

## Rein elektrische Anregung von Glow-Kurven

Von K.W. Böer und U. Kümmel

II. Physikalisches Institut der Humboldt-Universität,  
Berlin

(Z. Naturforschg. 9a, 177—178 [1954]; eingeg. am 21. Januar 1954)

Zum Nachweis von Hafttermen in der verbotenen Zone von Kristallphosphoren und deren Besetzung mit Elektronen ist die Methode der Glow-Kurven seit langem bekannt<sup>1</sup>.

Hierbei werden die Terme durch vorherige optische Anregung zuerst bei relativ tiefen Temperaturen mit Elektronen aufgefüllt. Wird dann die optische Anregung abgeschaltet, so bleiben die Elektronen in den Hafttermen gefangen, solange die Temperatur so niedrig gehalten wird, daß keine merkliche Wahrscheinlichkeit für ihre thermische Anregung ins Leitungsband besteht. Durch Temperaturerhöhung mit konstanter Erwärmungsgeschwindigkeit werden nun successive zunächst flache und dann immer tiefere Haftterme durch thermische Anregung der in ihnen gefangenen Elektronen entleert.

Die nunmehr angeregten Elektronen machen sich dann in Kristallphosphoren durch ihre Lumineszenz (eigentliche Glow-Kurven) bzw. in Photoleitern durch ihren Beitrag zur elektrischen Leitfähigkeit (elektrische Glow-Kurven)<sup>2, 3</sup> bemerkbar.

Lange bekannte Untersuchungen von Gudden und Pohl<sup>4</sup> (Aufleuchten eines zuvor optisch angeregten ZnS-Phosphors beim Anlegen hoher Feldstärken), eigene Voruntersuchungen am CdS<sup>5</sup> sowie theoretische Überlegungen von Franz<sup>6</sup> machen es sehr wahrscheinlich, daß Elektronen aus Termen in der verbotenen Zone durch angelegte elektrische Felder ins Leitungsband gelangen können und sich hier durch ihren Beitrag zur Leitfähigkeit oder Lumineszenz bemerkbar machen.

Es lag daher nahe, besonders bei Einkristallen, bei denen einfache elektrische Bedingungen hergestellt werden können, die successive thermische Anregung der Elektronen in den Hafttermen durch eine rein elektrische Anregung zu ersetzen. Treten bei diesen Messungen dann den Glow-Kurven ähnliche Erscheinungen auf, so dürfte dies wohl als weiterer wichtiger experimenteller Hinweis auf eine mögliche, rein elektrische Anregung von Elektronen aus Termen in der verbotenen Zone zu werten sein.

Von uns wurden nun in diesem Zusammenhang Messungen mit einer Meßanordnung gemäß Abb. 1 durchgeführt. Das mit gegenüberliegenden Flächenelektroden versehene CdS-Einkristallplättchen KR wurde über einen Schutzwiderstand R (zur Verhinderung eines materialzerstörenden Durchschlages) an eine variable

Spannungsquelle  $U$  angeschlossen, die eine von Null an mit konstanter Geschwindigkeit zunehmende Spannung lieferte. Die Leitfähigkeit wurde mit einem Galvanometer gemessen, dessen Empfindlichkeit so geregelt wurde, daß diese mit wachsender Spannung  $U$  entsprechend  $1/U$  abnahm. Die parallel zum Galvanometer liegende Kapazität  $C$  hatte den Sinn, die in dem Gebiet kurz vor dem elektrischen Durchschlag auftretenden kurzzeitigen Leitfähigkeitsschwankungen zu glätten und im wesentlichen eine Messung der freigesetzten Ladungsmengen zu gestatten.

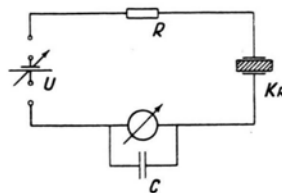


Abb. 1. Prinzipschaltbild der Meßanordnung.

Kurve 1 in Abb. 2 gibt eine solche Leitfähigkeitsmessung nach vorangegangener optischer Anregung, also nach Füllung der Haftterme mit Elektronen wieder. Die Leitfähigkeit wächst bereits von geringen Feldstärken bis in das eigentliche Durchschlagsgebiet  $E_D$  hinein stark an.

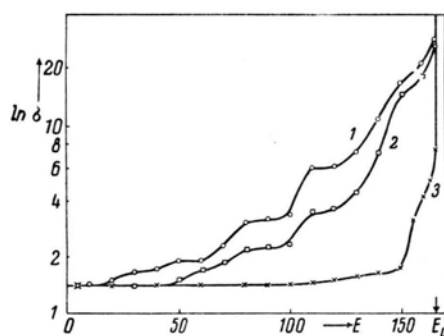


Abb. 2. Leitfähigkeit eines CdS-Einkristalls  $\sigma$  [willkür. Einheiten] als Funktion der successiv erhöhten, angelegten Feldstärke  $E$  [willkür. Einheiten];  $T = -150^\circ\text{C}$ . 1: 2 Min. nach Abschaltung der optischen Anregung; 2: 50 Min. nach Abschaltung der optischen Anregung; 3: direkt (ohne optische Anregung) an Kurve 1 angeschlossen.

An diese Kurve wurde direkt, ohne vorherige erneute optische Anregung eine zweite, sonst analog ausgeführte Messung angeschlossen, die Kurve 3 derselben Abbildung wiedergibt. Hier nimmt nun die Leitfähig-

<sup>1</sup> G. F. J. Garlick, Luminescent Materials, Clarendon Press, Oxford 1949.

<sup>2</sup> J. T. Randall u. M. H. F. Wilkens, Proc. Roy. Soc. [London], Ser. A 184, 369 [1945].

<sup>3</sup> K. W. Böer, Ann. Physik 10, 20 [1952]; K. W. Böer u. W. Borchardt, Fortschr. Physik 1, 184 [1953].

<sup>4</sup> B. Gudden u. R. Pohl, Z. Physik 17, 334 [1923].

<sup>5</sup> K. W. Böer, U. Kümmel u. R. Rompe, Z. physik. Chem. 200, 180 [1952]; K. W. Böer u. U. Kümmel, Z. physik. Chem. 200, 193 [1952]; K. W. Böer u. U. Kümmel, Ann. Physik, in Vorbereitung.

<sup>6</sup> W. Franz, Ergebn. exakt. Naturwiss. 21 [1953]; Ann. Physik 11, 17 [1953].



keit erst ganz kurz vor dem eigentlichen Durchschlag erheblich zu.

Um zu zeigen, daß der Unterschied zwischen Kurve 1 und 3 nicht durch einen Zeiteffekt, d. h. durch das bekannte Abklingen der Leitfähigkeit (beide Kurven wurden ja nacheinander mit einem zeitlichen Abstand von ca. 10 min gemessen), sondern tatsächlich durch die wirkende Feldstärke bedingt ist, wurde bei erneuter Durchführung einer der Kurve 1 entsprechenden Messung zur Sicherheit 4-mal so lange gewartet, wie sonst nach Abschaltung der optischen Anregung bis zur Aufnahme der Kurve 3 verstreicht. Die Messung ergab jetzt Kurve 2, die sich tatsächlich im Bereich höherer Feldstärken nur wenig von Kurve 1 unterscheidet.

Noch besser wird der Einfluß der Feldstärke auf die Leitfähigkeitszunahme aus Abb. 3 deutlich. Hier wurde

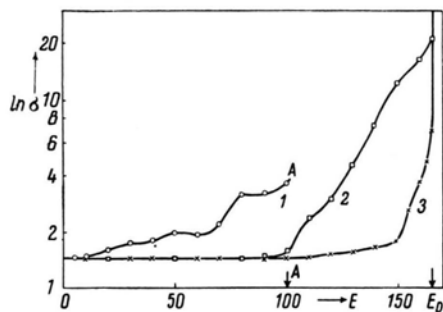


Abb. 3. Leitfähigkeit eines CdS-Einkristalls  $\sigma$  [willkürliche Einheiten] als Funktion der successiv erhöhten, angelegten Feldstärke  $E$  [willkürliche Einheiten];  $T = -150^\circ\text{C}$ . 1: 2 Min. nach Abschaltung der optischen Anregung, Feldstärke nur bis A erhöht;

2: direkt an Kurve 1 angeschlossen;

3: analog Kurve 3 in Abb. 2.

Kurve 1 nur bis zum Punkte A durchfahren. Die direkt angeschlossene Kurve 2 stimmt dann praktisch bis zum Punkte A mit Kurve 3 (analog 3 in Abb. 2) und oberhalb A etwa mit Kurve 2 aus Abb. 2 überein, d. h. verhält sich hier so, als ob keine entsprechende Feldstärke am Kristall gelegen hat.

Unter gleichen Versuchsbedingungen sind alle angegebenen Meßkurven außerordentlich gut reproduzierbar.

Die Meßergebnisse zeigen deutlich, daß mit wachsender angelegter Feldstärke in einem CdS-Einkristall die Leitfähigkeit beträchtlich zunimmt, sofern dessen Haftterme durch vorherige optische Anregung gefüllt waren. Wurden die Haftterme hingegen z. B. durch vorangegangenes Ausheizen entleert, so trat bis kurz vor dem eigentlichen Durchschlag keine solche Leitfähigkeitszunahme ein. Dem Ausheizen der Elektronen aus den Hafttermen entspricht jedoch gemäß den Kurven 3 der Abb. 2 und 3 auch das Anlegen einer entsprechend hohen Feldstärke.

Dabei „wirkt“ eine bestimmte Feldstärke in Hinsicht auf die Verhinderung einer Leitfähigkeitserhöhung bei einer zweiten Messung praktisch — und zwar relativ selektiv — nur bis zu ihrem Feldstärkewert (vgl. die Kurven 1 und 2 aus Abb. 3), soweit die Erhöhungsgeschwindigkeit der Feldstärke nicht allzu groß gewählt wurde.

Der hier beschriebene Effekt einer Leitfähigkeitszunahme mit wachsender Feldstärke nach vorheriger optischer Anregung entspricht weitgehend den elektrischen Glow-Kurven, wobei lediglich die thermische Anregung durch eine rein elektrische ersetzt wurde. Eine genauere Diskussion möge jedoch einem ausführlicheren Bericht mit weiterreichendem experimentellen Material vorbehalten bleiben<sup>7</sup>.

<sup>7</sup> K.W. Böer, Ann. Physik, in Vorbereitung.

### Über die Erzeugung von Mesonenschauern an Wasserstoffkernen

Von O. Haxel\* und H. Schultz

Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen

(Z. Naturforschg. 9a, 178—180 [1954]; eingeg. am 25. Januar 1954)

Zahlreiche Arbeiten mit der Photoplattemethode erbrachten den Beweis, daß energiereiche Nukleonen der Höhenstrahlung beim Zusammenstoß mit einem Atomkern strahlenreiche  $\pi$ -Mesonenschauer erzeugen können<sup>1</sup>. Es wird heute allgemein angenommen, daß diese  $\pi$ -Mesonenschauer mit den sogenannten „harten Schauern“ identisch sind, die mit Zählrohrapparaturen erfaßt werden<sup>2</sup>. Z. Zt. ist noch nicht klar, auf welche Weise die  $\pi$ -Mesonenschauer entstehen. Heisenberg, Fermi u. a. nehmen an, daß bei einem energiereichen

Zusammenstoß zweier Nukleonen gleichzeitig mehrere  $\pi$ -Mesonen entstehen können, so daß im Prinzip ein Nukleonenzusammenstoß für die Erzeugung eines Schauers genügt<sup>3</sup>. Heitler und Janossy vertreten die Auffassung, daß bei einem Zusammenstoß zweier Nukleonen jeweils nur ein  $\pi$ -Meson erzeugt werden kann und ein strahlenreicher Mesonenschauer nur in einem nukleonreichen Kern durch die dort stattfindenden sekundären Stöße aufgebaut werden kann<sup>4</sup>. Eine Entscheidung zwischen diesen beiden Anschauungen könnte durch Untersuchungen der  $\pi$ -Mesonenschauerproduktion in einer nicht zu dicken Wasserstoffschicht gebracht werden. Nach Heisenberg müßte in Wasserstoff eine Schauerproduktion ebenso stattfinden können, wie in Materialien mit nukleonreichen Kernen, während nach der Heitlerschen Auffassung nur im letzteren Falle Mesonenschauer auftreten dür-

\* Jetzt Heidelberg, Albert-Überle-Str. 7.

<sup>1</sup> Siehe Bericht von U. Camerini et al., Philos. Mag. 32, 1241 [1951].

<sup>2</sup> Siehe Bericht von K. Sitte, Acta physica austriaca 4, 198 [1950].

<sup>3</sup> W. Heisenberg, Z. Physik 126, 569 [1948]; 133, 65 [1952] (dort weitere Literaturangaben).

<sup>4</sup> W. Heitler, Rev. mod. Physics 21, 113 [1949]; Helv. physica Acta 23, 417 [1950] (dort weitere Literaturangaben).

fen. Zur Klärung des Problems der Mesonenentstehung wurden die im folgenden beschriebenen Messungen über die Schauerproduktion in verschiedenen Substanzen, insbesondere wasserstoffhaltigen, durchgeführt.

Die Versuchsanordnung besteht aus einem Bleipanzer, in dem sich übereinander drei Zählrohrlagen befinden, die durch je 5 cm Blei voneinander getrennt sind. Jede Lage enthält 10 Zählrohre von je 3 cm Durchmesser und 96 cm Länge. Über dem Bleipanzer kann die schauererzeugende Schicht aufgebaut werden. Darüber befinden sich 30 Zählrohre, die als Antikoinzidenz-Zählrohre arbeiten und die von oben einfallenden Schauer ausschalten sollen. Als durchdringende Schauer wurden alle Koinzidenzereignisse angesehen, bei denen in der oberen und mittleren Zählrohrlage des Bleipanzers 3 oder mehr und in der unteren 2 oder mehr Zähler gleichzeitig ansprachen. Insgesamt wurde also eine 8- oder Mehrfachkoinzidenz gefordert.

**Meßergebnisse.** Messungen in verschiedenen Höhenlagen (Göttingen, Harz, Zugspitze), die der eine von uns demnächst ausführlicher beschreiben wird, ergaben, daß die Schauerzahl im selben Maße mit der Höhe zunimmt, wie dies nach Photoplattemessungen für die Nukleonkomponente der Fall ist<sup>5</sup>. Der in der vorliegenden Arbeit gemessene Wert der Absorptionslänge beträgt  $125 \pm 5 \text{ g/cm}^2$ , ein Wert, der sich auch aus dem Barometereffekt ergab, wenn auch mit geringerer Genauigkeit. Damit dürfte gesichert sein, daß die hier untersuchten harten Schauer im wesentlichen von der Nukleonkomponente ausgelöst wurden.

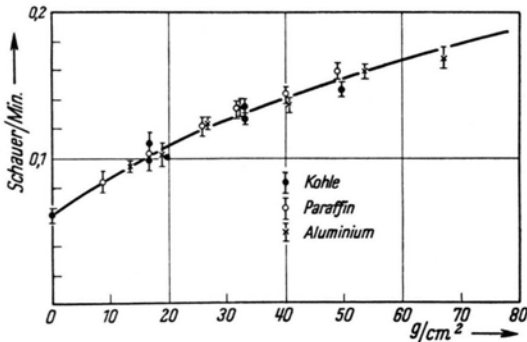


Abb. 1. Zahl der Schauer/min in Abhängigkeit von der Flächendichte des schauererzeugenden Materials.

Abb. 1 zeigt die Ergebnisse dreier Meßreihen, bei denen verschiedene Materialien als schauererzeugende Schicht über den Bleipanzer gebracht wurden. Paraffin wurde dabei in kompakter Schicht aufgebaut, während die dichteren Materialien Kohle und Aluminium durch Zwischenräume so aufgelockert wurden, daß ihre mittlere Dichte der des Paraffins entsprach. Auf der Ordinate ist die Zahl der Schauer/min aufgetragen und auf der Abszisse die Menge des schauererzeugenden Materials in  $\text{g/cm}^2$ . Wie man sieht, ist die Schauerproduktion für massenäquivalente Schichten innerhalb der Versuchsgenauigkeit für alle drei Materialien dieselbe. Eine entsprechende Messung mit Blei ergab in der gleichen Darstellung etwa um 30% geringere Werte. Bereits ohne schauererzeugendes Material (Schicht-

dicke 0) werden Schauer registriert. Hier dürfte es sich um solche handeln, die im Bleihaas selbst ausgelöst wurden. Die Mehrzahl der zur Registrierung kommenden Schauer besteht, wie in der angekündigten Arbeit ausführlicher erläutert werden wird, aus solchen mit 4 bis 6 Strahlen. Dies ergibt sich aus der Ansprechwahrscheinlichkeit der Apparatur und der Häufigkeitsverteilung der Schauer in Abhängigkeit von ihrer Strahlenszahl. Zu dem gleichen Ergebnis führt ein Vergleich der mit unserer Apparatur registrierten Schauerzahl mit derjenigen, die man in Photoplatzen findet.

**Diskussion.** Die Experimente zeigen, daß die Schauerproduktion in Paraffin, Kohle und Aluminium (nicht aber Blei) in erster Linie von der Gesamtnukleonenzahl der schauererzeugenden Schicht abhängt, und daß das Atomgewicht, also der Grad der Zusammenballung der Nukleonen zu Atomkernen, demgegenüber eine untergeordnete Rolle spielt. Die Kerne  $A < 27$  sind daher für die Schauerproduktion als transparent anzusehen. Dies ist für die Berechnung der aus dem Wasserstoffanteil des Paraffins zu erwartenden Schauerzahlen von Bedeutung. Würde man nämlich mit undurchsichtigen Kernen, also mit dem geometrischen Kernquerschnitt rechnen, so würde man für Wasserstoff eine dreimal größere Schauerproduktion je Nukleon erwarten, als für Aluminium. Die Schauerproduktion in Wasserstoff müßte sich daher deutlich bemerkbar machen. Demgegenüber ist aber bei einer nur von der Nukleonenzahl abhängigen Produktion, wie sie durch unsere Ergebnisse nahegelegt wird, zu erwarten, daß eine Paraffinschicht nur ebensoviele Schauer ergibt, wie eine massenäquivalente Kohleschicht. Bei völligem Ausfall der Schauerproduktion an Wasserstoff wäre dann die Produktion in Paraffin etwa so groß wie die einer um 15% leichteren Kohleschicht, was, wie die Abb. zeigt, bedeuten würde, daß bei  $60 \text{ g/cm}^2$  die Produktion in Paraffin etwa 10% unter der einer massenäquivalenten Kohleschicht liegen würde. Um den fraglichen Wasserstoffanteil an der Schauerproduktion experimentell sicherzustellen, wurde auf der Zugspitze eine Vergleichsmessung mit möglichst großer Genauigkeit durchgeführt und pro Meßpunkt 7000 bzw. 5700 Koinzidenzen gezählt. Dabei wurde zwischen Paraffin und Kohle, bei einer Schichtdicke von  $60 \text{ g/cm}^2$ , innerhalb des Versuchsfehlers von  $\pm 2\%$  kein Unterschied gefunden. Damit ist die Beteiligung des Wasserstoffs an den gemessenen Schauerzahlen sichergestellt, was für die multiple Produktion von Mesonen beim Stoß Nukleon-Nukleon spricht.

In letzter Zeit sind eine Reihe von Arbeiten zu diesem Problem veröffentlicht worden, in denen die Verfasser teilweise zu entgegengesetzten Schlußfolgerungen kamen<sup>6,7</sup>. Diese Autoren gehen jedoch von

<sup>5</sup> M. Teucher, Z. Naturforschg. **7a**, 61 [1952].

<sup>6</sup> M. Vidale u. M. Schein, Nuovo Cimento **8**, 774 [1951]; A. Weaver, Physic. Rev. **90**, 86 [1953]; W. Walker et al., ebd. **86**, 865 [1952]; G. Rollosen, ebd. **87**, 71 [1952]; C. Mc Cusker et al., ebd. **89**, 1172 [1953].

<sup>7</sup> C. Mc Cusker et al., Phys. Rev. **91**, 384 [1953].

der Voraussetzung aus, daß für die Erzeugung harter Schauer der geometrische Kernquerschnitt maßgeblich ist, wodurch sie den zu erwartenden Wasserstoffbeitrag erheblich überschätzten.

So findet beispielsweise Mc Cusker<sup>7</sup> beim Vergleich von Paraffin und Graphit für Schauer mit 4 oder mehr Teilchen innerhalb der Fehlergrenze von

8% keine Wasserstoffbeteiligung. Nach unserem Ergebnis wären für die Wasserstoffbeteiligung 10%, also kaum mehr als die Meßgenauigkeit, zu erwarten gewesen. Die Schlußweise von Mc Cusker wäre berechtigt, wenn die Schauerproduktion durch den geometrischen Wirkungsquerschnitt gegeben wäre, was aber nach unseren Messungen nicht der Fall zu sein scheint.

### Eine neue Methode zur chemischen Trennung von Kernisomeren mit cyclischen Komplexverbindungen

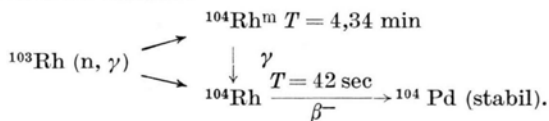
(Am Beispiel des  $^{104}\text{Rh}$ -Isomerenpaares)

Von Wilfrid Herr

Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz

(Z. Naturforschg. **9a**, 180—181 [1954]; eingeg. am 7. Januar 1953)

Beschießt man  $^{103}\text{Rh}$  mit langsamen Neutronen, so entstehen durch Neutronen-Einfang 2 radioaktive Rhodium-Isomere:



Eine Trennung solcher Kernisomere ist mit physikalischen Methoden bisher nicht möglich. Die Aufgabe scheint demzufolge schwieriger zu sein als die Trennung von Isotopen. In seltenen Fällen gelingt es aber, auf chemischem Wege eine Trennung von Kernisomeren, infolge ihres nach Aussendung der Strahlung veränderten Energie- und Bindungszustandes, zu erreichen<sup>1,2,3,4</sup>. Voraussetzung dafür ist, daß zumindest ein Teil der primär ausgesandten  $\gamma$ -Strahlung des angeregten Zustandes in den inneren Elektronenschalen des gleichen Atoms konvertiert wird. Die frei werdenden Konversionselektronen übertragen eine Rückstoßenergie der Größenordnung von etwa 0,2 eV auf das Atom, die aber im allgemeinen nicht genügen sollte, um chemische Bindungen zu lösen. Kann man trotzdem den Bruch chemischer Bindungen beobachten, so wird man dies aller Wahrscheinlichkeit nach auf den Verlust des Konversionselektrons sowie von Auger-Elektronen zurückführen dürfen, wodurch die Elektronenhüllen umgebaut und die Wertigkeiten geändert werden.

Aus dem Gesagten kann man schließen, daß analog wie bei der Szilard-Chalmers-Trennung, die bekanntlich auf dem  $(n, \gamma)$ -Rückstoß basiert, auch beim Isomerenübergang eine Trennung beobachtbar sein könnte<sup>5</sup>. Und zwar beim  $^{104}\text{Rh}$  dann, wenn es gelingt, das angeregte Atom  $^{104}\text{Rh}^m$  in eine chemische Form

zu bringen, die mit dem freien  $\text{Rh}^{3+}$ -Ion keinen freiwilligen Austausch erleidet. Wie an Szilard-Chalmers-Systemen bereits gezeigt werden konnte<sup>6,7,8</sup>, finden wir in den Metall-Phthalocyaninen die gewünschten Voraussetzungen erfüllt.

Rhodium-Phthalocyanin wurde durch Kondensation von  $\text{RhCl}_3$  und Phthalodinitril hergestellt. 100 mg der gereinigten Komplexverbindung wurden 5 min. mit in Paraffin verlangsamten Neutronen bestrahlt und das Präparat, welches in einer Quarzampulle mit etwa 3 mg Phthalodinitril eingeschlossen war, kurzfristig (2 min) auf  $320^\circ$  gebracht. Durch diese Erhitzung werden die beim Neutroneneinfang entstandenen, frei gewordenen Rh-Rückstoßatome fast quantitativ in die Phthalocyanin-Ausgangsverbindung zu

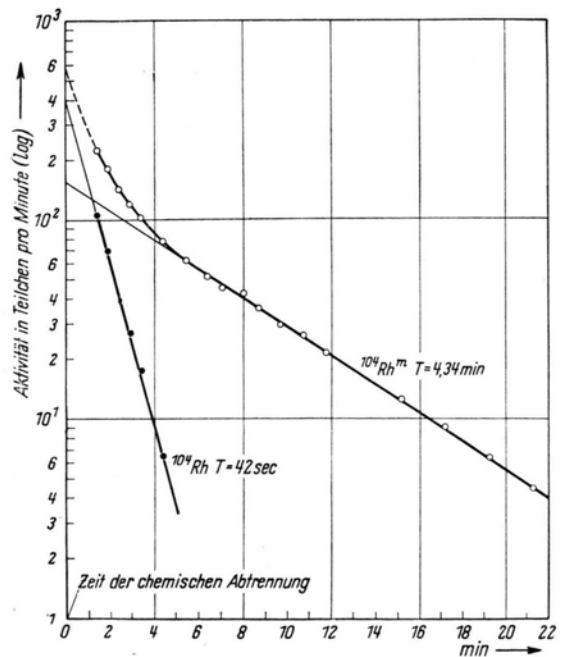


Abb. 1. Zeitlicher Abfall der  $^{104}\text{Rh}^{3+}$ -Fraktion. Trennung 8 min. nach der Neutronenbestrahlung.

<sup>1</sup> D. De Vault u. W. Libby, *Physic. Rev.* **55**, 322 [1939].

<sup>2</sup> E. Segré, R. Halford u. G. Seaborg, *Physic. Rev.* **55**, 321 [1939].

<sup>3</sup> G. Seaborg, G. Friedlander u. J. Kennedy, *J. Amer. chem. Soc.* **62**, 1309 [1940].

<sup>4</sup> A. Wahl u. N. Bonner, *Radioactivity applied to*

*Chemistry*, John Wiley & Sons, New York 1951, Tabelle 8B.

<sup>5</sup> s. a. W. Herr, *Z. Naturforschg.* **7a**, 819 [1952]; *Z. Elektrochem.* **56**, 911 [1952].

<sup>6</sup> W. Herr u. H. Götte, *Z. Naturforschg.* **5a**, 629 [1950].

<sup>7</sup> W. Herr, *Z. Naturforschg.* **7b**, 201 [1952].

<sup>8</sup> W. Herr, *Angew. Chem.* **65**, 303 [1953].

rückgebracht. Die Substanz wird sodann in heißer konz.  $H_2SO_4$  gelöst. Nach ca. 8–10 min. Stehen (bis dahin ist primär entstandenes  $^{104}Rh$  bereits zerfallen) wird die schwefelsaure Lösung schnell mit 2 Tln. Wasser, dem einige mg  $RhCl_3$  als Träger zugefügt wurden, versetzt. Der jetzt unlösliche Rh-Phthalocyanin-Komplex fällt aus. Nach sofortigem Absaugen des klaren Filtrates, in dem sich die freien  $Rh^{3+}$ -Ionen (Grundzustand) befinden, wird, um Zeit zu sparen, im Flüssigkeitszählrohr gemessen. Es läßt sich die 42 sec. Aktivität neben einem 4,3 min-Untergrund sicher nachweisen (Abb. 1). Die kurze Halbwertszeit des 42 sec. Körpers macht die Durchführung einer quantitativen chemischen Trennung praktisch unmöglich. Jedoch läßt sich aus den Kurven entnehmen, daß ein recht hoher Prozentsatz aller  $^{104}Rh^{m-}$ -Übergänge konvertiert wird und eine Molekülsprengung des Rh-Phthalocyanin-Komplexes zur Folge hat. Auch ist der Befund interessant, daß ein Zerbrechen der chemischen Bindung nur beim gelösten Rh-Phthalocyanin-Molekül beobachtet wird. Dies ist verständlich, da im Kristallgitter des Festkörpers starke geordnete Kraft-

felder anzunehmen sind, die die Elektronenanordnung ihrer Partner in stabiler Lage zu halten vermögen. Der Widerstand der Kristallwand entfällt dagegen beim gelösten Molekül<sup>5</sup>.

Das Arbeitsverfahren läßt sich auf viele andere Radioelemente, die stabile Phthalocyaninkomplexe bilden, anwenden, beispielsweise die seltenen Erden (außer Ce, La, Pr), Sc, Y, Zn, Pd, Os, Ir etc.

Als Ergebnis der Untersuchung ist zu werten, daß beim Isomerenübergang, trotz des verhältnismäßig kleinen Rückstoßimpulses, infolge einer Störung der Elektronenhülle das Phthalocyaninmolekül gesprengt wird, und weiterhin, daß die Möglichkeit gegeben ist, bei Isomerenpaaren auf chemischem Wege eine Zuordnung der Strahlung vorzunehmen und den Konversionskoeffizienten zu bestimmen.

Herrn Prof. F. A. Paneth danke ich für sein freundliches Interesse, Herrn Doz. Dr. A. Flammersfeld für die Durchführung der Neutronenbestrahlungen mit der Hochspannungsanlage des Institutes.

## Über die optischen Eigenschaften von Indiumphosphid im Infraroten

Von F. Oswald

Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke Erlangen

(Z. Naturforschg. 9a, 181 [1954]; eingeg. am 2. Februar 1954)

Indiumphosphid ist eine von den Verbindungen zwischen Elementen der dritten und fünften Gruppe des Periodischen Systems, die sich als Halbleiter erwiesen haben<sup>1</sup>. Im folgenden seien die Ergebnisse einiger optischer Messungen an dieser Substanz mitgeteilt; über Messung der elektrischen Eigenschaften wird getrennt berichtet werden.

Untersucht wurde eine durch Zusammenschmelzen der Komponenten gewonnene n-leitende Probe mit einem spezifischen Widerstand von  $\rho = 0,1 \Omega \text{ cm}$ . Die Bestimmung des Reflexionsvermögens und der Durchlässigkeit erfolgte an Stücken von 0,3 mm und 1,0 mm Dicke mit Hilfe eines Infrarotspektrometers im Wellenlängenbereich von 0,8 bis 15,2  $\mu$ . Abb. 1 zeigt den Verlauf der hieraus ermittelten Absorptionskonstanten und des Brechungsindex; sie läßt eine scharfe Absorptionskante bei  $\lambda = 1,0 \mu$  erkennen, die einer Breite der verbotenen Zone von 1,25 eV entspricht. Dieser Wert liegt höher als die entsprechenden Werte von Silicium (1,14 eV) und Germanium (0,73 eV). Nach längeren Wellen fällt die Absorptionskonstante auf Beträge kleiner als  $0,2 \text{ cm}^{-1}$  ab, so daß die Durchlässigkeit der Proben ähnlich wie bei Germanium praktisch durch die Reflexionsverluste an den Oberflächen bestimmt

wird. Diese Reflexionsverluste betragen bei einem mittleren Brechungsindex von  $n \approx 3$  etwa 25% pro Oberfläche und sind damit niedriger als bei Germanium, dessen Reflexionsvermögen bei 36% liegt. Bei Wellenlängen über 14,5  $\mu$  zeigt Indiumphosphid wieder eine merkliche Absorption, wobei noch nicht entschieden werden konnte, ob diese durch ein Störstellenniveau mit  $\Delta E \approx 0,08 \text{ eV}$  oder durch die Gitterschwingung des Indiumphosphids bedingt ist.

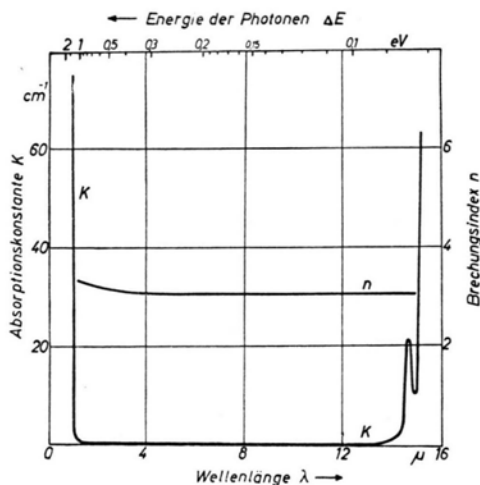


Abb. 1. Die optischen Konstanten von Indiumphosphid. n-leitende Probe,  $\rho = 0,1 \Omega \text{ cm}$ .

Den Herren O. G. Folberth und R. Grimm bin ich für die Überlassung der Proben zu Dank verpflichtet.

<sup>1</sup> H. Welker, Z. Naturforschg. 7a, 744 [1952]; Sa, 248 [1953].