Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 29 (1956)

Heft: V-VI

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: 31.12.2025

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

Copyright 1956 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 Basel, am 23. September 1956
im Rahmen der 136. Jahresversammlung der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft

---

Präsident: Prof. Dr. W. Pauli (Zürich),
Vizepräsident: Prof. Dr. J. Rossel (Neuchâtel)
Sekretäre: Dr. K. P. Meyer (Basel),
Dr. A. P. Speiser (Oberrieden).

Geschäftlicher Teil.

Als ordentliche Mitglieder wurden aufgenommen: Die Herren A. Heym (Lausanne), H. Jucker (Bad Ragaz), F. Leuenberger (Basel), C. Piron (Lausanne), J.-M. Rocard (Genève), J. Rüfenacht (Lausanne), Ph. J. Theodorides (Maryland).

Die nächste Tagung wird am 4./5. Mai 1957 in Brunnen stattfinden.

Wissenschaftlicher Teil.

Sur l'interdépendance et l'indépendance du magnétogalvanisme et de la magnétothermoélectricité

par A. Perrier (Lausanne).

On développe et précise quantitativement les conséquences d'idées théoriques publiées par l'auteur il y a déjà bien des années[1]). On se limite ici aux effets magnétogalvaniques et magnétothermoélectriques transversaux (Hall et Ettingshausen-Nernst). L'exposé considère tout d'abord les aspects purement phénoménologiques, pour introduire ensuite séparément l'hypothèse essentielle des autocourants; de plus, il étudie systématiquement les phénomènes dans deux conditions expérimentales types (*o* et *f*); enfin, la brièveté du résumé oblige de n'envisager que *la représentation localisée en un point, donc vectorielle.*

I. *Effet Hall.* Soit un conducteur siège d'un courant (densité $\vec{J}_e$) sur lequel agit normalement un champ magnétique $\vec{H}$. Les propositions indiquées antérieurement pour décrire l'effet Hall se décrivent très généralement et simplement à l'aide d'un «*polygone caractéristique*». Cette figure compose d'une part les champs réels $\vec{E}$, de l'autre, les densités de courant qui apparaissent ($\vec{J}_e \| \vec{E}_{rés}$ et $\vec{J}_m \perp \vec{E} \,\&\, \vec{H}$). $\vec{E}_{rés}$ et $\vec{J}_{rés}$ forment entre eux l'$\sphericalangle\, \varphi$. *Ce en toutes conditions,* soit d'une part le mode traditionnel d'observer (lame parcourue longitudinalement par $\vec{J}_{rés}$ et où l'on observe la différence de potentiel entre les bords parallèles à $\vec{J}_{rés}$: condition «*o*» («ordinaire», «ouvert»); de l'autre où les deux bords sont court-circuités, ou mieux encore dans une lame cylindrique soumise à un champ radial et parcourue par un courant axial: conditions *f* («fermé»); il n'y a pas alors de différence de potential mais un *courant* transversal ($\vec{J}_{my}$).

Or l'état local dans les deux conditions est *qualitativement identique,* il n'en diffère que par les dimensions des polygones: ils sont semblables avec le rapport de

$$\dim o / \dim f = \cos \varphi \tag{1}$$

$\varphi = \sphericalangle$ de rotation magnétogalvanique de E ou des surf. équipot.

Partant de la représentation classique de l'effet Hall $\vec{E} = R\vec{H}\vec{J}$ et à l'aide du polygone, on établit très simplement les définitions et les formules ci-dessous, publiées antérieurement déjà.

$$\vec{E}/\vec{J} = R\vec{H} = \varrho_{\text{Hall}} = \varrho_y = \\ = \text{résistivité magnétogalvanique transversale.} \tag{2}$$

$$\vec{J}_y/\vec{E}_x = \gamma_y = \text{conductivité magnétogalvanique transversale.} \tag{3}$$

$$\varrho_y = \varrho^2 \gamma_y \tag{4}$$

$$\cos^2 \varphi = \varrho_0/\varrho_f \tag{5}$$

$$\vec{E}_y/\vec{E}_x = -\vec{J}_y/\vec{J}_x = R\vec{H}/\varrho = -\operatorname{tg} \varphi \tag{6}$$

II. *Effet Ettingshausen-Nernst* («*EN*»). — On sait qu'il consiste en la différence de potentiel qui apparaît normalement à la fois à un gradient thermique et à un champ magnétique eux-mêmes normaux entre eux. La manière traditionnelle de le décrire est

$$\vec{E}_y = Q\,\vec{H} \operatorname{grad} t. \tag{7}$$

Introduisant le *champ thermoélectrique d'équilibre* $\vec{E}_{\text{th}} = \vec{E}_x = -\eta \operatorname{grad} t$ ($\eta = \text{const.}\,\sigma$, $\sigma =$ coefficient de l'effet Thomson), nous dé-

finissons comme «rotation magnétothermoélectrique» l'angle ψ de rotation des surfaces équipotentielles.

$$\operatorname{tg} \psi = \vec{E}_y / \vec{E}_x = -Q\,\vec{H}/\varrho\,. \qquad (8)^{3)}$$

III. *Intervention des autocourants.* — Ils vont nous servir en particulier à pousser plus loin le parallélisme entre l'effet Hall et l'effet EN, lequel apparaît déjà nettement dans les relations (6) et (8).

Ainsi que l'auteur l'a formulée dès longtemps, l'hypothèse, appliquée au *pouvoir thermoélectrique intrinsèque*, exprime que l'équilibre électrique dans un conducteur où l'on entretient un gradient thermique est *réalisé par deux courants* égaux et de sens contraires, l'un de densité $\vec{J}_{\text{th}}$ ou $\vec{J}_x$, l'autre de $\vec{E}_{\text{th}}/\varrho = \eta$ grad t/ϱ. Mais appliquons la même notion à l'effet transversal: à la «force électromotrice» transversale, substituons un *autocourant* magnétothermoélectrique transversal de densité $\vec{J}_y$, lequel est équilibré par le courant «ohmique» du champ $\vec{E}_y$ ($\vec{J}_y \approx \vec{E}_y/\varrho$). Ce qui confère à ψ une seconde interprétation physique

$$\operatorname{tg} \psi = -\vec{J}_y / \vec{J}_{th}\,.$$

Poursuivant les conséquences, on définit les grandeurs et établit les formules suivantes:

$$\varrho_y = \vec{E}_y / \vec{J}_y = Q\,\vec{H}/\eta\,\varrho = \text{rés. mag. th. él. transv.} \qquad (9)$$

$$\gamma_y = \vec{J}_y / \vec{E}_x = \vec{Q}\,\vec{H}\,\eta/\varrho = \text{conduct. m. th. él. transv.} \qquad (10)$$

$$\varrho_y = \varrho^2 \gamma_y\,. \qquad (11)$$

On aurait également l'occasion de comparer des conditions d'expérience o et f à l'aide de *polygones caractéristiques* ad hoc, mais qui cette fois ne sont plus semblables.

IV. *Effet Hall et Effet EN.* — Autre application de l'hypothèse: les deux courants dont on admet l'équilibre, s'ils existaient seuls, manifesteraient chacun un effet Hall: nous postulons que, *superposés et se compensant, leurs effets Hall subsistent et que leur résultante est précisément l'effet Ettingshausen-Nernst.*

Il faut alors attribuer à chacun une constante particulière, R_{th} (pour $\vec{J}_{\text{th}}$) et $\vec{R}_e$ (pour $\vec{E}_{\text{th}}/\varrho$); cette dernière est la constante de Hall classique puisqu'il s'agit d'un *courant ohmique*; dès lors

$$\vec{E}_y = \vec{J}_{\text{th}}\,(R_{\text{th}} - R_e)\,\vec{H} = -\vec{E}_{\text{th}}\,(R_{\text{th}} - R_e)\,\vec{H}/\varrho \qquad (12)$$

d'où

$$Q = \eta\,(R_{\text{th}} - R_e)\,\varrho \qquad (13)$$

et $$\operatorname{tg} \psi = \operatorname{tg} \varphi_e - \operatorname{tg} \varphi_{\text{th}} \tag{14}$$

les indices précisant des corrélations évidentes.

Ce qui fournit la réponse essentielle de cette théorie à la question posée dans le titre: *l'effet Ettingshausen-Nernst est un effet Hall classique par un de ses composants, il en est indépendant par un autre qui est de nature purement thermoélectrique.*

Une implication très importante pour l'élaboration des mécanismes de courants électriques doit être soulignée:

L'effet Hall d'un autocourant thermoélectrique (courant sans différence de potentiel) doit être numériquement différent de celui d'un courant électrique régi par la loi d'Ohm et de même intensité.

Des liaisons entre les deux effets ont été à plusieurs reprises recherchées et proposées; rappelons ici notamment celle de MOREAU[3]) pour qui *l'effet EN est un pur effet Hall,* au prix du postulat de l'*égalité des rotations des surfaces équipotentielles* dans les deux cas. Ce qui, dans la théorie ici esquissée, revient à poser $R_{\text{th}} = 0$. On doit entre autres déduire de cette hypothèse qu'un courant superposé au gradient thermique et qui annulerait l'effet *EN* aurait une densité *précisément égale à* $\vec{J}_{\text{th}}$; ce que diverses expériences semblent bien infirmer.

V. *Déliminations de validité.* — Toutes les formules consignées ci-dessus ne sont strictement applicables que si les phénomènes sont suffisamment faibles (il en est ainsi comme on sait pour la grande majorité des conducteurs étudiés jusqu'ici, même dans des champs intenses).

De plus, les phénomènes thermiques sont complètement négligés. On admet notamment qu'aucune rotation sensible n'affecte les gradients thermiques. Cette condition peut parfaitement être satisfaite expérimentalement, ainsi que l'auteur l'a montré ailleurs.

VI. *Extensions.* — En raison de la brièveté imposée à ce genre de communications, on s'est limité à ces phénomènes transversaux par actions magnétiques sur milieux isotropes. Des publications détaillées, avec figures, montreront que des concepts et modes de description tout à fait similaires trouvent avec avantage leur application:

a) aux milieux *cristallins,* même en l'absence d'intervention magnétique;

b) aux effets magnétogalvaniques et magnétothermoélectriques *longitudinaux,* avec lesquels on trouvera entre autres, des dépendances et des formules remarquablement parallèles à celles consignées ici. Il est par exemple très simple de décrire *angulairement* et *la magnétorésistance* et les «*forces électromotrices d'aimantation*».

Bibliographie.

[1]) Voir not. A. PERRIER, Communauté d'origine et dépendances quantitatives entre les actions du champ magnétique sur les courants d'électricité et de chaleur, Helv. Phys. Acta, **2**, pp. 308–319 (1929). – Do., Interprétation unitaire des particularités de la conduction des milieux ferromagnétiques, Helv. Phys. Acta, **3**, pp. 400–427 (1930). – Do. Grandeurs et formules théoriques nouvelles pour les phénomènes galvanomagnétiques et thermomagnétiques, Do. Helv. Phys. Acta, **3**, pp. 317–328 (1930).

[2]) l'$\sphericalangle \psi$ est ici différent de celui du même symbole à p. 320 de l'article Helv. Phys. Acta, **3** (1930) cité plus haut.

[3]) G. MOREAU. Sur les phénomènes thermomagnétiques. Journal de physique (3) **9**, p. 407 (1900).

Spektralphotometrische Messung von Gasgleichgewichten

von K. WIELAND

(Physikalische Anstalt der Universität Basel)

Es wird gezeigt, dass Gasgleichgewichte, an denen Radikale beteiligt sind, bevorzugt spektral-photometrisch, neuerdings auch massenspektrometrisch gemessen werden können. Eine direkte photometrische Ermittlung der Konzentration kommt bei Radikalen im allgemeinen nicht in Betracht, da deren Absorptionskoeffizient bzw. f-Wert in der Regel unbekannt ist. Indirekt lässt sich aber aus der temperaturbedingten Intensitätsänderung einer Spektrallinie oder -bande die Reaktionswärme ΔH und damit, bei gleichzeitiger Kenntnis bzw. statistischer Berechnung der Entropiewerte S aller Reaktionspartner, die Gleichgewichtskonstante K_p selbst erhalten aus der Gleichung:

$$R \ln K_p = \sum \Delta S - \frac{\Delta H}{T}.$$

Auf diesem indirekten Wege sind von verschiedenen Autoren zahlreiche Gas- und Dampfgleichgewichte teils spektrometrisch, teils massenspektrometrisch untersucht worden, was an einzelnen Beispielen näher erläutert wird. Dabei zeigt sich, dass im meist benützten Temperaturbereich 1000°—2500°C als Zerfallsprodukte überwiegend zweiatomige Partikel in Erscheinung treten. Eine Übersichtstabelle über die Häufigkeit und Erregungsart zweiatomiger Spektren gibt Anhaltspunkte darüber, welche Partikel in einem Gleichgewicht bevorzugt und ungefähr in welchem Temperaturgebiet erwartet werden können.

Untersuchung über die Wirksamkeit eines elektrostatischen Filters gegenüber kleinsten Silberjodidteilchen

von R. List und M. de Quervain (Weissfluhjoch-Davos).

Mit einem elektrostatischen Staubfilter Marke „Trion" ist es gelungen, aus einer bewegten Luftmasse künstlich eingeführte Silberjodidteilchen mit einem Durchmesser von rund 0,02 μ praktisch vollständig zu entfernen. Dies ist vor allem für die Untersuchungen der Gefrierkerneigenschaften von Silberjodid und anderer Substanzen von Bedeutung, da auf diese Weise eine kernfreie Luft als definiertes Ausgangsmaterial geschaffen werden kann.

Zur *Zählung* der verbleibenden AgJ-Partikel wird die bei unter -4^0C wirksame eisbildende Eigenschaft von Silberjodid benützt. Der Aufbau der Filter und Zählanlage geht aus Figur 1 hervor. In einem Rohrofen wird bei 650^0—750^0C Silberjodid verdampft. Die so entstehenden Partikel (Durchmesser rund 0,02 μ) werden mit

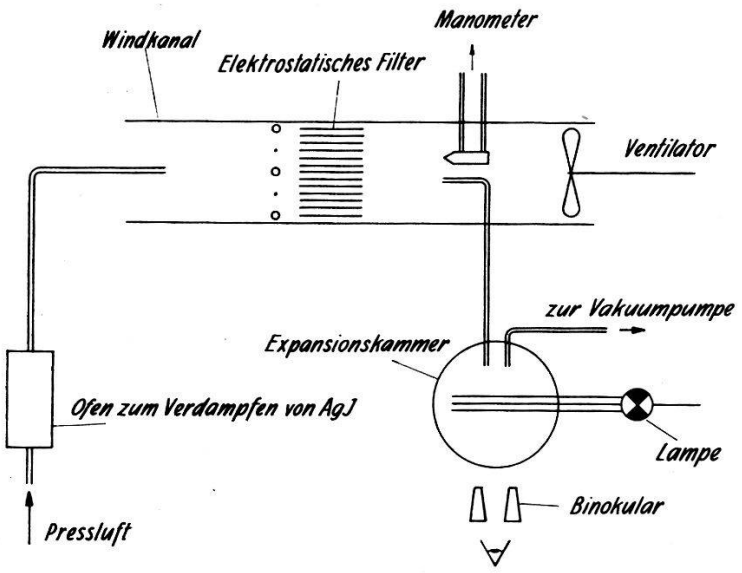


Fig. 1
Schema der Apparatur zur Prüfung des elektrostatischen Filters.

einem Luftstrom in einen kleinen Windkanal, in den ein elektrostatisches Luftfilter eingebaut ist, eingeführt. Am Filtereingang erfolgt bei 13000 Volt eine Ionisation der eintretenden Teilchen, die nachher zwischen parallelen Platten mit alternierender Spannung von + 6500 Volt und Erdpotential abgelenkt und niedergeschlagen werden. Die variierbare Luftzirkulation wird mit einem Ventilator erzeugt und mit einem Wasserpräzisionsmikromanometer gemessen. Zur Untersuchung der gefilterten Luft wird eine Probe derselben in eine Expansionskammer mit 10 Liter Inhalt abgesogen und darin eingeschlossen; eine kleine Wasserschicht am Boden des Gefässes sorgt für eine relativ grosse relative Wasserdampfsättigung. Eine

nun folgende Evakuation der Kammer hat eine Abkühlung und Nebelbildung in der zu untersuchenden Atmosphäre zur Folge. Unterschreitet die Abkühlung — 4°C, so tritt der Gefrierkerncharakter der Silberjodidteilchen in Erscheinung, indem sie aus den unterkühlten Wassertröpfchen rund μ-grosse, in einem Lichtstrahl stark aufglänzende Eisteilchen bilden. Durch Auszählen derselben kann also direkt auf die Zahl der *wirksamen* AgJ-Teilchen — nur diese sind interessant — geschlossen werden.

Das Experiment hat dabei gezeigt, dass beim Arbeiten in Räumen mit Zimmertemperatur bei einer momentanen Druckabsenkung in der Expansionskammer wohl Eiskristallite entstehen, die aber zufolge Einstrahlung und Wärmeaustausch augenblicklich wieder schmelzen. Dieser Nachteil wird üblicherweise durch Kühlung des Versuchsraums auf bestimmte negative Temperaturen aufgehoben,

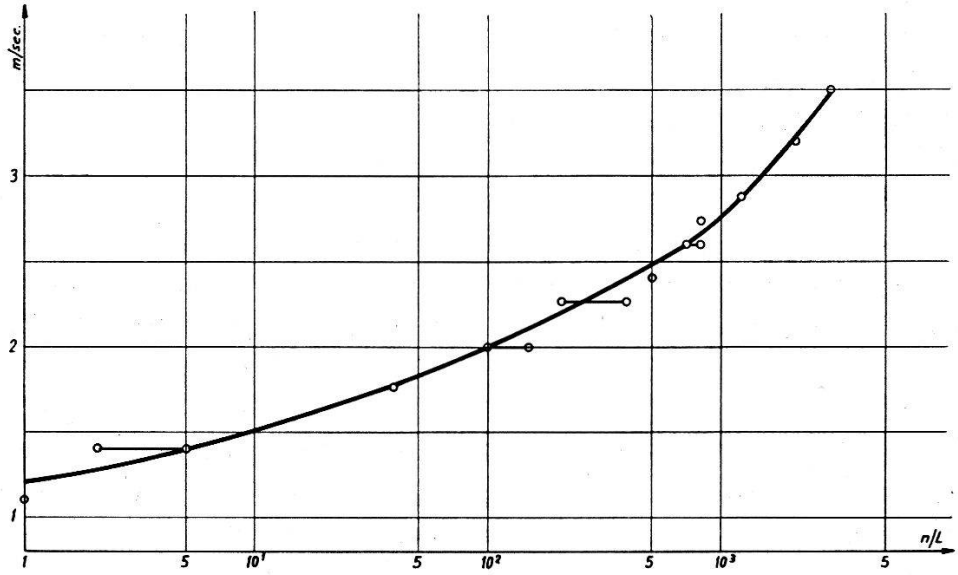


Fig. 2.

Anzahl der nicht abgefangenen AgJ-Teilchen (n/Liter) in Funktion der Strömungsgeschwindigkeit (m/sec) bei einer ursprünglichen Menge von $> 2 \cdot 10^6$/Liter.

— die elegantere Lösung wird aber erreicht mit einer zweckmässig dosierten *langsamen* Expansion, die den grossen Vorteil hat, dass die im Bereich von bis — 10°C erzeugbaren Eisteilchen bei der stetigen Kälteerzeugung während 20—30 Sekunden bestehen bleiben und damit mühelos gezählt werden können. Die wesentliche Vereinfachung der Apparatur macht die Problematik dieser komplizierten Expansionsverhältnisse wett; man hat nur darauf zu achten, immer bei gleichen Bedingungen zu arbeiten.

Die erzielten Resultate (Figur 2) zeigen, dass das Filter bei einem Luftstrom von 1 m/sec von $> 2 \cdot 10^6$ ursprünglichen Teilchen/Liter nur 1 Teilchen/Liter passieren lässt. Mit steigender Luftgeschwin-

digkeit wird die Filterwirksamkeit rapid kleiner, da die Verweilzeit im Filter offenbar nicht mehr genügt, um die ionisierten Teilchen auf den Ablenkplatten niederzuschlagen.

Die Eigenschaften von Silberjodid sind für die beschriebene Untersuchungsmethode relativ günstig, weil diese Substanz mit CuS die höchste bekannte eisbildende Wirktemperatur aufweist[1]). Damit kann die mit der Expansion erreichbare tiefste Temperatur so hoch eingestellt werden, dass keine andern Fremdsubstanzen einen störenden Einfluss ausüben können (CuS ist in dieser Hinsicht nicht gefährlich, tritt es doch in der Atmosphäre nicht auf). Mit einem geeigneten Versuchsaufbau, z. B. durch Vorschalten eines weiteren Filters vor den Kanal, wird es aber ohne Zweifel möglich sein, mit der gleichen Methode auch das Verhalten des Filters gegenüber andern Gefrierkernsubstanzen zu prüfen.

Die im Rahmen der Hagelforschung stehenden Untersuchungen wurden mit Mitteln des Schweiz. Nationalfonds durchgeführt; das Filter wurde in verdankenswerter Weise von der Fa. Trion in Zürich unentgeltlich zur Verfügung gestellt.

Die Volumenänderung von Thallium und Tantal bei Zerstörung der Supraleitung

von H. Rohrer (Institut für Kalorische Apparate und Kältetechnik der Eidg. Technischen Hochschule, Zürich).

Es wurden die Längenänderungen von Stäben aus Thallium und Tantal bei Zerstörung der Supraleitung gemessen. Bei Thallium ist $l_s - l_n$ (wobei l_s die Länge im supraleitenden und l_n die Länge im normalen Zustand bedeutet) positiv oder negativ, je nach der durchschnittlichen Kristallorientierung. Bei Tantal ist $l_s - l_n$ negativ unterhalb 3,7°K und positiv zwischen 3,7°K und der kritischen Temperatur.

Die aus der Längenänderung berechneten Werte für $(\partial H_c/\partial p_\Theta)$, (wobei der Einfluss auf das kritische Feld H_c von einem maximalen Druck p_Θ in einer Richtung Θ parallel zur Stabachse herrührt), können in allen Fällen innerhalb der Messgenauigkeit durch

$$(\partial H_c/\partial p_\Theta)_T = a + b\,(T/T_c)^2$$

dargestellt werden. Für die vier untersuchten Thalliumproben ergeben sich folgende Werte für a und b in Abhängigkeit von der Leitfähigkeit σ_{273} bei 0°C.

Die entsprechende Leitfähigkeit für polykristallines Material wird von verschiedenen Autoren mit Werten zwischen 6,1 und $6{,}7 \cdot 10^4$

---

[1]) H. P. Pruppacher und R. Sänger, ZAMP **6**, 407 (1955).

ohm^{-1} cm^{-1} angegeben. Unsere Resultate sind also nicht mit denen von anderen Autoren, die die Druckabhängigkeit von T_c gemessen haben, in Widerspruch.

	Tl 1	Tl 2	Tl 3	Tl 4
σ_{273} 10^4 ohm^{-1} cm^{-1}	5,56	6,47	6,12	6,86
a	0	0	0	0
b 10^{-9} Oe. dyn^{-1} cm^2	+2,9	0	+1,0	−1,6

Da Tantal kubisch ist, kann man direkt $(\partial H_c/\partial p) = a + b\,(T/T_c)^2$ ausrechnen, wobei p hier hydrostatischen Druck bedeutet, und man bekommt dann: $a = +7 \cdot 10^{-9}$ und $b = -11 \cdot 10^{-9}$ Oersted dyn^{-1} cm^2.

Dem Schweizerischen Aluminiumfonds sind wir für die wertvolle finanzielle Hilfe sehr dankbar.

Bemerkungen über Druckeffekte in Supraleitern

von J. L. Olsen (Institut für Kalorische Apparate und Kältetechnik der Eidg. Technischen Hochschule, Zürich).

Die bisherigen Ergebnisse, sowohl aus Messungen der Volumenänderung bei Zerstörung der Supraleitung, wie auch aus direkteren Messungen, über die Druckabhängigkeit des kritischen Feldes, wurden zusammengefasst. Daraus lässt sich die Volumenabhängigkeit des kritischen Feldes H_0, beim absoluten Nullpunkt und auch die Volumenabhängigkeit von γ, der spezifischen Wärme der Leitungselektronen berechnen.

Dies wird am besten durch die zwei dimensionslosen Konstanten h und g dargestellt, wobei

$$h = \frac{V}{H_0}\frac{\partial H_0}{\partial V} \quad \text{und} \quad g = \frac{V}{\gamma}\frac{\partial \gamma}{\partial V}$$

Die in der nachstehenden Tabelle angegebenen Werte gelten für Volumenänderung unter allseitigem hydrostatischen Druck.

	Sn	In	Pb	Hg	Tl	Ta	Al
h	7	5	4	3	0	−14	$2h-g=24$
g	2	3	2	3	4,5	−39	

Der Einfluss nichtidealer Emitterübergänge auf das Verhalten von Flächentransistoren

von E. Baldinger, W. Czaja und M. Nicolet (Basel).
(Physikalisches Institut der Universität, Abteilung für angewandte Physik.)

Bereits früher haben wir darauf hingewiesen, dass das Verhalten von Flächentransistoren durch ein „röhrenähnliches" Ersatzschema dargestellt werden kann[1]). Über die Beziehungen

$$S \equiv \frac{\partial J_c}{\partial U_e} \approx \frac{\partial J_e}{\partial U_e} = \frac{q}{kT}(J_e + J_{es}) \approx \frac{q}{kT} J_e \tag{1}$$

hängt die in diesem Ersatzschema definierte Steilheit S mit der J-U-Charakteristik des Emitterüberganges

$$J_e = J_{es}\left(\exp\left[\frac{q}{kT} U_e\right] - 1\right) \tag{2}$$

zusammen. Hierin bedeutet J_{es} den Sättigungsstrom der in Sperrrichtung beanspruchten Emitterdiode; bei üblichen Arbeitspunkten ist $J_{es} \ll J_e$. (1) gilt nur für $(J_e - J_c)/J_e \ll 1$, was bei Emitterströmen $> 0{,}5$ mA zutrifft, das heisst $J_e \approx J_c$.

Weist also der Emitterübergang das Verhalten einer Shockleyschen p-n-Diode auf, so beträgt die Steilheit bei einem Emitterstrom $J_e = 1$ mA und einer Temperatur $T = 300°$K, $S = 38{,}6$ mA/V

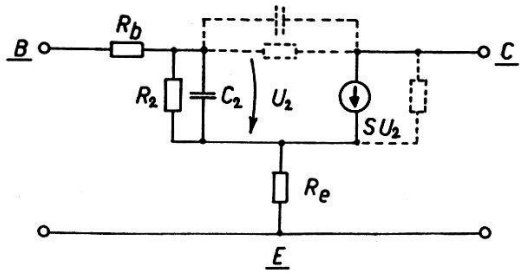


Fig. 1.
Das durch R_e erweiterte Ersatzschema eines Flächentransistors.

und sollte linear mit J_e anwachsen. In Fig. 2 und Fig. 3 sind einige derartige Messungen dargestellt.

Giacoletto[2]) machte darauf aufmerksam, dass die Diskrepanzen zwischen Theorie und Experiment durch die Einführung eines Emitter-Zuleitungswiderstandes R_e erklärt werden könnten (vgl. Fig. 1), wobei dies so einzuführende R_e vom Arbeitspunkte (J_e) abhängen würde.

Lässt man jedoch zu, dass der Exponent in (2) und damit auch die Steilheit in (1) um einen Faktor m von q/kT abweicht

$$S \approx m \frac{q}{kT} J_e, \tag{1a}$$

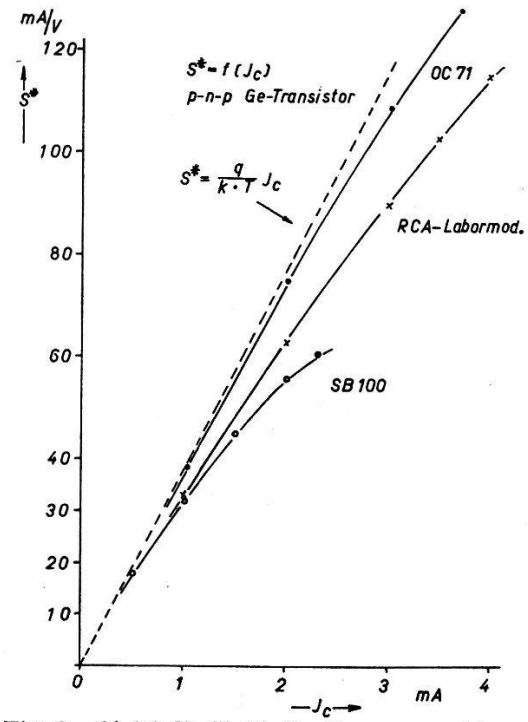


Fig. 2. S^* ist die Steilheit, die man aus den gemessenen Kennlinien erhält, falls zur Auswertung der Messungen das früher verwendete Ersatzschema[1]) mit $R_e = 0$ (vgl. Fig. 1) benützt wird. Die Messwerte —x— sind von GIACOLETTO[2]) übernommen.

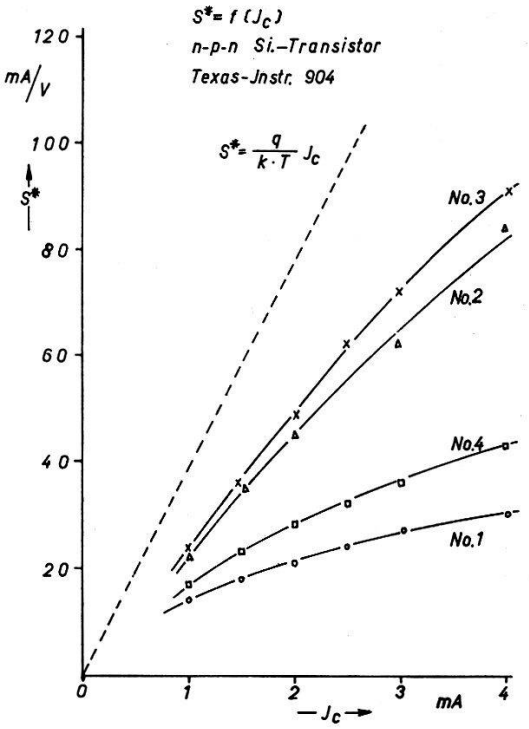


Fig. 3. Messungen an vier *Si*-Transistoren Texas-Instr. 904.

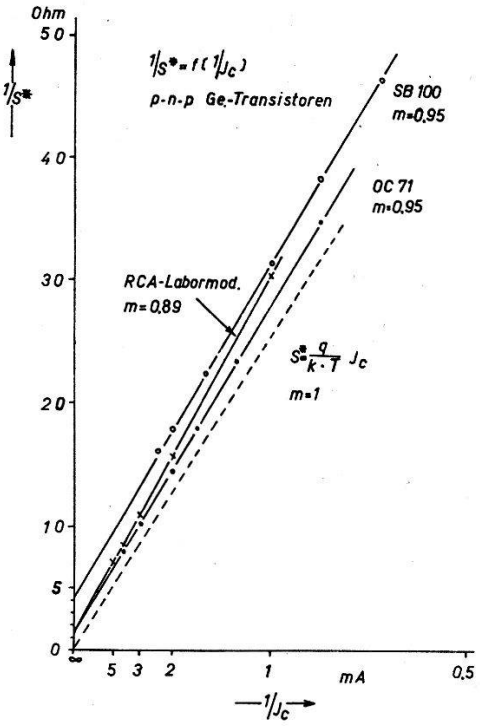


Fig. 4. Hier ist $1/S^* = 1/S + R_e$ mit $S = mqJ_c/kT$ aufgetragen, d. h. die Achsenabschnitte der Geraden liefern die Widerstände R_e. Dies folgt aus der Umrechnung unseres Ersatzschemas in [1]) (Grössen mit * bezeichnet) in das von Fig. 1.

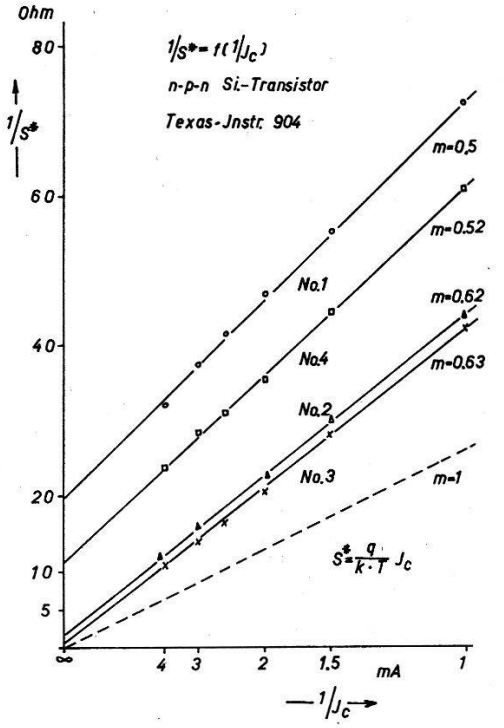


Fig. 5. Auswertung der Messungen von Fig. 3. Wegen der Messmethode für diese Transistoren ist $1/S^* = 1/S + R_e(1 + 1/SR_2) + R_b/SR_2$ aufgetragen. Es gelten folgende Grössenordnungen: $70 \geqslant SR_2 \geqslant 30$, $R_b/SR_2 \sim 1$. Die Achsenabschnitte liefern hier $R_e + R_b/SR_2$. SR_2 ist schwach vom Arbeitspunkt abhängig, die so verursachte Unsicherheit in m ist $< 4\%$ und gegenüber den Messfehlern gering.

so erzielt man mit einem im ganzen Arbeitsbereich konstanten R_e gute Übereinstimmung mit den Experimenten (vgl. Fig. 4 und Fig. 5). Die sich aus den Messungen ergebende Grössenordnung von R_e, sowie der Unterschied bei den verschiedenen Ge-Transistor-Typen erscheinen plausibel.

Die Einführung des weiteren Parameters m ist nicht willkürlich, sondern hängt eng mit der Charakteristik der den Transistor bildenden Dioden zusammen. Es ist bekannt, dass $m = 1$, nur für die ideale Shockleysche p-n-Diode gilt[3]). Kürzlich ist für Werte $m < 1$ eine Begründung angegeben worden[4]). Für Si-Dioden ergibt sich demnach $m \approx 0{,}6$ in guter Übereinstimmung mit unseren Messungen an Si-Transistoren. Eine von [4]) abweichende Erklärung für den Wert $m = \frac{1}{2}$ findet man in [5]). Werte $m > 1$ oder $m < \frac{1}{2}$ wurden bisher von uns nicht festgestellt, was sich mit den Angaben von [3]) deckt.

Für die finanzielle Unterstützung der vorliegenden Untersuchungen sprechen wir der Stiftung Hasler-Werke, Bern, unseren besten Dank aus.

Literatur.

[1]) ZAMP **7**, 355 (1956), vgl. auch: L. J. Giacoletto, RCA-Rev. **15**, 506 (1954); J. Zawels, J. Appl. Phys. **25**, 976 (1954); RCA-Rev. **16**, 360 (1955).
[2]) l. c. S. 534, 546.
[3]) M. B. Prince, B. S. T. J. **35**, 661 (1956); vgl. besonders S. 669.
[4]) D. A. Kleinman, B. S. T. J. **35**, 685 (1956).
[5]) R. N. Hall, Proc. IRE **40**, 1512 (1952); A. Herlet, E. Spenke, Z. angew. Phys. **7**, 99, 149, 195 (1955).

Méthode des champs adhérents

par A. Houriet (Fribourg).

Sous ce nom, une nouvelle méthode de calcul a été développée, applicable aux champs nucléaires. Elle est schématisée ici sur l'exemple d'un champ nucléonique à deux composantes isotopiques, en interaction pseudoscalaire avec un champ mésonique mixte pseudoscalaire. L'équation du champ nucléonique ψ est ($\hbar = c = l$)

$$\left\{\frac{\vec{\alpha}\cdot\vec{p}}{i} + \beta M + i G \beta \gamma_5 (\vec{\tau}\cdot\vec{\varphi})\right\}\psi = i\,\frac{\partial\psi}{\partial t} \tag{1}$$

et celle du champ mésonique $\vec{\varphi}$

$$(\mu^2 - \Box)\,\vec{\varphi} + i G (\psi^* \beta \gamma_5 \vec{\tau}\,\psi) = 0\,. \tag{2}$$

Ces deux équations conduisent à l'hamiltonien H bien connu du

champ mixte pseudoscalaire en interaction pseudoscalaire avec des nucléons.

La quantification des deux champs et la recherche des valeurs propres de H utilisent actuellement le développement fonctionnel de $\vec{\varphi}$ et de ψ suivant des ondes planes. Le choix de ce système complet provient naturellement de ce qu'il contient toutes les solutions particulières des équations (1) et (2) pour $G = 0$. Cette manière de procéder est sujette à deux critiques: a) elle tente de solutionner le système (1), (2) en soi non linéaire, et dont les solutions sont à norme privilégiée, en utilisant un système complet de solutions d'équations linéaires, qui admettent le principe de superposition. b) Le système (1), (2) doit être résolu pour $G \neq 0$. Admettons que ce soit chose faite. Peut-on affirmer qu'au passage à la limite $G \to 0$, toutes ses solutions tendent vers des ondes planes? En d'autres termes, les champs $\vec{\varphi}$ et ψ qui sont liés entre eux pour $G \neq 0$, se séparent-ils intégralement pour $G = 0$? La réponse, résultat de la présente recherche est négative. Il existe des solutions $\vec{\varphi}$ et ψ du système (1), (2) qui demeurent couplées entre elles pour $G = 0$. Ce sont les solutions que nous avons désignées par le terme de champs adhérents. Mais si de telles solutions existent, on peut présumer que toute solution du système (1), (2) construite à partir de $G = 0$ devra utiliser les solutions adhérentes. Elles reflètent en effet les propriétés particulières de l'interaction choisie, tandis que les ondes planes en sont indépendantes.

Dans notre travail, nous avons recherché les solutions adhérentes du système (1), (2) susceptible de définir un nucléon au repos. Ces solutions d'abord classiques (non quantifiées) sont caractérisées par $\partial\vec{\varphi}/\partial t = 0$ et $\psi(\vec{x}, t) = e^{iEt}U(\vec{x})$. L'étude a porté sur des solutions $U(\vec{x})$ de symétrie sphérique. On trouve qu'il existe de telles solutions pour $|E| < M$. Elles forment un spectre discret pour une norme déterminée de $U(\vec{x})$. Ces solutions peuvent être interprétées comme définissant des fonctions de forme

$$|\psi_K|^2 = |U_K(x)|^2 \sim \delta_{a_K}(x) .$$

La dimension linéaire de ces fonctions de forme va en croissant. Elles décrivent des états nucléoniques à cœur de dimension croissante. La solution de dimension minimale est attribuée au nucléon (proton neutron). Tout en réservant l'interprétation définitive des fonctions de forme à cœur plus étendu, on pourrait admettre qu'elles décrivent des hypérons.

La quantification du champ mésonique $\vec{\varphi}$ pour la fonction de forme du proton et du neutron (déterminée de façon intrinsèque

par le système (1) et (2), et, jointe aux valeurs de G en accord avec l'expérience) nécessite la technique du couplage fort. Elle introduit donc des isobares du proton et du neutron. Ce résultat nous a autorisé à reprendre la discussion du deuton suivant la perspective du couplage fort, mais en ajoutant un cœur au nucléon. Sous réserve de vérification, il apparaît que toutes les caractéristiques des états ^1S et ^3S aux basses énergies peuvent être prévues en accord avec l'expérience. De plus la position du premier isobare est compatible avec la diffusion de résonnance des mésons π par le proton. Enfin la structure théorique du nucléon, outre la prévision d'un cœur de dimension acceptable, donne une étendue électromagnétique, et une densité électrique des charges compatibles avec les résultats de E. E. Chambers et R. Hofstadter*).

Zum Zerfall des W^{181}

von P. Debrunner, E. Heer, W. Kündig, R. Rüetschi und T. Lindquist
(Eidgenössische Technische Hochschule Zürich).

Aus früheren Untersuchungen[1] [2] [3]) ist bekannt, dass W^{181} vorwiegend durch Elektroneneinfang in den Grundzustand des Ta^{181} zerfällt. Ausserdem treten noch zwei schwache γ-Linien von 136 keV und 152 keV auf. Diese sind weder unter sich noch mit der Röntgen-K-Strahlung des Folgekerns in Koinzidenz[3]). Daraus folgt die Existenz zweier angeregter Niveaus des Ta^{181}, welche aus Energiegründen nur durch L-Elektroneneinfang besetzt werden können. Das 136 keV-Niveau ($I = 9/2$, $L = 7/2$, —) ist vom Hf^{181}-Zerfall her sowie aus Coulombanregungsexperimenten bekannt. Der entsprechende γ-Übergang hat mit $\alpha_k = 1{,}2$ die Multipolarität 85% M_1 + 15% E_2. Das 152 keV-Niveau hingegen liess sich bisher nur beim W^{181}-Zerfall eindeutig feststellen. Aus theoretischen Gründen dürfte diesem Zustand am ehesten der Spin 9/2 und negative Parität zukommen[4]). Der 152 keV-Übergang wäre dann mit $\alpha_k = 1{,}2$ eine Mischung von 85% E_1 und 15% M_2-Strahlung[3]).

Um den L-Elektroneneinfang in das 136 keV- und in das 152 keV-Niveau direkt nachzuweisen, suchten wir nach Koinzidenzen zwischen den beiden entsprechenden γ-Linien und der Ta-Röntgen-L-Strahlung. Diese weiche Strahlung (9 keV) wurde mit einem 3 mm dicken NaJ-Kristall nachgewiesen, welcher nur durch eine 10 μ dicke Al-Folie von der Quelle getrennt war. Der Photomultiplier

---

*) E. E. Chambers and R. Hofstadter, CERN Symposium 1956.

(EMI 6096) wurde während der Messung zur Reduktion des Untergrundes mit festem CO_2 gekühlt. Fig. 1 zeigt das mit diesem Detektor aufgenommene Szintillationsspektrum. Die 136 keV- und die 152 keV-Linien registrierten wir mit einem $1'' \times 1''$ ⌀ NaJ-Kristall, vor welchem eine $BaCO_3$-Schicht angebracht war, um die intensive Röntgen-K-Strahlung (56 keV) auf einen Zehntel ihrer ursprünglichen Stärke zu reduzieren. Wie aus Fig. 2 zu ersehen ist, lassen sich die beiden γ-Linien im Szintillationsspektrum nicht trennen.

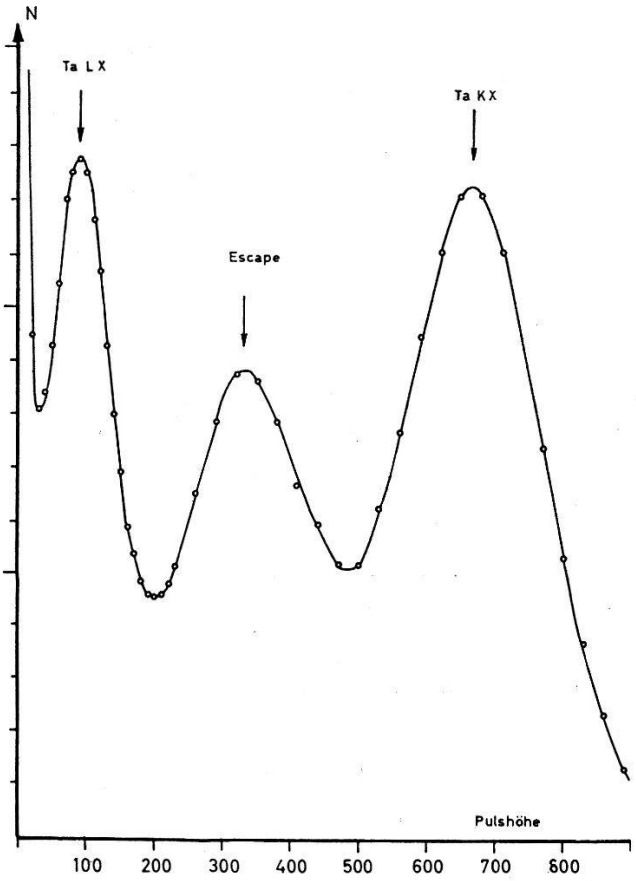


Fig. 1.

W^{181} Szintillationsspektrum mit 3 mm NaJ-Kristall.

Gleichwohl geht aus dem Koinzidenzspektrum (siehe Fig. 2) eindeutig hervor, dass *beide Linien* mit der L-Röntgenstrahlung des Ta in Koinzidenz sind. Das Koinzidenz-Auflösungsvermögen betrug bei diesen Messungen $2\,\tau = 0{,}3\ \mu$sec. Bei der Annahme, die Lebensdauer des 152 keV-Niveaus sei von der Grössenordnung 10^{-7} sec, hat die M_2-Strahlung (unter Berücksichtigung des Mischungsverhältnisses und der Konversion) eine Übergangswahrscheinlichkeit $T\gamma \sim 5 \cdot 10^5\,\mathrm{sec}^{-1}$, was gerade dem Einteilchenwert entspricht[5]). Die E_1-Strahlung hingegen würde den nicht ungewöhnlichen Verbotenheitsfaktor 10^7 aufweisen.

Wir werden versuchen, die Lebensdauer des 152 keV-Niveaus zu messen. Weiter soll aus der oberen Grenzenergie der innern Bremsstrahlung die Zerfallsenergie W^{181} — Ta^{181} bestimmt werden. Vorläufige Experimente scheiterten an zu grosser Streustrahlung.

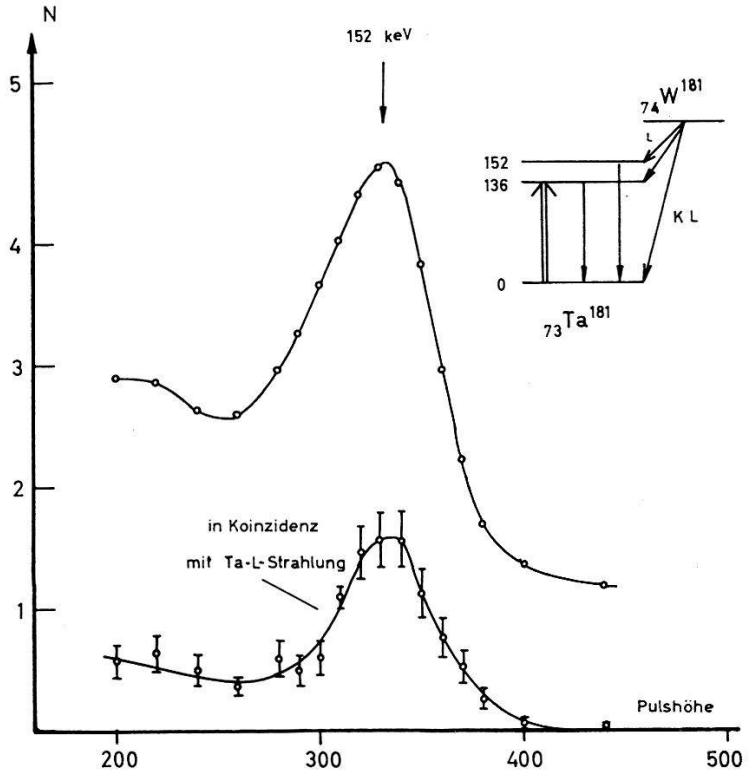


Fig. 2.
W^{181} Szintillationsspektrum und Koinzidenzspektrum

Literatur.

1) J. M. Cork, W. H. nester, J. M. Le Blanc und K. W. Brice, Phys. Rev. **92**, 119 (1953).
2) A. Bisi, S. Terrani und L. Zappa, Nuovo Cimento **1**, 651 (1955).
3) P. Debrunner, E. Heer, W. Kündig und R. Rüetschi, Helv. Phys. Acta **29**, 235 (1956).
4) P. Debrunner, E. Heer, W. Kündig und R. Rüetschi, Helv. Phys. Acta.
5) Siehe z. B. S. A. Moskowski in K. Siegbahns 'Beta and Gamma Ray Spectroscopy'.

Gamma-Winkelverteilungen zu inelastischer Neutronenstreuung

von H. R. Brugger, M. Brüllmann, H. J. Gerber, D. Maeder (ETH., Zürich).

Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst in den Helvetica Physica Acta.

Sur l'interaction électromagnétique des mésons μ

par A. Heym, M. Biasutti, Ch. Haenny (Lausanne).

The number of knock-on electrons produced by 450–800–950 Mev μ — mesons has been determined with a hodoscope working at heights of 500 m and 3450 m, the secondary effects resulting from Bremsstrahlung, direct electron pair production or nuclear interaction being here neglectable.

L'hodoscope avec lequel nous avons travaillé est formé de compteurs de Geiger-Müller du type Maze[1]), de 3 cm de diamètre et de 30 cm ou 45 cm de longueur. Chacun d'eux (dans certains cas, chaque paire) est repéré individuellement, c'est-à-dire qu'il est relié par un dispositif déjà partiellement décrit[2]) à une lampe au néon qui ne s'allume que lors d'un évènement intéressant tel qu'il

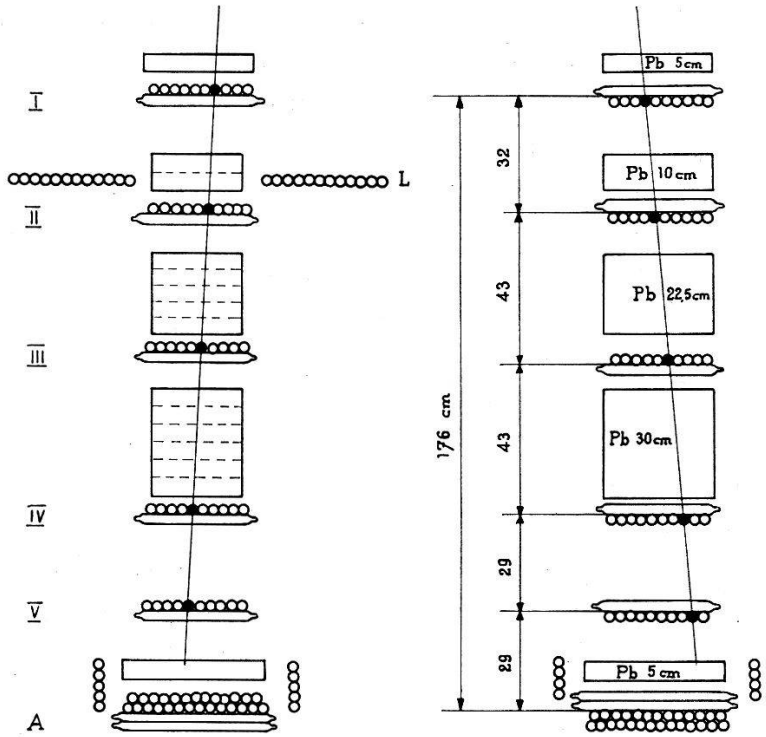


Fig. 1.
Schéma de l'hodoscope

sera défini ci-dessous. Toutes les lampes au néon sont groupées sur un même tableau dont la photographie, faite pour chaque évènement intéressant, donne les renseignements que l'on désire, c'est-à-dire le lieu de passage de la radiation et de ses secondaires.

La figure 1 représente deux projections rectangulaires de l'ensemble des groupes de tubes compteurs et des écrans de plomb qui les séparent. Les cinq premiers groupes (I, II, III, IV, V) sont formés de deux couches de tubes compteurs parallèles, jointifs, croisés à 90° les uns des autres. A la partie inférieure de l'hodoscope se trouve un banc comprenant 4 couches de compteurs anticoïnci-

*

dents dont le taux de fuite est de 10^{-4}. Les quatre bancs verticaux constitués de compteurs flottants décèlent la radiation ionisante qui passe latéralement. Les groupes de compteurs latéraux L, repérés par paires et flottants, servent à détecter le passage d'une radiation qui peut accompagner le méson μ (et grande gerbe de l'air).

Ainsi disposé, l'hodoscope permet d'observer le passage de toute particule ionisante (méson μ le plus souvent) qui, traversant les cinq premiers bancs, s'arrête dans l'écran sélecteur de 5 cm de plomb situé juste au-dessus des compteurs anticoïncidents. Parmi les interactions que peuvent subir les mésons μ dans les écrans de plomb, nous négligeons les interactions nucléaires dont la section efficace est de l'ordre de 10^{-29} cm^2.

Si l'on calcule les probabilités d'émissions de la radiation γ de freinage et de création de paires[3]), compte tenu du spectre des mésons μ dans la radiation cosmique et de nos conditions d'expérience, on constate qu'elles sont négligeables, par rapport à la probabilité de collison du meson μ avec un électron atomique.

L'énergie que peut céder un méson μ à un électron de choc (knock-on) est limitée à 126 MeV pour un méson de 1 GeV. L'énergie initiale du méson μ est égale à l'énergie transmise à l'électron plus l'énergie restante perdue dans les écrans par ionisation courante. L'énergie des mésons μ pouvant avoir une interaction tout en répondant aux conditions d'enregistrement est comprise entre 960 MeV et 1140 MeV au haut de l'hodoscope.

Le présent travail porte sur 1131 photographies d'anticoïncidences intéressantes pour cette étude, enregistrées en 934 h tant à Lausanne qu'au Jungfraujoch. Le rapport entre le taux des anticoïncidences au Jungfraujoch et à Lausanne est très voisin de 1,5 qui est le rapport des intensités de la radiation μ à ces deux altitudes. 108 de ces photographies font apparaître une radiation ionisante secondaire ayant touché ou moins un compteur voisin de celui traversé par la radiation pénétrante, tandis que 23 photographies montrent des secondaires simultanément à la sortie de deux ou trois écrans. Ces dernières doivent être attribuées à la composante nucléonique, la probabilité qu'un même méson μ donne deux électrons de choc au travers de l'appareil étant très faible. Sur la base de ces photographies, on peut calculer le nombre de celles, qui correspondant à un seul secondaire, sont produites par la composante nucléonique. Cette correction effectuée, les secondaires observés doivent être exclusivement des électrons de choc résultant de la collision des mésons μ, sélectionnés suivant leur énergie, et des électrons atomiques. Les pour-cents d'électrons observés à la sortie d'un

écran de plomb rapporté au nombre de μ qui ont passé et pour les domaines d'énergie du méson μ considérés sont les suivants:

Energie du méson μ $\pm$ 50 Mev	Lausanne sur 602 mésons μ	Jungfraujoch sur 403 mésons μ
950 MeV	4,7% $\pm$ 0,9	3,5% $\pm$ 0,9
800 MeV	2,2% $\pm$ 0,6	2,2% $\pm$ 0,8
450 MeV	1,6% $\pm$ 0,5	1,2% $\pm$ 0,8

L'erreur indiquée est calculée pour un intervalle de confiance de 68%. La précision de ces résultats sera accrue par des prochaines expériences tandis que nous nous proposons de déterminer la probabilité des collisions qui pourrait mettre en évidence la valeur du spin du méson μ incident.

Nous exprimons notre gratitude au Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique qui a subventionné ces recherches et nous sommes reconnaissants de la précieuse collaboration dont nous avons bénéficié à la Station Scientifique du Jungfraujoch.

Bibliographie.

[1]) R. Favre et Ch. Haenny, Helv. Phys. Acta, **26**, 53 (1953).
[2]) R. Favre, Helv. Phys. Acta **24**, 599 (1951), **27**, 235 (1954).
[3]) B. Rossi, High-Energy Particles, Prentice-Hall, New-York, 1952; p.16: Bhabha; Massey et Corben; p. 61: Christy et Kusaka; p. 87: R. Davisson.

Libre parcours moyen de production directe de paires d'électrons, par des électrons de 1 à 100 Gev

par R. Weill, M. Gailloud, Ph. Rosselet (Lausanne).

The mean free path for direct electron pair production by 2—8, 8—32, 50—150 GeV electrons has been measured in the Ilford G 5 emulsion. The obtained values are less than those foreseen by theory.

1. *Introduction.*

Dans un paquet de 108 émulsions pelées, Ilford G5, 20 × 30 cm × 600 μ (vol du Texas, janvier 1955), nous avons identifié 12 cascades électrophotoniques d'énergie supérieure à 10 GeV. Des événements du même type ont déjà été signalés par divers auteurs[1]),[2]),[3]),[4]).

Le développement de ces cascades se caractérise dans les deux premières longueurs de rayonnement par la présence d'un nombre

anormalement élevé de tridents, c'est-à-dire de paires prenant naissance sur des traces d'électrons. Un trident peut être une paire créée soit directement par l'électron (vrai trident, phénomène qui nous intéresse) soit par un photon rayonné par celui-ci et matérialisé à une distance de sa trajectoire inférieure au diamètre d'un grain d'AgBr (faux trident).

Parmi les 5 cascades étudiées, 3 sont engendrées dans l'émulsion par un photon, et deux par un électron. Aucune association n'a pu être mise en évidence entre les primaires des diverses cascades, ou entre l'un de ces primaires et un phénomène nucléaire de grande énergie.

2. *Détermination du libre parcours moyen.*

Nous avons réparti les trajectoires étudiées en 3 classes d'après l'énergie des électrons: de 2 à 8 Gev, de 8 à 32 Gev et de 50 à 150 Gev.

Soit n_i le nombre de tronçons suivis, de longueurs $l_1^i, \ldots, l_{ni}^i$, comportant chacun i tridents. λ_t étant le libre parcours moyen de production de tridents (vrais et faux), la probabilité d'obtenir la complexion observée est:

$$G(\lambda_t, l_1^0 \ldots l_{nj}^j) = \frac{e^{-L/\lambda t}}{\lambda_t^N} \; \frac{(l_1^1 \ldots l_{n_1}^1) \ldots (l_1^j \ldots l_{nj}^j)^j}{1!\,(2!)^{n_2} \ldots (j!)^{nj}}$$

où

$$L = \sum_{i=0}^{j} \sum_{j'=1}^{ni} l_{j'}^i,$$

est la longueur totale de trajectoire suivie et N le nombre total de tridents observés.

La valeur de λ qui doit être considérée est celle qui rend maximum $G(\lambda_t, l_1^0 \ldots l_n^j)$ (principe du maximum de vraisemblance)*), soit:

$$\lambda = \frac{L}{N}.$$

La fonction $G(\lambda_t, l_1^0 \ldots l_{nj}^j)$ définie selon Annis et coll.[5]) est égale, au facteur de normalisation près, à la fonction $H(x_i, \ldots, \theta)$ «posterior probability function») de ces mêmes auteurs. Cette dernière fonction nous permet de calculer l'intervalle de confiance à 68% («figure of merit») que nous admettons comme erreur statistique

*) L'expression de λ_t utilisée par certains auteurs[2])[15]) nous paraît incorrecte dans le cas d'expériences de ce type. C'est la raison pour laquelle nous ne reporterons pas leurs résultats dans la figure.

sur la mesure de λ_t. Pour $N > \sim 7$ et $L > \sim 10\ \lambda_t$, cette incertitude est de $\pm\ \lambda_t/\sqrt{N}$ (formule 47 de [5])).

Si ν_f est le nombre moyen de faux tridents sur la longueur λ_t (donné par KOSHIKA et KAPLON[4])), le libre parcours moyen λ de création de vrais tridents est de:

$$\lambda = \frac{\lambda_t}{1-\nu_f}$$

3. *Mesures de l'énergie des électrons.*

La diffusion multiple relative a été mesurée chaque fois que l'on disposait, sur une longueur suffisante, de traces distantes de 1 à 20 μ. Nous avons admis, d'après notre expérience et conformément aux résultats publiés[6]), que la diffusion parasite due aux dislocations de la gélatine («spurious scattering») s'éliminait dans ces conditions.

Dans le cas des paires de grande énergie, les longueurs de trajectoire disponibles sont souvent insuffisantes pour permettre une mesure de diffusion multiple: d'une part les traces des deux électrons sont indiscernables sur plusieurs millimètres, d'autre part la multiplication des cascades qu'ils engendrent rend ambiguë l'identification de leurs trajectoires après quelques centimètres. Nous avons alors mesuré l'angle d'ouverture des paires pour déterminer leur énergie à l'aide de la relation de BORSELLINO[7]), en admettant l'équipartition de l'énergie.

Méthodes de mesure de l'angle d'ouverture des paires d'électrons de grande énergie.

a) LOHRMANN[8]), BARONI et coll.[9]) ont examiné l'influence de la diffusion multiple sur l'écartement des trajectoires de paires d'électrons. Nous avons éliminé celle-ci en mesurant les écartements en divers points à partir de l'origine de la paire; lorsque les trajectoires des deux électrons sont distantes de moins d'un demi grain, la séparation a été déterminée par la mesure du profil de la trace observée. Cette méthode nouvelle et qui sera donnée ailleurs nous a permis de mesurer l'angle d'ouverture de paires d'énergie allant jusqu'à 50 Gev.

b) L'angle d'ouverture de paires d'électrons d'énergie supérieure à 10 Gev a été mesuré également en valeur relative, d'après la variation de la densité et de la longueur moyenne de lacunes au voisinage de l'origine[10]),[11]). Ces deux grandeurs ne dépendant que de l'écartement des trajectoires, deux paires présentent même densité et même longueur moyenne de lacunes aux points d'égale

séparation. Quatre paires dont les angles ont été mesurés par la méthode décrite sous a) ont servi d'étalons. Une publication détaillée à ce sujet paraîtra prochainement.

Nous avons constaté que l'énergie des électrons déterminée au moyen des deux méthodes ci-dessus était compatible avec celle que l'on pouvait estimer à partir du développement longitudinal des cascades qu'ils engendrent[12]).

4. *Résultats.*

Nos valeurs sont groupées dans le tableau suivant:

Energies	L	N	λ_{mes}	$\lambda_{théor.}$	P
2— 8 Gev	86 cm	7	$4{,}7^{+2}_{-1{,}3}$	$14 < \lambda < 25$	0
8— 32 Gev	49 cm	16	$1{,}5 \pm 0{,}5$	$8 < \lambda < 14$	0
50—150 Gev	10 cm	6	$2{,}8^{+3}_{-1{,}5}$	$5 < \lambda < 7$	$3 \cdot 10^{-3}$

où:

L = longueur totale des trajectoires étudiées, par classe d'énergie.
N = nombre total de tridents par classe d'énergie.
λ_{mes} = valeur mesurée
λ_{th} = valeur calculée par intégration des sections efficaces, sans effet d'écran, données par BHABHA[2])[13]).
} du libre parcours moyen de création directe de paires par des électrons de grande énergie dans l'émulsion Ilford G 5.
λ_{mes} et λ_{th} sont exprimés en longueurs de rayonnement (2,9 cm dans l'émulsion Ilford G 5).
P = probabilité pour qu'on ait la complexion observée, si λ était égal à λ théor.

Dans la figure, les dimensions des rectangles hachurés sont déterminées, en abcisse par la largeur des classes d'énergie considérées, en ordonnée par l'intervalle de confiance à 68 % sur les valeurs de λ. Les principaux résultats publiés[4]),[8]),[14]) sont représentés avec leur incertitude sur la valeur de λ, l'incertitude sur la valeur de l'énergie n'étant pas indiquée par les expérimentateurs, LEONARD excepté.

Entre 1 et 50 Gev les libres parcours moyens résultant de nos mesures, en accord avec ceux déterminés par d'autres auteurs, sont nettement inférieurs à ceux calculés à partir de la théorie de Bhabha. Au delà de 50 Gev, le désaccord paraît subsister, encore que la longueur totale des trajectoires que nous avons étudiées soit courte.

Nous adressons nos remerciements à M. le Professeur Ch. HAENNY, pour ses encouragements et l'intérêt qu'il a pris à nos recherches.

Notre gratitude va au Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique qui a financé ce travail. Nous remercions Melle Ippolito qui a effectué le dépouillement des émulsions.

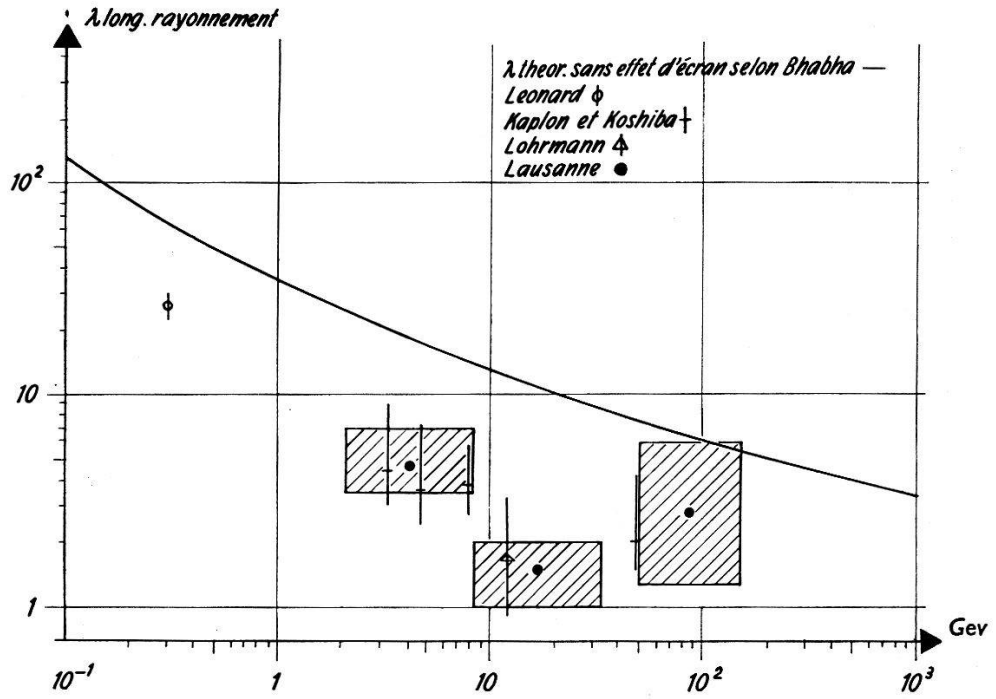


Fig. 1.

Libre parcours moyen de création directe de paires d'électrons par des électrons de grande énergie dans l'émulsion Ilford G 5.

Références bibliographiques.

1) Schein, M., Haskin, D. M., Glasser, R. G.: Phys. Rev. **95**, 855 (1954).
2) Block, M. M., King, D. T., Wada, W. W.: Phys. Rev. **96**, 1627 (1954).
3) Debenedetti, A., Garelli, C. M., Tallone, L., Vigone, M., Wataghin, G.: Nuovo Cimento **12**, 954 (1954) et **3**, 226 (1956).
4) Koshiba, M., Kaplon, M. F.: Phys. Rev. **97**, 193 (1955) et **100**, 327 (1955).
5) Annis, M., Cheston, W., Primakoff, H.: Rev. Mod. Phys. **25**, 818 (1953).
6) Biswas, S., Peters, B., Rama: Proc. Ind. Acad. **A 41**, 154 (1955).
7) Borsellino, A.: Phys. Rev. **89**, 1023 (1953).
8) Lohrmann, E.: Nuovo Cimento **2**,, 1029 (1955).
9) Baroni, G., Borsellino, A., Scarsi, L., Vanderhaeghe, G.: Nuovo Cimento **10**, 1653 (1953).
10) Perkins, D. H.: Phil. Mag. **46**, 1146 (1955).
11) Wolter, W., Miesowicz, M.: Nuovo Cimento **4**, 648 (1956).
12) Rossi, B.: High Energy Particle, Prentice-Hall, New-York (1952).
13) Bhabha, H.: Proc. Roy. Soc. London **A 152**, 559 (1935).
14) Leonard, S. L.: Bull. Am. Phys. Soc.: **1**, 167 (1956).
15) Avan, M., Avan, L.: C. R. Acad. Sc. Paris, **241**, 1284 (1955).

Résonance magnétique nucléaire dans les champs très faibles
Effets de la modulation basse fréquence

par J. M. Rocard (Institut de Physique, Genève)

I. *Introduction.*

De nombreux auteurs ont déjà étudié les effets de la mudulation Basse Fréquence en résonance magnétique nucléaire, mais en général dans des champs élevés[1]).

Nos expériences ont été faites en utilisant des quartz (8,4 Kc/s et 3 Kc/s) des laboratoires de Piezo-électricité qui correspondent, en valeur de champs magnétiques à 2 et 0,7 gauss pour la résonance des protons.

II. *Appareillage.*

L'appareillage utilisé est du type Bloch[2]).

Des améliorations ont été apportées au dispositif décrit dans la 1ère référence 2, en particulier le remplacement de l'oscillateur variable $R\,C$ par un oscillateur à quartz pouvant fonctionner à 8,4 Kc/s ou à 3 Kc/s[3]) et un enregistreur automatique du type « Suiveur de Spot » S.E.F.R.A.M. (Paris).

Le champ magnétique H_0 est fourni par un système de bobines de Helmoltz alimentées par une batterie de 12 V, et le passage à travers la resonance est rendu possible à l'aide d'un rhéostat, entraîné par un moteur, placé dans le circuit de ces bobines.

III. *Théorie.*

En choisissant des solutions de nitrate ferrique dans l'eau distillée dont la concentration en ions ferriques soit suffisamment faible, on se trouve dans le cas où $\Omega \gg 1/T_2$, Ω caractérisant la modulation B. F., $1/T_2$ caractérisant la largeur de raie naturelle de l'échantillon.

L'analyse mathématique du problème peut se faire à partir des équations de Bloch. Les calculs ont été déjà faits[4]).

En prenant sensiblement les mêmes notations que Burgess et Brown, on obtient les composantes de Fourier:

$$u(\Omega) = A \cos \Omega t + B \sin \Omega t$$
$$v(\Omega) = C \cos \Omega t + D \sin \Omega t$$

avec

$$A = \gamma H_1 M_0 \sum_{K=-\infty}^{\infty} \frac{2\,\Omega\, k\, J_k^2}{\gamma H_m} \cdot \frac{(\gamma h + k\Omega)}{[(\gamma h + k\Omega)^2 + 1/T_2^2]} \tag{1}$$

$$B = \gamma H_1 M_0 \sum_{K=-\infty}^{\infty} J_k (J_{k+1} - J_{k-1}) \cdot \frac{1/T_2}{[(\gamma h + k\Omega)^2 + 1/T_2^2]} \tag{2}$$

$$C = -\gamma H_1 M_0 \sum_{K=-\infty}^{\infty} \frac{2\,\Omega\, k\, J_k^2}{\gamma H_m} \cdot \frac{1/T_2}{[(\gamma h + k\Omega)^2 + 1/T_2^2]} \tag{3}$$

$$\mathrm{D} = \gamma H_1 M_0 \sum_{K=-\infty}^{\infty} J_k (J_{k+1} - J_{k-1}) \cdot \frac{(\gamma h + k\Omega)}{[(\gamma h + k\Omega)^2 + 1/T_2^2]} \tag{4}$$

où J_k est la fonction de Bessel d'ordre k et d'argument $\gamma H_m/\Omega$; γ la valeur absolue du rapport gyromagnétique du proton, M_0 le moment magnétique résultant ($M_0 = \gamma H_0$), H_1 le champ *R. F.* tournant. L'écart en fréquence est donné par:

$$\Delta\, \omega(t) = \gamma\, (h + H_m \cos \Omega\, t)\ .$$

IV. *Résultats.*

Les 4 enregistrements présentés (Fig. 1–4) correspondent respectivement aux équations (1), (2), (3), (4). Les conditions d'expériences sont telles que la relation $\gamma^2\, H_1^2\, T_1\, T_2 = 1\, I$ soit réalisée et que le passage à travers la résonance corresponde aux conditions classiques de passage lent [2b]).

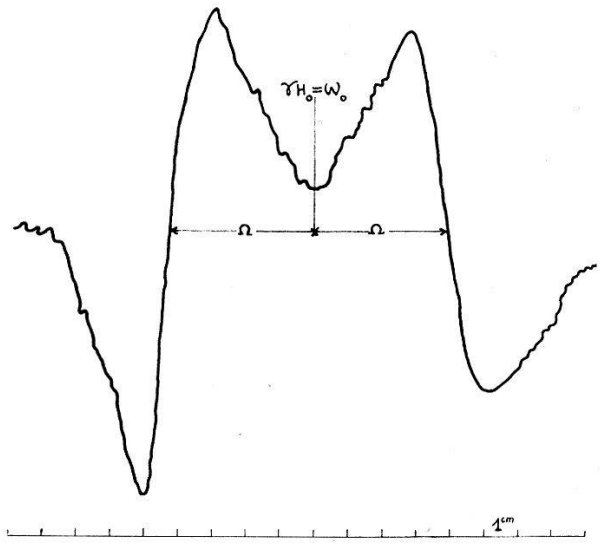


Fig. 1.
A. Composantes «dispersion» de la fonction $u\ (\Omega)$.

$$H_0 = 0{,}7 \text{ gauss} \qquad \frac{\Omega}{2\pi} = 20\ c/s \qquad \frac{\gamma H_m}{\Omega} = 0{,}9.$$

La composante centrale n'existe pas. Seules figurent sur l'enregistrement les 2 raies latérales symétriques par rapport au point H_0 [5]).

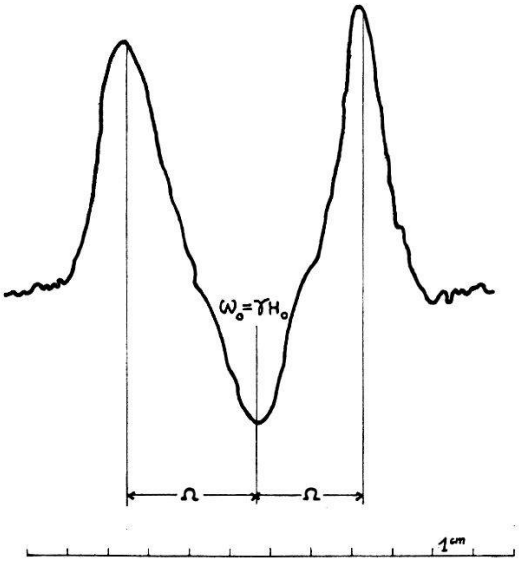


Fig. 2.

B. Composantes «absorption» de la fonction u (Ω).

$$H_0 = 2\,\text{gauss} \qquad \frac{\Omega}{2\pi} = 39\ c/s \qquad \frac{\gamma H_m}{\Omega} \simeq 0{,}3\,.$$

Trois composantes figurent sur l'enregistrement: la raie centrale et, de signe opposé, les raies latérales.

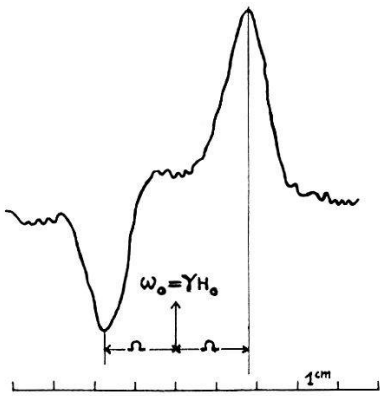


Fig. 3.

C. Composantes «absorption» de la fonction v (Ω).

$$H_0 = 2\,\text{gauss} \qquad \frac{\Omega}{2\pi} = 39\ c/s \qquad \frac{\gamma H_m}{\Omega} \simeq 0{,}3\,.$$

La raie centrale n'existe pas. Les 2 raies latérales sont de signes opposés.

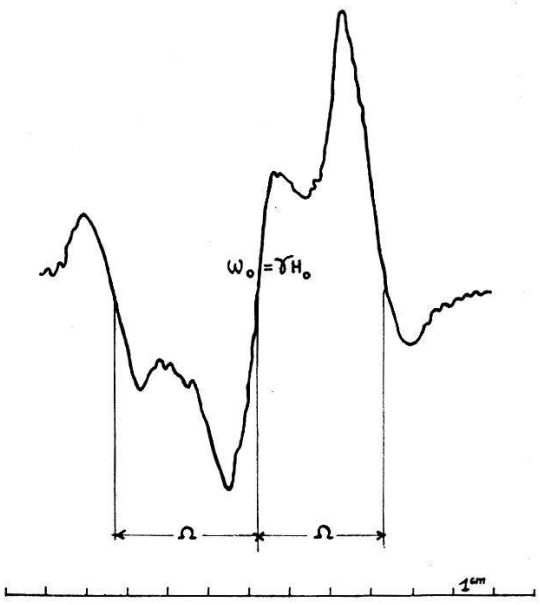


Fig. 4.
D. Composantes «dispersion» de la fonction v (Ω).

$$H_0 = 2\,\text{gauss} \qquad \frac{\Omega}{2\pi} = 39\,c/s \qquad \frac{\gamma H_m}{\Omega} \simeq 0{,}6\,.$$

La raie centrale et les 2 premières raies latérales figurent sur cet enregistrement. L'asymétrie des 2 dernières est due au fait que les accords de l'amplificateur récepteur ne sont pas tout à fait réglé sur $\omega = 8{,}4$ Kc/s.

Ces expériences ont été effectuées à la station de Jussy de l'Institut de Physique de Genève, en un endroit où le champ magnétique terrestre est particulièrement homogène. Des études systématiques sur ce dernier avaient été faites à l'aide d'un magnétomètre. L'inhomogénéité de champ est de 2/10 mg pour $H_0 = 0{,}7$ g.

Je tiens à remercier Monsieur le professeur EXTERMANN, directeur de l'Institut de Physique, et Monsieur G. BÉNÉ, qui a dirigé ce travail, travail qui à pu être réalisé grâce à l'aide financière de la C. S. A. et du C. E. A.[6])

Bibliographie.

[1]) J. H. BURGESS et R. M. BROWN, Rev. of Sc. Inst. **23**, 334 (1952).
[2]) a) MANUS, BÉNÉ, EXTERMANN et MERCIER, Helv. Phys. Acta **28**, 617 (1955); b) F. BLOCH, Phys. Rev. **70**, 460 (1946).
[3]) Cet oscillateur a été réalisé par A. CSAKI dont l'aide nous a été précieuse.
[4]) SMALLER, Phys. Rev. **83**, 813 (1951); R. KARPLUS, Phys. Rev. **73**, 1027 (1948); J. H. BURGESS et R. M. BROWN, Rev. of Scient. Inst. **23**, 334 (1952).
[5]) Ces formes de courbes ont été observées et publiées par CAGNAC, BÉNÉ, MANUS et EXTERMANN, Helv. Phys. Acta, **28**, 626 (1955).
[6]) „Etude théorique et experimentale des formes de courbes obtenues en résonance magnétique nucléaire", J. M. ROCARD, Arch. des Sciences, **9**, fasc. 3 (1956) (sous presse).

Gamma-Spektrometer mit Antikoinzidenz-Abschirmung

von D. Maeder und R. Müller (ETH, Zürich).

Als Detektoren für Gamma-Spektrometer mit hoher Ansprechwahrscheinlichkeit werden heute Szintillationszähler verwendet. Ausser einem verhältnismässig kleinen Auflösungsvermögen wirkt sich bei grossen Gammaenergien jedoch zusätzlich besonders ungünstig aus, dass eine monoenergetische Strahlung als kompliziertes Spektrum mit drei Linien (Hauptlinie und zwei Paarlinien) und einem Kontinuum wiedergegeben wird, das dadurch entsteht, dass Streuquanten, Annihilationsquanten oder Bremsquanten den Szintillationskristall verlassen und einen Teil der Gammaenergie mit sich nehmen können[1]).

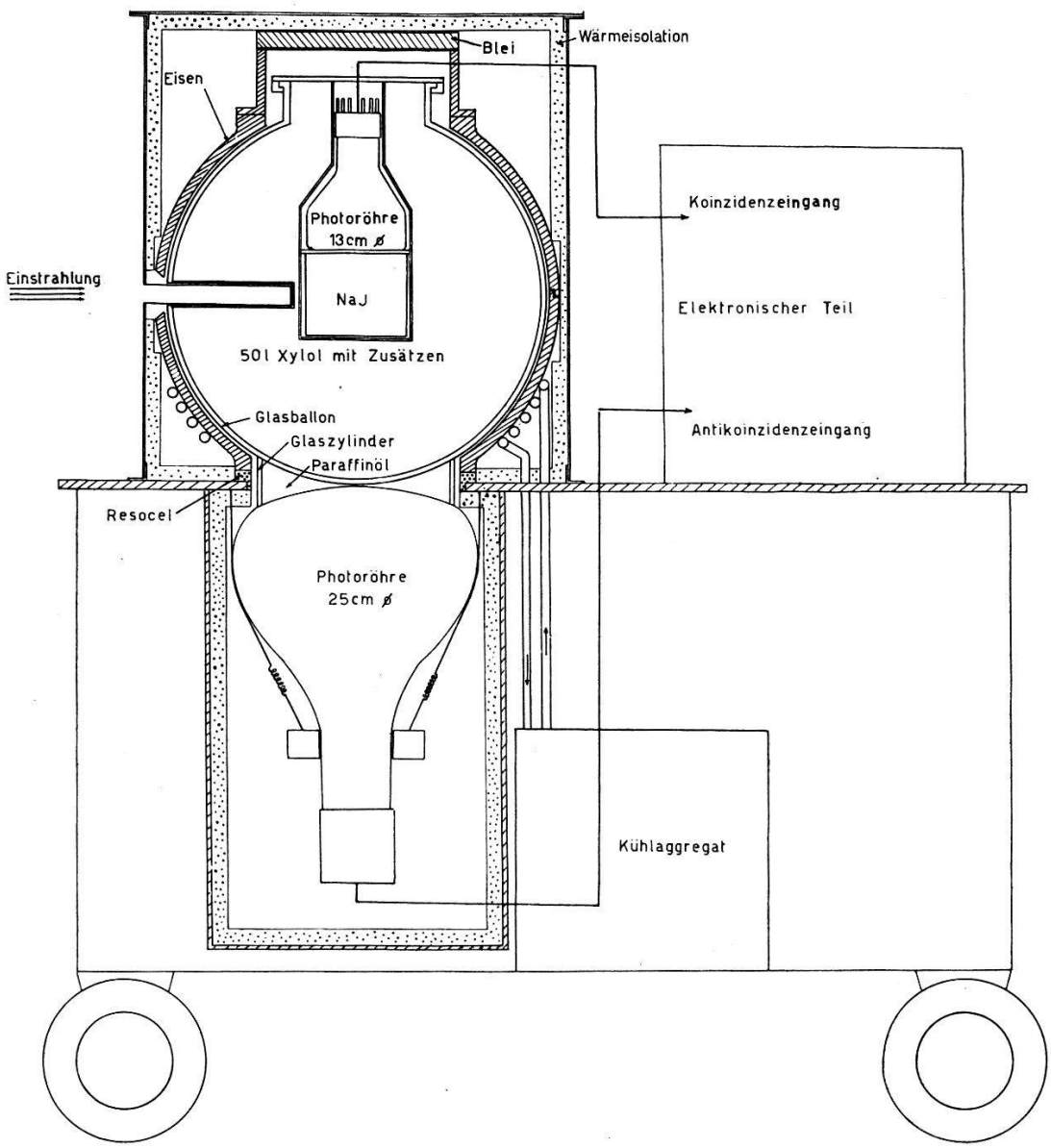
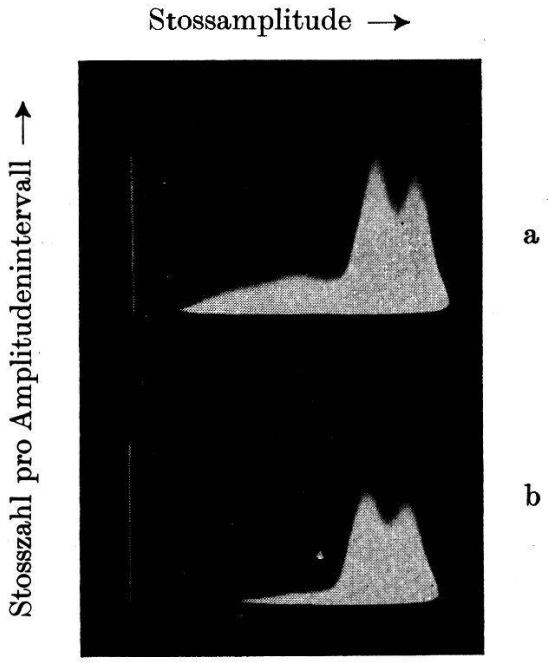


Fig. 1.
Aufbau des Gamma-Spektrometers mit Antikoinzidenz-Abschirmung.

Eine Vereinfachung des störenden Spektrums erreicht man mit folgenden Methoden: In grossen Kristallen, die auch aus mehreren Stücken zusammengesetzt sein können[2]), wird die Hauptlinie bevorzugt, nur leidet von einer bestimmten Grösse an das Auflösungsvermögen darunter, und die Abschirmung des Untergrundes wird schwierig. Ein anderes Prinzip, und darauf beruht das zu beschreibende Spektrometer, besteht darin, dass man den Spektrometerkristall möglichst vollständig mit einem Mantel aus Szintillationsmaterial umgibt, in welchem die austretenden Sekundärquanten registriert werden. Durch Antikoinzidenzschaltung mit dem Hauptkristall lassen sich die unerwünschten Satellitenlinien und das Kontinuum unterdrücken. Ein Vorteil dieser Methode liegt darin, dass im grossen Antikoinzidenzmantel keine Spektroskopie getrieben werden muss.

Wie aus Fig. 1 hervorgeht, besteht das Gerät aus einem in ein die Sekundärstrahlung wenig absorbierendes dünnwandiges Aluminiumgefäss eingepackten NaJ(Tl)-Kristall von 13 cm Durchmesser



Co^{60}

Fig. 2.
Spektren von Co^{60} a) ohne b) mit Antikoinzidenz-Abschirmung

und 10 cm Höhe, der von 50 l Xylollösung mit 4 g/l Terphenyl und 0,01 g/l Diphenylhexatrien umgeben ist[3]). Die das Glasgefäss umgebende Gusskugel und das Aluminiumgefäss wurden mit einem speziellen weissen xylolfesten Farbanstrich versehen, dessen Reflexionsvermögen demjenigen von aufgedampftem Magnesiumoxyd gleichkommt[4]). Die von je einer Photoröhre von 13 bzw. 25 cm

Durchmesser registrierten Impulse aus Kristall und Xylollösung werden wegen der hohen Stosszahlen (zirka 10^5 Stösse/sec im Mantel) einer schnellen Antikoinzidenz-Apparatur zugeführt. Die Laufzeit in der grossen Photoröhre (zirka 200 mμsec) wird durch Einbau eines Verzögerungskabels kompensiert.

Die mit dem beschriebenen Mantel erreichbare Verbesserung geht aus dem von der Primärenergie unabhängigen Intensitätsverhältnis von Hauptlinie zu den störenden Paarlinien hervor, das ohne Mantel 10:5:1, mit Mantel aber 10:1:0 beträgt. Die Aufnahmen der Fig. 2, die mit einem solchen Gerät und photographischer Registrierung erhalten wurden, illustrieren die Reduktion des Compton-Kontinuums bei der Co^{60}-Strahlung durch Einschalten der Antikoinzisenz-Abschirmung.

Literatur.

[1]) D. Maeder, R. Müller und V. Wintersteiger, Helv. Phys. Acta **27**, 3 (1954).
[2]) R. S. Foote and H. W. Koch, Rev. Sci. Instr. **25**, 746 (1954).
[3]) R. K. Swank, Nucleonics **12**, Nr. **3**, 14 (1954).
[4]) Der Firma Bosshard & Co. in Zürich-Oerlikon möchten wir an dieser Stelle für die Entwicklung und Ausführung dieses Farbanstriches bestens danken.

Eine spezielle Anordnung für die Mikrowellenspektroskopie in einem Hohlraumresonator

von J. Herrmann (Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel) und J. Bonanomi (Laboratoire Suisse de Recherches Horlogères).

Mittels eines Hohlraumresonators können Spektrallinien von Gasen in bekannter Weise[1]) untersucht werden. Die von uns durchgeführte Modifikation besteht darin, dass die sich der Spektrallinie überlagernde Resonanzkurve des Hohlraumes durch eine zusätzliche Reflexion eliminiert wird. Dadurch erscheint die Spektrallinie auf vollkommen flachem Grund, statt sich in der Spitze der Hohlraumresonanzkurve zu befinden.

Die Wirkungsweise ist aus der Figur 1 zu entnehmen. Auf den Detektor fällt die Hälfte der Mikrowellenenergie der Frequenz f_0. Die andere Hälfte wird zur Erzeugung eines Seitenbandes der Frequenz f_1 verwendet[2]). Eine Hälfte dieses Seitenbandes fällt auf den Hohlraum, wird dort reflektiert und kommt auf den Detektor. Die andere Hälfte kann durch eine künstliche Reflexion ebenfalls zum Teil auf den Detektor geführt werden. Die Überlagerung dieser beiden Signale bringt bei geeigneter Amplitude und Phase der Reflexion die Resonanzlinie des Hohlraumes zum Verschwinden.

Der Reflexionsfaktor eines Hohlraumes ist[1])

$$\Gamma = 2\,\delta_1/(\delta_0 + \delta_1 + 2\,i\,(\nu - \nu_c)/\nu_c) - 1\,. \tag{1}$$

Wir setzen

$$a = (\delta_0 + \delta_1)/2\,\delta_1,\ b = (\nu - v_c)\,\delta_1\,\nu_c\,,\ c = 1/(a^2 + b^2)\,. \tag{2}$$

und stellen den Reflektionsfaktor in der Gestalt dar

$$\Gamma = \Gamma_1 \exp i\,\varphi_1\,, \tag{3}$$

mit

$$\Gamma_1^2 = (1 - 2\,a)\,c + 1\,,\ \tan\varphi_1 = b\,c/(1 - a\,c)\,. \tag{4}$$

Mit dem Index 1 sei die Welle bezeichnet die vom Resonanzhohlraum kommt, mit dem Index 2 die zusätzlich durch Reflexion erzeugte Welle. Detektiert wird eine Spannung die proportional der

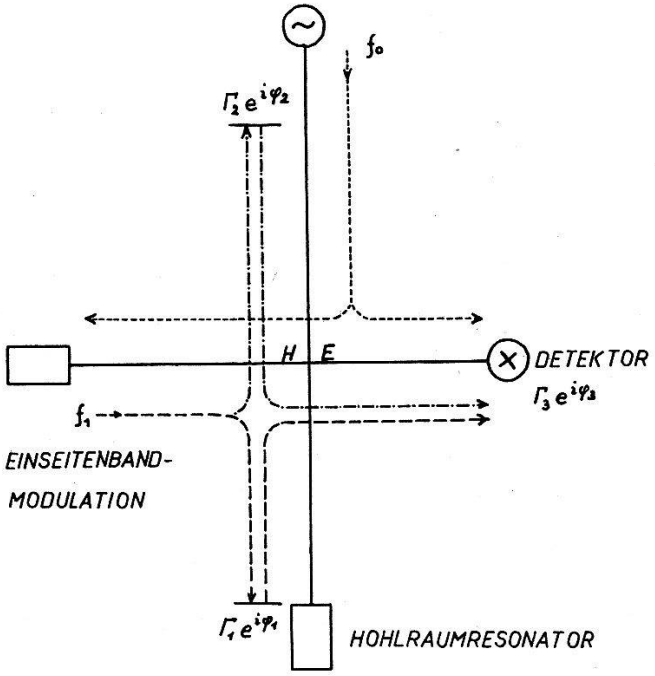


Fig. 1.

Amplitude Γ_3 der Summe der beiden Wellen ist. Diese Amplitude ist

$$\Gamma_3^2 = \Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 + 2\,\Gamma_1\Gamma_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)\,. \tag{5}$$

Zur Bestimmung der geeigneten Reflexion Γ_2, φ_2 stellen wir die Bedingung, dass Γ_3 unabhängig von der Frequenz wird. Dazu muss der Ausdruck

$$\begin{aligned} &\Gamma_1\Gamma_1' + \Gamma_1'\Gamma_2(\sin\varphi_1 \cdot \sin\varphi_2 + \cos\varphi_1 \cdot \cos\varphi_2) + \\ &+ \Gamma_1\Gamma_2\varphi_1'(\cos\varphi_1 \cdot \sin\varphi_2 - \sin\varphi_1 \cdot \cos\varphi_2) \equiv 0 \end{aligned} \tag{6}$$

eine Identität in der Frequenz sein. Die Grössen Γ_1 und φ_1 sind Funktionen der Frequenz, der Strich bedeutet die Ableitung nach der Frequenz. Man findet, dass die Lösung von (6) durch

$$\sin \varphi_2 = 0\,, \quad \Gamma_2 = (2\,a - 1)/2\,a \tag{7}$$

gegeben ist. Diese Lösung, in Gleichung (5) eingesetzt, ergibt

$$\Gamma_3 = 1/2\,a \tag{8}$$

unabhängig von der Frequenz, wie verlangt wurde. Es gelingt also mit einer frequenzunabhängigen Reflexion geeigneter Phase die Hohlraumresonanzkurve wegzukompensieren.

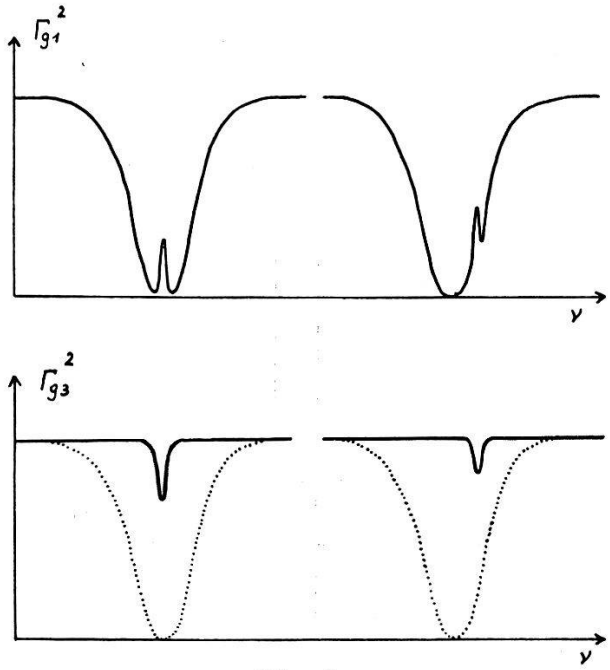


Fig. 2.

Bei Anwesenheit eines Gases lautet der Reflexionsfaktor[1])

$$\Gamma_g = 2\,\delta_1 / \left(\delta_0 + \delta_1 + \varepsilon_2 + 2\,i\,(\varepsilon_1^{1/2}\nu - \nu_c)/\nu_c\right) - 1\,. \tag{9}$$

Wir setzen wieder ähnlich wie früher

$$\alpha = (\delta_0 + \delta_1 + \varepsilon_2)/2\,\delta_1\,, \quad \beta = (\varepsilon_1^{1/2}\nu - \nu_c)/\delta_1\,\nu_c\,, \quad \gamma = 1/(\alpha^2 + \beta^2)\,,$$
$$\Gamma_g = \Gamma_{g_1} \exp i\,\varphi_{g_1}\,, \tag{10}$$

dann ergibt sich

$$\Gamma_{g_1}^2 = 1 - \varepsilon_2\gamma/\delta_1 - \delta_0\gamma/\delta_1 \tag{11}$$

und entsprechend

$$\Gamma_{g_3}^2 = 1/4\,a^2 - \varepsilon_2\gamma/(\delta_0 + \delta_1)\,, \tag{12}$$

wenn Γ_2 und φ_2 den Bedingungen (7) genügen. In den Gleichungen (11) und (12) stellt der Ausdruck

$$\gamma = \left[\left(\frac{\delta_0 + \delta_1 + \varepsilon^2}{2\,\delta_1}\right)^2 + \left(\frac{\varepsilon_1^{1/2}\,\nu - \nu_c}{\delta_1\,\nu_c}\right)^2\right]^{-1} \tag{13}$$

im wesentlichen die Resonanzkurve des Hohlraumes dar.

Der Vergleich der Formeln (11) und (12) zeigt den Vorteil der Methode mit Eliminierung der Hohlraumresonanz. Bei (12) stellt der Ausdruck $\varepsilon_2\gamma$ die nur leicht modifizierte Spektrallinie $\varepsilon_2(\nu)$ dar. Dagegen ist bei (11) ihr noch der Frequenzgang des Hohlraumes überlagert. Der Einfluss wird besonders deutlich, wenn die Resonanzfrequenz des Hohlraumes von der der Spektrallinie abweicht. Mit Kompensation wird die Linie nur kleiner und ändert in erster Näherung ihre Gestalt nicht. Dagegen zeigt ohne Kompensation die Abstimmung des Hohlraumes auf die Gestalt der Linie einen grossen Einfluss. Die Figur 2 zeigt dieses Verhalten. Wir bestimmen noch die Änderung der Linienhöhe bei Verstimmung des Hohlraumes. Für nicht zu grosse ε_2, für $\delta_0 = \delta_1$ und für $\varepsilon_1 \approx 1$ kann man näherungsweise $\alpha = 1$ und $\beta = \nu - \nu_c/\Delta\nu_c$ setzen. Bei einer Verschiebung des Hohlraumes um eine halbe Kurvenbreite $\Delta\nu_c$ sinkt die Höhe der Spektrallinie auf die Hälfte.

Herrn Prof. J. Rossel danken wir für sein Interesse an dieser Arbeit.

Literatur.

[1]) C. K. Jen, Phys. Rev. **74**, 1396 (1948).
[2]) J. Bonanomi und J. Herrmann, Helv. Phys. Acta **29**, 224 (1956).

Détermination de la fréquence d'inversion de l'ammoniaque

par J. Bonanomi (Laboratoire Suisse de Recherches Horlogères)
et J. Herrmann (Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel).

Dans une communication antérieure[1]) nous avons décrit le fonctionnement d'un Maser[2]). Nous avons entre-temps amélioré divers détails de construction et mesuré la fréquence de l'oscillateur moléculaire. La longueur du focaliseur de 12 électrodes a été portée à 20 cm et la tension entre électrodes à 25 kV.

La longueur de la cavité TM_{010} a été augmentée et est actuellement de 30 cm. La cavité cylindrique est ouverte aux deux extremités; le faisceau moléculaire après avoir traversé la cavité se condense à la sortie sur une trappe à air liquide.

*

Avec la nouvelle installation, la largeur de la raie (3, 3) de NH_3 est réduite à moins de 2 kHz correspondant à un facteur $Q > 10^7$.

Nous avons mesuré la fréquence de l'oscillateur moléculaire. La cavité était soigneusement découplée du système de détection et accordée, en variant sa température, sur la fréquence pour laquelle l'amplitude d'oscillation était maximum. La mesure est reproductible avec une précision de $\pm 1 \cdot 10^{-9}$ et nous estimons l'exactitude de notre détermination absolue de fréquence à $\pm 2 \cdot 10^{-9}$. La valeur que nous indiquons est mesurée par rapport au temps universel TU_2, de l'Observatoire de Neuchâtel, septembre 1956, dont les corrections ne seront connues que d'ici quelques mois et pourront être de l'ordre de $\pm 5 \cdot 10^{-9}$. La fréquence ainsi déterminée est

$$f = 23\,870\,129{,}42 \text{ kHz} \pm 0{,}05 \text{ kHz} \pm 0{,}12 \text{ kHz}$$

Les marges d'erreurs se rapportent aux erreurs de mesure et à l'incertitude de la fréquence de référence respectivement. Cette valeur est en désaccord avec la mesure par SHIMODA[3]) qui indique $f = 23\,870\,130{,}97$ kHz $\pm$ 0,1 kHz*) $\pm$ 1 kHz**).

Nous remercions le professeur ROSSEL pour l'intérêt qu'il a manifesté et MM. P. KARTASCHOFF et J. DE PRINS qui ont contribué à la réalisation de l'appareillage. Ce travail a partiellement bénéficié d'une aide financière du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

Bibliographie.

[1]) J. BONANOMI et J. HERRMANN, Helv. Phys. Acta **29**, 224 (1956).
[2]) GORDON, ZEIGER et C. H. TOWNES, Phys. Rev. **99**, 1264 (1955); K. SHIMODA, T. C. WANG et C. H. TOWNES, Phys. Rev. **102**, 1308 (1956).
[3]) K. SHIMODA, J. Phys. Soc. Japan, **8**, 567 (1954).

Zur Berechnung des Spannungsabfalles von Kaskadengeneratoren

von E. BALDINGER (Basel).

Der Spannungsabfall eines Kaskadengenerators[1]) lässt sich im wesentlichen auf drei Ursachen zurückführen, nämlich auf das Umladen der Kondensatoren[2]), auf den Einfluss der Widerstände des Transformators und der Ventile in Leitrichtung[3]) und schliesslich auf die unerwünschten Wechselströme, die infolge der Streukapazitäten fliessen[4])[5]). Wir wollen uns hier mit den beiden ersten Ursachen beschäftigen. Unter der Annahme, dass beim Aufladen der Schubsäule bzw. der Glättungssäule, alle beteiligten Ventile

*) Reproductibilité. **) Erreur absolue maximale.

jeweils gleichzeitig schalten, kann die Theorie des Kaskadengleichrichters auf diejenige des Einweggleichrichters reduziert werden[3]), wobei jeder Stufe der Kaskade ein äquivalenter Einweggleichrichter zuzuordnen ist. Die Summe der Spannungsabfälle dieser äquivalenten Einweggleichrichter liefert dann den Spannungsabfall des Kaskadengenerators bei Belastung.

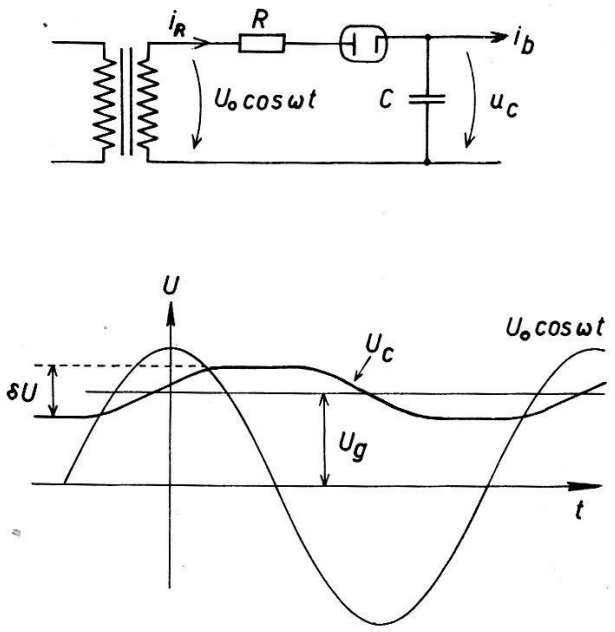


Fig. 1.

Einweggleichrichter. Für das Ventil wird eine ideal geknickte Kennlinie angenommen. Kennlinien der Form $i = k\,u^n$ für $u > 0$ und $i = 0$ für $u < 0$, lassen sich nach dem Verfahren von SCHADE[6]) in guter Näherung auf das obige Problem reduzieren.

Fig. 1 zeigt einen Einweggleichrichter. Während des Aufladens des Kondensators C gilt die folgende Gleichung:

$$U_0 \cos \omega t = U_g - \frac{\delta U}{2} + \int_{t_1}^{t} \frac{(i_R - i_b)}{c}\, dt + i_R \cdot R\,. \tag{1}$$

Dabei bedeutet U_g den Mittelwert zwischen der höchsten und der tiefsten Spannung des Kondensators. Die Gleichspannung $\overline{u}_c$, also der zeitliche Mittelwert von u_c weicht in der Regel nur wenig von dem soeben definierten Wert U_g ab, und wir dürfen deshalb in guter Näherung $\overline{u}_c = U_g$ setzen. Über den Belastungsstrom i_b sind von Fall zu Fall verschiedene Annahmen notwendig. Wird z. B. ein Ohmscher Widerstand an den Ausgang in Fig. 1 angeschlossen, so variiert i_b entsprechend dem zeitlichen Verlauf von u_c (vollständig behandelt bei SCHADE[6]). In vielen Fällen ist zwischen Gleichrichter-

ausgang und Verbraucher ein Tiefpassfilter geschaltet, so dass i_b zeitlich konstant bleibt (näherungsweise behandelt durch MITCHELL[3]), KAMMERLOHER[7]) u. a.). Im Zusammenhang mit Kaskadengeneratoren ist eine weitere Belastungsart von Interesse, nämlich der Fall, dass i_b aus kurzen Stromimpulsen besteht. Während der Ladezeit des Kondensators soll i_b verschwinden, und die in diesem Zeitintervall zugeführte Ladung werde in der nachfolgenden

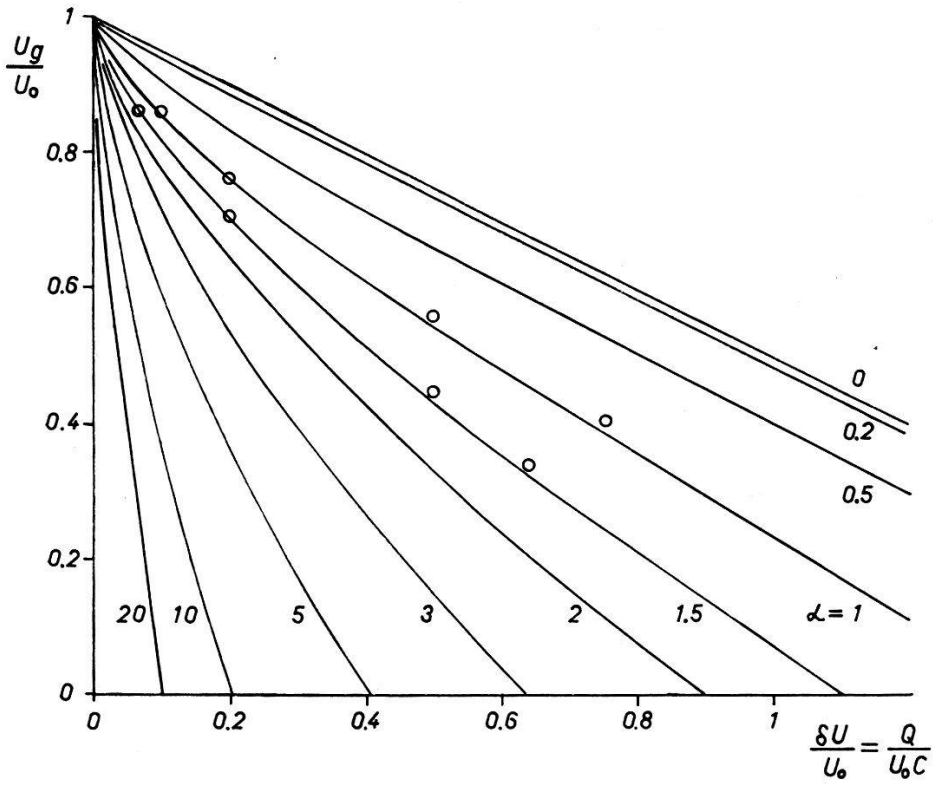


Fig. 2.

Spannungsabfall des Einweggleichrichters nach Fig. 1 bei impulsmässiger Belastung. Die Kurven wurden exakt berechnet. Zum Vergleich sind für die Parameter $\alpha = 1$ und 1,5 einige Punkte eingetragen, welche nach der Näherungsformel (2) bestimmt sind. Das Gebiet der grössten Abweichung der Näherungsformel liegt in der Gegend von $\alpha \approx 1$. $\alpha = \omega R C$.

Sperrzeit des Ventils als kurzzeitiger Stromstoss der Ladung Q nach aussen abgeführt. Keiner der erwähnten Fälle trifft exakt auf den Kaskadengenerator zu, doch kommt die dritte Annahme den tatsächlichen Verhältnissen am nächsten. Fig. 2 zeigt den Spannungsabfall eines Einweggleichrichters für eine solche impulsmässige Belastung.

Zur Diskussion einer Reihe von Fragen, insbesondere beim Kaskadengenerator, besteht ein Bedürfnis nach einer Näherungsformel, welche das in Fig. 2 dargestellte, numerisch berechnete Kennlinienfeld genügend genau beschreibt. Es ist gelungen, die folgende halb-

empirische Formel zu finden, deren Genauigkeit für alle praktischen Rechnungen ausreichen dürfte:

$$\Delta u = U_0 - U_g = \frac{\delta U}{2} \sqrt[3]{1 + \frac{2{,}25\,\alpha^2\,U_0}{\delta U}}\,. \tag{2}$$

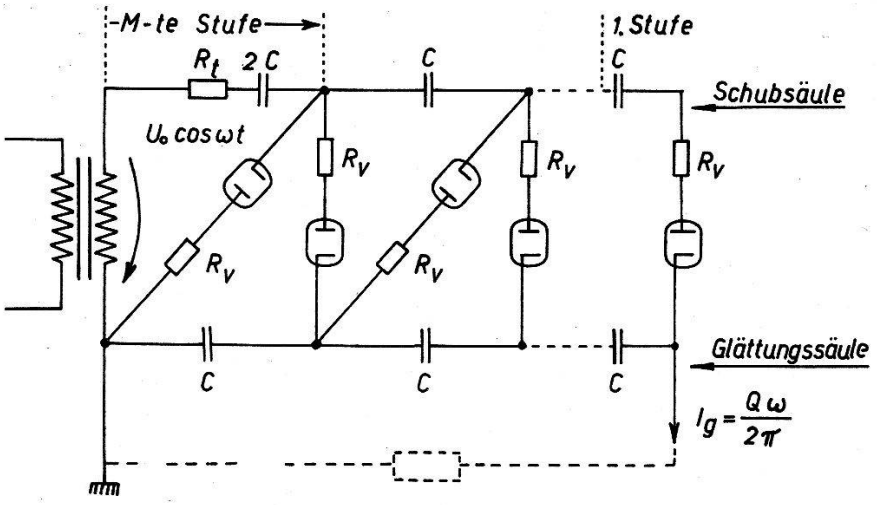


Fig. 3.

Kaskadengenerator. R_t: auf die Sekundärseite reduzierter Widerstand des Transformators. R_v: äquivalenter Widerstand des Ventils in Leitrichtung. M: totale Stufenzahl. m bedeute die laufende Nummer der betrachteten Stufe, wobei die Ausgangsstufe mit 1 und die unterste Stufe mit M bezeichnet sei.

Für die in Fig. 3 dargestellte Kaskade ergibt die Reduktion auf die äquivalenten Einweggleichrichter die folgenden Ersatzgrössen:

a) Schubsäule:

$$\delta u_e = \frac{Q}{c}\left(M^2 - \frac{M}{2} - m^2 + m\right)$$

$$\alpha_e = \frac{\omega\,(M\,R_t + R_v)\,C}{\left(M^2 - \frac{M}{2} - m^2 + m\right)} \tag{3}$$

und daraus nach Formel 2 der Spannungsabfall zu:

$$\Delta u_1 = \sum_{m=1}^{M} \frac{\delta U_e}{2} \sqrt[3]{1 + \frac{2{,}25\,\alpha_e^2\,U_0}{\delta U_e}}$$

b) Glättungssäule:

$$\delta U_e = \frac{Q}{C}\left[M^2 + \frac{M}{2} - m^2 + m\right]$$

$$\alpha_e = \frac{\omega\,(M\,R_t + R_v)\,C}{\left(M^2 + \frac{M}{2} - m^2 + m\right)} \tag{4}$$

$$\Delta u_2 = \sum_{m=1}^{M} \frac{\delta U_e}{2} \sqrt[3]{1 + \frac{2{,}25\,\alpha_e^2\,U_0}{\delta U_e}}\,.$$

Damit bestimmt sich der Spannungsabfall Δu der Kaskade näherungsweise zu

$$\Delta u = \Delta u_1 + \Delta u_2 \tag{5}$$

Werden ferner die infolge der Streukapazitäten fliessenden Wechselströme berücksichtigt, so wird die Ausgangsspannung U_g der Kaskade gegeben durch:

$$U_g \cong (2\,M\,U_0 - \Delta u)\,F \tag{6}$$

wobei F den in der Arbeit von EVERHART und LORRAIN[5]) definierten und berechneten Faktor darstellt. F bedeutet das Verhältnis der idealen Leerlaufspannung $2\,MU_0$ zur wirklichen Leerlaufspannung, die infolge der Streukapazitäten in der Regel merklich niedriger ist.

Literatur.

1) H. GREINACHER, Z. Physik. **4**, 195 (1921).
2) A. BOUWERS und A. KUNTKE, Z. f. techn. Physik. **18**, 209 (1937).
3) R. G. MITCHELL, Wireless Engineer **22**, 474 (1945); **20**, 414 (1943).
4) H. MEHLHORN, Wiss. Veröff. Siemens-Werke **21**, 141 (1943).
5) E. EVERHART and P. LORRAIN, Rev. Sci. Instr. **24**, 221 (1953).
6) O. H. SCHADE, Proc. I. R. E. **31**, 341 (1943).
7) J. KAMMERLOHER, Hochfrequenztechnik III, C. F. Wintersche Verlagshandlung, Leipzig, 1949.

Ionisationskammern als zeitbestimmende Elemente in elektronischen Verzögerungsrelais

von H. L. v. GUGELBERG (Bad Ragaz)

Elektronische Verzögerungsrelais haben eine beträchtliche technische Bedeutung erlangt. Sie benutzen meist RC-Glieder als Verzögerungselemente; beim Erreichen des kritischen Ladezustandes des Kondensators wird in einer Elektronenröhre ein Steuerstrom ausgelöst.

Bei RC-Gliedern wurde nun der Widerstand durch Ionisationskammern ersetzt. Als Strahlungsquelle kann ein geeigneter α-Strahler dienen; wir verwendeten 10—20 μg Radium und erzielten damit einen Ionisationsstrom von max. $10—20 \cdot 10^{-9}$ A. Mit einer Blende konnte ein Teil der Strahlung abgeschirmt und so der Ionisationsstrom stetig geregelt werden. Als Anzeige-Element diente eine Kaltkathodentriode, welche einen Steuerstrom von 10^{-10} A benötigt. Sie zündet, wenn am Kondensator eine Spannung von 130 V erreicht wird und betätigt ihrerseits ein elektromechanisches Relais. Fig. 1 zeigt die vollständige Schaltung.

Zur Sicherstellung genügender Isolation, selbst bei ungünstigen klimatischen Verhältnissen, wurden Verzögerungskondensatoren mit Polystyrol-Dielektrikum eingebaut und die kritischen Oberflächen mit einem wasserabstossenden Silikonpräparat behandelt.

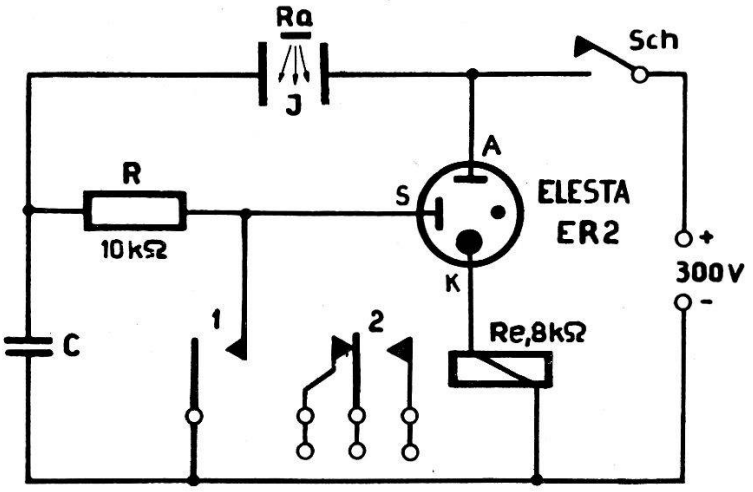


Fig. 1.
Verzögerungsschaltung.

Da die Ionisationskammer die stetige Regelung sehr kleiner Ströme gestattet, erreicht man mit relativ kleinen Kondensatoren leicht Aufladezeiten von mehreren Stunden, während man bei

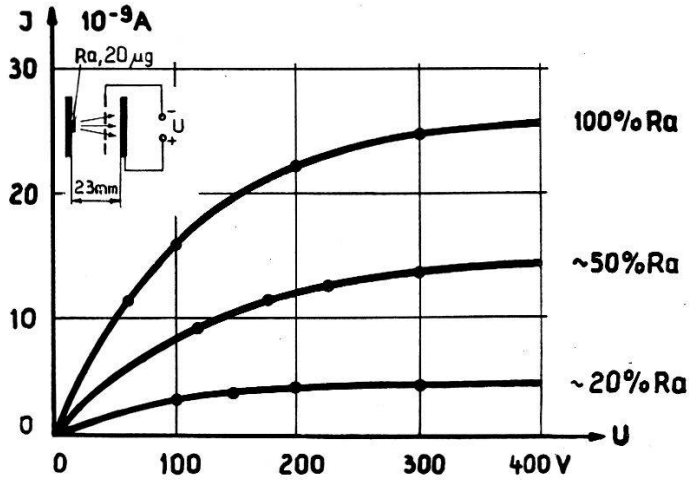


Fig. 2.
Strom-Spannungscharakteristiken einer Ionisationskammer mit strahlungsdurchlässiger Gitterelektrode.

regelbaren Widerständen, die nicht genügend hochohmig herstellbar sind, praktisch auf einige Minuten beschränkt ist.

Auch zeigt die Ionisationskammer bei geeigneter Formgebung schon bei Spannungen ab 150 Volt eine deutliche Sättigungscharakteristik (vgl. Fig. 2). Damit wird die Verzögerungszeit von Netz-

schwankungen wenig abhängig, sodass sich besondere Stabilisierungsvorrichtungen meist erübrigen. Während eine Betriebsspannungsschwankung von 10% bekanntlich bei RC-Gliedern einen Einfluss von etwa 15% auf die Halbwertszeit der Kondensatorladung ausübt, kann dieser Einfluss durch Ersatz des Widerstandes durch eine Ionisationskammer leicht auf 2—3% reduziert werden.

Neben der Sättigungscharakteristik ist eine möglichst geringe Abhängigkeit des Kammerstromes von der Luftdichte wichtig, denn diese wird durch Druck- und Temperaturschwankungen beeinflusst. Bei kleinen Kammerdimensionen, wenn ein wesentlicher

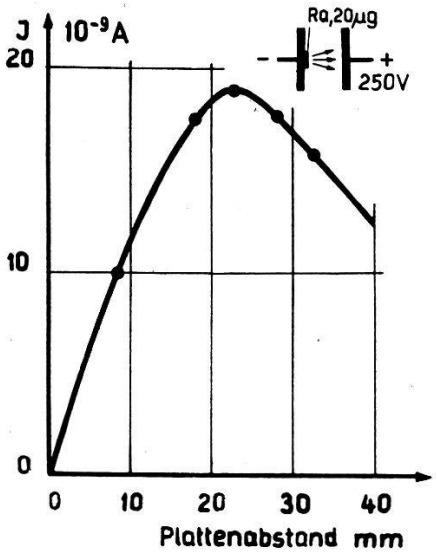


Fig. 3.

Ionisationsstrom als Funktion des Elektrodenabstandes für planparallele Platten.

Teil der Strahlungsenergie an den Wänden vernichtet wird, steigen die Zahl der gebildeten Ionen und der Kammerstrom mit steigender Luftdichte, während weniger Strahlungsenergie an der Wand verlorengeht. Auf der anderen Seite sinkt der Strom mit steigender Luftdichte, sobald die Kammerdimensionen so gross sind, dass die Strahlungsenergie ganz durch Zusammenstösse im Gasraum verbraucht wird, denn dann bewirkt steigende Luftdichte steigende Rekombinationsverluste. Fig. 3 zeigt den Kammerstrom für den Fall planparalleler Elektroden für eine Kammerspannung von 250 V als Funktion des Plattenabstandes. Erwartungsgemäss weist die Kurve ein Maximum auf, in dessen Umgebung sich die beiden Effekte kompensieren, sodass hier ein Gebiet geringer Druck- und Temperaturabhängigkeit auftritt.

Bei planparallelen Plattenelektroden liegt das Kompensationsgebiet allerdings bei einem Abstand, der für die Praxis etwas hohe Sättigungsspannungen verlangt. Man kann aber z. B. durch Einbau

strahlungsdurchlässiger Gitterelektroden die Feldstärke für eine gegebene Spannung erhöhen und früher Sättigung erreichen, ohne den Kompensationseffekt zu verlieren.

Ionisationskammern gestatten daher, bei elektronischen Verzögerungsrelais leicht regelbare Verzögerungszeiten bis zu einigen Stunden zu erreichen und den Einfluss von Schwankungen der Betriebsspannung auf die Verzögerungszeit um etwa einen Faktor 5 zu verkleinern. Druck- und Temperatureinflüsse können durch geeignete Dimensionierung der Kammer praktisch eliminiert werden.

Ein dekadisches Impulszählsystem mit Umlaufspeicherung in einer Verzögerungsleitung

von D. Maeder (ETH, Zürich).

Kernphysikalische Experimente erfordern häufig die gleichzeitige Durchführung von Impulszählungen in einer Reihe von „Kanälen", die z. B. Amplituden- oder Zeitsortierungen oder auch verschiedenen

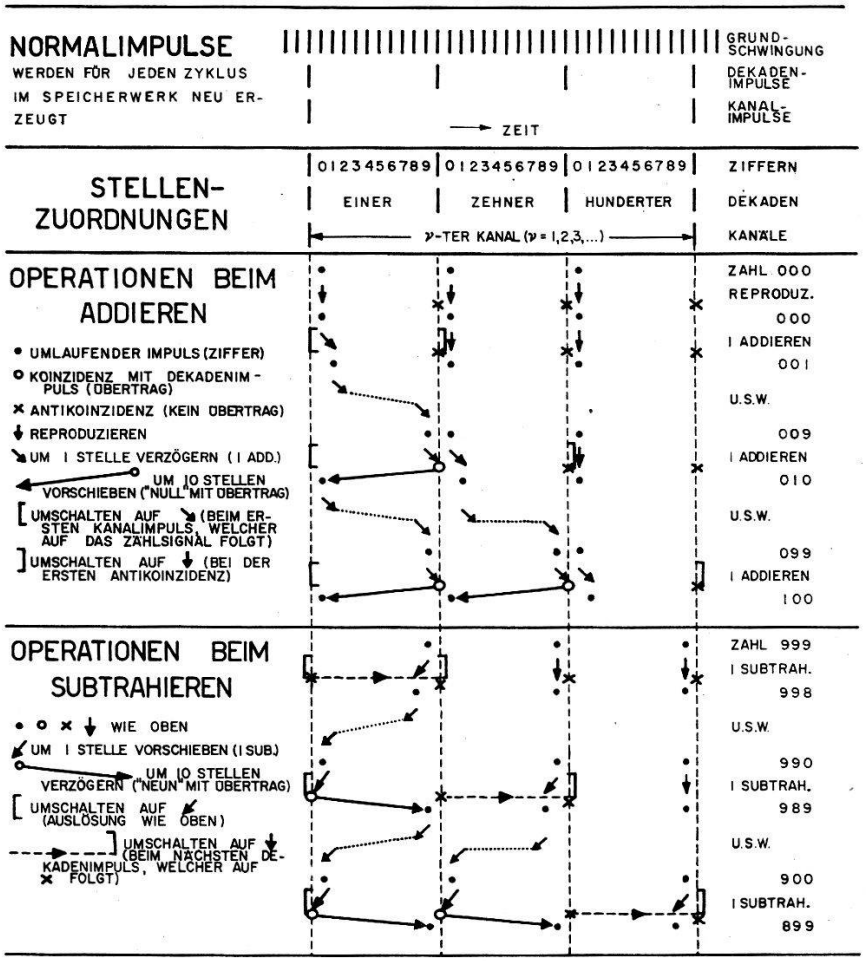


Fig. 1.
Impulscode-Speicherung von Dezimalzahlen und Operationen beim Zählen.

Detektoren und ihren Koinzidenzkombinationen entsprechen. Dabei ist es üblich, die Ergebnisse in mechanischen Zählwerken zu speichern, denen elektronische Untersetzer vorangehen. In den letzten Jahren hat die Entwicklung spezieller Röhrentypen den Bau derartiger Vielfachzählgeräte von besonders geringem Aufwand ermöglicht[1]).

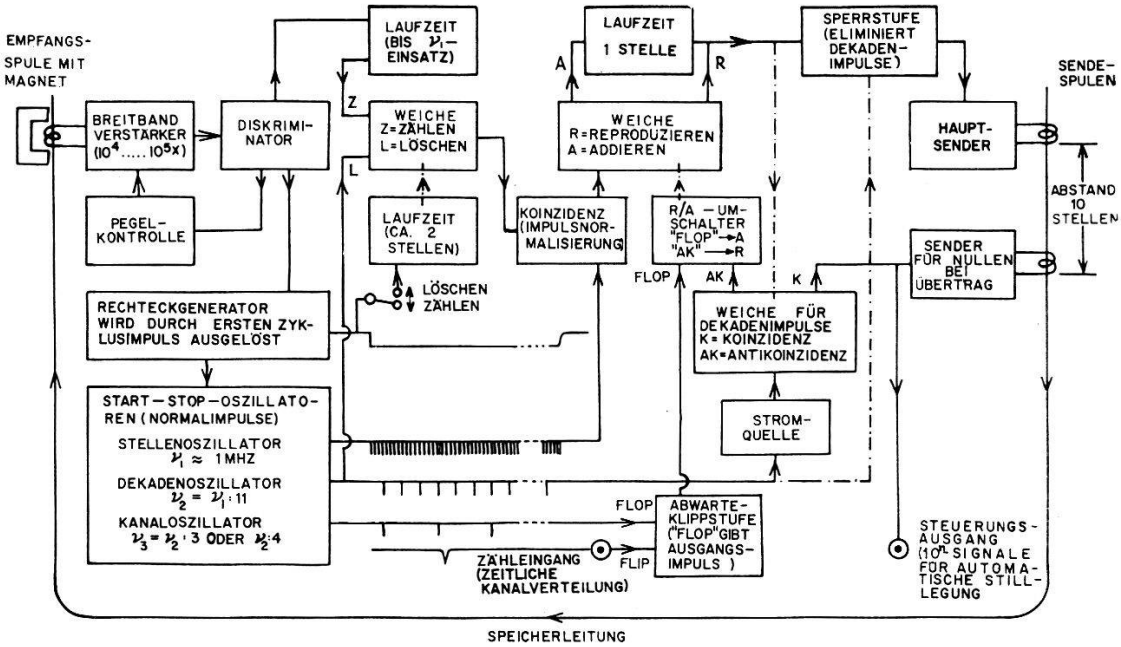


Fig. 2.

Blockschema eines dekadischen Impulsspeicher- und -zählwerks. Die zeitliche Versetzung von Impulsen um je *eine* Stelle (10^{-6} sec vor- bzw. rückwärts) erfolgt mittels Laufzeitketten[4]), diejenige um 10 Stellen mittels einer zweiten Sendespule an der Nickelleitung. Die als Speicherraum zur Verfügung stehende Zeit eines Umlaufes wird durch einen Kanaloszillator in Abschnitte von z. B. 3 oder 4 Dekaden unterteilt. Das ganze Speicherwerk besitzt zunächst einen einzigen Zähleingang, welcher ankommende Addierimpulse nach ihrem zeitlichen Eintreffen in die verschiedenen Kanäle verteilt. Ein zwischen dem $(n-1)$. und n-ten Kanalimpuls eintreffender Addierimpuls bringt eine Kippschaltung („Flip-flop") in eine Stellung, aus welcher sie bei Beginn des n-ten Kanals zurückkippt und dabei das Addierwerk betätigt. Dieses fällt in die Ruhestellung („Reproduzieren") zurück, sobald der erste keine 9 darstellende Zahlenimpuls aus der Speicherleitung erscheint („Antikoinzidenz"). Der Einfachheit halber haben wir in Fig. 2 nur das Blockschema für das Addieren von Impulsen dargestellt.

Bei Erhöhung der Kanalzahl gelangt man aber bald an eine Grenze, oberhalb welcher die Anwendung dynamischer Speichersysteme rationeller wird. Bei diesen wird die Information aus sämtlichen Kanälen zeitlich gestaffelt in einer einzigen Zählschaltung verarbeitet und in Form einer in einem geeigneten Medium ständig umlaufenden Impulsfolge gespeichert. Als billigstes Laufzeitmedium hat sich Nickeldraht bewährt, in welchem sich elastische Wellen,

durch Magnetostriktion in einer „Sendespule" erzeugt, mit einer Geschwindigkeit von 5 mm/μsec fortpflanzen und am anderen Ende in einer vormagnetisierten „Empfangsspule" Induktionsstösse erzeugen*).

Bei den bisher bekannt gewordenen Geräten dieser Art[2]) [3]) erfolgt sowohl die Speicherung als auch das Zählen im Zweiersystem, was

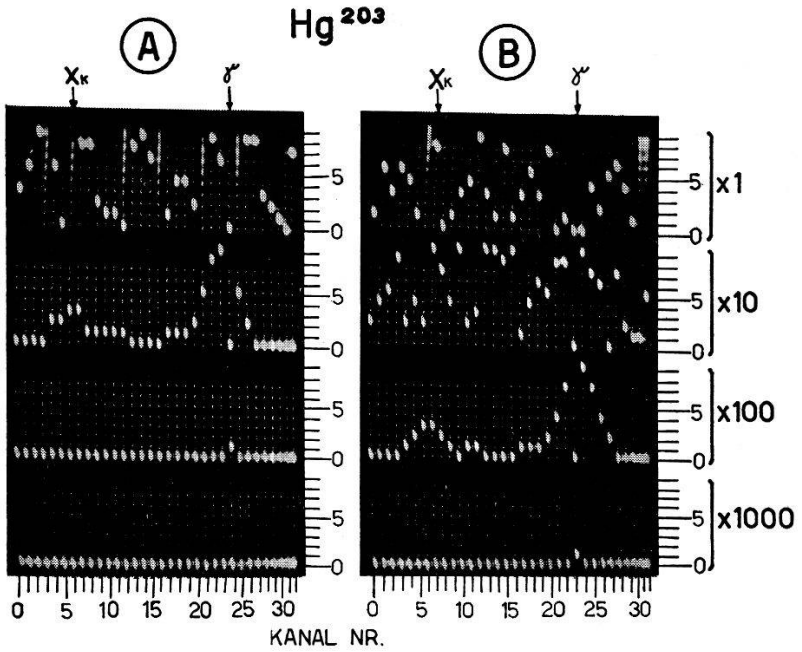


Fig. 3**).

Impulscode-Darstellungen des Amplitudenspektrums von Szintillationsimpulsen aus einem mit Hg^{203} bestrahlten NaJ-Kristall. Automatische Ablesung nach A) 10^2, B) 10^3 Impulsen.

sich für die Ablesung und Auswertung hinderlich auswirkt. Eine Umwandlung in ein Analogsystem lässt sich zwar relativ einfach mit elektronischen Mitteln durchführen[3]), doch geht dabei naturgemäss die absolute Genauigkeit der Stellensysteme verloren. Im folgenden wird ein Stellensystem entwickelt, welches Dezimalzahlen oszillographisch leicht ablesbar darzustellen gestattet und auch das Zählen direkt im Zehnersystem durchzuführen erlaubt (s. Fig. 1).

---

*) Die von Hutchinson und Scarrott ursprünglich verwendeten, mit Piezoquarz angeregten Hg-Säulen wurden später durch Ni-Leitungen ersetzt. Herrn Prof. O. R. Frisch (Cambridge) möchte ich auch an dieser Stelle für die Übermittlung von Konstruktionsangaben bestens danken.

**) Von dem schwach ausgeleuchteten Grundraster, welches zur Erleichterung der Auswertung die innerhalb jeder Dekade möglichen 10 Stellungen des Lichtflecks andeutet, sind bei der Anfertigung des Clichés für Fig. 3 jeweils die Reihen „8" und „9" verlorengegangen.

Diese Operationen werden durch eine elektronische Schaltung nach dem in Fig. 2 dargestellten Blockschema für jede Dekade innerhalb etwa 10^{-5} sec durchgeführt.

Mittels eines Zusatzgerätes zur Umwandlung von Impulshöhe in Zeitdauer lassen sich in bekannter Weise[2]) auch Amplitudenspektren von Zählerimpulsen in die Kanäle derartiger Umlaufspeicherwerke verteilen. Als Beispiele sind in Fig. 3 einige mit einer provisorischen Apparatur von 70 Röhren und 10 m langer Ni-Leitung erhaltene Oszillographenaufnahmen des von Hg^{203} (γ-Energie 278 keV, Röntgenlinie bei 70 keV) in einem NaI-Kristall erzeugten Szintillationsspektrums wiedergegeben. Unterbrechen des Zählvorganges (Ablesebereitschaft, bzw. Auslösung der Filmbelichtung) erfolgte dabei automatisch, sobald erstmals in einem Kanal entweder 10^2 oder 10^3 Impulse angesammelt waren. Ein im Bau befindliches grösseres Gerät soll zusätzlich mit einer Umschaltmöglichkeit für die Subtraktion des Untergrundes bei Differenzmessungen ausgestattet werden.

Literatur.

[1]) W. Beusch und D. Maeder, ZAMP **7**, 520 (1956).
[2]) G. W. Hutchinson und G. G. Scarrott, Phil. Mag. **42**, II, 792 (1951).
[3]) H. L. Schultz, G. F. Pieper und L. Rosler, Rev. Sci. Instr. **27**, 437 (1956).
[4]) D. Maeder, Helv. Phys. Acta **29**, 265 (1956).