

Compte rendu de la Réunion de la Société Suisse de Physique

Autor(en): [s.n.]

Objekttyp: **AssociationNews**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **33 (1960)**

Heft IX

PDF erstellt am: **26.09.2024**

Nutzungsbedingungen

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

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

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

Haftungsausschluss

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

Compte rendu de la Réunion de la Société Suisse de Physique

dans le cadre de la 140e assemblée annuelle de la Société
Helvétique des Sciences Naturelles à Aarau, le 24 septembre 1960

Président: Prof. Dr. H. Staub (Zürich)

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

Partie Administrative

Sont reçus membres ordinaires: Mademoiselle V. MEYER (Zürich),
Messieurs: J.-P. AMIET (Bonn), W. BIRRER (Olten), G. EMCH (Genève),
R. GALLI (Basel), J. GUGGENHEIM (Zürich), M. RISI (Zürich), M. SPYCHER
(Basel), H. THOMAS (Zürich), P. WYDER (Zürich), M. ZIEGENHAGEN (Lau-
sanne).

Il est d'autre part décidé que la réunion de printemps 1961 se déroulera
du vendredi au samedi et comprendra deux grands exposés.

Sur la théorie des bandes d'énergie pour les métaux de transition de la première période

par R. EHRAT et D. RIVIER

(Lausanne, Laboratoire de Physique, Université)

1. Si l'application de la théorie des bandes d'énergie aux métaux de transition a rencontré de sérieuses difficultés, elle a aussi connu des réussites incontestables¹⁾. C'est ainsi que l'idée de construire un modèle général de la bande 3d, valable pour l'ensemble des éléments de transition de la 1ère période, du scandium au nickel, a rencontré un certain succès^{2) 3)}. En 1936 déjà, SLATER⁴⁾ donnait pour la bande 3d une évaluation de la densité des états électroniques

$$\mathfrak{N}(\varepsilon) = \frac{1}{4\pi^3} \frac{d}{d\varepsilon} \int^k (dk)^3 \quad (1)$$

en fonction de l'énergie de l'électron. Dans (1), $k = |\mathbf{k}|$, où \mathbf{k} est le vecteur lieu dans l'espace réciproque. Plus récemment, SLATER et KOSTER⁵⁾ pour le réseau cubique à maille centrée, KOSTER⁶⁾ pour le même réseau mais à face centrée, ont calculé en détail la fonction $\mathfrak{N}_d(\varepsilon)$. La figure 1 donne une représentation de ces fonctions pour une demi-bande 3d.

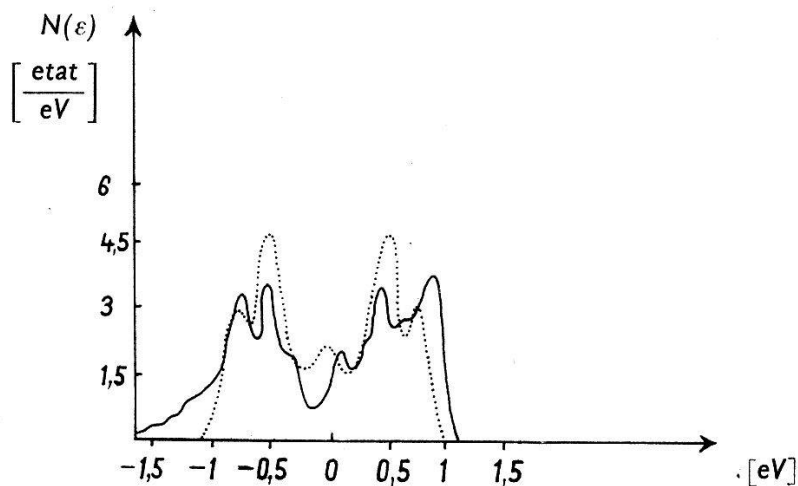


Fig. 1

Densités d'états en fonction de l'énergie dans une demi-bande 3d
Réseau cubique face centrée (—), maille centrée (.....).

Si, compte tenu des approximations nécessaires au calcul, les détails des fonctions \mathfrak{N}_d doivent être considérés avec réserve, les points suivants semblent théoriquement bien fondés¹⁾:

- I. La largeur de la bande 3d est de 3 eV environ;
- II. les fonctions $\mathfrak{N}_d(\varepsilon)$ possèdent un minimum au milieu de la bande;
- III. la bande 3d est entièrement située à l'intérieur de la bande 4s et bien à l'extérieur de la bande 4p;
- IV. si $\bar{\mathfrak{N}}_d$ et $\bar{\mathfrak{N}}_s$ désignent les valeurs moyennes de $\mathfrak{N}_d(\varepsilon)$ et de $\mathfrak{N}_s(\varepsilon)$ prises sur la bande correspondante d ou s, on a

$$\bar{\mathfrak{N}}_d/\bar{\mathfrak{N}}_s \approx 20 \quad (2)$$

2. Parmi les possibilités de vérification expérimentale du modèle de bandes, et notamment de la fonction $\mathfrak{N}_d(\varepsilon)$, la plus directe et la plus sûre est offerte par la mesure de la constante de la chaleur spécifique (à volume constant) électronique «molaire». Dans le cas particulier des métaux de transition de la 1ère période, cette constante est donnée par

$$\gamma_V^{at} = \frac{C_V^{at}}{T} = \frac{\pi^2}{3} \frac{Rk_B}{n_{at}} [\mathfrak{N}_d(\varepsilon_F) + \mathfrak{N}_s(\varepsilon_F)] \quad (3)$$

où R est la constante des gaz parfaits, k_B la constante de BOLTZMANN, n_{at} le nombre d'atomes par unité de volume et ε_F l'énergie de Fermi à 0° K. Compte tenu de (2), et du fait que pour les métaux de transition de la 1ère période n_{at} varie seulement de quelques pourcents, on a simplement (en 1ère approximation)

$$\gamma_V^{at} = \text{Constante} \cdot \mathfrak{N}_d(\varepsilon_F) \quad (4)$$

Tandis que jusqu'à ces dernières années on manquait de résultats expérimentaux, la collation – à ce jour possible – de mesures récemment effectuées par divers auteurs⁷⁾ nous a permis de tracer la figure 2 où γ_V^{at} est donnée en fonction du nombre Z d'électrons par atome, du chrome au cuivre en passant par une série d'alliages intermédiaires.

Or, dans la mesure où le modèle général de la bande 3d est valable pour les éléments, et dans la mesure où sa validité s'étend aux alliages intermédiaires (selon l'approximation dite «de la bande rigide»⁸⁾) ε_F est une fonction monotone croissante de Z , de sorte que les fonctions $\gamma_V^{at}(Z)$ et $\gamma_V^{at}(\varepsilon_F)$ peuvent se déduire l'une de l'autre par un changement d'unité des abscisses (ce rapport des unités $d\varepsilon_F/dZ$ variant localement avec Z).

Cela signifie que, à des détails près, la courbe expérimentale de la figure 2 devrait, une fois effectué le changement d'unité, coïncider avec celle donnant $\mathfrak{N}_d(Z)$ et que l'on peut théoriquement déduire de la figure 1, à la condition de tenir compte d'une part de la structure cristalline et d'autre part, pour les métaux ferromagnétiques, du décalage entre les deux demi-bandes 3d. Les incertitudes sur ce dernier facteur

ne permettent pas de donner plus que l'allure de la courbe, donnée sur la figure 3.

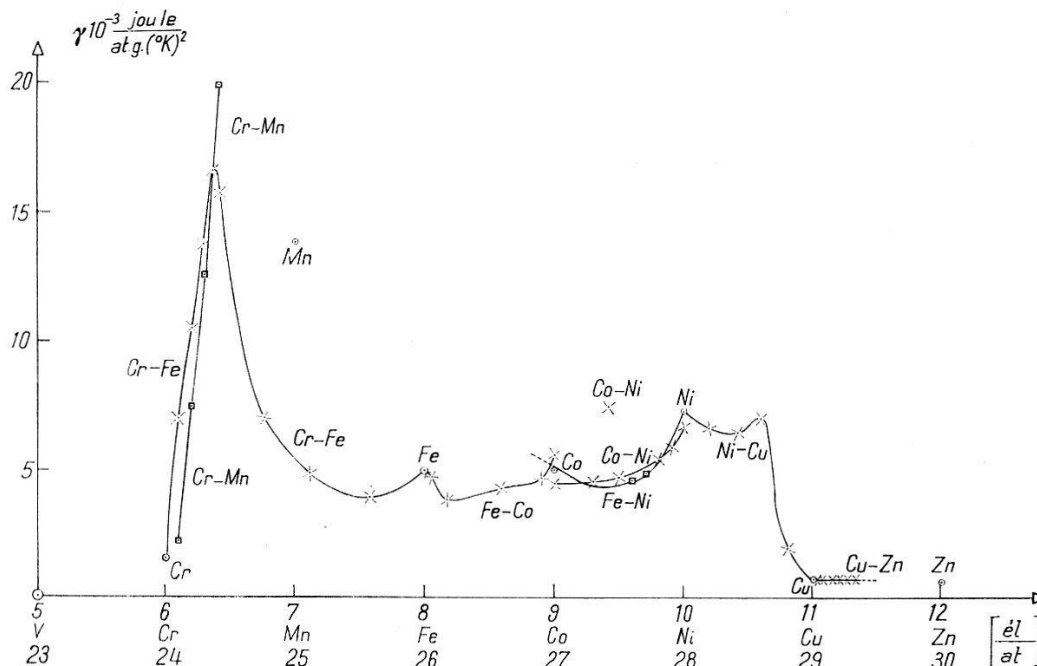


Fig. 2

Constante γ_V^{at} de la chaleur spécifique électronique :
métaux et alliages de transition

Références

Cr-Mn: WEI, CHENG, BECK (1959).
 Cr-Fe: WEI, CHENG, Beck (1959); HOARE, MATTHEWS (1958).
 Fe-Co: ARP, EDMONDS, PETERSEN (1959).
 Fe-Ni: KEESOM, KURRELMAYER (1940).
 Co-Ni: WALLING, BUNN (1959); ARP, EDMONDS, PETERSEN (1959).
 Ni-Cu: KEESOM, KURRELMAYER (1940); GUTHRIE, FRIEDBERG, GOLDMAN (1959).
 Cu-Zn: RAYNE (1957); HOVI et MANSIKKA (1959).
 Métaux purs: KEESOM et PEARLMAN (1956).

3. Dans l'intervalle considéré, la comparaison entre les figures 2 et 3 appelle les deux remarques suivantes:

I. *L'allure générale* des deux courbes diffère. La courbe théorique de la figure 3 pour $\mathfrak{N}_d(Z)$ révèle 2 maxima, l'un à droite, l'autre à gauche, tandis que la courbe expérimentale donne un maximum très accentué sur la gauche (pour un alliage Cr-Mn).

II. *La structure fine* de la courbe expérimentale de la figure 2 révèle des pics caractérisés aux points correspondants aux valeurs entières de Z . De tels pics ne sauraient trouver d'explication dans le cadre offert par le modèle de la bande rigide.

Il est d'ailleurs important de mentionner ici les résultats obtenus récemment par divers auteurs¹¹⁾ qui ont étudié la constante ordinaire

de Hall, R_0 , en fonction du nombre Z dans le même domaine des métaux de transition. Les résultats peuvent être groupés dans la *figure 4*, donnant R_0 en fonction de Z .

On le voit, cette figure fait apparaître aussi des pics aux points correspondant à des valeurs entières de Z . Bien qu'à ce jour les théories conduisant à des expressions de R_0 soient trop rudimentaires pour conduire à des conclusions de portée générale sur le modèle de bandes d'énergie, il est peu douteux que les pics de la courbe $R_0(Z)$ soient étrangers à l'approximation de la bande rigide.

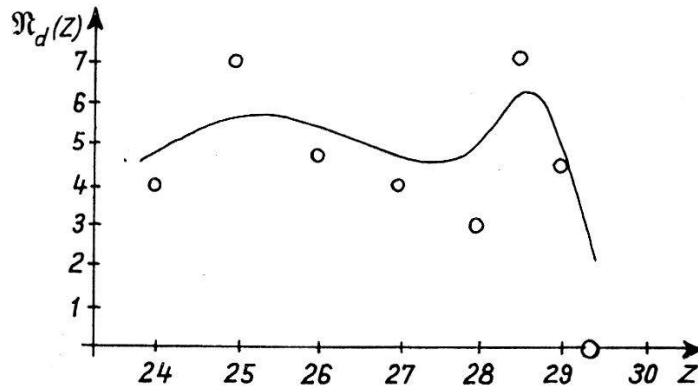


Fig. 3

Densités des états pour les éléments d'après les courbes de KOSTER, SLATER, en faisant intervenir les décalages des 1/2 bandes d

4. En conclusion, les mesures récentes de chaleur spécifique électronique γ et de constante ordinaire de Hall R_0 en fonction de Z semblent mettre en question le modèle général de bandes pour les métaux de transition, et notamment l'approximation dite de la bande rigide. Il n'est toutefois pas exclu que de meilleures approximations de la théorie de bande rétablisse l'accord avec l'expérience. En ce qui concerne *l'allure générale*, cela pourrait s'obtenir en évaluant de manière plus précise le *décalage des 1/2 bandes 3 d ferromagnétiques*. Pour ce qui est *des pics de γ et de R_0* on sait déjà que des approximations non linéaires, notamment de *l'effet d'écran de charge*, diminuent la valeur de $N_d(\varepsilon)$ d'un alliage par rapport à celle du métal pur^{8) 10)}.

En tout état de cause, il semble très souhaitable d'étendre les mesures de chaleur spécifique électronique et de constante de Hall ordinaire à la totalité des métaux de transition de la 1ère période ainsi qu'à leurs alliages, avec la condition essentielle de les faire porter *sur le même échantillon*.

Les auteurs remercient les Dr BERGER et DE VROOMEN d'intéressantes discussions, et le Fonds National de la Recherche Scientifique de son aide matérielle.

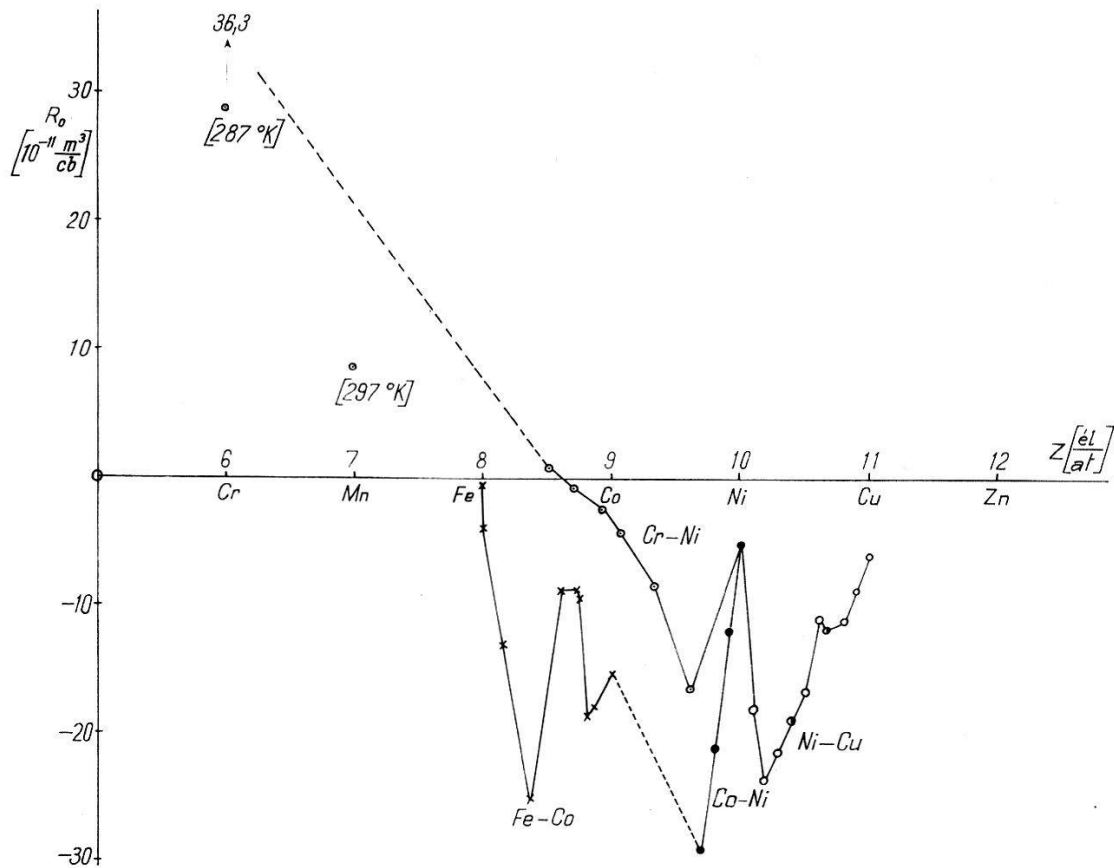


Fig. 4

La Constante ordinaire de Hall, R_0 , en fonction du nombre Z d'électrons par atome

Références

- à 77° K, BEITEL et PUGH (1958).
 20° K, SMIT (1956).
 20° K, } COHEN (1955).
 14° K, }
 297° K, KÖSTER et ROCHOLL (1957).

Bibliographie

- 1) J. CALLAWAY, Sol. State Physics 7, 99 (1958).
- 2) N. F. MOTT, Proc. Phys. Soc. (London) 47, 571 (1931); A62, 416 (1949).
- 3) L. PAULING, Phys. Rev. 54, 899 (1938); Proc. Natl. Acad. Sci. 39, 551 (1953).
- 4) J. C. SLATER, Phys. Rev. 49, 537 (1936).
- 5) SLATER et KOSTER, Phys. Rev. 94, 1498 (1954).
- 6) KOSTER, Phys. Rev. 98, 901 (1955).
- 7) WEI, CHENG, BECK, Phys. Rev. Letters 2, 95 (1959); WEI, CHENG, BECK, Phys. Rev. Let. 2, 95 (1959); HOARE, MATTHEWS, Proc. Phys. Soc. 71, 220 (1958); ARP, EDMONDS, PETERSEN, Phys. Rev. Let. 3, 212 (1959); KEESOM, KURRELMAYER, Comm. Kam. Onnes No. 260d (1940); WALLING, BUNN, Proc. Phys. Soc. 74, 417 (1959); ARP, EDMONDS, PETERSEN, Phys. Rev. Let. 3, 212 (1959); KEESOM, KURRELMAYER, Comm. Kam. Onnes n° 260d (1940); GUTHRIE,

FRIEDBERG, GOLDMAN, Phys. Rev. 113, 45 (1959); RAYNE, Phys. Rev. 108, 22 (1957); HOVI et MANSIKKA, 1959, IIR, Copenhagen; KEESOM et PEARLMAN, Handbuch d. Physik, Vol. XIV (1956).

- ⁸⁾ FRIEDEL, Nuov. Cim. Suppl. VII (2), 287 (1958).
⁹⁾ BEITEL et PUGH, Phys. Rev. 112, (1958); SMIT, thèse, Leiden (1956); COHEN, thèse, MIT, Boston (1955); KÖSTER et ROCHOLL, Z. Metallkunde 48 (1957).
¹⁰⁾ PARMENTER, Phys. Rev. 97, 587 (1955); *ibid.* 104, 22 (1956).

Über den Bindungs- und Leitungscharakter von Verbindungen mit CdJ₂-Struktur

VON F. HULLIGER

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Die Beurteilung des Leitungscharakters einer Verbindung ist möglich entweder durch Diskussion der chemischen Bindung oder durch Berechnung von Joneszonen. Auf Grund der Struktur der Verbindung und der Elektronenkonfiguration der Elemente lassen sich die hybridisierten Wellenfunktionen der bindenden Elektronen herleiten. Die Spinabsättigung sämtlicher Valenzelektronen durch Elektronenpaarbindungen entspricht einer vollständig gefüllten Joneszone, d. h. einem Nichtmetall. Beide Methoden führen zum Ziel, solange keine nichtbindenden *d*-Elektronen beteiligt sind. Elemente mit nichtaufgefüllter *d*-Schale erschweren die Voraussage des Leitungscharakters von Verbindungen erheblich. Die Bedeutung der Joneszone wird illusorisch, sobald Ungewissheit herrscht über die Zahl der bindenden Elektronen und die Rolle der übrigen Elektronen der Valenzschale. Will man nicht Überlappungsintegrale explizit berechnen, so kann man auf Grund der chemischen Bindung immerhin noch Hinweise über den Leitungscharakter erhalten.

Im Kristallfeld spaltet die *d*-Schale in verschiedene Niveaux auf. Dadurch werden die für die kovalente Bindung benützten Wellenfunktionen (die ja mit den Anionwellenfunktionen überlappen müssen) von den übrigen Wellenfunktionen energetisch getrennt. Das Überlappen von nur teilweise besetzten Wellenfunktionen führt auf metallisches Verhalten. Halbleitung ist möglich, wenn die *d*-Elektronen ein vollbesetztes Unterband bilden, oder wenn die Wechselwirkung mit den Nachbarn so gering ist, dass die unvollständig besetzten Niveaux quasi-diskret bleiben. Denn die lokalisierten *d*-Elektronen können nur durch Diffusion zur Leitfähigkeit beitragen, ihr Leitungsmechanismus gleicht somit jenem in organischen Halbleitern. Das zugehörige magnetische Moment muss sich durch Suszeptibilitätsmessungen nachweisen lassen.

Die Aufspaltung der d -Schale hängt ab vom Kristallfeld, also von der Ladungsverteilung der Nachbarschaft. Grössere Ionenladungen, aber auch grösserer kovalenter Bindungsanteil verstärken die Aufspaltung. Mit zunehmender Hauptquantenzahl des Anions nimmt aber auch die Überlappung von Kation- d -Funktionen mit Anion- s - oder - p -Funktionen zu. Das führt zu einer Verbreiterung der quasidiskreten Niveaux zu Bändern, wodurch die Aufspaltung wieder kompensiert werden kann.

Unter diesem Gesichtswinkel betrachteten wir die Verbindungen mit CdJ_2 -Struktur, unter denen solche mit, wie auch solche ohne Übergangselemente auftreten. In der CdJ_2 -Struktur bilden die Anionen eine hexagonale Kugelpackung. Die Hälfte der Oktaederlücken ist durch Kationen besetzt, so dass eine Schichtstruktur entsteht, in der jedes Anion von drei Kationen in Form einer trigonalen Pyramide umgeben ist. Auf Grund der Ionenradienverhältnisse sollten verschiedene dieser Verbindungen im Rutilgitter kristallisieren. Es kann also keine reine Ionenbindung vorliegen. In der nichtverzerrten Struktur kommen für den kovalenten Bindungsanteil (ausser reiner p -Resonanzbindung) für das Kation d^2sp^3 - oder sp^3d^2 -, für das Anion p^3 -Hybridfunktionen in Frage, während die Verzerrungen durch Beimischung weiterer Wellenfunktionen trigonaler Symmetrie berücksichtigt werden können.

In chemisch abgesättigten Verbindungen sind an der Bindung somit sechs Elektronen pro Anion beteiligt. Die im reziproken Gitter durch die Ebenen $\{110\}$ $\{002\}$ begrenzte Joneszone definiert zusammen mit der Elementarzelle ein Phasenvolumen, das genau so viele Elektronenzustände aufweist, und zwar unabhängig vom Achsenverhältnis c/a , das im Idealfall 1,633 beträgt. Dieselbe Joneszone ist auch für die Verbindungen vom Wurtzit- und NiAs-Typ massgebend.

Wir schliessen daraus, dass alle jene Verbindungen, welche eindeutig sechs bindende Valenzelektronen pro Anion besitzen, nichtmetallisch sind. Dies ist leicht einzusehen bei Verbindungen, welche keine Übergangselemente enthalten (MgBr_2 , MgJ_2 , CaJ_2 , ZnJ_2 , CdJ_2 , GeJ_2 , PbJ_2 , SiTe_2 , SnS_2 , SnSe_2). Der kovalente Bindungsanteil des Kations enthält hier keine innern d -Funktionen, ist also von der Form sp^3d^2 oder p^3 . Auch bei den Chalkogeniden von Ti, Zr und Hf erwarten wir Halbleitercharakter. Die kovalente Bindung erfolgt bei ihnen durch einen d^2sp^3 -Hybridzustand. Eine Ausnahme bildet das metallisch leitende TiTe_2 . In dieser Verbindung scheint Ti nicht mehr rein 4-wertig aufzutreten.

Nichtmetallisches Verhalten zeigen die Halogenide der Übergangselemente. Ihr kovalenter Bindungszustand ist derselbe wie im CaJ_2 . Die Elektronegativitätsdifferenzen sind noch gross, die Überlappung der d -Wellenfunktionen gering. Die magnetischen Daten bestätigen die geringe d -Aufspaltung und das Vorhandensein von mehr oder weniger

lokalisierten d -Elektronen. Die optischen Eigenschaften im langwelligen Bereich können deshalb durch Übergänge der d -Elektronen aus den quasidiskreten Niveaux in angeregte Zustände erklärt werden.

Unter den Chalkogeniden mit Übergangselementen finden wir Metalle und Halbleiter. Alle besitzen eine stark deformierte CdJ_2 -Struktur. Infolge der trigonalen Verzerrung der oktaedrischen Umgebung der Kationen spaltet das $d\varepsilon$ -Niveau in ein einfaches und ein zweifach entartetes Niveau auf (damit liesse sich die entgegengesetzte Verzerrung des Gitters von VSe_2 ($d\varepsilon^1$) und CoTe_2 (« $d\varepsilon^{-1}$ ») als Jahn-Teller-Effekt deuten). Obwohl das magnetische Moment von VSe_2 genau dem für Halbleiter erwarteten Wert $s = 1/2$ entspricht, zeigte gesintertes und gepresstes VSe_2 metallische Leitfähigkeit und eine Thermospannung von $\sim 30\mu\text{V}/^\circ\text{C}$ (p -Typ). Das experimentelle Resultat ist allerdings nicht zwingend, da die stöchiometrische Reindarstellung schwierig ist. Metallischer Charakter könnte bei VSe_2 zwar durch direkte $d\varepsilon$ - $d\varepsilon$ -Wechselwirkung zwischen benachbarten Kationen hervorgerufen werden, da die Vergrößerung von c/a die Kationen einander näher bringt. Das weniger verzerrte TaS_2 jedoch ist ein Halbleiter.

Bei den übrigen Verbindungen ist jedoch $c/a < 1,63$. Voraussetzung für Halbleiterverhalten wäre bei CoTe_2 und RhTe_2 die Konfiguration $d\varepsilon^5$ des Kations, also $s = 1/2$, bei NiTe_2 , PdTe_2 , PtS_2 , PtSe_2 und PtTe_2 hingegen $d\varepsilon^6$, also $s = 0$. In Wirklichkeit sind sämtliche Telluride metallisch und schwach paramagnetisch, ihre Thermospannung sehr klein (n -Typ). PtS_2 , PtSSe und PtSe_2 jedoch erwiesen sich als diamagnetische Halbleiter (p -Typ). Es scheint, dass der Energieunterschied zwischen dem $d\varepsilon^6$ -Band und dem $d\varepsilon^4 d\gamma^2$ -Band bei den Telluriden verschwindet, während bei PtS_2 , PtSSe , PtSe_2 und selbst noch bei PtSeTe das elektrostatische Kristall-Feld noch genügt, um die beiden Bänder zu trennen. Falls auch die übrigen Zwischenglieder des Systems $\text{PtSe}_2 - \text{PtTe}_2$ existieren, ergibt sich die Möglichkeit, den Übergang Halbleiter-Metall (oder Semimetall) stetig durchzuführen und eventuell durch äussere Parameter, wie Druck oder Magnetfeld, zu beeinflussen.

Feldemission aus Silizium

VON T. FISCHER

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Die Feldemission aus Silizium-Einkristallen wurde experimentell untersucht. Die Spitzen wurden durch Ätzen von Si-Stäben in CP-4 hergestellt, in reiner Flußsäure und in absolutem Äthylalkohol vorge-

reinholt. Darauf wurden sie unter einem Druck von höchstens 10^{-9} Torr in einem Strahlungssofen erhitzt, um eine reine und glatte Oberfläche zu erhalten^{1) 2)}. Die Reinheit der emittierenden Siliziumoberfläche wurde am Emissionsbild in einer MÜLLER-Röhre geprüft. Es zeigte sich, dass dieses Emissionsbild der reinen Si-Halbkugel von der Wärmebehandlung abhängt.

Das schon bekannte Emissionsbild^{2) 3)} ergab sich nach Erwärmen während 10 Minuten auf höchstens 1350° C und Abschrecken. Durch Erhitzen auf 1400° C und Abschrecken liess sich jedoch eine zweite und durch langsames Abkühlen in ca. 60 Minuten eine dritte Figur herstellen. Es war möglich, reproduzierbar von der einen zur andern Figur zu gelangen. Die Symmetrie all dieser Emissionsbilder blieb die gleiche; die Unterschiede lagen in der Intensität der verschiedenen Bereiche. Wir sind der Meinung, dass durch Erwärmen wohl gut gezeichnete Bilder kubischer Symmetrie und stabile Emission erreicht werden können, die Oberfläche aber nicht als völlig rein betrachtet werden kann, da im Emissionsbild immer noch einige flackernde Punkte beobachtet werden konnten. Die elektronenmikroskopische Beobachtung einer vorher auf 1350° C erhitzten Spitze zeigt, dass das Emissionsbild des Siliziums wirklich von der Anisotropie der Austrittsarbeit und nicht von Inhomogenitäten des elektrischen Feldes herrührt.

Das Emissionsgesetz der Feldemission aus Si wird noch nicht verstanden. Verschiedene Experimente ergeben verschiedene Strom-Spannungscharakteristiken, ohne dass man die Ursache dieser Verschiedenheiten kennt. Möglicherweise ist dies auf verschiedene unkontrollierbare Verunreinigungen an der Oberfläche des Siliziums durch Bor⁴⁾ aus dem Pyrexglas zurückzuführen. Nach einer typischen Messung gehorcht die Feldemission über 7 Zehnerpotenzen des Stromes ($J = 5 \cdot 10^{-6}$ bis 30 A/cm^2) dem FOWLER-NORDHEIM-Gesetz für Metalle.

$$I = A \cdot \frac{E^2}{\phi} \exp \left(- B \cdot \frac{\phi^{3/2}}{E} \right)$$

ϕ = Austrittsarbeit;

E = elektrisches Feld;

A, B = Universalkonstanten.

Die Korrektur für die Bildkraft B wurde berücksichtigt.

Es war für die vorliegende Spitzenform etwas schwierig, eine gut angepasste Äquipotentialfläche zu finden⁵⁾, so dass sich der etwas unsichere Wert von $\Phi = 4,7 \pm 0,5 \text{ eV}$ für die Austrittsarbeit ergab. Die Mengenkostante A lag in der Grössenordnung des theoretischen Wertes der Metalle. Es hat aber keinen Sinn, beim jetzigen Stand der Experimente diesen Wert deuten zu wollen. Diese Austrittsarbeit entspricht

einem Gebiet der Oberfläche, das sich zwischen 4° und 15° von der (111)-Richtung befindet. Photometrische Abschätzungen zeigten nämlich, dass ca. 70% der totalen Emission aus diesem Gebiet stammt. Oft wurden aber auch Strom-Spannungscharakteristiken gemessen, die durch obiges Gesetz nicht beschrieben werden.

Eine Deutung im Sinne der Strattonschen Theorie⁶⁾ ist noch nicht möglich. Die Untersuchungen werden fortgesetzt, namentlich um die Austrittsarbeit der reinen Siliziumoberfläche und das Emissionsgesetz quantitativ zu bestimmen.

Literatur

- 1) A. BRAUN und G. BUSCH, *Helv. Phys. Acta* 20, 33 (1947).
- 2) F. G. ALLEN, *Phys. chem. Sol.* 8, 119 (1959).
- 3) R. PERRY, persönliche Mitteilung.
- 4) F. G. ALLEN, T. M. BUCK, J. T. LAW, *J. Appl. Phys.* 31, 979 (1960).
- 5) M. DRECHSLER und E. HENKEL, *Z. angew. Phys.* 6, 341 (1954).
- 6) R. STRATTON, *Proc. Phys. Soc. [B]* 68, 746 (1955).

Hall-Effekt des flüssigen Quecksilbers

von Y. TIÈCHE

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Die ersten Versuche zur Bestimmung des Hall-Koeffizienten von flüssigem Hg wurden im Jahre 1914 von FENNINGER¹⁾ durchgeführt und 1931 von KIKOIN und FAKIDOW²⁾ wiederholt. Diese Autoren fanden aber keinen messbaren Hall-Effekt ($< 0,2 \cdot 10^{-11}$ m³/As). Erst 1960 konnten KENDALL und CUSACK³⁾ einen Hall-Koeffizienten am flüssigen Hg bestimmen. Diese Messungen wurden mit der konventionellen Methode zwischen dem Schmelzpunkt und Zimmertemperatur gemacht. Es schien uns interessant, diese Messungen mit einer anderen Messmethode zu prüfen und zu erweitern.

Messmethode

Die Messung des Hall-Koeffizienten bei flüssigen Metallen wird dadurch erschwert, dass dieser Koeffizient sehr klein ist und dass hydrodynamische Bewegungen in der Hall-Probe störende Spannungen erzeugen. BUSCH und VOGT⁴⁾ haben nach eingehenden Experimenten gezeigt, dass die magnetohydrodynamischen Bewegungen Anlass zu einer Unipolarinduktion geben. Diese induzierte Spannung ist proportional dem Produkt $J \times H^2$, wo J der Strom durch die Probe und H

das Magnetfeld ist. Auch verursachen die thermischen Bewegungen der Flüssigkeit eine stetige Verschiebung des isoelektrischen Punktes. Diese Schwierigkeiten werden durch die Benützung einer von RUSSELL und WAHLIG⁵⁾ angegebenen Messmethode aufgehoben.

Durch die Hall-Probe fließt ein Wechselstrom von 85 Hz; die Frequenz des Magnetfeldes ist 50 Hz. Die auftretende Hall-Spannung hat die Differenz und die Summe beider Frequenzen, d. h. 35 Hz bzw. 135 Hz. Die Hall-Spannung mit $f = 35$ Hz kann mit einem frequenzselektiven Instrument gemessen werden. Der Strom durch die Probe wird durch einen selektiven Kraftverstärker erzeugt.

Die Messung erfolgt mit einer Kompensationsschaltung. Die Referenzspannung wird durch eine geeichte Vergleichsplatte aus InAs geliefert, die sich im gleichen Magnetfeld befindet.

Als Nullinstrument dient ein Vibrationsgalvanometer-Verstärker nach BUSCH⁶⁾. Die Bandbreite beträgt etwa 0,1 Hz. Das Empfindlichkeitsverhältnis zwischen 35 und 50 Hz ist 80 db. Dieser Vorverstärker in Verbindung mit dem Phasendiskriminator hat eine Empfindlichkeit besser als 10^{-9} Volt/Skt.

Meßsystem

Fig. 1 zeigt den Aufbau und die Zusammenstellung des Meßsystems. Es besteht aus 2 optisch planpolierten Quarzglasplatten. In die untere Platte werden mit Ultraschall die Löcher für die Sonden und eine Vertiefung gebohrt. Die Dicke der Vertiefung beträgt 0,1 bis 1 mm. Beide Platten und die Sonden werden durch W-Drähte zusammengepresst. Die Schmelze wird durch einen leichten Überdruck (ca. 100 g/cm^2) in die Kavität eingeführt. Die Hall-Probe misst 22×6 mm. Das Meßsystem kann bis 1000° C im Vakuum oder in einem Schutzgas gebraucht werden.

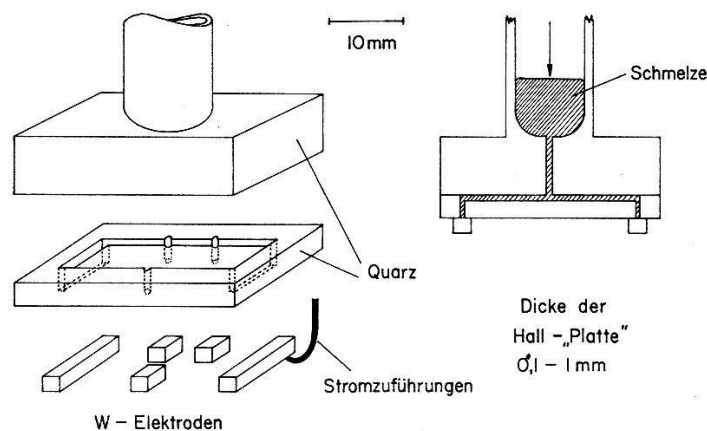


Fig. 1

Aufbau und Schnitt des Meßsystems

Messungen am flüssigen Quecksilber

Mit der oben beschriebenen Apparatur wurden die elektrische Leitfähigkeit und der Hall-Koeffizient von destilliertem Hg gemessen. Fig. 2 zeigt die Messresultate:

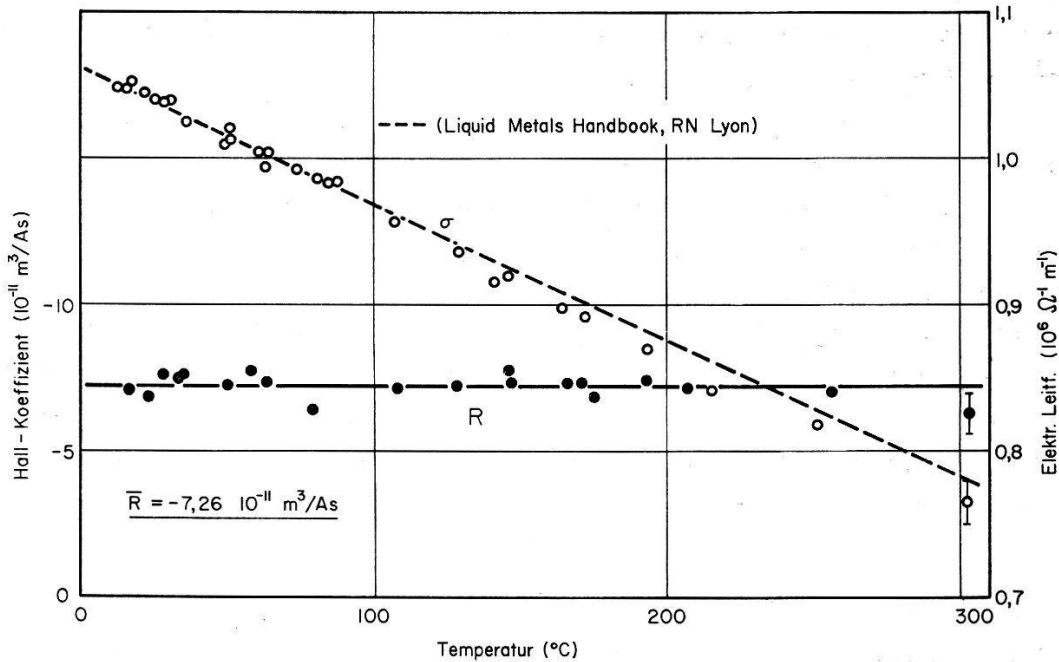


Fig. 2
Elektrische Leitfähigkeit und Hall-Koeffizient des flüssigen Hg

Die elektrische Leitfähigkeit stimmt mit den bekannten Werten innerhalb eines Messfehlers von ca. 3% überein. Der Fehler wird hauptsächlich durch die Bestimmung der Dimensionen der Platte verursacht.

Der Hall-Koeffizient wurde für 2 Schichtdicken, für $B = 0,05$ und $0,1 \text{ Vs/m}^2$ und $J = 1$ und 3 A , konstant gefunden. Der Messfehler ist in diesem Fall ca. 10%. R_H ist zwischen Zimmertemperatur und 300° C innerhalb dieses Fehlers temperaturunabhängig: $\bar{R}_H = (-7,3 \pm 0,5) \cdot 10^{-11} \text{ m}^3/\text{As}$. Dieser Wert stimmt mit dem Wert von KENDALL und CUSACK ($R_H = -7,46 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3/\text{As}$) überein.

Beim Schmelzen nimmt R_H um 20 bis 40% ab. Dieses Resultat lässt sich nur qualitativ deuten. Der Übergang vom festen in den flüssigen Zustand ist von einer sprunghaften Änderung der Koordinationszahl und der elektrischen Leitfähigkeit begleitet. So geht Hg, das in der festen Phase die Koordinationszahl $6 + 6$ hat, im geschmolzenen Zustand zu einer weniger dichten Packung mit 8 Nachbarn über. Hg wird weniger metallisch in der Schmelze. Als Folge wäre R_H grösser, was nicht der Fall ist. Andererseits ist der Sprung der Leitfähigkeit grösser als bei

allen anderen Metallen. Dieser Sprung kann nicht nur durch eine Änderung der Streuung der Ladungsträger erklärt werden, sondern auch durch eine Verkleinerung ihrer Zahl. Setzt man gemischte Leitung voraus, so bewirkt eine Abnahme der Zahl der Elektronen eine Verkleinerung der Leitfähigkeit; der Hall-Koeffizient braucht dagegen nicht zu wachsen. Die Voraussetzung der gemischten Leitung wird durch die Tatsache gestützt, dass andere Elemente der 2. Gruppe einen positiven Hall-Koeffizienten besitzen.

Literatur

- 1) W. N. FENNINGER, *Phil. Mag.* 27, 109 (1914).
- 2) J. KIKOIN und I. FAKIDOW, *Z. Phys.* 71, 393 (1931).
- 3) P. W. KENDALL und N. E. CUSACK, *Phil. Mag.* 5, 100 (1960).
- 4) G. BUSCH und O. VOGT, *Helv. Phys. Acta* 27, 241 (1954).
- 5) B. R. RUSSELL und C. WAHLIG, *Rev. Sci. Instr.* 21, 1028 (1950).
- 6) G. BUSCH, *Helv. Phys. Acta* 27, 204 (1954).

Magnetische Gittersuszeptibilität von Ge-Si-Legierungen

von O. VOGT

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst in den *Helv. Phys. Acta*

Magnetische Suszeptibilität der flüssigen B-Metalle

von G. BUSCH und S. YUAN

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst in den *Helv. Phys. Acta*

Zur paramagnetischen Resonanz von Cr^{3+} in Spinell (MgAl_2O_4)

von E. BRUN, S. HAFNER, H. LOELIGER und F. WALDNER

(Physik-Institut der Universität und Institut für Kristallographie
und Petrographie der ETH, Zürich)

An natürlichen Spinell-Einkristallen wurden von HAFNER und LAVES¹⁾ Ultrarot-Absorptionsmessungen und von BRUN, HAFNER, HARTMANN und LAVES²⁾ Messungen von elektrischen Quadrupoleffekten an der magnetischen Kernresonanz von Al^{27} ausgeführt. Mit beiden Methoden

zeigten sich nach kurzem Erhitzen auf über 900°C Veränderungen der Spektren, die sich als Änderung der Kationenverteilung interpretieren lassen. Mit Messungen der paramagnetischen Elektronenresonanz (EPR) von Verunreinigungen wurde nun versucht, den gleichen Effekt nachzuweisen.

In einem natürlichen dunkelroten Spinell-Einkristall ($1,2\text{ g}$)³ wurde mit EPR im X-Band die von STAHL-BRADA und LOW⁴) beschriebene Cr^{3+} -Linie gemessen. Die Linienbreite zeigte praktisch keine Orientierungsabhängigkeit. Nun wurde der Kristall stufenweise auf Temperaturen zwischen 700°C und 950°C erhitzt (ca. 1 Min.), jeweils auf Zimmertemperatur abgeschreckt und mit EPR ausgemessen. Zwischen 800°C und 900°C wurde die Cr^{3+} -Linie merklich verbreitert. Im Endzustand nach Erhitzen auf 950°C ist eine deutliche Orientierungsabhängigkeit der Linienbreite feststellbar. In Fig. 1 ist die Linienbreite (Abstand der Wendepunkte der Absorptionskurve) für den natürlichen und den erhitzten Zustand als Funktion des Winkels Θ zwischen der Symmetrieachse des elektrischen Kristallfeldes (Würfeldiagonale [111]) und dem statischen Magnetfeld H_0 aufgetragen. Die grosse Streuung rührt hauptsächlich von teilweiser Überlappung der Linien her. Der rein magnetische Übergang ($\Theta = 0^\circ$) wird kaum verbreitert; bei $\Theta = 30^\circ$ steigt die Linienbreite auf 140 Gauss, um bis $\Theta = 90^\circ$ auf ca. 90 Gauss zu sinken.

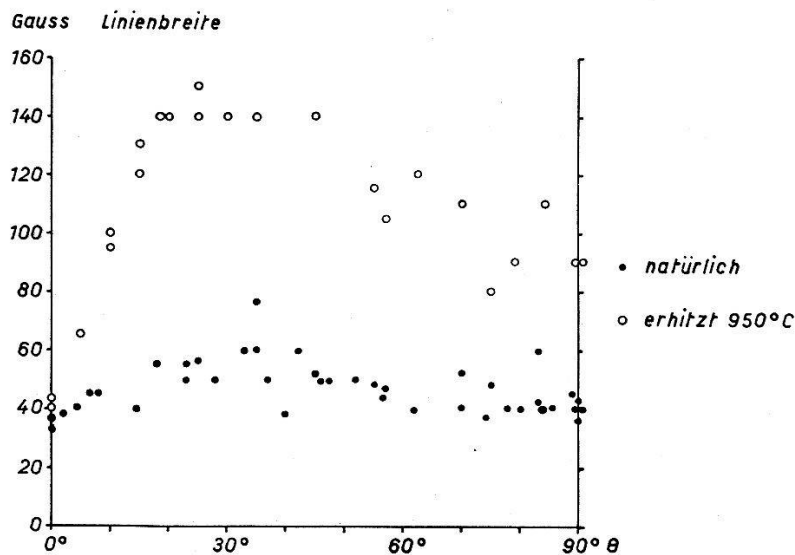


Fig. 1
Linienbreite des Cr^{3+} -Übergangs in Spinell

Synthetische Spinelle⁵) (z. B. MgAl_2O_4 mit $\text{MgO}/\text{Al}_2\text{O}_3 = 1/3,5$ oder $1/1$) zeigen eine ähnliche Winkelabhängigkeit der Linienbreite wie der erhitzte natürliche Spinell.

Wenn die Verbreiterung allein durch Winkeländerungen der Symmetrieachse des elektrischen Feldes verursacht würde, so dürfte bei 90° die Linie nicht breiter als bei $\theta = 0^\circ$ sein. Der vorliegende Verlauf lässt sich besser durch Variation der Nullfeldaufspaltung $2D$, verbunden mit einer Winkelvariation der Symmetrieachse des elektrischen Feldes interpretieren.

Nach Tempern bei ca. 700° C während 2 Monaten war ein leichter Rückgang der Linienverbreiterung sichtbar.

Wie bei den eingangs erwähnten Arbeiten^{1) 2)} zeigen auch Messungen mit EPR Veränderungen, die auf eine ungeordnete Kationenverteilung im Spinell schliessen lassen. Durch langfristige Wärmebehandlung können diese Effekte teilweise rückgängig gemacht werden.

Literatur

- 1) S. HAFNER und F. LAVES, Fortschr. Mineral. 38 (1960) (im Druck).
- 2) E. BRUN, S. HAFNER, P. HARTMANN und F. LAVES, Naturwiss. 12, 277 (1960).
- 3) Dieser Spinell wurde uns freundlicherweise von Herrn Dr. E. GÜBELIN (Luzern) verschafft.
- 4) R. STAHL-BRADA and W. LOW, Phys. Rev. 116, 561-564 (1959).
- 5) Die synthetischen Spinelle verdanken wir bestens Herrn Prof. Dr. W. F. EPPLER (Wiedes Carbidwerk, Freyung).

Étalons de fréquence au césium, description et résultats

par P. KARTASCHOFF*), J. BONANOMI**) et J. DE PRINS*)

Description

Deux étalons de fréquence à jet atomique de césium¹⁻⁵⁾ ont été construits au L.S.R.H. à Neuchâtel. Leurs dimensions mécaniques sont les suivantes:

	<i>No 1</i>	<i>No 2</i>
Longueur d'interaction	110 cm	408 cm
Longueur totale	250 cm	600 cm
Diamètre du récipient à vide	25 cm	25 cm

Le N° 1 étant une exécution préliminaire, la description suivante concerne principalement le N° 2.

*) Laboratoire suisse de recherches horlogères, Neuchâtel.
 **) Observatoire de Neuchâtel.

Géométrie du jet

Une géométrie asymétrique du jet, semblable à celle des Atomichrons³), a été adoptée. La fente de collimation placée habituellement au centre a été supprimée et le jet est défini par les bords des entrefers des aimants A et B. Les poitions de la source du jet et du détecteur sont ajustables perpendiculairement au jet. Une sélection des atomes lents est ainsi possible, ce qui permet une réduction importante de la largeur de raie.

Forme du jet, source et détecteur

La section du jet à la source et au détecteur est de $0,7 \times 10$ mm. La source utilise du Cs métallique à une température de 100° C environ. Le détecteur est un ionisateur à ruban de tungstène chaud, suivi par un spectromètre de masse simplifié et un multiplicateur d'électrons secondaires de 17 étages.

Champ haute fréquence et champ H_c

La cavité est une structure entièrement résonnante en forme de U avec un facteur de qualité $Q = 10^4$. La partie horizontale de cette structure a une longueur de 408 cm. Les deux sections verticales, traversées par le jet, ont une dimension de 5 cm dans la direction du jet, tandis que dans la plupart des autres réalisations, cette dimension n'est que de 1 cm environ.

Ceci permet l'utilisation d'un champ magnétique continu H_c plus faible dans la région de transition. Contrairement à l'usage général, les champs H.F. dans les deux sections d'interaction ne sont pas en phase mais déphasés de 180° ceci permettant de réaliser un meilleur rapport de signal-bruit au centre de la résonance atomique. L'accord de la cavité entière peut être varié depuis l'extérieur par un piston en teflon sur un domaine de 2 Mc/s environ.

Le champ H_c est produit par 4 fils tendus le long du jet à l'intérieur d'un écran double. L'écran extérieur est un tube en acier doux (diamètre intérieur 125 mm) qui sert également de structure portante. L'écran intérieur est un tube en μ -métal. Le champ résiduel mesuré à l'intérieur est plus que 100 fois inférieur au champ magnétique terrestre.

Aimants A et B

Utilisant du Ticonal, ces aimants permanents produisent un champ de 9500 Oe. Les entrefers ont une longueur de 15 cm, une largeur de 4 mm et les rayons des pièces polaires sont de 10 et 11 mm. Les aimants sont montés dans des boîtes d'écran construits en acier doux et en fer Armco.

La structure de jet entièrement autoportante repose sur des petits chariots à l'intérieur du récipient à vide poussé. L'installation à vide comprend une pompe à diffusion d'huile autofractionnante (vitesse de pompage 600 l/s) et plusieurs trappes à air liquide.

Partie électronique⁶⁾

L'énergie micro-onde est produite par un klystron qui est synchronisé en phase sur un multiple de la fréquence d'un oscillateur à quartz de 8,5 Mc/s. Cet oscillateur est modulé en fréquence à 20 c/s. La modulation de l'amplitude du courant ionique est détectée dans un discriminateur de phase produisant un signal de correction appliqué à l'oscillateur à quartz.

Résultats:

a) Propriétés de l'étalon L.S.R.H. No 2

1) La largeur de raie observée est de 40 c/s sans sélection de vitesse (fig. 1a) et diminue à 24 c/s avec sélection de vitesse (fig. 1b). Des raies encore plus étroites ont été obtenues avec une perte correspondante de rapport signal-bruit.

2) La fréquence extrapolée à champ zéro est reproductible à mieux que $\pm 2 \cdot 10^{-11}$.

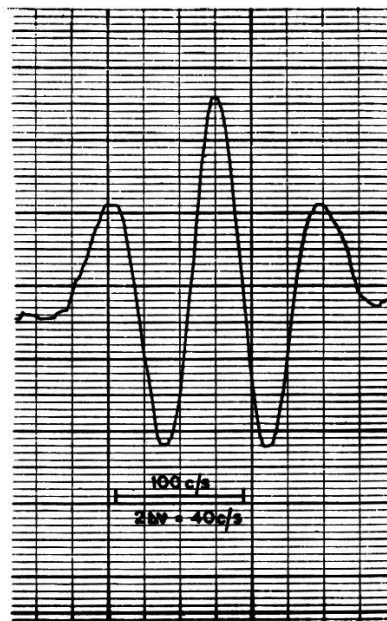


Fig. 1a

3) Une bonne homogénéité du champ H_c est indiquée par le fait qu'il a été possible d'observer des raies de résonance du type Ramsey sur les transitions qui dépendent fortement du champ magnétique.

4) L'influence de la puissance excitatrice, correspondant à une variation de l'amplitude de la raie Ramsey du maximum à un cinquième de cette valeur est inférieure à 7×10^{-11} .

5) Une variation de l'accord de la cavité sur le domaine de 2 Mc/s produit un décalage de la fréquence inférieur à $5 \cdot 10^{-11}$.

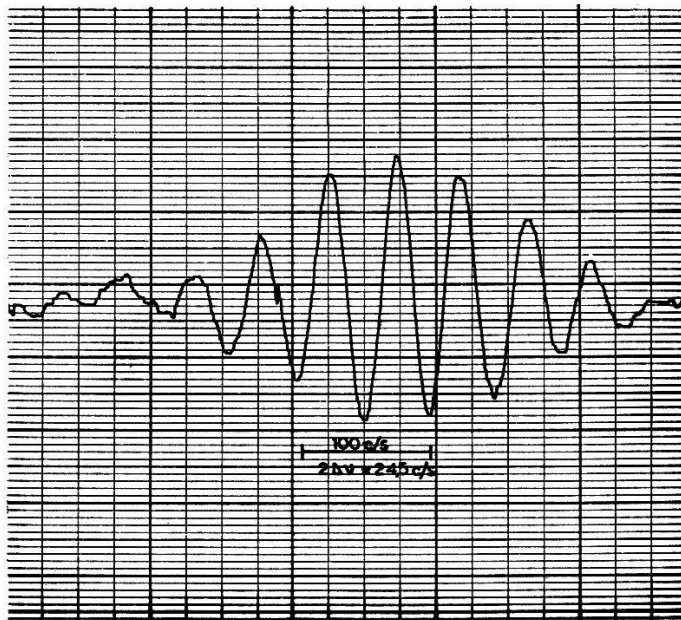


Fig. 1b

b) Comparaisons par rapport à d'autres étalons

Des comparaisons avec d'autres étalons au césium ont été faites depuis juin 1960 à l'aide des émissions sur ondes très longues des stations GBR (Rugby, Angleterre, 16 Kc/s) et NBA (Zone du canal de Panama, 18 Kc/s), reçues à l'Observatoire de Neuchâtel, en utilisant la méthode d'enregistrement de phase de PIERCE^{7) 8)}.

Les moyennes journalières (15 h 00–15 h 00 TU) ont été comparées aux moyennes correspondantes obtenues par les autres laboratoires et rapportées dans la figure 2. De haut en bas sont reproduites les comparaisons avec les laboratoires suivants:

- 1) Harvard University, Cruft Laboratory, Cambridge, Mass. USA. Etalon: Atomichron S. 112. Mesures par rapport à NBA et GBR.
- 2) U.S. Naval Observatory, Washington D.C. USA. Corrections de NBA basées sur les Atomichrons du U.S. Naval Research Laboratory.
- 3) National Physical Laboratory, Teddington, Angleterre, Corrections de NBA basées sur l'étalon de fréquence au césium du NPL.

- 4) Post Office Research Station, Dollis Hill, Angleterre. Corrections de GBR basées sur l'étalon au césium du NPL.
- 5) CNET, Bagneux (Seine). Corrections de NBA et GBR basées sur l'Atomichron No 107.

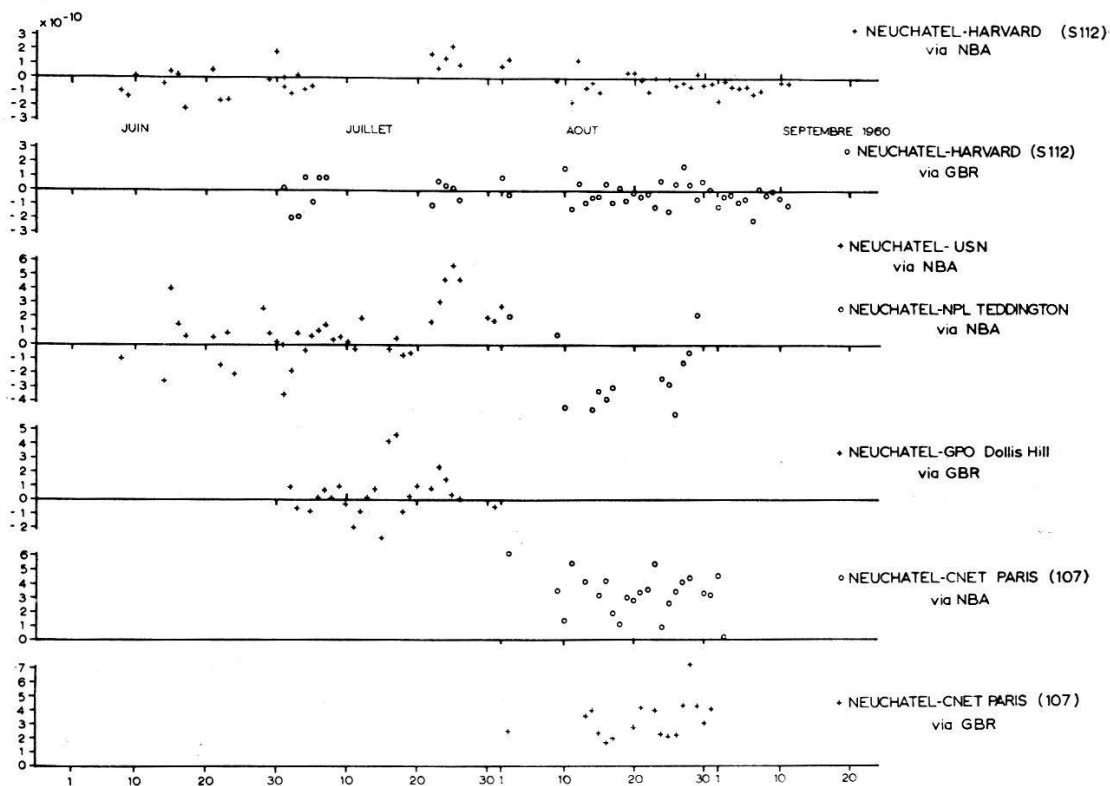


Fig. 2

Les mesures montrent un accord excellent entre Neuchâtel et Harvard; l'écart de la moyenne est de $3 \cdot 10^{-11}$.

Le plus grand écart observé a été de $2,2 \cdot 10^{-10}$. L'écart quadratique moyen (variance) des mesures journalières est inférieur à 10^{-10} .

Les dispersions et les écarts systématiques des autres comparaisons sont nettement supérieures. Ils peuvent être attribués à trois causes:

- 1) Écarts de la fréquence des étalons à césium;
- 2) Erreurs de mesure des fréquences de NBA et GBR y compris les effets de propagation^{7) 8)};
- 3) Erreurs dues à des fluctuations d'horloges à quartz servant à l'interpolation entre des étalonnages successifs par les étalons à césium.

Bibliographie

- 1) N. F. RAMSEY, Molecular Beams, Oxford 1952.
- 2) L. ESSEN et J. V. L. PARRY, Phil. Trans. Roy. Soc., London 250, 45 (1957).
- 3) J. HOLLOWAY, W. MAINBERGER, F. H. REDER, G. M. R. WINKLER, L. ESSEN et J. V. L. PARRY, Proc. Inst. Rad. Engr. 47, 1730 (1959).

- 4) J. BONANOMI, J. DE PRINS et P. KARTASCHOFF, Comptes rendus du Congrès International de Chronométrie, Munich 1959.
- 5) J. DE PRINS et P. KARTASCHOFF, Scuola Internazionale di Fisica «Enrico Fermi» (1960), (à paraître).
- 6) P. KARTASCHOFF, Bull. Ass. Suisse des Electriciens 57, 1080 (1960).
- 7) J. A. PIERCE, Proc. Inst. Rad. Engr. 45, 794 (1957).
- 8) J. A. PIERCE, Proc. 13th Annual Symposium on Frequency Control, Ft. Monmouth N. J. 1959.

Effet Hall du Ni très pur à basse température

par R. HUGUENIN et D. RIVIER

(Laboratoire de Physique de l'Université de Lausanne)

1. Il est bien établi expérimentalement que la constante de Hall aimantation R_s des ferromagnétiques dépend fortement de la température¹). D'autre part, les théories développées ces dernières années par différents auteurs, qui attribuent l'effet Hall aimantation à l'interaction spin-orbite, conduisent toutes à une proportionnalité entre R_s et la résistivité ρ élevée à une certaine puissance, 2 selon KARPLUS et LUTTINGER²), $3/2$ ou 2 selon SMIT³), et selon LUTTINGER⁴), 1 pour les métaux purs et 2 pour les alliages. Les résultats expérimentaux ne sont que partiellement en accord avec ces théories; l'exposant de la résistivité est généralement compris entre 1 et 2 pour les températures supérieures à 80° K. Aux températures inférieures, le comportement de R_s est très différent suivant les expérimentateurs. La constante de Hall aimantation du Ni pur est nulle à 20° K selon SMIT ($\rho_{290^\circ\text{K}}/\rho_{20^\circ\text{K}} = 115$); selon VOLKENSTEIN, FEDOROV et VONSOVSKI⁵) ($\rho_{293^\circ\text{K}}/\rho_{20^\circ\text{K}} = 97$) R_s présente un minimum non nul entre 20 et 30° K et croît d'environ 30% jusqu'à 4° K.

2. Nous avons observé, entre 4° K et 293° K, l'effet Hall d'un échantillon de Ni JOHNSON-MATTHEY 99,9990/0, dont le rapport de résistivité $\rho_{293^\circ\text{K}}/\rho_{4,2^\circ\text{K}}$ est égal à 170. Les mesures à 4° K, 65° K, 77° K, 273° K et 293° K sont faites dans des bains d'hélium, d'azote et d'eau distillée. L'appareillage utilisé permet en outre d'obtenir par chauffage des températures intermédiaires. La tension de Hall est mesurée de façon classique sur une plaque de dimensions $15 \times 4,5 \times 0,1$ mm, au moyen d'un amplificateur de galvanomètre à cellules photoélectriques dont la sensibilité maximum est de 300 mm/ μV . Le champ magnétique est fourni par un électroaimant Oerlikon pouvant donner un champ magnétique de 2,5 Vs/m² dans un entrefer de 4,5 cm. La température est mesurée par la pression de vapeur saturante de N₂ et He ou, dans les régions intermédiaires, par un thermomètre en cuivre électrolytique

étalonné à l'aide de la fonction $Z(T)$ proposée par WHITE⁶). Un pont de KELVIN sert à la mesure de la résistance du thermomètre.

3. Les résultats obtenus sont réunis dans la figure 1. De 293° K à 65° K, la résistivité de Hall ρ_H en fonction du champ magnétique B est

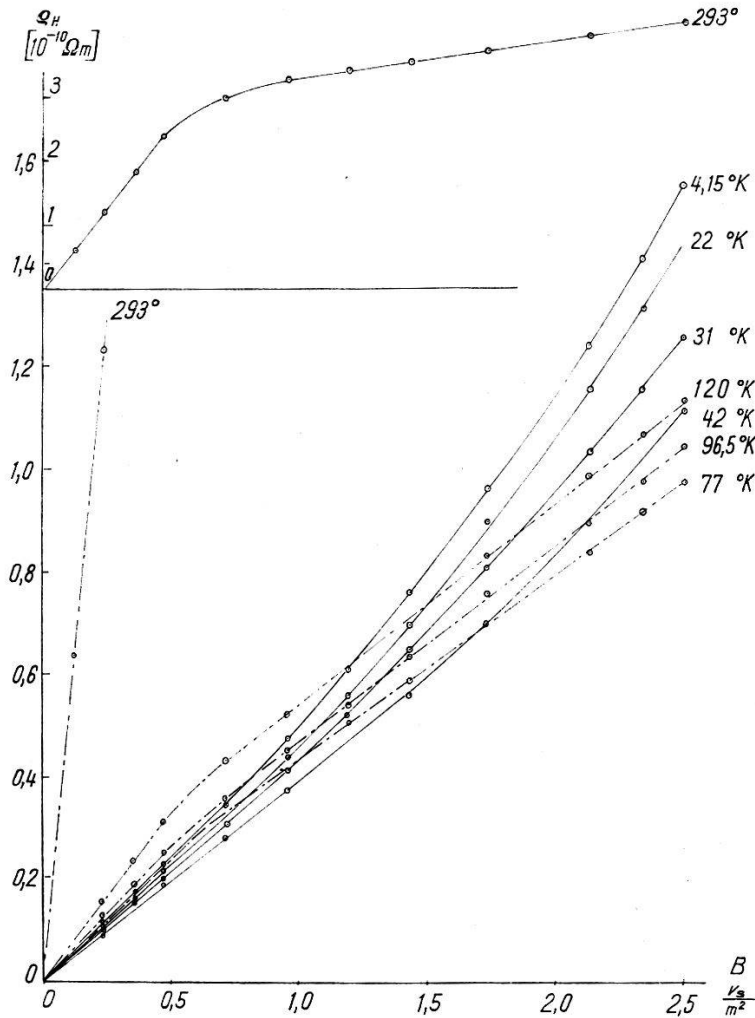


Fig. 1

représentée par la courbe habituelle, devenant pour les champs faibles une droite de pente

$$R_1 = \left(\frac{\partial \rho_H}{\partial B} \right)_{B \ll B_s}$$

(pour le Ni $B_s \simeq 0,6 \text{ Vs/m}^2$) et pour les champs élevés une droite de pente

$$R_0 = \left(\frac{\partial \rho_H}{\partial B} \right)_{B \gg B_s}$$

R_0 est la constante champ (ordinaire), R_1 la constante extraordinaire et la différence $R_1 - R_0 = R_s$ donne la constante aimantation.

Dès et au-dessous de 42° K, la dépendance de ρ_H avec B cesse d'être linéaire pour des champs B suffisamment élevés, d'abord beaucoup plus grands que B_s , mais d'autant plus petits que la température est plus basse. Pour une valeur donnée de B , ρ_H augmente lorsque T diminue.

Nous avons représenté dans la figure 2 la fonction $(\partial \rho_H / \partial B)(B)$ qui détermine les constantes champ et aimantation. Pour les températures $\geq 65^\circ \text{K}$ cette fonction présente 2 paliers, l'un pour $B < 0,45 \text{ Vs/m}^2$, l'autre pour $B > 0,7 \text{ Vs/m}^2$. La distance entre les paliers mesure la constante aimantation. A partir de 42° K, $\partial \rho_H / \partial B$ est une fonction monotone croissante de B , sans aucune particularité pour les valeurs de B voisines de B_s . Ce comportement trouve son explication la plus simple dans l'hypothèse que R_s est nulle à basse température, à partir d'une température comprise entre 42 et 65° K.

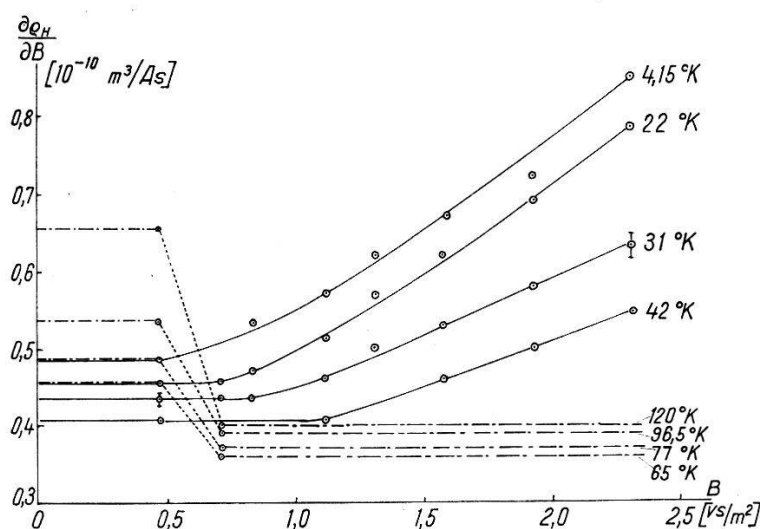


Fig. 2

4. Les considérations suivantes confirment l'hypothèse que R_s est nulle à basse température. On peut démontrer la validité d'une loi de Kohler généralisée à la partie ordinaire de tout le tenseur magnétorésistance⁷⁾. Cela conduit pour l'effet Hall à la relation

$$\frac{\rho_{H0}}{\rho_0} = f\left(\frac{B}{\rho_0}\right),$$

où ρ_0 est la résistivité pour $B = 0$, et ρ_{H0} la partie ordinaire de ρ_H .

Dans la figure 3, nous avons, en fonction de B/ρ_0 , reporté: pour $T \geq 65^\circ \text{K}$,

$$\frac{\rho_{H0}}{\rho_0} = \frac{R_0 B}{\rho_0},$$

et pour $T \leq 42^\circ \text{K}$, $\rho_{H0}/\rho_0 = \rho_H/\rho_0$. Les points correspondants aux températures extrêmes, 4° K et 293° K, sont alors sur la même courbe. La

courbure qui apparaît aux champs élevés et aux basses températures est en accord avec la prédiction théorique d'une loi quadratique en B pour la constante ordinaire. Les points correspondant aux températures intermédiaires ne sont pas sur la même courbe, ce qui est probablement dû au fait que la loi de Kohler est valable seulement lorsqu'il y a un seul temps de relaxation⁷⁾.

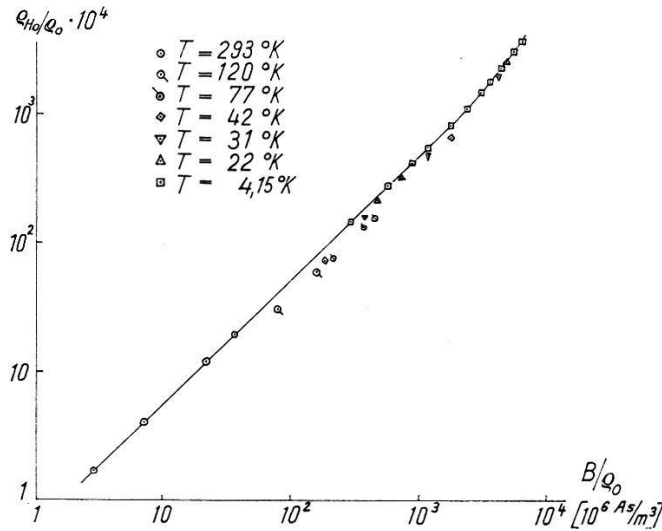


Fig. 3

5. Le comportement de R_s en fonction de la température est en partie conforme aux prévisions théoriques. En effet, de 293 à 120° K, R_s est proportionnel à Q^n avec un exposant n égal à 1,7. Par contre, au-dessous de 120° K, R_s est une fonction plus compliquée, bien qu'encore monotone croissante comme le montre la figure 4.

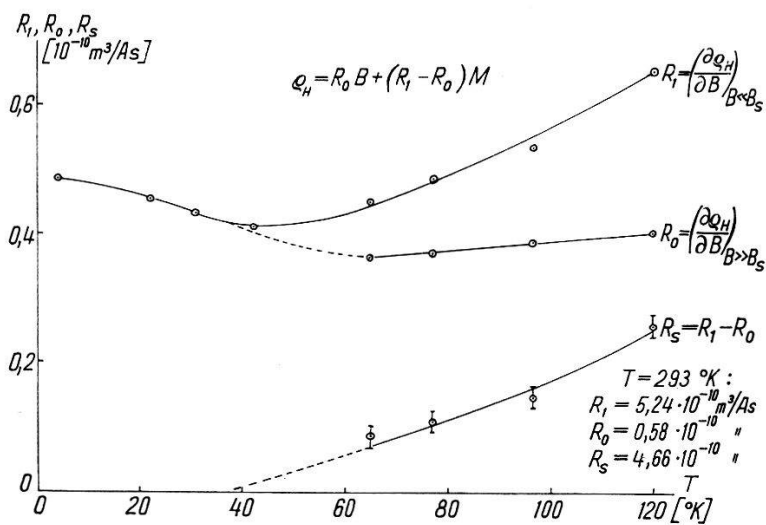


Fig. 4

Nous remercions MM. L. RINDERER et L. BERGER des discussions que nous avons eues avec eux, ainsi que le Fonds National de la Recherche Scientifique de son aide financière.

Bibliographie

- 1) SEITZ et TURNBULL, Solid State Physics (Academic Press 1957), Vol. 5, article par J.-P. JAN, p. 79.
- 2) KARPLUS et LUTTINGER, Phys. Rev. *95*, 1154 (1954).
- 3) J. SMIT, Thèse, Leiden (1956).
- 4) J. M. LUTTINGER, Phys. Rev. *112*, 739 (1958).
- 5) VOLKENSTEIN, FEDOROV et VONSOVSKI, Soviet Physics JETP, *35*, 61 (1959).
- 6) G. K. WHITE, Experimental Techniques in Low-Temperature Physics, Oxford 1959, p. 115.
- 7) G. CHAMBERS, Proc. Roy. Soc. *238A*, 344 (1956); D. RIVIER (à paraître).

Inelastische Streuung von 10 MeV-Protonen an verschiedenen Kernen

par V. MEYER et N. HINTZ
(Zurich, Univ. Phys. Inst.)

Paraître dans «Nuclear Physics»

Ein symmetrischer 4-MV-Kaskadengleichrichter zur Speisung eines Ionenbeschleunigers

VON J. SEITZ, G. REINHOLD und R. MINKNER
(Emil Haefely & Cie. AG., Basel)

I.

Im Jahre 1932 publizierten COCKROFT und WALTON¹⁾ ihre Ergebnisse von Experimenten mit künstlich beschleunigten Ionen. Die Beschleunigung erfolgte durch Anlegen einer Gleichspannung von 800 kV an ein entsprechendes Beschleunigungsrohr. Zur Erzeugung der hohen Gleichspannung entwickelten sie einen Kaskadengleichrichter, ohne von der bereits 10 Jahre vorher von GREINACHER²⁾ beschriebenen Kaskadenschaltung Kenntnis zu haben.

Der Kaskadengleichrichter ist ein bequemes und viel verwendetes Hilfsmittel, um hohe Gleichspannungen zu erzeugen. Bis vor kurzem war es aber nicht möglich, mit seiner Hilfe Spannungen von mehreren

Millionen Volt zu erreichen. Die Gründe sind darin zu suchen, dass mit steigender Spannung grössere Stufenzahlen nötig werden. Daraus folgen zwangsläufig eine grössere Welligkeit und ein grösserer Spannungsabfall. Diese können sehr bald unzulässig hohe Werte annehmen.

Mit dem sogenannten symmetrischen Kaskadengleichrichter³⁾ lassen sich die Schwierigkeiten wenn auch nicht vollständig, so doch bis zu einem gewissen Grade überwinden.

Die Vorteile dieses Generators gehen aus einer Gegenüberstellung der Formeln für Welligkeit und Spannungsabfall hervor:

Tabelle 1

N = Stufenzahl, U_0 = Scheitelwert der Eingangsspannung, J = Gleichstrommittelwert, f = Speisefrequenz, C = Stufenkapazität, C_s = Streukapazität zwischen Schub- und Glättungssäule pro Stufe. Diskussion der Gleichungen im Text.

	Greinacherkaskade	Symmetr. Kaskade
Ideale Ausgangsspannung	$U_{g0} = 2 N U_0$	$U_{g0} = 2 N U_0$
Welligkeit, hervorgerufen durch Umladung der Kondensatoren	$\delta U = \frac{J}{fC} \frac{1}{2} N (N+1)$	$\delta U = \frac{J}{fC} \frac{1}{2} N$
Welligkeit, hervorgerufen durch kapazitive Blindströme	$\delta' U = U_0 \frac{C_s}{C} \frac{1}{2} N(N+1)$	$\delta' U = 0$
Spannungsabfall, hervorgerufen durch Umladung der Kondensatoren	$\Delta U_g = \frac{J}{fC} \frac{N}{3} (2N^2+1)$	$\Delta U_g = \frac{J}{fC} \frac{N}{3} \left(\frac{N^2}{2} + 1 \right)$

Eine Erhöhung von U_{g0} ist, wie die Formel-Zusammenstellung zeigt, ausser durch eine Erhöhung der Eingangsspannung U_0 nur durch eine Erhöhung der Stufenzahl N möglich. Einer Erhöhung der Eingangsspannung U_0 sind Grenzen gesetzt. Einerseits sind keine Gleichrichterventile für beliebig hohe Sperrspannungen erhältlich, andererseits ist es nötig, Kaskadengleichrichter für mehrere Millionen Volt in einen Drucktank einzubauen. Dies erfordert eine gedrängte Bauweise. Der Abstand zwischen Schub- und Glättungssäule wird durch die Eingangsspannung vorgeschrieben.

Will man die Stufenzahl N erhöhen, so zeigt die Tabelle 1, dass die Welligkeit δU bzw. $\delta' U$ für die Greinacherkaskade quadratisch mit der Stufenzahl wächst; bei der symmetrischen Kaskade ist die Umladungswelligkeit der Stufenzahl proportional; die kapazitive Welligkeit ist aus Symmetriegründen Null.

Schliesslich zeigt die Tabelle, dass der Spannungsabfall, der durch die Umladung der Kondensatoren bedingt ist, bei der symmetrischen Kaskade viermal kleiner ist als bei der Greinacherkaskade.

Es sei noch erwähnt, dass die angegebenen Gleichungen nur unter vereinfachenden Voraussetzungen gelten. Insbesondere sind die komplexen Widerstände in den Gleichrichterventilen und den Hochspannungstransformatoren nicht berücksichtigt.

Auf die anderen Massnahmen, die ebenfalls zu einer Reduktion der Welligkeit und des Spannungsabfalles führen, wie z. B. Erhöhung der Speisefrequenz und der Stufenkapazität C , kann in diesem Zusammenhang nicht eingegangen werden. Man findet nähere Angaben in dem zusammenfassenden Artikel von E. BALDINGER⁴⁾ im Handbuch der Physik.

II.

Nachdem die Richtigkeit der Formeln für den symmetrischen Kaskadengleichrichter an Hand von Experimenten an Modellen geprüft worden war, wurde mit dem Bau eines 4-MV-Gleichrichters begonnen. Diese Anlage steht nun seit einiger Zeit im Physikalischen Institut der Universität Basel im Betrieb und dient zur Speisung eines Ionenbeschleunigungsrohres. Der Gleichrichter wurde geprüft, indem anstelle des Beschleunigungsrohres ein Belastungswiderstand von 1 mA Nutzstrom eingebaut wurde. Die Anlage lief so während eines Dauerbetriebes 12 Stunden bei 4 MV. Über die Versuche am Gleichrichter in Verbindung mit dem Beschleunigungsrohr erfolgt ein separater Bericht von E. BAUMGARTNER, R. GALLI und P. HUBER⁵⁾. Die folgende Beschreibung beschränkt sich auf den 4-MV-Kaskadengleichrichter und seine Hilfseinrichtungen.

Der 4-MV-Kaskadengleichrichter besteht aus 20 identischen Stufen. Jede Stufe hat eine Nennspannung von 200 kV. Sie wird von einem Äquipotentialring von elliptischem Querschnitt gegen die Tankwand elektrostatisch abgeschirmt. Um die kapazitive Welligkeit, die theoretisch Null sein sollte, so klein wie möglich zu halten, ist die ganze Anlage streng symmetrisch gebaut. Die Speisefrequenz des Gleichrichters beträgt 10 kHz. Sie wird mit einer Frequenzumformergruppe erzeugt. Die Ausgangsspannung der Gruppe wird in 2 Hochspannungstransformatoren auf 90 kV transformiert und den beiden Schubsäulen zugeführt. Die Kapazitäten in den Schub- und Glättungssäulen bestehen aus Ölpapierkondensatoren. Sie sind eingebaut in Isolierzylinder aus Haefelyt PQ, einem Gemisch aus Araldit und Quarzpulver. Jeder Stufenkondensator ist mit einem Dämpfungswiderstand (siehe Fig. 1) versehen, der bei Kurzschlüssen den Entladungsstrom begrenzt. Entsprechend

den 20 Stufen sind 80 Selenventile vorhanden. Die Selenelemente befinden sich in Plexiglaszylindern unter Öl und sind für 5 mA Gleichstrom dimensioniert. Wegen der hohen Speisefrequenz und der gedrängten Bauweise entstehen zwischen den Schubsäulen beträchtliche Blindströme. Diese werden durch 15 Hochspannungsdrosseln von je ca. 17 Hy zwischen den Schubsäulen kompensiert (Fig. 1).

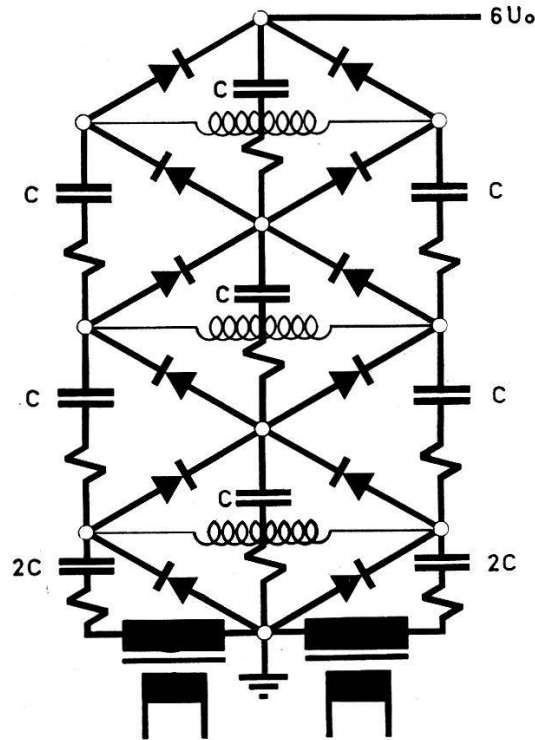


Fig. 1

Dreistufiger symmetrischer Kaskadengleichrichter mit Kompensationsdrosseln und Dämpfungswiderständen in den Stufenkondensatoren

Die Leistung für die elektrischen Hilfseinrichtungen zur Hochfrequenz-Ionenquelle wird in einem 400-Hz-Generator erzeugt. Er ist in der Hochspannungskuppel untergebracht und wird mit einer Isolierwelle angetrieben. Zur Steuerung des 300-Watt-Hochfrequenzoszillators und der Hilfsspannungen für das Ioneneinschuss-System werden weitere 6 Isolierwellen verwendet. Sie werden mit Servomotoren vom Kommandopult aus bedient. In der Hochspannungskuppel befinden sich 4 Kontroll-Messinstrumente. Sie können durch ein Fenster im Drucktank mit einer Fernsehkamera vom Kommandopult aus beobachtet werden.

Der ganze Hochspannungsgenerator ist in einen Drucktank eingebaut. Als Isoliergas findet ein Gemisch von 90% N_2 und 10% CO_2 unter einem Druck von 10 atü Verwendung. Der Taupunkt des Druckgases

liegt unterhalb -20°C . Die in den Selenventilen, Hochspannungsdrosseln und Kondensatoren entstehende Wärme würde ohne spezielles Kühlsystem zu einem unzulässigen Temperaturanstieg im Druckgas führen. Ein Ventilationssystem und eine Kühlmaschine sorgen für eine konstante Gastemperatur von 20°C im Tank.

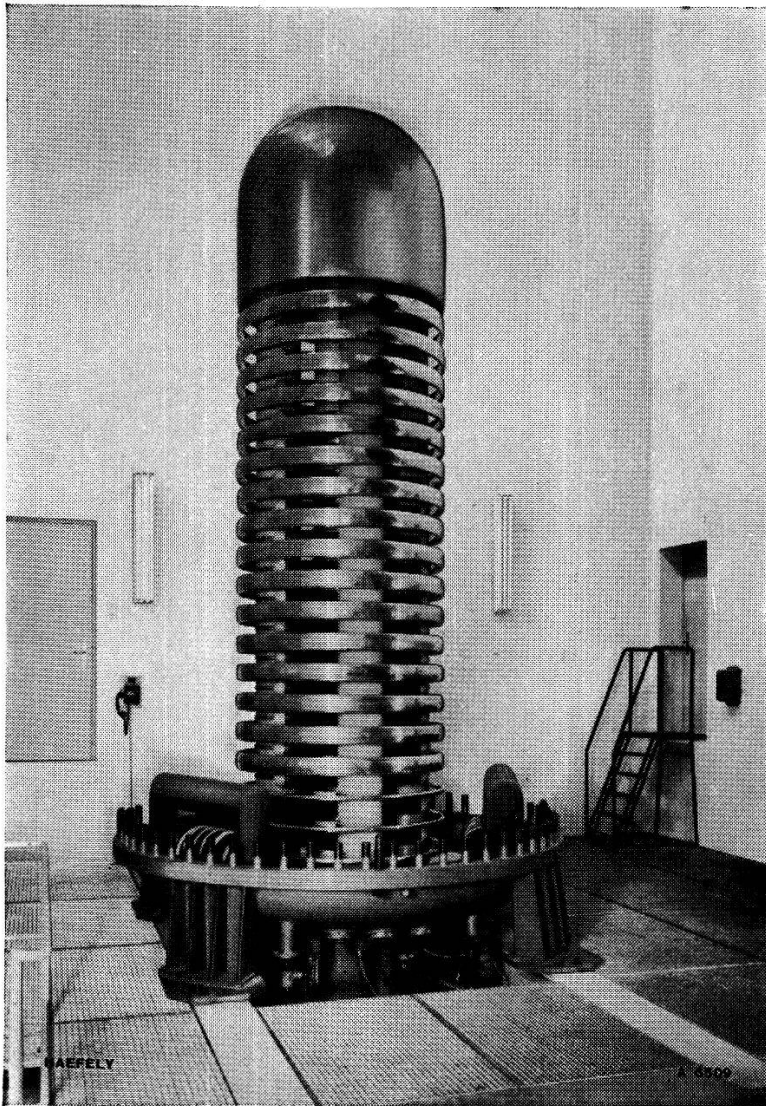


Fig. 2

Ansicht des 4-MV-Generators bei entferntem Drucktank

Bei einem der ersten Versuche am 4-MV-Kaskadengleichrichter wurde bei 4 MV und 1 mA Belastungsstrom eine Welligkeit von $800\text{ V}_{\text{eff}}$ gemessen. Die Messung erfolgte über eine kapazitive Sonde, die an einem Fenster des Drucktanks angebracht war. Es stellte sich heraus, dass diese Restwelligkeit von einer Unsymmetrie des Kaskadengleichrichters herrührte. Daraufhin wurde versucht, diese zu beseitigen, und

wenig später konnte bei einem Leerlaufversuch bei 3 MV eine Welligkeit von $70 V_{\text{eff}}$ gemessen werden. Es sollte möglich sein, die Welligkeit bei besserem Abgleich der Symmetrie noch weiter herabzusetzen.

Der Spannungsabfall wurde mit Hilfe einer verstellbaren Koronastrecke, mit der bei 3,5 MV eine Belastung von 0,73 mA erzeugt werden konnte, zu 90 kV gemessen.

III.

Der Kaskadengleichrichter soll mit einer Spannungs-Stabilisierungseinrichtung ausgerüstet werden, die jetzt im Bau ist. Die Wirkungsweise der Spannungsstabilisierung geht aus der Fig. 3 hervor. Es werden zwei Hauptregelkreise unterschieden. Der erste greift bei der 10-kHz-Frequenzumformergruppe ein und erlaubt relativ langsame Regelungen (Zeitkonstante ca. 0,2 sec). Der zweite Regelkreis soll schnelle Belastungsschwankungen, welche im Beschleunigungsrohr auftreten, ausstabilisieren. Zu diesem Zweck ist der Fusspunkt des Kaskadengleich-

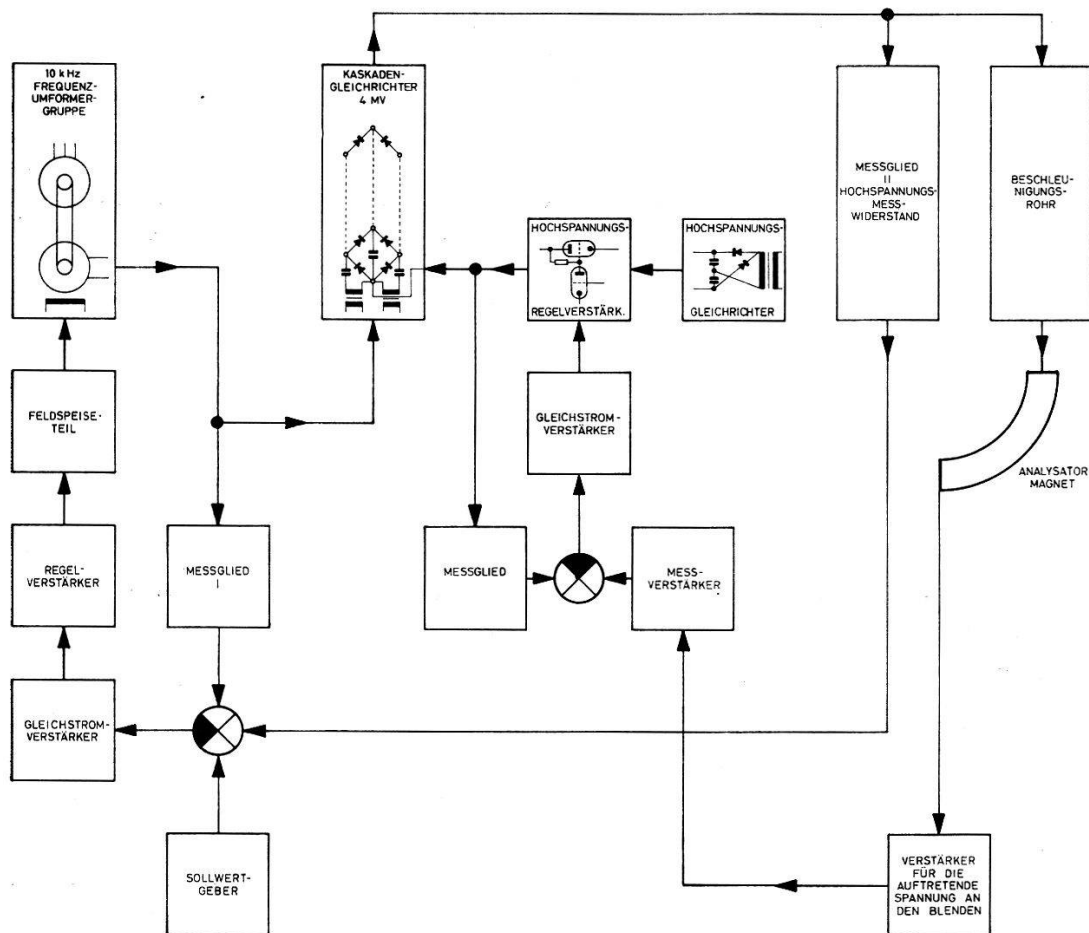


Fig. 3

Blockschema der Spannungsstabilisierung

richters gegen Erde isoliert. Wird hier eine regelbare Spannung angelegt, so ändert sich entsprechend die Beschleunigungsspannung. Messungen am Hochspannungsregelverstärker (in Fig. 3) haben ergeben, dass er in der Lage ist, Spannungen von ± 20 kV mit einer Zeitkonstante von 1 ms zu erzeugen. Die Steuersignale für die beiden erwähnten Regelkreise sollen vom Hochspannungswiderstand bzw. von einem Analysatormagnet hohen Auflösungsvermögens geliefert werden, welcher vom Physikalischen Institut der Universität Basel gebaut wird und sich in Montage befindet. Die Regelkreise sind für eine Spannungskonstanz von ± 1 kV bei einem Belastungsstrom von 1 mA ausgelegt.

Literatur

- 1) J. D. COCKCROFT and E. T. S. WALTON, Proc. Roy. Soc. Lond. [A] *136*, 619–630 (1932).
- 2) H. GREINACHER, Bull. Schweiz. Elektrotechn. Ver. *11*, 59–66 (1920).
- 3) W. HEILPERN, Helv. Phys. Acta *28*, 485–491 (1955); G. REINHOLD, J. SEITZ und R. MINKNER, Z. Instrumentenkunde *67*, 258 (1959).
- 4) E. BALDINGER, Handbuch der Physik, Bd. XLIV, Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg (1959).
- 5) E. BAUMGARTNER, R. GALLI und P. HUBER, erscheint Helv. Phys. Acta *34*, (1961).

Etude du séchage et de la restitution des émulsions nucléaires à l'aide d'un polyéthylène glycol (carbowax)*)

par L. PINTO HESPANHOL

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

A. SAMMAN et G. VANDERHAEGHE
CERN, (Genève)

Un polyéthylène glycol de formule générale $\text{RO} \cdot \text{CH}_2(\text{CH}_2\text{OCH}_2)_x \text{CH}_2\text{OH}$ fabriqué par l'Union Carbide Chemicals Company et vendu sous l'appellation commerciale «Carbowax» a été utilisé pour le séchage et la restitution de l'épaisseur des émulsions nucléaires. Pour des poids moléculaires moyens de 200, 300 et 400, c'est un liquide transparent, visqueux, hydrophile, et de très faible tension de vapeur; l'indice de réfraction moyen est de 1,46.

Des plaques Ilford G5 de 100, 200, 400, 500 et 600 μm d'épaisseur ont été irradiées au synchrotron du CERN par un faisceau de mésons μ relativistes arrivant sous une incidence de 70° par rapport à la normale

*) Un exposé, plus détaillé de ce travail paraîtra prochainement dans les comptes rendus du congrès de Photographie Nucléaire de Moscou, 1960.

de l'émulsion. Ces plaques ont été développées dans des conditions bien définies par le procédé ditherme habituel. A la fin du lavage, elles ont été introduites dans le Carbowax et la diminution de leur épaisseur par suite du séchage a été mesurée au microscope dans le liquide même. Le temps de séchage croît à peu près proportionnellement avec l'épaisseur nominale de l'émulsion et avec le poids moléculaire du Carbowax. Pour une plaque de 600 μm et pour le Carbowax 400 par exemple, le séchage se fait en 15 heures environ. Le facteur de restitution dépend de l'épaisseur nominale et du poids moléculaire; le Carbowax 200 restitue entièrement les émulsions de 100 μm et seulement à 70% celles de 600 μm ; pour le Carbowax 400, les restitutions correspondantes sont respectivement de 60% et 45%. Un léger trouble peut apparaître dans les émulsions imprégnées de Carbowax 200 si l'humidité extérieure dépasse 60%. Remarquons qu'à épaisseur finale égale, l'émulsion séchée au Carbowax est plus rigide et moins hygroscopique que celle imprégnée de glycérol.

Nous avons procédé à des mesures comparatives de la distorsion des traces photographiques dans des émulsions de 500 μm et de 10 \times 5 cm, développées dans les mêmes conditions et séchées parallèlement dans des solutions de Carbowax, d'alcool, et dans une enceinte à humidité contrôlée. La distorsion de courbure a été déterminée par la méthode de MAJOR¹⁾ (objectif 65 x, oculaire 10 x). Les mesures ont été faites tous les centimètres sur l'ensemble de la plaque, en excluant une zone marginale de 1 cm de largeur. Les valeurs obtenues sont indiquées dans le tableau suivant:

Distorsion dans les plaques Ilford G5, 500 μm , pour différentes méthodes de séchage

Procédés de séchage	Distorsion en $\mu\text{m} \pm 10\%$	Distorsion en covans $\pm 10\%$
Enceinte à humidité contrôlée	8,3	132
Solution aqueuse d'alcool à 70% + 5% glycérine	6,0	96
Solutions aqueuses d'alcool à 35%, 50%, 60% + 5% glycérine, 70% + 5% glycé- rine	2,9	44
P. M. 200	6,5	104
Carbowax P. M. 300	10,7	172
P. M. 400	9,0	144
Solutions aqueuses de Carbowax 400 à 30%, 60% et 100%	3,7	60

On voit que la distorsion la plus faible est obtenue lorsqu'on procède par étapes en éliminant progressivement l'eau de la couche photographique par immersion dans des solutions de Carbowax ou d'alcool de concentrations croissantes. Ces résultats nous encouragent à poursuivre la mise au point de cette nouvelle méthode de séchage.

Ce travail a bénéficié, pour une part, de l'appui financier de la Commission pour la Science Atomique du Fonds National Suisse.

Référence bibliographique

1) J. V. MAJOR, Brit. J. Appl. Phys. 3, 309 (1952).

**Corrélations angulaires bêta-gamma des cascades
3⁻(β) 2⁺(γ) 0⁺ de l'Sb¹²⁴ et de l'Eu¹⁵²**

par P. DEBRUNNER, M. LAMBERT, A. PONCINI et J. W. SUNIER
(Laboratorium für Hochenergiephysik, E. P. F., Zurich)

Les transitions bêta interdites du premier ordre 3⁻ — 2⁺ de l'Sb¹²⁴ et de l'Eu¹⁵² se caractérisent par une déviation sensible de la forme permise du spectre, liée à une valeur *ft* anormalement élevée. Il a été suggéré que ces déviations pourraient être attribuées à «l'effet d'une règle de sélection», qui réduirait la contribution des éléments de matrice nucléaires autres que l'élément $\int B_{ij}$, intervenant dans les transitions dites «uniques». ($\Delta I = 2$, $\Delta \Pi$ oui).¹⁾

Sur la base de mesures de corrélations angulaires directionnelle bêta-gamma et bêta-gamma polarisés circulairement, une détermination univoque des 4 éléments de matrice

$$\eta x = -C_V \int \mathbf{r}, \quad \eta u = C_A \int i \boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{r}, \quad \eta \xi' y = -C_V \int i \boldsymbol{\alpha} \quad (\text{Rang } \lambda = 1)$$

$$\eta z = C_A \int B_{ij} \quad (\text{Rang } \lambda = 2)$$

intervenant dans ces transitions peut être tentée.

Nous avons mesuré la corrélation directionnelle des cascades 3⁻(2,31 MeVβ) 2⁺(0,603 MeVγ) 0⁺ de l'Sb¹²⁴ et 3⁻(1,48 MeVβ) 2⁺(0,344 MeVγ) 0⁺ de l'Eu¹⁵², en fonction de l'énergie des particules bêta. Le dispositif expérimental utilisé pour les mesures sur l'Sb¹²⁴ a été décrit précédemment²⁾. Les mesures sur l'Eu¹⁵² ont été effectuées avec une nouvelle chambre à vide, présentée par la fig. 1.

La dépendance en énergie du coefficient $A_2(W)$ de la fonction de corrélation $N_{\beta\gamma}(W, \Theta) = 1 + A_2(W) P_2(\cos \Theta)$ est donnée par¹⁾

$$A_2(W) = \frac{W^2 - 1}{W} \times \frac{R_3 + eW}{1 + aW + cW^2 + b/W}$$

où R_3, e, a, c, b sont des fonctions quadratiques des paramètres nucléaires $x, u, \xi'y$ et z . Par une méthode des moindres-carrés, les valeurs optima de ces paramètres ont été déterminées, compte tenu des conditions imposées par les mesures de la fonction de corrélation bêta-gamma polarisés circulairement effectuées pour l'Sb¹²⁴ par HARTWIG et SCHOPPER³⁾ et pour l'Eu¹⁵² par BERTHIER *et al.*⁴⁾.

Sur la base des valeurs ft corrigées, et en choisissant le système d'unités $\hbar = m = c = 1$, nous avons déterminé la valeur des éléments de matrice nucléaires, à partir des valeurs suivantes des constantes de couplage: $C_V = (1,41 \pm 0,01) \cdot 10^{-49}$ erg/cm³ et $C_A = -1,25 C_V$. La table présente les résultats, normalisés par rapport au rayon nucléaire R pour les éléments de dimension «longueur».

	Sb ¹²⁴	Eu ¹⁵²
\overline{W}	4,3 m ₀ c ²	3,5 m ₀ c ²
$A_2(\overline{W})$	-0,350 ± 0,015	-0,435 ± 0,015
log f_{ct}	10,6 ± 0,2	11,8 ± 0,2
$\left \frac{\int B_{ij}}{R} \right $	(1,4 ± 0,3) 10 ⁻²	(3,30 ± 0,50) 10 ⁻³
$\left \frac{\int \mathbf{r}}{R} \right $	(0,2 ± 1,5) 10 ⁻³	(2,5 ± 5,0) 10 ⁻⁴
$\left \frac{\int i\sigma \times \mathbf{r}}{R} \right $	(0,3 ± 1,3) 10 ⁻³	(0,70 ± 2,0) 10 ⁻⁴
$\left \int i \alpha \right $	(0,7 ± 0,9) 10 ⁻⁴	(0,75 ± 1,50) 10 ⁻⁴

Ces valeurs sont en accord avec celles données par HARTWIG et SCHOPPER³⁾ et STEFFEN⁵⁾ pour l'Sb¹²⁴, et avec nos précédentes mesures sur l'Eu¹⁵²²⁾. Les deux cas montrent clairement que la prédominance relative de l'élément $\int B_{ij}$ peut caractériser l'effet d'une règle de sélection, comme KOTANI l'a proposé¹⁾.

Une publication détaillée des mesures et des résultats fera l'objet d'un prochain article.

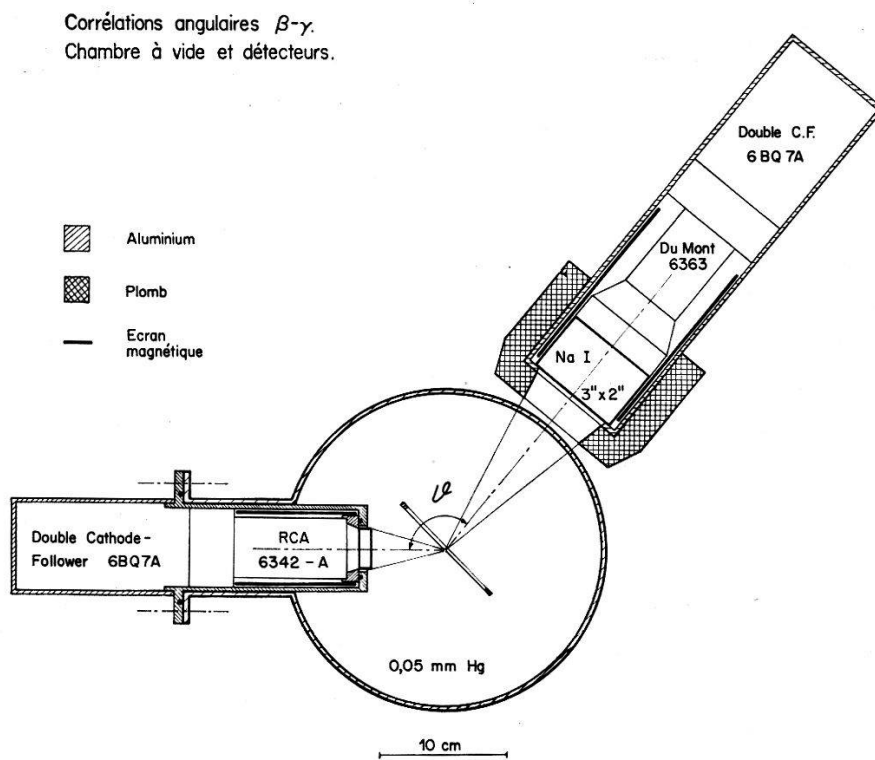


Fig. 1

Bibliographie

- 1) T. KOTANI, *Phys. Rev.* **114**, 795 (1959).
- 2) J. W. SUNIER, P. DEBRUNNER et P. SCHERRER, *Nuclear Physics* **19**, 62 (1960).
- 3) G. HARTWIG et H. SCHOPPER, *Phys. Rev. Letters* **4**, 293 (1960).
- 4) J. BERTHIER *et al.*, *C. R. Acad. Sciences* (à paraître).
- 5) R. M. STEFFEN, *Phys. Rev. Letters* **4**, 290 (1960).

Methods of Target Preparation

by H. P. HÄNNI

(The Rice Institute, Houston, Tex.)*)

Recently efforts have been made to gather the dispersed literature describing methods of target preparation. H. T. RICHARDS¹⁾ and J. H. COON²⁾ discuss targets of nonradioactive material, W. PARKER *et al.*³⁾ give a summary of methods in the preparation of radioactive materials on suitable supports. A great help for the study of properties of thin films is the 'classical' publication of H. MAYER⁴⁾. It depends on the experimental arrangement and the type of accelerator to choose the best procedure for target preparation and the geometry of the target.

*) Now at SLM, Winterthur, Switzerland.

Often it is crucial to have a good target for realizing the success in the study of the nuclear reaction. For example, one expects the following conditions for a good target:

1. Satisfactory and constant yield during the experiment:
 - a) The local heating of the target by the ion beam must not be so dangerous, that a part of it evaporizes in the vacuum or even has a hole burned into it.
 - b) Chemical stability.
 - c) Satisfactory tensile strength in pumping systems.
 - d) Electrostatic charging of the target has to be avoided.
2. The thickness of the target and the thickness of the possible backing must not affect prohibitively the resolution of the measured spectrum.

The procedure of target preparation may be classified in the following way (in adding some new examples):

1. *Evaporation in a vacuum*

This is the best known procedure and is used in every institute. Mostly a backing or support (gold, tantalum, aluminium a. o.) carries the vacuum deposition. If one uses nickel and silver foils as backing it is possible after the evaporation to etch off the backing with an acid solution. Examples: SiO on Ni and Boron on Ag. The thickness of the target may be 2 mg/cm².

A favourite method is the evaporation of compounds on an organic backing like Formvar and Zapon. I used New Skin*). One drop of New Skin spreads into a thin skin on the water surface. The skin has to be brought carefully onto an aluminium support with a circular opening, and dried about one day. On this New Skin Film it is possible to evaporate compounds in the evaporation plant up to a high melting point. In bombarding the target on New Skin with an ion beam, the local heating of the target burns up the New Skin Film, where the beam is hitting. Therefore we have a selfsupporting target. With this method I produced boron films of 100 microgramm/cm² and less. I used a boat of graphite of the National Carbon Company with very little outgassing. The section of the boat is diminished in the centre in order to produce the highest temperature there. The maximum temperature was about 2500° C and the ends of the boat were covered with tungsten or tantalum electrodes (thickness about 10 micron) and embedded in watercooled copper electrodes.

*) New Skin, Antiseptic covering, New Skin Co., Brooklin, New York.

2. Cathode sputtering

In a diluted atmosphere of a gas (for example H_2) and a high D. C. Voltage between the sputtered cathode and the positive target backing, one produces a film on this backing by the incoming neutral atoms from the cathode. This procedure has great possibilities, for noble gases also. If noble or other inert gases are used as fillers it is possible to getter it in the electrodes. The same effect will be possible in the vapour plating procedure which is described in 4).

3. Electro Chemical Procedure

Electro plating is well known. Example: One Ni or Cu foil serves as negative electrode in chromic acid solution. After etching off the nickel or copper backing it is possible to obtain a selfsupporting chromium foil.

Similar types of procedures are the electrophoretic and the ion ejection, normally working with a nonconducting solution.

4. Vapour Plating

a) *Thermal Cracking*. Examples: Metal carbonyl can be cracked by heating with a tantalum or tungsten bridge. The same can be done with methyl iodide CH_3I and a carbon film is set on the hot bridge. Using a nickel foil (or other metal foils) as heater and varying the vapour pressure of methyl iodide it is possible to attain very thin carbon films after etching off the nickel backing. This procedure is described by KASHY *et al.*⁵⁾.

b) *Electrical discharge*. Instead of D. C. one can use A. C. to produce a glow discharge. The filling gas is ionized in a vycar glas chamber, it reacts with one electrode. Example: N^{14} and N^{15} gas reacting with a tantalum electrode and producing TaN^6). Using water vapour as filling gas it is possible to produce metal oxide, if this metal is one electrode and the other electrode is placed on the top of the glas chamber.

c) *Adsorption, Gettering*. Heating in the gas chamber (induction heater) produces *Hydrides* (with deuterium and tritium gas) in Zr, Ti, Th, U, Pa as support and reacting material; *Nitrides* in Ta, Ti, Cr, Hf, U, Pa, Th as reacting material.

Another method of gettinging is the oxydation of a metal foil (thorium-, tantalum-, tungsten-, aluminium- or nickel foil) in an atmosphere of oxygen or water vapour (corrosion) in an induction heater. Using water vapour of heavy water with enriched O^{18} (85%) from the Weizmann Institute it is possible to produce a target of about $1 \text{ mg/cm}^2 O^{18}$ starting

with a thorium foil of 10 to 20 micron thickness⁷). We have studied the reactions $O^{18}(p, n)F^{18}$; $O^{18}(p, p')$ and $O^{18}(\alpha, n)Ne^{21}$. The thorium oxide film on the thorium foil withstands a high temperature and is only sensitive to local heating of the alpha ion beam, 1 microampere of alpha beam is permissible.

5. *Electromagnetic isotope separation*

The target is produced on thin collecting foils, but the method is not very efficient.

6. *Mixing methods* (slurry technique, painting technique, lacquer suspension)

These methods are widely used but do not give great satisfaction. The homogeneity of the target is usually bad.

7. *Sintering method*

For the study of (d, p) and (d, n) reactions on B^{10} and B^{11} it was desirable to have selfsupporting boron targets of pure boron in the order of 10 mg/cm^2 . Boron powder of grain diameter of about 10 micron is pressed in a steel cylinder (matrice) by a pressure of about 1 t/cm^2 and more. The pressed sample has to have enough tensile strength, so that it can be handled easily in the induction heater. Under high vacuum or hydrogen atmosphere and $1300\text{--}1500^\circ \text{ C}$ temperature is the start of presintering. The boron foils are good for mechanical stress after cooling off and can be fixed in a target holder. With very fine metal powders of high filling volume it is possible to obtain foils of a thickness of about 5 mg/cm^2 .

The three following methods give self supporting boron foils in all desired thicknesses:

- a) Evaporation on New Skin: method 1) till $100 \text{ microgram/cm}^2$
- b) Evaporation on metal foils: method 1) till 5 mg/cm^2 .
- c) Sintering: method 7) till 5 mg/cm^2 .

In reference ¹) and ³) several methods of target thickness determination are described. I can therefore omit this problem.

Acknowledgements: I wish to express my thanks to Prof. T. W. BONNER, Chairman of the Department of Physics in The Rice Institute for his help and advice in treating the above problems during my stay in USA. Further I am thankful to Mr. and Mrs. Dr. J. FRÖHLICH, Winterthur.

References

- 1) H. T. RICHARDS, Nuclear Spectroscopy I, 101–136, Ed. Fay Ajzenberg-Selove, 1960.
- 2) J. H. COON, Fast Neutron Physics, Ed. J. B. Marion and J. L. Fowler, 1960.
- 3) W. PARKER, M. DE CRÖES and K. SEVIER, JR., Nuclear Instruments and Methods, 7, 22 (1960).
- 4) H. MAYER, Physik dünner Schichten, 2. Bde., 1950.
- 5) E. KASHY, R. R. PERRY, and J. R. RISSER, Nuclear Instruments and Methods 4, 167 (1959).
- 6) T. A. RABSON, M. S. THESIS, The Rice Institute, 1957.
- 7) T. A. RABSON, T. W. BONNER, R. CASTILLO-BAHENA, M. V. HARLOW, JR., H. P. HAENNI, and W. A. RANKEN, 1960 (in press).

**Simulateur de contamination radioactive subséquente
à une explosion atomique**

par R. L. FAVRE

(Laboratoire de Recherches Nucléaires, Lausanne)

L'étendue de cette communication nous contraint de la publier sous forme d'un article qui paraîtra prochainement dans la « Revue Militaire Suisse ».

**Interactions électromagnétiques des électrons et positons
de 620 MeV dans le propane ^{a)}**

par E. MALAMUD^{b)} et R. WEILL^{c)}

(Cornell University, Ithaca (N-Y))

Le faisceau γ du synchrotron de Cornell, d'énergie de pointe d'environ 1 GeV, traverse une cible de cuivre placée dans l'entrefer d'un spectrographe à paires. Les électrons produits dans la cible sont séparés d'après leur énergie. Un collimateur de $1/2'' \times 3/4''$ situé 6 mètres plus loin, sélectionne un faisceau de 780 ∓ 10 MeV qui pénètre dans une chambre à bulles à propane de 6'' diam. sur 4'' de profondeur à travers une paroi de duraluminium d'épaisseur correspondant à 0,3 longueur de rayonnement. Il suffit de renverser la direction du champ magné-

^{a)} Financé partiellement par le programme commun de « l'Office of Naval Research » et de la « Commission Américaine pour l'Energie Atomique ».

^{b)} Nouvelle adresse: Laboratoire de recherches nucléaires, E. P. U. L., Lausanne (Suisse).

^{c)} En congé du « Laboratoire de recherches nucléaires, E. P. U. L. ».

tique du spectrographe à paires pour remplacer les électrons par des positons de même énergie.

La chambre (dont la description détaillée a été donnée ailleurs¹⁾) est placée dans l'entrefer d'un aimant qui y maintient un champ de 7500 gauss. La température est de 64° C et la pression de fonctionnement de 440 p.s.i. Les trajectoires sont photographiées sur fond noir par une caméra stéréoscopique.

Le nombre d'événements observés est corrigé pour tenir compte de l'efficacité du dépouillement, trouvée égale à 98% après un deuxième dépouillement. La courbure des traces primaires étant de nature aléatoire (superposition de la courbure due à la diffusion multiple coulombienne à la courbure magnétique) une deuxième correction, fonction de la distance à l'entrée à laquelle un événement est observé, est aussi effectuée; sa valeur moyenne est d'environ 10%.

Les différentes interactions étudiées sont les suivantes:

1) *annihilation en vol des positons:*

Ce phénomène correspond à la disparition soudaine d'une trace sur un cliché. 45 événements (nombre non corrigé) ont été observés pour une longueur totale de 17920 cm de traces primaires. Cependant l'émission d'un photon de bremsstrahlung d'énergie pratiquement égale à celle du positon initial donnera lieu à un événement parasite de même aspect. Leur nombre a été déterminé à partir des deux événements du type annihilation trouvés sur les clichés d'électrons pour 9250 cm de trajectoires primaires.

La section efficace pour l'énergie de 613 ± 35 MeV est la suivante:

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{exp}} &= 1,34 \pm 0,24 \text{ mb/électrons;} \\ \sigma_{\text{th}} &= 1,42 \text{ (calculé d'après HEITLER}^2\text{)).}\end{aligned}$$

2) *Bremsstrahlung:*

Nous n'avons considéré que les émissions de photons de haute énergie, c'est-à-dire ceux pour lesquels $v > 0,82$ avec $v = k/E_0$: k = énergie du photon, E_0 énergie de l'électron ou du positon primaire.

Sur les clichés, ces événements se marquent sous la forme d'un brusque changement de courbure. Si l'énergie de l'électron ou du positon après le Bremsstrahlung est inférieure à une dizaine de MeV, sa trace s'arrêtera dans la chambre. L'énergie du photon se déduit de l'énergie de l'électron après le Bremsstrahlung, mesurée à partir de la courbure ou du parcours.

La section efficace différentielle de bremsstrahlung pour des valeurs de v variant de 0,03 entre $v = 0,82$ à $v = 1,00$ est donnée dans le tableau suivant, pour une longueur de 16188 cm de trace de positons et 8355 cm

de trace d'électrons. On a groupé les événements provenant des positons et des électrons

v	nombre corrigé d'événements $e^+ + e^-$	σ exp	σ th	$\frac{mb}{\text{mol C}_3\text{H}_8}$
0,82-0,85	53,2	43,6	50,1	
0,85-0,88	50,6	41,4	48,4	
0,88-0,91	56,0	45,8	46,2	
0,91-0,94	53,9	44,2	43,6	
0,94-0,97	50,7	41,4	39,9	
0,97-1,00	49,7	40,7	28,9	

Sections efficaces totales:

		Energie MeV	Nombre corrigé d'événements	σ exp.	σ th	$\frac{mb}{\text{mol C}_3\text{H}_8}$
$v > 0,82$	e^+	613 ± 13	206,0	256 ± 16	257	
	e^-	640 ± 18	108,0	260 ± 24		
	$e^+ + e^-$	620 ± 10	370,0	258 ± 13		

Les valeurs théoriques sont calculées par intégration du spectre de BETHE-HEITLER pour le carbone et l'hydrogène et du spectre de Wheeler-Lamb pour les électrons. L'accord entre la théorie et l'expérience est bon.

Signalons enfin que 34 collisions $e^+ e^-$ avec $v > 0,17$ et 21 collisions $e^- e^-$ avec $v > 0,19$ ont été observés. Les sections efficaces sont en accord avec celle donnée par BHABHA et MÖLLER respectivement, dans la limite de la précision statistique qui n'est que de 20%.

Une nouvelle irradiation a été effectuée, pour laquelle l'épaisseur de la fenêtre d'entrée a été ramenée à 0,08 longueur de rayonnement. 120 000 photos ont été prises, et les statistiques seront alors multipliées par 20. Le dépouillement est en cours.

Nous remercions M. Y. CHO de sa collaboration et Mme P. GRIFFITH pour son dépouillement consciencieux. L'un d'entre nous (R. W.) remercie la «Commission pour la Science Atomique du Fonds National Suisse» qui a financé son stage aux Etats-Unis.

Bibliographie

- 1) E. MALAMUD, Rapport non publié, Cornell 1960.
- 2) W. HEITLER, Quantum theory of radiation, 3^e édition; Oxford 1954, p. 270.

**Méthode de calcul d'un milieu multiplicateur hétérogène
comprenant un faible nombre de cellules.**

par CH. MANDRIN, P. GAVIN, B. VITTOZ
(Lausanne, E.P.U.L. Laboratoire de Génie Atomique)

Paraîtra probablement dans ZAMP.

**Corrosion des traces photographiques dans les émulsions
nucléaires pendant le fixage*)**

par L. PINTO HESPANHOL
(Laboratoire de Recherches nucléaires, E.P.U.L., Lausanne)

La corrosion des traces photographiques nucléaires dans les émulsions Ilford G5, K5 et L4 de 600 μm d'épaisseur a été étudiée en fonction de la durée du fixage, pour des bains de fixateur à différents pH et différentes températures. Les plaques photographiques ont été irradiées au synchrotron du CERN par des mésons μ relativistes et développées dans des conditions bien définies par le procédé ditherme habituel. La composition du bain de fixage était la suivante:

thiosulfate de sodium 5 aq. . . .	400 g/l
sulfate de sodium anhy.	10 g/l
acide acétique glacial	$x \text{ cm}^3/\text{l}$

x variant de 0,5 à 25 cm^3 environ de façon à obtenir un pH compris entre 4 et 7. Le fixage était effectué dans un bac à écoulement laminaire, la hauteur du liquide au-dessus de l'émulsion étant de 4 centimètres. La concentration en argent provenant de l'émulsion à la fin du fixage était de l'ordre de 0,5 à 1 g par litre. L'action corrosive de ces bains a été suivie en mesurant la densité de lacunes des traces, la densité du voile, le diamètre des grains des traces et du voile.

Dans les émulsions G5 et K5 fixées à 5° C à pH 4 et 5 (pH adopté par beaucoup d'expérimentateurs) on observe une amorce de corrosion en surface de l'émulsion dès la fin de l'éclaircissement (55 heures pour pH = 5 et 120 heures pour pH = 4). Cette corrosion se propage dans toute l'épaisseur de l'émulsion et s'accroît avec la durée du séjour dans le fixateur; après le double du temps d'éclaircissement (temps de fixage habituel) la densité de lacunes des traces est réduite de 25% de sa valeur à la fin de l'éclaircissement. Pour un fixage effectué aux mêmes pH que

*) Un travail plus détaillé sur ce sujet sera publié prochainement.

ci-dessus, mais à 10° C la corrosion est plus rapide et cette même réduction de densité de lacunes est obtenue déjà au bout de 4 jours; après 7 jours, les images sont corrodées à tel point que toute mesure devient impossible. Dans les émulsions du type L4, la corrosion est encore plus rapide que dans les G5 et K5, et après 6 jours de fixage à 10° C la plaque est inutilisable.

Par contre à pH = 6 ($x = 3,5 \text{ cm}^3$ d'acide acétique), aussi bien à 5° qu'à 10° C, les émulsions G5, K5 et L4 ne présentent pas de corrosion appréciable, même après 15 jours de fixage. Après le double du temps d'éclaircissement, aucun trouble n'est décelable et l'étude des traces peut se faire dans de bonnes conditions.

Nous avons constaté que l'élévation du pH au-dessus de 6 est défavorable, car les temps de fixage ont tendance à s'allonger; et bien qu'on n'observe aucune corrosion, les plaques apparaissent troubles et plus ou moins voilées. Il en est de même pour des plaques fixées dans un bain à pH = 5 auquel on a ajouté initialement 2 g par litre de bromure d'argent suivant la recommandation de certains auteurs¹⁾.

Nous remercions la Commission pour la Science Atomique du Fonds National Suisse qui a financé ces recherches.

Référence bibliographique

- 1) BRAUN, CORNIL et MEULEMANS, Comptes rendus du congrès international sur le rayonnement cosmique à Bagnères de Bigorre, juillet 1953, p. 61.

Interaction des muons de 0,2 à 1,3 GeV avec les électrons

par A. HEYM

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

A l'aide d'un hodoscope à coïncidences et anticoïncidences déjà décrit^{1) 2)}, nous avons poursuivi notre étude de l'interaction de choc des mésons μ du rayonnement cosmique avec les électrons atomiques dans des écrans de plomb. L'énergie des mésons μ sélectionnés était $1620 \pm 40 \text{ MeV}$ au haut de l'hodoscope et respectivement $1320 \pm 40 \text{ MeV}$, $1020 \pm 40 \text{ MeV}$; $730 \pm 40 \text{ MeV}$; $450 \pm 40 \text{ MeV}$ et $260 \pm 40 \text{ MeV}$ à la sortie des écrans de plomb successifs.

L'appareil a fonctionné dans cette géométrie pendant 1304 heures à la station scientifique du Jungfrauoch (alt. 3450 m) pour enregistrer le passage de 10 200 mésons μ . Dans 3402 de ces enregistrements, le méson μ émerge de l'un des écrans de plomb accompagné par un ou plusieurs

électrons secondaires. En corrigeant les résultats expérimentaux bruts à l'aide de ceux d'un effet zéro mesuré pendant 486,5 heures et par un facteur tenant compte de la probabilité d'enregistrement des électrons par les compteurs Geiger-Müller, on calcule les pourcents expérimentaux cités dans la 2^e colonne du tableau.

Energie du méson μ + 40 MeV	Pourcents expérimentaux	Pourcents théoriques
1320	$9,48 \pm 0,55\%$	11 %
1020	$8,97 \pm 0,6 \%$	9,75%
730	$7,29 \pm 0,5 \%$	8,10%
450	$5,67 \pm 0,4 \%$	5,95%
260	$3,76 \pm 0,27\%$	4,32%

Pour tester les prévisions théoriques, nous avons calculé ces mêmes pourcents à partir des sections efficaces de productions d'électrons Knock-on, de Bremsstrahlung et de création de paires³⁾. En tenant compte du spectre des mésons μ dans le rayonnement cosmique et de l'énergie de ceux qui sont enregistrés par l'hodoscope, on peut montrer que l'incidence sur nos résultats des effets de Bremsstrahlung et de création de paires est négligeable par rapport à la production d'électrons Knock-on.

Pour obtenir les valeurs théoriques relatives à cette interaction, nous avons, dans une première étape, calculé à tous les niveaux de l'hodoscope la distribution énergétique des électrons de choc produits par les mésons μ enregistrables.

Dans une deuxième étape, nous avons calculé la fraction des mésons μ sortant d'un écran accompagnés par un ou plusieurs électrons, en tenant compte de la multiplication des électrons en gerbe électrophotonique dans le plomb.

Les résultats ainsi obtenus figurent dans la 3^e colonne du tableau. La comparaison avec les résultats expérimentaux montre que l'accord est satisfaisant, compte tenu des erreurs statistiques d'une part et de l'imprécision d'environ 10% des résultats théoriques entraînée par l'emploi d'approximations dans la théorie des gerbes électrophotoniques.

Une publication complète sera prochainement faite.

Nous exprimons notre gratitude à la Commission pour la Science atomique du Fonds National suisse de la recherche scientifique qui a subventionné cette recherche et nous sommes reconnaissants de la précieuse collaboration dont nous avons bénéficié à la Station Scientifique du Jungfrauoch.

Bibliographie

- ¹⁾ A. HEYM, M. BIASUTTI et CH. HAENNY, *Helv. Phys. Acta* 29, 435 (1956).
²⁾ R. FAVRE, *Helv. Phys. Acta* 24, 599 (1951), 27, 235 (1954).
³⁾ B. ROSSI, *High-Energy Particles*, Prentice-Hall, New York, 1952, p. 16; BHABHA, MASSEY et CORBEN; p. 61: CHRISTY et KUSAKA; p. 87: BHABHA.

Total neutron cross sections for intermediate nuclei around 4 MeV

by R. RICAMO

(Istituto di Fisica – Università di Catania (Italy))

As pointed out by RAINWATER¹⁾ the potential well of the optical model should depend on A also according to the requirements of the shell model, but presently the optical model allows to describe for instance only the average behaviour of the total neutron cross section as a function of the nuclear mass number A .

We decided therefore to study more carefully the region $20 < A < 40$ where there was not a good fit of the optical model predictions with the few experimental data available especially around 4 MeV²⁾.

We compared at first the existing total neutron cross section data at 3; 4 and 5 MeV with the binding energy of the last neutron in the compound nuclei and observed some regularities. But as the total cross sections were not measured with the same accuracy and the observed effect was small, we preferred to do the measurements once more.

We started measuring the total neutron cross sections for Phosphorus and Sulphur following the well known transmission technique³⁾⁴⁾, with good geometry, using monoenergetic neutrons in the 3 to 5 MeV energy range. Neutrons were produced by the $D(d, n)^3He$ reaction, accelerating deuterons with a 2 MeV HVEC VAN DE GRAAFF against an heavy water ice target. The neutron energy was varied by choosing neutrons emitted at various angles from the direction of deuterons incident on the target. As neutron detector we used a Hornyak scintillator.

The complete results of our measurements done with good resolution (30 to 70 keV) will be published later, here we are only interested in the mean values of the total cross section at 3; 4 and 5 MeV which are to be seen in the figure. The total cross section of P at 4 and 5 MeV is higher than that of S as the absolute value of the binding energy of the last neutron in the compound nucleus is smaller for P .

New total cross section measurements are to be made for the other doublets $Al-Si$ and $Na-Mg$ but these are to be done carefully as the suspected oscillations of the total cross sections are less than 10%.

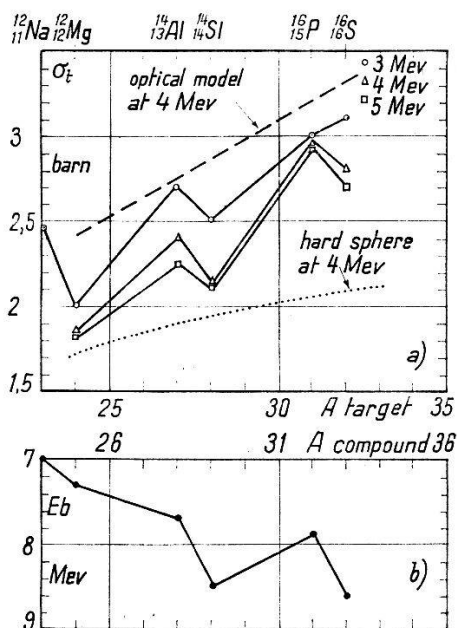


Fig. 1

- a) Experimental total cross sections for 3; 4 and 5 MeV neutrons as a function of A (full line) and total cross section for the potential scattering from a hard sphere for 4 MeV neutrons (dotted line), and calculated with the optical model (dashed line)²⁾.
- b) Binding energies of the last neutron in the compound nuclei.

References

- 1) J. RAINWATER, Handbuch der Physik, S. Flügge, Vol. XL, p. 422.
- 2) F. BJORKLUND, S. FERNBACH, Phys. Rev. 109, 1295 (1958).
- 3) R. RICAMO, Nuovo Cimento 8, 383 (1951).
- 4) R. MEIER, R. RICAMO, P. SCHERRER und W. ZÜNTI, Helv. Phys. Acta 26, 451 (1953).

Restwiderstand von Gallium und Gallium-Legierungen

VON T. FREDERKING

(Institut für kalorische Apparate und Kältetechnik ETH, Zürich)

R. REIMANN

(Forschungsinstitut Aluminium-Industrie-AG, Neuhausen)

Der Restwiderstand (spezifischer elektrischer Widerstand bei 0 °K) von reinen Metallen wird durch geringe Zusätze von Fremdatomen, die spektroskopisch höchstens qualitativ nachweisbar sind, immer noch stark verändert. Durch dessen Messung können daher auch kleinste Konzentrationen von Verunreinigungen quantitativ erfasst werden,

sofern die Beiträge anderer Einflüsse (wie z. B. Gitterfehlstellen) vernachlässigbar klein sind. Im folgenden wird auf Resultate von Messungen an Reingallium (Schmelzpunkt 29,75 °C), das für Halbleiter verwendet wird und Verunreinigungen unter oder bei 1 ppm hat, und Gallium-Legierungen eingegangen.

Als Proben dienten gegossene Drähte, die – besonders bei niedrigem Restwiderstand – möglichst spannungsfrei befestigt waren. Der Durchmesser der Reingalliumdrähte wurde variiert, da bei sehr niedrigem Restwiderstand die mittlere freie Weglänge der Elektronen mit der Drahtdicke vergleichbar wird und infolgedessen eine Widerstandserhöhung eintritt (Weglängeneffekt). Die Herstellung der Legierungen (Drahtdurchmesser 1 mm) aus Gallium der Halbleiterqualität sowie aus Reinstmetallen von JOHNSON-MATTHEY erfolgte durch Zusammenschmelzen in einem Vakuum von ca. 10^{-2} mm Hg. Mit Ausnahme der Legierungen mit Aluminium und Indium, wo ohne weiteres je ca. 1% zulegiert werden konnte, zeigte es sich, dass die Löslichkeit der untersuchten Elemente in Gallium zum Teil sehr gering ist, so dass die vorgesehenen 0,1% bei weitem nicht gelöst werden konnten. Dies trifft insbesondere für Magnesium und Silizium zu. Auf diese Erscheinung soll gelegentlich an anderer Stelle eingegangen werden.

In Figur 1 lassen einige an Reingallium-Drähten erhaltene Resultate den Weglängeneffekt deutlich hervortreten. Vergleicht man die beiden Drähte unter 1 mm \varnothing , so sieht man beim dünnsten Draht eine ähnliche

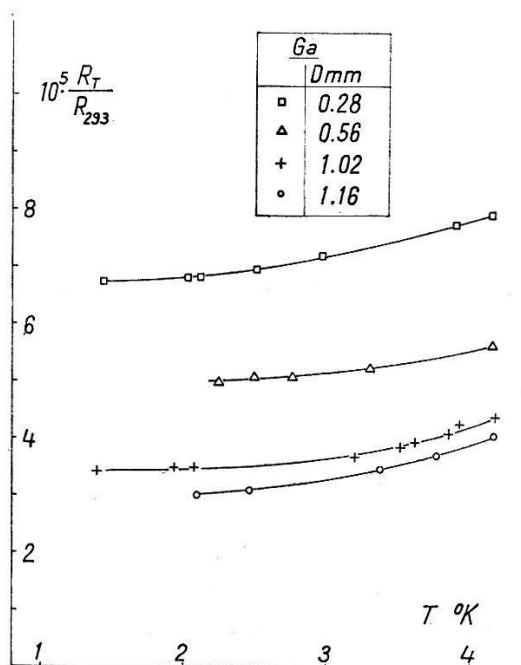


Fig. 1

Widerstandsverhältnis von Reingallium-Drähten als Funktion der Temperatur

Abweichung von der Matthiessenschen Regel, wie sie von OLSEN¹⁾ an hochreinen dünnen Indium-Drähten gefunden und von LÜTHI und WYDER²⁾ gerechnet wurde. (Eine Aussage über die dickeren Drähte ist infolge ungenügender Messgenauigkeit nicht möglich.) Nach NORDHEIM³⁾ ist die relative Widerstandserhöhung dünner Drähte bei Annahme diffuser Reflexion der Elektronen an der Metallwand näherungsweise gleich dem Produkt aus der mittleren freien Weglänge l und dem reziproken Durchmesser

$$(\varrho - \varrho_b)/\varrho_b = l/D \quad (1)$$

(ϱ_b spezifischer Widerstand des unendlich ausgedehnten Metalls (Blockmaterial)). In Fig. 2 ist eine dementsprechende ausgleichende Gerade eingezeichnet, wobei das Restwiderstandsverhältnis der verschiedenen Drähte durch Extrapolation des Widerstandsverhältnisses nach Fig. 1 auf 0° K erhalten wurde. Die Streuungen in Fig. 2 dürften durch den unterschiedlichen Gehalt an Verunreinigungen bedingt sein und sich bei der Herstellung durch Giessen kaum vermeiden lassen. Die Gerade der Fig. 2 liefert ein Restwiderstandsverhältnis des Blockmaterials von etwa $1,5 \cdot 10^{-5}$ und eine mittlere freie Weglänge $l \approx 1,2$ mm, d. h. von der Größenordnung des Durchmessers.

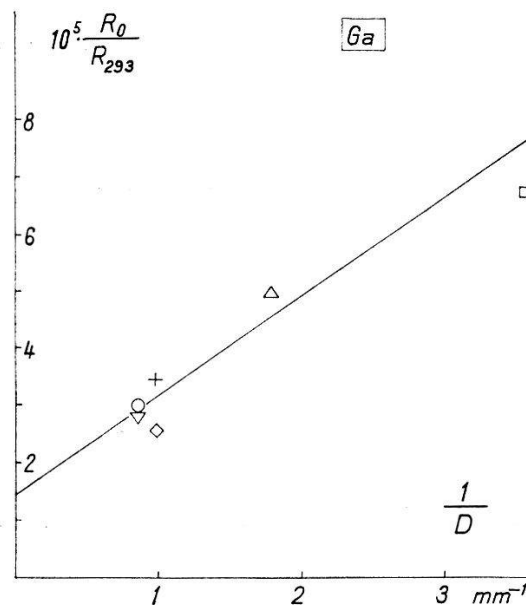


Fig. 2

Restwiderstandsverhältnis von Reingallium-Drähten in Abhängigkeit vom reziproken Durchmesser

Rückschlüsse auf Anisotropieeffekte – der spezifische Zimmertemperaturwiderstand des Galliums liegt zwischen 8 und $55 \mu\Omega \text{ cm}^4$ –

können aus diesen wenigen orientierenden Messungen nur bedingt gezogen werden, doch deuten die Resultate daraufhin, dass das Restwiderstandsverhältnis bei konstant gehaltenen übrigen Grössen unabhängig von der Kristallrichtung ist. Der spezifische Widerstand bei 0° K wäre damit proportional dem spezifischen Zimmertemperaturwiderstand. Trotz unzureichender Beschreibung des anisotropen Metalls gibt das Sommerfeldsche Modell freier Elektronen einen Hinweis auf die elektronischen Eigenschaften. Mit

$$\rho_b \cdot l = \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{1/3} \cdot \frac{h}{e^2} \cdot n^{-2/3} \quad (2)$$

(n Zahl der freien Elektronen je Volumeneinheit, e elektrische Elementarladung, h Plancksches Wirkungsquantum) erhält man bei Einsetzen des mittleren Zimmertemperaturwiderstandes unserer Drähte von rund $20 \mu\Omega \text{ cm}$ (kleinster bzw. grösster Wert: ca. 10 bzw. $40 \mu\Omega \text{ cm}$) $\rho_b \cdot l \approx 3,5 \cdot 10^{-11} \Omega \text{ cm}^2$ und einen Anteil freier Elektronen je Atom von rund $0,1$ (bzw. $0,4$ und $0,05$).

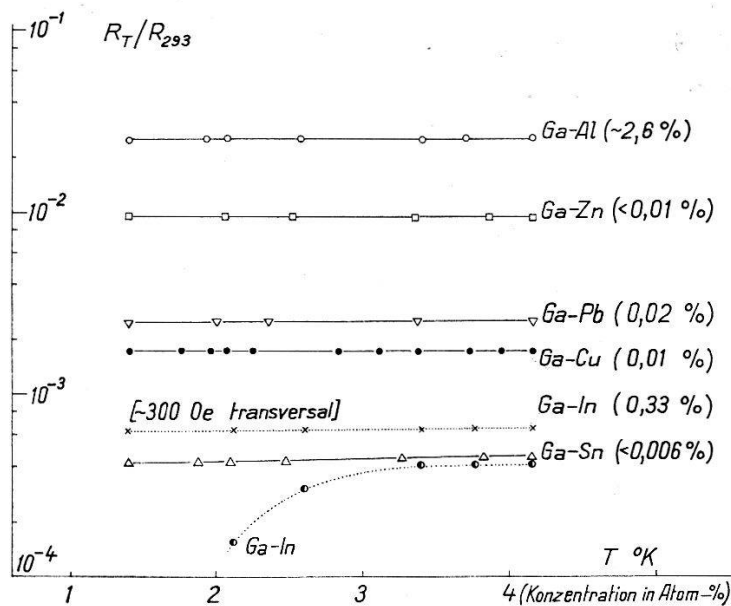


Fig. 3

Widerstandsverhältnis von Galliumlegierungen als Funktion der Temperatur

Die Ergebnisse an Galliumlegierungen (Fig. 3) lassen im untersuchten Temperaturbereich keine groben Abweichungen von der Matthiessenschen Regel erkennen. Bei der Ga-In-Legierung nahm der Widerstand unterhalb 3° K infolge des Einsetzens von Supraleitung ab, war jedoch im überkritischen transversalen Magnetfeld nahezu unabhängig von der Temperatur. Soweit aus unseren Messungen hervorgeht, bleibt der anisotrope Charakter des Galliums bei diesen verdünnten Legierungen

erhalten. Nach LINDE⁵⁾ ist die Widerstandszunahme je Atom-% $\Delta\rho/c$ bei Hinzulegen eines anderen Elements zu einwertigen Metallen von dem Quadrat der Wertigkeitsdifferenz Z der beiden Elemente abhängig:

$$\Delta\rho/c = a + b Z^2 ; \quad a, b \text{ Konstante} \quad (3)$$

Die bis jetzt vorliegenden Resultate lassen noch keine klaren Rückschlüsse auf Abweichungen von Lindes Regel zu, ausserdem hängt bei richtungsunabhängigem Restwiderstandsverhältnis die Widerstandszunahme von der Kristallrichtung ab. Trotzdem ist es nunmehr möglich, für den Bereich der untersuchten Legierungen mit zahlenmässig bekannter Konzentration aus der Restwiderstandsmessung einer unbekannt Probe die ungefähre Maximalkonzentration des Begleitelementes anzugeben.

Literatur

- 1) J. L. OLSEN, Helv. Phys. Acta 31, 713 (1958).
- 2) B. LÜTHI, P. WYDER, Helv. Phys. Acta 33, 667 (1960).
- 3) L. NORDHEIM, Act. Sci. et Ind. No. 131, Paris 1934.
- 4) M. OLSEN-BÄR und R. W. POWELL, Proc. Roy. Soc. A 209, 542 (1951).
- 5) J. O. LINDE, Ann. Phys. [5] 10, 52 (1931); [5] 15, 219 (1932).

Susceptibilité magnétique du Se et du Te entre 80° K et 1300° K

par M. RISI et S. YUAN

(Laboratoire de Physique des Solides E. P. F. Zurich)

Le sélénium est semiconducteur tant à l'état solide qu'à l'état liquide, tandis que le tellure montre un caractère légèrement métallique dans sa phase liquide¹⁾. De plus, à l'état liquide, ces deux éléments ont une structure en chaînes²⁾ de longueur variable³⁾. Le Se et le Te nous permettent donc d'étudier d'abord le comportement de la susceptibilité magnétique lors des transitions semiconducteur-semiconducteur et semiconducteur-«métal», et deuxièmement, l'influence possible de la longueur ou de la structure des chaînes sur la susceptibilité.

Susceptibilité du Se pur

A l'état liquide, le Se est diamagnétique et sa susceptibilité diminue d'environ 20% entre son point de fusion et son point d'ébullition (Fig. 1). L'équation de la courbe a été déterminée par BUSCH et VOGT⁴⁾. A l'état solide, nous obtenons trois valeurs légèrement différentes de la suscep-

tibilité selon le traitement thermique qu'a subi l'échantillon. Les valeurs par cm^3 , à 300°K , sont $-12,6 \times 10^{-7}$, $-13,4 \times 10^{-7}$ et $-14,1 \times 10^{-7}$, et correspondent respectivement à des échantillons ayant une structure prédominante hexagonale, amorphe et monoclinique. Dans les trois cas, la susceptibilité est indépendante de la température.

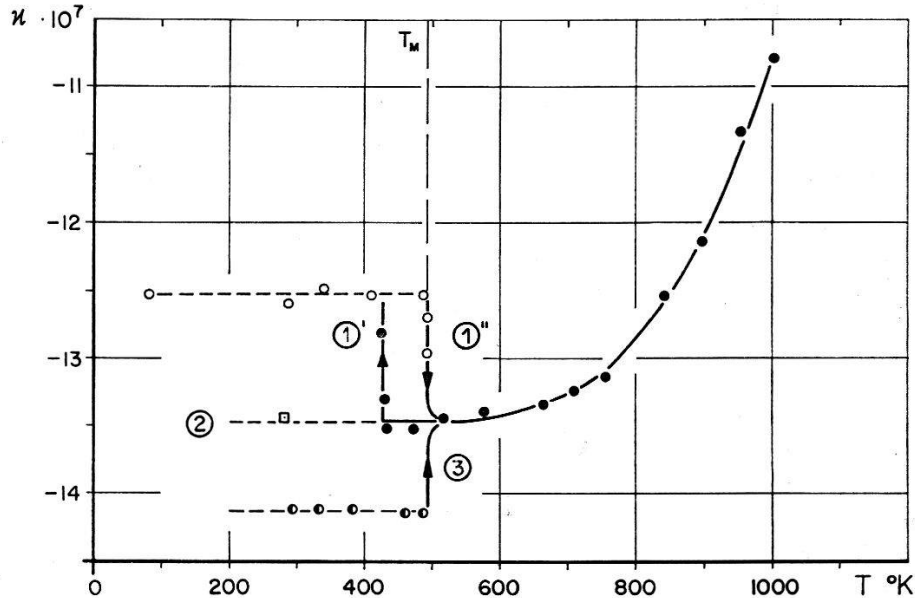


Fig. 1

Susceptibilité par unité de volume χ du Se solide (polycristallin) et liquide.

- Solide { \circ : refroidi lentement à partir de T_M ①' et de nouveau chauffé ①".
 \square : refroidi brusquement de T_M à 280°K .
 \bullet : recuit à 450°K avant les mesures.
- Liquide : \bullet : communs.

Susceptibilité du Te pur

A l'état solide, le Te est diamagnétique et sa susceptibilité varie très peu avec la température (Fig. 2). A 300°K , elle est de $-18,0 \times 10^{-7}$. Au point de fusion, la susceptibilité diminue brusquement de $-15,2 \times 10^{-7}$ à $-7,67 \times 10^{-7}$; à l'état liquide, elle continue à diminuer pour devenir finalement paramagnétique à 980°K et atteindre la valeur de $+2,6 \times 10^{-7}$ à 1286°K .

Susceptibilité du Se contenant des impuretés halogènes

La variation de χ du Se liquide en fonction de la température ne peut s'expliquer uniquement par la variation de la densité⁴⁾.

Le Se étant bivalent, il devrait exister à chaque extrémité des chaînes un électron à spin non-compensé; la rupture des chaînes due à l'augmentation de la température, et par suite, l'augmentation du nombre de ces électrons à spin libre pourrait expliquer en partie la variation du diamagnétisme du Se liquide en fonction de la température. Pour tenter de

vérifier cette hypothèse, nous avons introduit, sous vide ou sous pression, dans les échantillons de Se pur des impuretés de chlore, de brome ou d'iode, à des concentrations variées, espérant provoquer une saturation des spins libres.

L'introduction de ces impuretés n'a malheureusement produit aucun effet sur la variation de la susceptibilité. Il semble, d'après certains de nos résultats expérimentaux, que les halogènes ne se fixent pas dans le Se liquide.

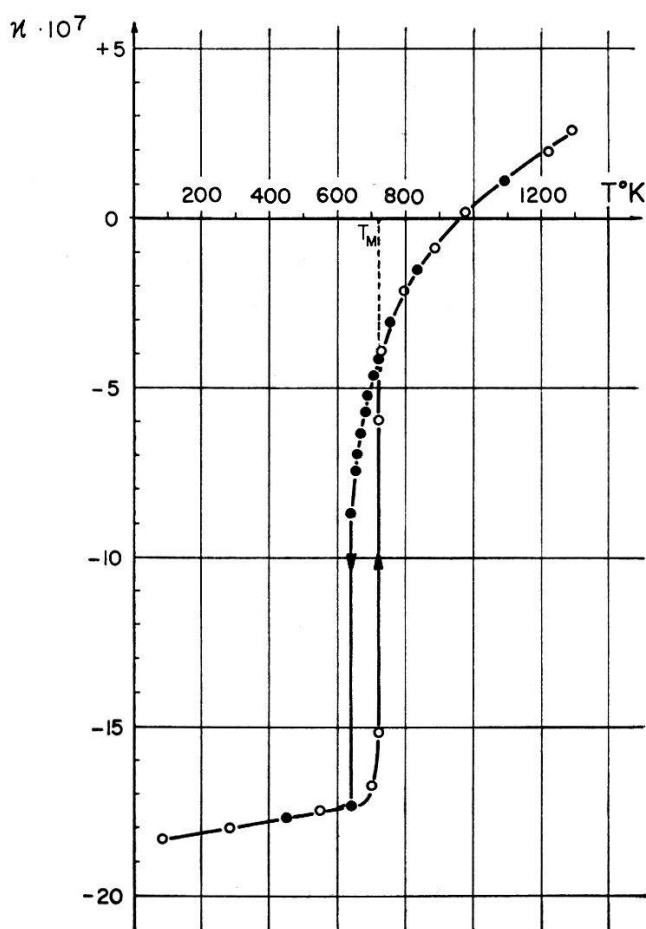


Fig. 2

Susceptibilité par unité de volume χ du Te solide (polycristallin) et liquide

Susceptibilité du Se contenant du Te et du S

Si nous remarquons que le S, le Se et le Te sont trois éléments qui, à l'état liquide, existent sous forme de chaînes de différente longueur, nous voyons l'intérêt qu'il pourrait y avoir à étudier, à une température donnée, la variation de la susceptibilité en fonction de la longueur possible des chaînes dans ces alliages mixtes. Dans les alliages Se-Te, nous trouvons des chaînes mixtes, c'est-à-dire, des chaînes où il y a à la fois des atomes de Se et de Te⁵); nous pouvons faire une hypothèse semblable pour les alliages Se-S.

La susceptibilité du Se contenant jusqu'à 20% de Te varie approximativement comme celle du Se pur, tandis qu'elle varie comme celle du Te pur pour les alliages contenant plus de 50% de Te. Quant à la susceptibilité du Se contenant jusqu'à 50% de S, elle varie comme celle du Se pur. Il faut remarquer cependant que la valeur absolue de la susceptibilité varie légèrement d'un échantillon à l'autre.

Conclusion

Cet étude de la susceptibilité du Se et du Te nous a permis de déterminer sa variation en fonction de la température; de plus, nous constatons qu'une transition semiconducteur-semiconducteur s'accompagne d'un changement de la susceptibilité beaucoup plus faible que celui d'une transition semiconducteur-«métal». Même si nous n'avons pu déterminer quantitativement quelle est l'influence de la structure et de la longueur des chaînes sur la variation de la susceptibilité magnétique, nous obtenons des résultats qualitativement compréhensibles.

Literatur

- 1) A. S. EPSTEIN, H. FRITSCH, K. LARK-HOROVITZ, P. R. 107, 412, 1957.
- 2) A. R. VON HIPPEL, J. Chem. Phys. 16, 372, 1948.
- 3) H. KREBS, W. MARSCH, Z. anorg. Chem. 263, 305, 1950.
- 4) G. BUSCH, O. VOGT, H. P. A. 30, 224, 1957.
- 5) E. GRISON, Technical Report XXXVIII, M. I. T.

Zum Meissner-Effekt in supraleitenden Hohlzylindern

VON H. THOMAS UND R. SOMMERHALDER
(Zürich, IBM lab.)

Wird als ausführliche Arbeit in der Helvetica Physica Acta erscheinen.

Zur Weglängentheorie der elektrischen Leitfähigkeit in Metallen

VON H. THOMAS
(Zürich, IBM lab.)

Wird als ausführliche Arbeit in der Helvetica Physica Acta erscheinen.

Experimente mit einer Ionenquelle für polarisierte Deuteronen

H. R. STRIEBEL, H. RUDIN, P. HUBER, L. BROWN, E. BAUMGARTNER
(Basel, Univ. Phys. Inst.)

Erscheint demnächst

Développement automatique des émulsions nucléaires

C. A. BOVET et E. JEANNET
(Inst. Phys. Neuchâtel)

Un appareil entièrement automatique a été construit pour le développement des émulsions nucléaires. Sa capacité est de 5 dm² d'émulsion avec une utilisation de 1 dm³ de produit chimique. Le remplacement ou la dilution des bains, les changements de température et sa stabilisation sont commandés par un système de programme sur bande transparente et au moyen d'une matrice de connexion. Ce système présente une grande souplesse et une parfaite sécurité.

L'homogénéité du développement par stade chaud humide ainsi que sa reproductibilité à 1% ont été testées.

Une description détaillée a été soumise pour publication dans Rev. Sci. Instrum.