt von $O^{18}$ für Neutronen im Energiebereich 2,9–4,1 MeV

von E. Baumgartner, P. Extermann und P. Huber
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Erscheint demnächst.

## Bucklingmessungen an quadratischen U-Metall-$D_2O$-Gittern mit 0,96% angereicherten Brennelementen

von H. R. Lutz, W. Heer, R. W. Meier
(Eidg. Institut für Reaktorforschung, Würenlingen)

Wird später ausführlich publiziert.

## Propriétés statistiques d'aérosols radioactifs

par C. METZGER et J. ROSSEL
(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Ce travail sera publié prochainement dans H.P.A.

## Neutronenspektren der D($n$, 2 $n$) H-Reaktion bei 14 MeV

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

Der Aufbruch von Deuteronen mit 14,1-MeV-Neutronen wird mit Hilfe eines schnellen Flugzeitspektrometers unter Verwendung der assoziierten $\alpha$-Teilchen der T($d$, $n$) $He^4$-Reaktion untersucht (Fig. 1). Als Streukörper wird $D_2O$ verwendet. Der Neutronendetektor besteht aus einem 3,8 cm dicken flüssigen Szintillator vom Typ NE 213 auf einem 58 AVP-Photomultiplier. Der Abstand vom Streukörper beträgt 200 cm. Dem Neutronendetektor werden 3 Informationen entnommen. Die Anode liefert das schnelle Zeitsignal. Ein weiterer schneller Impuls wird für die schnelle $\gamma$-Neutron-Pulsformdiskrimination (PFD) verwendet. Ein Linearimpuls dient zur Energiediskrimination (LD); die Schwelle liegt bei diesen Messungen bei 3 MeV.

Die wesentlichen Teile der Fast-slow-Koinzidenzelektronik sind der Zeit-Pulshöhenkonverter (ZPK)[1]) und die beiden schnellen Diskriminatoren (SD)[2]). Das elektronische Auflösungsvermögen des ZPK beträgt weniger als 5 ps. Eine schnelle Koinzidenzstufe (SK) unterscheidet die zeitliche Reihenfolge der Detektorimpulse; sie reduziert damit den zufälligen Untergrund des Zeitspektrums um die Hälfte. Die beiden SD halten den störenden Untergrund des Pulsspektrums von den Konvertereingängen fern. Dies ist vor allem auf der $\alpha$-Seite wesentlich, wo zur Erreichung kurzer Messzeiten mit möglichst hoher Stosszahl gearbeitet werden soll. Diese beträgt bei den vorliegenden Messungen 120000 $\alpha/s$; dabei sind Effekt und Untergrund etwa gleich gross. Testmessungen haben gezeigt, dass sogar bis zu $\alpha$-Stosszahlen von etwa $2 \cdot 10^6$ $\alpha/s$ das Zeitspektrum der 14-MeV-Neutronen des koinzidenten Strahls sowohl in bezug auf zeitliche Lage als auch Auflösung praktisch unverändert bleibt.

Figur 2 zeigt als typisches Beispiel das Zeitspektrum von $D_2O$ unter 30°. Die Auflösung (FWHM) der elastischen und der ersten beiden inelastischen Sauerstofflinien beträgt 1,5 ns. Diese Auflösung gestattet die Trennung des Kontinuums von der elastischen D-Linie. Figur 3 enthält die aus diesem Zeitspektrum berechnete Energieverteilung $d^2\sigma/d\Omega \cdot dE$ im Vergleich mit Messwerten von MESSELT[3]) und einer nach der Theorie von FRANK und GAMMEL[4]) berechneten Kurve. Analoge Messungen sind bei 15° und 45° durchgeführt worden. Weitere Messungen sind im Gang, vor allem bei kleineren Winkeln und unter Ausdehnung auf niedrigere Energien des Neutronenspektrums.

*Literatur*

[1]) H. JUNG, Nucl. Instr. and Meth. *24*, 197 (1963).
[2]) Eine Publikation erscheint demnächst in Nucl. Instr. and Meth.
[3]) S. MESSELT, Nucl. Phys. *48*, 512 (1963).
[4]) R. M. FRANK and J. L. GAMMEL, Phys. Rev. *93*, 463 (1954).

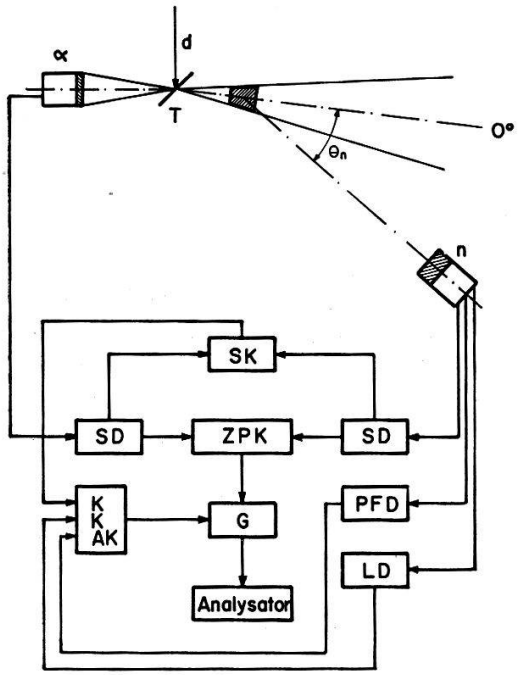



Fig. 1

Experimentelle Anordnung

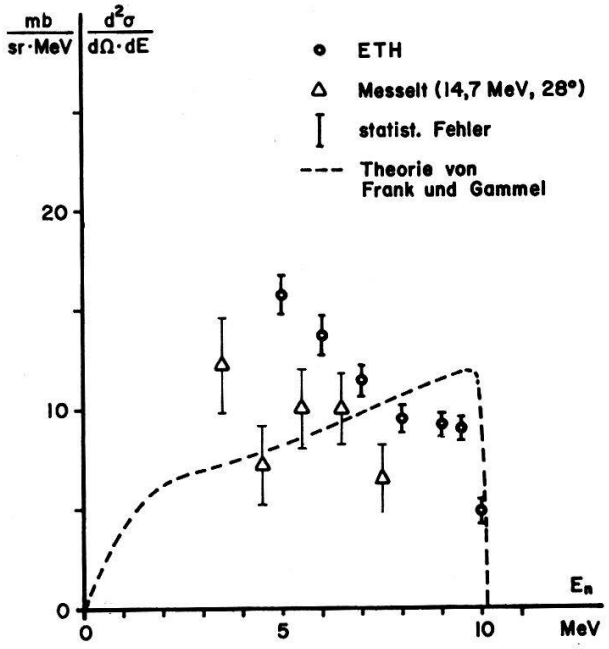



Fig. 3

Energieverteilung bei $E_n = 14{,}1$ MeV, $\Theta_n = 30°$

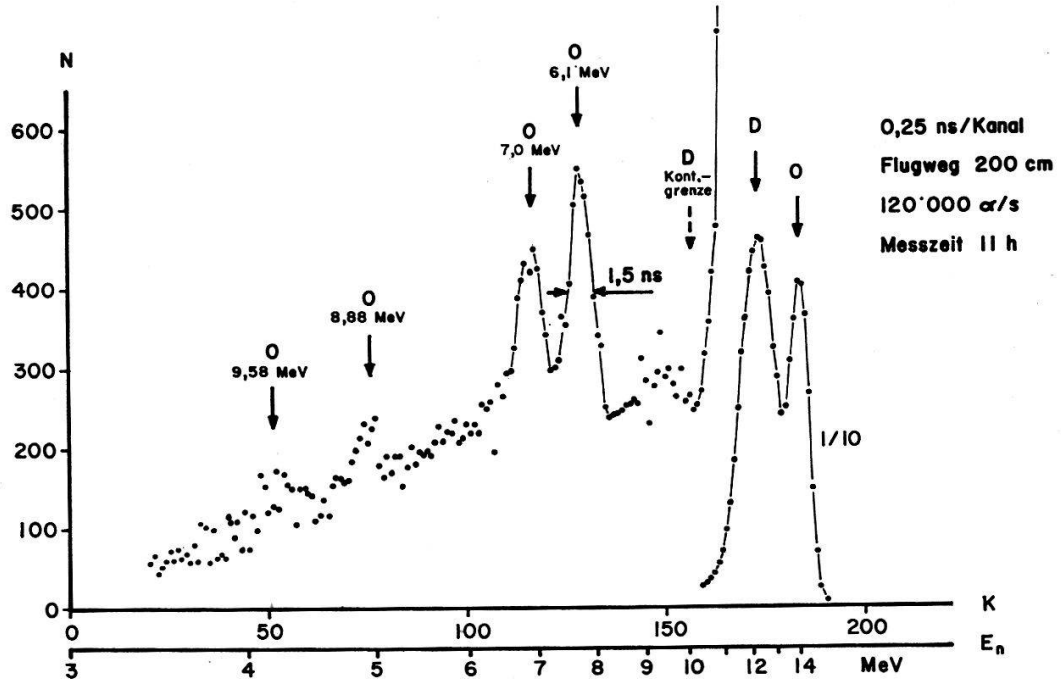



Fig. 2

$D_2O$-Spektrum 30°

## Formation de paires internes et multipolarité

par J. H. Brunner
(Laboratoire de physique des hautes énergies, EPF, Zurich)
et R. J. Lombard
(Laboratoire Joliot-Curie de Physique Nucléaire, Orsay, France)

Contribution à la détermination de la multipolarité d'une transition par le rapport du nombre de paires internes par électron de conversion interne. (Un travail détaillé paraîtra prochainement.)

## Distributions angulaires de la diffusion inélastique de neutrons de 14,1 MeV sur le carbone 12

par C. Joseph, G.-A. Grin, B. Vaucher et J.-C. Alder
(Laboratoire de recherches nucléaires de l'EPUL, Lausanne)

Les spectres de temps de vol de neutrons de la réaction *d-T* diffusés inélastiquement sur $C^{12}$, sous des angles de 10, 20, 30, 45, 60, 75, 90, 105, 120, 135 et 150 degrés dans le laboratoire, ont été mesurés à l'aide d'un spectromètre par temps de vol à détection de la particule alpha associée. De ces mesures, les distributions angulaires des diffusions laissant le noyau résiduel excité sur les niveaux de 4,43; 7,65 et 9,63 MeV ont été déduites.

Un article paraîtra prochainement dans les H.P.A.

## Etude de la réaction $Ca^{40}(n, \alpha)A^{37}$

par R. Viennet, T. Knellwolf et J. Rossel
(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Au moyen d'un compteur télescope constitué de deux compteurs proportionnels au $CO_2$ (1,5 cm Hg) et d'un scintillateur CsI(Tl) en coïncidence, la mesure absolue de la section efficace différentielle de la réaction $Ca^{40}(n, \alpha)A^{37}$ a été abordée. La réaction était produite par les neutrons D–D du Van de Graaff d'énergie comprise entre 4 et 6 MeV. Le flux des neutrons incidents était déterminé à partir des caractéristiques connues et contrôlées de la cible gazeuse de deutérium. La cible de $CaF_2$ utilisée (⌀ 3 cm; 1,44 mg/cm²) a été obtenue par évaporation sur une feuille d'or. Trois cibles auxiliaires de comparaison ont été montées simultanément dans le compteur: une feuille d'or, une cible $(CF_2)_n$ et une cible $(CH_2)_n$. La distance source de neutrons-cible était de 5 cm (angle d'ouverture $\pm$ 17°), tandis que la distance cible-scintillateur était de 14 cm (angle d'ouverture $\pm$ 6°).

Le groupe $\alpha_0$ correspondant au niveau fondamental de $A^{37}$ a été observé. Les produits de réaction sur le $Fe^{19}$ de la cible $(CF_2)_n$ apparaissent nettement plus bas dans le spectre d'énergie. La réjection des protons de la région du groupe $\alpha_0$ a été réalisée par ajustement de la pression et du point de travail des compteurs proportionnels: les impulsions de protons étaient maintenues au-dessous du seuil électronique placé à

l'entrée de la coïncidence. La cible $(CH_2)_n$ a permis de contrôler que moins de 2% des protons étaient comptés dans la bande d'énergie admise.

Les résultats suivants, corrigés seulement pour l'ouverture angulaire finie de la cible, ont été obtenus jusqu'ici:

Tableau

| $\theta_{CM}$ | $E_{CM}$ MeV | $d\sigma/d\Omega$ mb/sterad |
|---|---|---|
| 0° | 4,05 | 12,4 ± 1,4 |
| 0° | 5,10 | 10,2 ± 1,2 |
| 0° | 5,85 | 9,2 ± 1,1 |
| 126° | 5,85 | 5,4 ± 0,6 |

On constate une variation négligeable de $d\sigma/d\Omega$ avec l'énergie entre 4 et 6 MeV. Le point à 126° indique une quasi-isotropie compatible avec une réaction procédant par noyau compound.

En intégrant sur l'angle, $\sigma$ $(n, \alpha)$ est de l'ordre de 120 mb à comparer à 400 mb mesuré par émulsion photographique[1]).

*Références*

[1]) S. Urech, E. Jeannet, J. Rossel, H. P. A. *34*, 954 (1961).

## Polarisation des neutrons diffusés élastiquement par le deutérium

par E. Schwarz et E. Graf

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Des mesures de la polarisation des neutrons diffusés élastiquement sur le deutérium sous différents angles ont été entreprises dans la région de 4 à 5 MeV.

Les neutrons, issus de la réaction $D(d, n)He^3$ sous un angle de 50° dans le laboratoire et qui sont partiellement polarisés, tombent sur un scintillateur de $C_6D_6$ qui joue le rôle de diffuseur et de détecteur du deuton de recul. Cet angle a été choisi du fait que la section efficace différentielle de la réaction $D(d, n)He^3$ y présente une variation symétrique. Après la diffusion sur le deutérium, les neutrons sont enregistrés symétriquement à gauche et à droite par deux détecteurs à scintillateurs plastiques NE 102. Au cours de la mesure, les deux détecteurs sont interchangés à intervalles réguliers pour éliminer la plupart des fausses asymétries instrumentales. Les neutrons ayant subi une diffusion sont identifiés par leur temps de vol entre diffuseur et détecteurs avec une résolution opérationnelle de l'ordre de 3 nsec. Un système de coïncidences rapide-lente permet d'obtenir sans blindage un rapport pic-bruit de fond compris entre 20 et 30.

L'asymétrie A, rapport du nombre de neutrons diffusés à droite au nombre de neutrons diffusés à gauche permet de déterminer $P_2$, la polarisation due à la diffusion, si la polarisation $P_1$ des neutrons incidents est connue.

La symétrie du système de mesure a été contrôlée par la diffusion sur l'hydrogène, en remplaçant le $C_6D_6$ par un scintillateur hydrogéné de mêmes dimensions.

Pour des neutrons incidents de 4,45 et 4,75 MeV diffusés à 50° (lab.) sur le deutérium, les résultats préliminaires donnent un produit $P_1 P_2$ de $-0{,}019 \pm 0{,}009$ et $-0{,}015 \pm 0{,}008$. En admettant pour $P_1$ la valeur $-0{,}10$ on obtient pour $P_2$ les valeurs $+0{,}19$ et $+0{,}15$.

Des mesures sont en cours pour confirmer ces résultats et les raccorder à une région déjà connue. Un compte-rendu plus complet de ce travail paraîtra prochainement.

## Messung des totalen Wirkungsquerschnittes von Neutronen im Energiebereich 0,02 bis 10 eV an einigen seltenen Erden

von G. Verdan, J. Brunner und P. Wydler
(Eidg. Institut für Reaktorforschung, Würenlingen)

Zur Messung von totalen Neutronen-Wirkungsquerschnitten im Energiebereich $< 10$ eV mit der Transmissionsmethode wurde am EIR ein Flugzeitspektrometer mit mechanischem Chopper gebaut. Der Chopperrotor aus K-Monel kann bis maximal 24000 Touren/min. betrieben werden. Länge der Flugstrecke: 15 m. Auflösung bei 400 Hz: 0,19 $\mu$sec/m, entsprechend 1,7% bei 10 eV. Bisher wurden Messungen an Dy, Lu, La, Pr durchgeführt. Die Proben bestanden entweder aus dem Metall oder dem Oxyd dieser Elemente. Im gemessenen Energiebereich wurden teils unbekannte totale Wirkungsquerschnitte, teils Werte mit höherer Genauigkeit gewonnen. Auswertungen auf Resonanzparameter sind im Gange.

## Bestimmung des Wirkungsquerschnittes für Paarerzeugung im Felde des Elektrons bei niedriger Gammaenergie

von Ch. Frei, H. H. Staub und H. Stüssi
(Physik-Institut der Universität Zürich)

Das Verhältnis des Elektronen- zum Kernpaarwirkungsquerschnitt $\Phi_e/\Phi_n$ wurde bei einer Gammaenergie von 2,75 MeV, d.h. $E_\gamma - 4\, m_0\, c^2 = 1{,}39\, m_0\, c^2$ über der Schwellenenergie gemessen. Die Methode beruht auf der Messung der durch das Positron der Paare und Tripel erzeugten, 180° korrelierten Annihilationsquanten in Materialien mit verschiedenem $Z$. Verwendet wurden Be ($Z = 4$), Al ($Z = 13$) und Se ($Z = 34$). Unter Benützung des bekannten Wertes für $\Phi_n$[1]) ergibt sich

$$\Phi_e = \Phi_0\, \Gamma_e = \Phi_0\, (0{,}023 \pm 0{,}013) : \Phi_0 = \alpha \left(\frac{e^2}{m_0\, c^2}\right)^2 .$$

Während bei hohen Gammaenergien die von Borsellino angegebene theoretische Beziehung gut erfüllt ist, zeigt die vorliegende Messung erwartungsgemäss einen Abfall des Wirkungsquerschnittes in der Nähe der Schwellenenergie. Die Theorie von Borsellino, in der Austausch- und $\gamma$–$e$–Wechselwirkung vernachlässigt werden, ergibt für $E_\gamma = 2{,}75$ MeV, $\Gamma_e = 0{,}052$.

Die exaktere Theorie von VOTRUBA, in welcher diese Effekte berücksichtigt sind, die aber nur für

$$\frac{E\gamma - 4\, m_0\, c^2}{m_0\, c^2} \ll 1$$

gilt, ergibt

$$\Gamma_e = 0{,}011.$$

Das vorliegende Resultat zeigt daher, wie bei der benützten Energie die Annäherung an den Wert der Theorie von VOTRUBA erfolgt.

*Literatur*

[1]) $\Phi_n = \Phi_0\,(\Gamma_n Z^2 + \Gamma_m Z^4)$ vgl. J. C. JAEGER, Nature *137*, 781 (1936).

## Untersuchung von unterkritischen Reaktoren mit Hilfe einer gepulsten Neutronenquelle

von E. UTZINGER

(Eidg. Institut für Reaktorforschung, Würenlingen)

Wird später ausführlich publiziert.

## Détecteur de positrons

par J. H. BRUNNER et C. F. PERDRISAT*)

(Laboratoire de physique des hautes énergies, EPF, Zurich)

Les performances du spectromètre à positrons ont été améliorées par la mise au point d'un nouveau détecteur qui permet d'identifier et mesurer les positrons entre 50 keV et 1 MeV. Les positrons sont détectés dans un scintillateur plastique où ils s'annihilent. Un des gammas d'annihilation est détecté dans un scintillateur CsI (Tl) placé immédiatement derrière le plastique. Le spectre d'impulsions de ce dernier est analysé en coïncidence avec le spectre gamma. L'efficacité de ce détecteur, déterminée par une mesure du spectre du $Na^{22}$, est de 10%. La contribution des coïncidences fortuites est indépendante de l'énergie des positrons et devient négligeable pour de faibles taux de comptage. A durée de mesure égale, le gain sur la précision est d'au moins 5 par rapport à un détecteur conventionnel.

*) Adresse actuelle: University of Illinois, Urbana, USA.

## Neue Methode zur Messung der spontanen Kernspaltung

von A. SPADAVECCHIA und B. HAHN

(Physik-Institut der Universität Fribourg)

Wird demnächst publiziert.

## Methode zur Identifikation von stoppenden Teilchen in der Blasenkammer

von F. Steinrisser und P. Egli
(Physik-Institut der Universität Fribourg)

Wird demnächst publiziert.

## Blasenbildung durch Lichtquanten in einer Freonblasenkammer

von E. Hugentobler, R. F. H. Poesposoetjipto, B. Hahn
(Physik-Institut der Universität Fribourg)
und H. P. Brändli, R. Dändliker, K. P. Meyer
(Institut für angewandte Physik der Universität Bern)

In einer Blasenkammer ($CBrF_3$) wurde Blasenbildung durch das Licht eines Rubin-Lasers (4 mm Strahldurchmesser) beobachtet. Die totale maximale Lichtenergie des Lasers war 80 mWs und war zeitlich verteilt in ca. 100 spikes während einer totalen Zeit von 0,4 msec. Die Anzahl der Blasen ist proportional der emittierten Lichtenergie. Der Absorptionskoeffizient des Lichtes von 6900 Å beträgt ungefähr 0,02 $cm^{-1}$. Bei fokussiertem Strahl mit dem Fokus in der Mitte der Blasenkammer wurden die Blasen nur innerhalb des Lichtkegels gefunden. Der beobachtete Effekt lässt sich nicht durch die bisherigen Vorstellungen über Blasenbildung erklären.

Die Blasenbildung durch einen Laser-Strahl ist auch noch von einem anderen Gesichtspunkt aus interessant: Die Blasenkammer scheint als Detektor für infrarote Laser-Strahlung verwendbar zu sein und gibt die Intensitätsverteilung im Laser-Strahl dreidimensional mit einem für dieses Wellenlängengebiet hohen räumlichen Auflösungsvermögen wieder. Auch für einen gepulsten Laser kann so die Fokussierung des Strahles und die Intensitätsverteilung über den Strahlquerschnitt sehr einfach untersucht werden.

## Ionisations-Diskriminierung mit Edelgas-Funkenkammern

von P. Grieder
(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Aufgrund der bereits mit Luft-Funkenkammern durchgeführten Versuche der Ionisations-Diskriminierung wurden nun diese Arbeiten auf Edelgas-Funkenkammern erweitert. Untersucht wurden Kammern mit reinen Helium-, reinen Argon- sowie mit Helium-Argon- (70/30%- und 30/70%-) Füllungen. Es erwies sich, dass Helium geringste, Argon jedoch sehr gute Diskriminierung gestattet. Die Helium-Argon-Mischungen liegen dazwischen. Diese Mischungen wurden vorwiegend zur Untersuchung des Einflusses des Penning-Effektes auf die Funkenkammer-Charakteristiken verwendet. Der Penning-Effekt tritt bei Helium am stärksten in Erscheinung.

## Mesures de caractéristiques de photomultiplicateurs rapides 56 AVP

par G.-A. Grin, J.-F. Loude et J.-P. Perroud
(Laboratoire de recherches nucléaires de l'EPUL, Lausanne)

Un générateur à relais de mercure donnant simultanément une impulsion lumineuse brève et une impulsion électrique a été utilisé pour la mesure, par conversion temps-amplitude, de caractéristiques temporelles de photomultiplicateurs rapides 56 AVP: fluctuations du temps de transit en fonction des potentiels de l'optique d'entrée, temps de transit du multiplicateur et de l'optique d'entrée, différences de temps de transit centre-bord; la résolution temporelle en fonction de la fraction de l'impulsion anodique effectivement utilisée pour la définition du temps a été également étudiée, en rapport avec la théorie de Gatti et coll. La linéarité du photomultiplicateur et la collection de l'optique d'entrée ont, d'autre part, fait l'objet de mesures.

Un article paraîtra prochainement dans les H.P.A.

## Anwendung der Koinzidenzmethode zur Bestimmung von totalen Konversionskoeffizienten von $\gamma$-Strahlen

von E. Baumgartner, R. Frosch, P. Huber, A. Walthert, F. Widder
(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Der totale Konversionskoeffizient $\alpha = e/\gamma$ der 279 keV $\gamma$-Strahlung von $^{203}$Tl für den Übergang in den Grundzustand wurde neu bestimmt. Als Ausgangskern wird $^{203}$Hg verwendet. Die relative Häufigkeit der Konversionselektronen bezeichnen wir mit $x = \alpha/(1 + \alpha)$. Die Grösse $x$ wurde mit einer üblichen Schnell-Langsam-Koinzidenz[1]) zwischen zwei Szintillationszählern bestimmt. Die Gleichungen[2]) für die Einzelimpulsraten $N_1$ bzw. $N_2$ und für die Koinzidenzimpulsrate $N_{12}$ lauten:

$$N_1 = N\, W_{1\beta}\, V_{1\beta} + N\, W_{1e}\, V_{1e}\, x; \quad N_2 = N\, W_{2\beta}\, V_{2\beta} + N\, W_{2e}\, V_{2e}\, x;$$
$$N_{12} = N\, W_{1\beta}\, V_{1\beta}\, W_{2e}\, V_{2e}\, x + N\, W_{1e}\, V_{1e}\, W_{2\beta}\, V_{2\beta}\, x,$$

wobei $N$ die Quellstärke des Präparates bedeutet. Daraus ergeben sich verschiedene Methoden, $x$ zu bestimmen. In der Figur sind vier solcher Möglichkeiten skizziert. Sie unterscheiden sich durch die Lage der Diskriminatorpegel, die schraffiert eingetragen sind, und durch die Bedingung bezüglich $V_{ij}$.

Durch Einsetzen dieser Bedingungen in obige Gleichungen ergeben sich die in der Figur eingetragenen Ausdrücke für $x$.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit $W_{1e}$ lässt sich mit einer Genauigkeit von 5% berechnen. Die in der Figur angegebenen Formeln gelten unter der Bedingung, dass der Nulleffekt, die Summenimpulse, der Gammauntergrund und die zufälligen Koinzidenzen von den experimentellen Zählraten subtrahiert wurden. Die Messungen wurden zur Kontrolle bei zwei verschiedenen Präparatabständen gemacht, d.h. bei verschiedenen $W_{1e}$.

Es ergab sich $x = 0{,}182 \pm 0{,}010$, was einem Wert von $\alpha = 0{,}222 \pm 0{,}015$ entspricht.

Unser Wert stimmt mit den neuesten Messungen innerhalb der Fehlerschranken überein. Anstatt der Häufigkeit $x$ kann man auch die Häufigkeit $y = 1/(1 + \alpha)$ der unkonvertierten Gammas bestimmen. Diese Methode ist für grosse Konversionskoeffizienten günstig, gibt aber für den vorliegenden Fall eine geringere Genauigkeit.

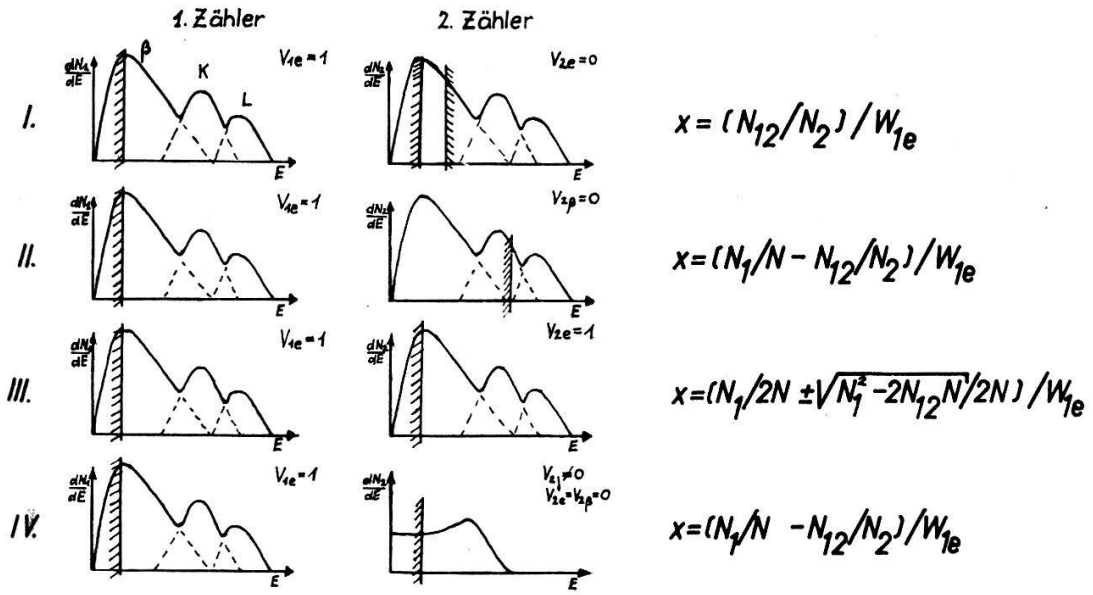



Fig. 1

Vier Methoden zur Bestimmung des totalen Konversionskoeffizienten. In den Spektren bezeichnet $\beta$ das Betaspektrum und $K$ und $L$ die Konversionselektronen.

*Literatur*

[1]) A. Maier und K. P. Meyer, Helv. Phys. Acta *30*, 611 (1957).
[2]) R. Frosch, P. Huber, F. Widder und A. Walthert, Helv. Phys. Acta *36*, 622 (1963).

## Theoretische Physik

### Current Distribution in a Hollow Superconducting Cylinder

by G. Wanders and A. Wenger
(Laboratoire de Physique de l'Université, Lausanne)

As a consequence of the Meissner effect, the flux of a magnetic field trapped in a hollow superconducting cylinder is constant. If the cylinder is not infinite, the currents distributed over its surface are not uniform. In the limit of a half-infinite cylinder whose wall is infinitely thin, we are left with only one superficial current $j(x)$ ($x$ measures the distance from the end of the cylinder). This current has to be such that: flux trough the interior of the cylinder $= \int_0^\infty dx'\ K\,(x - x')\, j(x') =$ const. This condition

is a Fredholm integral equation of the first kind for $j(x)$. It can be solved by the method of WIENER-HOPF[1]). (Prof. R. JOST draw our attention on the fact that we were effectively using the method due to these authors.) The form of the solution is quite intricate; its main qualitative feature is that $j(x) \simeq$ const. $x^{-1/2}$ for $x \sim 0$. This means that the magnetic field is infinite at the edge of the cylinder, and therefore greater than the critical field on a finite part of the surface of the cylinder, in the neighbourhood of its end.

The physical consequences of our result are not certain, as we neglected the thickness of the wall of our cylinder. Because of the existence of a finite penetration depth, this approximation is likely to be unjustified. Nevertheless, our result suggests that, under certain circumstances, the ends of a hollow superconducting cylinder in which a flux has been trapped might not be in the superconducting state.

*References*

[1]) See, for example: E. C. TITCHMARSH, *Theory of Fourier Integrals*, Oxford (1937).

## Characteristics of Angular Distributions on the Basis of Statistical Reaction Theory

by E. SHELDON

(Laboratorium für Kernphysik der ETH, Zürich)

Particle and $\gamma$-distributions have been evaluated absolutely for reactions of the type $(a, b\gamma)$ and for the spin sequences $J_0\,\pi_0\,(j_a = l_a \pm {}^1/_2)\,J_1\,\pi_1\,(j_b = l_b \pm {}^1/_2)\,J_2\,\pi_2\,(L_2, L_2')\,J_3\,\pi_3$ and $J_0\,\pi_0\,(j_a = l_a \pm {}^1/_2)\,J_1\,\pi_1\,(j_b = l_b \pm {}^1/_2)\,J_2\,\pi_2\,((L_2, L_2'))\,J_3\,\pi_3\,(L_3, L_3')\,J_4\,\pi_4$ (with $L_2$, $L_2'$ unobserved and $L_3$, $L_3'$ observed). Target nuclei having zero and nonzero values of the ground-state spin $J_0$ were examined, it being assumed that spin-$^1/_2$ particles $\boldsymbol{a}$ and $\boldsymbol{b}$ respectively involve formation and decay of compound nucleus levels of spin-parity $J_1\,\pi_1$ in absence of direct interaction.

Necessary and sufficient conditions for identity of $\gamma$-distributions (and hence of $b$–$\gamma$ correlations) have been established and systematic trends in distribution behaviour elucidated. Quantitative results are illustrated for low-energy neutron scattering.

## Zum Satz von Lomont und Moses

von H. LEUTWYLER

(Institut für theoretische Physik der Universität Bern)

Der für die bisher vorliegenden Anwendungen wesentliche Teil des Satzes von Lomont und Moses wird mit rein gruppentheoretischen Methoden bewiesen.

Aus dem Beweis ist ersichtlich, dass dieser Teil des Satzes auf beliebige kompakte Liesche Gruppen verallgemeinert werden kann. Ferner gilt ein analoger Satz für die homogene und inhomogene Lorentzgruppe, ebenso für die homogene, nicht aber für die inhomogene Galileigruppe.

## A Generalization of the Principle of Detailed Balancing (DB) in $\mu$-Space (Connexion with CTP Theorem)

by E. C. G. Stueckelberg de Breidenbach
(Universities of Geneva and Lausanne)

The $H$-theorem in $\mu$-space for a mixture of free molecules and particles $A$, $B$,... $C$, $\Phi$ undergoing all sorts of multiple collisions and reactions (creation, annihilation and chemical reactions included) is generalized to the case, where $DB$ does not hold, for the three statistics: Boltzmann (Bo), Bose-Einstein (BE) and Fermi-Dirac (FD). The chemical potentials $\mu_A, \mu_{,B} \ldots \mu_{,C}$ $\mu_\Phi$ are given. The CTP-theorem shows that $\mu_\Phi = \mu_{\overline{\Phi}} = 0$ for self conjugated particles and that $\mu_A = -\mu_{\overline{A}}$ for charged particles ($\overline{\Phi}$, $\overline{A}$, ... are antiparticles of $\Phi$, $A$, ...). A detailed account will be given in a paper published in the Helv. Phys. Acta.

## Expression des équations fondamentales de la mécanique du corps déformable au moyen du calcul différentiel extérieur

par D. Bovet
(Laboratoire de Géotechnique de l'EPUL, Lausanne)

## Representation of a Partial-Wave Scattering Amplitude by a Continued Fraction*)

by G. Auberson, Y. Stoll, and G. Wanders
(Laboratoire de Physique de l'Université, Lausanne)

A function $F(z)$ which is holomorphic in a cut plane can be represented by a certain type of analytic continued fraction[1]). This continued fraction converges in any bounded region of the holomorphy domain of $F(z)$. A finite approximant of the continued fraction approximates $F(z)$ by a meromorphic function whose poles are distributed over the cuts of $F(z)$. It is tempting to represent partial-wave scattering amplitudes by continued fractions. To this end, one should be able to transform the dispersion relations verified by partial wave amplitudes into an approximation scheme allowing the successive determination of the coefficients of a continued fraction.

Before doing this, we found it worthwhile to investigate in a concrete case how well an approximant of a continued fraction may approach the function this fraction represents. We considered the case of the $S$-wave scattering due to an exponential potential:

$$V(r) = g\, a^2 \exp(-a\, r)\,, \tag{1}$$

and decided to represent the function $A(z) = (z)^{-1/2}\, \mathrm{tg}\,\delta(z)$ by a continued fraction ($z = 4\, E/a^2$, $E$ = kinetic energy):

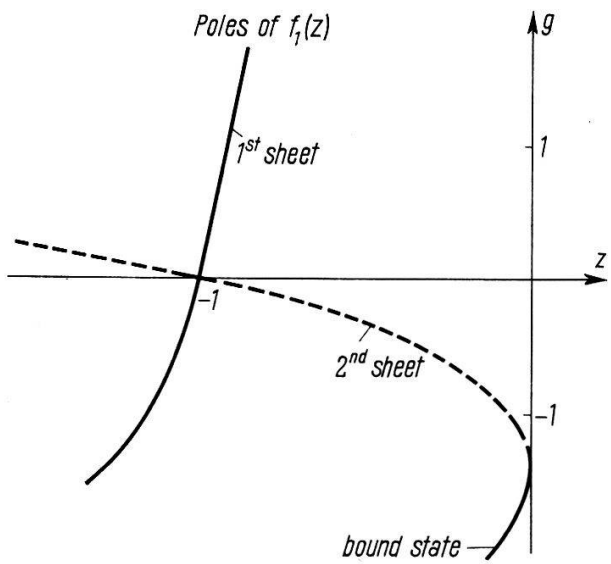
$$A(z) = \cfrac{a_0 z}{1 + \cfrac{a_1 z}{1 + \cfrac{a_2 z}{1 + \cdots}}} \tag{2}$$

The positions of the poles of the approximation $f_1(z)$ as functions of the coupling constant $g$

$A(z)$ has no right-hand cut; it is meromorphic, with an infinity of poles on the negative real axis. If the coupling constant $g$ takes on sufficiently large negative values, a finite number of poles appears on the positive real axis. As the function $A(z)$ is known[2]):

$$z^{1/2} A(z) = -i \frac{u(k) - u(-k)}{u(k) + u(-k)}, \tag{3}$$
$$u(k) = \Gamma(i k + 1)(-g)^{-2ik} J_{ik}(2(-g)^{1/2}),$$

$z = k^2$, known prescriptions[1]) give the coefficients $a_0, a_1, a_2, \ldots$ appearing in (2).




The first three approximants of $A(z)$ have been computed for values of the coupling constant $g$ in the interval $-1{,}6 < g < +1{,}6$. (The approximant $A_n(z)$ is obtained by neglecting all but the $n$ first coefficients $a_1, a_2, \ldots$ in (2)). The results show that $A_3(z)$ agrees fairly well with $A(z)$ for positive (physical) values of $z$ ranging from $z = 0$ to $z = 10^3$. The relative error $(A_3(z) - A(z))/A(z)$ is at most of the order of a few percents. For $g = 1{,}6$, $A(z)$ has already a pole on the positive real axis, near $z = 0$. This pole is reproduced by a pole of $A_n(z)$.

The scattering amplitude:

$$f(z) = \exp(i\,\delta(z)) \sin\delta(z) = (z)^{1/2} A(z) [1 - i\,(z)^{1/2} A(z)]^{-1} \tag{4}$$

has poles on the negative real axis at $z = -n^2$ $(n = 1, 2, \ldots)$, and, eventually, bound-state poles. If $A(z)$ is replaced, in (4), by its first approximant $A_1(z)$, one gets an approximation $f_1(z)$ of $f(z)$. $f_1(z)$ has one pole on the negative real axis, near $z = -1$. Furthermore, $f_1(z)$ has a real, negative pole which lies in the second sheet of the branch-point $z = 0$ for repulsive and moderately attractive potentials. This pole emerges into the physical sheet for sufficiently large negative values of $g$, approximating the pole of $f(z)$ due to the bound-state appearing at these values of $g$. The trajectories of the poles of $f_1(z)$ are shown in the figure.

We may conclude that, at least in the case of the exponential potential (1), simple approximants of (2) give a satisfactory description of the $S$-wave scattering.

The numerical computations have been done by the Centre de Calculs Electroniques de l'Ecole Polytechnique de l'Université de Lausanne.

*References*

[1]) H. S. Wall, *Analytic theory of continued fractions*, van Nostrand (1948).

[2]) R. Blankenbecler, M. L. Goldberger, N. N. Khuri and S. B. Treiman, Ann. Phys. *10*, 62 (1960).

*) This research was supported in part by the Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.