

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 25 (1952)
Heft: VI

Vereinsnachrichten: Compte rendu de la réunion de la Société Suisse de Physique

Autor: [s.n.]

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 01.04.2025

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

Compte rendu de la réunion de la Société Suisse de Physique

à Berne, le 24 août 1952,
à l'occasion de la 132^e réunion annuelle
de la Société Helvétique des Sciences Naturelles.

Président: Prof. Dr. P. HUBER (Bâle)
(en l'absence, à l'étranger, du Prof. Dr. A. MERCIER)
Secrétaires: Dr. P. DINICHERT (Neuchâtel),
Dr. P. DE HALLER (Winterthur).

Partie administrative.

Sont reçus comme membres ordinaires: MM. R. DETRA (Zurich), F. DUBS (Zurich), M. FAUCONNET (Genève), J. DE FRIES (Zurich), H. GERBER (Zurich), E. HONEGGER (Zurich), L. MEYER (Zurich), V. RAEER (Vevey), M. RAUSCHER (Zurich), W. SPILLMANN (Lucerne), W. TRAUPEL (Winterthur), H. R. VOELLMY (Zurich), E. VOLLET (Vevey), R. WALTHARD (Lucerne).

La taxe pour les dépassements du maximum de 2 pages imprimées admis pour les résumés des communications scientifiques présentées aux réunions de la S.S.P. est fixée à Fr. 30.— par page, entière ou entamée. Fr. 20.— iront à la Rédaction des Helv. Phys. Acta, Fr. 10.— à la S.S.P.

Partie scientifique.

Les travaux de Physique appliquée paraissent dans la «Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik».

Untersuchungen über den Dunkelstrom von Photozellen mit Sekundärelektronenvervielfachern

VON N. SCHÄETTI UND W. BAUMGARTNER (ETH., Zürich).

Die Anwendungsmöglichkeiten der Photozellen mit Sekundärelektronenvervielfachern werden in vielen Fällen durch den Dunkelstrom dieser Röhren begrenzt. Dieser Strom setzt sich zusammen aus:

1. der thermischen Emission der Photokathode;

2. einem Ionenstrom, hervorgerufen durch die Ionisation von Gasresten in der Röhre und daraus resultierender Bombardierung der Photokathode durch diese Ionen;
3. einem Verluststrom infolge ungenügender Isolation;
4. einer Feldemission an den Elektroden.

Während die dritte und vierte Komponente durch geeignete Konstruktion der Röhre vernachlässigbar klein, die zweite durch sorgfältige Entgasung der Elektroden und gutes Vakuum in der Röhre weitgehend reduziert werden können, ist die erste durch die Eigenschaften der Photokathode bestimmt. Die thermische Emission der Photokathode ist bei fester Temperatur abhängig vom Kathodenmaterial und nimmt bei den heute verwendeten Photokathoden in der Reihenfolge Cs_2O , Cs-Sb , Li-Sb ab; sie ist um so kleiner, je kurzwelliger die Grenzwellenlänge des Photoeffektes ist.

Es ist nun eine bekannte Erscheinung, dass ein an Licht gelagerter Multiplier bei Inbetriebnahme zunächst einen hohen Nullstrom zeigt, der bei Dunkelheit allmählich auf einen tieferen Wert absinkt. So belief sich die Nullstosszahl von zwei untersuchten Sekundärelektronenvervielfachern zu Beginn auf 1×10^4 Nullstösse/sek., um im Verlaufe einer Woche auf $1,2 \times 10^3$ bzw. 2×10^2 abzufallen. Auf diesen Werten blieben diese Zahlen während der Beobachtungszeit von 1 Monat. Da ein solcher Effekt auch bei Messlicht zu erwarten ist, war ein näheres Eintreten auf seine Eigenschaften von Interesse. Gemessen wurde an zwei 17stufigen Vervielfachern mit Li-Sb -Photokathode¹⁾. Bei beiden Röhren erfolgte die Zählung der Nullstösse bei einer Gesamtverstärkung von 10^8 . Die Röhrenspannungen betragen 3600 bzw. 3000 Volt. Die Impulse der Vervielfacher wurden über einen Verstärker ($V_{\text{max}} = 10^3$) einem Untersetzer zugeführt mit einer maximalen Untersetzung von 2^{15} . Durch Arbeiten im Impulsplateau wurde die Zählung aller Multiplierstösse gesichert.

1. Erhöhung der Nullstosszahl durch Belichtung der Photokathode.

Die Photokathode des Vervielfachers wurde bei spannungslosem Dynodensystem mit einer Wolframlampe belichtet. Der gewählten Belichtungsstärke entsprach ein Photostrom von $1,45 \mu\text{A}$, gemessen am Vervielfachereingang. Nach Abschalten der Lampe wurde der Vervielfacher in Betrieb genommen und die Nullstosszahl gemessen. Die Belichtungszeit wurde von $10''$ bis zu $5'$ erhöht. Fig. 1 zeigt

¹⁾ N. SCHAETTI und W. BAUMGARTNER, ZAMP 1, 268 (1950); Le Vide 6, 1041 (1951). — N. SCHAETTI, ZAMP 2, 147 (1951).

die Nullstosszählerhöhung in Funktion der Belichtungszeit. Aufgetragen ist die Nullstosszahl während der zweiten Minute nach

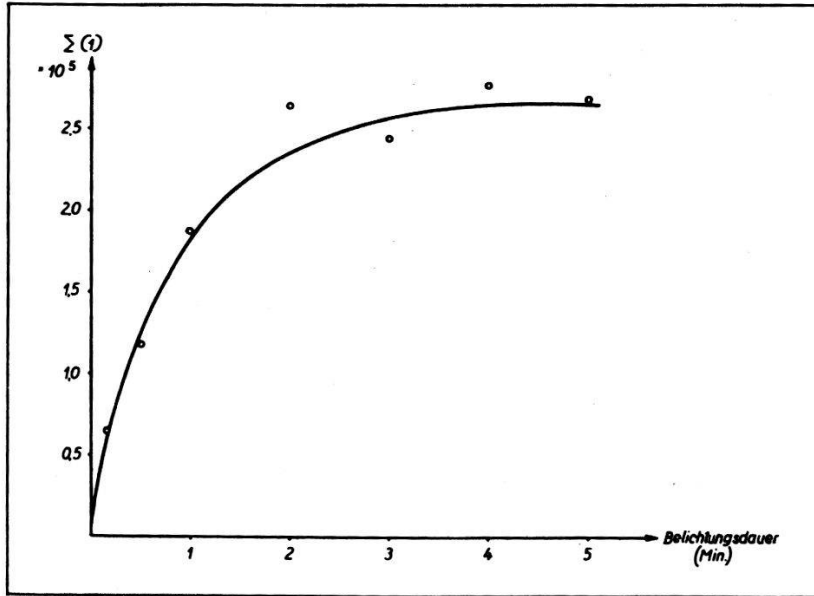


Fig. 1.

der Belichtung. Sie ist sehr beträchtlich, für Belichtungszeiten länger als $2'$, $2,5 \times 10^5$ Stösse. Eine Verlängerung der Belichtungszeit

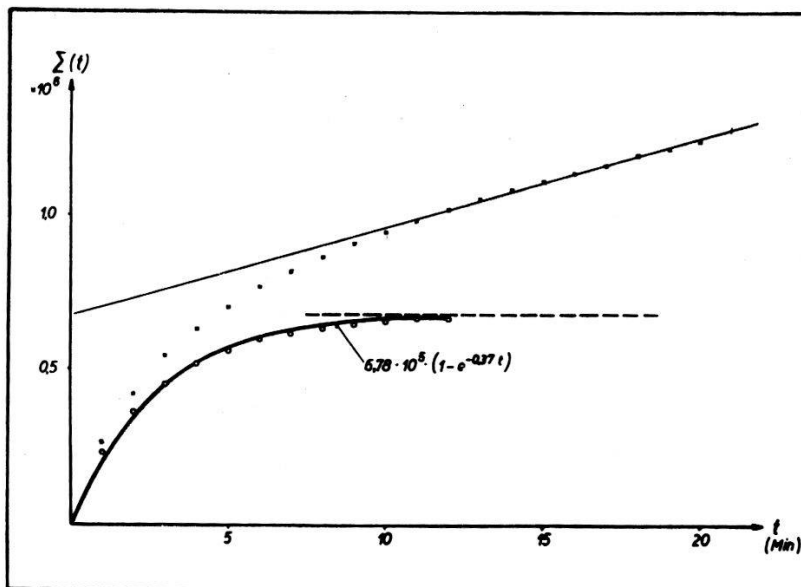


Fig. 2.

über $2'$ hat bei dieser Belichtungsintensität keine weitere Erhöhung der Nullstosszahl zur Folge.

Der Charakter des Abklingvorganges wurde durch Messung der Zeitabhängigkeit der Totalstosszahl $\Sigma(t)$ für die verschiedenen

Belichtungszeiten bestimmt. Fig. 2 gibt $\Sigma(t)$, gerechnet ab Beginn der zweiten Minute nach Belichtung für eine Belichtungszeit von 5'. (Kurve xxxx.) Subtrahiert man den teilweise extrapolierten linearen Anstieg, so erhält man eine Kurve (ooooooo), die sich durch eine Funktion der Form $\Sigma(t) = a(1 - e^{-bt})$ darstellen lässt. Aus ihr entnimmt man einen exponentiellen Abfall der Stosszahl

$$\sigma(t) = \frac{d\Sigma}{dt}.$$

Analoges war bei allen Belichtungszeiten $\geq 1'$ möglich (messtechnisch bedingt). Die Exponenten liegen für ein und denselben Vielfacher nahe beieinander. Der vor Belichtung vorhandene Nullstoss-Wert stellt sich aber erst nach 2–8 Stunden ein. Aus appa-

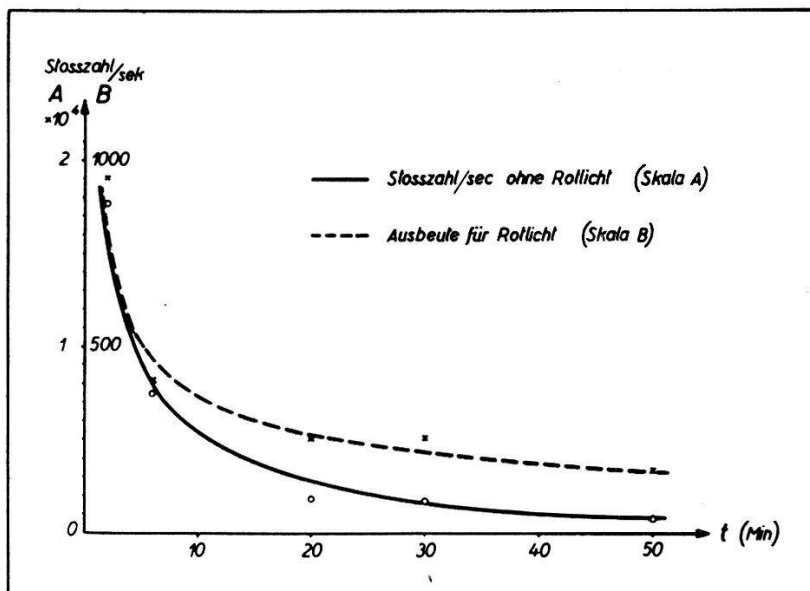


Fig. 3.

rativen Gründen wurden die Messungen vorderhand nicht auf kürzere und längere Beobachtungszeiten ausgedehnt. Die nachfolgenden Ergebnisse beziehen sich daher auf den in Fig. 2 dargestellten Anteil der Nullstosszahl.

2. Erhöhung der Rotempfindlichkeit der Photokathode durch Vorbelichtung.

Die Photokathode wurde mit Rotlicht schwach belichtet, mit und ohne Vorbelichtung. Rotlicht lieferte eine Wolframlampe in Kombination mit Jenaer Filter RG8 und GAB-Interferenzfilter 801 $m\mu$. Vorbelichtung erfolgte wiederum ohne Betriebsspannung.

Die Photokathoden beider Vervielfacher zeigten nach Vorbelichtung eine höhere Rotausbeute. Fig. 3 zeigt, wie die Rotausbeute der Photokathode unmittelbar nach der Vorbelichtung höher ist als im Normalzustand, und dass sie mit dem Abklingen der Nullstösse ebenfalls auf den Normalwert absinkt.

3. „Ausleuchten“ der vorbelichteten Photokathode mit Rotlicht.

Fig. 4 zeigt die Resultate folgender Versuche: Die Photokathode wurde mit Licht der Wellenlänge $420\text{ m}\mu$ (Jenaer Filter BG12 + GAB $420\text{ m}\mu$) während drei Minuten vorbelichtet. Zwei Minuten

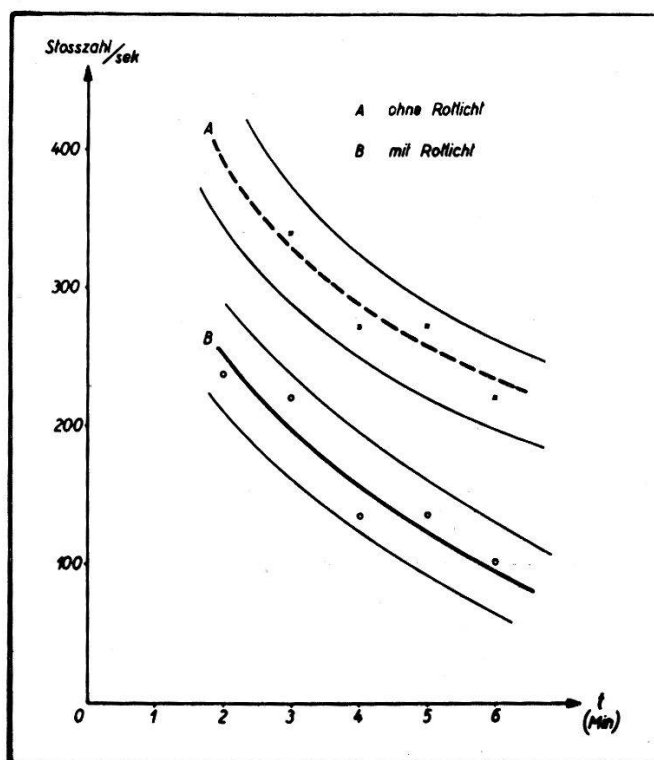


Fig. 4.

später wurde die Erhöhung der Nullstosszahl gemessen. (Kurve A.) Sodann wurde die Kathode wiederum 3 Minuten mit Licht der Wellenlänge $420\text{ m}\mu$ vorbelichtet und anschliessend während $1\frac{1}{2}$ Minuten mit Licht der Wellenlänge $801\text{ m}\mu$ (beides ohne Betriebsspannung). $\frac{1}{2}$ Minute später, somit wiederum 2 Minuten nach der Blau-Vorbelichtung, wurde die Messung der Nullstösse durchgeführt (Kurve B). Die Zahl der Nullstösse war geringer, wenn die Kathode nach der Bestrahlung mit Blau-Licht zusätzlich mit rotem Licht belichtet wurde. Es liegt ein Effekt vor, der an die Ausleuchtung und Tilgung gewisser Phosphore bei Infrarot-Bestrahlung erinnert.

4. Abhängigkeit der Erhöhung der Nullstosszahl von der Wellenlänge der Vorbelichtung.

Die Photokathode wurde mit sichtbarem Licht verschiedener Wellenlänge vorbelichtet und die resultierende Erhöhung der Nullstosszahl gemessen (Fig. 5). Gestrichelt ist die Erhöhung der

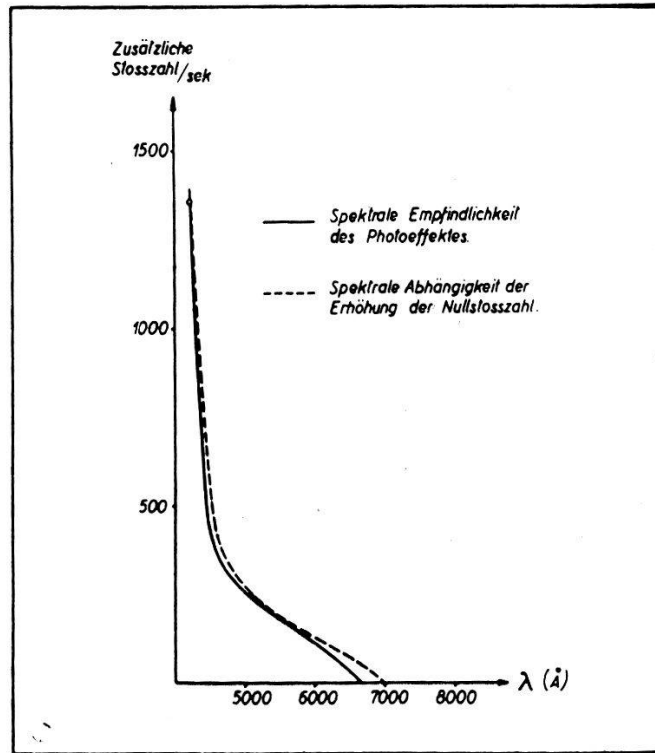


Fig. 5.

Nullstösse in Funktion der Lichtwellenlänge, ausgezogen die spektrale Empfindlichkeitskurve der Photokathode eingezeichnet. Für kürzere Wellenlängen verlaufen beide Effekte im wesentlichen parallel, für langwelliges Licht ist die Nullstosserhöhung ausgeprägter als der Photoeffekt. Dies zeigt das Verhältnis der Effekte für 660 $m\mu$ und 420 $m\mu$:

Effekt	$E_{660} : E_{420}$
Photoeffekt	1 : 90
Nullstosserhöhung	1 : 23

5. Schlussbemerkungen.

Die vorliegenden Ergebnisse zeigen, dass bei einer Photokathode vom Typ Li—Sb und wohl auch bei Cs—Sb jede Belichtung innerhalb ihres Empfindlichkeitsbereiches eine Erhöhung des Dunkel-

stromes zur Folge hat. Da diese Erscheinung auch bei Belichtung im spannungslosen Zustand der Röhre auftritt, muss sie ihren Ursprung in der Kathode selbst haben. Die damit verbundene Erhöhung der Rotempfindlichkeit lässt den Schluss zu, dass durch Belichtung die Austrittsarbeit der Photokathode herabgesetzt wird. Sie wirkt sich als Störung in einer Vergrößerung der thermischen Emission aus. Zuletzt scheint auch der beobachtete Ausleuchteffekt auf Vergleichsmöglichkeiten mit Kristallphosphoren hinzudeuten. In diesem Zusammenhang ist ein Resultat von N. S. KHLEBNIKOV und A. E. MELAMID¹⁾ von Bedeutung, die über Lumineszenzerscheinungen bei der Photokathode Cs—Sb berichten. Die hier besprochene Erhöhung der Nullstosszahl ist noch ausgeprägter, wenn die Vorbelichtung unter Spannung vorgenommen wird.

Untersuchungen über kurze und kürzeste Zeiten, sowie bei stark reduzierter Belichtungsintensität, sollen abklären, ob diese Erscheinungen ebenfalls für die in der Fernsehtechnik beobachteten Schwarzpegelstörungen (Flying-spot-Filmabtaster) verantwortlich sind, sowie für die „delayed emission of single electrons“ von P. W. DAVISON²⁾.

Über eine mögliche Form eines infrarotempfindlichen Vervielfachers

VON W. BAUMGARTNER und N. SCHÄETTI (ETH., Zürich).

Ein Überblick über die kommerziell üblichen Typen von Vervielfacher-Photokathoden zeigt, dass einzig die Cs—Sb-Kathode vertreten ist, dagegen die Cs₂O-Schichten nicht verwendet werden. Das hat unter anderem folgende zwei Gründe:

1. Entsprechend der Grenzwellenlänge von $1,2 \mu$ ist der Dunkelstrom der Cs₂O-Zelle sehr gross, ca. 10^{-12} A/cm².

2. Ein Übertreten von Cs in das mit Sauerstoff beladene Dynodensystem während der Formierung ist kaum zu vermeiden und führt zur Ausbildung lichtempfindlicher Cs₂O-Schichten auf den Prallplatten. Dies wirkt sich in instabilen Eigenschaften des Multipliers aus. Auch widersprechen sich die optimalen Formierungsbedin-

¹⁾ N. S. KHLEBNIKOV und A. E. MELAMID, Dokl. Akad. Nauk SSSR, **63**, 694 (1948).

²⁾ P. W. DAVISON, Nucleonics **10**, 33, März 1952.

gungen der Photokathode und des Dynodensystemes. Es liegt deshalb nahe, eine Frequenztransformation des einfallenden Lichtes in Richtung kürzerer Wellenlängen vorzunehmen und damit besser beherrschbare Verhältnisse zu erreichen. Ein solcher Transformator ist vorhanden in Gestalt der durch Infrarot-Stimulation ausleuchtbaren zweikomponentigen Infrarot-Phosphore¹⁾. Eine Photokathode, die für das grüne Stimulationslicht eines Ce-Sm-Phosphors, aber nicht oder nur wenig für das Nachleuchten des Sm emp-

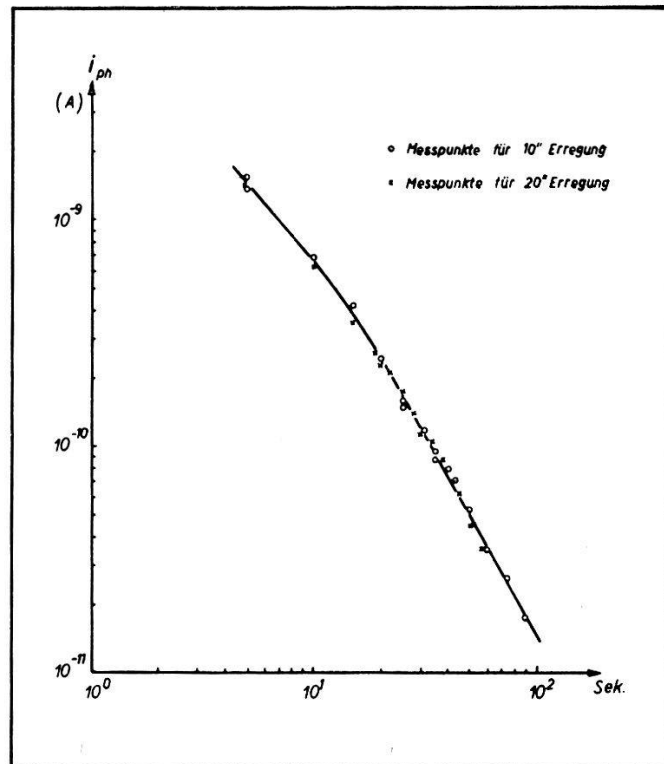


Fig. 1.

findlich ist, gestattet, das durch Stimulation gelieferte Licht bevorzugt festzustellen. Ein geeigneter Typ, der sich mit guter Empfindlichkeit herstellen lässt, ist Li—Sb.

Bis jetzt ist folgender Aufbau geprüft worden: Auf die Aussen-seite der Glaswandung der Photozelle (Li—Sb) wird der Phosphor aufgebracht in einer Schichtdicke von ca. 0,1 mm. Erregt und stimuliert wird von der der Photokathode abgewandten Seite. Diese Art hat den Vorteil einer festen Verbindung Phosphor-Kathode. Dagegen ist die optische Kopplung durch Streuung und

¹⁾ F. URBACH, D. PEARLMAN, H. HEMMENDINGER, J. Opt. Soc. **36**, 372 (1946); P. BRAUER, Zt. f. Natf. **1**, 70 (1946).

Absorption des Phosphormaterials beeinträchtigt. An solcher-massen angeordneten Schichten wurden folgende, zur Beurteilung der Möglichkeiten nötige Messungen durchgeführt:

- a) Abklingen des Sm-Leuchtens.
 - b) Bestimmung des Abfalls der Stimulationsfähigkeit im Dunkel und bei Beleuchtung mit Infrarot.
 - c) Spektrale Verteilung der Empfindlichkeit.
 - d) Auswirkung des durch die Zimmertemperatur bewirkten „Ausheizens“ auf den Dunkelstrom des Multipliers.
- a), b) und c) wurden mit Li—Sb-Photozellen, d) am Vervielfacher direkt ausgemessen.

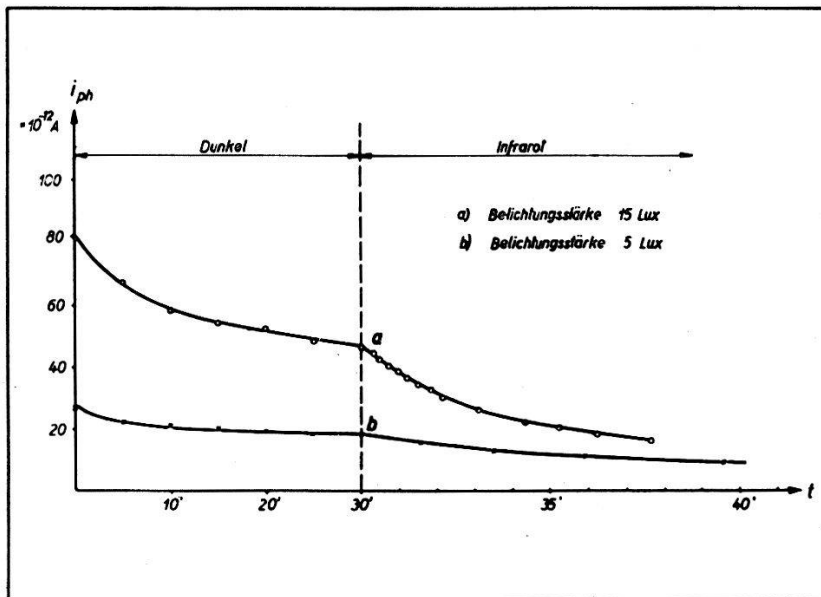


Fig. 2.

Ad a: Erregt wurde mit Quecksilberlampe während 10 Sek. und 20 Sek., beobachtet nach weiteren 100 Sek. Das Ergebnis ist in Figur 1 aufgetragen.

Bei einer Verstärkung von 10^8 und Dunkelstrom von 10^{-6} A würde danach der durch Sm-Leuchten erzeugte Photostrom nach 8 Std. auf den Betrag des Dunkelstroms abgefallen sein.

Ad b: Der Phosphor wird während 20 Sek. erregt. Dann erfolgt mit einer Infrarotquelle (Weisslichthelligkeit z. B. 15 Lux) alle 5 Min. eine kurze Stimulation, und der Photostrom wird bestimmt. 30 Min. nach Erregung wird dann dauernd stimuliert und der Abfall aufgenommen. Das Ergebnis zeigt Figur 2.

Weitere Messungen haben ergeben, dass nach Verlauf von 3 Std. nach Erregung die Stimulationsfähigkeit etwa noch $\frac{1}{2}$ — $\frac{1}{3}$ ausmacht und sich später im Verlauf von 1 Std. nicht merklich ändert.

Ad c: Der Phosphor wird vor jeder Einzelmessung während 20 Sek. erregt. Nach weitem 100 Sek. erfolgt Ausmessung mittels Monochromator und Thermoelement. Zuzufolge linearer Abhängigkeit der Helligkeit von der einfallenden Infrarotenergie¹⁾ ist Umrechnung auf Clb/Erg direkt möglich. (Fig. 3.) Der links ansteigende Ast stammt natürlich von der Li—Sb-Kathode.

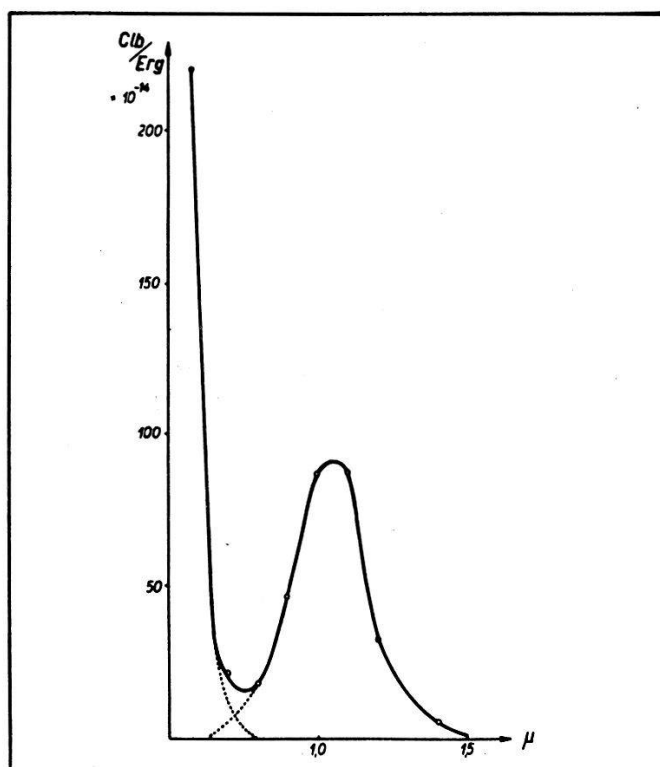


Fig. 3.

Ad d: Der auf Li—Sb-Vervielfacher aufgebrachte Phosphor wurde erregt und dann im Dunkeln belassen. Nach 3 Tagen betrug der Dunkelstrom bei Verstärkung 10^8 $1 \mu\text{A}$ gegenüber $0,05 \mu\text{A}$ ohne Phosphorbelag.

Folgerungen für einen Standard Vervielfacher mit Verstärkung 10^8 und Dunkelstrom 10^{-6} A: Das Sm-Nachleuchten liefert 8 Std. nach Erregung noch $1 \mu\text{A}$ Dunkelstrom. Eine entsprechende Frist muss also bis zur Verwendung zu Messzwecken eingehalten werden. Für Weisslichthelligkeit von 1 Lux liefert die Kathode mit UG 6-

¹⁾ F. URBACH, H. HEMMENDINGER, D. PEARLMAN in „Solid luminescent materials“, New York 1948, S. 279.

Filter 2 mm $3,7 \times 10^{-12}$ A, bei einer Zellenfläche von 2 cm². Der Ausgangstrom des Vervielfachers wäre also 370 μ A. Nach ELLICKSON¹⁾ ist der Abfall der stimulierten Helligkeit durch ein Gesetz der Form:

$$B(t) = B_0 (H \times t)$$

erfassbar, wo B_0 = Anfangshelligkeit und H = Belichtungsstärke des Infrarot. Für 15 Lux ist die Halbwertszeit 4 Min., also bei 1 Lux gerade 1 Std. Der Output des Multipliers würde also innert 1 Std. von 370 μ A auf 185 μ A abfallen. Aus entsprechenden Überlegungen lassen sich die Verhältnisse in Spezialfällen leicht übersehen.

Vergleich mit Cs₂O: Das Empfindlichkeitsmaximum des Phosphor liegt nach Kurve bei 1,05 μ . Sein Wert beläuft sich auf $8,7 \cdot 10^{-13}$ Clb/Erg. Der entsprechende Wert für Cs₂O ist $5 \cdot 10^{-11}$ Clb/Erg, also ein Unterschied um den Faktor 57. Nochmals einen Faktor 50 ergibt das Verhältnis der Empfindlichkeiten von Li—Sb im blauen Licht und Cs₂O bei 1 μ . Das bedeutet, dass eine Messung von nicht scharf gefiltertem Infrarotlicht, auch mit sehr schwachem Blauanteil, zu völlig falschen Resultaten führen kann. Etwas besser scheint es mit dem Dunkelstrom bestellt zu sein. An der 1. Dynode des Standardvervielfachers würde er 10^{-14} A betragen gegenüber 10^{-11} A bei flächengleicher Cs₂O-Kathode. Inwieweit die gewählte Schichtanordnung durch ihre ungünstige optische Kopplung die angegebenen Werte bestimmt, sollen weitere Versuche aufklären.

Sur la liaison entre les effets magnétogalvaniques transversaux et la résistivité

par A. L. PERRIER (Lausanne).

I. Des publications antérieures (dès 1927) de l'auteur ont montré entre autres propriétés générales des phénomènes magnétogalvaniques et magnétothermoélectriques que leurs manifestations transversales et longitudinales sont étroitement liées, *indépendamment même de tout mécanisme microphysique précis*²⁾. Des expériences

¹⁾ R. T. ELLICKSON, J. Opt. Soc. **36**, 264 (1946); R. T. ELLICKSON, W. L. PARKER, Phys. Rev. **70**, 290 (1946).

²⁾ A. PERRIER, Grands et formules théoriques nouvelles... et Interprétation unitaire... Helv. Phys. Acta **3** (1930), pp. 347 et 400.

exécutées depuis lors ont apporté des appuis significatifs à ces idées théoriques¹⁾.

On précise ici des conséquences faisant ressortir le contenu physique des formules établies et des aspects divers que les phénomènes peuvent affecter selon les paramètres introduits pour leur représentation. Les propositions de cette note sont limitées au seul effet Hall isothermique.

II. Prenant en considération les ordres de grandeur des effets, les formules établies montrent que les mesures de magnétorésistance ne sont *pratiquement pas influencées par le pouvoir rotationnel* dans les conducteurs métalliques, à l'exception cependant de ceux du type bismuth. Ce qui suit s'applique seulement à l'influence inverse, celle de la *conductivité sur les effets transversaux*.

III. Pour la description tout à fait générale de l'effet Hall, indépendante des procédés de mesures, l'auteur le considère toujours localement, c'est-à-dire à l'aide des vecteurs champ électrique \vec{E} et densité de courant \vec{J} . En milieu isotrope et en présence d'un champ \vec{H} normal à \vec{E} et \vec{J} , ces deux derniers prennent des directions différentes formant entre elles l'angle φ (rotation magnétogalvanique); les directions de E et J sont prises respectivement comme axes ox' et ox de deux systèmes rectangulaires; on trace dans ce cadre un diagramme «caractéristique» à l'aide duquel on définit les paramètres

$$\varrho_{y'} = E_{y'}/J \quad (1)$$

$$\gamma_y = J_y/E \quad (2)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\varrho_{y'}}{\varrho_0 + \delta\varrho_{x'}} = \frac{\gamma_y}{\gamma_0 + \delta\gamma_x} \quad (3)$$

$\varrho_{y'} = RH$ où R est la constante traditionnelle de HALL, γ_y la *conductivité magnétogalvanique transversale* introduite antérieurement par l'auteur, $\delta\varrho$ et $\delta\gamma$ symbolisent les modifications respectives de la résistivité et de la conductivité provoquées par la présence du champ magnétique.

Ces paramètres sont liés par des dépendances diverses dont voici deux exemples principaux:

$$\gamma = \frac{\varrho_{y'}}{(\varrho_0 + \delta\varrho)^2} = \frac{\operatorname{tg} \varphi}{\varrho_0 + \delta\varrho} \quad \varrho_{y'} = \frac{\gamma_y}{(\gamma_0 + \delta\gamma)^2} = \frac{\operatorname{tg} \varphi}{\gamma_0 + \delta\gamma}.$$

¹⁾ J. P. JAN, Nouvelle représentation... Helv. Phys. Acta **22** (1949), p. 581; Effet Hall et température... Helv. Phys. Acta (1952), à paraître.

L'effet HALL peut être représenté à volonté par l'un ou l'autre de ces trois paramètres, mais sa description change souvent complètement d'aspect selon lequel on choisit; voici quelques exemples.

IV. a) Conditions habituelles: température constante, ρ variant peu avec le champ. Alors aussi bien ρ_y que γ_y et $\text{tg } \varphi$ varient dans le même sens avec H , voire toutes proportionnellement.

b) H constant, t variable, ρ_0 varie fortement, elle tend en particulier vers 0 aux très basses températures; l'expérience a montré que R varie peu et tantôt dans un sens, tantôt dans l'autre; alors la résistivité devient déterminante, et $\text{tg } \varphi$ varie sensiblement comme $1/\rho_0$ et γ_y comme $1/\rho_0^2$; les trois paramètres donnent ainsi trois descriptions différentes pour l'effet HALL.

c) On examinerait semblablement les divergences de variations dues aux fortes modifications de ρ en fonction du champ ou de l'aimantation à t constante.

On vérifiera la validité des règles générales que voici:

Lorsque le pouvoir rotationnel (φ) varie fortement et la résistivité faiblement, le coefficient de HALL (R) et la conductivité transversale γ_y varient dans le même sens, voire suivant une loi de proportionnalité.

Lorsque, au contraire, la résistivité manifeste une variabilité accentuée, son action peut l'emporter sur celle de la rotation, et l'un des trois paramètres qui expriment cette dernière peut varier en sens inverse des deux autres; de plus, les trois lois sont quantitativement d'allures nettement différentes.

V. Milieux ferromagnétiques. — Les propriétés expérimentales de ces milieux sont à première vue étranges, en tout cas complexes; elles s'éclairent cependant de la manière la plus nette à l'aide des vues théoriques rappelées et offrent du même coup une illustration remarquable aux règles précédentes: la température s'abaissant à partir du point de Curie, la *rotation spontanée* s'élève tout d'abord selon une pente très abrupte ($d\varphi/dt$ part en principe de l' ∞) en partant de 0, tandis que la résistivité diminue, mais moins fortement et à partir d'une valeur *finie*; l'action de φ est tout d'abord prépondérante et les paramètres représentatifs accusent tous trois une *croissance rapide* de l'effet HALL; ensuite, la variation de φ s'atténuant progressivement, cependant que la résistivité continue à baisser suivant une pente sensiblement régulière, son action finit par l'emporter, R passe alors par un maximum accentué, puis s'abaisse de plus en plus; γ au contraire s'élève continuellement suivant une loi d'allure hyperbolique.

Le principe de cette interprétation a été signalé déjà dans les publications précitées.

Superconducteurs. — Une des particularités si nombreuses et caractéristiques de cet état, l'absence totale de manifestations magnétogalvaniques, a été expliquée de diverses façons; j'en ai esquissé brièvement une autrefois, laquelle se base sur la remarque que l'existence d'un champ électrique dans un milieu superconducteur est contradictoire à la notion même de superconduction. Mais cela implique seulement l'impossibilité d'une différence de potentiel transversale, différence de potentiel qui est le fondement de la mesure traditionnelle de l'effet HALL. Mais cela n'implique pas du tout l'impossibilité d'une rotation φ des lignes de courant qui pourrait être décelée expérimentalement (formule (3) ci-dessus); ce, naturellement, si l'extinction du champ magnétique (MEISSNER) n'est pas elle-même totale dans la nappe pelliculaire de supercourants.

La presque totalité des expériences effectuées jusqu'ici sur l'effet HALL ne permettent pas des affirmations pertinentes sur ses caractères et son mécanisme en raison du fait qu'il y était mesuré isolément. Car il convient de répéter avec insistance ce résultat essentiel des recherches ici rappelées que la connaissance complète de l'effet transversal suppose celle de la résistivité, obtenue sur les mêmes échantillons et dans des conditions identiques.

Austauschreaktionen von ^{60}Co zwischen festen Kobaltverbindungen und Lösung

von W. BUSER, W. FEITKNECHT und U. IMOBERSTEG

(Institut für anorganische, analytische und physikalische Chemie, Universität Bern).

Über Austauschreaktionen und Ionenwanderung in Festkörpern bei höhern Temperaturen ist viel gearbeitet worden. Bei gewöhnlicher Temperatur sind diese Vorgänge noch wenig untersucht. Das Tatsachenmaterial, das in diesen Versuchen zusammengetragen wurde, gibt kein einheitliches Bild.

So wurde einesteils ein rascher und vollständiger Austausch zwischen fester Phase und Lösung gefunden, der auf Ionenwanderung in der Festkörperverbindung^{1) 2)} (Ag-Halogenide) oder auf Umkristallisation³⁾ (schwerlösliche Bleisalze) beruhen kann. Z. T. wird zwischen den beiden Vorgängen nicht unterschieden^{4) 5)}. Andernteils wurde festgestellt, dass viele Verbindungen sich nur

oberflächlich an Austauschreaktionen beteiligen⁶), wobei intakte Netzebenen u. U. nicht an der Reaktion teilnehmen⁷).

Es ist zu erwarten, dass bei Austauschreaktionen zwischen Festkörperverbindungen und Lösungen dem Gitterbau ausschlaggebende Bedeutung zukommt. Zur Abklärung dieser Zusammenhänge wurden Austauschversuche mit Kobaltverbindungen ausgeführt, wobei Stoffe mit Strukturen von bekanntem Gitterbau und verschiedenem Ordnungsgrad herangezogen wurden. Die benutzten Verbindungen sind in der Tabelle aufgeführt.

Tabelle.

Bezeichnung	Konstitutionsformel	Struktur	Lit.
A Rotes Co-Hydroxyd	Co(OH)_2	Einfachschichtengitter C_6 -Typ	⁸⁾
B Rotes basisches Co-Chlorid	$\text{Co(OH)}_{1,15}\text{Cl}_{0,5}$	Raumgitter ähnlich Atakamittyp	⁹⁾
C Grünes basisches Co-Chlorid	$4 \text{Co(OH)}_2 \langle \begin{smallmatrix} \cdots \\ \cdots \\ \cdots \end{smallmatrix} \rangle \text{Co(OH)Cl}$	Doppelschichtengitter, ungeordnete Zwischenschicht	¹⁰⁾
D Grünes basisches Co-Nitrat	$4 \text{Co(OH)}_2 \langle \begin{smallmatrix} \cdots \\ \cdots \\ \cdots \end{smallmatrix} \rangle \text{Co}_{1,25}\text{OH(NO}_3)_{1,5}$	Doppelschichtengitter, ungeordnete Zwischenschicht	¹¹⁾
E Co(II)-hexacyanoferrat(II)	$\text{CoII}[\text{CoIIFeII(CN)}_6]$	Raumgitter mit Gitterlücken	¹²⁾

Die Festkörperverbindungen wurden bei Zimmertemperatur in Kobaltlösung aufgeschlämmt. Bei einem Teil der Versuche wurde der Austausch aus der Lösung in den Festkörper gemessen, indem bei Versuchsbeginn aktives ^{60}Co zu der Lösung zugefügt wurde. Bei einem andern Teil wurde der Austausch aus dem Festkörper in die Lösung verfolgt, indem die feste Phase mit aktivem ^{60}Co präpariert wurde. Bei den sauerstoffempfindlichen Produkten wurden die Versuche in einer Stickstoffatmosphäre ausgeführt.

Die beiden Verbindungen *A* und *B*, die ein völlig geordnetes Kristallgitter aufweisen, zeigen nur einen geringen Austausch, der auf die Oberfläche beschränkt ist. Bei völlig stabilen Produkten ist die Reaktion nach wenigen Minuten bereits vollständig. Bei ungenügend gealterten Produkten schreitet der Austausch nach der raschen Anfangsreaktion noch langsam weiter, was auf Umkristallisationsvorgänge zurückzuführen ist.

Ganz anders verhalten sich die Verbindungen C und D mit Doppelschichtengitter. Hier sind zwischen gut geordneten Schichten von Kobalhydroxyd ungeordnete Schichten von basischem Salz eingelagert, was durch die Konstitutionsformeln in der Tabelle angedeutet ist. Innert ca. 60 Minuten findet ein völliger Austausch zwischen den ungeordneten Gitterbestandteilen und der Lösung statt. Die Kobaltionen in der Zwischenschicht sind beweglich und können offensichtlich leicht wandern. Der Austausch ist etwas grösser, als für die Zwischenschicht allein berechnet wird, weil die Reaktion an der Oberfläche mit zu berücksichtigen ist. Bei stabilen Produkten findet eine Austauschreaktion mit dem gut geordneten Hauptgitter praktisch nicht statt, bei ungenügend gealterten ist ein grösserer Austausch festzustellen, was wieder auf Umkristallisationsvorgänge zurückgeführt wird.

Ein ähnliches Verhalten wie die basischen Kobaltsalze zeigt die Verbindung E, die eine andere Kristallstruktur besitzt. Hier liegt ein kubisches Raumgitter aus Co^{2+} und $\text{Fe}(\text{CN})_6^{4-}$ Ionen vor, das beträchtliche Hohlräume sowie negative Überschussladungen aufweist, $[\text{CoFe}(\text{CN})_6]^{+}$. In diesen Hohlräumen befinden sich, statistisch verteilt, zusätzliche Kationen zur Kompensation der negativen Überschussladungen des Hauptgitters. Die Austauschversuche zeigen, dass nur der Kobaltanteil im Zwischengitter zu einer raschen Austauschreaktion mit der Lösung befähigt ist. Auch hier ist die rasche Reaktion nach ca. 60 Minuten praktisch beendet. Die Kobaltionen im Zwischengitter weisen eine ähnliche Beweglichkeit auf, wie die Kobaltionen in den ungeordneten Zwischenschichten der basischen Salze. Die rasche Reaktion am Anfang wird durch eine langsame abgelöst, bei der auch ein Austausch mit dem Hauptgitter erfolgt.

Diese Versuche zeigen, dass zwischen Gitterbau und Austauschreaktion quantitative Beziehungen bestehen, wenn einheitliche Verbindungen von bekannter Struktur und Stabilität herangezogen werden. Ein Austausch zwischen dem Kristallinnern und der Lösung, d. h. eine rasche Ionenwanderung im Kristallgitter, konnte nur bei den Stoffen mit ungeordneten Kristallbezirken festgestellt werden.

In einem Vorversuch wurde festgestellt, dass die grossen Unterschiede in der Austauschgeschwindigkeit geordneter und ungeordneter Gitterbezirke in Verbindungen vom Typus C, D und E zur Präparation von Isotopen mit hoher spezifischer Aktivität herangezogen werden können, worüber an anderer Stelle berichtet wird.

Wir verdanken die Mittel zur Ausführung dieser Arbeit der Schweiz. Studienkommission für Atomenergie.

Literatur.

- 1) A. LANGER, J. Chem. Phys. **10**, 321 (1942).
- 2) K. E. ZIMENS, Arkiv Kemi Mineral. Geol. **A 23**, No. 16 (1946).
- 3) I. KOLTHOFF und F. EGGERTSEN, Am. Soc. **63**, 1412 (1941).
- 4) B. PULLMAN et M. HAISSINSKY, J. Phys. et Rad. **8**, 36 (1947).
- 5) P. JORDAN, Helv. Chim. Acta **34**, 699 (1951).
- 6) F. PANETH und W. VORWERK, Z. physik. Ch. **101**, 445 (1922).
- 7) K. E. ZIMENS, Arkiv Kemi Mineral. Geol. **A 21**, Nr. 17 (1946).
- 8) W. LOTMAR und W. FEITKNECHT, Z. Kristallogr. (Abt. A) **93**, 368 (1936).
- 9) W. FEITKNECHT, Helv. Chim. Acta **19**, 467 (1936); W. FEITKNECHT und K. MAGET, Helv. Chim. Acta **32**, 1639 (1949).
- 10) W. FEITKNECHT, Helv. Chim. Acta **20**, 177 (1937).
- 11) W. FEITKNECHT und G. FISCHER, Helv. Chim. Acta **18**, 555 (1935).
- 12) Über die Struktur verwandter Verbindungen vgl. R. RIGAMONTI, Gazz. Chim. Ital. **67**, 146 (1937); **68**, 809 (1938).

Ein 30 sec Isomer Au¹⁹⁵*

von O. HUBER, R. JOLY*), P. SCHERRER und N. F. VERSTER**) (ETH., Zürich).

In früheren Arbeiten¹⁾²⁾ haben wir die tiefsten angeregten Niveaus der Kerne ${}_{78}\text{Pt}_{117}^{195}$, ${}_{80}\text{Hg}_{117}^{197}$ und ${}_{80}\text{Hg}_{119}^{199}$ untersucht und nachgewiesen, dass sich die Resultate gut mit dem Schalenmodell interpretieren lassen. Es ist interessant, die Liste dieser g - u -Kerne um Kerne, die benachbarte ungerade Neutronenzahlen aufweisen, zu erweitern, um daraus Rückschlüsse auf das Schalenmodell zu ziehen. Solche Kerne sind das kürzlich untersuchte ${}_{76}\text{Os}_{115}^{191}$ (14h und 15d)³⁾, das ${}_{80}\text{Hg}_{113}^{193}$ (14,5 h und 29 h)⁴⁾ und das ${}_{80}\text{Hg}_{115}^{195}$ (38 h)⁴⁾. Hg^{195} wird von uns gegenwärtig mit Hilfe spektrometrischer Koinzidenzmessungen untersucht. Es zerfällt durch K -Einfang in ${}_{79}\text{Au}_{116}^{195}$. Dabei gelingt es einige Niveaus dieses u - g Folgekerns zu bestimmen und diese mit den angeregten Zuständen von ${}_{77}\text{Ir}_{114}^{191}$ ³⁾, ${}_{79}\text{Au}_{118}^{197}$ ¹⁾⁶⁾ und ${}_{81}\text{Tl}_{122}^{203}$ ⁵⁾ zu vergleichen. Nach dem Einteilchenmodell könnte zwischen den Z -Werten von $50 \leq Z \leq 82$ für u - g -Kerne Kernisomerie auftreten, da in dieser Schale, speziell für das $h_{11/2}$ Niveau grosse Spindifferenzen mit benachbarten Niveaus auftreten. Tatsächlich ist aber nur ein u - g -Kern bekannt, bei dem das $h_{11/2}$ Niveau für die Isomerie verantwortlich ist, nämlich das ${}_{79}\text{Au}_{118}^{197}$

*) Laboratoire Central des Poudres, Paris.

**) Instituut voor Kernfysisch Onderzoek, Amsterdam.

(7 sec), welches aus Hg^{197} durch K -Einfang entsteht¹⁾. Wir haben daher geprüft, ob durch den Zerfall von Hg^{195} im Folgekern Au^{195} ebenfalls ein Isomer angeregt wird. Wenn man die Termschemen der oben erwähnten $u-g$ -Kerne miteinander vergleicht, so ergibt sich für ein mutmassliches Isomer Au^{195*} eine Halbwertszeit, die grösser ist als diejenige des 7 sec Au^{197*} Isomers.

Der radioaktive Kern Hg^{195} entsteht durch $d-4n$ -Prozess aus dem Reinelement Au^{197} . Die Schwellenenergie der Reaktion beträgt ca. 25 MeV⁴⁾. Wir sind Prof. Dr. C. J. BAKKER zu Dank verpflichtet, dass in seinem Institut für uns Hg^{195} hergestellt wurde. Das gesuchte Isomer Au^{195*} konnten wir daraus tatsächlich in folgender Weise abtrennen: da die Muttersubstanz Quecksilber ist, lässt sie sich sehr einfach und schnell im Vakuum verdampfen und zur weiteren Verwendung wieder auf einem Goldplättchen niederschlagen. Das aus dem Hg^{195} entstehende Au^{195*} bleibt quantitativ auf dem Goldträger zurück. Seine Aktivität wurde mit einem β -Zählrohr (1 mgr/cm²) ausgemessen und die Halbwertszeit zu 30 sec bestimmt.

Vorläufige Messungen, die später zusammen mit dem Zerfall der Hg^{195} -Isomere genauer diskutiert werden, zeigen, dass der Grundzustand des Hg^{195} eine Halbwertszeit von $9,5 \pm 0,5$ h besitzt, während die bekannte Periode von 38 h⁴⁾ zu einem angeregten Niveau gehört. Das gesamte Konversionselektronenspektrum des Hg^{195} ist in Fig. 1 dargestellt. Darin enthalten sind die wohlbekanntesten Linien¹⁾ des Zerfalles von Hg^{197} , da dieses Isotop durch $d-2n$ -Prozess ebenfalls aus Au^{197} entsteht. Das Elektronenspektrum des Hg^{195} lässt folgende Interpretation zu: Zwei γ -Strahlen von 122 keV (M_4) und 36 keV (M_1) sind in Kaskade und konvertiert in $\text{Hg}(i_{13/2}-f_{5/2}-p_{3/2})$. Ihre Halbwertszeit beträgt 40 h. Von zwei weiteren γ -Übergängen mit derselben Periode und Energien von 56 keV und 259 keV wurden L und M , resp. K -, L - und M -Konversionslinien gefunden. Aus dem zeitlichen Verlauf der Abklingkurve der L - und M -Konversionslinien einer zugehörigen γ -Strahlung von 61 keV errechnet sich für den Grundzustand von $\text{Hg}^{195}(p_{3/2})$ eine Halbwertszeit von $9,5 \pm 0,5$ h. Denselben zeitlichen Verlauf zeigt auch die Linie bei 99 keV Energie.

Um zu entscheiden, welche dieser erwähnten Linien zum isomeren Übergang gehören, haben wir das abgetrennte Isomer im Spektrometer ausgemessen. Wegen der kurzen Halbwertszeit von 30 sec konnte bei einer Messung nur immer ein Energiewert eingestellt werden und nach einer Messzeit von einer Minute noch eine Linie als Monitor gemessen werden. Als Resultat dieser Untersuchungen haben wir gefunden, dass die Konversionslinien des 56 keV und des

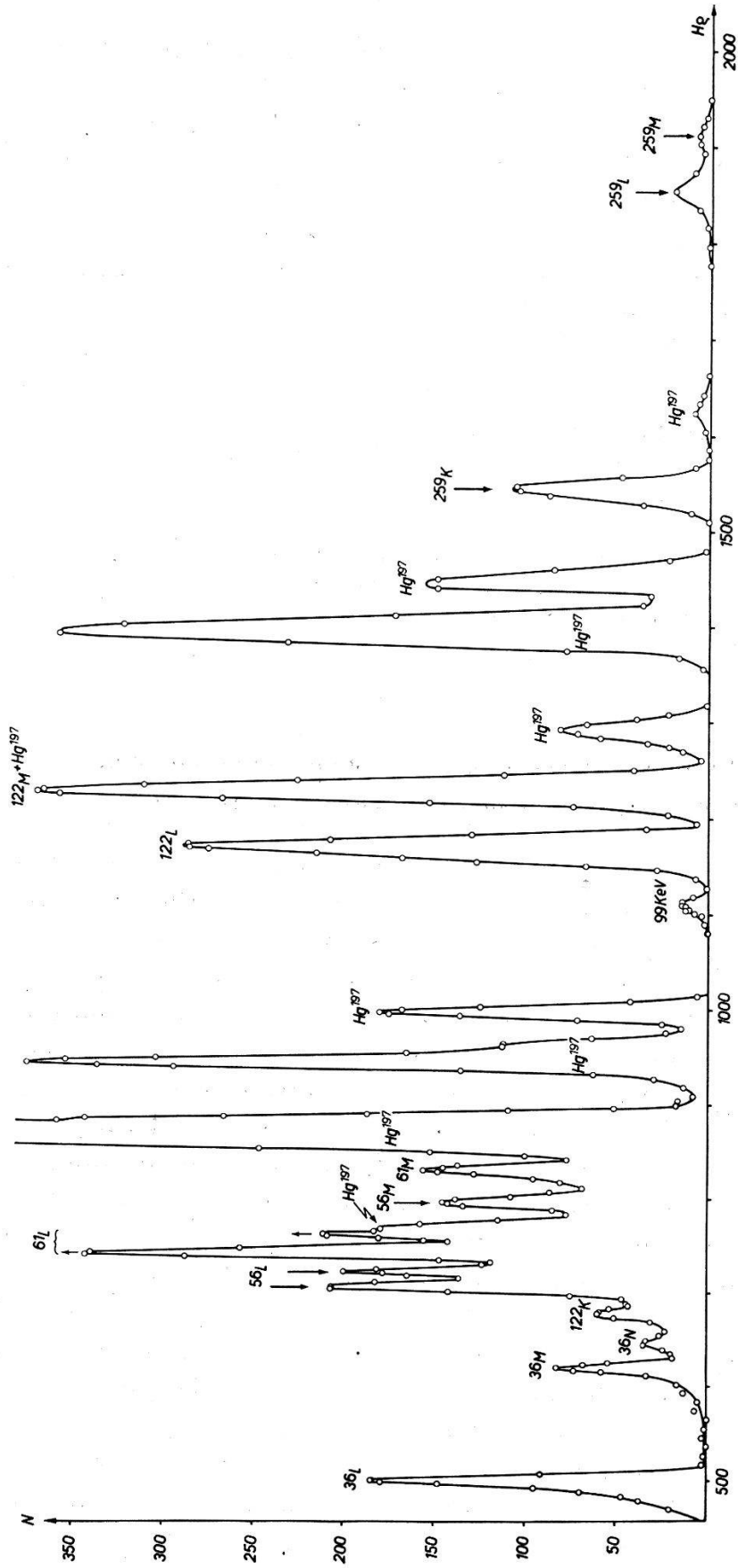


Fig. 1.

Konversionselektronenspektrum von Hg^{195} und (Hg^{197}) . Die mit \downarrow bezeichneten Linien wurden ebenfalls am abgetrennten Isomer Au^{195*} im Spektrometer nachgewiesen.

259 keV Überganges zum Isomer Au^{195*} von 30 sec gehören. Da sie einheitliche Halbwertszeit haben, zerfallen sie ebenfalls in Kaskade. Die γ -Linie von 259 keV wurde ausserdem auch in einem γ -Impulsspektrographen am abgetrennten Isomer nachgewiesen.

Die ausführliche Arbeit des Zerfalles der Hg^{195} -Isomere und der Spinzuordnungen erscheint später in den *Helv. Phys. Acta*. P.-D. Dr. K. BLEULER und Dr. A. DE SHALIT sind wir für wertvolle Diskussionen zu Dank verpflichtet, ebenso Dr. D. MAEDER für die Messungen im Impulsspektrographen.

Literatur.

- 1) O. HUBER, F. HUMBEL, H. SCHNEIDER, A. de SHALIT und W. ZÜNTLI, *Helv. Phys. Acta* **24**, 127 (1951).
- 2) A. DE SHALIT, O. HUBER und H. SCHNEIDER, *Helv. Phys. Acta* **25**, 279 (1952).
- 3) J. B. SWAN and R. D. HILL (unveröffentlichte Mitteilung).
- 4) J. H. MOON and A. L. THOMPSON, *Phys. Rev.* **83**, 892 (1951).
- 5) H. SLÄTIS, K. SIEGBAHN, *Phys. Rev.* **75**, 318 (1949).
- 6) M. GOLDHABER and R. D. HILL, Nuclear Isomerism. (to be published in *Rev. Mod. Phys.*)

Werte des Kernspins nach dem Schalenmodell

von H. J. MAEHLY und P. STÄHELIN (ETH., Zürich).

Nach dem Schalenmodell betrachtet man als nullte Näherung einzelne Nukleonen, die sich mit starker Spin-Bahn-Kopplung in einem Zentralfeld bewegen. Auf diese Weise lassen sich die Eigenschaften der Kerne im Grundzustand weitgehend beschreiben. Beim Versuch, auch angeregte Zustände nach dem Schalenmodell zu behandeln, hat man jedoch erkannt, dass nicht allen beobachteten Anregungsstufen eine Änderung der Konfiguration (d. h. des Besetzungszustandes einzelner Schalen) entsprechen kann. Schon die Grundkonfiguration enthält im allgemeinen neben dem Grundzustand noch eine ganze Anzahl weiterer Terme, deren Zustandekommen man sich etwa als eine verschiedene gegenseitige Orientierung mehrerer Teilchen in einer nur zum Teil gefüllten Schale veranschaulichen kann.

Die folgende Tabelle gibt für jeden Wert des Gesamtspins J darüber Auskunft, wieviele verschiedene Zustände möglich sind, wenn sich in einer äusseren Schale n gleiche Nukleonen aufhalten. Die Schale ist dabei wegen der starken Spin-Bahn-Koppelung durch die Summe j von Spin- und Bahnmoment des einzelnen Nukleons genügend charakterisiert.

Die Werte bis zu $j = 7/2$ konnten dem Buch von CONDON und

SHORTLEY über die Hüllenspektren entnommen werden. Für grössere j wurden sie mit Hilfe einer Rekursionsformel

$$A_s^{n,j} = \sum_{z=n}^{2j+1} A_{s-z}^{n-1, j-\frac{1}{2}}$$

berechnet. Dabei bedeutet $A_s^{n,j}$ die Anzahl der Kombinationen ohne Wiederholung von n ganzen Zahlen ($z_1, z_2 \dots z_n$) aus dem Bereich $1 \leq z_i \leq 2j+1$, wobei die Nebenbedingung $\sum z_i = s$ zu erfüllen ist.

Anzahl der Terme mit Gesamtspin J in der Konfiguration $(j)^n$.

j	n	J = 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19 20 21 22 23 24																								S	
		0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23		24
3/2	2	1	.	1	2
5/2	2;4	1	.	1	.	1	3
7/2	2;6	1	.	1	.	1	.	1	4
7/2	4	1	.	2	.	2	1	1	.	1	8
9/2	2;8	1	.	1	.	1	.	1	.	1	5
9/2	4;6	2	.	2	1	3	1	3	1	2	1	1	.	1	18
11/2	2;10	1	.	1	.	1	.	1	.	1	6
11/2	4;8	2	.	3	1	4	2	4	2	4	2	3	1	2	1	1	.	1	33
11/2	6	3	.	4	3	6	3	7	4	6	4	5	2	4	2	2	1	1	.	1	58
13/2	2;12	1	.	1	.	1	.	1	.	1	7
13/2	4;10	2	.	4	1	5	3	5	3	6	3	5	3	4	2	3	1	2	1	1	.	1	55
13/2	6;8	4	1	7	5	11	7	13	9	13	10	12	8	11	7	8	5	6	3	4	2	2	1	1	.	1	151

a) gerade Nukleonenzahl (ganzzahliger Kernspin).

j	n	2J = 1 3 5 7 9 11 13 15 17 19 21 23 25 27 29 31 33 35 37 39 41 43 45 47 49																								S	
		1	3	5	7	9	11	13	15	17	19	21	23	25	27	29	31	33	35	37	39	41	43	45	47		49
3/2	1;3	.	1	1
5/2	1;5	.	.	1	1
5/2	3	.	1	1	.	1	3
7/2	1;7	.	.	.	1	1
7/2	3;5	.	1	1	1	.	1	1	.	1	6
9/2	1;9	1	1
9/2	3;7	.	1	1	1	2	1	1	1	1	.	1	10
9/2	5	1	1	2	2	3	2	2	2	2	1	1	.	1	20
11/2	1;11	1	1
11/2	3;9	.	1	1	1	2	2	1	2	1	1	1	1	.	1	15
11/2	5;7	1	2	3	4	4	5	4	5	4	4	3	3	2	2	1	1	.	1	49
13/2	1;13	1	1
13/2	3;11	.	1	1	1	2	2	2	2	1	2	1	1	1	1	.	1	21
13/2	5;9	1	3	5	5	7	7	8	8	8	7	8	6	6	5	5	3	3	2	2	1	1	.	1	.	.	102
13/2	7	3	4	7	9	10	11	13	12	13	12	12	10	11	8	8	6	5	4	4	2	2	1	1	.	1	169

b) ungerade Nukleonenzahl (halbzahliger Kernspin).

Zum Nachweis von polarisierten Neutronen aus der (d, d)-Reaktion

von E. BAUMGARTNER und P. HUBER (Basel).

Polarisierte schnelle Neutronen sind offensichtlich für die Untersuchung der spinabhängigen Wechselwirkungen ein ausgezeichnetes Hilfsmittel. SCHWINGER¹⁾²⁾ hat gezeigt, wie es möglich ist, schnelle polarisierte Neutronen und Protonen herzustellen. WOLFENSTEIN³⁾ wies in einer Notiz darauf hin, dass die (d, d)-Reaktion eine Quelle für polarisierte Neutronen sein könnte. Für Neutronenemission unter 45° im Schwerpunktssystem wird der Polarisationsgrad am grössten. Die Polarisationsrichtung steht senkrecht auf der Reaktionsebene. Die Richtung des Neutronenspins kann nicht angegeben werden.

Eine Methode um Spinrichtung und Polarisationsgrad zu bestimmen, liefert die Streuung der Neutronen an Kohlenstoff. Für den Polarisationsgrad P der Neutronen wird der differentielle Streuquerschnitt

$$\sigma = |a|^2 + |b|^2 - 2 \sin \varphi \cdot \zeta (\bar{a}b) \cdot P.$$

Es bedeuten

$$a = \sum_l \frac{Y_l^0}{\sqrt{2l+1}} \{ l e^{i\delta_{l-1/2}} \sin \delta_{l-1/2} + (l+1) e^{i\delta_{l+1/2}} \sin \delta_{l+1/2} \}$$

$$b = \sum_l \sqrt{\frac{l(l+1)}{2l+1}} Y_l^1 \{ e^{i(\delta_{l+1/2} + \delta_{l-1/2})} \sin (\delta_{l+1/2} - \delta_{l-1/2}) \}$$

Y_l^0 normierte Kugelfunktion 1. Art;

Y_l^1 normierte zugeordnete Kugelfunktion 1. Art;

φ Azimut der Streurichtung (Fig. 1);

Θ Streuwinkel (Fig. 1);

$\zeta(\bar{a}b)$ Imaginärteil von $\bar{a}b$;

P $\chi - \xi$;

χ Anzahl der Neutronen mit Spinrichtung in der +X-Achse;

ξ Anzahl der Neutronen mit Spinrichtung in -X;

Normierung $\chi + \xi = 1$.

Für partiell polarisierte Neutronen ist der Streuquerschnitt φ -abhängig. Da $\zeta(\bar{a}b)$ aus den gemessenen Streuphasen an Kohlenstoff⁴⁾ berechnet werden kann, lässt sich aus der φ -Abhängigkeit von σ sowohl Polarisationsrichtung als auch Polarisationsgrad P

¹⁾ J. SCHWINGER, Phys. Rev. **60**, 681 (1946).

²⁾ J. SCHWINGER, Phys. Rev. **73**, 407 (1948).

³⁾ L. WOLFENSTEIN, Phys. Rev. **75**, 342 (1949).

⁴⁾ P. HUBER, E. BALDINGER und R. BUDDÉ, Helv. Phys. Acta **25**, 444 (1952.)

ermitteln. Für die Bestimmung ist die Neutronenstreuung an Kohlenstoff für $\Theta = 90^\circ$ und $\varphi = 90^\circ$ bzw. 270° zu messen. Bezeichnen $\sigma_0 = |a|^2 + |b|^2$, den Streuquerschnitt für unpolarisierte Neutronen, $p = 2 \zeta (\bar{a} b)$, so ergibt sich für das Verhältnis der Streuintensitäten

$$\frac{J_{\varphi=90^\circ}}{J_{\varphi=270^\circ}} = \frac{\sigma_0 - pP}{\sigma_0 + pP}.$$

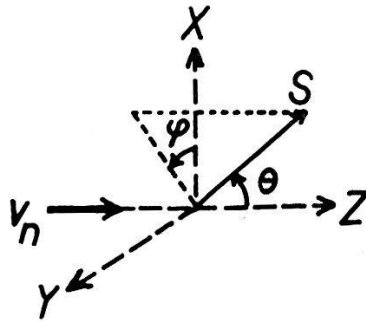


Fig. 1.

Koordinatensystem für die Streuung.

v_n = Geschwindigkeit der einfallenden Neutronen. S = Streurichtung.

$(J_{\varphi=90^\circ}/J_{\varphi=270^\circ})$ lässt sich experimentell bestimmen und σ_0/p kann aus einer früheren Arbeit¹⁾ berechnet werden. Für den Polarisationsgrad erhält man (Fig. 2)

$$P = \frac{\sigma_0 (1 - J_{\varphi=90^\circ}/J_{\varphi=270^\circ})}{p (1 + J_{\varphi=90^\circ}/J_{\varphi=270^\circ})}.$$

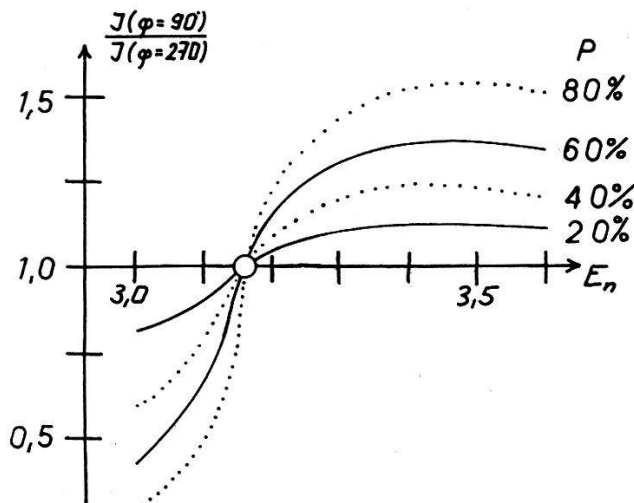


Fig. 2.

$J_{\varphi=90^\circ}/J_{\varphi=270^\circ}$ berechnet für verschiedenen Polarisationsgrad P .

¹⁾ P. HUBER, E. BALDINGER und R. BUDDE, Helv. Phys. Acta **25**, 444 (1952).

Die experimentelle Schwierigkeit der Messung besteht im Neutronen Untergrund. Unsere bisherigen Ergebnisse sind noch zu unsicher um den Polarisationsgrad angeben zu können. Als Monitor und für die Messung der gestreuten Neutronen benutzen wir HORNYAK¹⁾ Detektoren (Lucite und ZnS) und RCA 5819 Multiplier. Den Herren Dr. W. F. HORNYAK und Dr. E. ALBURGER danken wir für die Überlassung solcher Zähler.

¹⁾ W. F. HORNYAK, Rev. Scient. Instr. **23**, 264 (1952).