

Strahlungsintensität nach einer Richtung senkrecht zur Stoßfront, wenn die Dicke der strahlenden Gasschicht optisch als unendlich, also größer als etwa  $10^4$  Molekülschichten, gelten darf, aus dem optischen Wirkungsquerschnitt  $Q$  der Moleküle zu

$$I = \varepsilon/2\tau Q$$

mit  $\tau$  als Dauer einer Quantenemission. In Zahlen erhält man also etwa  $I = 10^{-22}/2 \cdot 0,9 \cdot 10^{-8} \cdot 10^{-20} = 5,5 \cdot 10^5 \text{ kcal/cm}^2 \text{ sec}$ . Diese Intensität entspricht der Strahlung eines schwarzen Körpers von der Temperatur  $1,4 \cdot 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$  und einem Lichtdruck von etwa 0,8 atm.

Die Lumineszenzintensität des Detonationsstoßes kann also durchaus groß genug sein, um den Sprengstoff mit der Detonationsgeschwindigkeit zu verdampfen.

Man darf daher annehmen, daß sich zwischen der noch festen bzw. flüssigen Sprengstoffoberfläche und dem Verdichtungsstoß eine sehr dünne, der Beobachtung schwer zugängliche, gasartige Schicht ausbildet, die wegen der Schnelligkeit des ganzen Vorganges relativ zur Sprengstoffmasse praktisch noch in Ruhe ist und daher etwa dieselbe Dichte wie der Sprengstoff selbst haben dürfte. Diese, durch das intensive Bombardement der dem Stoß mit Lichtgeschwindigkeit vorauseilenden Lumineszenzpho-

tonen gegen die Sprengstoffwand verdampfte bzw. zerstäubte Masse braucht nicht mehr notwendig die gleiche chemische Zusammensetzung wie der Sprengstoff selbst zu haben. Jedenfalls wird aber ihre Temperatur nur wenig höher als jene des Sprengstoffes und daher auch ihre Schallgeschwindigkeit nur wenige hundert m/sec sein, so daß die vorausgesetzten hohen Detonations-Machzahlen für den in dieser Masse laufenden Verdichtungsstoß sehr wahrscheinlich werden.

Sobald man diese hypothetische, gasartige Zwischenschicht zwischen Sprengstoff und Verdichtungsstoß bei der Detonation fester oder flüssiger Sprengstoffe überhaupt annimmt, ist ihre Erzeugungsmöglichkeit durch Lumineszenzstrahlung außer Zweifel. Sie selbst konnte experimentell noch nicht nachgewiesen werden, ebensowenig wie die sie notwendig begleitenden, extremen, kurzzeitigen Schwadentemperaturen. Wohl aber ist eine andere Konsequenz solcher Temperaturspitzen, nämlich die außerordentlich hohe thermische Ionisation der Detonationsschwaden, wie erwähnt, bereits experimentell beobachtet, so daß man für die physikalische Struktur der Detonationswelle in festen oder flüssigen Sprengstoffen ebenso wie bei der Pulververbrennung drei getrennte Phasen — Verdampfung, Verdichtungsstoß, Verbrennung, — wird annehmen müssen.

## Experimentaluntersuchungen mit einem „Impuls-Massenspektrographen“

VON MICHAEL J. HIGATSBERGER<sup>1</sup>

Aus dem I. Physikalischen Institut der Universität Wien

(Z. Naturforsch. **8a**, 206—211 [1953]; eingegangen am 22. Februar 1952)

In einer früheren Arbeit<sup>2</sup> wurde ein Massen-Spektrograph beschrieben, bei dem elektrische und magnetische Streufelder vermieden sind. Es gelang jetzt, die Theorie innerhalb der Meßgenauigkeit experimentell zu bestätigen. Weiter wurden elektrische Aufladungserscheinungen an Nichtleitern (Photographischem Material) untersucht und Wege zur Vermeidung dieser Störeffekte aufgezeigt. Eine Absolutmassenbestimmung der Alkalimetalle Li, Na und K wurde ausgeführt. Langsame Ionen, die der direkten Registrierung auf der photographischen Platte entgehen, wurden mit Hilfe von Sekundärelektronen sichtbar gemacht. Der kleine Strahlenweg dieses Spektrographen ermöglicht Massenbestimmungen von Isotopen geringer Halbwertszeit.

Abb. 1 stellt die Versuchsanordnung im Schnitt dar. Die beiden Eisenpolschuhe F und A sind unter einem Winkel von  $42^\circ$  abgefräst. Der obere Polschuh A ist durch die Plexiglasplatte B und Plexiglasschrauben gegenüber dem Gehäuse und dem unteren Polschuh

isoliert. F und A (isoliert) werden durch einen Elektromagneten erregt. Die Hochvakuumdichtung zwischen den Polschuhen und dem Gehäuse besorgen die Gummidichtungen C. Am unteren Polschuh ist seitlich mit Hilfe zweier Eisenschrauben H der Blendenteil ange-

<sup>1</sup> Z. Zt. University of Minnesota, Minneapolis, Minnesota.

<sup>2</sup> M.J. Higatsberger, Z. Naturforsch. **6a**, 151 [1951].



setzt. In diesem sitzt mit einem Konus von  $2^\circ$  die eigentliche Feldblende G. Die Herstellung von G wird am besten folgendermaßen ausgeführt: Zwei Eisenstücke werden mit zwei Paß-Stiften an planpolierten Flächen zusammengehalten; eines der beiden Planstücke wird mit einer sehr feinen Nadel geritzt. Damit ist man in der Lage, gleichmäßige Kanäle bis zu 0,001 cm Durchmesser und kleiner mit einer Länge von mehreren Zentimetern zu erzeugen. Nachher wird die Blende auf die gewünschte Form und den gewünschten Konus bearbeitet. Durch die beiden Paß-Stifte wird eine Verschiebung der beiden Blendenteile verhindert.

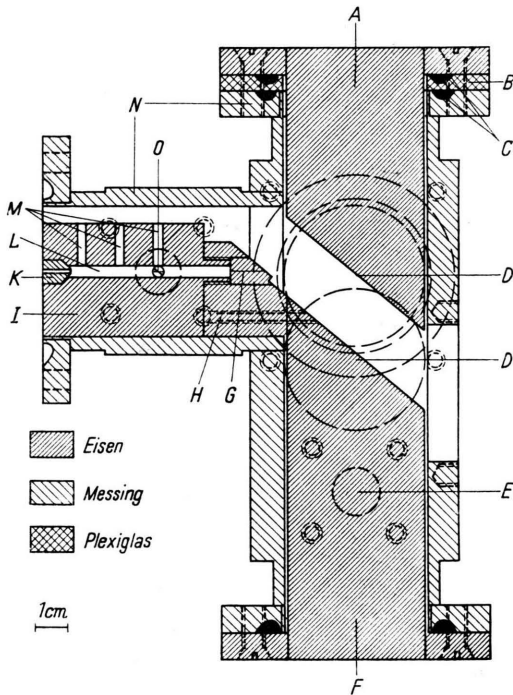


Abb. 1. Versuchsanordnung.

Im Falle einer Verunreinigung des Kanals können die zwei Teile leicht voneinander gelöst und gereinigt werden und nach deren Wiederzusammenbau ist die exakte Paßform gewährleistet. In dem großen Blendenteil ist der Abschirmteil I eingeschraubt, an dessen Ende die Messingblende K eingesetzt ist. Diese hindert die Strahlen, an der Kanalwand L aufzutreffen. Eine Absperrvorrichtung O erlaubt präzise Expositionszeiten; sie ist gleichzeitig so ausgebildet, daß der gesamte auftreffende Elektronen- oder Ionenstrom gemessen werden kann. Der über G in den Ablenkraum gelangende Teilstrom wurde mit einem Faraday-Käfig aufgefangen und mit Hilfe eines „Electronic Electrometer“ der Central Scientific Company in Kapazitätsschaltung als Funktion des Blendendurchmessers und der Beschleunigungs- bzw. Ablenkspannung gemessen. Die glatten Löcher M sind Pumplöcher und halten das Hochvakuum im Kanal L aufrecht. Beim Flansch D' (hinter der Zeichenebene) ist die Hochvakuumpumpe ange-

setzt. Vor der Zeichenebene bei D befindet sich ein Beobachtungsfenster, das bei photographischer Registrierung mit einer entsprechenden Messingplatte verschließbar ist. An der Stelle E wird mit einem Philips-Vakuummeter der Druck im Ablenkraum gemessen.

Zur Eichung des Spektrographen wurde mit Glüh-elektronen gearbeitet. Als Glüh-elektronenquelle wurde eine normale Elektronenstrahlröhre mit Wehnelt-Zylinder verwendet. Die Kathode bestand aus einem 0,02 cm dicken Wolframdraht, der zu einem spitzen Winkel zusammengebogen war. Die Kathode ist ca. 1 cm lang und steht 3—4 mm hinter dem Wehnelt-Zylinder zurück. Der Abstand zwischen Wehnelt-Zylinder und Kathode kann unter Hochvakuum und Spannung variiert werden. Dadurch erreicht man für jede beliebige Beschleunigungsspannung eine gute elektronen-optische Fokussierung, wenngleich immer Kathode und Wehnelt-Zylinder auf demselben Potential liegen. Die Heizung erfolgte über einen Isolier-Transformator, der von der Niederspannungsseite aus geregelt werden konnte. Zur visuellen Beobachtung wurde eine Feldblende von 0,01 cm verwendet.

### Aufladungserscheinungen

Die Aufrechterhaltung eines konstanten elektrischen Ablenkfeldes bei Anwesenheit von photographischen Filmen oder Platten im Ablenkraum stieß auf erhebliche Schwierigkeiten, da infolge der schlechten Leitfähigkeit dieses Materials die zugeführten Ladungsmengen nicht rasch genug abgeleitet werden können. So entsteht eine fortschreitende Aufladung, die so groß werden kann, daß das ganze Ablenkfeld kompensiert wird. Da es sich dabei um einen Effekt handelt, der bei allen mit photographischer Registrierung arbeitenden Spektrographen in kleinerem oder größerem Maße auftritt, wurde diese Erscheinung näher geprüft.

Liegen bei einem Vakuum zwischen  $5 \cdot 10^{-5}$  bis  $1 \cdot 10^{-3}$  Torr auf beiden Polschuhen Photoplatten, und ist der auftreffende Strom größer als  $1 \cdot 10^{-10}$  A, dann ist man weder durch eine positive noch durch eine negative Ablenkspannung — die die Größenordnung der Beschleunigungsspannung haben kann — in der Lage, den Strahl abzulenken. Daß bei einem Vakuum von  $5 \cdot 10^{-5}$  Torr bei Beschuß mit Glüh-elektronen auch positive Ionen für die Aufladung eine wesentliche Rolle spielen, zeigt folgender Versuch: Legt man an Stelle der Photoplatten zwei mit Fluoreszenzfarbe (ohne Bindemittel) bestäubte Metallplatten am unteren und oberen Polschuh ein, so kann keine wesentliche Aufladung bemerkt werden. Die Strahlableitung gehorcht bei positiver und negativer Ablenkspannung den theoretischen Erwartungen. Legt man jedoch oben eine Photoplatte und unten eine Metallplatte ein, oder umgekehrt, so kann man bei positiver und auch bei negativer Ablenkspannung bereits nach kurzer Zeit eine Kompensation des Ablenkfeldes beobachten. Zum Beispiel wurde bei unten gelegener Photoplatte bei  $6 \cdot 10^{-5}$

Torr, einem Elektronenstrom von ca  $5 \cdot 10^{-10}$  A, einer Beschleunigungsspannung von 1.100 V und einer *positiven* Ablenkspannung von 1.610 V am oberen Polschuh nach 8,5 Sek. völlige Kompensation der Ablenkspannung erreicht. Nach Abschalten der Ablenkspannung wird die Aufladung fast augenblicklich durch die Elektronen aus dem Strahl kompensiert. Hindert man die Elektronen am Eintreten in den Ablenkraum, so bleibt die Aufladung bei gutem Vakuum über Stunden erhalten, auch wenn die beiden Polschuhe außen kurz geschlossen sind. Diese Aufladungseffekte sind eine Funktion der in das Ablenkkfeld eintretenden Ladungsmenge und des Vakuums. Die Größe der Aufladung hängt außerdem vom Ablenkkfeld ab; in der Regel erreicht die Aufladung die Größenordnung der Ablenkspannung. In Übereinstimmung mit Arbeiten von Aston<sup>3</sup> und Shaw<sup>4</sup>, die ähnliche Aufladungserscheinungen an Metallen untersuchten, wurde gefunden, daß die langsamen Elektronen (ca. 30 eV) den Hauptanteil an diesem Effekt verursachen. Ebenso liegt die Hauptwirksamkeit der die Elektronenstrahlen begleitenden positiven Ionen bei ca. 30 eV. Es wurde beobachtet, daß bei möglichst gutem Vakuum und bei kleinen Stromstärken diese Aufladungseffekte praktisch verschwinden. Dadurch gelang es, den zeitlichen Spannungsabfall der Aufladung mit dem Vakuum als Parameter photographisch zu registrieren. Es wurde bei einem bestimmten Vakuum eine gewisse Ladungsmenge bei konstanter Ablenkspannung auf die Platte geschossen und hierauf der Elektronenstrom so stark reduziert, daß er die Aufladung nicht störte. Dieser schwache Elektronenstrahl wurde als Sonde verwendet, um den zeitlichen Verlauf der Abladung (bei kurzgeschlossenen Polschuhen) zu registrieren. Die Lage der Auftreffpunkte des Elektronenstrahls auf der Registrierplatte ist ein Maß für die jeweilige elektrische Feldstärke. Die graphische Darstellung der Abladung mit der Zeit zeigt in den ersten 2 Min. einen starken Abfall, dann einen etwas flacheren Verlauf. Bei besserem Vakuum wird der Ladungsverlust kleiner und verschwindet schließlich fast völlig.

die Widerstandswerte der Tab. 1 (angegeben in  $10^{13}$  Ohm), wenn man die Messung so ausführt, daß auf den beiden 30 mm-Seiten Metallfolien übergestülpt werden, an denen die Elektroden angeschlossen sind. Diese Widerstandswerte wurden für jede Plattensorte als untere und obere Grenze bei verschiedenen Platten und verschiedenen Packungen gefunden. Eine Ilford Q<sub>2</sub>-Platte von gleicher Dimension wurde mechanisch (durch Polieren) und chemisch (durch konzentrierte Säure und Base) von der Emulsionsschicht befreit, sodann einige Stunden mit dest. Wasser gespült und getrocknet. Für diese Platte wurde ein Widerstand von  $15 \cdot 10^{13}$  Ohm gemessen.

Durch diese hohen Widerstandswerte, die bei Strömen in der Gegend von  $10^{-10}$  A bereits auf Grund des Ohmschen Gesetzes etwa 1000 Volt Spannungsabfall verursachen, wurde es nahegelegt für große Ströme ein photographisches Registriermaterial zu entwickeln das wesentlich kleineren Ohmschen Widerstand besitzt. Das Überziehen von gewöhnlichen Photoplatten mit einer leitenden Schicht, sei es z. B. durch Aufdampfen von Hg oder durch elektrische Zerstäubung eines Metalls, führten zu keinen befriedigenden Resultaten. Eine Platte jedoch, bei der die Photoemulsion auf einen metallischen Träger aufgebracht worden war, scheint für den genannten Zweck geeignet. Obwohl die Plattenempfindlichkeit wegen der Undurchsichtigkeit des Materials herabgemindert ist, reicht sie für die Registrierung dieser großen Ströme bei weitem aus.

#### Eichungen

Als erstes wurde mit stabilisierter Beschleunigungsspannung ( $\pm 0,5\%$ ) und stabilisierter Ablenkspannung ( $\pm 0,5\%$ ) nach Gl. (4)<sup>5</sup> die elektrische Ablenkung allein geprüft. Die Bedingung, daß Elektronen den oberen Polschuh tangieren lautet:  $V_A = V_B \cdot \sin^2 \alpha$ , wobei  $V_A$  die Ablenkspannung in Volt,  $V_B$  die Beschleunigungsspannung in Volt und  $\alpha$  den Einschubwinkel bedeutet. Für verschiedene Werte von  $V_A$  und entsprechenden Werten von  $V_B$  ergab sich  $\alpha = 41^\circ 40' \pm 10'$ ; mechanisch wurde der Einschubwinkel mit Hilfe eines Win-

Ilford Q <sub>1</sub>	Ilford Q <sub>2</sub>	Ilford Nuclear Research B 2	Agfa Isochrom	Agfa Texo Röntgenfilm
1,2—4,8	0,1—0,25	0,8—1,0	1,2—1,3	0,6—0,9

Tabelle 1.

Eine weitere Möglichkeit solche Aufladungen zu vermeiden ergab die nächste Versuchsserie. Es zeigte sich, daß manches Photomaterial mehr auf diese Störeffekte ansprach als andere Plattensorten. Für verschiedenes Photomaterial wurde mit Hilfe des „Electronic Electrometer“ der Central Scientific Company der Ohmsche Widerstand bestimmt. Es ergaben sich für Platten und Filme von einer Größe  $30 \times 90$  mm

kelmessers mit  $42^\circ \pm 30'$  gemessen. Diese Messungen wurden bei einer Feldblende von  $0,01$  cm  $\varnothing$  durch visuelle Beobachtung ausgeführt.

Ferner ergab die photographische Registrierung für verschiedene Ablenkspannungen bei einer Feldblende von  $0,001$  cm Dicke mit  $\alpha = 41^\circ 40'$ , einem Polschuhabstand  $a = 1,73$  cm und einem Vakuum von  $5 \cdot 10^{-5}$  Torr ein Bild gemäß Abb. 2.

<sup>3</sup> F.W. Aston, Proc. Roy. Soc., Ser. A Vol. 115 [1927].

<sup>4</sup> A. E. Shaw, Physic. Rev. **44**, 1006 [1933].

<sup>5</sup> Gleichungen in Klammer beziehen sich auf die Arbeit M. J. Higatsberger, Z. Naturforschg. **6a**, 151—154 [1951].

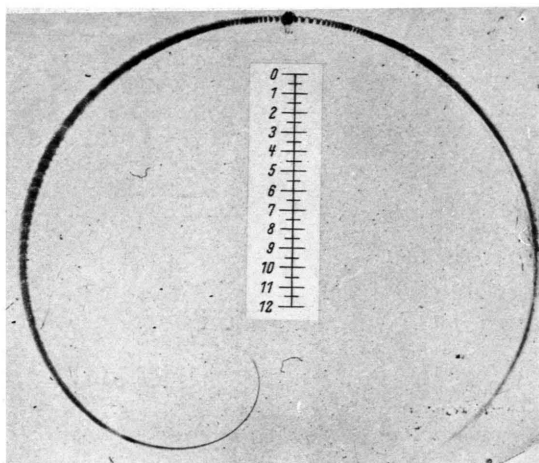


Abb. 4. Spur der Elektronen bei variiertem Magnetfeld.  
Kein elektrisches Ablenkkfeld. 1 Skt. = 0,1 cm.

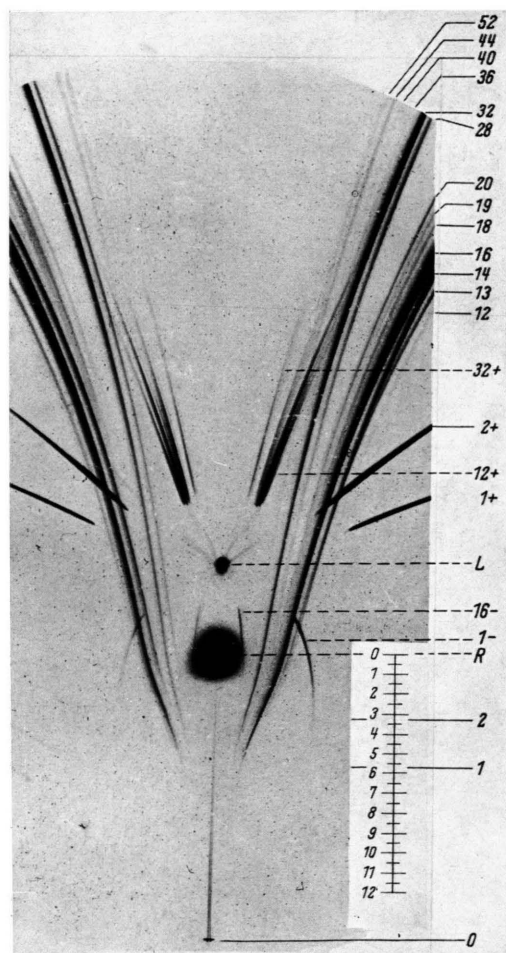


Abb. 7. Analyse eines Kanalstrahls aus einer Glimmentladung, L Lichtdurchstoßpunkt, R Reflex des Lichtdurchstoßpunktes, O = Koordinaten-Nullpunkt.

1 Skt. = 0.1 cm.





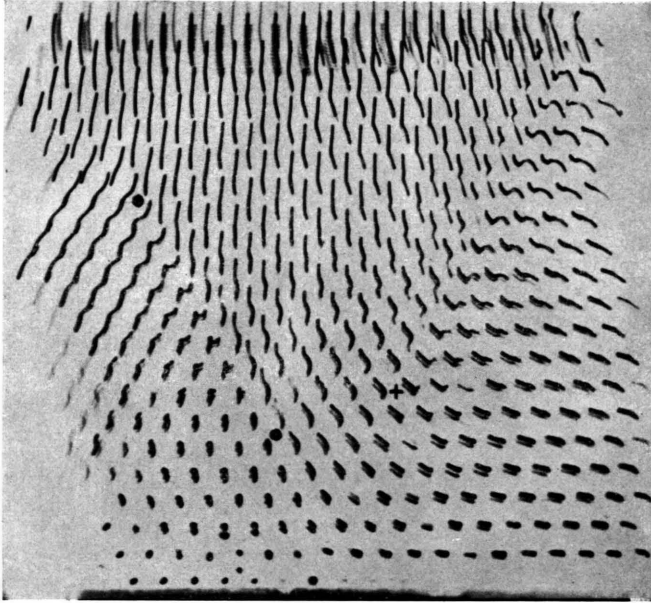


Abb. 1. Bewegungen im Modell eines gedehnten Einkristalls. Links (zwischen den Punkten) vom Rand einwärts, rechts (vom +- Zeichen aufwärts) von innerer Zerreißung auswärts laufende Umlagerung.

Abb. 2. Einsetzen einer Umlagerungsreaktion am Rand. Von den am Anfang (untere Spuren) horizontalen geraden Ketten der dichtesten Packung bleiben die außen liegenden Partner bei der Translation mehr und mehr zurück. Sie schnappen schließlich zurück und einwärts, die anstoßenden inneren vorwärts, so daß beide in schlagartiger Umlagerung zu neuer dichtester Packung (neuer Anschluß punktiert) zusammentreten. (Augenblickliches Zentrum der „Versetzung“ zwischen drittem und viertem Partner der Kette.) Links Aufnahme, rechts Schema vom spontanen Teil des Vorgangs.

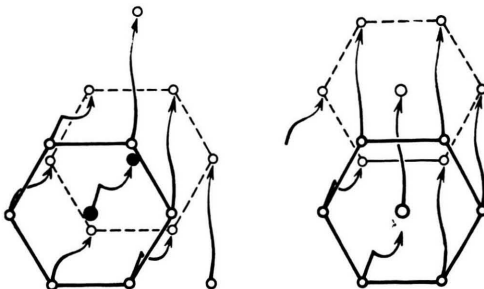
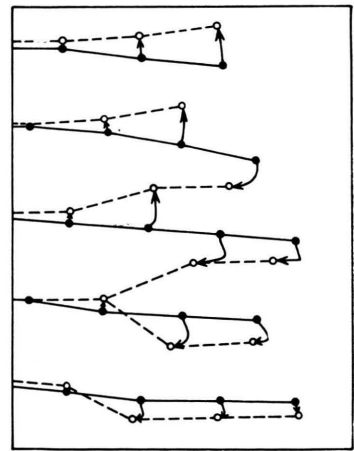
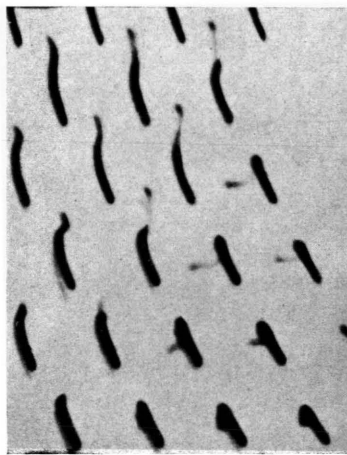


Abb. 3. Umstellung der Atome erster Sphäre. Aus der Mitte des linken Umstellungsbereichs von Abb. 1. Links eines der einwärts rückenden, rechts ein benachbartes Atom des aufwärts rückenden Bereichs als Koordinationszentrum behandelt.

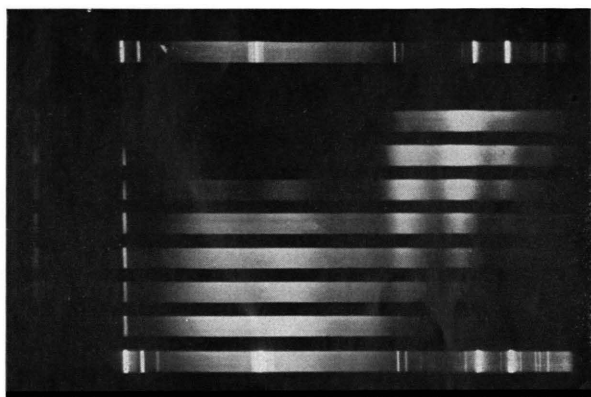


Abb. 1. Fluoreszenzspektren der festen Lösung von Tetracen in Anthracen. Von oben nach unten: Hg-Spektrum, Tetracen: Anthracen im Molverhältnis  $10^{-2}$ ,  $10^{-3}$ ,  $10^{-4}$ ,  $10^{-5}$ ,  $10^{-6}$ ,  $10^{-7}$ , reines Anthracen, Hg-Spektrum.

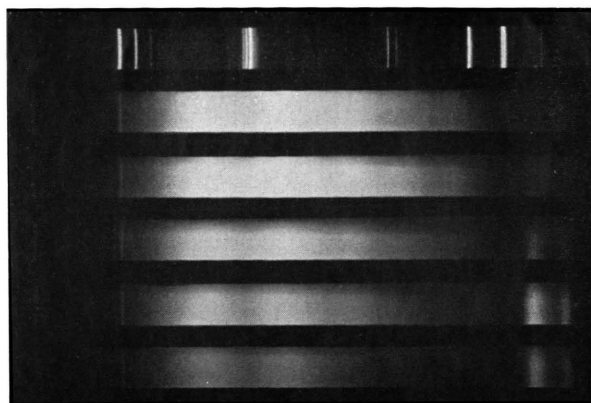


Abb. 3. Fluoreszenzspektrum der festen Lösung Pentacen in Anthracen von oben nach unten: Hg-Spektrum, Pentacen: Anthracen im Molverhältnis  $3 \cdot 10^{-7}$ ,  $3 \cdot 10^{-6}$ ,  $3 \cdot 10^{-5}$ ,  $3 \cdot 10^{-4}$ ,  $3 \cdot 10^{-3}$ .

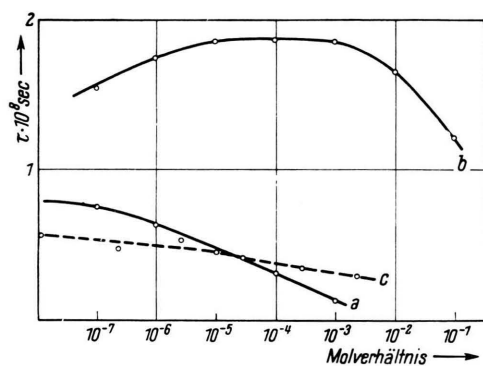


Abb. 2. Abklingzeiten der festen Lösungen von Tetracen und Pentacen in Anthracen

- a) blaue Banden bei der festen Lösung von Tetracen in Anthracen
- b) gelb-grüne Banden bei der festen Lösung von Tetracen in Anthracen
- c) blaue Banden bei der festen Lösung von Pentacen in Anthracen.

Abb. 4. Photometerkurve des Spektrums von chromatographisch gereinigtem Anthracen. Aufgetragen ist die Schwärzung als Funktion der Wellenlänge, — auskristallisiert aus Petroläther, - - - - - auskristallisiert und stark zerrieben.

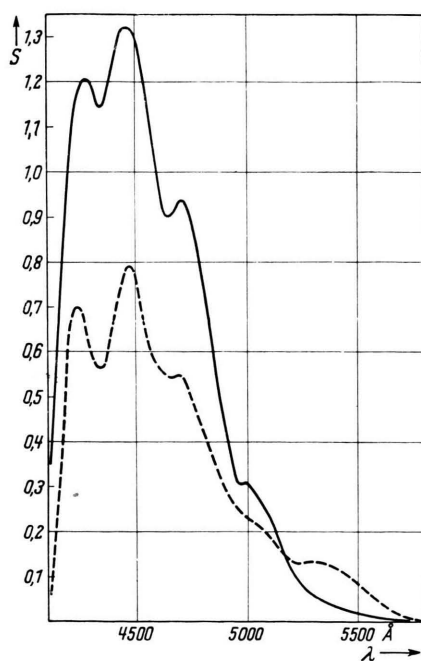


Abb. 4.

Nachdem für eine absolute Koordinatenausmessung der Ursprung ( $x = y = 0$ ) markiert sein müßte, dieser Punkt jedoch erst bei der Ablenkspannung unendlich erhalten werden könnte, wurde die Ausmessung so vorgenommen, daß die Koordinate für +1600 Volt Ablenkspannung als Nullpunkt gewählt worden war; so dann war der Abstand der einzelnen Punkte untereinander mikroskopisch ausgemessen worden. Die Beschleunigungsspannung für diese Versuche betrug 2000

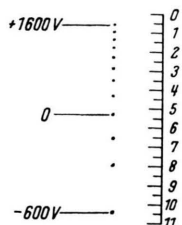


Abb. 2. Auftreffpunkte von 2000 Volt-Elektronen bei von 200 zu 200 V variiert Ablenkspannung ohne Magnetfeld. 1 Skt. = 0,1 cm.

Volt  $\pm 10$  Volt. Die Auswertung erfolgt mit Gl. (4). Die Ausdehnung der einzelnen kreisförmigen Punkte betrug ca. 0,004 cm. Es ergab sich Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung bis auf ca. 1%. Ein ähnliches Resultat lieferte die Eichung auf der unteren Platte.

Der nächste Schritt galt der Eichung des Magnetfeldes. Mit einem Rawson-Fluxmeter und einer entsprechenden Induktionsspule wird die Feldstärke im Luftspalt als Funktion des Erregungsstromes  $I$  aufgenommen (Abb. 3). Die ausgezogene Kurve wurde mit Hilfe der Elektronensonde bestimmt. Es lautet Gl. (5) für Elektronen  $x/y = -\cotg 3,85 \cdot 10^{-1} \cdot H/V_B$ ;  $x$  und  $y$  sind die Koordinaten, gemessen in cm,  $a = 1,73$  cm Polschuhabstand,  $\alpha = 41^\circ 40'$  Einschubwinkel,

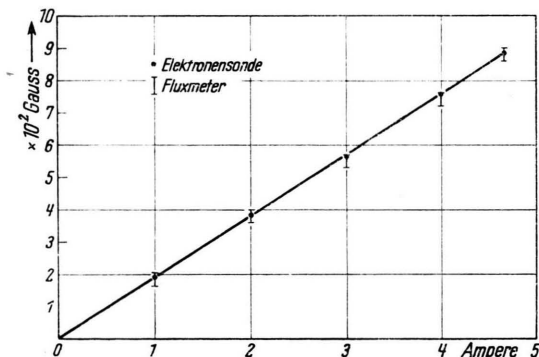


Abb. 3. Erregung des Magnetfeldes.

$H$  Magnetfeld in Gauß,  $V_B$  Beschleunigungsspannung in Volt. Diese Beziehung gibt uns die Möglichkeit,  $H$  zu bestimmen. Es wurde nur das Intervall  $[0 - 2\pi]$  ausgenutzt, um, wie später gezeigt wird, Masseneindeutigkeit zu haben.

Abb. 4\* erhält man, wenn Elektronen mit konstanter kinetischer Energie in das zuerst vollkommen entmagnetisierte Feld geschossen werden. Die Elektronen markieren solcherart den Lichtdurchstoßpunkt. Nun

\* Abb. 4, s. Tafel S. 208 a.

wird anfangs rythmisch, hierauf kontinuierlich das magnetische Feld erregt. Man erhält dadurch zuerst ein diskretes, hierauf ein kontinuierliches Impulsspektrum. Es ist auffallend, daß in dem Bereich  $(\pi - 2\pi)$  eine deutliche Verengung der Linienbreite auftritt. Der zweite Teil der Kurve wurde durch Kommutieren des magnetischen Feldes auf analoge Weise erhalten; jedoch war hier der magnetische Endfeldwert nur ca. halb so groß und infolgedessen dieser Kurvenast weniger lang. Es ist klar, daß der Spektrograph um so genauer arbeitet, je homogener die Ablenkfelder sind, d. h. je größer die Polschuhfläche im Verhältnis zum Polschuhabstand und je größer die Permeabilität des verwendeten Eisens ist. Ein großes  $\mu$  verhindert eine Vorablenkung der Strahlen im Kanal.

Weiter wurde die Abhängigkeit der Remanenz von der Felderregung untersucht. Zuerst wurden Elektronen mit konstanter kinetischer Energie in das vollkommen entmagnetisierte Feld geschossen; wir erhalten eine Marke beim Lichtdurchstoßpunkt. Jetzt wird das Feld auf 500 Gauß erregt, der Magnetisierungsstrom ausgeschaltet und wieder exponiert. Wir erhalten einen Punkt der vom Lichtdurchstoßpunkt soweit entfernt ist, wie das Remanenzfeld die Ablenkung bedingt. Der so photographierte Zusammenhang zwischen Felderregung und Remanenz ist in Abb. 5 ausgewertet dargestellt.

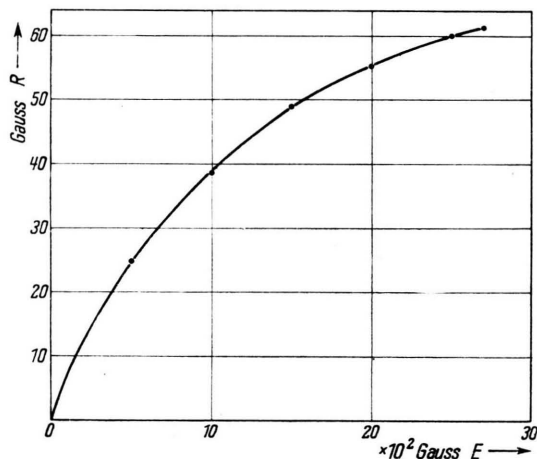


Abb. 5. Abszisse: Erregung; Ordinate: zugehörige Remanenz.

### Massenspektren

Mit Ionen einheitlicher Energie, erzeugt aus einer erhitzten Glasschmelze (Pyrexglas 75% + LiOH 25%), wurde ein Massenspektrum mit dem Magnetfeld allein (ohne elektrisches Ablenkfeld) aufgenommen. Abb. 6 zeigt das entsprechende Massenspektrum. Die Beschleunigungsspannung betrug 5000 Volt, das magnetische Feld 2600 Gauß, der Einschubwinkel  $\alpha = 41^\circ 40'$ . Das Magnetfeld wurde kommutiert. Die Auswertung erfolgte mit Hilfe der



Gl. (5). Die Koordinaten sind wieder mikroskopisch ausgemessen, und zwar die  $y$ -Koordinate so, daß immer der halbe Abstand zwischen zwei zueinander gehörigen Punkten (entstanden durch Kommutieren des Magnetfeldes) genommen wurde. Folgende Werte wurden bestimmt:

$x$ in cm	$y$ in cm	Masse absolut in g	Massen- zahl	Element
1,920	0,2625	$9,93 \cdot 10^{-24}$	5,93	${}^6\text{Li}$
1,923	0,2415	$11,75 \cdot 10^{-24}$	7,03	${}^7\text{Li}$
1,929	0,1315	$39,0 \cdot 10^{-24}$	23,3	${}^{23}\text{Na}$
1,937	0,1025	$66,3 \cdot 10^{-24}$	39,6	${}^{39}\text{K}$

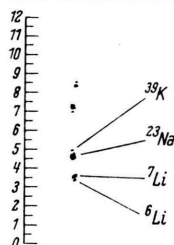


Abb. 6. Analyse mit Magnetfeld, allein von Thermionen einheitlicher Energie. Skala: 1 Skt. = 0,1 cm.

Die Meßgenauigkeit beträgt in unserem speziellen Fall nur einige Prozent weil mit den vorhandenen Mitteln keine größere Polschuhfläche gemacht werden konnte. Es ist aber bemerkenswert wie gut die Massenzahlen übereinstimmen, obwohl die größte Auslenkung nur einige mm beträgt.

Die nächste Aufnahme (Abb. 7\*) stellt eine Kanalstrahlanalyse aus einer normalen Glimmentladung dar. Die Beschleunigungsspannung an der Kanalstrahlröhre betrug 8,500 Volt, die Ablenkspannung + 1.900 Volt am oberen Polschuh, das Magnetfeld war kommutiert worden und betrug in beiden Richtungen 3,120 Gauß. Das Vakuum im Ablenkraum hatte einen Wert von  $1,10^{-5}$  Torr. Am oberen Polschuh war eine Ilford  $Q_1$ -Platte eingelegt, während unten eine Aluminiumplatte angebracht war. Die Aufnahme zeigt zwei verschiedene charakteristische Kurvenscharen. Mit Gl. (2) ausgewertet, ergibt sich für die erste Schar  $H^+$  ( $1^+$ ),  $H_2^+$  ( $2^+$ ), dann Massen von der Massenzahl 12 ( $12^+$ ) bis 32 ( $32^+$ ); außerdem sind  $H^-$  ( $1^-$ ) und  $O^-$  ( $16^-$ ) registriert. Das Spiegelbild wurde durch Kommutieren des Magnetfeldes erhalten. Gerade Linien die von den Punkten größter Intensität jener Kurven zum Lichtdurchstoßpunkt weisen, rühren von Umladungen im Ablenkondensator her.

Die große Zahl von Kurven, die die erste Kurvenschar schneidet entsteht folgendermaßen: Langsame

\* Abb. 7, s. Tafel S. 208 a.

Kanalstrahlen  $< 4000$  Volt fallen auf die untere Platte und lösen dort Sekundärelektronen aus, die durch das starke elektrische Ablenkkfeld nach oben beschleunigt werden und dort die Photoplatte schwärzen. Das starke magnetische Ablenkkfeld sorgt dafür, daß eine scharfe Abbildung der unteren Kurven auf der oberen Platte erfolgt. Am Kanalende entstehen beim Eintritt der Kanalstrahlen ins Feld eine größere Anzahl von Elektronen die ebenfalls auf die obere Platte in den Punkt O' als Projektion des Ursprungs abgebildet werden. Die Atomstrahlen treffen im Lichtdurchstoßpunkt L auf; sie erzeugen auf ihrem Weg vom Kanalende bis zu L ebenfalls Elektronen die auf einer Geraden vom projizierten Ursprung zum Lichtdurchstoßpunkt auftreffen. Diese Gerade reicht nicht bis zum Lichtdurchstoßpunkt, weil die Elektronen, die in der unmittelbaren Nähe des Lichtdurchstoßpunktes erzeugt werden, nicht mehr genügend Energie im Ablenkkfeld erreichen, um die photographische Platte zu schwärzen. Eine leichte Inhomogenität des Magnetfeldes ist an den beiden Linien, die durch Kommutieren entstanden sind, bemerkbar. Für das in der Abb. 7 gezeigte Massenspektrum wurde das Magnetfeld absichtlich so stark erregt, daß an der Stelle, wo der Blendenteil auf dem unteren Polschuh angesetzt ist, das Eisen bereits stark übersättigt war. Dadurch entsteht in diesem Bereich eine stärkere Inhomogenität. Treffen unter dieser Bedingung Atomstrahlen im Lichtdurchstoßpunkt auf, so erzeugen sie an der Auftreffstelle positive Partikel, die unter der Wirkung des elektrischen Ablenkkfeldes zur unteren Platte hin beschleunigt werden; hier lösen sie Sekundärelektronen aus, die auf der oberen Platte abgebildet werden. Wegen der Inhomogenität des Magnetfeldes in diesem Raumbereich — die Elektronen folgen den magnetischen Kraftlinien in engen Spiralen — entsteht ein vom Lichtdurchstoßpunkt entfernter Schwärzungsfleck R (zwischen den beiden Linien  $16^-$ ). Bei Schwächung des Magnetfeldes — Verringerung der Inhomogenität — rückt dieser Schwärzungsfleck in den Lichtdurchstoßpunkt hinein. Daß es sich bei den vorerwähnten Effekten tatsächlich um die Wirkung von Sekundärelektronen handelt, konnte auf die folgende Weise gezeigt werden: Werden quer zur unteren Platte (Aluminium) mehrere dicke Striche von aufgeschlammtem Graphit gemacht, so sieht man auf der oberen Platte einen deutlichen Intensitätsabfall in den Kurven die diesen Strichen gegenüber liegen. Der Effekt ist so deutlich, daß die Abbildung der

Graphitstriche auf der oberen Platte merkbar hervortritt. Legt man ferner am oberen Polschuh eine Metallplatte ein und die photographische Platte unten, so erhält man eine Abbildung auf der unteren Platte — auch dann, wenn an der oberen Platte eine negative Ablenkspannung angelegt worden war, die die Kanalstrahlen im Kondensator beschleunigt und kein positives Partikel auf die untere Platte gelangen läßt.

Auf diese Weise gelingt also der Nachweis von langsamen Ionen, die wegen ihrer geringen Energie der direkten photographischen Registrierung entgehen. Ferner ist in Abb. 7 deutlich zu sehen, daß die Empfindlichkeit wesentlich gesteigert ist, da ein Ion mehrere Sekundärelektronen erzeugt. Die Massen größer als 32 sind auf direktem Wege nicht beobachtbar, während sie durch diesen Sekundäreffekt deutlich hervortreten, obwohl noch dazu der Anteil an langsamen Ionen wesentlich geringer ist als der der schnellen Ionen. Auf einem ähnlichen Weg scheint eine genaue Sekundärelektronen-Emissionsbestimmung der verschiedenen Materialien leicht möglich.

Um auf der unteren Platte Eindeutigkeit für Kanalstrahlen zu erhalten, müssen wir die Gl. (1) durch folgende Bedingung einschränken:

$$(V_B/V_A^2) H^2 < 5,225 \cdot 10^3 (\pi^2/a^2 \sin^2 \alpha),$$

wo  $V_B$  Beschleunigungsspannung in Volt,  $V_A$  Ablenkspannung in Volt,  $H$  Magnetfeld in Gauß,  $a$  der Polschuhabstand in cm ist. Für unseren speziellen Fall würde die Bedingung lauten

<sup>6</sup> G. Charpak u. F. Suzor, C. R. hebdom. Séances Acad. Sci. **231**, 1471 [1950]; **232**, 322 [1951]; **232**, 720 [1951]; **232**, 2308 [1951]; auch T. Yuasa, C. R. hebdom.

$$(V_B/V_A^2) H^2 < 3,905 \cdot 10^4,$$

wobei noch als Nebenbedingung, damit die untere Platte überhaupt getroffen wird, zu gelten hat

$$V_B < V_A/\sin^2 \alpha.$$

Diese Bedingungen sind sehr leicht einzuhalten. Weiter ergibt sich, daß, falls Eindeutigkeit für die untere Platte vorliegt, dies auf jeden Fall auch für die obere Platte erfüllt ist.

Der kurze Strahlenweg des beschriebenen Spektrographen würde seine Anwendung zur Bestimmung der Massen sehr kurzlebiger Isotope oder instabiler Elementarteilchen empfehlen. So könnte z. B. die von Charpak und Suzor<sup>6</sup> aufgestellte Hypothese einer Annahme instabiler  $\beta$ -Partikel durch Versuche mit diesem Spektrographen vielleicht geklärt werden. Nach der Annahme dieser Autoren sollen die vom Kern emittierten  $\beta$ -Teilchen von Elektronen verschieden und schwerer als diese sein. Nach einer sehr kurzen Halbwertszeit verwandeln sie sich unter Emission von Photonen in Elektronen. Beträgt der Weg, den die ursprünglichen  $\beta$ -Partikel bis zu ihrem Zerfall zurücklegen können, wie angenommen wird nur wenige cm, so werden bei den Weglängen der üblichen Spektrographen stets nur mehr die Elektronen zur Registrierung gelangen. Mit dem beschriebenen Apparat jedoch und einer geeigneten  $\beta$ -Quelle (evt. <sup>14</sup>C oder <sup>35</sup>S) müßten beide Arten von Partikeln registriert werden und das Auflösungsvermögen des „Impuls-Massenspektrographen“ wäre zum Nachweis dieser Massendifferenz ausreichend.

Séances Acad. Sci. **232**, 1348 [1951]; T. Yuasa, u. P. Radvanyi, C. R. hebdom. Séances Acad. Sci. **232**, 1417 [1951].

---

## NOTIZEN

---

### Zum plastischen Fließen

Von Walther Kossel

Physikalisches Institut der Universität Tübingen

(Z. Naturforschg. **8a**, 211–212 [1953]; eingeg. am 13. Januar 1953)

Von den mechanischen Eigenschaften der Werkstoffe sind die plastischen hoch empfindlich gegen die Feinbeschaffenheit des Materials, die elastischen sind es nicht. So betrachtet der Bautechniker den Elastizitätsmodul ( $21\,000 \pm 500$  kp/mm<sup>2</sup>) als ersten Baustofffestwert eines Stahls — die ihm praktisch wichtigen *Verschie-*

denheiten seiner Baustähle findet er völlig auf der plastischen Seite — etwa in der Zerreißfestigkeit, nach der er seine Stahlsorten geradezu zu benennen pflegt. Dieser Unterschied allein führt schon zu der Einsicht, daß die parallele Behandlung der beiden Gebiete in der klassischen Physik — eine Schubspannung etwa führt zunächst zu elastischer Scherung, dann zu plastischem Fließen, Schubwinkel und Fließgeschwindigkeit werden beide der Schubspannung proportional gesetzt, bei Gelegenheit ohne weiteres zu einer Gleichung miteinander verbunden — vor einer gründlicheren Betrachtung als vorläufig gelten muß. Wäh-