

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

Autor(en): [s.n.]

Objekttyp: **AssociationNews**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **36 (1963)**

Heft VI

PDF erstellt am: **29.06.2024**

Nutzungsbedingungen

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

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

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

Haftungsausschluss

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

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

in Sion, am 31. August 1963

im Rahmen der 143. Jahresversammlung
der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft.

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

Geschäftlicher Teil

Als ordentliche Mitglieder wurden aufgenommen: Die Herren J. ADOLPH (Basel), E. GRAF (Neuchâtel), M. LAMBERT (Zürich), H.-R. MÜLLER (Zürich) und H. YZERMANN (Aarau).

Es wurde folgender Beschluss gefasst: Die Tagungsberichte der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft werden nicht in einem separaten Bulletin, sondern in der HPA bzw. ZAMP veröffentlicht. Die Autoren haben die Möglichkeit, einen Kurzbericht im Umfang von einer halben Seite, oder eine Mitteilung im Umfang von maximal zwei Seiten zu publizieren (inkl. Formeln und Figuren). Die Druckkosten gehen zu Lasten der Autoren.

Die nächste Tagung der Gesellschaft wird am 24./25. April 1964 im Institut für exakte Wissenschaften in Bern stattfinden.

Wissenschaftlicher Teil

Vier Beiträge aus dem Gebiet der angewandten Physik erscheinen in der «Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik» (ZAMP) 14, 756 (1963).

Festkörperphysik

Ein Modell der Trapverteilung in Anthrazen als Folge des Dunkelstromverhaltens

VON J. ADOLPH, E. BALDINGER, W. CZAJA, I. GRÄNACHER
(Institut für angewandte Physik der Universität, Basel)

Es wird der raumladungsbegrenzte Dunkelstrom in Anthrazen über lange Zeiten (bis 300 h) gemessen. Es ergibt sich, dass der Strom innerhalb dieser Zeit keinen stationären Wert erreicht und dass andererseits das Strom-Spannungsverhalten unterhalb einer ausgeprägten Trap-Filled-Limit ein Potenzgesetz erfüllt. Daraus wird auf ein Modell der Trapverteilung mit zwei Arten von Traps geschlossen: 1. exponentiell verteilte Traps, die sich mit den freien Löchern in einem quasistationären Gleichgewicht befinden sollen und 2. ein diskretes, tiefes Trapniveau, welches die thermodynamische Gleichgewichtsbesetzung mit Löchern erst nach sehr langer Zeit erreicht. Die daraus gerechneten $J(U)$ - und $I(t)$ -Abhängigkeiten stehen in guter Übereinstimmung mit dem Experiment und erlauben die Berechnung der Eigenschaften der Traps.

Absorptionskante des flüssigen PbJ_2

VON K. BACHMANN, F. K. KNEUBÜHL und A. TEGTMEIER
(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH, Zürich)

Wir haben die optische Absorption an dünnen aufgedampften PbJ_2 -Schichten im festen und flüssigen Zustand untersucht. Dabei wurden feste Proben von 20°C bis 380°C, flüssige von 405°C bis 477°C gemessen. Der Übergang von der festen in die flüssige Phase konnte nicht direkt verfolgt werden, da die Proben am Schmelzpunkt (ca. 400°C) aus experimentellen Gründen ausgewechselt werden mussten. Der relativ hohe Dampfdruck des Jodids erschwerte die Herstellung dünner Flüssigkeitsfilme. Deshalb konnten dünnere Schichten als 3 μ nicht realisiert werden. Die Dicke der festen Proben betrug etwa 1 μ .

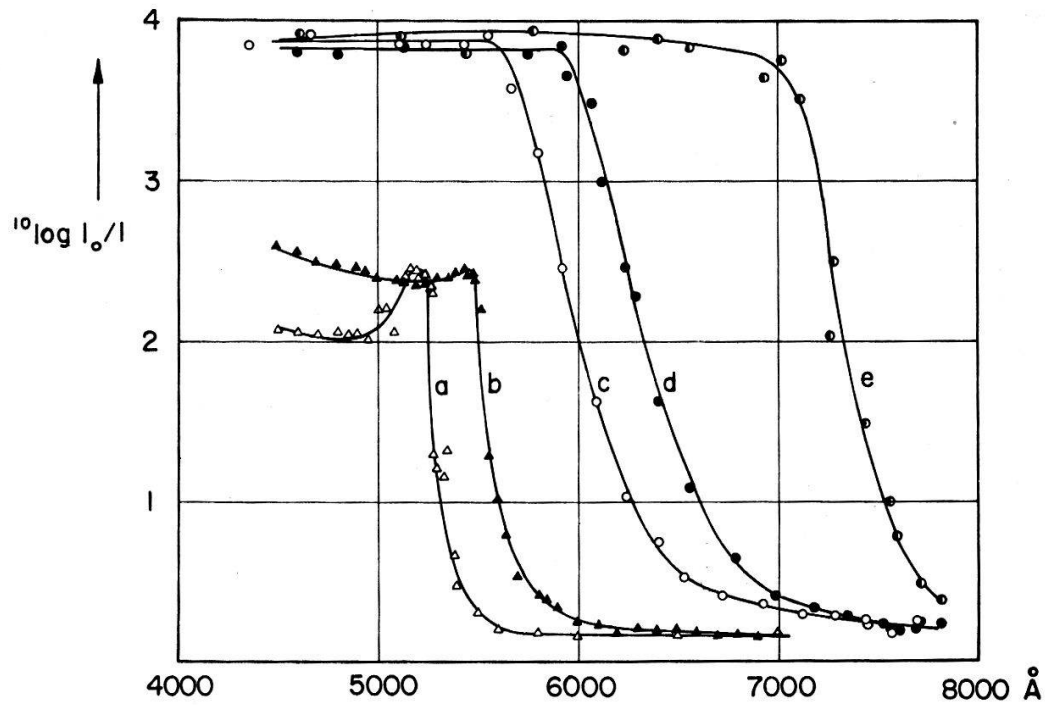


Fig. 1

Absorption von PbJ_2 als Funktion der Temperatur im festen ∇ und im flüssigen \circ Zustand.

a) bei $T = 20^\circ\text{C}$; b) bei $T = 370^\circ\text{C}$; c) bei $T = 405^\circ\text{C}$; d) bei 425°C ; e) bei 477°C

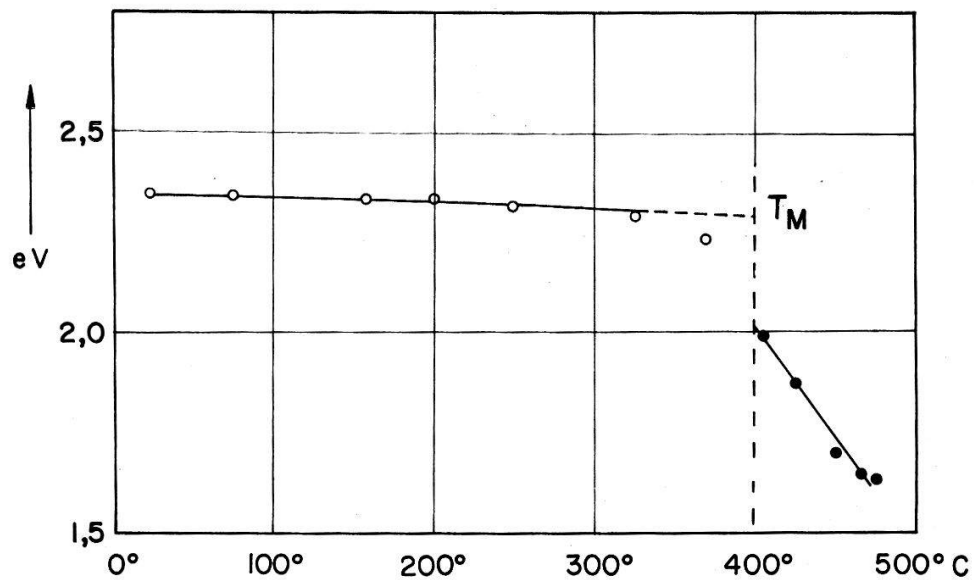


Fig. 2

Lage der Absorptionskante des PbJ_2 in Funktion der Temperatur

\circ fester Zustand \bullet flüssiger Zustand

In Fig. 1 sind einige Absorptionskurven für den festen und flüssigen Zustand gezeichnet. Da die Probendicke nicht genau bekannt war, wurde die Lichtschwächung, definiert als $^{10}\log I_0/I$, in Funktion der Wellenlänge aufgetragen. Das Spektrum für $T = 20^\circ\text{C}$ zeigt bei etwa 5200 \AA eine Exzitonenbande, daran anschliessend folgt bei kürzeren Wellen die Absorption durch die Band-Band-Übergänge. Getrennt werden beide durch ein flaches Minimum. Diese Kurvenform ist charakteristisch für sämtliche Spektren der festen Phase. Mit zunehmender Temperatur verschiebt sich die Kante bei gleichbleibender Steilheit zu längeren Wellen. In den Spektren der flüssigen Phase ist die Exzitonenbande nicht mehr erkennbar. Auch hier ändert sich die Kantensteilheit mit der Temperatur nicht. Bei sämtlichen Spektren deutet die Form des Kantenanstieges auf direkte erlaubte Übergänge hin.

In Fig. 2 ist die Lage der Absorptionskante, definiert durch die Punkte $^{10}\log I_0/I = 2$ in Funktion der Temperatur dargestellt. Als Verschiebung ergibt sich daraus:

$$\text{für den festen Zustand: } \beta_f = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ eV}/^\circ\text{C}$$

$$\text{für den flüssigen Zustand: } \beta_{fl} = 59 \cdot 10^{-4} \text{ eV}/^\circ\text{C}$$

Dieselben Werte erhält man, wenn die Lage der Kante anders definiert wird. Ob diese Kurve am Schmelzpunkt diskontinuierlich verläuft, kann aus den Messungen nicht entschieden werden.

Zusammenfassend lässt sich im wesentlichen folgendes sagen:

1. Es existiert eine Absorptionskante in der Flüssigkeit.
2. Die Verschiebung der Kante in Funktion der Temperatur ist in der flüssigen Phase etwa 40mal grösser als in der festen Phase.
3. Die Kantensteilheit nimmt bei steigender Temperatur nicht ab.

Herrn Professor Dr. W. KÄNZIG danken wir für sein stets förderndes Interesse an diesen Untersuchungen. Ferner danken wir dem Schweizerischen Nationalfonds für seine Unterstützung.

Spezifische Wärme und Supraleitung in Legierungen von isoelektronischen Übergangsmetallen

VON E. BUCHER, F. HEINIGER UND J. MÜLLER
(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Erstmals wurde in Legierungen von Übergangsmetallen gleicher Elektronenzahl die spezifische Wärme gemessen. Im System Ti-Zr zeigen die kritische Temperatur T_c der Supraleitung und der Koeffizient der Elektronenwärme bei $\text{Ti}_{0,50}\text{Zr}_{0,50}$ ein ausgeprägtes Maximum. Das Verhalten dieses und ähnlicher binärer Systeme zeigt, dass auch bei konstanter Elektronenzahl eine starke Korrelation zwischen T_c und der Zustandsdichte besteht. Ferner ergibt sich, dass indirekt die Zahl der Valenzelektronen für die Variation von T_c dann von Bedeutung ist, wenn starre Bänder vorliegen.

Isotopeneffekt und Elektronenwärme in Supraleitern

von E. BUCHER, F. HEINIGER und J. MÜLLER

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Die BCS-Theorie scheint fraglich für Elemente und deren Legierungen, in denen nur ein reduzierter oder gar kein Isotopeneffekt gefunden wurde. Neuere Rechnungen von MOREL, MOREL und ANDERSON und insbesondere GARLAND zeigen jedoch, dass man diesen Effekt auf Grund der stark veränderlichen Zustandsdichte und der repulsiven Coulombwechselwirkung verstehen kann. Von diesem Standpunkt aus ergibt sich eine neue empirische Korrelation zwischen dem Elektron-Phonon-Parameter und dem Koeffizienten der Elektronenwärme γ . Diese Korrelation ist wesentlich unabhängiger von Kristallstruktur und Individualität der Elemente und hängt im grossen ganzen nur noch davon ab, aus welcher Übergangsreihe die Elemente stammen.

Piezo-Galvanomagnetische Effekte in Wismut

von R. JAGGI und A. L. JAIN

(International Business Machines Corporation, Forschungslaboratorium Zürich,
Säumerstrasse 4, Rüschlikon ZH, Schweiz)

Wismut ist ein Halbmetall. Im Vergleich zu den Metallen sind der elektrische Widerstand und die Koeffizienten der galvanomagnetischen Effekte gross. Die entsprechend kleine Elektronenkonzentration N und Löcherkonzentration P rührt von einer nur schwachen Überlappung des Valenz- und Leitungsbandes her. Neuere Abschätzungen¹⁾ liefern $N = P \approx 4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und die Überlappungsenergie als Summe der Fermi-Energien für Elektronen und Löcher zu $E_0 = 0,034 \text{ eV}$. Von Interesse sind die Änderungen der Bandstruktur durch elastische Deformationen. Für eine Dehnung $\varepsilon = (\varepsilon_{11}, \varepsilon_{22}, \varepsilon_{33})$ lässt sich die Änderung der Überlappungsenergie schreiben als

$$\delta E_0 = E_1 (\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22}) + E_2 \varepsilon_{33}.$$

Die derart definierten Deformationspotentiale E_1 und E_2 wurden von KEYES²⁾ abgeschätzt durch Kombination der Piezowiderstandskoeffizienten, des Widerstands unter hydrostatischem Druck und der elastischen Konstanten, die von BRIDGMAN und Mitarbeitern bei Zimmertemperatur gemessen worden waren. KEYES erhielt $E_2 = 3 \text{ eV}$ und für E_1 einen Wert dem Betrage nach etwas kleiner als E_1 und von entgegengesetztem Vorzeichen. Es ist das Ziel der vorliegenden Arbeit, durch Messung von Widerstand, Hall-Effekt und magnetischer Widerstandsänderung als Funktion von Temperatur, uniaxialem und hydrostatischem Druck die entsprechenden Änderungen der Bandstruktur quantitativ zu erfassen.

Bei unseren Experimenten untersuchten wir Einkristalle, die aus 99,9999% reinem Wismut durch Zonenschmelzen in einem Quarzboot in einer Helium-Atmosphäre gezüchtet wurden. Die Proben wurden auf eine Grösse von $4 \times 4 \times 8 \text{ mm}^3$ bzw. $3 \times 3 \times 7 \text{ mm}^3$ zugeschnitten, wobei die trigonale Achse parallel zur Längsachse der

Probe und eine binäre Achse in einer Seitenfläche lag. Das Restwiderstandsverhältnis der Kristalle betrug $r_{33}(295^\circ\text{K})/r_{33}(4,2^\circ\text{K}) \approx 200$. Wir messen mit Hilfe einer empfindlichen Wechselstrom-Kompensationsmethode nach dem früher angegebenen Stromwandlerprinzip³⁾, wobei sich Änderungen der Grössenordnung 10^{-8} Volt kompensieren lassen. Ein Wechselstrom der Frequenz 30 Hz fliesst parallel zur trigonalen Achse der Kristalle, das magnetische Gleichfeld wird senkrecht zur trigonalen Achse angelegt.

Aus der Abhängigkeit der galvanomagnetischen Effekte einerseits von einem hydrostatischen Druck p (≤ 120 kg/cm²) und andererseits von einem uniaxialen Druck Z (≤ 25 kg/cm², bei höheren Drucken tritt Zwillingsbildung auf) entlang der trigonalen Achse erhalten wir 2 unabhängige Sätze von Messungen, aus denen sich die Konstanten E_1 und E_2 berechnen lassen. Als vorläufige Ergebnisse teilen wir die Messresultate für den Hall-Koeffizienten R bei $T = 4,2^\circ\text{K}$ mit:

$$\frac{\delta R}{R \delta p} = 8 \cdot 10^{-5} \frac{\text{cm}^2}{\text{kg}} \pm 10\%, \quad \frac{\delta R}{R \delta Z} = 8,6 \cdot 10^{-4} \frac{\text{cm}^2}{\text{kg}} \pm 7\%.$$

Daraus bestimmen wir mit Hilfe der neuerdings gemessenen elastischen Konstanten⁴⁾ von Wismut $E_1 = -3,0$ eV und $E_2 = +3,1$ eV.

Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst.

Literatur

- 1) A. L. JAIN und S. H. KOENIG, Phys. Rev. 127, 442 (1962).
- 2) R. W. KEYES, Phys. Rev. 104, 665 (1956).
- 3) R. JAGGI und R. SOMMERHALDER, Helv. Phys. Acta 32, 167 (1959), s. Fig. 3.
- 4) Y. ECKSTEIN, A. W. LAWSON und D. H. RENEKER, J. Appl. Phys. 31, 1534 (1960).

Influence de la nature des impuretés sur la constante de Hall aimantation dans les alliages dilués à base de nickel à basses températures

par R. HUGUENIN et D. RIVIER

(Laboratoire de Physique, Université de Lausanne)

La théorie de LUTTINGER de l'effet Hall résiduel¹⁾ (c'est-à-dire à la température de 0°K) dans les ferromagnétiques prévoit que la constante de Hall aimantation R_s varie proportionnellement à la résistivité ρ_0 lorsque la concentration d'impuretés tend vers 0; dans les alliages plus concentrés, R_s devrait être proportionnelle au carré de la résistivité.

Nous avons mesuré préalablement l'effet Hall d'alliages dilués Nickel-Fer²⁾, à base de nickel, pour des concentrations allant jusqu'à 5%. Jusqu'à la concentration de 1% de fer, et à la température de $4,2^\circ\text{K}$, la théorie se trouve vérifiée: R_s/ρ_0 est bien une constante qui vaut $1,7 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2/\text{Vs}$. Au-delà de 1% de fer, la relation entre R_s et ρ_0 cesse d'être linéaire; elle n'est pas simplement quadratique comme le prévoit la théorie, ce qui peut être dû au fait que les constantes aimantation du nickel et du fer sont de signes opposés.

La valeur de la constante R_s/ρ_0 doit dépendre en principe du type de centres diffusants, par l'intermédiaire du potentiel de l'impureté. Pour vérifier cette inférence, nous avons mesuré la résistivité de Hall des systèmes d'alliages Ni-Co et Ni-Cu, le cobalt et le cuivre se trouvant respectivement à gauche et à droite du nickel dans le tableau périodique, l'un étant ferromagnétique tandis que l'autre ne l'est pas.

La première figure montre les résultats expérimentaux obtenus sur les 3 systèmes d'alliages Ni-Fe, Ni-Co et Ni-Cu.

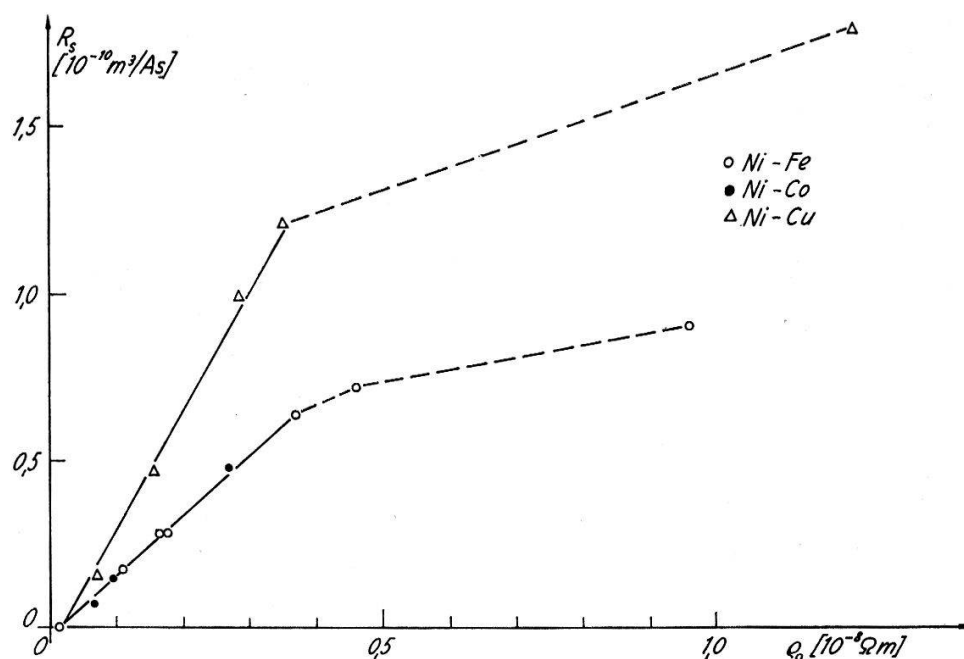


Fig. 1

Constantes de Hall aimantation R_s en fonction de la résistivité ρ_0 à $T = 4,2 \text{ }^\circ\text{K}$

On y constate que pour les 3 alliages Ni-Co mesurés et contenant 0,1%, 0,5% et 1% de Co, le rapport R_s/ρ_0 prend la même valeur $1,7 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2/\text{Vs}$ que dans le cas des alliages Ni-Fe.

Dans les alliages Ni-Cu, la constante de Hall aimantation R_s est encore proportionnelle à la résistivité jusqu'à la concentration de 0,4% de cuivre environ. Mais le rapport R_s/ρ_0 prend la valeur plus élevée $3,8 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2/\text{Vs}$. Au-delà de 1,3% de cuivre, on observe une nette déviation de la linéarité.

La valeur plus élevée de la constante R_s/ρ_0 peut être éventuellement due à un moins bon écrantage du potentiel d'impureté dans le cas du cuivre que dans le cas du fer et du cobalt, comme cela a été prévu par FRIEDEL³⁾. Mais, comme le montre la valeur plus élevée de la résistivité dans le cas des alliages Ni-Cu, il est aussi possible que l'effet soit dû à une concentration plus élevée de magnons dans le cas du cuivre (impureté non ferromagnétique).

La figure 2 montre comment varie R_s lorsque ρ varie par l'intermédiaire de la température. Dans le cas des alliages Ni-Fe et Ni-Co, il est possible de définir une constante de Hall aimantation résiduelle $R_s(\rho_0)$ pour T tendant vers zéro. Par contre,

dans les alliages Ni-Cu, $R_s(\rho)$ ne varie pas de façon monotone; après avoir passé par un minimum, pour une température d'environ 50° K, cette fonction $R_s(\rho)$ croît lorsque la résistivité diminue.

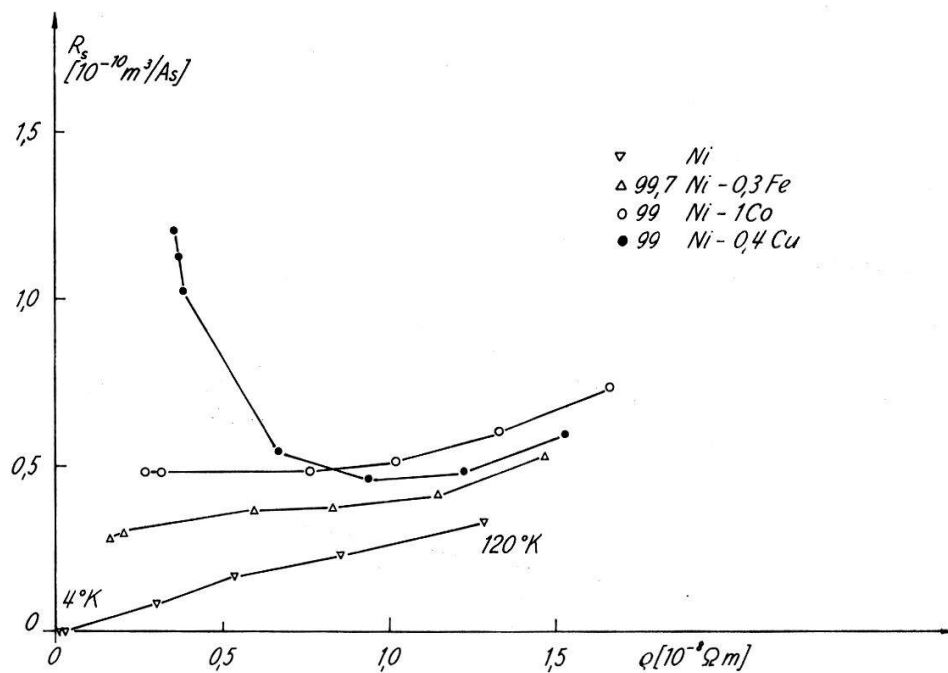


Fig. 2

Constantes de Hall aimantation R_s en fonction de la résistivité $\rho(T)$

Ce comportement peut-être à rapproché des résultats expérimentaux obtenus par différents auteurs⁴⁾ qui ont observé un minimum dans la fonction $R_s(T)$ dans le nickel pur.

Bibliographie

- 1) J. M. LUTTINGER, Phys. Rev. 112, 739 (1958).
- 2) R. HUGUENIN et D. RIVIER, H.P.A. 34, 770 (1961).
- 3) FRIEDEL, Adv. in Physics 4, 446 (1954/55).
- 4) J. P. JAN et H. M. GIJSMAN, Physica XVIII, 339 (1952); N. V. VOLKENSCHTEIN et G. V. FEDOROV, Soviet Phys. JETP 35, 61 (1959); 11, 48 (1960).

Über die Gitterwärmeleitfähigkeit bei Anwesenheit verschiedener Phasen im pseudobinären System Bi_2Te_3 - Bi_2S_3

VON G. GRAMBERG UND G. NEUMANN

(Aus dem physikalischen Laboratorium der AG. Brown, Boveri & Cie., Baden)

Die Gitterwärmeleitfähigkeit λ_G des Bi_2Te_3 kann z. B. durch Mischkristallbildung mit dem isomorphen Bi_2Se_3 herabgesetzt werden. Im pseudobinären System Bi_2Te_3 - Bi_2S_3 dagegen sind die Randverbindungen nicht isomorph. Daher wird λ_G in erschmolzenen Präparaten durch das Auftreten mehrerer Phasen bestimmt.

Die Röntgenstrukturanalyse zeigt, dass die bis zu etwa 62 Mol-% Bi_2S_3 entstehenden Phasen ausschliesslich oder vorwiegend hexagonale Struktur besitzen. Oberhalb dieser Zusammensetzung treten orthorhombische Phasen auf. Mit Hilfe thermischer Analysen wurde ein Phasendiagramm aufgestellt. Danach bildet Bi_2Te_3 mit maximal 9 Mol-% Bi_2S_3 einen einphasigen Mischkristall. λ_G durchläuft in diesem Bereiche ein Minimum von $1 \cdot 10^{-2}$ (Watt/Grad \cdot cm). Mit zunehmendem Bi_2S_3 -Gehalt steigt λ_G wieder an und wird offenbar durch eine zweite Phase bestimmt, die dem $\text{Bi}_8\text{Te}_7\text{S}_5$ ähnlich ist. Im Bereiche des Tetradymit $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{S}$ und des $\text{Bi}_8\text{Te}_7\text{S}_5$ existieren feste Lösungen, und λ_G ist von der Zusammensetzung nur wenig abhängig. $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{S}$ entsteht peritektisch. Oberhalb von 49,9 Mol-% Bi_2S_3 tritt Bi_2S_3 als neue Phase auf und verursacht einen weiteren Anstieg von λ_G . Kurz vor dem Übergang zum orthorhombischen Gittertyp ist $\lambda_G = 3,2 \cdot 10^{-2}$ (Watt/Grad \cdot cm). Die Kurve macht dann einen Sprung auf $\lambda_G = 2,5 \cdot 10^{-2}$ (Watt/Grad \cdot cm). Ihr weiterer Verlauf ist unsicher. Schmelztemperaturen und Wärmeleitfähigkeiten können für verschiedene Zusammensetzungen nach KEYES zueinander in Beziehung gesetzt werden. Der theoretische Wert der Proportionalitätskonstanten $B = 0,015$ (cgs-Einheiten) wird im Bereiche von Bi_2Te_3 , $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{S}$ und $\text{Bi}_8\text{Te}_7\text{S}_5$ mit einem Fehler von weniger als 10% erfüllt.

Dépendance de l'effet Hall aimantation du cobalt en fonctions des traitements thermiques et des impuretés chimiques

par J. DUBOIS et D. RIVIER

(Laboratoire de Physique, Université de Lausanne)

1. Les mesures d'effet Hall dans le cobalt présentées lors d'une communication précédente¹⁾ ont montré qu'à une température donnée, la pureté chimique d'un échantillon de cobalt ne fixe pas de manière univoque les constantes ordinaires R_0 et aimantation R_s , mais que le traitement thermique s'avère un facteur très important.

2. Le traitement thermique modifiant aussi bien les impuretés chimiques gazeuses que les impuretés physiques de l'échantillon, nous avons tenté de mettre en évidence les rôles différents joués par le traitement thermique d'une part et les impuretés chimiques métalliques d'autre part. Pour cela nous avons préparé des échantillons provenant de la même plaque homogène de cobalt, mais traités thermiquement de façon différente selon le tableau suivant (fig. 1, lignes 1 à 4). D'autre part, en partant d'un même échantillon de cobalt de pureté chimique bien définie nous avons préparé des alliages contenant respectivement $1/2$, 1, 2 et 4% de nickel. Ces alliages ont tous été laminés et recuits de la même façon. Le traitement thermique final auquel ils ont tous été soumis (fig. 1, lignes 5 à 8) a été choisi après divers essais afin de supprimer la texture introduite par le laminage et de ramener la teneur en phase cubique à celle du cobalt pur soit environ 1 à 2% en volume.

3. D'une façon générale, les résultats obtenus (fig. 3) montrent que la dépendance de la résistivité de Hall ρ_H en fonction du champ B a le même comportement pour tous les échantillons étudiés et cela à toutes les températures observées, soit 295, 273, 193, 77 et 4° K.

A 295° K et pour une valeur donnée de B , la résistivité de Hall ρ_H dans les alliages est un peu inférieure à celle du métal pur et varie peu avec la concentration.

Traitements thermiques

| Concentration | Température de recuit | Durée | Vitesse de refroidissement vers 400°C | $Z = \frac{\rho_{293^\circ\text{K}}}{\rho_{4^\circ\text{K}}}$ |
|---------------|-----------------------|-------|---------------------------------------|---|
| [% Ni] | [°C] | [h] | [°C/min] | |
| 0 | 1000 | 120 | 0,5 | 151 |
| 0 | 1000 | 15 | 1,5 | 78 |
| 0 | 1000 | 15 | 50 | 158 |
| 0 | 1200 | 6 | 3 | 159 |
| 0,5 | 900 | 5 | 3 | 48 |
| 1 | 900 | 5 | 3 | 28 |
| 2 | 900 | 5 | 3 | 23 |
| 4 | 900 | 5 | 3 | 12 |

Fig. 1

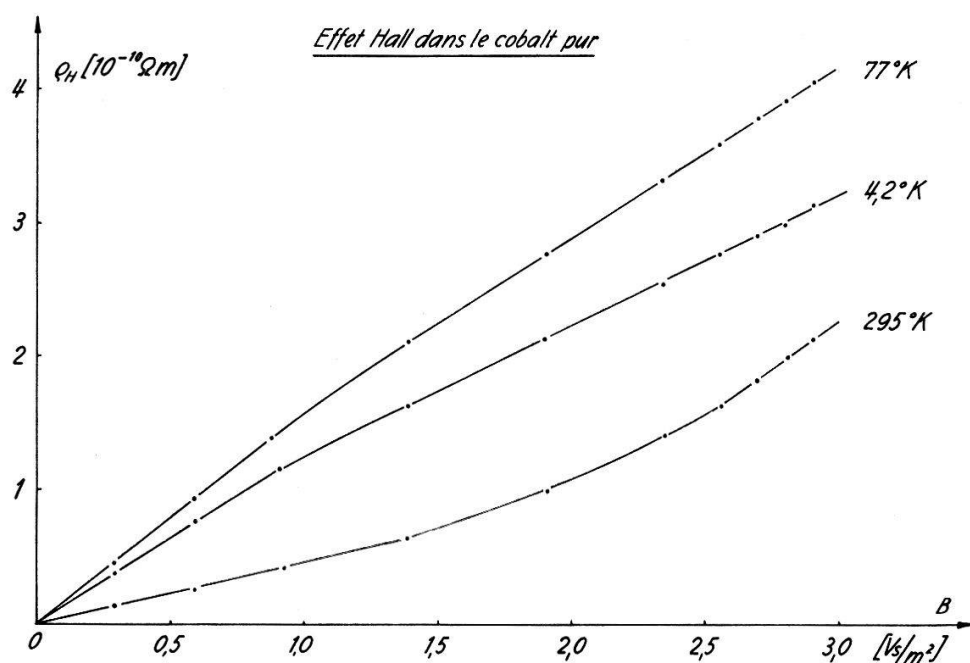
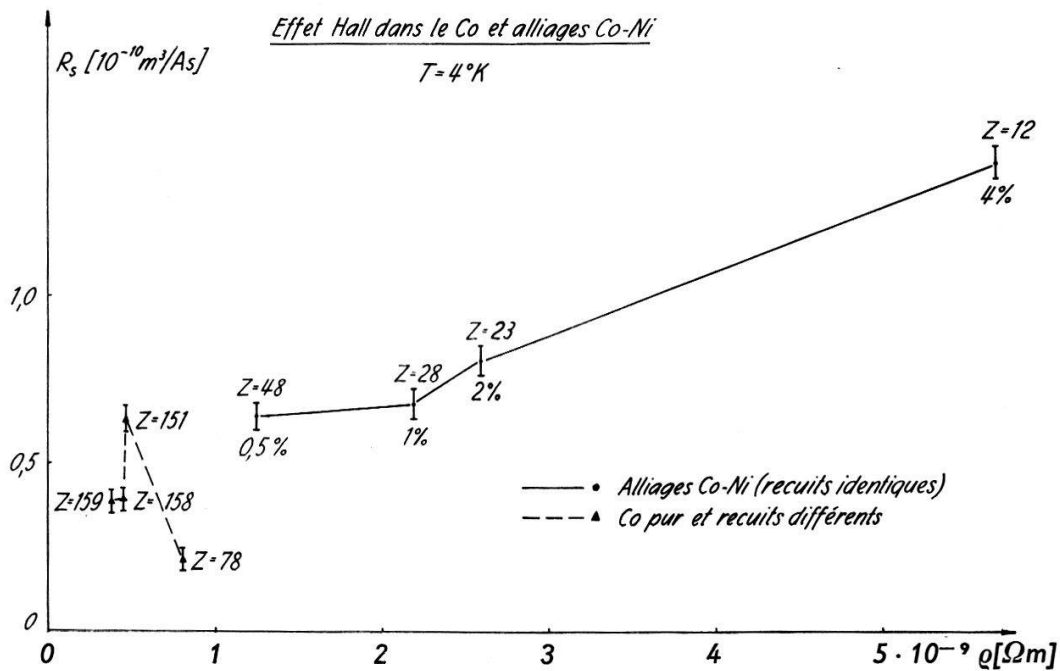
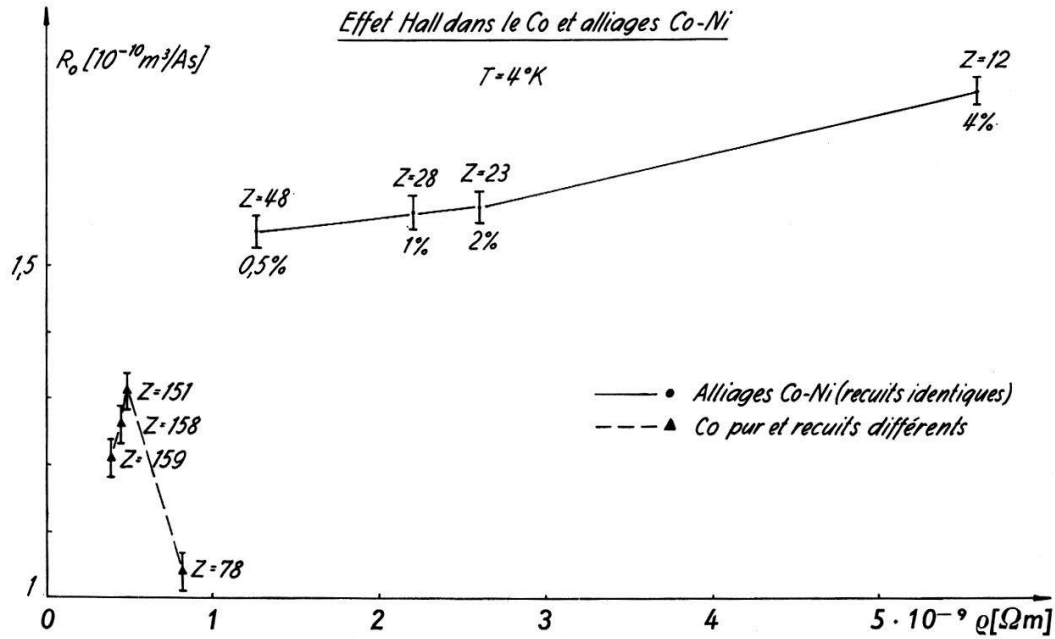


Fig. 2

A 4°K la résistivité ρ_H est toujours plus grande dans les alliages que dans les échantillons purs ou traités thermiquement; elle augmente avec la concentration.

4. La comparaison entre les résultats obtenus à 4°K (fig. 3 et 4) pour les divers échantillons de cobalt pur mais soumis à des traitements thermiques différents ne permet pas d'établir une relation entre R_0 ou R_s , d'une part, et la résistivité ρ d'autre part.

5. Par contre, toujours à 4°K (fig. 3 et 4), dans les divers alliages soumis aux mêmes traitements thermiques et ordonnés en fonction des impuretés métalliques, on constate d'une part une relation linéaire entre la constante ordinaire R_0 et la résistivité ρ , et d'autre part l'existence d'un lien entre la constante extraordinaire R_s et la résistivité ρ .



De plus, lorsque la concentration en Ni passe de 0,5% à 4% R_0 ne varie que 13% environ, alors que R_s marque une augmentation supérieure à 100%.

6. La conclusion de cette analyse est que pour étudier l'effet Hall dans le cobalt – aussi bien à haute qu'à basse température – et tout autant pour les alliages dilués que pour le métal pur - il est indispensable de faire varier indépendamment, séparément et de façon contrôlée la pureté métallique et le traitement thermique de l'échantillon.

Bibliographie

¹⁾ J. DUBOIS et D. RIVIER, H.P.A. 34, 773 (1961).

Kernphysik

Berücksichtigung des Einflusses der Richtungskorrelation auf die Absolutmessung der Zerfallsrate von radioaktiven Isotopen mit der Koinzidenzmethode

von E. KOWALSKI

(Institut für angewandte Physik der Universität Bern)

Die Messung von radioaktiven Quellstärken mit Hilfe zweier richtungskorrelierter Koinzidenzstrahlungen ergibt bekanntlich vom Winkel ϑ zwischen den Detektoren abhängige Resultate, wenn nicht einer der Detektoren ein 4π -Zähler ist. Ist eine rechnerische Korrektur des Messwertes bei einem bestimmten Winkel ϑ unmöglich oder zu ungenau, so müssen mehrere Messungen bei verschiedenen Winkeln ϑ durchgeführt und über alle Raumrichtungen gemittelt werden. Für idealisierte punktförmige Detektoren ist die Gewichtsverteilung bei dieser Mittelung trivial. Es konnte gezeigt werden, dass auch für ausgedehnte Detektoren, unabhängig von deren Eigenschaften (Grösse, Form, Beschaffenheit, nachgeschaltete Impulsanalysatoren) und auch, wenn die beiden Detektoren verschiedenartig sind, die gleiche Vorschrift für die Bildung dieses Mittelwertes gilt, wenn nur die Detektoren zylindersymmetrisch in bezug auf die Achse Quelle-Detektor sind und die Richtungsverteilungsfunktion $W(\vartheta)$ der Koinzidenzpartner um $\vartheta = 180^\circ$ symmetrisch ist.

Abbildungsfehler eines Spektrometerfeldes der Form $r^{-1} \sin^{-1} \vartheta$

von A. HOFMANN

(Laboratorium für Kernphysik, ETH, Zürich)

Ein Magnetfeld der Form $B = B_\vartheta = (B_0 a/r \sin \vartheta)$ kann durch kegelförmige Polschuhe erzeugt werden und besitzt, wie schon LAFOUCRIÈRE¹⁾ gezeigt hat, bemerkenswerte fokussierende Eigenschaften. Elektronen, die die Mittelebene ($\vartheta = 90^\circ$) nicht verlassen, beschreiben trochoidförmige Bahnen mit idealer Fokussierung nach einem oder mehreren Trochoidumläufen. In einer früheren Arbeit wurde gezeigt, dass für gewisse Werte des Parameters $K = (p/e a B_0)$ nach mindestens zwei Umläufen auch in der ϑ -Richtung eine Fokussierung 1. Ordnung für alle Bahnen auftritt. In dieser Arbeit wurde eine Methode entwickelt, die es erlaubt, alle diese «stabilen» K -Werte zu bestimmen. Für zwei dieser Werte wurden auch die Abbildungsfehler höherer Ordnung berechnet. Dabei zeigte es sich, dass innerhalb der Fehlergrenzen auch die Bildfehler 2. Ordnung verschwinden und die Fehler 3. Ordnung nicht störend sind. Alle numerischen Rechnungen wurden an der ERMETH durchgeführt.

Bibliographie

¹⁾ J. LAFOUCRIÈRE, Comptes rendus, 231, 137 (1950).

Etude de la spallation dans l'émulsion nucléaire

par CL. BOVET

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Les processus produits dans les noyaux Ag et Br de l'émulsion Ilford E1 par les protons de 600 MeV du synchrocyclotron du CERN ont été étudiés.

On sait que les particules émises dans le processus direct (cascade) puis dans le processus statistique (évaporation) ne peuvent être distinguées expérimentalement. Mais le rapport d'intensité de ces deux processus varie considérablement lorsqu'on étudie les étoiles à petit nombre de branches ou au contraire les étoiles riches. Ces dernières, en effet, ne sauraient provenir d'interactions directes, mais témoignent d'une haute excitation du noyau. Pour cette raison et afin d'éliminer les phénomènes produits sur les noyaux légers de l'émulsion, nous avons sélectionné les étoiles avec émission de plus de 9 charges. Une étude semi-théorique de la cascade, basée sur les calculs de Monte-Carlo de MÉTROPOLIS et coll.¹⁾, et adaptée à nos conditions particulières, a permis de caractériser avec précision les paramètres de la cascade.

On en a déduit, d'une part l'énergie d'excitation du noyau résiduel (avant l'évaporation), d'autre part l'impulsion laissée à ce noyau par le processus de cascade, autrement dit sa vitesse par rapport au système du laboratoire. Cette vitesse V_i est très importante à connaître puisqu'elle transforme la distribution angulaire isotrope de l'évaporation quand on passe au système du laboratoire.

Deux autres méthodes ont été utilisées pour confirmer la détermination de V_i . C'est d'abord la distribution angulaire des reculs de noyaux mesurée dans l'émulsion. (En effet, le 90% des étoiles étudiées présentaient un recul mesurable.) C'est ensuite l'utilisation de la relation qui existe entre l'énergie d'excitation et l'impulsion résiduelle après la cascade; on la trouve dans les calculs de Monte-Carlo faits par N. PORILE²⁾.

Nos résultats pour l'évaporation sont les suivants: température initiale $T_i = 5,75 \pm 0,55$ MeV; vitesse par rapport au système du laboratoire $V_i/c = 0,0076 \pm 0,0015$.

En étudiant les distributions angulaires par rapport à la direction 1° du proton incident, 2° du recul du noyau, on montre que les particules de faible énergie sont émises à la fin du processus d'évaporation. (Certains auteurs avaient fait l'hypothèse contraire.) On peut alors corriger les spectres d'énergie des protons et des alphas observés en tenant compte du mouvement du noyau. Les spectres d'énergie obtenus sont en accord avec la théorie de l'évaporation.

Quant aux distributions angulaires observées, elles permettent d'affirmer que la proportion d'alphas provenant d'interactions directes est négligeable pour les processus sélectionnés par notre critère. Cette proportion diminue fortement lorsqu'augmente le nombre de branches des étoiles observées, comme l'a montré E. JEANNET³⁾.

La fraction des protons qu'il faut attribuer à la cascade est de 24%, ce qui fait environ 1 proton par étoile. Le rapport d'émission proton/alpha observé vaut $1,9 \pm 0,1$ et ne s'explique pas par la théorie actuelle de l'évaporation qui prévoit un rapport de 4 environ.

Un compte rendu détaillé de ce travail sera publié ultérieurement.

Bibliographie

- 1) N. MÉTROPOLIS, R. BIVINS, M. STORM, A. TURKEVICH, J. M. MILLER et G. FRIEDLÄNDER, Phys. Rev. *110*, 185 et 204 (1958).
- 2) N. T. PORILE, Phys. Rev. *120*, 572 (1960).
- 3) E. JEANNET, Thèse, Bull. Soc. neuchâteloise Sc. Nat. *86*, 5 (1963), et communication privée.

Streusysteme mit mehreren identischen Teilchen

von FRANZ RYS

(Institut de Physique Théorique, Université de Genève)

Streusysteme mit mehreren identischen Teilchen erfordern in der Quantenmechanik eine besondere Aufmerksamkeit. Das Problem wird im Rahmen der rigorosen, zeitabhängigen Streutheorie (z. B. nach JAUCH) untersucht. Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung von 2 identischen Teilchen ergibt zunächst nicht die gewünschte Form (nach MOTT und MASSEY); doch lässt sich eine neue Definition des Wirkungsquerschnittes angeben, die das richtige Resultat liefert. Für Mehrkanalstreusysteme treten zusätzliche Symmetrisierungsprobleme auf.

Es gelingt nun, die zeitabhängige Streutheorie in einer Mehrkomponentenschreibweise (nach CORINALDESI) befriedigend zu formulieren. Die Asymptotenbedingung kann verallgemeinert werden auf Systeme mit mehreren identischen Teilchen. Der Streuquerschnitt ergibt sich in der gewünschten Form.

Das Photoneutronenspektrum des O¹⁶

von R. H. AUGUSTSON, N. N. KAUSHAL, H. A. MEDICUS, W. R. MOYER, E. J. WINHOLD und P. F. YERGIN

(Rensselaer Polytechnic Institute, Physics Department, Troy, N. Y., U.S.A.)

Die experimentelle Untersuchung von Kernphotoeffekten an Sauerstoff 16 ist von besonderem Interesse, da theoretische Berechnungen für mehrere Anregungszustände dieses Kernes vorliegen, wie z. B. die Arbeiten von ELLIOTT und FLOWERS¹⁾, BROWN, CASTILLEJO und EVANS²⁾, GILLET und VINH MAU³⁾ und JOLLY⁴⁾. FIRK und LOKAN⁵⁾ haben das Neutronenspektrum, das von Bremsstrahlung bis zu einer Maximalenergie von 31 MeV unter einem Winkel von 70° zur Photonenrichtung emittiert wird, kürzlich untersucht. Wir haben nunmehr Messungen mit Bremsstrahlung bis zu einer Maximalenergie von 56 MeV unternommen und die Energie der Neutronen, die hierbei unter einem Winkel von 90° ausgelöst werden, mittels einer Flugzeitmessung bestimmt. Die Elektronenstromstöße des Rensselaer Linearbeschleunigers hatten eine Dauer von 10 ns und eine maximale Stromstärke von ca. 1 Amp., die Länge der Neutronenflugstrecke war 100 m, und das zeitliche Auflösungsvermögen der Messapparatur betrug etwa 15 ns. Daraus berechnet sich das Energieauflösungsvermögen für Neutronen von z. B. 5 MeV zu ungefähr 50 keV und für solche von 12 MeV zu 180 keV. Die Bremsstrahlung wurde in einer 0,3 mm dicken Tantaltarget erzeugt und die Elektronen hiernach in 15 cm Wasser gestoppt. Die erzeugten Photonen fielen auf eine Wassertarget von den Ausmassen 8×8×3 cm. Die Flugstrecke

war grösstenteils evakuiert. Als Detektor diente ein zylindrischer Flüssigkeitszähler (Terphenyl und POPOP in Toluol) von 50 cm Durchmesser und 12 cm Dicke, der auf die in ihm erzeugten Rückstossprotonen ansprach. Auf der Hinterseite des Zählers befanden sich sieben 58AVP Photomultiplier, von denen jeweils mindestens drei beliebige in Koinzidenz anzusprechen hatten, damit ein Ereignis registriert werde. Damit wurde gewährleistet, dass die Sensitivität auch für geringe Neutronenenergien hoch war, ohne dass sich der thermische Untergrund von den Photokathoden der Elektronenvervielfacher störend bemerkbar machen konnte. Die Flugzeit der Neutronen wurde mittels Zeit-zu-Impulshöhenumwandlung gemessen, wobei das Anfangssignal durch den Stromstoss an der Bremsstrahlungstarget ausgelöst wurde und das Endsignal durch den ersten ansprechenden Photomultiplier. Zusätzlich zu dem System mit 15 ns Auflösungsvermögen, das mit einem TMC 1024-Kanal-Analysator gekoppelt war, wurden noch zwei ähnliche Anordnungen mit 25, bzw. 35 ns Auflösungsvermögen zur Erfassung der langsameren Neutronen verwendet.

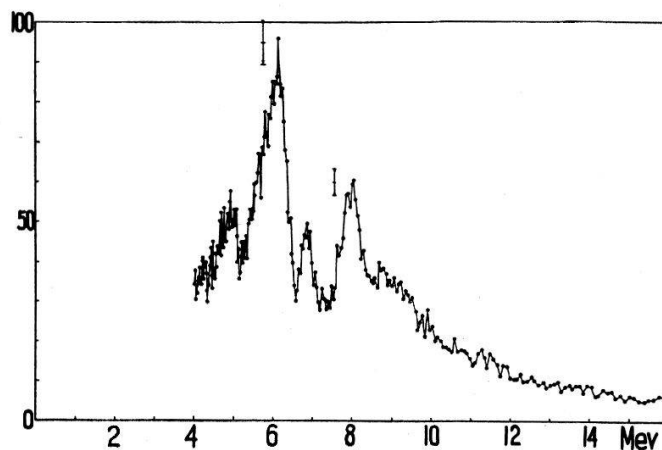


Fig. 1

Photoneutronenspektrum des O^{16} , erzeugt durch Bremsstrahlung von 46 MeV Energie. Das Spektrum ist nicht korrigiert in bezug auf Form des Bremsstrahlungsspektrums und Zähleransprechwahrscheinlichkeit. Aufgetragen ist die Stosszahl in willkürlichen Einheiten als Funktion der Neutronenenergie

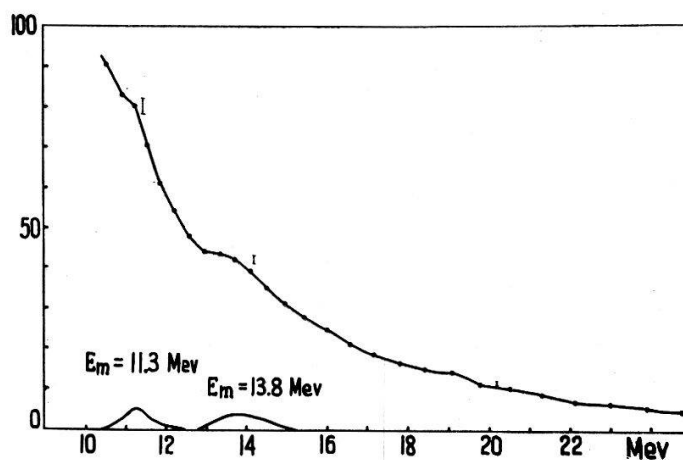


Fig. 2

Energiereicher Teil des Photoneutronenspektrums, erzeugt durch Bremsstrahlung von 56 MeV Energie. Benachbarte Messpunkte wurden in Gruppen von vier zusammengefasst, um die Statistik zu verbessern

Unsere Untersuchungen (Fig. 1) bestätigen die von FIRK und LOKAN erhaltenen Resultate in dem von ihnen gemessenen Energiebereich. Ausserdem haben wir zwei zuvor nicht bekannte Niveaux im O^{16} von $27,7 \pm 0,5$ und $30,4 \pm 0,5$ MeV Anregungsenergie gefunden, die einer Neutronenenergie von $11,3 \pm 0,5$, bzw. $13,8 \pm 0,5$ MeV entsprechen (Fig. 2). Im letzteren Fall handelt es sich möglicherweise um das von JOLLY vorausgesagte 2 + Niveau in der Nähe von 30 MeV. Wir planen, dieses Experiment unter einem Winkel von 45° zu wiederholen und damit Aussagen über die Multipolarität dieses und der andern Zustände machen zu können.

Die Untersuchungen wurden durch die National Science Foundation unterstützt.

Literatur

- ¹⁾ J. P. ELLIOTT und B. H. FLOWERS, Proc. Roy. Soc. (London) *A* 242, 57 (1957).
- ²⁾ G. E. BROWN, L. CASTILLEJO und J. A. EVANS, Nuclear Phys. 22, 1 (1961).
- ³⁾ V. GILLET und N. VINH MAU, Physics Letters 1, 25 (1962).
- ⁴⁾ H. P. JOLLY, JR., Physics Letters 5, 289 (1963).
- ⁵⁾ F. W. K. FIRK und K. H. LOKAN, Phys. Rev. Letters 8, 321 (1962).

Vibrations octupolaires dans les noyaux sphériques

par R.-J. LOMBARD

(Laboratoire de Physique des hautes Energies, EPF, Zurich)

Le grand nombre de niveaux 3^- récemment observés dans les noyaux sphériques ($40 \leq A \leq 150$) permet d'établir une étude systématique. Si le mouvement collectif des noyaux envisagés est décrit par une vibration harmonique autour de la forme d'équilibre, ces niveaux sont interprétés comme étant des états à un phonon octupolaire. Dans ces conditions, l'énergie du niveau est donnée par $\hbar\omega_3$ où $\omega_3 = \sqrt{C_3/B_3}$, C_3 représentant le paramètre de la force de rappel et B_3 le paramètre de masse. Ces deux dernières quantités peuvent se calculer selon divers modèles.

En première approximation, le modèle de la goutte de liquide fournit une image collective extrême. Dans ce cas $\hbar\omega_3$ dépend d'un seul paramètre, la tension de surface.

Le modèle à corrélation de paires explique les mouvements collectifs d'une manière plus satisfaisante, par l'addition cohérente des amplitudes de mouvement de chaque paire de nucléons¹⁾. Des résultats en bon accord avec l'expérience ont été obtenus par YOSHIDA²⁾, pour les isotopes du Zr, du Cd et du Sn. Nous avons effectué des calculs semblables pour les noyaux $N = 82$. Pour les énergies du modèle en couches ϵ_j , les potentiels chimiques λ et les gaps Δ , nous avons utilisé les valeurs déterminées par KISSLINGER et SØRENSEN³⁾.

Un exposé détaillé paraîtra prochainement dans les HPA.

Bibliographie

- ¹⁾ B. R. MOTTIELSON, Proceeding of the Kingston Conference (1960).
- ²⁾ S. YOSHIDA, Nucl. Phys. 38, 380 (1962).
- ³⁾ L. S. KISSLINGER and R. A. SØRENSEN, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 32, 9 (1960).

Etude de la transition bêta $2^- \rightarrow 2^+$ du Pr^{142}

par C. F. PERDRISAT, R. HESS, P. LIPNIK*) et J. W. SUNIER
(Laboratoire de Physique des Hautes Energies, EPF, Zurich)

*) Chercheur agrégé à l'I.I.S.N., Louvain, Belgique

Le Pr^{142} (19 h.) se désintègre dans le fondamental du Nd^{142} et dans un niveau à 1,57 MeV ($2^- \rightarrow 2^+$; 0,58 MeV; 4%, lg ft 7,1). Le lg ft de cette seconde transition laisse prévoir que les éléments de matrice d'ordre 0 et 1 apportent une contribution importante; les assignations possibles avec le modèle en couches, pour le fondamental du Pr^{142} , interdisent l'ordre 0 aussi bien pour j que pour l . Nous mesurons la forme du spectre β de 0,58 MeV avec un scintillateur 4π en NE 102A; le spectre β est analysé dans un 400 canaux «Intertechnique». La résolution pour la ligne K du Cs^{137} est de 17%; la forme de ligne est gaussienne. La dépendance énergétique de la corrélation angulaire β (0,58 MeV)- γ (1,57 MeV) a été mesurée avec un système de coïncidences rapide-lent et un canal latéral γ . Finalement une mesure de la corrélation $\beta(0,58)$ - $\gamma(1,57)$ polarisé circulairement est en cours, avec un polarimètre du type Boehm-Wapstra. L'anisotropie de la corrélation directionnelle montre que la transition $2^- \rightarrow 2^+$ est bien décrite par l'approximation ξ . Le résultat de la mesure de corrélation β - γ polarisé circulairement détermine le rapport des éléments de matrice d'ordre 0 et 1: $V/Y = -0,2 \pm 0,17$ ou $-2,7 \pm 1,1$.

Corrélation β - γ polarisé circulairement dans l' Eu^{154}

par R. HESS

(Laboratoire de Physique des Hautes Energies, EPF, Zurich)

La transition bêta permise de 570 keV de l' Eu^{154} (fondamental 3^-) aboutissant au niveau de 1399 keV du Gd^{154} est étudiée. La corrélation β - γ (1276 keV) polarisé circulairement est mesurée à $\theta = 180^\circ$ par la méthode utilisant la transmission d'un barreau de fer aimanté¹). La fonction théorique de cette corrélation s'écrit²):

$$W(\theta, \tau) = 1 + \tau \left(\frac{v}{c} \right) A \cos \theta.$$

Le facteur de polarisation A est une fonction du rapport des éléments de matrice de Fermi et de Gamow-Teller X , des spins des différents niveaux et du mélange multipolaire δ de la transition γ . Pour une cascade $3^-(\beta) 2^-(\gamma) 2^+$ on obtient $A = -0,167$ avec $\delta = 0$ et pour la cascade $3^-(\beta) 3^-(\gamma) 2^+$: $A = f(X; \delta = 0,5)$. La valeur expérimentale tirée de notre mesure

$$A = +0,025 \pm 0,075$$

est difficilement compatible avec l'hypothèse d'un spin 2^- pour le niveau de 1399 keV du Gd^{154} . Dans le cas d'un spin 3^- , on calcule les solutions

$$X \approx 0 \text{ et } X \geq 9,0.$$

Les détails expérimentaux de la mesure seront communiqués sous forme de rapport interne.

Bibliographie

- 1) H. SCHOPPER, Nucl. Instr. et Meth. 3, 158 (1958).
 2) K. ALDER *et al.*, Phys. Rev. 107, 728 (1957).

Fluorescence résonnante du niveau 2,18 MeV dans le Nd¹⁴⁴

par J. P. BLANC, M. LAMBERT et C. F. PERDRISAT

(Laboratoire de Physique des Hautes Energies, EPF, Zurich)

La section efficace de diffusion résonnante du niveau 2,18 MeV dans le Nd¹⁴⁴, pour les gamma de 2,18 MeV émis dans la désintégration Ce¹⁴⁴ → Pr¹⁴⁴ → Nd¹⁴⁴ a été trouvée égale à $\sigma = (0,26 \pm 0,18) \cdot 10^{-27}$ cm²/atome. Le recul à l'émission et à l'absorption est compensé partiellement par le recul provoqué par la désintégration β précédente; il faut pour cela que la durée de vie du niveau soit plus courte que le temps moyen entre collisions dans la source ($\sim 5 \cdot 10^{-13}$ s). Le niveau 2,18 MeV se désexcite par deux El de 2,18 et 1,49 MeV, avec des intensités relatives de 0,75 et 0,25. L'intensité de la source de CeCl₃ était de 71 mC. Le diffuseur contenait 1,2 kg de Nd métallique naturel. La contribution des gamma diffusés élastiquement sur le Nd a été évaluée par une mesure avec un diffuseur de Sn géométriquement semblable, et en supposant une variation en $Z^{5/2}$ pour la section efficace Rayleigh + Thomson. La durée de vie totale du niveau 2,18 MeV, calculée à partir de la section efficace de résonnance, est: $1,4 \cdot 10^{-14} \leq \tau \leq 3,4 \cdot 10^{-14}$ s. Compte tenu du rapport d'embranchement, les ralentissements pour les deux transitions El sont: $570 \leq R \leq 1350$.

Désintégration du Cr⁵¹

par J. KERN, CL. RIBORDY et O. HUBER

(Institut de Physique de l'Université de Fribourg (Suisse))

1. Introduction

BISI *et al.*¹⁾, dans leur étude du Cr⁵¹ ont proposé l'existence d'un niveau à 624 Kev de spin 3/2+. Ce niveau et ce spin ont été confirmés par OFER *et al.*²⁾; ces derniers toutefois n'attribuent qu'un rapport d'intensité 1/20000 entre les lignes de 624 et de 323 Kev, alors que BISI *et al.* trouvaient 1/400 pour ce rapport. La configuration fondamentale du V⁵¹ étant $(f_{7/2})^3$, l'existence à basse énergie d'un niveau à parité positive est difficilement explicable.

2. Mesures au spectromètre à double focalisation

Nous avons recherché en conversion externe la ligne de 624 Kev dans notre spectromètre à double focalisation (Fig. 1). L'énergie de la transition de 323 Kev a été mesurée à $(320,0 \pm 0,2)$ Kev, tandis que dans la région de 624 Kev, nous n'avons

trouvé que le spectre du rayonnement de freinage interne. Au dessus, la ligne pointillée 624 K d'une intensité de 4 coups/min aurait encore été visible, ce qui nous fournit une limite supérieure de $1/10^3$ pour le rapport d'intensité entre les transitions de 624 et de 320 Kev. Ce rapport est 2,5 fois plus petit que celui donné par BISI. Avec une source plus forte et une technique améliorée, nous espérons abaisser notre limite au niveau de $1/20000$ trouvé par OFER.

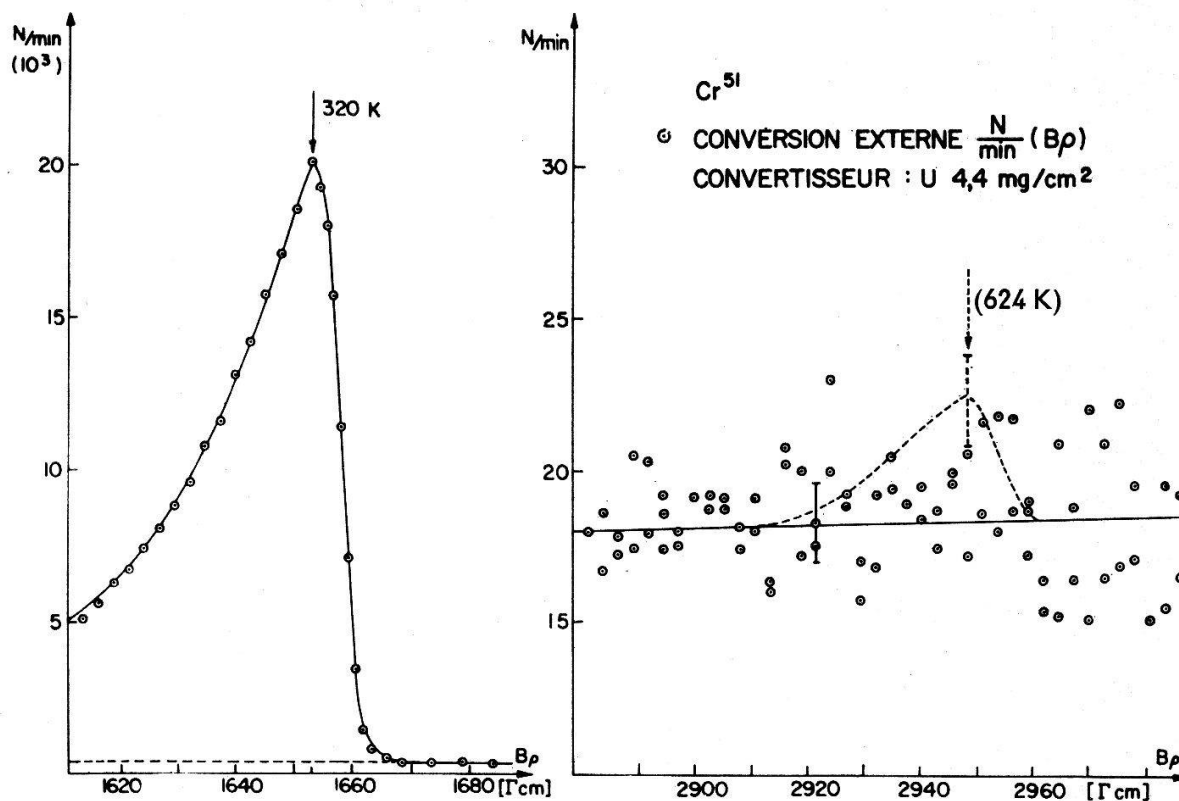


Fig. 1
Spectre de conversion externe du Cr^{51}

La ligne de 624 Kev observée en scintillation peut avoir une double explication:

1. Elle peut résulter d'une coïncidence **fortuite** de la ligne de 320 Kev avec elle-même.

2. Il se pourrait aussi que les 2 transitions de 304 Kev et 320 Kev formant la cascade de désexcitation du niveau de 624 Kev soient comptées en une seule par coïncidence **vraie**. En tenant compte de l'efficacité du cristal, de l'angle solide et du coefficient de conversion, la ligne hypothétique de 304 Kev devrait être, d'après les données de BISI, 50 fois plus petite que celle de 320 Kev. Nos mesures de conversion interne n'ont pas révélé l'existence d'une telle ligne. Le pic observé par BISI ne résulte donc pas de coïncidences vraies.

3. Mesures au spectromètre de scintillation

Pour tester l'hypothèse des coïncidences fortuites, nous avons enregistré le spectre détecté par un cristal NaI $3'' \times 3''$ suivi d'un analyseur à 512 canaux.

a) Nous avons trouvé une ligne à 644 Kev (BISI: 624 Kev), dont l'énergie correspond, dans les limites de l'erreur, au double de 320 Kev.

b) Le spectre analogue du Hg^{203} , qui ne possède qu'une seule ligne à 279 Kev, enregistré par le même cristal révèle un «summing peak» à 570 Kev, ce qui autorise la même explication pour la ligne de 644 Kev du Cr^{51} .

c) Examinons la dépendance du rapport d'intensité S_{644}/S_{320} des lignes de 644 et de 320 Kev en fonction de l'angle solide ω ; en supposant que la ligne de 644 Kev provienne de coïncidences, ce rapport sera proportionnel à l'angle spatial ω . Ceci est effectivement le cas aussi bien pour le Cr^{51} que pour le Hg^{203} (Fig. 2).

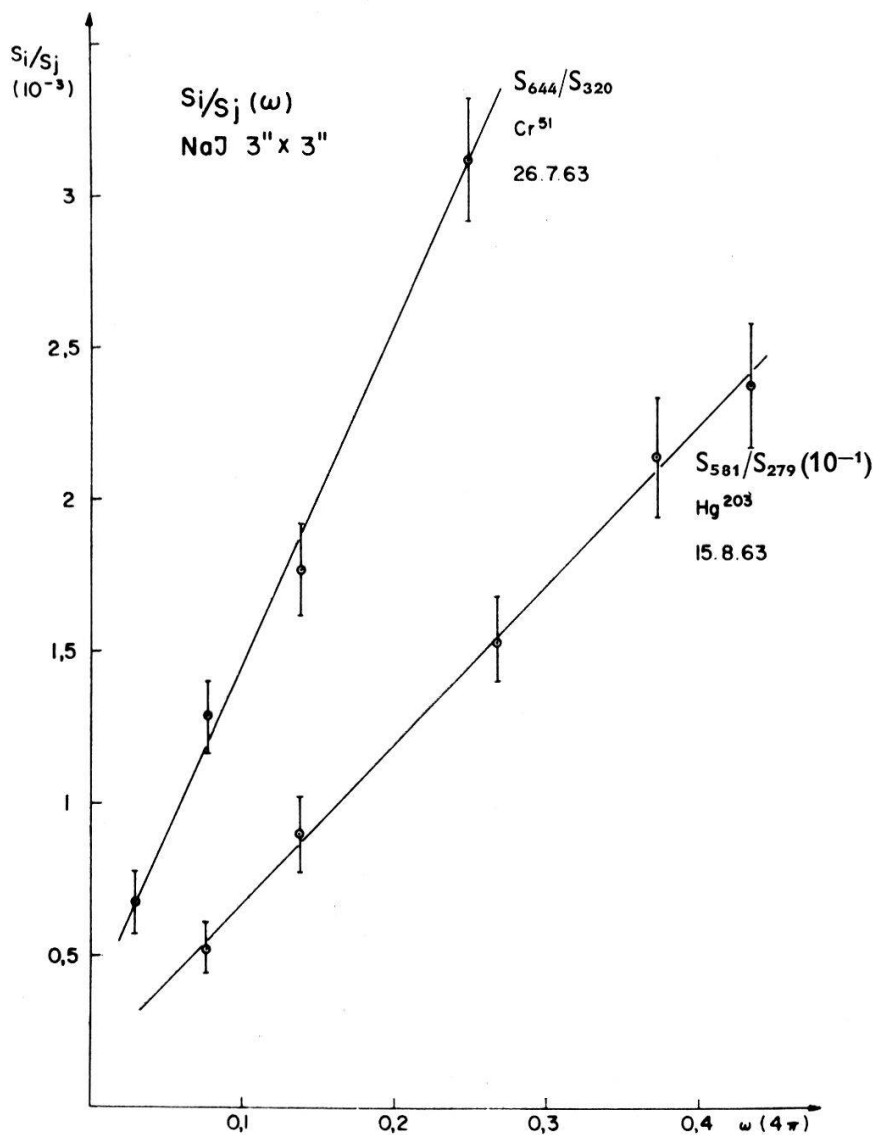


Fig. 2

Dépendance du rapport d'intensité S_{644}/S_{320} en fonction de l'angle spatial ω

d) Nous avons ensuite observé la décroissance de l'intensité $S_{644}(x)$ en fonction de l'épaisseur x de plomb que nous avons interposé entre la source et le cristal. Si la ligne de 644 Kev était vraie, $S_{644}(x)$ diminuerait avec le coefficient d'absorption

correspondant à cette énergie. Si par contre elle résultait de coïncidences fortuites, elle serait absorbée suivant un coefficient double de celui de 320 Kev. Dans le cas des coïncidences vraies son absorption serait régie par la somme des coefficients de 304 et 320 Kev, ce qui est à peu près le double de celui de 320 Kev. Ces coefficients sont :

$$\left. \begin{aligned} \mu (624 \text{ Kev}) &= 1,26 \text{ cm}^{-1} \\ 2 \mu (320 \text{ Kev}) &= 7,5 \text{ cm}^{-1} \end{aligned} \right\} \text{ mesurés en collimation}$$

$$\mu \text{ mesuré} = (6,3 \pm 0,6) \text{ cm}^{-1} \text{ mesuré dans notre géometrie.}$$

Ceci appuie l'hypothèse des coïncidences.

4. Conclusion

La ligne de 624 Kev, telle que l'a observée BISI, résulte d'un phénomène de coïncidences très probablement fortuites. Le fait que le coefficient d'absorption mesuré soit légèrement inférieur à 2μ (320 Kev) peut être dû à une petite contribution d'une vraie ligne de 624 Kev qui, si elle existe, n'apparaîtrait, d'après nos mesures, qu'avec un rapport de branchement inférieur à 10^{-4} , limite que nous espérons abaisser au niveau de $5 \cdot 10^{-6}$ donné par OFER.

Bibliographie

- ¹⁾ A. BISI, E. GERMAGNOLI et L. ZAPPA, Nuov. Cim. 2, 1052 (1955).
²⁾ S. OFER et M. WIENER, Phys. Rev. 107, 6, 1639 (1957).

Transitions bêta deux fois interdites

par P. LIPNIK*) et J. W. SUNIER

(Laboratoire de Physique des Hautes Energies, EPF, Zurich)

*) Chercheur agréé à l'I.I.S.N., Louvain, Belgique

La théorie du courant vectoriel conservé (CVC) prévoit une relation entre les éléments de matrice nucléaires de la partie vectorielle de l'interaction faible. Cette relation serait indépendante du potentiel nucléaire et valable pour tout ordre d'interdiction¹⁾. Nous avons dérivé dans l'approximation de Konopinski-Uhlenbeck les formules du facteur de forme du spectre et de la polarisation longitudinale des électrons lors d'une transition bêta deux fois interdite. Une analyse quantitative des transitions bêta du Cl^{36} et du Cs^{137} est comparée avec la prédiction de la théorie CVC. Un calcul plus complet est projeté et appliquera la méthode de Q^2 aux facteurs de forme de spectre mesurés, vu la grande sensibilité de l'expression théorique vis-à-vis des paramètres à déterminer.

Bibliographie

- ¹⁾ J. I. FUJITA, Progr. Theoret. Phys. 28, 338 (1962).

Transitions bêta une fois interdites (3⁻-2⁺) dans la désintégration de Ga⁷², Sb¹²⁴, La¹⁴⁰, Eu¹⁵² et Eu¹⁵⁴

par J. W. SUNIER et P. LIPNIK*)

(Laboratoire de Physique des Hautes Energies, EPF, Zurich)

*) Chercheur agréé à l'I.I.S.N., Louvain, Belgique

Par une analyse Q^2 utilisant l'ensemble des résultats expérimentaux connus pour ces transitions et le formalisme théorique complet¹⁾, nous avons déterminé les valeurs des paramètres nucléaires compatibles avec l'expérience:

$$z = C_A \int \frac{B_{ij}}{\xi_1}, \quad u = C_A \int \frac{i \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{x} \mathbf{r}}{\xi_1},$$

$$\xi_1 = -C_V \int i \boldsymbol{\alpha} - \left(\xi - \frac{W_0}{3} \right) C_A \int i \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{x} \mathbf{r} + \left(\xi + \frac{W_0}{3} \right) C_V \int \mathbf{r}$$

en admettant la relation établie par FUJITA sur la base de la théorie du courant vectoriel conservé:

$$\int i \boldsymbol{\alpha} = \left[2,4 + (W_i - W_f) \frac{A^{1/3}}{Z} \right] \xi \cdot \int \mathbf{r}.$$

L'analyse donne un domaine très restreint des paramètres z et u dans les cas où la mesure de la corrélation β - γ polarisé circulairement accompagne les mesures de la forme du spectre et de la corrélation directionnelle β - γ , indiquant très nettement l'effet d'une règle de sélection (Sb¹²⁴, Eu¹⁵²). Par contre elle révèle un domaine très étendu pour les cas où la mesure de la polarisation circulaire des γ n'a pas été effectuée et ne permet aucune conclusion (Ga⁷², Eu¹⁵⁴). Le cas du La¹⁴⁰ montre en revanche un effet de cancellation très prononcé ($z \cong -0,3 + 0,5 u$).

¹⁾ T. KOTANI, Phys. Rev. 114, 795 (1959).

Rapports d'embranchement du meson K_2^0 (Groupe chambre de Wilson CERN - ETH Zurich)

(Groupe chambre de Wilson CERN-ETH, Zurich)

La chambre de Wilson CERN-ETH, équipée d'un électro-aimant produisant un champ de 11000 gauss, a été exposée à un faisceau de mésons K_2^0 durant une période de 6 semaines. Environ 400 désintégrations de K_2^0 ont été observées dans un volume de $170 \times 60 \times 60$ cm³. Les K_2^0 étaient produits par interactions de mésons π^- de $1,06 \pm 0,02$ GeV/c dans une cible d'hydrogène, située 7 mètres en amont de la chambre. Les K_2^0 se désintégrant à l'intérieur de celle-ci avaient donc une quantité de mouvement de $0,63 \pm 0,03$ GeV/c ou $0,41 \pm 0,07$ GeV/c selon qu'ils étaient produits en association avec un Λ ou un Σ . Nous discuterons les méthodes d'analyse utilisées pour déterminer les rapports d'embranchement dans les différentes voies de désintégration et présenterons les résultats actuels de cette analyse.