

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 21 (1948)
Heft: III-IV

Vereinsnachrichten: Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

Autor: [s.n.]

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. 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. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

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. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

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. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 25.01.2026

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

Copyright 1948 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft.

Société Suisse de Physique. — Società Fisica Svizzera.

Nachdruck verboten. — Tous droits réservés. — Printed in Switzerland.

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

in Yverdon, am 8. Mai 1948.

Präsident: Prof. Dr. E. MIESCHER (Basel),

Vizepräsident: Prof. Dr. H. MÜGELI (Neuchâtel),

Sekretär: Prof. Dr. G. BUSCH (Zürich).

Geschäftlicher Teil.

Als ordentliche Mitglieder der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft wurden aufgenommen: HH. R. ANSFELD (Zürich); H. ESS (Aarau); P. FALK-VAIRANT (Paris); F. HUMBEL (Zürich); W. KÄNZIG (Zürich); Prof. Dr. A. KAROLUS (Zollikon); E. KELLER (Zürich); R. KELLER (Genève); P. MARMIER (Zürich); P.-D. Dr. MINDER (Bern); A. MUKERJI (Zürich); H. NABHOLZ (Zürich); Prof. Dr. A. ROSTAGNI (Padova); N. SCHÄTTI (Zürich); Dr. A. STEBLER (Basel); P. STOLL (Zürich); Dr. H. THIEMANN (Zürich).

Die S.P.G. zählt zur Zeit 336 Mitglieder.

Der Jahresbericht, die Jahresrechnung und der Revisorenbericht pro 1948 werden verlesen und genehmigt.

Der von Herrn Prof. M. FIERZ erstattete Bericht der Redaktionskommission der *Helvetica Physica Acta* wird verlesen und unter bester Verdankung genehmigt.

Der Antrag des Vorstandes auf Abänderung des Art. 6 der Statuten im Sinne einer Erhöhung des Jahresbeitrages für ordentliche und kollektive Mitglieder auf Fr. 5.— und des einmaligen Beitrages für lebenslängliche Mitgliedschaft auf Fr. 75.— wird angenommen.

An Stelle des aus der Redaktionskommission der H.P.A. zurücktretenden Herrn Prof. JAQUEROD wird Herr Prof. J. ROSSEL (Neuchâtel) neu in die Kommission gewählt. Die Schweizerische Physikalische Gesellschaft dankt Herrn Prof. JAQUEROD für seine langjährige und erfolgreiche Tätigkeit im Interesse der H.P.A.

Herr Prof. A. PERRIER (Lausanne) erstattet Bericht über die Tätigkeit der Union internationale de Physique und Herr Dr. W. LOTMAR (Aarau) gibt die Gründung des Schweizerischen Komitees für Optik bekannt.

Die nächste Sitzung wird im Rahmen der 128. Jahresversammlung der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft am 4. bis 6. September 1948 in St. Gallen stattfinden.

Wissenschaftlicher Teil.

Une nouvelle source d'électrons et son inversion comme source d'ions

par R. KELLER.

Le dispositif est basé sur le principe du manomètre de PENNING¹). Cette jauge, destinée à mesurer des pressions basses entre 10^{-5} et 10^{-3} mm Hg, comprend une chambre d'ionisation placée dans un champ magnétique. La cathode forme en même temps les deux pièces polaires de l'aimant entre lesquelles est placé un anneau servant d'anode.

Pour l'employer comme source d'électrons il suffit d'y aménager une ouverture appropriée, au voisinage de laquelle est située une électrode accélératrice. Nous avons effectué une construction entièrement métallique que voici:

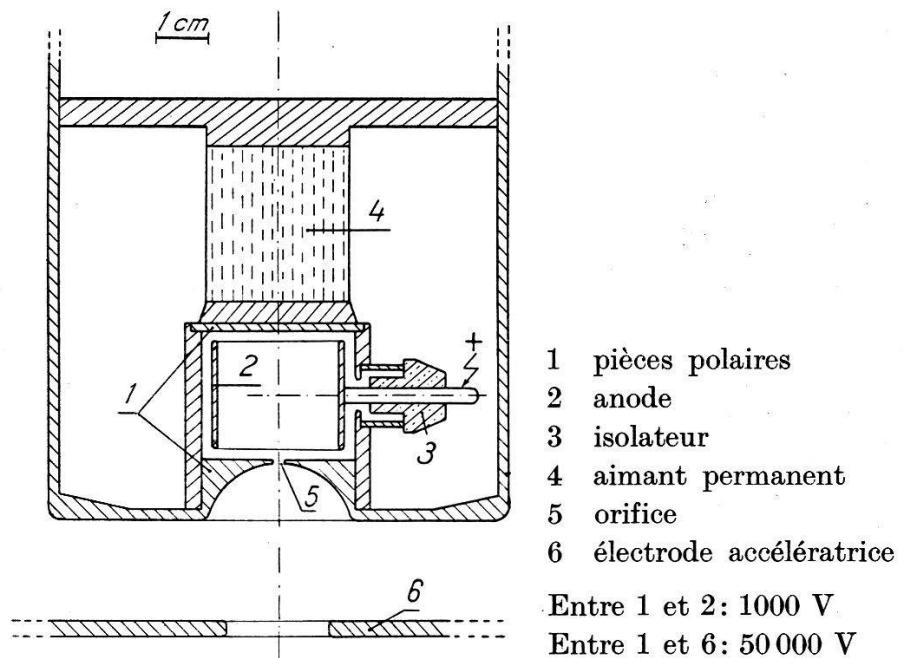


Fig. 1.

Les essais faits à notre institut sur le diffractographe et le microscope électronique nous ont révélés les avantages suivants d'une telle source d'électrons.

¹⁾ *Physica* 4, 71 (1937), F. M. PENNING.

Propriété d'être indestructible et de ne demander aucun entretien.

Absence d'admission de gaz du fait qu'elle fonctionne encore au-dessous de 10^{-4} mm Hg.

Régime de basse tension entre 1000 et 2000 V. Une tension de cet ordre de grandeur peut facilement être pulsée, c.-à-d. la source d'électrons peut être commandée par un transformateur donnant des impulsions. Nous avons pris des images de diffraction en un temps de pause de moins d'un millième de sec.

Cette source est quasi ponctuelle et très monochromatique. En voici les raisons :

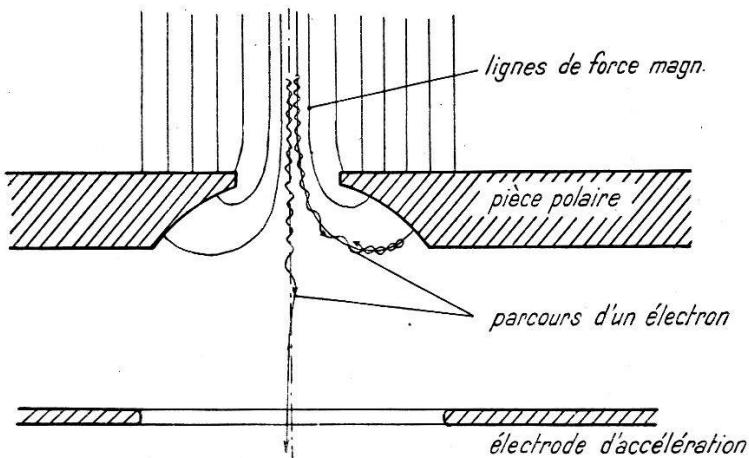


Fig. 2.

Le champ magnétique (800 Gauss) provoque une rotation des électrons dans le plan perpendiculaire aux lignes de forces. Le rayon de cette rotation est de l'ordre du dixième de mm à proximité de l'orifice, donc très petit. La trajectoire d'un électron s'enroule en principe autour d'une ligne de force (abstraction faite d'un mouvement de précession autour de l'axe de symétrie), l'électron suit en quelque sorte la ligne de force jusqu'à l'endroit où son énergie s'annule et puis rebrousse chemin. Un électron sortant de l'orifice retournera donc dans la chambre d'ionisation grâce à cette réflexion. Seuls les électrons suivant de très près l'axe arrivent dans des régions où le champ magnétique devient négligeable et parviennent à s'en libérer. Ce domaine est environ 20 fois plus petit que le diamètre de l'orifice. Il est donc possible de rendre cette source très ponctuelle. En outre les faits ci-dessus impliquent que le faisceau électronique ainsi produit forme un pinceau de faible ouverture.

Pour ce qui est de l'énergie, le potentiel électrique au voisinage de l'orifice présente un col dont le sommet se rapproche fortement du potentiel des parois de l'ouverture. La différence peut facilement être tenue à moins d'un dix millième du potentiel d'accélération.

Comme le phénomène d'ionisation produit des électrons d'énergie dépassant rarement le potentiel de la cathode, le défaut de chromatie est inférieur aux dix millième.

Ce même dispositif fonctionne comme source d'ions si l'on inverse la polarité de l'électrode accélératrice¹⁾. Nous l'utilisons sur un tube ionique en vue de produire des neutrons par la réaction $D + D$. La source d'ions est alimentée par un transformateur donnant des impulsions périodiques. Nous avons obtenu avec de l'hydrogène un courant ionique de 15 mA instantané et de 0,7 mA en moyenne. Avec le deutérium il est donc possible de réaliser une source de neutrons pulsée et, au moyen d'un sélecteur de vitesse, d'effectuer des mesures avec neutrons lents monocinétiques.

Ein Gerät zur Messung der Verteilung von Impulshöhen und Zeitdifferenzen

von E. BALDINGER und R. CASALE²⁾, Basel.

Untersucht man Kernreaktionen in der Ionisationskammer, so bildet die Zahl der Ionen bzw. ihre Ladung ein Mass für den Energieverlust der Partikel im Zählvolumen der Kammer. Man verstärkt und registriert Impulse, deren Amplituden proportional zu diesen

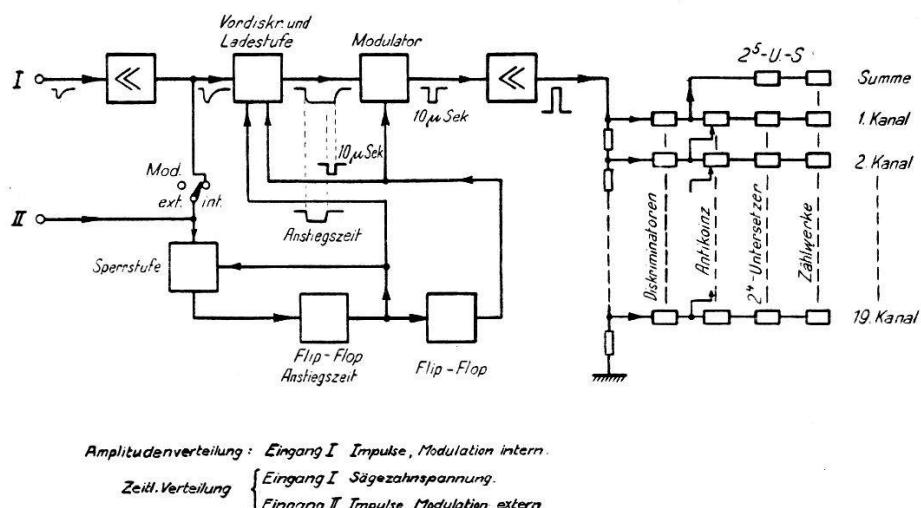


Fig. 1.
Blockdiagramm.

Ladungen sind. Die Auswertung wird wesentlich erleichtert, wenn eine Registriereinrichtung³⁾ zur Verfügung steht, welche die Amplitudenverteilung direkt abzulesen gestattet. Fig. 1 zeigt ein Block-

¹⁾ Physica 4, 1190 (1937), F. M. PENNING et J. H. A. MOUBIS.

²⁾ Istituto di Fisica dell'Università di Roma.

³⁾ D. MAEDER, Helv. Phys. Acta XX, 140, 1947.

diagramm unserer neu fertiggestellten Messeinrichtung. Zur Untersuchung der Amplitudenverteilung werden die Impulse auf den Eingang I geschaltet, verstärkt und hierauf in Rechteckimpulse von 10μ Sek. Dauer umgewandelt, deren Höhe proportional der Amplitude der Eingangsimpulse sind. Die Umwandlung geschieht folgendermassen:

Die Impulse lösen in einer 1. Flip-Flop-Stufe einen Rechteckimpuls einstellbarer Zeitdauer t_1 aus. Die Rückflanke dieses Impulses erzeugt in einer 2. Flip-Flop-Stufe einen Rechteckimpuls von 10μ Sek. Dauer. Während der Zeit t_1 wird in der Ladestufe ein Kondensator auf die Amplitude des zu untersuchenden Impulses aufgeladen. Die Spannung dieses Kondensators steuert den einen Eingang des Modulators. Einem zweiten Eingang wird der 10μ Sek. Impuls zugeführt, so dass am Modulatorausgang ein Impuls dieser Zeitdauer und einer Höhe entsprechend der Eingangsspannung erscheint.

Nach jedem Impuls wird die Registriereinrichtung für eine einstellbare Zeit gesperrt. Falls in dieser Zeit ein weiterer Impuls eintrifft, so wird die Sperrzeit automatisch und proportional der Impulshöhe verlängert. Damit werden Fehlmessungen weitgehend vermieden.

Die verstärkten Ausgangsimpulse des Modulators gelangen in 19 gleich gebaute Kanäle, wobei infolge der Unterteilung des Anodenwiderstandes des Ausgangsverstärkers jeder höhere Kanal einen etwas kleineren Impuls erhält. Die Kanäle setzen sich zusammen aus Diskriminatoren, Antikoinzidenzstufe, 4fach Untersetzer und Endstufe mit Zählwerk. Spricht beispielsweise der zweite Diskriminatoren an, so sperrt die Antikoinzidenzstufe des ersten Kanals. Auf diese Art werden die Amplitudenintervalle der einzelnen Kanäle bestimmt.

Bei einem Auflösungsvermögen der Zählwerke von $1/50$ Sek. und falls ein Zählverlust von 2% gerade zulässig ist, können pro Kanal im Mittel 20 statistisch verteilte Impulse pro Sekunde registriert werden. An den 1. Diskriminatoren ist ein weiterer Kanal mit einem 32fach Untersetzer angeschlossen, der automatisch die Summe der in den 19 Kanälen registrierten Impulszahlen bildet und so eine laufende Kontrolle der Zähleinrichtung ermöglicht. Es sei noch erwähnt, dass sich die Intervalle der einzelnen Kanäle ohne Überlappung und ohne Lücke aneinanderschliessen.

Die Ladestufe ist ferner als Vordiskriminatoren ausgebildet, so dass wahlweise auch ein kleiner Teil der Amplitudenverteilung recht genau ausgemessen werden kann. Mit Hilfe eines weiteren, in Fig. 1

nicht eingezeichneten Vordiskriminators lässt sich die Kanalbreite bis zu 1% der maximalen Impulshöhe verringern.

Im Hinblick auf Experimente mit Hilfe der Flugzeit von Neutronen, ist die Apparatur ebenfalls zur Messung von Zeitdifferenzen zwischen einzelnen Ereignissen oder Impulsen eingerichtet. In diesem Falle werden die, von der zu untersuchenden Kernreaktion herrührenden Impulse auf den Eingang II geschaltet. Sie bestimmen den Zeitpunkt der Modulation. Gleichzeitig mit dem in der Quelle erzeugten „Neutronenimpuls“ beginnt am Eingang I eine Spannung linear anzusteigen. Am Modulatorausgang erscheint eine Impulshöhe, entsprechend dem Wert, den die linear ansteigende Spannung im Zeitpunkt der Kernumwandlung erreicht hat. Zeitdifferenzen sind somit in Amplitudendifferenzen umgewandelt, und jeder Kanal entspricht einer bestimmten Zeitdifferenz.

Das ganze Gerät enthält 150 Radioröhren und besitzt eine Anschlussleistung von 1,5 kW. Eine ausführliche Beschreibung folgt später.

Natürliche Unschärfe der Ladungsmessung mit Impulsverstärkern in Abhängigkeit von der Stosshäufigkeit

von D. MAEDER (ETH. Zürich).

Bei der Messung kleiner Ladungsstösse mittels Verstärkern stellt sich das Problem, aus dem beobachtbaren Stromverlauf im Ausgangskreis $J = f(t)$ die Grösse des zur Zeit $t = 0$ stattgefundenen Ladungszuwachses Q am Eingang zu bestimmen. Aus $f(t)$ ist also eine Masszahl für Q zu bilden

$$\mathfrak{M} \{ f(t) \} = Q + q \quad (q = \text{Fehler})$$

derart, dass das mittlere Fehlerquadrat \bar{q}^2 möglichst klein wird. Das beste Masszahlverfahren besteht nach VAN HEERDEN¹⁾ in der Bildung der Differenz der Mittelwerte von $f(t)$ vor bzw. nach dem Ladungssprung, wobei die Werte $f(t)$ mit geeigneten Gewichtsfunktionen $g_{1,2}(t)$ zu belegen sind. Die so entstehende Masszahl

$$\mathfrak{M}_0 \{ f(t) \} = \overline{g_2(t) f(t)} - \overline{g_1(t) f(t)}, \quad (1)$$

mit

$$g_{1,2}(t) = e^{\pm \frac{t}{\tau_0}} \quad (2)$$

führt auf das theoretisch kleinstmögliche mittlere Fehlerquadrat

¹⁾ VAN HEERDEN, Dissertation, Utrecht (1945).

\bar{q}_0^2 , welches wir als natürliche Unschärfe der Q -Bestimmung bezeichnen. \bar{q}_0^2 und τ_0 sind charakteristische Daten der Apparatur, ihre Größenordnung beträgt $(100 \text{ e})^2$ bzw. 10^{-3} sec^2 .

Da sich bei der Mittelwertsbildung über unendlich lange Zeit (gemäss (1)) weitere Ladungsstöße überlagern können, so gilt VAN HEERDENS Rechnung streng nur bei *verschwindender Stossfrequenz*. Um die theoretische Grenze für \bar{q}^2 bei vorgegebener, *endlicher Stosshäufigkeit* zu finden, ersetzen wir die Vorschrift (1) durch

$$\mathfrak{M}\{f(t)\} = g_2(t) f(t) - g_1(t) f(t), \quad (3)$$

wobei t_1 = Zeitpunkt des letzten vorangegangenen Stosses
 t_2 = Zeitpunkt des ersten nachfolgenden Stosses

wodurch Überlagerungen vermieden werden. Zunächst suchen wir das kleinste \bar{q}^2 zu einer vorgegebenen Pausenlänge T (Festlegung der optimalen Gewichtsfunktionen $g_{1,2}(t)$). Es zeigt sich, dass für alle T mit hinreichender Genauigkeit die Gewichtsfunktionen (2) beibehalten werden können; mit dieser Vereinfachung ergibt sich:

$$T\bar{q}_0^2 = \bar{q}_0^2 \left[1 + \frac{x}{2} \frac{e^{-2x}}{\sinh^2 x} \right], \quad (4)$$

wobei $x = \frac{T}{2\tau_0}$ = normierte Pausenlänge

Bei statistisch aufeinanderfolgenden Stößen ist (4), mit der Wahrscheinlichkeit der Pausenlänge T multipliziert, über alle T von $2\tau_a \dots \infty$ zu integrieren (τ_a = Anstiegszeit des Verstärkers $\ll \tau_0$). Setzt man für $T < 2\tau_a$ den Fehler gleich der Grösse der zu messenden Ladung Q , so wird das statistisch gemittelte Fehlerquadrat für ein bestimmtes τ_a ein Minimum, welches wir als natürliche Unschärfe bei vorgegebener Stosshäufigkeit N bezeichnen:

$$N\bar{q}_0^2 = a(1+a)Q^2 + \bar{q}_0^2 e^{-\frac{a}{2}} \left[1 + \tau_0 N \int_b^{\tau_0 N+1} \frac{e^{-x}}{x} dx \pm \dots \right] \quad (5)$$

wobei

$$a \equiv 2\tau_{a\text{opt}} N \approx \frac{\tau_0 N}{\tau_0 N + Q^2/\bar{q}_0^2}; \quad b \equiv \tau_{a\text{opt}} \left(N + \frac{1}{\tau_0} \right) \approx \frac{1}{2} \frac{\tau_0 N + 1}{\tau_0 N + Q^2/\bar{q}_0^2}.$$

Zum Vergleich mit der natürlichen Unschärfe (5) wurde der mit dem praktisch stets benützten *RC-RC-Verfahren*¹⁾³⁾ erreichbare kleinste Fehler berechnet. Unter Berücksichtigung des von Über-

²⁾ MILATZ und KELLER, *Physica* IX, 97 (1942).

³⁾ KELLER, *Physica* XIII, 326 (1947).

lagerungen herrührenden, üblicherweise vernachlässigten „Abklingfehlers“ ergibt sich als theoretische Unschärfe des RC - RC -Verstärkers:

$$N\bar{q}_{RCRC_0}^2 = \frac{e^2}{4} \bar{q}_0^2 \sqrt{1 + 0,676 n Q^2 / \bar{q}_0^2}. \quad (6)$$

Die numerische Auswertung von (5) und (6) zeigt, dass bei gleichem Fehler die für den RC - RC -Verstärker zulässige Stosshäufigkeit weit unterhalb der theoretischen Grenze liegt. Es sei daher auf eine verallgemeinerte RC -Schaltung hingewiesen, welche die na-

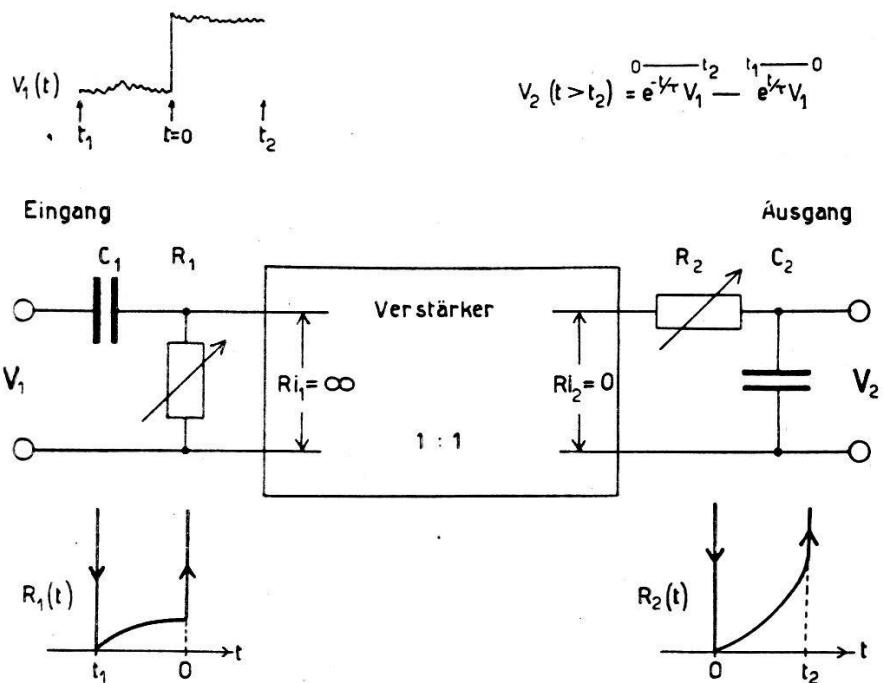


Fig. 1.
Automatische Mittelwerts- und Differenzbildung.

türliche Unschärfe bei beliebiger Stosshäufigkeit realisiert (Fig. 1): Die Widerstände R_1 , R_2 werden durch eine Umschaltvorrichtung (die nur auf wahre Stösse, nicht aber auf Untergrundspitzen ansprechen soll) zeitlich gesteuert, so dass für $t > t_2$ die Spannung an C_2 die gesuchte Masszahl für Q liefert. Diese wird identisch mit der von der Theorie geforderten Masszahl (3), falls

für	$t < t_1$	$t_1 < t < 0$	$0 < t < t_2$	$t > t_2$
$R_1(t)$	beliebig	$R_0 \left(1 - e^{-\frac{t-t_1}{\tau_0}} \right)$	∞	beliebig
$R_2(t)$	beliebig	beliebig	$R_0 e^{+\frac{t}{\tau_0}} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_0}} \right)$	∞

Die ausführliche Arbeit erscheint in den H.P.A.

Untersuchungen an verschiedenen Koinzidenz-Mischstufen

von P. STOLL, M. WALTER und W. ZÜNTI, ETH. Zürich.

Als Mischstufe für Koinzidenzverstärker wird seit 1930 vorwiegend die Rossi-Stufe¹⁾ verwendet. Dazu kamen in letzter Zeit einige andere Vorschläge, unter denen wir besonders die Kathoden²⁾- und die Dioden³⁾-Mischstufe herausgreifen (Schaltungen vgl. Figur).

Während für die Erzielung eines hohen Auflösungsvermögens die Vorverstärkung massgebend ist, hat man von der eigentlichen Mischstufe zu fordern, dass sie die Koinzidenzen möglichst sauber von den Einzelstössen trennt. Am Ausgang soll daher das Verhältnis Koinzidenzstoss: Einzelstoss = ϱ möglichst gross sein. Um die eingangs erwähnten Schaltungen miteinander vergleichen zu können, erschien es uns deshalb zweckmässig, diese Verhältniszahl ϱ experimentell zu bestimmen. Der Vergleich ist natürlich nur dann einwandfrei, wenn dieselben Eingangsimpulse verwendet werden. Bei den vorliegenden Untersuchungen wurde daher für alle Mischstufen der gleiche Vorverstärker benutzt.

Die Messungen erfolgten auf bekannte Art mit Hilfe des Kathodenstrahlzillographen (Du Mont 224-A), wobei jeder einzelne Zählrohrimpuls den normalerweise unterdrückten Kathodenstrahl freigibt und gleichzeitig die lineare Zeitablenkung auslöst. Die Bilder der rasch aufeinanderfolgenden Zählrohrstösse überlagern sich somit auf dem Schirm zu einer stehenden, leicht photographierbaren Kurve. Es bleibt noch zu bemerken, dass die Ansprechzeit der Apparatur etwa 10^{-7} sec beträgt. Wenn in die Prüfleitung ein Verzögerungsglied (kontinuierliche Bauweise) von $2 \cdot 10^{-7}$ sec eingeschaltet wird, kann jedoch auch der Anfang des Stosses sichtbar gemacht werden (vgl. Figur).

a) *Kathodenmischstufe.* Die Höhe des Einzelstosses ist näherungsweise gegeben durch $V_{\text{einzel}} = J_{a_0}/2 S$, wobei J_{a_0} den Anodenruhestrom beider Röhren und S deren Steilheit bedeutet. Bei den heutigen Röhrentypen hat dieser Wert die Grössenordnung 1 Volt. Weil der Verstärkungsgrad für den Koinzidenzstoss bei dieser Schaltung höchstens den Wert 1 erreichen kann, muss die Eingangsstoss Höhe wesentlich grösser als 1 Volt sein, damit ein genügend grosses ϱ gewährleistet wird. (Bei Aufnahme a) ist diese Forderung schlecht erfüllt, da der Eingangsstoss durch starke Differentiierung auf 3 Volt reduziert wurde.)

¹⁾ ROSSI, Nature **125**, 636 (1930).

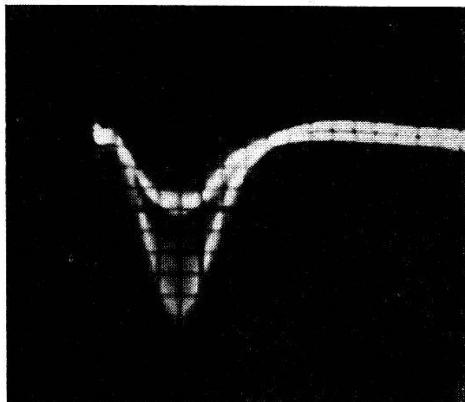
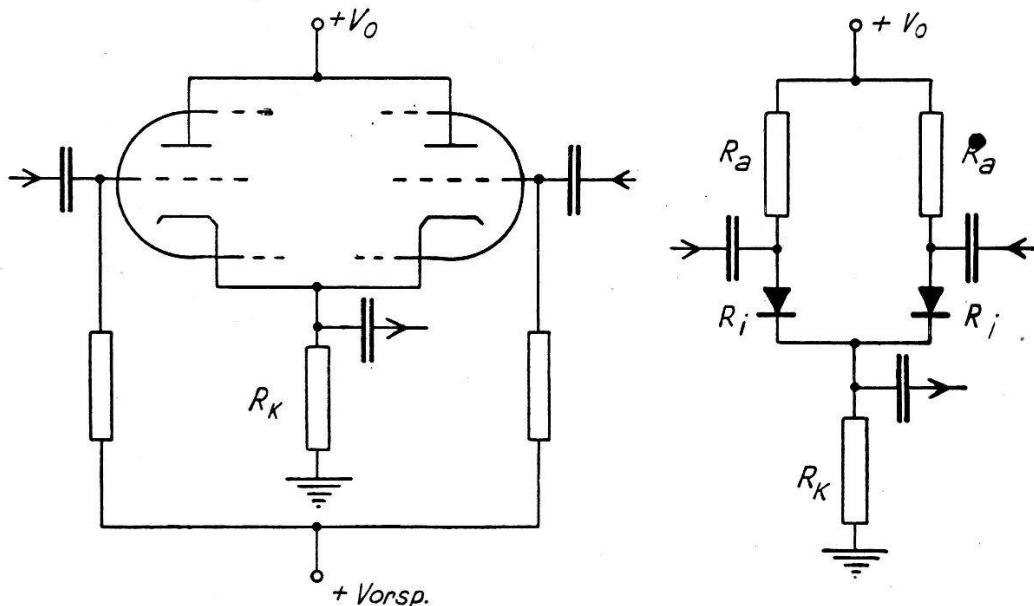
²⁾ KURSHAN, Rev. Sci. Inst. **18**, 647 (1947).

³⁾ HOWLAND, SCHROEDER und SHIPMAN, Rev. Sci. Inst. **18**, 551 (1947).

b) *Diodenmischstufe*. Auch bei dieser Schaltung wird der Koinzidenzstoss nicht verstärkt. Die Einzelstosshöhe für 2fach-Koinzidenzen ist hier im Prinzip durch folgende Formel gegeben:

$$V_{\text{einzel}} = \frac{1}{2} J_{\text{total}} (R_a + R_i)$$

(Allgemein für n -fach-Koinzidenzen: $(n - 1)/n$ an Stelle von $\frac{1}{2}$.)



a) *Kathodenmischstufe*

Doppeltriode 6 SN7

$R_k = 10 \text{ KOhm}$

$V_0 = 280 \text{ Volt}$

Vorsp. = 50 Volt

Koinzidenz- und Einzelstoss bei Eingangsstössen von 3 Volt Amplitude.

b) *Diodenmischstufe*

Germaniumgleichrichter 1N34

$R_a = 1 \text{ KOhm}$

$R_k = 5 \text{ MOhm}$

$V_0 = 280 \text{ Volt}$

Koinzidenz- und Einzelstoss bei Eingangsstössen von 3 Volt Amplitude.

J_{total} ist der im Kathodenwiderstand R_k fliessende Strom. R_a kann nicht beliebig klein gemacht werden, da sonst die Anpassung an den Vorverstärker ungünstig wird. (Eventuell erweist sich die

Einschaltung einer cathode follower-Stufe als nötig.) Hingegen kann der Ruhestrom J_{total} , z. B. durch Wahl eines grossen Kathodenwiderstandes R_k , sehr klein gehalten werden.

Allzuweit darf man jedoch mit der Unterdrückung des Einzelstosses auch nicht gehen, weil sonst die Grösse des Koinzidenzstosses merklich abnimmt. Seine Flankensteilheit kann nämlich den Wert

$$\alpha = \left(\frac{dV}{dt} \right)_{\text{max}} = \frac{J_{\text{total}}}{C_k}$$

nicht überschreiten. Dabei bedeutet C_k die Kapazität zwischen Kathode und Erde. Die Verwendung von Germaniumgleichrichtern 1N34 ist besonders günstig, weil die Kathoden-Heizfaden-Kapazität wegfällt.

Es bleibt noch zu bemerken, dass die Arbeitsweise der Diodenmischstufe für dreieckige Eingangsimpulse berechnet wurde, wobei sich die von HOWLAND, SCHROEDER und SHIPMAN³⁾ für Rechteckimpulse durchgeführten Betrachtungen als Spezialfall bestätigten. Durch künstliche Veränderung von C_k konnten verschiedene Werte der kritischen Flankensteilheit α experimentell realisiert werden. Es zeigte sich dabei, dass das Abschneiden des Koinzidenz-Ausgangsstosses sehr scharf eintritt, sobald α unter die Eingangsstoss-Flankensteilheit sinkt. Bei der Dimensionierung einer Diodenmischstufe wird man zur Erzielung eines kleinen Einzelstosses den kritischen Wert α gleich der Flankensteilheit des Eingangsstosses wählen.

c) *Rossistufe*. Die Eigenschaften dieser Stufe ergeben sich bekanntermassen aus der Pentoden-Charakteristik. Eine befriedigende Unterdrückung des Einzelstosses führt zwangsläufig auf eine hohe Zeitkonstante im Anodenkreis, so dass der Vorteil der Verstärkung nur bei relativ langen Eingangsimpulsen gewahrt wird.

Bei kurzen Stössen, wie sie zur Erzielung eines hohen Auflösungsvermögens notwendig sind, erscheint uns jedoch die Diodenmischstufe wegen ihrer geringen Einzelstoss Höhe als besonders geeignet.

Ein Beta-Spektrometer hoher Lichtstärke

von W. ZÜNTI (ETH. Zürich).

Die auf dem Prinzip der magnetischen Linse beruhenden Spektrometer scheinen besonders geeignet zur Erzielung hoher Lichtstärke. Die Öffnungsfehlerkonstante als ausschlaggebende Grösse erheischt eine dicke magnetische Linse, welche ähnlich wie ein homogenes Feld wirkt. Statt der üblichen Lochblende muss eine

Ringblende verwendet werden, deren Stellung und Grösse aus dem gemessenen Feldverlauf auf der Achse errechnet werden kann.

Das ausgeführte Gerät verwendet eine lange zweigeteilte Spule mit äusserem Eisenmantel. Der erfasste Raumwinkel beträgt 0,34, entsprechend einer Ausnützung von 2,7%. Mit einer scheibenförmigen Quelle von 3 mm Durchmesser wird ein Auflösungsvermögen von 1,3% erreicht, in Übereinstimmung mit der theoretischen Erwartung. Die ausführliche Arbeit erscheint demnächst in der H.P.A.

**Origine de l'effet de température sur le tube de Geiger-Müller
à alcool-argon**

par G. JOYET et Mlle M. SIMON, C.A.C.R., Lausanne.

Sous tension de travail constante, les tubes de Geiger-Müller à remplissage d'alcool et d'argon manifestent une variation de sensibilité plus ou moins élevée en fonction de la température. La sensibilité peut décroître de quelques pourcents pour une élévation de température de 1° C dans un tube à palier court de 150 V environ¹⁾. Cet effet de température peut provenir de *propriétés absorbantes des parois* du tube qui restituent à température élevée les gaz de remplissage absorbés à basse température et modifient ainsi la pression du mélange et par là le libre parcours. Il pourrait aussi tirer son origine d'une propriété de la vapeur d'alcool qui formerait des *édifices polymoléculaires* dont l'élévation de température entraînerait la dissociation progressive. Il est peu probable que cet effet, comme on l'affirme parfois, provienne de la présence d'impuretés dans les gaz de remplissage, car on ne comprendrait pas comment ces impuretés provoquent la translation de la caractéristique en fonction de la température que l'on observe.

Pour déterminer l'origine du phénomène, nous avons construit des tubes avec des matériaux différents d'une part, et d'autre part nous avons fait varier la pression d'alcool de 10 à 30 mm en maintenant constante au moment du remplissage la pression totale du mélange à 105 mm.

Pour un tube cylindrique à parois d'aluminium, avec fil tendu entre deux bouchons de cibanite colmatés avec de la picéine ou de la cire Apiezon W, l'effet de température est donné par la figure 1. Il consiste principalement en une translation de la caractéristique

¹⁾ G. JOYET, H.P.A. XX, 247 (1947).

parallèlement à l'axe des tensions en fonction de la température. La translation, pour une différence de température déterminée, croît avec la température. Par ailleurs, le palier s'allonge et sa pente diminue aux températures élevées alors qu'aux températures basses le phénomène inverse se produit comme si les «spurious counts» s'étaient considérablement accrus. La figure indique l'ordre dans lequel les caractéristiques ont été enregistrées avec une durée de stabilisation de quelques heures à chaque température. Les 6^e et 7^e caractéristiques à 25° C ont été enregistrées après des attentes respectives de 2 et 5 jours. Le phénomène apparaît donc comme

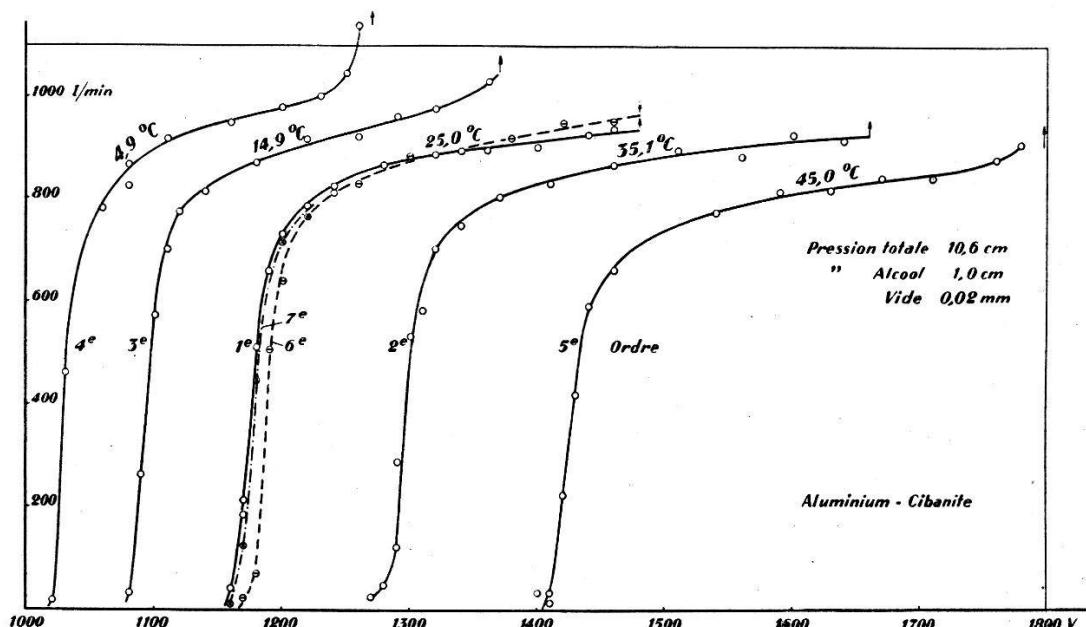


Fig. 1.

complètement réversible malgré le déplacement considérable d'environ 400 V subi par la caractéristique. C'est ce déplacement qui explique, à tension de travail constante, la variation de sensibilité. Pour le même type de tube, si l'on porte la pression d'alcool à 20 et 30 mm au remplissage, l'effet de température croît avec la pression d'alcool.

Les tubes sont remplis avec un argon très pur (tube scellé de Griesogen, pureté spectrale), et de l'alcool absolu. Des traces d'air et un vide moins poussé raccourcissent le plateau de la caractéristique mais ne modifient pas le déplacement de celle-ci.

Considérons l'amorçage de la décharge au début de la caractéristique, au point initial où le compteur commence à fonctionner en amplificateur proportionnel. L'amorçage apparaît au moment où l'énergie cinétique d'un électron atteint une valeur W_e au cours des derniers libres parcours avant d'atteindre le fil. Très près de la

surface du fil, le champ E peut être considéré comme uniforme. Dans ces conditions, on peut montrer que l'énergie de l'électron a pour valeur

$$W_e = \frac{e \lambda_e E}{\sqrt{2 K}}$$

où K est un coefficient qui caractérise la perte moyenne d'énergie par choc contre les molécules. W_e est constant au point d'amorçage et ne dépend que de la nature des gaz de remplissage. Si E croît avec la température, λ_e , le libre parcours de l'électron, doit décroître inversément proportionnellement.

$$\lambda_e = \frac{1}{\nu_1 \pi \sigma_1^2 + \nu_2 \pi \sigma_2^2}$$

où les indices 1 et 2 sont relatifs respectivement à l'argon et à l'alcool. S'il n'est pas probable que le nombre ν_1 de molécules d'argon varie, en revanche, ν_2 peut varier par absorption ou libération d'alcool par les parois d'une part ou par dissociation d'édifices polymoléculaires d'autre part.

Si l'on examine dans un récipient de pyrex relié à un manomètre, la variation de pression de la vapeur d'alcool à volume constant en fonction de la température, la variation $\Delta p / \Delta T$ apparaît comme parfaitement linéaire de 20 à 45° C. Comme la formule de VAN DER WAALS peut s'écrire

$$\frac{p_1 - p_0}{T_1 - T_0} = \frac{RN}{v - b}$$

on en déduit que le nombre N est resté constant. Par une méthode d'effusion H. EYRING¹⁾, en déterminant le poids moléculaire de la vapeur d'alcool a par ailleurs montré que le gaz était monomoléculaire. L'effet de température du tube de Geiger ne provient donc pas d'une dissociation de la vapeur d'alcool.

Si l'on change la nature des parois en construisant un tube en pyrex scellé avec fil de tungstène et cathode de cuivre électrolytique disposée à l'intérieur du tube avec une pression d'alcool de 2,0 cm et une pression totale de 10,9 cm, ce tube possède la caractéristique habituelle, mais celle-ci ne subit plus aucune translation lorsque la température passe de 20 à 30 puis à 50° C. L'effet de température est donc supprimé. Mais si la température est descendue à 0° où la tension de vapeur saturante de l'alcool est de 12 mm, le tube, malgré la saturation, fonctionne normalement, mais sa caractéristique a subi une translation de 120 V vers les basses tensions. Si

¹⁾ H. EYRING, J. of Am. Chem. Society **50**, 2398 (1928).

l'on revient à la température initiale de 20° C, on retrouve avec un décalage d'une dizaine de volts la caractéristique initiale.

L'effet de température du tube de Geiger — hors du domaine de saturation — est donc dû essentiellement à une absorption de la vapeur d'alcool par certains matériaux constituant ses parois. Les matériaux essayés les plus actifs sont, par ordre d'importance: la cibanite et la picéine (un peu solubles dans l'alcool!) et sans doute l'anticorodal. Le pyrex, le cuivre électrolytique, la cire Apiezon *W*, le polystyrène ne provoquent pas ou atténuent considérablement l'effet de température.

(Ce travail fera l'objet d'une publication plus étendue.)

Das Abklingen latenter Bilder in photographischen Schichten

von L. JENNY und W. HÄLG (Basel).

Es wird das Abklingen der latenten Spuren¹⁾ in der von uns beschriebenen, zum Nachweis geladener Teilchen geeigneten, photographischen Emulsion¹⁾ untersucht. Dabei ergibt sich für α -Teilchen des *Po* (5,3 MeV) eine Abnahme der Korndichte um 25 % bei einer Wartezeit von 32 Tagen zwischen Exposition und Entwicklung. Für die gleiche Zeit beträgt die Dichteabnahme bei Spuren von 3 MeV Protonen mehr als 50 %. Das Fading äussert sich im Verschwinden einzelner Körner der Spur, wobei die Wahrscheinlichkeit dafür unabhängig von der Lage des Korns in der Spur zu sein scheint.

Messungen mit Licht an denselben Emulsionen lieferten ein stärkeres Abklingen des latenten Bildes als bei schweren Teilchen. Eine ausführlichere Arbeit wird demnächst in den H.P.A. erscheinen.

Die höheren strahlungstheoretischen Näherungen zum Compton-Effekt

von E. CORINALDESI²⁾ und R. Jost (ETH. Zürich).

Während es bis vor kurzem angesichts der Divergenzschwierigkeiten aussichtslos schien, die sicher vorhandenen Korrekturen der Ordnung $e^2/4 \pi \hbar c = 1/137$ zu den störungstheoretischen Wirkungsquerschnitten auszurechnen, scheint die neuere Quantenelektro-

¹⁾ W. HÄLG und L. JENNY, Helv. Phys. Acta XXI, 131 (1948).

²⁾ Centro di Fisica Nucleare del C. N. R., Roma.

dynamik¹⁾ Subtraktionsmethoden zu entwickeln, die die Bestimmung der höheren strahlungstheoretischen Näherungen gestatten²⁾.

Wir wendeten das Verfahren von H. W. LEWIS und S. T. EPSTEIN auf die Streuung von Licht an skalaren Boseteilchen an.

Der entsprechende Hamiltonoperator lautet³⁾

$$H = H_0 + eH_1 + e^2 H_2 + H_{st}$$

$$H_0 = \frac{1}{2} \int (H^2 + E^{tr 2}) d^3 x + \int [\pi^* \pi + \psi^* (-\Delta + m^2) \psi] d^3 x$$

ist die Energie der ungestörten Felder

$$H_1 = -ie \int \sum_k \Phi_k^{tr} \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial x_k} \psi - \frac{\partial \psi}{\partial x_k} \psi^* \right) d^3 x$$

$$H_2 = e^2 \int \psi^* \psi \sum_k \Phi_k^{tr 2} d^3 x$$

$$H_{st} = \frac{1}{8\pi} \int \int \frac{\varrho(x) \varrho(x')}{|x-x'|} d^3 x d^3 x', \quad \varrho = -ie(\pi\psi - \pi^* \psi^*)$$

sind die Wechselwirkungsterme. H_{st} ist insbesondere die elektrostatische Energie (die longitudinalen Photonen sind eliminiert).

Durch die Einführung der bekannten Operatoren für die Photonen- und Teilchenanzahlen kann H_0 diagonal gemacht werden. $eH_1 + e^2 H_2 + H_{st}$ sind dann Operatoren, die die Teilchenzahlen verändern.

Indem die tiefer liegenden Fragen der Lorentzinviananz zunächst beiseite geschoben werden, behandeln wir den Fall, in welchem das streuende Teilchen anfangs in Ruhe ist. Dies hat bedeutende Vereinfachungen der Rechnung zur Folge. Der erhaltene Wirkungsquerschnitt kann nach bekannten Regeln auf ein bewegtes Bezugssystem umgerechnet werden.

Durch eine kanonische Transformation

$$\tilde{H} = e^{-S} H e^S \quad \text{mit } [H_0, S] = -eH_1$$

wird der in e lineare Term von H wegtransformiert:

$$\tilde{H} = H_0 + e^2 \tilde{H}_2 + e^3 H_3 + e^4 H_4 + \dots$$

¹⁾ J. SCHWINGER, Phys. Rev. **73**, 415, 1948; H. W. LEWIS, ibid., p. 173; S. T. EPSTEIN, ibid., p. 177; J. SCHWINGER, Bull. Americ. Phys. Soc. **23**, No. 3, p. 15, 1948; R. P. FEYNMANN, ibid.

²⁾ H. W. LEWIS, l. c.; S. T. EPSTEIN, l. c.

³⁾ G. WENTZEL, Quantentheorie der Wellenfelder § 11 und § 17. Wir setzen $\hbar = c = 1$.

Die Transformation e^S verändert die Photonen- und Teilchenanzahlen. Wir werden die neuen Anzahlen als die physikalisch beobachtbaren ansehen. Diese Transformation ist für die Durchführung der Subtraktion durchaus wesentlich. Sie geht für den Fall unendlich schwerer Teilchen (Vernachlässigung des Impulssatzes und der Paarerzeugung) in die von BLOCH und NORDSIECK¹⁾ eingeführte Transformation über und gestattet daher auch die Vermeidung der Ultrarotschwierigkeiten.

Der nach der Störungsrechnung aus H berechnete differentielle Wirkungsquerschnitt wird nach Potenzen von e entwickelt:

$$d\sigma = d\sigma_4 + d\sigma_6 + \dots$$

$d\sigma_4$ ist der Wirkungsquerschnitt nach GORDON-KLEIN. $d\sigma_6$ enthält divergente Impulsraumintegrale und zwar

- a) solche, die bei grossen Impulsen quadratisch divergieren,
- b) solche, die bei kleinen Photonenimpulsen logarithmisch divergieren.

Ein Teil der Divergenzen a) lässt sich als Selbstenergieterme deuten, indem sie sich darstellen lassen als Ableitungen von $d\sigma_4$ nach den Anfangs- und Endenergien von Teilchen respektive Photon multipliziert mit den entsprechenden Selbstenergien. Diese Terme können subtrahiert werden, da wir für die Ruhmasse der Photonen null und für die der Elektronen die experimentell gemessenen schon in H_0 eingesetzt haben. Die restlichen Divergenzen von a) lassen sich schreiben als const. $d\sigma_4$, wo const. ein logarithmisch divergentes Integral ist, das weder vom Anfangs-, noch vom Endzustand abhängt. Sie sind Folgen der Vakuumpolarisation und werden durch die Renormalisation der Ladung subtrahiert. Die endgültige Renormalisation der Ladung muss so erfolgen, dass im nichtrelativistischen Grenzfall $d\sigma$ in die Thomsonsche Streuformel übergeht.

Die Divergenzen b) entsprechen der Tatsache, dass eine Aufspaltung des Wirkungsquerschnittes in Einfach- und Mehrfachprozesse im Rahmen der Störungsrechnung nicht möglich ist¹⁾. Man hat deshalb zu $d\sigma$ noch den Wirkungsquerschnitt des Doppel-Compton-Effektes $\int d\sigma^{\text{doppel}} \cdot d^3 k_2$ zu addieren, wobei ein Quant des Impulses k_1 nach $d\Omega$ gestreut wird, das andere k_2 aber beliebig ist. Dann kompensieren sich die Divergenzen in $d\sigma_6$ mit den bekannten Ultrarotdivergenzen des Doppel-Compton-Effektes.

¹⁾ F. BLOCH and A. NORDSIECK, Phys. Rev. **52**, 54, 1937. Für den Compton-Effekt: R. JOST, Phys. Rev. **72**, 815, 1947.

Für den nichtrelativistischen Grenzfall ergibt sich nach umständlicher Rechnung für¹⁾

$$d\sigma_6 = \frac{r_0^2}{2 \cdot 137} \cdot \frac{d\Omega}{(2\pi)^3} \cdot k^2 \left\{ (1 + \cos^2 \Theta) \left[\frac{47}{72} - 2 \log (2k) + \frac{2}{3} \log (2\omega) \right] \right. \\ \left. + (1 + \cos^2 \Theta) \cos \Theta \left[-\frac{55}{72} - \frac{2}{3} \log (2k) - \frac{2}{3} \log (2\omega) \right] \right. \\ \left. + (1 - \cos^2 \Theta) \cos \Theta \left[-\frac{7}{72} - \frac{4}{3} \log (2k) \right] \right\}$$

r_0 = ist der klassische Elektronenradius;

k = der Impuls des einfallenden Lichtquants in Einheiten mc ;

ω = der Abschneideimpuls für den Doppel-Compton-Effekt. $d\sigma_4 + d\sigma_6$ gibt den Wirkungsquerschnitt dafür, dass neben dem Hauptquant entweder kein anderes oder ein zweites Quant des Impulses $\leq \omega \ll k$ emittiert wird.

Eine entsprechende Rechnung für Spinelektronen ist begonnen.

Sur la mesure de la concentration en uranium des plaques Ilford D_1 imprégnées et la détermination de sections efficaces de fission

par CH. HAENNY et O. ROCHAT (Lausanne).

La méthode du comptage des traces dans l'émulsion photographique peut être appliquée à la détermination de sections efficaces, spécialement si le flux de particules incidentes est faible. Elle pourrait constituer un moyen facile de mesurer la concentration en isotope 235 d'un uranium enrichi, en utilisant les traces de fissions par neutrons lents. Le travail présenté est une étude des conditions d'application de cette méthode de comptage.

1. Détermination de la quantité d'uranium imprégnée.

Des plaques Ilford D_1 ont été imprégnées de solution de nitrate d'uranylique dans l'acide acétique 5% en volume, concentration comprise entre 10^{-4} et 10^{-1} gramme uranium par centimètre cube. La quantité d'uranium est déterminée en appliquant au contact de la couche imprégnée une émulsion C 2 sensible aux rayons Alphas.

Le nombre Tr de traces observables par champ du microscope ($7,7 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$) après 24 h. de contact, porté sur une échelle logarithmique en fonction du log. de la concentration molaire de la solution donne une droite correspondant à la relation $T_r = A c^f$ où $A = 26,0 \pm 0,7$ et $f = 0,81 \pm 0,01$. BRODA²⁾ indique une valeur de

¹⁾ Diese Formel wurde in Yverdon nicht mitgeteilt.

²⁾ BRODA, Nature 160, 231 (1947).

0,80, les concentrations c utilisées étant inférieures à 0,12 molaire. Le procédé de contact permet l'emploi de solutions beaucoup plus concentrées. L'allure de la courbe d'absorption reste la même. Pour le nitrate de thorium l'isotherme d'absorption est également une droite dont la pente est de 0,77.

La valeur absolue de la concentration en g. U/cc. d'émulsion est tirée de ces résultats par la relation :

$$C_u = \frac{4 \cdot Tr}{N_{u1} \left(\sum_i \left(R_i - \varrho \frac{a/2}{a+1} \right) p_i \right) \cdot S \cdot \left(1 + \frac{R}{2\varnothing} \right)}$$

où N_{u1} = nombre d'alphas émis par 1 gr. d' U_1 en 24 heures.

R_i = parcours du rayon alpha dans l'émulsion (pour le $i^{\text{ème}}$ émetteur α).

ϱ = parcours minimum observable.

S = surface du champ du microscope.

\varnothing = diamètre du champ du microscope.

a = épaisseur av. fixage.
épaisseur ap. fixage.

p_i = 1 pour UI et UII et 0,04 pour AcU.

Cette formule résulte d'une modification de la relation indiquée par I. CURIE¹⁾ et tient compte de la contraction qui suit le fixage. La longueur ϱ est la longueur minima que doit avoir la trace après contraction pour être encore observable. Le diviseur $(1 + R/\varPhi)$ est dû à la méthode de comptage. Si l'on dénombre toutes les traces ayant une extrémité à l'intérieur du champ on attribue en trop à la surface du champ des traces sortant de l'émulsion extérieurement et pénétrant dans celui-ci sur les bords.

2. Epaisseur de l'émulsion.

La mesure de la concentration superficielle nécessite la connaissance de l'épaisseur de l'émulsion imprégnée et séchée. Cette valeur est susceptible de variations importantes pouvant aller jusqu'à 10% de l'épaisseur de l'émulsion sèche suivant la température et l'humidité de l'air. Pour une solution imprégnante de 0,142 gr. d'U/cc. à 55% d'humidité relative, l'épaisseur est de 81 μ . En utilisant la relation indiquée et une valeur de $T_r = 16,8$ la concentration calculée est de 2,06 mgr. U/cm² en bon accord avec une détermination analytique faite en extrayant l'U. de la couche par lavage est en le dosant sous forme de U_3O_8 .

¹⁾ I. CURIE, J. Phys. et Rad., S. VIII, t. VII, 313 (1946).

3. *Affaiblissement des traces de fission.*

Une série de 6 plaques imprégnées avec des solutions de concentrations comprises entre 0,2 et 0,01 gr. U/cc. a été exposée aux neutrons lents d'une source Ra-Be 500 MC. Jusqu'à une concentration de 0,312 dans l'émulsion on observe une bonne proportionalité entre le nombre de traces de fissions et la quantité d'U. La concentration optima est donc de 0,3 gr. d'U/cc. ce qui correspond à une solution de 0,142 gr. U/cc. dans nos conditions d'imprégnation.

4. *Sensibilité aux rayons Alphas.*

Les plaques D_1 sont livrées comme insensibles aux rayons Alphas. Nous avons trouvé que pour une solution de $4 \cdot 10^{-4}$ et au-dessous, les traces apparaissent, mais très faiblement, avec environ 10 grains par trace. Les traces de fissions sont aisément discernables.

5. *Section efficace.*

Une première détermination de la section efficace effectuée à l'aide d'une source Ra-Be de 50 MC, les neutrons étant ralentis dans la parraffine, la plaque placée à 16 cm. de la source a donné une valeur de $4,9 \cdot 10^{-24}$ avec une erreur possible de 30% qu'il sera facile de diminuer par la suite. Le flux de neutrons a été mesuré avec des plaques imprégnées de bore en utilisant la valeur de $600 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ pour la section efficace (n, α) .

(n, p)-Reaktion an P^{11}

von K. MEYER, P. HUBER und E. BALDINGER, Basel.

(Erscheint demnächst in den H.P.A.)

Koinzidenz-Messungen an Licht- und γ -Quanten mit Multipliern

von K. P. MEYER, P. HUBER und E. BALDINGER, Universität Basel.

Um die Belastbarkeit mit hohen Impulszahlen und das grosse Auflösungsvermögen des Multipliers in einer entsprechenden Koinzidenzschaltung ausnützen zu können, muss diese ausser dem nötigen Auflösungsvermögen (τ) auch eine Empfindlichkeit besitzen, die bis zu möglichst kleinen Impulsamplituden geht. Der breiten Amplitudenverteilung der Multiplier-Impulse wegen würde sonst die Ausbeute (β) ganz erheblich herabgesetzt. Eine Nachverstärkung

der Multiplierimpulse kommt infolge der Anforderungen an den Frequenzgang nicht in Frage. Der relative Fehler beim Zählen von Koinzidenzen¹⁾ ist nun bekanntlich proportional $\sqrt{\tau}/\beta$, so dass es in der Regel keinen Sinn hat, das Auflösungsvermögen zu erhöhen ohne gleichzeitig auf gute Ausbeute zu achten.

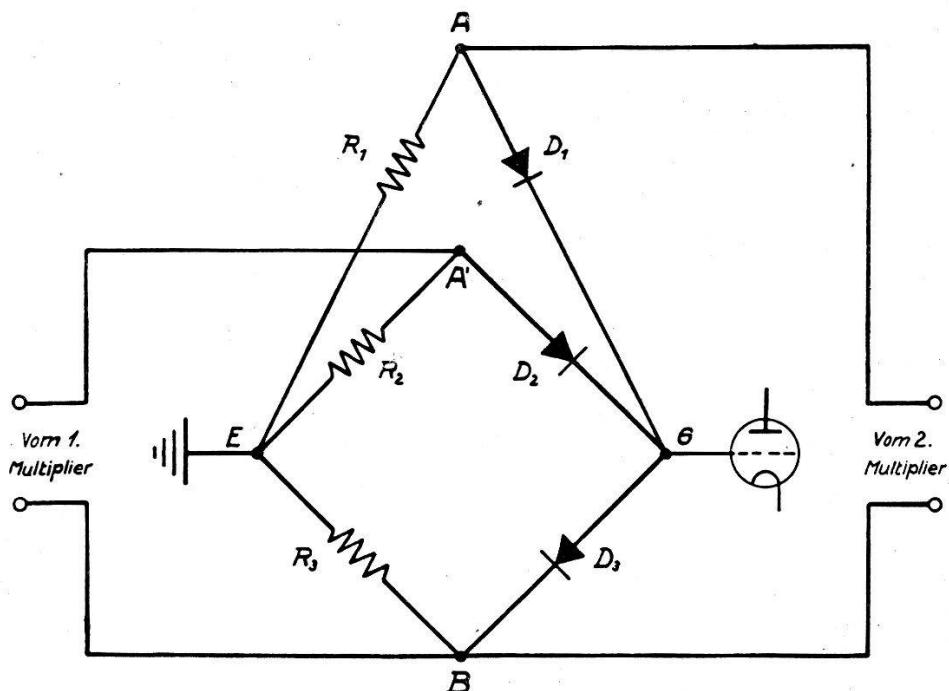


Fig. 1.

Unsere Koinzidenzschaltung (Fig. 1) erfüllt beide Anforderungen. Die Einzelimpulse der beiden Multiplier gelangen direkt auf den Eingang je einer Brückenschaltung (A' , B resp. A , B). Die beiden Brücken sind jede für sich im Gleichgewicht (Widerstände $R_1 = R_2 = R_3 = \text{ca. } 100 \Omega$; die Gleichrichter D_1 , D_2 , D_3 besitzen identische Charakteristiken²⁾), sodass Einzelimpulse am gemeinsamen Ausgang (G , E) der beiden Brücken keine Impulse erzeugen. Koinzidierende Impulse beider Multiplier dagegen verstimmen die Brücken und liefern einen Ausgangsimpuls, weil jetzt der Gleichrichter D_3 im gemeinsamen Zweig der beiden Brücken nicht gleich belastet ist wie D_1 resp. D_2 und sich daher auf einem anderen Punkt seiner krummlinigen Charakteristik befindet. An die Genauigkeit des Abgleichs der beschriebenen Brückenschaltung müssen erhebliche Anforderungen gestellt werden, da man ein breites Intervall

¹⁾ Für den Grenzfall ausreichender Quellenstärke, d. h. Zahl der wahren Koinzidenzen \gtrsim Zahl der zufälligen Koinzidenzen.

2) Germanium-Gleichrichter der Type 1 N 34.

der Amplituden-Verteilung ausnützen muss, um eine gute Ausbeute zu erzielen.

Eine solche Amplituden-Verteilung zeigt Fig. 2. Die Impuls-Häufigkeit (dN/dS) ist in Abhängigkeit von der Impuls-Amplitude (S) über ein Intervall von 4 Zehnerpotenzen logarithmisch aufgetragen¹⁾. N selbst bedeutet die Anzahl der Impulse/sec. mit

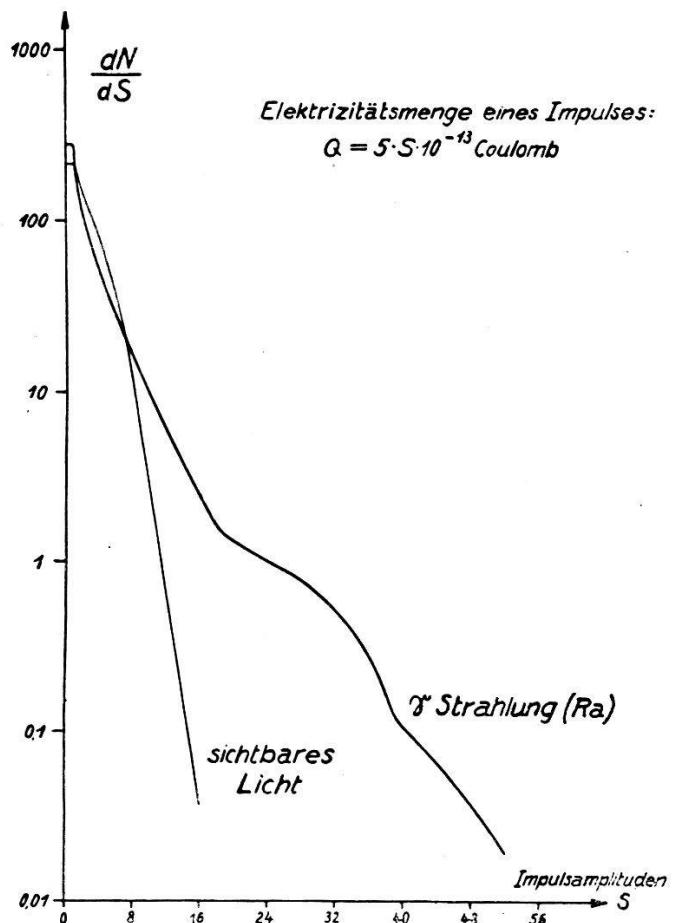


Fig. 2.

Amplitudenverteilung der Impulse eines Multipliers mit 14 Vervielfachungsstufen (Stufenspannung 188 Volt). N gibt die Zahl der Impulse/sec. an, deren Amplitude $\geq S$ ist. Der erste Messpunkt liegt bei $S = 0,20$. Aufgetragen ist dN/dS . Bestrahlt wurde die erste Vervielfachungselektrode aus Ag-Mg-Legierung.

Amplitude $\geq S$. Die beiden Kurven für Bestrahlung mit sichtbarem Licht resp. γ -Strahlen (Ra) beziehen sich auf gleiche Totalzahlen an Impulsen/sec. In beiden Fällen wird die Amplitude $S = 2$ noch von ca. 50% aller Impulse überschritten (genaue Halbwerte: sichtbares Licht $S = 2,04$; γ -Strahlung $S = 1,73$). Der 10⁴te Teil aller Impulse überschreitet für sichtbares Licht noch die Amplitude

¹⁾ Messungen über Amplituden-Verteilung finden sich noch bei Z. BAY, Z. S. für Physik **117**, 227 (1941), und J. S. ALLEN, Rev. of Sc. Instr. **18**, 739 (1947).

$S = 15$ und für γ -Quanten $S = 51$. Aufgetragen sind ausschliesslich die Impulse, welche an *einer* definierten Elektrode ausgelöst werden¹⁾. Die bei Auslösung durch γ -Quanten bis zu viel grösseren Amplituden als bei sichtbarem Licht auftretenden Impulse sind folgendermassen zu deuten: Bei Auslösung mit sichtbarem Licht gibt es ein oder kein Photoelektron pro Lichtquant. Die Vervielfachung startet also immer mit *einem* Elektron, die Amplituden-Verteilung stellt somit nur die Statistik der Multiplikation der Sekundärelektronen dar²⁾. Die γ -Quanten aber werden zu einem merklichen Teil Elektronen auslösen, die so rasch sind, dass sie im Multiplier (Spannung pro Stufe ca. 200 Volt) gar nicht mehr fokussiert werden. Diese Elektronen können nun beim Austritt aus der bestrahlten Elektrode selbst noch ein oder mehrere (n) langsame Elektronen auslösen, was zu Impulsen führen muss, die im Maximum n -mal grösser sind, als die grössten Impulse, welche auf 1 Primärelektron zurückgehen. Tatsächlich ist der Verlauf der „ γ -Kurve“ bei kleinen Amplituden nicht wesentlich vom Verlauf derjenigen für Licht-Quanten verschieden, während bei grösseren Amplituden bedeutende Unterschiede auftreten. Der Abfall der Amplituden-Verteilung zeigt deutlich zwei „Buckel“, deren obere Grenzamplituden etwa dem 2- und 3-fachen Wert der Maximal-Amplitude bei Licht-Quanten entsprechen. Es treten also bei Auslösung mit γ -Quanten mit merklicher Häufigkeit Impulse auf, die von 2 resp. 3 Ausgangs-Elektronen herrühren.

Erreicht wurde mit unserer Anordnung bisher folgendes: Erste Messungen des Auflösungsvermögen für Koinzidenzen ergaben bereits ein Auflösungsvermögen von 10^{-8} sec. Hierbei waren Impulse von 0,1 Volt noch koinzidenzfähig, was etwa 50% aller Multiplier-Impulse entspricht. Ein ausreichender Abgleich der Brücken konnte sowohl für sichtbares Licht, wie auch für γ -Quanten erreicht werden, d. h. die Zahl der scheinbaren Koinzidenzen (hervorgerufen durch sehr grosse Einzelimpulse auf Grund des restlichen Fehlers im Abgleich der Brücken) ist bereits wesentlich kleiner als der 10^4 te Teil der Einzelstosszahl.

Die Bestimmung des Auflösungsvermögens erfolgte mit Hilfe der zufälligen Koinzidenzen von Lichtquanten. Die Einzelimpuls-Zahlen wurden in der unveränderten Koinzidenzanordnung ge-

¹⁾ Gemessen wurden die Impulszahlen in Funktion der diskriminierenden Amplitude S , einmal für normalen Betrieb des Multipliers, und dann mit der Spannungsdifferenz 0 zwischen bestrahlter und nächstfolgender Elektrode. N ist die Differenz der beiden Messungen.

²⁾ Natürlich wird sich auch eine nicht ideale Fokussierung der Elektronen in der Amplituden-Verteilung auswirken.

messen, wobei man die Impulse des einen Multipliers durch einen Gleichstrom ersetzte. Registriert wurden die Impulse mit einem 2^{15} fachen Scale, der ein Auflösungsvermögen von 10^{-6} sec. besitzt. Zur Verwendung gelangten ähnliche Multiplier wie bisher¹⁾, die wiederum von N. SCHAETTI (Institut für Techn. Physik ETH. Zürich) gebaut wurden.

Anregungs-Niveaux des Au^{197} -Kernes

von O. HUBER, R. STEFFEN und F. HUMBEL (ETH. Zürich).

Beim (p, n) Prozess am Goldisotop Au^{197} entstehen zwei Isomere des Hg^{197} (25 h und 65 h), über die verschiedentlich berichtet wurde²⁾³⁾. Beide Isomere zerfallen durch K-Einfang. Wir haben die Energieniveaux des beim Zerfall entstehenden Au^{197} -Kernes durch Messung der Konversionselektronen der γ -Übergänge im magnetischen Halbkreis-Spektrometer ausgemessen (Fig. 1). Dabei wur-

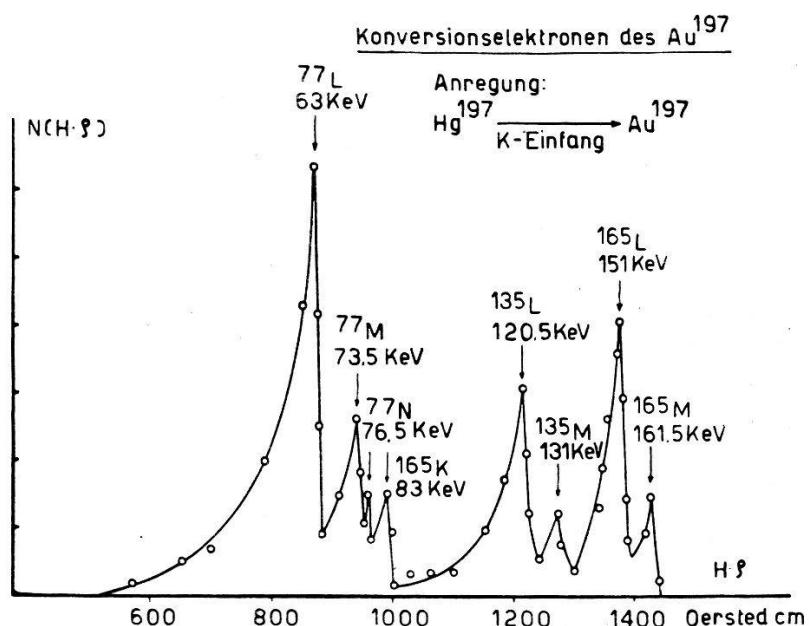


Fig. 1.

den L (63 keV)-, M (73,5 keV) und N -(76,5 keV) Konversionselektronen einer γ -Strahlung von 0,077 MeV gemessen, die mit einer *Halbwertszeit von 65 h* abfallen. Durch K - γ -, K - β -, und K - L -Koinzidenzmessungen in einer Zählrohrstandardanordnung wurde der absolute Konversionskoeffizient dieses 0,077 MeV γ -Überganges zu

¹⁾ K. P. MEYER, Helv. Physica Acta **29**, 211 (1946).

²⁾ G. FRIEDLÄNDER und C. S. WU, Phys. Rev. **63**, 227 (1943).

³⁾ H. FRAUENFELDER, P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PRSEIWERK, P. SCHERRER und R. STEFFEN, Helv. Phys. Acta **20**, 238 (1947).

$\alpha = \alpha_L + \alpha_M + \alpha_N = N_e / (N_e + N_g) = 0,76 \pm 0,1$ bestimmt. Aus der Spektrometermessung folgt weiter durch Ausplanimetrierung der einzelnen Konversionslinien für das Verhältnis $\alpha_L / (\alpha_M + \alpha_N) = 3,2 \pm 0,5$ und daraus ergibt sich $\alpha_L = 0,58 \pm 0,08$ und $\alpha_M + \alpha_N = 0,18 \pm 0,04$. Als erwünschtes Nebenresultat erhält man die Ansprechwahrscheinlichkeit der verwendeten Standard-Zählrohre¹⁾ für die 68 keV Au-K-Röntgenstrahlung zu $(9,0 \pm 1)\%$ ²⁾.

Der 25 h K-Einfang ist gekoppelt mit der Emission zweier γ -Strahlen von 0,135 MeV (L- und M-Konversion; Fig. 1) und 0,165 MeV (K-, L- und M-Konversion), welche in Kaskade emittiert

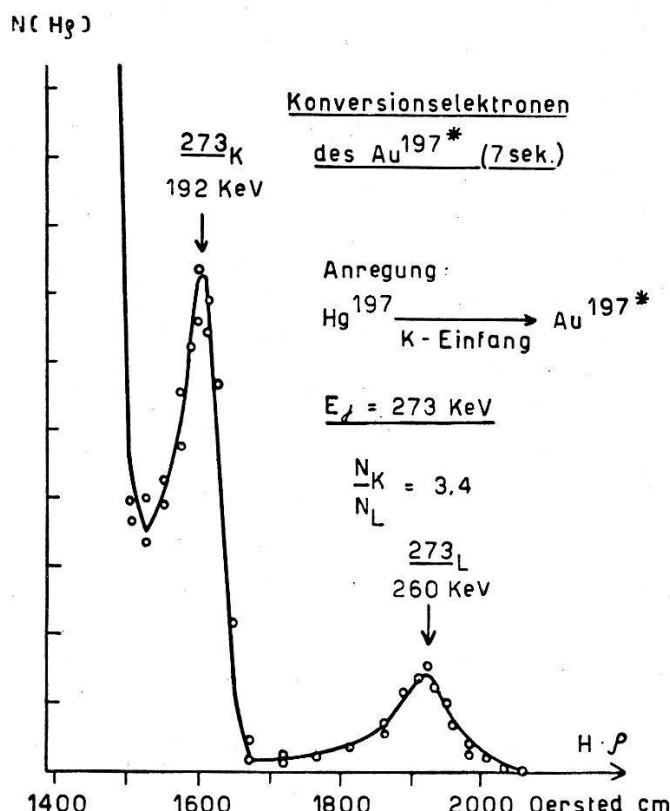


Fig. 2.

werden. Die K-Konversionslinie des 0,135 MeV Niveau fällt in den Anstieg der L-Konversionslinie des 0,077 MeV Niveau und kann nicht beobachtet werden.

Wir konnten früher zeigen³⁾, dass ca. 4 % der Zerfallsprozesse des

¹⁾ 0,2 mm Messing, $18 \cdot 10^{-3}$ mm Au-Kathode, 55 mm wirksame Länge, 23 mm Innendurchmesser, 90 mm Hg Argon + 10 mm Hg Alkoholfüllung.

²⁾ H. BRADT, P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK und P. SCHERRER, Helv. Phys. Acta **19**, 77 (1946). (Dabei sind die von diesen Autoren angegebenen Ansprechwahrscheinlichkeiten für γ -Energien unter 0,4 MeV etwas zu gross.)

³⁾ H. FRAUENFELDER, P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK, P. SCHERRER und R. STEFFEN, Helv. Phys. Acta **20**, 238 (1947).

Hg^{197} (25 h) auf das 7,5 sec. Isomer Au^{197} führen. Um dessen Zerfallsenergie zu bestimmen, haben wir das radioaktive Hg^{197} in einem lichtstarken Linsenspektrometer¹⁾ gemessen. Dabei wurden, neben den Elektronenlinien der Fig. 1, noch zwei weitere Linien bei 0,192 MeV und 0,260 MeV registriert (Fig. 2). Diese können als K - und L -Konversionselektronen des isomeren Überganges gedeutet werden und entsprechen einer γ_1 Energie von $E\gamma_1 = 0,273$ MeV. Im weiteren war festgestellt worden²⁾, dass das Isomer in Kaskade zerfällt, wobei als wahrscheinlicher Partner eine γ_2 -Strahlung von 0,077 MeV emittiert werden müsste. Wir haben diese Messungen, die wegen der kurzen Halbwertszeit des Isomeren schwierig sind, mit verbesserten Methoden wiederholt und dabei durch β - β -Koinzidenzmessungen festgestellt, dass das Isomer tatsächlich 2 konvertierte γ -Linien in Kaskade emittiert. Da nämlich in der gleichen Anordnung mit RaE , bezogen auf dieselben Stosszahlen, 20mal weniger Koinzidenzen registriert wurden, ist wohl sicher, dass die beim isomeren Übergang gemessenen β - β -Koinzidenzen nicht auf Streueffekte zurückzuführen sind. Zur Bestimmung der Energie der γ_2 -Linie, die mit der 0,273 MeV γ_1 -Linie koinzidiert, wurde eine genaue Absorptionskurve der Elektronenstrahlung des isomeren Überganges aufgenommen. Aus dieser ersieht man, dass keine Konversionselektronen einer γ_2 -Strahlung von 0,077 MeV vorhanden sind, noch ist eine Zerlegung der Absorptionskurve in zwei Anteile, entsprechend verschieden harten γ -Strahlen möglich. Diese Resultate lassen sich erklären durch die Annahme, dass die Energie $E\gamma_2$ von derselben Grössenordnung ist wie $E\gamma_1$.

Der Zerfall der Goldisotope Au^{194} , Au^{195} und Au^{196} durch Elektroneneinfang

von R. STEFFEN, O. HUBER, F. HUMBEL und W. ZÜNTI, ETH. Zürich.

Bei der Bestrahlung von Platin mit den 7-MeV-Protonen des Cyclotrons entstehen durch die (p, n) -Reaktion die folgenden radioaktiven AuIsotope: Au^{194} ($T_{1/2} = 39$ h), Au^{195} ($T_{1/2} = 180$ d), Au^{196} ($T_{1/2} = 5,6$ d) und das gut vermessene Isotop Au^{198} ($T_{1/2} = 65$ h)³⁾. Der Zerfall der Isotope Au^{194} , Au^{195} und Au^{196} wurde mit Hilfe von

¹⁾ W. ZÜNTI, Helv. Phys. Acta **21**, 179 (1948).

²⁾ H. FRAUENFELDER, P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK, P. SCHERRER und R. STEFFEN, Helv. Phys. Acta **20**, 238 (1947).

³⁾ K. SIEGBAHL, Proc. Roy. Soc. **189**, 527 (1947); P. W. LEVY und E. GREULING, Phys. Rev. **73**, 83 (1948); C. E. MANDEVILLE und M. V. SCHERB, Phys. Rev. **73**, 90, 634 (1948); M. L. WIEDENBECK und K. Y. CHU, Phys. Rev. **72**, 1171 (1947); J. M. CORK, Phys. Rev. **72**, 581 (1947).

Spektrometer- und Zählrohr-Koinzidenz-Messungen genauer untersucht. Das Elektronenspektrum dieser Isotope wurde sowohl mit einem Halbkreisspektrometer hohen Auflösungsvermögens als auch mit einem Linsenspektrometer grosser Lichtstärke¹⁾ mehrmals ausgemessen, um sowohl die *Energiewerte* als auch die *Halbwertszeiten* der Elektronenspektren und der Konversionslinien zu bestimmen. Aus der Halbwertszeit und der *K-L*-Energiedifferenz der Konversionslinien konnten diejenigen Hg- oder Pt-Isotope bestimmt werden, bei denen die entsprechenden γ -Übergänge erfolgen. Die Ergebnisse der ausgedehnten Spektrometermessungen gehen aus der folgenden Tabelle hervor:

Konversionslinien der beim Zerfall von Au^{194} , Au^{195} und Au^{196} auftretenden γ -Übergänge.

Isotop, Zerfall	Energie der Konversions-Elektronen in keV	Energie des γ -Übergangs in keV	Relative Intensität der Konv.-linien
$\text{Au}^{194} \xrightarrow{\text{K-Einfang}} \text{Pt}^{194}$	208 K 251 K 315 L	286 329	25 100 40
$T_{1/2} = (39 \pm 1) \text{ h}$	382 K 446 L	460	6 1
	1400 K	1480	1
	Keine Konv.-Elektronen messbar	2000	—
$\text{Au}^{195} \xrightarrow{\text{K-Einfang}} \text{Pt}^{195}$	82 L 51 K 115 L	96 129	70 20 8
$T_{1/2} = (180 \pm 10) \text{ d}$	251 K 319 L	334	50 30
	91 K 158 L	173	15 2
$\text{Au}^{196} \xrightarrow{\text{K-Einfang}} \text{Hg}^{196}$	280 K 344 L	358	90 40
	61 K 124 L	139	40 5
$T_{1/2} = (133 \pm 3) \text{ h}$			

¹⁾ W. ZÜNTI, Helv. Phys. Acta **21**, 179 (1948).

Es wurde nachgewiesen, dass die 3 Isotope Au^{194} , Au^{195} und Au^{196} durch K -Einfang zerfallen. Durch Kombination von β - β -, β - γ -, γ - γ -, β - K - und γ - K -Koinzidenzmessungen in einer geeichten Zählrohrstandardanordnung wurden die γ -Übergänge der Pt-Kerne weiter untersucht:

Das Zerfallsschema des 39 h- Au^{194} ist sehr kompliziert. Bis jetzt konnte nachgewiesen werden, dass durch K -Einfang ein Niveau des Pt^{194} -Kerns von 1,81 MeV angeregt wird, welches durch Emission einer schwach in der K -Schale konvertierten 1,48 MeV- γ -Strahlung und einer stark konvertierten 0,329 MeV- γ -Strahlung in Kaskade in den Grundzustand übergeht. Ausserdem wird noch eine γ -Linie von 2,0 MeV Quantenenergie emittiert, von der keine Konversions-elektronen gefunden werden konnten. Zwei relativ schwache, konvertierte γ -Linien von 0,460 MeV und 0,286 MeV Quantenenergie

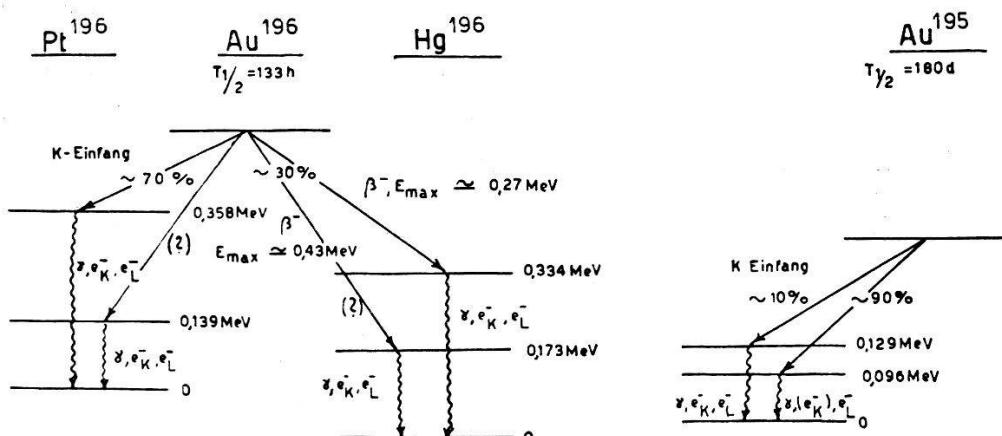


Fig. 1.
Zerfallsschema der Au-Isotope Au^{195} und Au^{196} .

müssen ebenfalls in das Zerfallsschema des 39 h- Au^{194} eingeordnet werden.

Der K -Einfang der langen 180 d-Periode des Au^{195} führt auf zwei angeregte Niveaux des Pt^{195} von 0,129 MeV und 0,096 MeV, wobei der γ -Übergang des letzteren in den Grundzustand sehr stark in der L -Schale konvertiert ist.

Beim 5,6 d- Au^{196} liegt ein dualer Zerfall vor: Einerseits wird durch K -Einfang ein Niveau des Pt^{196} von 0,358 MeV angeregt, welches durch eine stark konvertierte γ -Strahlung in den Grundzustand übergeht, anderseits führt ein β^- -Zerfall auf ein Anregungsniveau des Hg^{196} von 0,334 MeV. Aus der Absorption der β^- -Strahlung bei β - γ -Koinzidenzmessungen geht hervor, dass das β^- -Spektrum komplex ist und die beiden Partialspektren Maximalenergien

von $E_{\beta_1} \cong 0,27$ MeV (ca. 80%) bzw. $E_{\beta_2} \cong 0,43$ MeV (ca. 20%) besitzen. Daher geht als Zerfallschema des $5,6$ d-Au 196 das der Figur 1 hervor. Die beiden γ -Übergänge auf das 0,139 MeV-Niveau des Pt 196 bzw. auf das 0,173 MeV-Niveau des Hg 196 sind relativ intensitätsschwach und konnten noch nicht durch Koinzidenzmessungen sichergestellt werden.

Weitere Messungen zur Bestimmung der absoluten Konversionskoeffizienten sind im Gange.

Kondensation von radioaktivem Cadmium und Silber an Metalloberflächen

von H. FRAUENFELDER, O. HUBER, P. PREISWERK, R. STEFFEN.

Befinden sich zwei radioaktive Elemente im Zerfallsgleichgewicht, so lässt sich aus dem Abklingen der Aktivität nur dann die Halbwertszeit der Tochtersubstanz bestimmen, wenn diese länger ist, als diejenige der Muttersubstanz. Sonst müssen Mutter- und Tochtersubstanz getrennt und beide Halbwertszeiten gemessen werden. Bei kurzlebigen Tochtersubstanzen bereitet die chemische Trennung Schwierigkeiten. Es ist deshalb wünschenswert, über schnellere Trennmethoden zu verfügen.

Das Prinzip der hier untersuchten Trennmethode besteht darin, dass die beiden Elemente im Vakuum gegen eine Oberfläche verdampft werden. Lässt sich diese Oberfläche so wählen, dass nur die Tochtersubstanz haftet, die Muttersubstanz dagegen sofort wieder verdampft, so kann die Halbwertszeit der Tochtersubstanz gemessen werden.

Die verwendete Vakuumapparatur besteht aus zwei durch eine Zwischenwand getrennten Teilen. Der Verdampfungsraum enthält mehrere elektrisch heizbare Wolframschiffchen; im Messraum befinden sich zwei Zählrohre und eine von aussen drehbare Scheibe. Diese greift durch einen Spalt der Zwischenwand hindurch in den Verdampfungsraum und dient als Auffänger. Da sie über die Wolframschiffe und über die Zählrohre gedreht werden kann, gestattet sie, die auf ihr haftenden Aktivitäten rasch zu messen.

Zur Erprobung der Methode wurde das im Zyklotron aus Silber durch (p, n) -Prozess hergestellte Cd 107 verwendet¹⁾. Cd 107 zerfällt durch K -Einfang mit einer Halbwertszeit von 6,7 h in Ag 107* .

¹⁾ H. BRADT, P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK, P. SCHERRER, R. STEFFEN, H.P.A. **20**, 153 (1947).

Dieses Isomer geht unter Emission von Konversionselektronen mit einer Halbwertszeit von 44 sec. in den stabilen Grundzustand über.

Cd¹⁰⁷ wirdträgerfrei sehr sorgfältig auf einen dünnen Molybdändraht elektrolysiert und dieser in eines der Wolframschiffe gelegt. Bei einem Vakuum von etwa 10⁻⁵ mm Hg wird das Schiffchen während 5 sec. auf eine Temperatur von 1400° C gebracht. Dadurch verdampft sowohl das Cd, wie das sich damit im Gleichgewicht befindende Ag* gegen den Auffänger. Wird dann der Auffänger über ein Zählrohr gedreht, so lässt sich aus der Analyse der Abfallkurve unmittelbar das Verhältnis der kondensierten Cd- und Ag-Atome bestimmen. Es zeigt sich, dass dieses Verhältnis äusserst stark vom Material und von der Oberflächenbeschaffenheit abhängt.

Wird die Oberfläche des Auffängers nur mechanisch gereinigt, so haften darauf weniger als 0,5% der sie treffenden Cd-Atome, dagegen kondensieren praktisch alle Ag-Atome. Dieses selektive Haf-ten ist mit inaktivem Cd und bedeutend grösseren Substanzmengen unter Verwendung anderer Beobachtungsmethoden auch von KNUDSEN¹⁾ festgestellt worden.

Stellt man jedoch vor dem Verdampfen der radioaktiven Stoffe auf dem Auffänger aus einem zweiten Schiffchen eine saubere Silberschicht her, so kondensieren bis zu 50% aller Cd-Atome. Weitere Messungen zeigen, dass der Kondensationskoeffizient stark abhängt von der adsorbierten Gasschicht, welche den Auffänger bedeckt. So wird er in einem Vakuum von 10⁻⁵ mm Hg durch die sich nach der Herstellung der frischen Silberoberfläche wieder ausbildenden Gasschicht schon nach wenigen Minuten stark verkleinert.

Die beschriebene Methode der Trennung von radioaktiven Elementen, bedingt durch Unterschiede im Kondensationskoeffizienten, gestattet also, Tochtersubstanzen mit Halbwertszeiten bis gegen 1 sec. abzutrennen und zu messen. Gleichzeitig bietet sie die Möglichkeit, die Adsorption von Atomen durch Verwendung radioaktiver Elemente an verschiedenen Oberflächen quantitativ zu untersuchen.

Mesures spectroscopiques des radiations X de radioéléments

par P. MARMIER, J.-P. BLASER, H. MEDICUS et P. PREISWERK (E.P.F. Zurich).

Dans le but d'étudier les rayons X émis au cours de désintégrations, nous avons construit un spectrographe du type de CAUCHOIS²⁾, adapté aux conditions de la physique nucléaire. Ce spectrographe

¹⁾ J. D. COCKCROFT, Proc. Roy. Soc. A, 119, 293 (1928).

²⁾ Y. CAUCHOIS, J. de phys. et rad. 3, 320 (1932); J. de phys. et rad. 4, 61 (1933).

est muni d'un mica courbé dont le rayon de courbure est de 33 cm et dont on utilise la constante réticulaire de 2,55 Å. L'appareil peut fonctionner comme spectrographe, avec un film photographique, ou comme monochromateur, avec un compteur de Geiger longitudinal. La dispersion est de 15 UX/mm, dans le domaine du molybdène.

A l'aide de cet appareil, nous avons pu mettre en évidence l'existence d'un état isomérique de l'isotope de l'élément 43 (*Tc*) ayant une période de 53 minutes²⁾. Cet isotope est obtenu par réaction (*p, n*) à partir du *Mo*. Une photographie montre les lignes *K* du *Mo* et du *Tc*. La période de ces lignes est de 53 minutes. Celles du *Mo* sont dues à la capture *K* accompagnant l'émission de positrons et celles du *Tc* à la conversion interne d'une ligne γ de $(33,4 \pm 0,4)$ keV que nous avions décelée au moyen d'un spectrographe β .

Dans l'enregistrement de la radiation *X*, on est fortement gêné par l'intense rayonnement de positrons (noircissement du film). On peut éliminer celui-ci en grande partie en disposant entre la source et le cristal et directement devant le film des filtres de beryllium, absorbant les électrons et laissant passer, presque sans les affaiblir, les rayons *X*.

A partir de la photographie des lignes du *Mo* et du *Tc*, nous avons déterminé les longueurs d'onde des raies K_{α_2} , K_{α_1} et K_{β_1} du *Tc*. Nous avons trouvé des valeurs différant assez peu de celles que BURKHART PEED et SAUNDERS³⁾ ont obtenu par l'excitation directe de 1,5 mg de *Tc* extrait de la pile de Clinton. Elles sont les suivantes:

calculé	mesuré
<i>Tc</i> K_{α_2} 677,91 UX	677,9 UX
<i>Tc</i> K_{α_1} 673,57 UX	673,4 UX
<i>Tc</i> K_{β_1} 600,1 UX	600 UX

Les valeurs calculées sont obtenues à l'aide de la formule de Moseley, avec un coefficient d'écran interpolé à partir des 8 éléments voisins du *Tc*.

Un article plus détaillé concernant l'appareil et les mesures paraîtra prochainement dans les H.P.A.

²⁾ O. HUBER, P. MARMIER, H. MEDICUS, P. PREISWERK and R. STEFFEN, Phys. Rev. **73**, 1208 (1948).

³⁾ L. E. BURKHART, W. F. PEED and B. G. SAUNDERS, Phys. Rev. **73**, 347 (1948).

Relative Wirkungsquerschnitte für den (γ, n) -Prozess mit der Lithium-Gamma-Strahlung (Quantenenergie $h\nu = 17,5$ MeV)

von H. WÄFFLER und O. HIRZEL, ETH. Zürich.

Im Energiebereich $h\nu \leq 20$ MeV ist der Kernphotoeffekt unter Emission eines Neutrons ((γ, n) -Prozess) für mittelschwere und schwere Kerne der bei weitem häufigste Umwandlungstyp. Der hier als konkurrenzierende Reaktion einzig in Frage kommende (γ, p) -Prozess macht nämlich weniger als 5% aller Umwandlungen aus. Vergleichende Wirkungsquerschnittsmessungen des (γ, n) -Prozesses vermitteln somit ein Bild über den Verlauf des *gesamten* Absorptionsquerschnitts der Lithium-Gammastrahlung an verschiedenen Kernen. Die Ergebnisse solcher Messungen sind für eine Reihe von Isotopen in Tab. 1 zusammengestellt. Die verwendete Messmethode

Tabelle 1.
Relative Wirkungsquerschnitte $\sigma(\gamma, n)$.

Ausgangs-isotop	Halbwertszeit des Endkerns	$\sigma(\gamma, n)$	Ausgangs-isotop	Halbwertszeit des Endkerns	$\sigma(\gamma, n)$
N ¹⁴	9,3 m	0,3	Se ⁸²	{ 56,5 m* 13,6 m	155
O ¹⁶	130 s	0,3	Br ⁷⁹	6,3 m	73
F ¹⁹	115 m	2,5	Br ⁸¹	{ 4,6 h* 17,7 m	83
Mg ²⁴	11,9 s	1,3	Rb ⁸⁷	19,5 d	200
Al ²⁷	7,2 s	2,7			
Si ²⁸	4,5 s	0,7	Mo ^{92,94}	{ 15,5 m* 73 s	~115
S ³²	2,9 s	4,1	Mo ¹⁰⁰	63,5 h	120
Cl ³⁵	33,2 m	3,7	Pd ¹¹⁰	13,1 h	138
K ³⁹	8 m	4,5	Ag ¹⁰⁹	2,4 m	176
Ca ⁴⁰	1,06 s	2,0			
Sc ⁴⁵	{ 52 h* 3,96 h	25	In ¹¹⁵	{ 48,5 d* 72 s	150
Ti ⁴⁶	3,1 h	29	Sn ¹²⁴	39,5 m	130
Cr ⁵⁰	45 m	22	Sb ¹²¹	16 m	130
Fe ⁵⁴	8,9 m	38	Sb ¹²³	64 h	180
Cu ⁶³	9,88 m	100	Te ¹²⁸	{ 35,5 d* 67,3 m	152
Cu ⁶⁵	12,8 h	150			
Zn ⁶⁴	38,3 m	62	Pr ¹⁴¹	3,4 m	81
Ge ⁷⁶	90 m	114	Ho ¹⁶⁵	38,6 m	54
			Pt ¹⁹⁸	18 h	~200
			Au ¹⁹⁷	5,5 d	~460

Der Index * bedeutet einen isomeren Übergang.

ist die gleiche wie in früheren Untersuchungen¹⁾. Der Nachweis des (γ, n) -Prozesses erfolgte jeweils vermittelst der Radioaktivität des Endkerns. Zur Berechnung der Ausbeute²⁾ wurden die von uns gemessenen, in der Tabelle ebenfalls aufgeführten Halbwertszeiten der entstandenen aktiven Isotope verwendet.

Den Wirkungsquerschnitt bestimmten wir aus der Ausbeute unter Korrektur der im Zählrohr gemessenen Aktivität auf die Selbstabsorption der Betateilchen im bestrahlten Präparat. Die in dieser Weise berechneten relativen Wirkungsquerschnitte $\sigma(\gamma, n)$ sind in der Zusammenstellung in willkürlichen Einheiten angegeben, indem der Wert für das Isotop Cu⁶³ gleich 100 gesetzt wird.

Im Verlaufe des Absorptionsquerschnitts für die verschiedenen Isotope tritt vor allem der sprunghafte Anstieg bei $^{20}\text{Ca}^{40}$ hervor. Vom Standpunkt der statistischen Kerntheorie³⁾ lässt sich dieser Querschnitt als Produkt von drei Faktoren darstellen, nämlich

- a) dem Matrixelement $M^l(E)$ für einen l -poligen Übergang aus dem Grundzustand in einen Anregungszustand mit der Energie E ($E = h\nu = 17,5$ MeV);
- b) der mittleren Niveaudichte $\varrho(E)$ und
- c) dem „geometrischen Querschnitt“, einer mit der Massenzahl A monoton ansteigender Funktion $F^{(l)}(A)$

$$\sigma(\gamma, n) \sim F^l(A) |\overline{M^l(E)}|^2 \varrho(E)$$

Hierbei ist angenommen, dass *ein* bestimmtes l (z. B. $l = 2$, d. h. Quadrupolübergang) für die Absorption massgebend ist. Ein sprunghaftes Anwachsen von $M^l(E)$ hätte nun auch den entsprechenden Anstieg in der „Emissionsbreite“ Γ_γ zur Folge, da diese beiden Grössen einander proportional sind. Über eine solche Linienvverbreiterung ist jedoch für die auf $^{20}\text{Ca}^{40}$ folgenden Kerne experimentell nichts bekannt. Es ist deshalb naheliegend, den beobachteten Anstieg im Absorptionsquerschnitt versuchsweise auf eine entsprechende Zunahme der Niveaudichte $\varrho(E)$ bei den Kernen mit Massenzahlen $A > 40$ zurückzuführen. Diese Annahme steht in Übereinstimmung mit der Erfahrungstatsache, dass für leichte Kerne ($A \sim 20$) der Abstand benachbarter Niveaus um etwa einen Faktor 10 grösser ist, als für schwere ($A \sim 150$). Man könnte sich fragen, weshalb die (γ, p) -Prozesse nicht den gleichen unstetigen Verlauf im Wir-

¹⁾ H.P.A. XX, 373 (1947).

²⁾ Unter Ausbeute ist die auf unendlich lange Bestrahlungsdauer bezogene, auf Absorption in der Zählrohrwand (0,1 mm Al) korrigierte Stosszahl/min im Endpunkt der Bestrahlung zu verstehen.

³⁾ V. F. WEISSKOPF und D. H. EWING, Phys. Rev. 57, 472 (1940).

kungsquerschnitt zeigen, wie die (γ, n) -Prozesse¹⁾). Hierzu ist folgendes zu bemerken. Einerseits kann man annehmen, dass der (γ, p) -Prozess, wie das anomale Verhalten des Quotienten $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$ zeigt¹⁾, sich mit den üblichen Ansätzen der statistischen Kerntheorie überhaupt nicht behandeln lässt⁴⁾). Andererseits ist zu sagen, dass der verschiedenartige Verlauf von $\sigma(\gamma, p)$ und $\sigma(\gamma, n)$ bei $A = 40$ noch keinen Einwand gegen die statistische Kerntheorie bedeutet, da er bereits auf Grund der oben gemachten Annahmen über die Niveaudichte erklärt werden kann. Eine Vergrösserung in der Zahl der Energieniveaus eines Kerns ist nämlich gleichbedeutend mit einer erhöhten Zahl von Übergangsmöglichkeiten aus dem (mit $\varepsilon = 17,5$ MeV) angeregten Zustand in tiefere Anregungszustände unter Emission eines Neutrons oder Protons. Dadurch wird aber die Emissionswahrscheinlichkeit Γ_n für ein Neutron gegenüber der für ein Proton (Γ_p) stark erhöht, weil für Protonen der Austritt mit einer kleineren als der maximal möglichen, in den Grundzustand des Restkerns führenden Energie durch den Coulombwall weitgehend verhindert wird, für Neutronen dagegen nicht. Man erhält somit gleichzeitig mit der Erhöhung des Absorptionsquerschnitts σ_{abs} eine Verkleinerung des Quotienten Γ_p/Γ_n , so dass man für den Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma, p) = \sigma_{\text{abs}} \Gamma_p/\Gamma_n$ nicht den analogen Anstieg erwarten darf, wie für $\sigma(\gamma, n) \cong \sigma_{\text{abs}}$.

In einer kürzlich erschienenen Arbeit haben BALDWIN und KLAIBER⁵⁾ an den Isotopen C^{12} und Cu^{63} das Verhalten des (γ, n) -Prozesses in Abhängigkeit von der Quantenenergie untersucht. Es ergibt sich in beiden Fällen ein steiler Anstieg des Wirkungsquerschnitts mit zunehmender Energie bis zu einem Maximum, dessen Lage durch den Einsatz anderer, den (γ, n) -Prozess konkurrenzierender Reaktionen bestimmt wird. Der einflussreichste unter diesen Konkurrenzprozessen dürfte, zumindest im Falle des Cu^{63} , die Reaktion $(\gamma, 2n)$ sein. Eine einfache, der Berechnung des $(n, 2n)$ -Querschnitts nach WEISSKOPF und EWING (loc. cit.) analoge Abschätzung zeigt nämlich, dass infolge des $(\gamma, 2n)$ -Prozesses $\sigma(\gamma, n) 2,5$ MeV über der Schwellenenergie $\varepsilon_{\text{schw}} (\gamma, 2n)$ auf die Hälfte und 6 MeV darüber bereits auf $1/10$ des Absorptionsquerschnitts sinkt. Das Maximum des Wirkungsquerschnitts $\sigma(\gamma, n)$ liegt für Cu^{63} bei etwa 22 MeV, und sein Betrag ist rund 5mal grösser als bei 17,5 MeV. Da es von Interesse sein dürfte, den Absolutwert dieses Maximalquerschnitts zu kennen, haben wir den absoluten Wert

⁴⁾ Siehe hierzu L. J. SCHIFF, Phys. Rev. **73**, 1311 (1948), sowie E. D. COURANT, Bull. Am. Phys. Soc. **23**, Nr. 3, Abstr. J 3 (1948).

⁵⁾ G. C. BALDWIN und G. S. KLAIBER, Phys. Rev. **73**, 1156 (1948).

von $\sigma(\gamma, n)$ für Cu⁶³ mit der Lithium-Gamma-Strahlung nochmals bestimmt⁶⁾. Die Absolutmessung der Gammaintensität erfolgte mit einem dickwandigen Aluminiumzählrohr unter Benützung der von FOWLER u. a.⁷⁾ angegebenen Ausbeutekurven. Es ergab sich $\sigma_{17,5}(\gamma, n) = 1,2 \pm 0,3 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$ und damit

$$\sigma_{\max}(\gamma, n) \cong 6 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2 \text{ (für Cu}^{63}\text{).}$$

Dieser Wert, welcher als Absorptionsquerschnitt des Isotops Cu⁶³ für Gammaquanten der Energie $h\nu \sim 22 \text{ MeV}$ angesprochen werden kann, ist bemerkenswert hoch. Er kommt in die Größenordnung des geometrischen Kernquerschnitts, welcher für Kupfer etwa $\pi R^2 \cong 10^{-24} \text{ cm}^2$ beträgt. Dabei ist noch nicht gesagt, dass dieser Wert das *Maximum* des Absorptionsquerschnitts darstellt. Diese Frage kann erst durch Messung der Partialquerschnitte für sämtliche oberhalb $h\nu \sim 22 \text{ MeV}$ auftretende Kernphotoeffekte entschieden werden.

Kernphotoeffekt an Kohlenstoff unter Aussendung von Alphateilchen

von H. HÄNNI, V. L. TELELDI und W. ZÜNTI, ETH. Zürich.

Photographische Platten (Kodak Alpha Fine Grain Emulsion) wurden der harten γ -Strahlung¹⁾²⁾ ausgesetzt, welche in Lithium beim Einfang schneller Protonen erzeugt wird³⁾. Neben vereinzelten Protonenspuren wurden eine Anzahl Sterne gefunden, die von je drei α -Strahlen gebildet waren⁴⁾.

Mit α -Teilchen von *UI* und *ThC'* wurde die Energie-Reichweite-Beziehung für diese Plattensorte bestimmt und eine Statistik der Energien Q aufgestellt, die in den einzelnen Sternen frei werden. Sie ergab zwei deutlich getrennte Hauptgruppen *A* und *B* mit $Q_A \cong 10,1$ und $\bar{Q}_B \cong 7,5 \text{ MeV}$, wobei die Ereignisse der Gruppe *B* etwa viermal seltener sind als diejenigen von *A*. Beide Gruppen schreiben wir der Reaktion



zu. Mit den neuesten Massenwerten ergibt sich für die Hauptlinie

⁶⁾ Die erste, von BOTHE und GENTNER (ZS. f. Phys. **106**, 236 (1937)) durchgeführte Messung ergab $\sigma \sim 5 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$.

⁷⁾ W. A. FOWLER, C. C. LAWRISEN und T. LAURITSEN, Rev. mod. Phys. **20**, 236 (1948).

¹⁾ Wir möchten Dr. WÄFFLER und seinen Mitarbeitern für die Durchführung der mehrere Tage dauernden Bestrahlung danken.

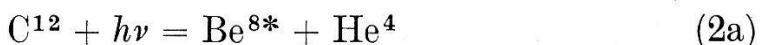
²⁾ DELSASSO, FOWLER und LAURITSEN, Phys. Rev. **51**, 391 (1937).

³⁾ GAERTTNER und CRANE, Phys. Rev. **52**, 582 (1937).

⁴⁾ H. HÄNNI, Diplomarbeit ETH. 1948.

der verwendeten Gammastrahlung ($h\nu = 17,5$ MeV, nach DEL-SASSO¹⁾ und Mitarbeitern bis zu 80% vertreten) $Q_{th} = (10,26 \pm 0,14)$ MeV, was mit \bar{Q}_A gut übereinstimmt. Die Gruppe B lässt sich auf die Nebenlinie ($h\nu \cong 14,5$ MeV) zurückführen.

Eine Statistik der Energien der α -Teilchen der Ereignisse der Gruppe A zeigt ein Kontinuum, das sich bis 5,3 MeV erstreckt und dem eine ausgeprägte Häufung um 4,7 MeV überlagert ist. Dieser Verlauf ist durchaus analog zur Verteilung der α -Teilchen, die man aus der Reaktion $B^{11}(p, 3\alpha)$ - erhält²⁾³⁾. Offenbar verläuft auch die vorliegende Reaktion über zwei Stufen:



deren erste einen Kernphotoeffekt unter Aussendung eines α -Teilchens darstellt.

Neben den dreistrahligen Sternen haben wir einige wenige α -Spuren gefunden, an deren Anfang sich eine sehr kurze, dicke Spur in entgegengesetzter Richtung anschliesst. Die Energien dieser α -Spuren sind mit der Annahme verträglich, dass es sich um Reaktionen (2a) handelt, die direkt über den Grundzustand des Be^8 führen. Beide γ -Linien scheinen zu solchen Prozessen Anlass geben zu können.

Die Spaltung des C^{12} in drei α -Teilchen lässt sich für die Spektroskopie sehr energiereicher γ -Strahlen verwenden. Der Wirkungsquerschnitt, etwa 10^{-29} cm^2 , ist freilich sehr klein.

Die Untersuchung dieser Reaktion wird fortgesetzt.

Über die Einwirkung von langsamen Kathodenstrahlen auf einzellige Lebewesen

von W. Moos und V. HARDUNG, Fribourg.

Stellt man sich auf den Standpunkt, dass die biologische Wirkung eines Kathodenstrahls eine Folge von Ionisationen sei, die durch die primären und eventuell auch durch Sekundärelektronen erzeugt werden, so kann man sich an Hand eines einfachen Zellmodells überlegen, wie die Strahlenschädigung als Verlauf der Beschleunigungsspannung verlaufen muss. Nimmt man im Inneren der vor-

¹⁾ loc. cit.

²⁾ BETHE, Rev. Mod. Phys. **9**, 217 (1937).

³⁾ DEE und GILBERT, Proc. Roy. Soc. **149**, 279 (1936).

erst als kugelförmig gedachten Zelle einen empfindlichen Bereich als konzentrische Kugel an, deren Radius kleiner oder höchstens gleich dem Zellradius ist, so wird ein sehr langsamer Kathodenstrahl zwar sehr viele Ionen oder Ionenhäufchen pro Weglängeneinheit erzeugen, aber i. A. nicht bis in den empfindlichen Bereich vordringen. Die direkte Wirkung auf diesen Bereich ist daher anfangs gleich Null. Vergrössert man die Beschleunigungsspannung über eine gewisse Schwelle hinaus, so dringt der Strahl in den empfindlichen Bereich ein, und die Wirkung steigt rasch an, trotzdem die Anzahl der gebildeten Ionenhäufchen pro Weglängeneinheit bei wachsender Elektronengeschwindigkeit nach einem bekannten Gesetz abnimmt. Bei weiterer Steigerung der Elektronengeschwindigkeit durchstossen die Elektronen den empfindlichen Bereich ganz. Von einer bestimmten Beschleunigungsspannung bleibt demnach der wirksam durchstrahlte Bereich gleich gross, während die Ionendichte und damit die Wirkung abnimmt.

Versuche mit Bestrahlung von *Bac. Pyocyaneus* ergaben den erwarteten Kurvenverlauf, wobei die Stäbchenform und die Tatsache, dass die bestrahlten Objekte alle möglichen Lagen in bezug auf die Strahlrichtung einnehmen, bei der Berechnung berücksichtigt wurde. Sowohl die experimentellen, als auch die berechneten Kurven ergaben ein Maximum der Strahlenschädigung bei ca. 4 Kilovolt. Dabei ergibt sich die beste Übereinstimmung mit dem Verlauf der theoretischen Schädigungskurven, wenn man annimmt, dass der empfindliche Bereich entweder von der Grössenordnung des ganzen Zellvolumens ist, oder falls er wesentlich kleiner sein sollte, mit ungefähr gleicher statistischer Häufigkeit an jeder Stelle der Zelle anzutreffen ist. Die zweite Alternative wird durch Messungen mit weichen Röntgenstrahlen¹⁾ gestützt, aus denen man eine maximale Grösse des empfindlichen Bereichs ausrechnen kann, die rund 100mal kleiner als das Zellvolumen ist.

Bei einer Beschleunigungsspannung von 4 Kilovolt und einer Einstrahlung von ca. $8 \cdot 10^{-8}$ coulomb/(sec. cm²) ergab sich eine Halbwertszeit von 1,8 Minuten. Daraus berechnet man eine „Luftdosis“ von rund $80 \cdot 10^6$ r (Röntgeneinheiten), während Messungen mit Weichenröntgenstrahlen von 4 Kilovolt eine Halbwertsdosis von der Grössenordnung 100 r ergaben.

Dieses bemerkenswerte Resultat mag seine Erklärung dadurch finden, dass die Versuchsstoffe bei der Bestrahlung mit Elektro-

¹⁾ V. HARDUNG, Über einige strahlenbiologische Versuche mit weichen Röntgenstrahlen, *Helvetica Physica Acta* **18**, 45 (1945).

nen durch das Vakuum offenbar stark ausgetrocknet werden. Die grosse Bedeutung des Wassergehaltes geht ja auch sowohl aus therapeutischen Erfahrungen als auch aus „photochemischen“ Modellversuchen klar hervor¹⁾.

Etude sur le pendule de torsion

par A. JAQUEROD (Neuchâtel).

Grâce à l'emploi d'une cellule photoélectrique sur laquelle agit le spot, le passage du pendule par sa position d'équilibre se repère dans le temps avec une grande précision. Le courant photoélectrique est amplifié puis conduit dans un appareil utilisé industriellement pour la détermination rapide de la marche des montres. Cet instrument, réglé par un quartz piezo-électrique, permet d'enregistrer des coïncidences dont la variation reproduit celle de la période du pendule de torsion. La précision, dans les conditions les plus favorables, est de 1 à 2 millionièmes; elle est en général de l'ordre du cent millième. Cette précision est nécessaire pour l'étude quantitative des phénomènes dont il s'agit.

Le pendule est lancé avec une grande amplitude, 200 à 300° par exemple. Le mouvement s'amortit progressivement et l'enregistrement des coïncidences sur une bande de papier permet de calculer à chaque instant la période en fonction de l'amplitude.

La période ainsi déterminée *n'est jamais constante*. Dans presque tous les cas elle diminue avec l'amplitude, et cela jusqu'aux plus faibles amplitudes pour lesquelles l'observation est encore possible, c'est-à-dire jusqu'à 5 ou 10 minutes d'arc. La loi de Hooke n'est donc jamais respectée, même pas pour des oscillations très petites.

Les variations de période dépendent naturellement de la nature du fil qui constitue le pendule. Elles peuvent atteindre quelques dix millièmes pour les verres, comme aussi pour certains alliages tels que le bronze phosphoreux, le cupro-béryllium, etc.; mais elles approchent parfois du pour-cent pour des métaux purs et recuits comme l'argent, le fer, etc. Le nickel et beaucoup de ses alliages présentent des anomalies très curieuses. Aux amplitudes relativement faibles cependant, le résultat est absolument constant: la période diminue toujours lorsque l'amplitude décroît.

Ces constations sont indiscutables étant donné l'allure des enregistrements qui en fournissent des documents parfaitement ob-

¹⁾ W. MINDER und A. LIECHTI, Über den gegenwärtigen Stand des Hauptproblems der Strahlenbiologie, *Experientia* 1, 298 (1945).

jectifs. Il semble que la plasticité de la matière, aussi bien des métaux que des verres, joue un rôle essentiel. L'écrouissage, produit par le traitement mécanique dû aux oscillations de torsion elles-mêmes, se manifeste par un changement progressif de l'allure des courbes. Après un grand nombre d'expériences cependant intervient souvent un cycle d'accommodation qui permet de reproduire le phénomène de façon à peu près identique.

Une interprétation quantitative de l'ensemble des faits observés, interprétation basée sur la connaissance des propriétés des solides, sera certainement malaisée à établir. Mais d'ores et déjà la loi de Hooke, base universellement acceptée de toute théorie de l'élasticité, doit être considérée comme une approximation relativement grossière, et ne semble même pas valable comme loi limite.

Ce travail paraîtra in extenso dans les H.P.A.

Die Domänenstruktur von BaTiO_3 -Kristallen

von H. BLATTNER, W. KÄNZIG, W. MERZ, H. SUTTER (ETH. Zürich).

Die ferroelektrischen BaTiO_3 -Kristalle sind unterhalb der Curie-Temperatur (120°C) aus spontan elektrisch polarisierten Bereichen aufgebaut.

An durchsichtigen, gut gewachsenen Kristallindividuen, die nach unserer Methode¹⁾ aus einer Schmelze von BaCO_3 , BaCl_2 und TiO_2 gezüchtet wurden, haben wir die Anordnung und das Verhalten dieser Domänen optisch und röntgenographisch untersucht im Temperaturbereich von 18°C bis über 120°C .

Oberhalb der Curie-Temperatur ist die Elementarzelle kubisch. Bei Unterschreitung der Curie-Temperatur werden die Elementarzellen bereichweise in Richtung einer der Würfelkanten spontan polarisiert. Dadurch werden diese Bereiche tetragonal, die Elementarzellen dehnen sich infolge des Piezoeffektes in der Polarisationsrichtung aus und ziehen sich senkrecht dazu zusammen. Bei Zimmertemperatur beträgt das Achsenverhältnis $c/a = 1,01^2)$. Da sich die Polarisierung nach irgendeiner der drei Würfelkanten ausbilden kann, so besteht ein BaTiO_3 -Kristall im Curie-Gebiet aus einem innigen Gefüge von tetragonalen polarisierten Domänen, die nach den Ebenen (011) verzwillingt sind, wie Fig. 1 im zweidimensionalen Falle veranschaulicht.

¹⁾ BLATTNER, MATTHIAS, MERZ, Helv. Phys. Acta **20**, 225 (1947).

²⁾ HELEN D. MEGAW, Proc. Roy. Soc. **189**, 261 (1947).

Der röntgenographisch ermittelte Zwillingswinkel weicht bei Zimmertemperatur um $30'$ von einem rechten Winkel ab, was dem Achsenverhältnis $c/a = 1,01$ entspricht (siehe Fig. 1). Die Deformation der schraffierten Elementarzellen verursacht Spannungen in der Umgebung der Zwillingsebenen, so dass diese in Form von

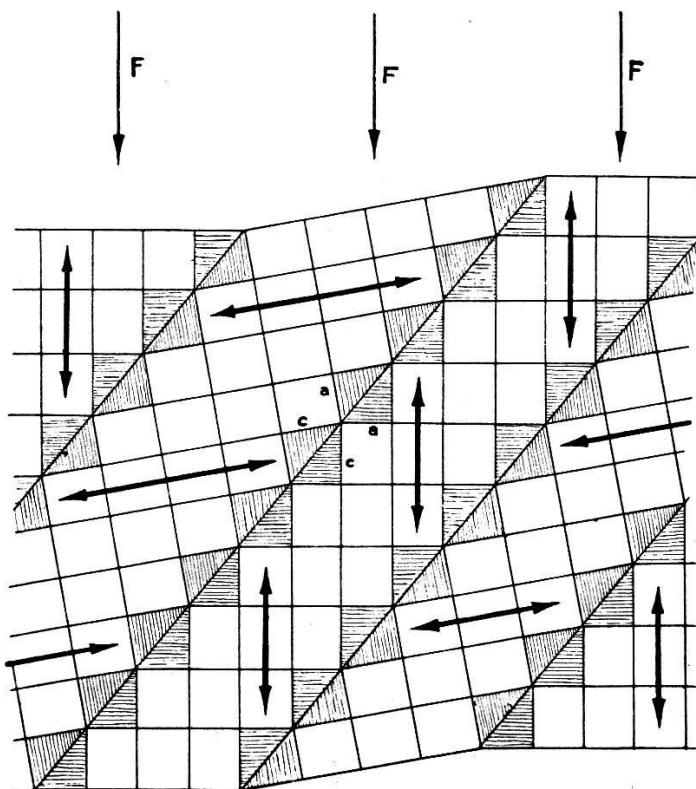


Fig. 1.

unter 45° gegen die Kristallkanten geneigten Streifen im Polarisationsmikroskop sichtbar werden (Fig. 2).

Häufig sind diese Streifen nochmals in feinere Streifen unterteilt. Parallele, aneinandergrenzende Streifen zeigen gerade Auslöschung, d. h. die c -Achse liegt kantenparallel in der zur Beobachtungsrichtung senkrechten Ebene. Sie sind unter gekreuzten Nicols komplementär gefärbt und vertauschen ihre Farben, wenn der Analysator parallel zum Polarisator gestellt wird, womit der Beweis erbracht ist, dass die c -Achsen in zwei aneinandergrenzenden Streifen annähernd senkrecht aufeinanderstehen (Fig. 1).

Beobachtet man hingegen in der Richtung, die dem in Fig. 1 eingezeichneten Pfeil F entspricht, so erscheinen kantenparallele Streifen mit gerader Auslöschung abwechselnd mit Streifen, deren optische Achse (c -Achse) in der Beobachtungsrichtung liegt. Bei Kristallen von würfeligem Habitus sind die c -Achsen in allen drei

Richtungen ungefähr gleich häufig vertreten, so dass man an einer Würfelfläche die kantenparallele und die 45° -Streifung zugleich beobachten kann (Fig. 3).

In gewissen Zuchten fanden sich auch tetragonale Einkristalle, dünne Plättchen, bei denen die *c*-Achse ausschliesslich senkrecht zur Plättchenebene orientiert war. Durch Druck lassen sich jedoch leicht kantenparallele Bereiche erzeugen, bei denen die *c*-Achse in die Plättchenebene umgeklappt ist.

Wie bei andern Ferroelektrika ist auch hier die Domänenstruktur druck-, temperatur- und feldempfindlich und zeigt dielektrische

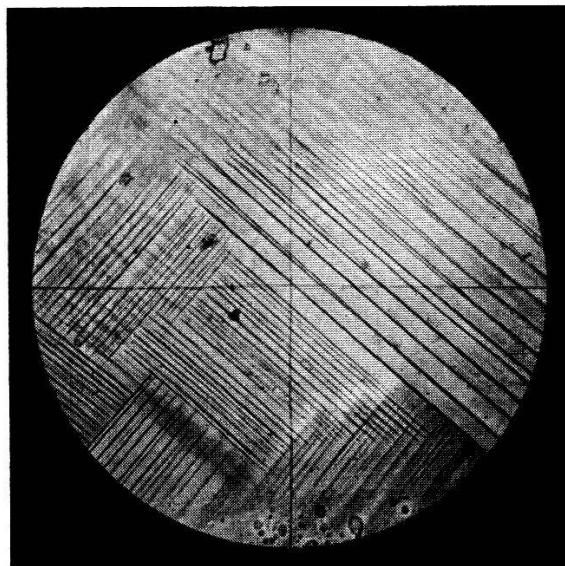


Fig. 2.

300fache Vergrösserung.

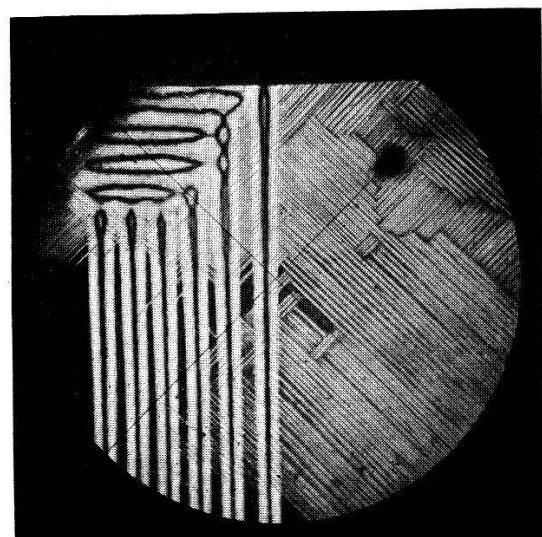


Fig. 3.

100fache Vergrösserung.

Hysteresis. Oberhalb 120°C verschwindet die Streifung, der Kristall wird zum kubischen Einkristall (Mosaikkristall).

Ein kantenparalleles *elektrisches Feld* bewirkt, dass gewisse 45° -Streifen auf Kosten ihrer Nachbarn in die Breite wachsen, d. h. in grösseren Gebieten klappen die *c*-Achsen in die Feldrichtung um.

Quantitative röntgenographische Bestimmung der Verteilung der *c*-Achsen mit gleichzeitiger Messung der Polarisation und der Dielektrizitätskonstanten sind im Gange.

Die Anomalien der spezifischen Wärme von Bariumtitanat

von H. BLATTNER, W. MERZ, ETH. Zürich.

Als Untersuchungsmaterial diente aus dem Schmelzfluss kristallisiertes BaTiO_3 (mindestens 99%ig). Es ist seignettelektrisch, der Curiepunkt liegt bei ca. 120°C und äussert sich, wie Messungen an einzelnen Kristallen zeigten, in einer markanten Spurke der Dielektrizitätskonstanten, dem Verschwinden sowohl des Piezoeffektes, als auch der spontanen Polarisation¹⁾.

Das Verschwinden der spontanen Polarisation am Curiepunkt lässt nach thermodynamischen Überlegungen eine Anomalie der spezifischen Wärme erwarten. Es wurde deshalb die spezifische

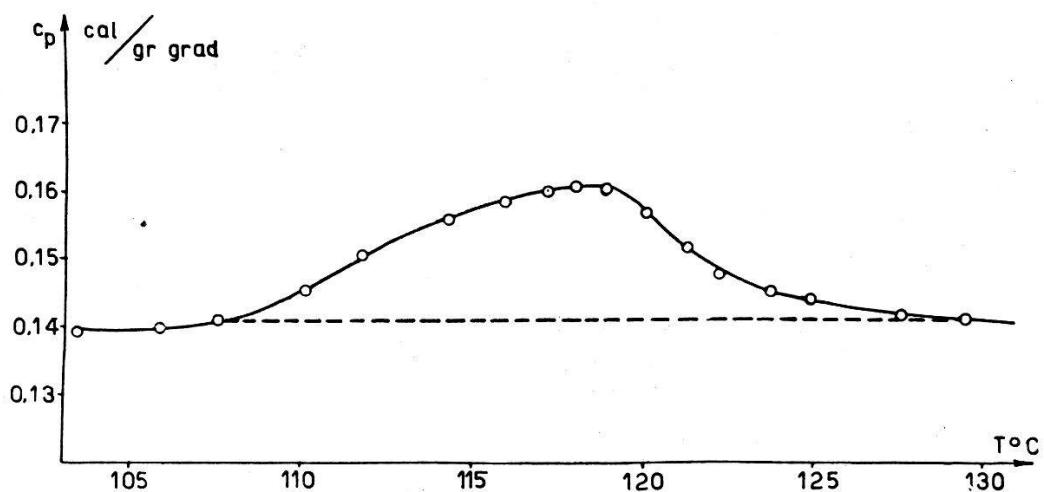


Fig. 1.

Wärme von Bariumtitanatkristallen in Funktion der Temperatur gemessen, und es konnte sowohl am Curiepunkt bei 120°C , als auch bei ca. 5°C eine Anomalie festgestellt werden (Fig. 1 und 2).

Wie Röntgenuntersuchungen ergaben²⁾, tritt am Curiepunkt eine Strukturumwandlung von einer tetragonalen zu einer kubischen Modifikation auf und zwar erstreckt sich diese Umwandlung über einen Temperaturbereich von mehreren Graden, ebenso erfolgt der Abfall der Polarisation am Curiepunkt relativ langsam. Der Verlauf der spezifischen Wärme hat deshalb die Form eines langgestreckten Buckels, im Gegensatz zu KH_2PO_4 , wo die Anomalie als scharfe Spurke auftritt.

Durch Integration der gemessenen c_p Anomalie in Fig. 1 erhält man für den Wärmeverbrauch, der mit dem Verschwinden der Polarisation verknüpft ist:

$$Q = \int c_p dT = 0,2 \text{ cal/g} = 47 \text{ cal/Mol}$$

¹⁾ H. BLATTNER, B. MATTHIAS, W. MERZ, P. SCHERRER, Experientia **3**, 148 (1947).

²⁾ HELEN D. MEGAW, Proc. Roy. Soc. **189**, 261 (1947).

Dieser Wert, sowie auch der Absolutwert von c_p (0,140 cal/g grad bei 110° C) ist höher als der von HARWOOD, POPPER und RUSHMAN¹⁾ gefundene.

Nimmt man wie bei den andern Seignettelektrika die Anwesenheit eines innern Feldes an, gemäss

$$F = E + f P$$

und berechnet den Lorentzfaktor f aus der Beziehung

$$Q = \frac{1}{2} f P_s^2$$

so erhält man für $f = 0,044$. Als Wert der spontanen Polarisierung P_s wurde gemäss HULM²⁾ $P_s = 16 \cdot 10^{-6}$ Clb/cm² eingesetzt.

Berechnet man f andererseits aus der dielektrischen Suszeptibilität und deren Temperaturabhängigkeit nach dem Curie-Weiss'schen Gesetz oberhalb des Curiepunktes³⁾, so erhält man für

$$f = \frac{\Theta}{C} = 0,049$$

$$\Theta = \text{Curietemperatur} = 393^\circ$$

$$C = \text{Curiekonstante} = 8000^\circ$$

⁴⁾

Die Übereinstimmung der beiden Werte ist besser als man erwarten kann und liefert ein neues Beispiel dafür, dass bei den Seignettelektrika der aus dem Temperaturverlauf der spezifischen Wärme berechnete Lorentzfaktor mit dem aus der dielektrischen Suszeptibilität berechneten größenordnungsmässig gut übereinstimmt, obwohl sich die Absolutwerte von f für die verschiedenen Ferroelektrika stark unterscheiden.

Berechnung des Lorentzfaktor.

$$Q = \frac{1}{2} \cdot f \cdot P_s^2 \quad (1) \quad f = \frac{\Theta}{C} \quad (2) \quad C = \frac{\epsilon}{4 \pi} (T - \Theta)$$

	f aus (1) ber.	f aus (2) ber.
Seignettesalz . . .	2,1	2,2
KH_2PO_4	0,37	0,48
BaTiO_3	0,044	0,049

Dies lässt auch für BaTiO_3 die Annahme eines innern Feldes analog wie für die andern Seignettelektrika berechtigt erscheinen.

¹⁾ M. G. HARWOOD, P. POPPER, D. F. RUSHMAN, Nature **160**, 58 (1947).

²⁾ J. K. HULM, Nature **160**, 127 (1947).

³⁾ R. BECKER, W. DÖRING, S. 33 (1939).

⁴⁾ J. H. VAN SANTEN, G. H. JONKER, Nature **159**, 333 (1947).

Die bei ca. 5°C auftretende Wärmeanomalie ist etwas kleiner als diejenige am Curiepunkt. Sie erfolgt aber schärfer und fällt offensichtlich mit dem bei ca. 5°C liegenden Maximum der Dielektrizitätskonstanten zusammen.

Diese Erscheinung, sowie auch die Tatsache, dass die piezoelektrisch erregte Resonanzfrequenz bei dieser Temperatur ein scharfes Minimum durchläuft, kann nicht allein durch das an dieser Stelle liegende Maximum des kristallographischen Achsenverhältnisses c/a erklärt werden. Es muss vielmehr angenommen werden, dass an

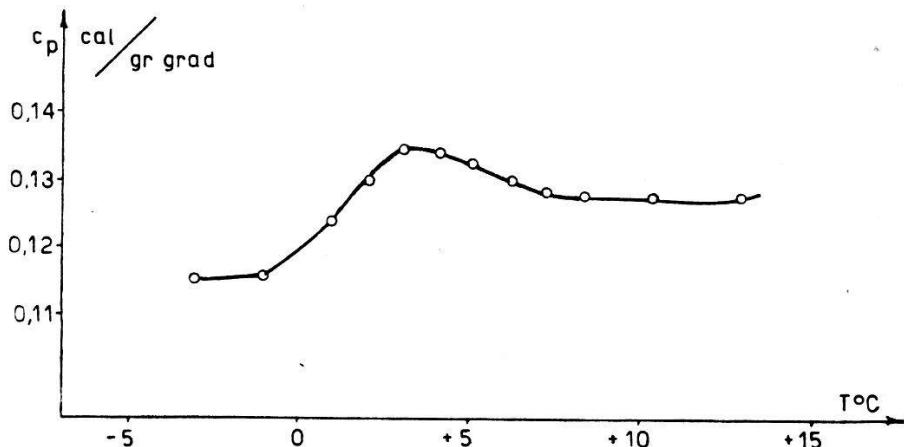


Fig. 2.

dieser Stelle beim Fortschreiten zu höheren Temperaturen die Polarisation eine merkliche Abnahme erleidet. Tatsächlich kann das auch experimentell festgestellt werden. Der Wert der Polarisationsänderung stimmt bei gleichem f größenordnungsmässig gut mit dem aus der anomale verbrauchten Wärme berechneten überein.

Ausser dem pseudokubischen BaTiO_3 wurden zwei weitere Barium-Titanverbindungen hergestellt, in denen ein Teil des Titan durch Platin substituiert ist. Sie besitzen hexagonale, bzw. rhombische Struktur (letztere wird oft fälschlicherweise als monokline Modifikation bezeichnet). Über deren exakte Strukturverhältnisse und chemische Eigenschaften wird demnächst berichtet werden.

Elektrische Leitfähigkeit und Brechungsindex des Bariumtitanats

von G. BUSCH, H. FLURY und W. MERZ (ETH. Zürich).

1. Nachdem die meisten Oxyde der Metalle, sowie die *Spinelle* vom Typus $\text{Me}^{\text{II}}\text{Me}^{\text{III}}\text{O}_4$ als Halbleiter bekannt sind, schien es sinnvoll, die elektrische Leitfähigkeit der *Perovskite* vom Typus $\text{Me}^{\text{II}}\text{Me}^{\text{IV}}\text{O}_3$ zu untersuchen. Ein besonders interessanter Vertreter

dieser Art ist das Bariumtitanat BaTiO_3 , und zwar aus folgenden Gründen:

Diese Substanz zeigt ähnliche dielektrische Anomalien wie die Seignette-elektrischen Kristalle des Seignettesalzes und des primären Kaliumphosphats KH_2PO_4 . Der Mechanismus der abnorm hohen dielektrischen Polarisation des BaTiO_3 ist aber von den erstgenannten Stoffen insofern verschieden, als er nicht auf der Existenz von Hydrogen-Bindungen, sondern offenbar auf einer starken Verschiebbarkeit der Ti-Ionen innerhalb der O-Oktaeder beruht.

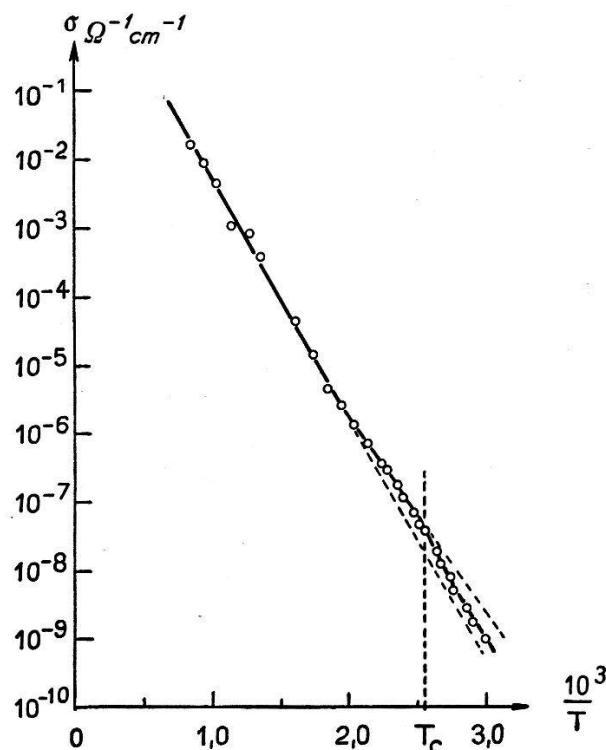


Fig. 1.
Elektrische Leitfähigkeit von BaTiO_3 .

Eine Änderung der Gitter-Polarisation im Ultrarot und des Brechungsindex beim Überschreiten der Curie-Temperatur bei ca. 120°C war daher zu erwarten.

2. Nun hat MOTT¹⁾ gezeigt, dass zwischen der Aktivierungsenergie ε eines Halbleiters und seiner Dielektrizitätskonstanten \varkappa ein in grossen Zügen geltender Zusammenhang bestehen muss, nämlich

$$\varepsilon \sim \frac{1}{\varkappa^2}. \quad (1)$$

Für \varkappa ist ein Wert zu setzen, der zwischen dem Quadrat des op-

¹⁾ N. F. MOTT und R. W. GURNEY, Electronic Processes in Ionic Crystals. Oxford 1940.

tischen Brechungsindex n und der statischen Dielektrizitätskonstanten DK_{∞} liegt, d. h.

$$n^2 < \varkappa < DK_{\infty}. \quad (2)$$

Der statische Wert DK_{∞} durchläuft für BaTiO_3 am Curie-Punkt ein scharfes Maximum. Falls die unter 1. geäusserte Ansicht trifft, müssten auch n und \varkappa einen ähnlichen Verlauf, d. h. besonders hohe Werte in der Gegend von 120°C zeigen. Eine Zunahme von \varkappa müsste jedoch nach (1) zu einer Abnahme von ε führen.

Für die Leitfähigkeit eines Halbleiters gilt allgemein

$$\sigma = A(T) \cdot e^{-\frac{\varepsilon}{2kT}}. \quad (3)$$

Trägt man, wie dies üblich ist, $\log \sigma$ in Funktion von $1/T$ auf, so ergibt sich eine Gerade, deren Steilheit ein direktes Mass für ε ist. Eine Abnahme von ε hat daher eine Abnahme der Steilheit der Leitfähigkeits-Temperatur-Kurven zur Folge.

3. Die elektrische Leitfähigkeit wurde an mehreren BaTiO_3 -Einkristallen gemessen. Eine typische Kurve ist in Fig. 1 dargestellt. Ihr Verlauf bei hohen Temperaturen wird durch (3) gut

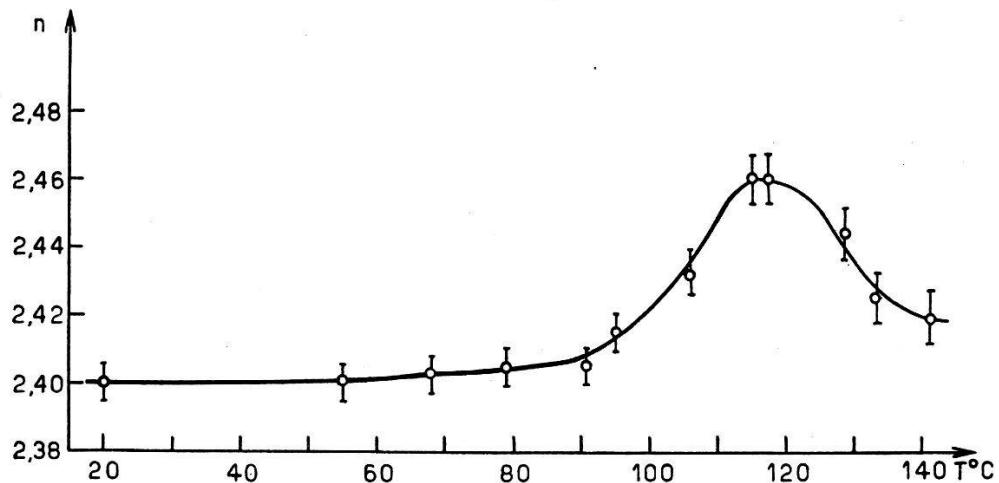


Fig. 2.
Brechungsindex von BaTiO_3 .

dargestellt mit einer Aktivierungsenergie $\varepsilon = 1,75 \text{ eV}$. In der Umgebung der Curie-Temperatur $T_e = 120^{\circ}\text{C}$ tritt jedoch eine deutliche Verflachung ein, die einem kleineren Wert von $\varepsilon = 1,15 \text{ eV}$, d. h. einem grösseren \varkappa entspricht. Unterhalb der Curie-Temperatur wird die Steilheit wieder grösser.

Die Aktivierungsenergien ε variieren für verschiedene Kristall-Individuen zwischen ca. 1,2 und 1,8 eV und erfüllen den für Halbleiter gültigen Zusammenhang

$$\varepsilon = \alpha + \beta \cdot \log A \quad (4)$$

mit der Mengenkonstanten A sehr gut.

4. Zur weiteren Abklärung wurde der Brechungsindex n an dünnen BaTiO_3 -Kristallen für sichtbares Licht mit dem Mikroskop nach der CHAULNES'schen Methode gemessen. Das Resultat ist in Fig. 2 dargestellt. Der Brechungsindex zeigt tatsächlich einen starken Gang mit der Temperatur und besitzt insbesondere ein Maximum am Curie-Punkt. Daraus darf auf eine ähnliche Temperatur-abhängigkeit von ε geschlossen werden.

Die MOTT'sche Hypothese wird somit durch diese Ergebnisse mindestens qualitativ sehr schön bestätigt.

Diffraction des électrons par le Graphite

par J. HOERNI et J. WEIGLE, Genève.

Nous avons étudié dans le nouveau diffractographe TRÜB, TÄUBER la diffraction des électrons par transmission à travers des cristaux uniques de graphite. Celui-ci a été choisi car il est facile d'obtenir des cristaux homogènes ayant environ 0,05 mm. de côté et de 500 à 1000 Å d'épaisseur, donc encore très transparents aux électrons. La diffraction est, comme on le sait, d'un type tout à fait différent de celle des rayons X. Alors que le domaine angulaire de réflexion de BRAGG est d'une dizaine de secondes d'arc pour les rayons X, il s'étend à plusieurs degrés pour les électrons. Comme l'angle de BRAGG avec les longueurs d'ondes employées est de l'ordre d'un degré, on voit que peu importe la direction des électrons incidents sur le cristal, on aura toujours de la diffraction plus ou moins intense. On peut comprendre cela en calculant le facteur Θ introduit par EXTERMANN¹⁾ pour caractériser le type de diffraction. Ce facteur est indépendant de la longueur d'onde des électrons, ce qui est remarquable, et prend des valeurs (pour les différents plans) de l'ordre de l'unité. Cela indique que les ondes diffractées à l'intérieur du cristal sont du même ordre de grandeur que l'onde incidente. Comme ce sont les interférences entre plusieurs de ces ondes qui

¹⁾ EXTERMANN, Helv. Phys. Acta **10**, 185 (1937).

donnent finalement l'intensité diffractée sortant du cristal et que ces ondes ont des longueurs d'ondes très peu différentes les unes des autres, il se produit des battements (Solution pendulaire d'EWALD). Dans le cas de deux ondes fortes seulement on trouve que le quart de la longueur d'onde des battements est de l'ordre de 100 Å. Ayant traversé un cristal de cette épaisseur, l'onde incidente est donc complètement éteinte et toute l'énergie se retrouve dans l'onde diffractée. Il est bien évident qu'on ne peut alors appliquer la théorie cinématique de la diffraction qui suppose l'onde diffractée d'intensité négligeable. Il faudrait pour cela prendre des couches monomoléculaires. Mc GILLAVRY¹⁾ a montré que cette solution pendulaire pouvait être étudiée par exemple dans le cas de deux ondes fortes seulement en envoyant sur le cristal un faisceau convergent comme dans les expériences de KOSSEL et MÖLLENSTEDT²⁾. Les différentes orientations traversant des épaisseurs de cristal différentes se montrent alors comme des bandes d'interférences. La séparation de ces bandes permet de mesurer à la fois le facteur de structure du plan, ou si l'on préfère le coefficient de FOURIER $\Phi_{n_1 n_2 n_3}$ du potentiel interne du cristal pour le plan considéré, et l'épaisseur du cristal. Nos résultats pour le graphite donnent pour Φ_{100} la valeur 1,7 volts et pour Φ_{110} 3,2 volts, ceci pour des cristaux dont l'épaisseur varie entre 500 et 1500 Å. Nous avons vérifié l'effet de la tension d'accélération sur ces phénomènes et avons trouvé que les Φ_n en sont indépendants (entre 20 et 50 kv).

Epaisseurs (en Å) . . .	425	860	1210	1415
Φ_{100} (en volt)	1,7	1,7	1,6	1,7

Potentiel d'accélération (en kv) . . .	20	31	39	50
Φ_{110} (en volt)	3,0	3,3	3,1	3,4

Ces valeurs correspondent du reste à celles qu'on peut calculer en partant de la distribution des électrons dans le cristal, donnée par la formule de HARTREE ($\Phi_{100} = 1,9$ volts, $\Phi_{110} = 3,2$ volts).

Dans le cas où plus de deux ondes fortes existent dans le cristal, les choses se compliquent singulièrement. Mais les diffractions permettent de donner une morphologie des surfaces de dispersion. Nos études se poursuivent dans cette direction.

¹⁾ Mc GILLAVRY, *Physica* **7**, 329 (1940).

²⁾ KOSSEL et MÖLLENSTEDT, *Ann. Phys.* **36**, 113 (1939).

Théorie du moiré

par T. A. GREEN et J. WEIGLE, Genève.

On appelle moiré l'effet qui se produit lorsqu'on regarde à travers deux écrans absorbants périodiques semblables, tournés d'un petit angle 2α dans leur plan commun l'un par rapport à l'autre. On suppose que l'observation se fait avec un pouvoir de résolution tel qu'il ne permet pas de voir la période.

Lorsque l'écran a une période a dans une dimension seulement (lignes parallèles également espacées de a), on sait que, dans les conditions décrites ci-dessus, on observe des lignes (d'absorption maximum) ayant une période $(a/2 \sin \alpha)$ et perpendiculaires à la bissectrice de l'angle 2α . En première approximation, lorsque les écrans ne sont pas trop absorbants, la structure moyenne de ces lignes résultantes est donnée par une série de FOURIER, dont les coefficients sont $a_n \cdot a_n^*$ où a_n (a_n^* est son conjugué complexe) est le coefficient de la série représentant les lignes d'un écran seul.

Lorsque l'écran est périodique avec une maille construite sur les vecteurs \vec{a}_1, \vec{a}_2 , le moiré donne une structure tournée elle aussi à angle droit de la bissectrice à l'angle 2α , dont on a tourné les écrans. La nouvelle maille est construite sur des vecteurs $(\vec{a}_1/2 \sin \alpha)$ et $(\vec{a}_2/2 \sin \alpha)$ et en première approximation les coefficients de FOURIER sont de nouveau $a_n a_n^*$.

Cette méthode du moiré amplifie donc avec le facteur d'amplification $(1/2 \sin \alpha)$, qui peut être considérable, la structure des réseaux écrans. Il est intéressant de constater que l'image résultante n'est pas tout à fait semblable à l'image originale. Comme dans l'étude des cristaux avec les rayons X, c'est le module des coefficients de FOURIER que l'on observe (les phases restent donc inconnues).

Cette étude nous a été inspirée par l'aspect remarquable de certains cristaux étudiés au microscope électronique, qui nous ont amenés à nous demander si l'effet moiré ne permettrait pas de «voir» directement les atomes. Avec un pouvoir de résolution de 50 Å facilement obtenable, il faudrait que les deux cristaux soient tournés au maximum l'un par rapport à l'autre de quelques degrés pour que la structure du moiré apparaisse dans les microphotographies. Les conditions géométriques de l'observation de cet effet sont donc réalisables. Les conditions d'éclairage et de contraste sont plus difficiles à définir. Jusqu'ici, nous n'avons pas de cas dans lesquels nous pouvons être certains d'avoir observé le moiré des atomes.

Der Thomson-Koeffizient einiger Metalle bei hohen Temperaturen

von G. J. EKKERS, A. FARNER und R. KLÄUI (Albiswerk Zürich).

An der Frühjahrstagung von 1947 berichteten wir über Messungen des Thomson-Koeffizienten an Wolfram bei hohen Temperaturen. Die damaligen Messungen erstreckten sich über ein Temperaturintervall von 900 bis 2100° K.

Durch geringfügige Verbesserungen unserer Messapparatur gelang es uns später, das Intervall bis zu 2700° K nach oben auszudehnen. Außerdem haben wir noch den Thomson-Koeffizienten von Molybdän zwischen 900 und 2200° K und den von Platin zwischen 1200 und 1700° K gemessen.

Wir rufen noch kurz unsere Messmethode in Erinnerung. Sie beruht auf der Tatsache, dass die Thomsonwärme nicht von der Art des Temperaturgefälles und nicht vom Querschnitt des Leiters abhängig ist. Unser Messobjekt war ein Draht des zu untersuchenden

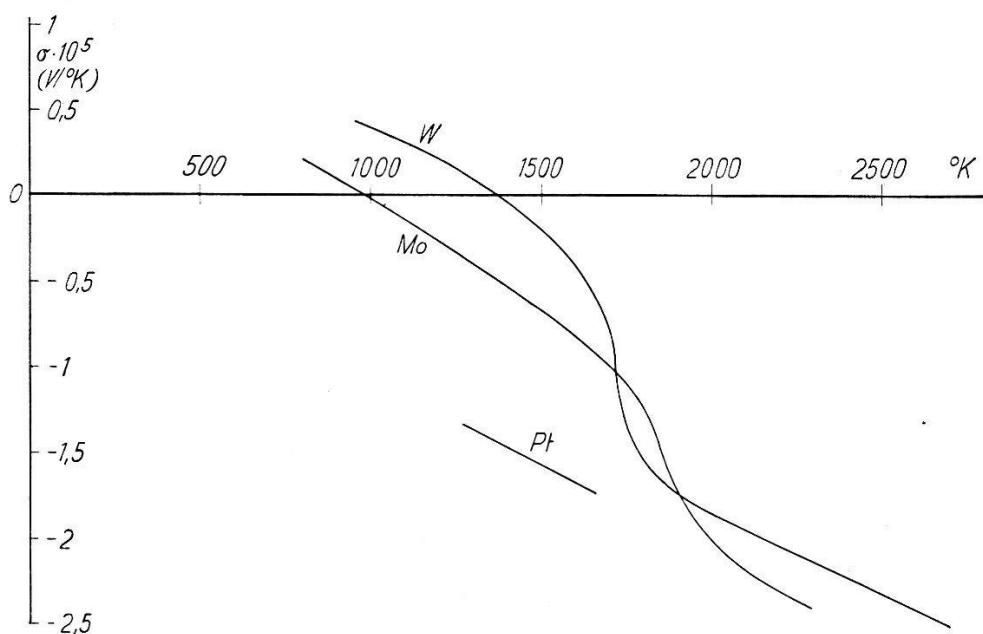


Fig. 1.

Thomsonkoeffizient σ in Funktion der abs. Temperatur für W, Mo und Pt.

Metalles von ca. 20 cm Länge, welcher über die Hälfte seiner Länge einen kleineren Durchmesser hatte als über die andere Hälfte. Bei Wolfram waren die Durchmesser 100 und 150 μ , bei Molybdän und Platin 130 und 200 μ . Die Querschnittsänderung beanspruchte eine Länge von ca. 150 μ .

Der Draht war in einem evakuierten Glasgefäß von bekannter Absorption ohne Vorspannung aufgehängt und mit Stromzuführungen versehen. Mit Hilfe eines Glühfadenpyrometers wurde der

Temperaturverlauf dem Draht entlang in der Nähe der Sprungstelle des Durchmessers in Abhängigkeit von Grösse und Richtung eines den Draht durchfliessenden Gleichstromes gemessen.

Aus unseren Messungen haben wir durch Aufstellung der Energiebilanz des kurzen Drahtstückes beidseitig der Sprungstelle des Durchmessers bis zu den Stellen, wo kein messbares Temperaturgefälle mehr vorhanden ist, und mit Hilfe des bekannten Gesamt-emissionsvermögens und spezifischen elektrischen Widerstandes den Thomson-Koeffizienten berechnet, d. h. die Materialkonstante, die die entwickelte Wärmemenge pro Sekunde bei Durchgang der Stromeinheit darstellt, wenn das Temperaturgefälle ein Grad ist.

Die Kurven zeigen die Thomson-Koeffizienten von Wolfram, Molybdän und Platin in den erwähnten Temperaturgebieten.

Man sieht, dass über einer für das betreffende Metall charakteristischen Temperatur die Kurven Geraden durch den Ursprung sind, in Übereinstimmung mit der Theorie, die verlangt, dass der Thomson-Koeffizient bei hohen Temperaturen der absoluten Temperatur proportional ist.

Unter der Annahme völlig freier Leitungselektronen findet SOMMERFELD¹⁾ für den Thomson-Koeffizienten:

$$\sigma = - \frac{\pi^2}{\xi} \cdot \frac{k^2}{|e|} \cdot T \quad (1)$$

mit

$$\xi = \frac{h^2}{2m} \cdot \left[\frac{3n}{8\pi} \right]^{2/3}. \quad (2)$$

Wenn wir bei den drei gemessenen Metallen jeweils mit einem freien Elektron pro Atom rechnen, so finden wir aus (1) und (2) überall

$$\frac{\sigma}{T} = - 1,2 \cdot 10^{-8} \text{ V grad}^{-2} \quad (3)$$

Aus unseren Messungen ermitteln wir für

$$\text{W} \quad \frac{\sigma}{T} = - 0,93 \cdot 10^{-8} \quad (4)$$

$$\text{Mo} \quad - 1,05 \cdot 10^{-8}$$

$$\text{Pt} \quad - 1,05 \cdot 10^{-8} \text{ V grad}^{-2}$$

in guter Übereinstimmung mit der Theorie.

¹⁾ A. SOMMERFELD, „Die Naturwissenschaften“ 22 (1934), 4.

Absorbtion des ultrasons par les solides

par R. MERCIER et Mme N. BANDERET, Lausanne.

Lorsqu'un solide homogène, isotrope est parcouru par une onde plane de déformation longitudinale, celle-ci est accompagnée d'une onde de tension corrélatrice. En général il y a absorbtion d'énergie et les ondes sinusoïdales dans le temps sont amorties. On peut toujours définir une *impédance d'onde* Z complexe dont la partie imaginaire est liée au coefficient d'extinction.

Les causes de cette dissipation d'énergie sont principalement la diffusion et l'activation moléculaire avec relaxation.

Certains auteurs ont essayé de mesurer l'extinction des ondes élastiques en interposant entre un générateur et un récepteur ultrasoniques une plaque de la matière étudiée. Il est évident que la comparaison des résultats obtenus par cette méthode n'est pas possible, puisque les conditions de réflexion des ondes sur les surfaces de jonction dépendent essentiellement des phases, donc des célérités et de l'extinction elle-même.

Les auteurs ont mis au point une méthode de détermination expérimentale de l'absorbtion qui, contrairement à l'emploi des générateurs wobbulés, permet la mesure de sa dispersion. Cette méthode consiste à incorporer au générateur ultrasonique la matière solide étudiée; travaillée en forme de cylindres droits, de section suffisante pour diminuer l'effet de la diffraction, elle est fixée sur le générateur (trilame piézoélectrique ou barreau magnétostrictif) et sa base libre est utilisée comme radiateur dans un milieu (huile) contenant l'interféromètre ultrasonique.

La pression mesurée au récepteur dépend alors de toutes les longueurs constructives du générateur, du barreau mesuré et de l'espace interférométrique. En variant ce dernier on observe et mesure le maximum de cette pression. Opérant avec des barreaux de longueurs diverses, on obtient, selon la théorie, une relation entre cette longueur et les pressions maximum qui donne directement le coefficient d'absorbtion de la substance.

Les mesures ont été faites jusqu'ici avec une fréquence de 0,4 mégacycle/sec. Le laiton présente une absorbtion très faible, à l'opposé du plomb.