Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 23 (1950)

Heft: I-II

Artikel: Koinzidenz-Anordnung mit einem Auflösungsvermögen bis zu 2 x 10^-9 sec unter Verwendung von Multipliern als Zähler

Autor: Meyer, K.P. / Baldinger, E. / Huber, P.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-112098

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: 12.07.2025

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

Koinzidenz-Anordnung mit einem Auflösungsvermögen bis zu $2 \cdot 10^{-9}$ sec unter Verwendung von Multipliern als Zähler

von **K. P. Meyer, E. Baldinger** und **P. Huber**, Basel.

(12. XI. 49.)

I. Einleitung.

In der vorliegenden Arbeit[1]) wird untersucht, wie weit sich das zeitliche Auflösungsvermögen τ von Koinzidenzanordnungen bei Verwendung von Multipliern an Stelle von Zählrohren steigern lässt. Mit dem Bau einer hochauflösenden Koinzidenzanordnung soll in erster Linie ermöglicht werden, das Verfahren der „verzögerten Koinzidenzen" auf die Messung noch kürzerer Lebensdauern als bisher anzuwenden. Für Koinzidenzmessungen, bei denen keine Auflösung der Koinzidenzen angestrebt wird, liefert die Verwendung der Multiplier in vielen Fällen eine ganz wesentliche Erhöhung der Messgenauigkeit (z. B. Richtungs-Korrelation zweier aufeinander folgend emittierter γ-Quanten). Der relative Messfehler in der Bestimmung der Koinzidenzrate ist proportional zu $\sqrt{\frac{\tau}{\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2}}$, wo ε_1 und ε_2 die Ansprechwahrscheinlichkeiten der beiden Zähler bedeuten[2]). Neben einem kleinen Wert für τ bieten die Multiplier die Möglichkeit, für fast alle Teilchen und Quanten Ansprechwahrscheinlichkeiten von 0,1—1 zu erzielen. Hierfür muss natürlich das Verfahren zur Auslösung der ersten Elektronen ganz der Art und Energie der zu untersuchenden Strahlung angepasst werden. Für γ und β-Strahlen verwendet man scintillierende Kristalle und Photokathode; schwere

---

[1]) Vorgetragen am Internationalen Kongress für Physik in Basel (5.—10. September 1949).

[2]) Dabei ist vorausgesetzt, dass für den Vergleich verschiedener Werte von τ die Quellenstärke n stets so gewählt wird, dass das Verhältnis k zwischen wahren (K_w) und zufälligen Koinzidenzen (K_z) unverändert bleibt, also

$$K_w = n \cdot \mu \cdot \alpha_1 \cdot \alpha_2 \cdot \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 = k \cdot K_z = k \cdot 2\,\tau \cdot n^2 \cdot \alpha_1 \cdot \alpha_2 \cdot \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2$$

wo μ den Bruchteil der koinzidenzfähigen Ereignisse und α_1, α_2 die relativen Raumwinkel bedeuten, unter denen die empfindlichen Flächen der beiden Zähler von der Quelle aus erscheinen. Somit wird

$$n = \frac{1}{\tau} \cdot \frac{\mu}{2\,k}.$$

Partikel und ganz energiearme β-Teilchen strahlt man direkt und ohne Fenster auf die erste Vervielfachungselektrode ein, während man Partikel relativistischer Energie durch ihre Čerenkov-Strahlung auf eine Photokathode wirken lässt. Für den Zweck der vorliegenden Untersuchung war eine hohe Ansprechwahrscheinlichkeit nicht notwendig. Es kam lediglich darauf an, bei der Auslösung der ersten Elektronen im Multiplier keine zeitlichen Verzögerungen einzuführen[1]), welche selbst schon zu einer Begrenzung des Auflösungsvermögens der Anordnung Anlass geben könnten. Die Multiplier wurden für unsere Versuche einfach mit Au-Kathoden versehen, an denen mit γ-Strahlung direkt Compton- resp. Photoelektronen ausgelöst werden[2]). Dagegen war es notwendig, über Multiplier zu verfügen, deren Vervielfachung so gross ist, dass ihre Ausgangs-Impulse ohne Nachverstärkung die Koinzidenz-Mischstufe zu betätigen vermögen. Andernfalls wäre das Auflösungsvermögen durch das Frequenzband des Verstärkers begrenzt.

An bisherigen Untersuchungen über hoch auflösende Koinzidenz-Anordnungen sind Versuche von Neddermeyer u. a.[3]), Dicke[4]), eigene Experimente[5]) und solche von Bay und Papp[6]), Mac Intyre[7]) sowie Bell und Petch[8]) zu nennen.

II. Versuchsanordnung.

1. *Übersicht.*

In Fig. 1 ist die Anordnung im Blockschema dargestellt. Die Impulse der beiden Multiplier M_1 und M_2 werden über konzentrische Hochfrequenzkabel[9]) direkt den beiden Eingängen der Koinzidenz-Mischstufe K zugeführt. Am Eingang zur Mischstufe K sind die konzentrischen Kabel mit ihrem Wellenwiderstand (52 Ohm), d. h. reflexionsfrei abgeschlossen. Die gestrichelten Strecken l_1 und l_2

[1]) Z. B. Lebensdauer der angeregten Zustände, welche für das Fluoreszieren der Kristalle bei der Scintillations-Methode verantwortlich sind.

[2]) Die Impulse starten daher mit 1 Elektron an der Kathode des Multipliers und nicht wie z. B. bei der Scintillations-Methode mit einer grösseren Anzahl von Photoelektronen.

[3]) S. H. Neddermeyer, E. J. Althaus and W. Allison, Rev. Sci. Inst. **18**, 488 (1947).

[4]) R. H. Dicke, Rev. Sci. Inst. **18**, 907 (1947).

[5]) K. P. Meyer, P. Huber und E. Baldinger, Helv. Phys. Acta **21**, 188 (1948); E. Baldinger, P. Huber und K. P. Meyer, Rev. Sci. Inst. **19**, 473 (1948).

[6]) Z. Bay and G. Papp, Rev. Sci. Inst. **19**, 565 (1948); G. Papp, Rev. Sci. Inst. **19**, 568 (1948).

[7]) W. J. Mac Intyre, Phys. Rev. **76**, 312 (1949).

[8]) R. E. Bell and H. E. Petch, Phys. Rev. **76**, 1409 (1949).

[9]) Type RG-8/U.

deuten an, dass hier zusätzliche Kabelstücke beliebiger Länge eingeschaltet werden können, um die Impulse von M_1 und M_2 gegeneinander zu verzögern[1]). Die bei A_3 austretenden Koinzidenz-Impulse gelangen in die Verstärker-Stufe J. Diese arbeitet mit einer Zeitkonstanten von ca. 10^{-6} sec und hat die Aufgabe, zu einem Frequenzband von 10^6 Hz überzuleiten. Die vorher sehr kurzen Impulse (10^{-9} bis 10^{-8} sec) sind somit am Ausgang von J auf ca. 1 μ sec verlängert. Will man statt der Koinzidenzen die Einzelereignisse zählen, so muss A_1 resp. A_2 an Stelle von A_3 mit J verbunden werden.

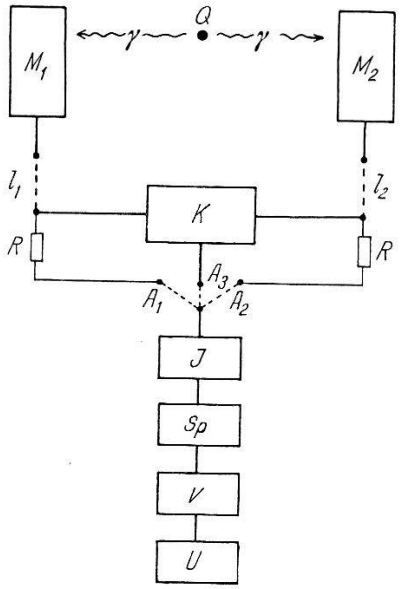


Fig. 1.

Blockschema der Versuchsanordnung.

Q	Radioaktive Quelle.
M_1, M_2	Multiplier.
l_1, l_2	Laufzeit-Kabel.
K	Koinzidenz-Mischstufe.
J	Verstärkerstufe zur Impulsverbreiterung auf 10^{-6} sec.
Sp	Spannungsteiler (zur Messung der Impulsamplituden-Verteilung).
V	Nachverstärker.
U	Untersetzer.

Die Widerstände R (5 kΩ) sorgen dafür, dass die Einzelimpuls-Ausgänge A_1 und A_2 die Zuleitung der Multiplier-Impulse nach K nicht merklich beeinflussen. Der auf die Stufe J folgende Spannungsteiler Sp gestattet, die Impuls-Amplituden um bekannte Faktoren zu reduzieren. Er dient in Verbindung mit dem festen Ansprech-Pegel des Untersetzers als Diskriminator. Anschliessend folgt eine feste Nachverstärkung V und schliesslich der Untersetzer U.

---

[1]) Die Laufzeit der Impulse beträgt $5{,}0 \cdot 10^{-9}$ sec/m.

2. *Die Multiplier.*

Als Multiplier dienten Röhren, die von N. SCHAETTI (Institut für technische Physik an der ETH. Zürich) in dankenswerter Weise für unsere Versuche gebaut wurden[1]). Für nähere Angaben über diese Röhren sei auf die Arbeit von N. SCHAETTI verwiesen[2]). Hier möge nur kurz festgehalten werden, dass es sich um elektrostatisch fokussierte Röhren mit 16 Vervielfachungsstufen handelt (Fig. 2). Die Kathode *Ka* besteht aus Au-Blech, die 16 Vervielfachungs-Elektroden *V* aus einer Ag-Mg-Legierung und die

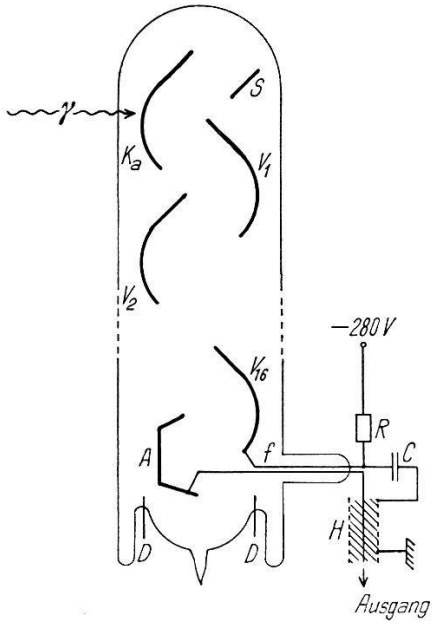


Fig. 2.
Schematische Darstellung eines Multipliers.

Ka Gold-Kathode. *V* Vervielfachungs-Elektroden. *A* Schluss-Anode.

H konzentrisches Hochfrequenzkabel. $R = 100\ \mathrm{k}\Omega$. $C = 300$ pF.
f Verbindung (ca. 7 cm lang) zwischen Elektrodenpaar V_{16}, *A* und *H*.
D Durchführung für die Zuleitungen von *S*, *Ka*, V_1 bis V_{15}.
Die Breite des Elektrodensystems senkrecht zur Figurenebene beträgt 3 cm, die Flächen von *V* je 9 cm², von *Ka* 12 cm².

Schluss-Anode *A* aus Ni-Blech. Die Elektrode *S* dient dazu, den richtigen Verlauf des elektrischen Feldes, welches die Sekundär-Elektronen von einer Elektrode auf die nächste fokussiert, auch im Raume der Kathode aufrecht zu erhalten. Das Elektroden-System ist 25 cm lang, zwischen Glimmerplatten gehaltert und in einem

[1]) Herrn Prof. F. FISCHER † und Herrn Prof. E. BAUMANN sei für die Gewährung der Möglichkeit, die Röhren in ihrem Institut bauen zu lassen, hier der Dank ausgesprochen.

[2]) N. SCHAETTI, H.P.A. **23**, 108 (1950).

Glasrohr[1]) von ca. 40 cm Länge und ca. 6 cm Durchmesser untergebracht. Die Verbindungen zu den beiden letzten Elektroden (V_{16} und A) sind separat von den übrigen Elektroden auf dem kürzesten Wege ausgeführt, so dass schon in wenigen Zentimetern Abstand von den Elektroden V_{16} und A das konzentrische Hochfrequenzkabel H angeschlossen werden kann. Als Betriebsspannung wurden 5 kV[2]) in 18 gleichen Stufen von ca. 280 Volt an die Röhre gelegt. Die Gesamtspannung ist bis auf Schwankungen $\leqq 1\,^0/_{00}$ stabilisiert. Die Stufenspannungen sind über Widerstände von ca. 100 kΩ zugeführt, wobei die letzten 7 Stufen unmittelbar mit Kapazitäten von je 100 pF überbrückt werden. Diese Widerstände ermöglichen, die Impulse nicht nur gegen Erde, sondern auch symmetrisch abzunehmen[3]) und dienen im übrigen als Schutzwiderstände. Der Nulleffekt beträgt im ungünstigsten Falle, d. h. bei tiefster Diskriminierung der Impulse nur etwa 0,5 Impulse/sec und nimmt mit höherer Diskriminierung rasch ab. Er war für die vorliegenden Messungen völlig bedeutungslos.

3. *Die Koinzidenz-Mischstufe.*

Die Koinzidenz-Mischung erfolgt in 2 Trioden (6J4) mit gemeinsamem Kathodenwiderstand (Fig. 3). Ohne die Theorie dieser Mischstufe in alle Details hier behandeln zu wollen, sei doch auf die für ihre Funktion wichtigsten Punkte hingewiesen. Wesentlich für die Erzielung eines hohen Auflösungsvermögens ist die Zeitkonstante T_e, mit der die miteinander verbundenen Kathoden ihr Potential ändern, wenn nur eine der beiden Röhren gesperrt wird (Fig. 4). T_e ergibt sich zu $C_s \frac{R_i \cdot R_k}{R_i + R_k}$ (Fig. 3), wo R_i den inneren Widerstand einer Röhre und R_k den Kathodenwiderstand (hier 1650 Ω) bedeutet. Da die Steilheit S der Röhre, unter unseren Betriebsbedingungen 4 mA/Volt beträgt, wird $R_i = \frac{1}{S} = 250\ \Omega$ und die Zeitkonstante $T_e =$ ca. $5 \cdot 10^{-9}$ sec. Werden durch 2 koinzidierende Impulse beide Röhren gesperrt, so beträgt die entsprechende Zeitkonstante $T_c = C_s \cdot R_k = 3 \cdot 10^{-8}$ sec. Es ist nunmehr das Verhältnis der Potentialänderungen (ΔU) der Kathode bei koinzi-

---

[1]) Die äussere Glasoberfläche in der Umgebung der Kathode muss ungefähr auf Kathoden-Potential gebracht werden.

[2]) Kathode auf Potential, Anode an Erde.

[3]) K. P. Meyer, P. Huber und E. Baldinger, loc. cit. und E. Baldinger, P .Huber und K. P. Meyer, loc. cit.

dierenden Impulsen (ΔU_c) und bei Einzelimpulsen (ΔU_e) zu betrachten. Die Endwerte dieser Potentialänderungen betragen $\Delta U_{c\infty} = I_0 \cdot R_k$ und

$$\Delta U_{e\infty} = \frac{I_0 \cdot R_k \cdot R_i}{2\,(R_i + R_k)}$$

Das Verhältnis $\frac{\Delta U_c}{\Delta U_e}$ strebt somit für Impulsdauern

$$\lambda > C_s \cdot R_k = 3 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$$

rasch dem Grenzwert

$$\frac{2\,(R_k + R_i)}{R_i} = 15$$

zu. Für Impulsdauern

$$\lambda < C_s \cdot \frac{R_i \cdot R_k}{R_i + R_k} = 5 \cdot 10^{-9} \text{ sec}$$

nähert sich das Verhältnis allgemein dem Grenzwert 2[1]). Um den

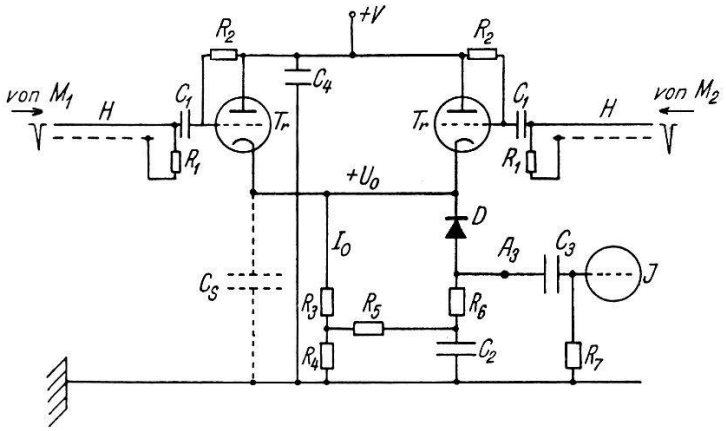


Fig. 3.

Koinzidenz-Mischstufe mit einem Auflösungsvermögen $\leqq 1 \cdot 10^{-9}$ sec.

H konzentrische Hochfrequenzkabel. M_1, M_2 Multiplier.
$+V = 17$ Volt. $I_0 = 3$ mA. Tr Trioden 6J4.
D Germanium Diode 1N34.
U_0 Kathoden-Potential im Ruhezustand (5 Volt).
$C_{1,2,3} = 100$ pF. $C_4 = 250$ pF. $C_s =$ ca. 20 pF.
$R_1 = 50\ \Omega$. $R_2 = 1 - 2 \cdot 10^5\ \Omega$. $R_3 = 150\ \Omega$. $R_4 = 1500\ \Omega$.
$R_5 = 50\ \text{k}\Omega$. $R_6 = 10\ \text{k}\Omega$. $R_7 = 200\ \text{k}\Omega$.
A_3 Ausgang der Mischstufe (siehe Fig. 1).
J Verstärker-Stufe (6AK5) mit einer Zeitkonstanten von 10^{-6} sec.

---

[1]) Hierfür muss gezeigt werden, dass $\left.\frac{d\,\Delta U_c}{dt}\right|_{t=0} = 2 \left.\frac{d\,\Delta U_e}{dt}\right|_{t=0}$ ist.

$$\Delta U_c = \Delta U_{c\infty}\left(1 - e^{-\frac{t}{T_c}}\right); \qquad \left.\frac{d\,\Delta U_c}{dt}\right|_{t=0} = \Delta U_{c\infty} \cdot \frac{1}{T_c} = \frac{I_0}{C_s}$$

$$\text{und } \left.\frac{d\,\Delta U_e}{dt}\right|_{t=0} = \Delta U_{e\infty} \cdot \frac{1}{T_e} = \frac{I_0}{2\,C_s}.$$

Grenzwert 15 zu erreichen, sind also relativ breite Impulse erforderlich, die zudem recht gross sein müssen (Summe von Sperrspannung ca. 1 Volt, und U_0 ca. 5 Volt), während für den Grenzwert 2 beliebig schmale Impulse genügen, deren Amplitude die Sperrspannung höchstens um $2 \cdot \Delta U_{e\infty}$ (0,6—0,8 Volt) überschreiten muss. Da ein möglichst hohes Auflösungsvermögen erreicht werden soll, muss man sich somit für das Verhältnis $\frac{\Delta U_c}{\Delta U_e}$ mit dem Wert 2 begnügen[1]). Dabei ist zu beachten, dass die Mischstufe in diesem Fall additiv

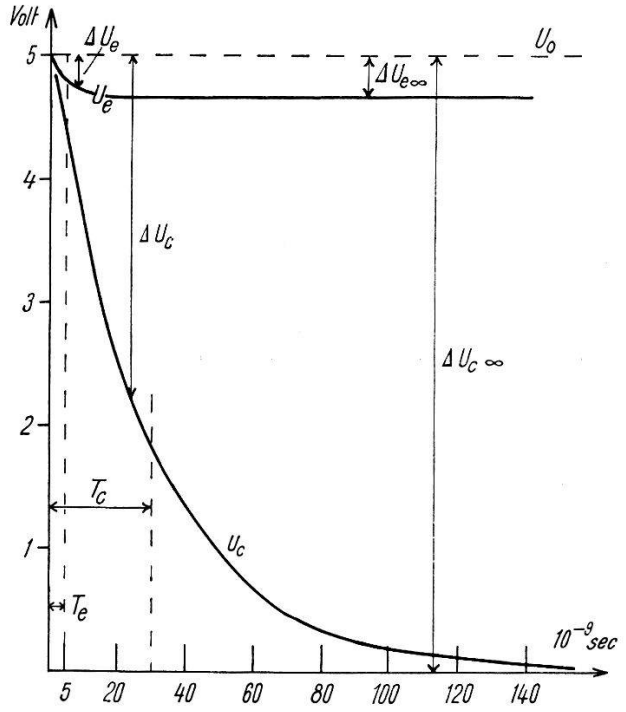


Fig. 4.

Zeitlicher Verlauf des Kathoden-Potentials U der Mischstufe K unter Einwirkung negativer Impulse an den Steuergittern.

U_e Verlauf für Einzelimpulse.
U_c Verlauf für koinzidierende Impulse.
U_0 Kathodenpotential im Ruhezustand.

Die Impulse sollen die Röhren völlig sperren, der Wiederanstieg von U nach Ende der Impulse ist nicht dargestellt.

arbeitet. Bevor man in der folgenden Stufe J über 10^{-6} sec integrieren darf, müssen daher Koinzidenz- und Einzelimpulse noch gegeneinander diskriminiert werden[2]). Als fester Diskriminator

[1]) Diesen Wert 2 liefert auch die merkliche kapazitive Übertragung der hohen Frequenzen über die Gitter-Kathoden Kapazität der Röhren.

[2]) Andernfalls wären 2 Einzelimpulse, die innerhalb von 10^{-6} sec aufeinanderfolgen von einer Koinzidenz nicht unterscheidbar, d. h. für die Anordnung als ganzes wäre τ nur noch 10^{-6} sec.

dient eine passend vorgespannte Germanium Diode D (Fig. 3). Die Vorspannung wird an einem Teilstück R_3 des Kathodenwiderstandes abgegriffen und über R_5 zugeführt. Die Zeitkonstante $R_5 \cdot C_2$ hält diese Vorspannung auch während der Dauer eines Impulses aufrecht. Im Ruhezustand liegt die Vorspannung (ca. 0,4 Volt) in der Sperrichtung an der Diode. Da $\Delta U_{e\infty}$ 0,3—0,4 Volt beträgt, bleibt die Diode auch für die grössten Einzelimpulse gesperrt. Nur Koinzidenz-Impulse senken das Kathoden-Potential so weit, dass die Diode zum Leiten kommt und in A_3 ein negativer Impuls erzeugt wird[1]). Die Gitter-Vorspannungen der Trioden wurden durch die Wahl der Widerstände R_2 eingestellt. Sie müssen so weit negativ sein, dass, wenn eine Triode gesperrt wird und demzufolge die Kathode um $\Delta U_{e\infty}$ negativer wird, in der anderen Röhre keine störenden Gitterströme auftreten können. Im übrigen wurde die Einstellung der Gitter-Vorspannung (— 0,1 bis — 0,4 Volt) dazu benützt, um die beiden Eingänge der Mischstufe symmetrisch zu machen.

4. *Anordnung zur Amplitudenmessung und Zählung der Impulse.*

Die Verstärkerstufe J (Fig. 1), bestehend aus einer Röhre 6AK5, arbeitet mit einer Zeitkonstante von ca. 10^{-6} sec in der Anode. Das gleiche Frequenzband resp. Auflösungsvermögen wird auch für den Rest der Anordnung, nämlich Spannungsteiler Sp, Nachverstärker V und Untersetzer U aufrechterhalten. Es können somit 10^4 statistisch verteilte Ereignisse pro sec mit nur 2% Überlagerungsverlusten gezählt werden. Der Spannungsteiler Sp (Fig. 5) gestattet, die Impuls-Amplituden in vorgegebenen Stufen zu reduzieren, wobei sein Innenwiderstand (100 Ω) konstant bleibt. Der Reduktionsfaktor kann von 1 bis 403 in Stufen von je 11% variiert werden. In Verbindung mit dem festen Ansprech-Pegel des Untersetzers stellt der Spannungsteiler einen Diskriminator dar, der zur Messung von Impuls-Amplituden und Amplituden-Verteilungen benötigt wird. Anschliessend werden die Impulse um einen festen Betrag (ca. $3 \cdot 10^3$fach) nachverstärkt, bevor sie dem Untersetzer zugeführt werden, dessen Ansprech-Pegel etwa 6 Volt beträgt. Da die Multiplier-Impulse eine breite Amplituden-Verteilung besitzen und man die kleinen Impulse in Gegenwart von über 100mal grösseren zählen muss, ist es notwendig, an den Verstärker V die Anforderung zu stellen, dass er erheblich übersteuert werden darf, ohne dass da-

[1]) Die Wirksamkeit dieser Diskriminierung wird im wesentlichen durch die Schaltkapazität der Diode (1—2 pF) begrenzt, welche Impulse von 10^{-8} bis 10^{-9} sec Dauer bereits merklich nach A_3 überträgt.

durch Störungen auftreten. Der Untersetzer besitzt[1]), wie bereits erwähnt, ein Auflösungsvermögen von 10^{-6} sec und untersetzt 2^{15}fach. Gewöhnlich wurde ohne mechanisches Zählwerk gearbeitet und einfach nach Ablauf von je 2^i Impulsen automatisch eine Stoppuhr betätigt, wobei für i je nach der gewünschten Messgenauigkeit Werte zwischen 7 und 14 eingestellt werden konnten.

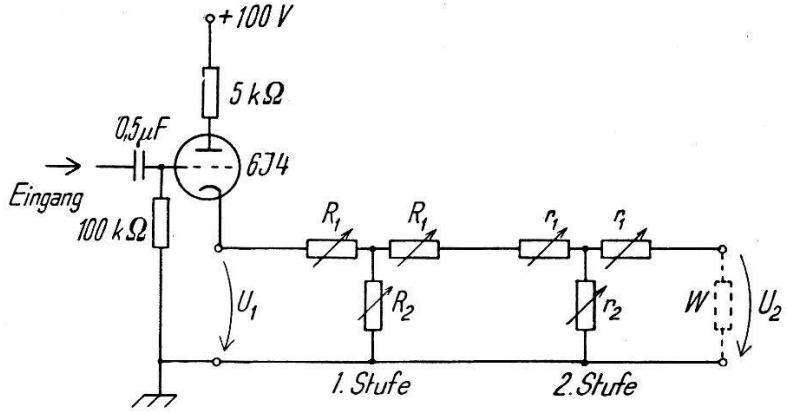


Fig. 5.

Zweistufiger Spannungsteiler mit konstantem Innenwiderstand (100 Ω), frequenzunabhängig von 70—10^6 Hz.

U_1, U_2 Eingangs- resp. Ausgangs-Spannung. W Abschluss-Widerstand (100 Ω). R_1, R_2, r_1, r_2 in Stufen variable Widerstände.

Der Wert von $\ln \frac{U_1}{U_2} = \alpha$ kann in der ersten Stufe von 0 bis 1 Neper (in Schritten von 0,1), in der zweiten Stufe von 0 – 5 Neper (in Schritten von 1,0) variiert werden.

III. Ergebnisse.

1. *Amplitudenverteilung, Zähler-Plateau und Vervielfachung.*

In Fig. 6, Kurve 1, ist die Amplitudenverteilung der Impulse eines einzelnen Multipliers dargestellt. Die gemessenen Amplituden sind proportional zur Elektrizitätsmenge, die ein Impuls liefert. Aufgetragen ist die Zahl der pro Sekunde registrierten Impulse N, deren Amplitude einen vorgegebenen Wert A überschreitet, als Funktion von A selbst. Um die Abszisse A mit Hilfe von Testimpulsen[2]) in Coulomb/Impuls eichen zu können, wurde bei dieser Messung der Multiplier mit einer grossen Zeitkonstanten (10^{-5} sec) abgeschlossen und die Empfindlichkeit der Stufe J entsprechend reduziert. Eingestrahlt auf die Au-Kathode wurde die γ-Strahlung von Ra (mit

[1]) E. Baldinger und R. Casale, Helv. Phys. Acta **21**, 117 (1948); E. Baldinger, Helv. Phys. Acta **19**, 202 (1946).

[2]) A. Stebler und P. Huber, Helv. Phys. Acta **21**, 67 (1948).

Folgeprodukten). Da trotz einer Kanalisierung der Strahlung mit Blei auch weitere Elektroden merkliche Mengen von Streustrahlung erhalten, ist es nicht erstaunlich, dass N für kleine Werte von A sehr stark ansteigt. Dieser Effekt, verursacht durch die nachfolgenden Elektroden, kann gesondert gemessen werden, indem man die Elektroden S und Ka (Fig. 2) auf gleiches Potential wie V_1 bringt (Fig. 6, Kurve 2). Die Differenz von Kurve 1 und 2 stellt nur noch diejenigen Impulse dar (Kurve 3), welche an einer definierten Elektrode, nämlich der Au-Kathode *Ka* ausgelöst werden[1]). Das we-

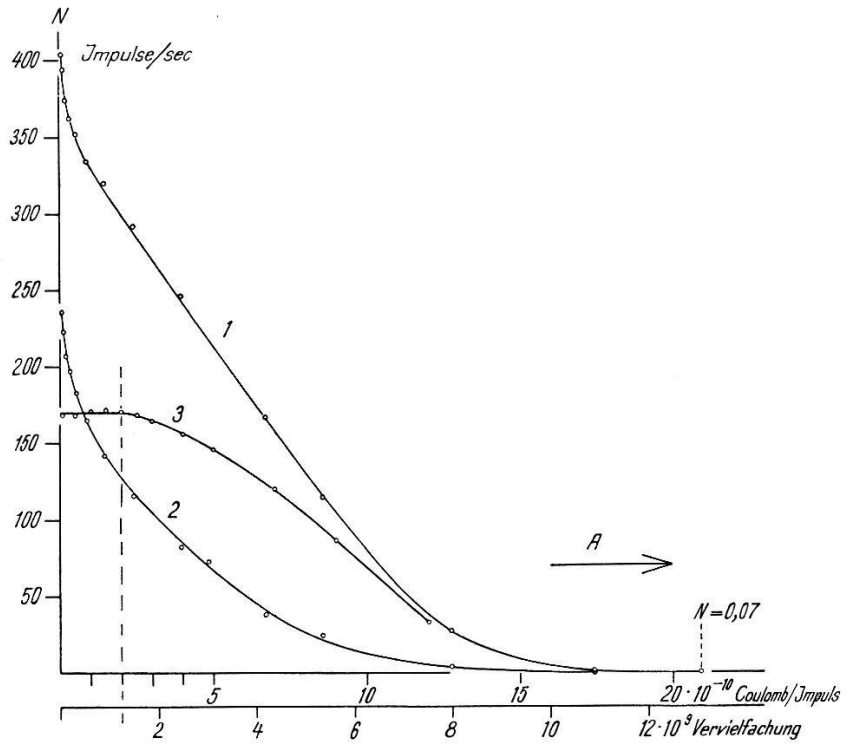


Fig. 6.

Amplitudenverteilung der Impulse eines einzelnen Multipliers.
N gibt die Zahl der Impulse/sec an, welche die Amplitude *A* überschreiten.

sentliche Resultat ist, dass Kurve 3 für kleine Werte von *A* ($\leqq 2 \cdot 10^{-10}$ Coulomb) ein Plateau aufweist. Dies bedeutet, dass Impulse kleiner als $2 \cdot 10^{-10}$ Coulomb nicht mit messbarer Häufigkeit auftreten. Wie die ersten Messpunkte der Kurven 1 und 2 zeigen, werden noch Impulse von $1 \cdot 10^{-11}$ Coulomb registriert; man zählt also mit Sicherheit alle an der Au-Kathode ausgelösten Impulse.

Bei den Messungen, die in Fig. 7 dargestellt sind, war der Multiplier nun nicht mehr mit einer Zeitkonstanten von 10^{-5} sec abge-

[1]) Auch Impulse, die von schnellen Elektronen herrühren, welche unbeeinflusst von der Fokussierung zufällig von *Ka* nach V_1 laufen, werden bei der Differenzmessung nicht mitgezählt.

schlossen, sondern so, wie in Abschnitt II beschrieben wurde, geschaltet (50 Ω Abschluss-Widerstand). Auch in diesem Fall zeigt Kurve 3 ein Plateau, d. h. es gelingt auch unter diesen Umständen, wirklich alle Impulse zu registrieren. Als Einheit der Abszisse dient jetzt ein willkürliches Amplitudenmass S. $S = 1$ bedeutet tiefstmögliche Diskriminierung, d. h. $\frac{U_1}{U_2} = 1$ (Fig. 5).

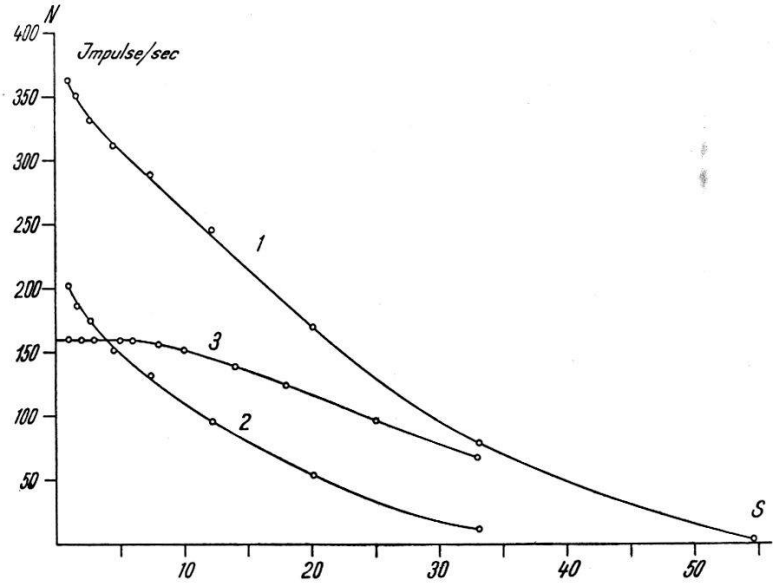


Fig. 7.
Amplitudenverteilung der Impulse eines einzelnen Multipliers.
N gibt die Zahl der Impulse/sec an, welche die Amplitude S überschreiten. Abschlusswiderstand des Multipliers ist 50 Ω.

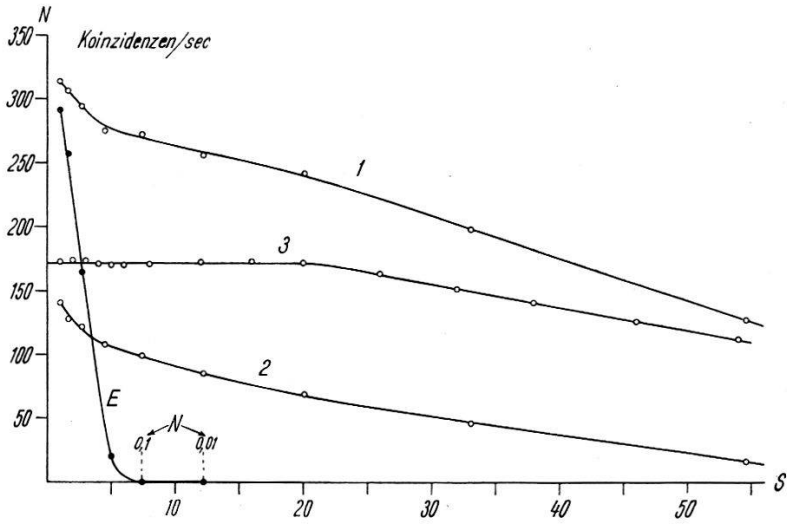


Fig. 8.
„Künstliche" Koinzidenzen.
Die Impulse eines Multipliers werden beiden Eingängen der Mischstufe zugeführt. N gibt die Zahl der Koinzidenzen/sec an, deren Amplitude den Wert S überschreitet.

In Fig. 8 sind nun Koinzidenzen an Stelle von Einzelimpulsen aufgetragen. Damit soll gezeigt werden, dass man auch in diesem Fall das oben erwähnte Plateau erhält, d. h. dass alle Multiplierimpulse gross genug sind, um gegebenenfalls Koinzidenzen auszulösen. Die Bezeichnung der Kurven mit 1, 2, 3 entspricht derjenigen in Fig. 6 und 7. Das Plateau der Kurve 3 erstreckt sich bis zum 20fachen Betrag[1]) der Abszisse des ersten Messpunktes. Die Koinzidenzen werden erzeugt, indem man die Impulse eines Multipliers teilt und dann beiden Eingängen der Mischstufe K zuführt. Die reflexionsfreie Teilung der Impulse erfolgt in der Anordnung nach Fig. 9[2]). Auf diese Weise wird jeder Impuls als Koinzidenz gezählt.

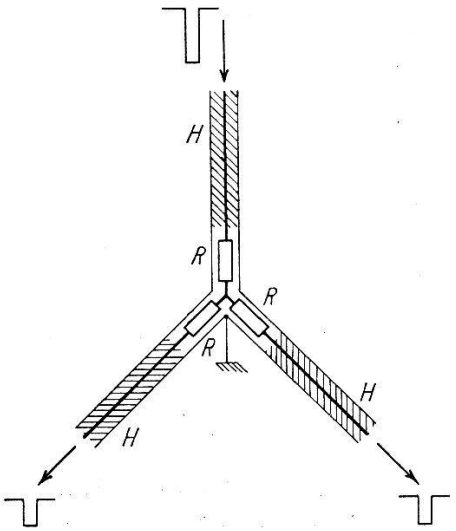


Fig. 9.

Symmetrische und reflexionsfreie Teilung von Impulsen.

Z_w Wellenwiderstand des Kabels; $R = \frac{1}{3} \cdot Z_w$.

H konzentrische Hochfrequenzkabel.

In der Tat zeigen die Absolutwerte der Plateauhöhen in den Fig. 6, 7, 8, die unter möglichst gleichen Bestrahlungsverhältnissen gemessen wurden, recht gute Übereinstimmung (170, 160 resp. 172 Impulse/sec; diese Schwankungen entsprechen einem mittleren Fehler von 4% in der Bestimmung einer Plateauhöhe). Wenn wirklich alle Impulse gezählt werden, resp. koinzidenzfähig sind, darf dieser Wert ja auch nicht vom Messverfahren und von den Betriebsbedingungen des Multipliers abhängen. Er ist lediglich durch Quellenstärke, Geometrie und Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählers festgelegt.

[1]) In anderen Messungen wird sogar der 50fache Betrag überschritten.

[2]) Diese Methode, direkt die ursprünglichen Multiplier-Impulse zu halbieren, wurde auch benützt, um die Messanordnung als Ganzes auf ihre Linearität zu prüfen.

Das Plateau in Fig. 8 ist nicht in seiner ganzen Ausdehnung für Koinzidenzmessungen verwendbar. Kurve E zeigt die Amplitudenverteilung am Ausgang, wenn man nur auf einen Eingang der Mischstufe Impulse gibt. Gegen diese Übertragung von Einzelimpulsen durch die Mischstufe (siehe pag. 128, Anm. 1), muss man sich durch passende Einstellung des Spannungsteilers Sp schützen. Bei $S = 15$ z. B. befindet man sich noch gut im Plateau von Kurve 3, während Kurve E schon bei $S = 12$ auf den $2 \cdot 10^4$ten Teil der Plateauhöhe abgesunken ist.

Die Vervielfachung der Multiplier ergibt sich aus der zweiten Abszissen-Skala von Fig. 6. Diese ist unter der hier zutreffenden Voraussetzung berechnet, dass alle Impulse mit nur *einem* Elektron den Vervielfachungsprozess beginnen[1]). Die kleinste Vervielfachung, die im Rahmen der Statistik mit messbarer Häufigkeit auftritt, beträgt somit $1{,}25 \cdot 10^9$. Für eine Röhre mit 16 Vervielfachungsstufen entspricht das einem minimalen Vervielfachungsfaktor von 3,7 pro Stufe (mittlere Stufenspannung 278 Volt).

2. *Ansprechwahrscheinlichkeit.*

Es sei $\varepsilon = \varepsilon_M \cdot \varepsilon_K$ die Ansprechwahrscheinlichkeit der ganzen Messanordnung für Einzelereignisse. Dabei bedeutet ε_M die Ansprechwahrscheinlichkeit eines Zählers im engeren Sinne, also die Wahrscheinlichkeit dafür, dass pro auffallendes Teilchen resp. Quant überhaupt ein Impuls an der Multiplier-Anode entsteht. Hierbei sollen stets nur Impulse betrachtet werden, die an der bestrahlten Elektrode ihren Ausgang nehmen, nicht aber solche, die allfällige Streustrahlung an anderen Elektroden auslöst. Zählt man Einzelereignisse, so gibt die Grösse ε_K an, welcher Bruchteil der Impulse gross genug ist, um registriert zu werden. Für „künstliche" Koinzidenzen im Sinne von Fig. 8 dagegen bedeutet ε_K welcher Bruchteil der Impulse gross genug ist, um zusammen mit einem zweiten Impuls gleicher Grösse eine Koinzidenz auszulösen. Das Verhältnis der Ordinaten von Arbeitspunkt und Plateau (Kurven 3 in Fig. 7 und 8) stellt in beiden Fällen unmittelbar den Wert von ε_K dar. Für wahre Koinzidenzen der Impulse zweier verschiedener Multiplier wäre das genannte Verhältnis sinngemäss als ε_K^2 zu definieren. Im Plateau ist $\varepsilon_K = 1$. Bevor man Messungen ausserhalb des Plateaus (z. B. Abschnitt III. 3b) untereinander in Relation setzen

[1]) Bei einer direkten Auslösung durch γ-Quanten treten 2 oder gar 3 primäre Elektronen nur ganz selten auf (K. P. Meyer, P. Huber und E. Baldinger, loc. cit.).

darf (z. B. Bestimmung des Quotienten aus der Zahl von Einzel- und Koinzidenz-Ereignissen), müssen sie zuerst mit Hilfe von ε_K resp. ε_K^2 auf Plateauhöhe umgerechnet werden. Auf einen hohen Wert für ε_M konnte bei den vorliegenden Versuchen verzichtet werden, wie bereits in der Einleitung ausgeführt wurde. Bei der hier verwendeten direkten unkanalisierten Bestrahlung einer Au-Kathode (1 mm dick) mit γ-Quanten ergaben sich Werte für ε_M ($\pm$ 15%) nach Tabelle 1. Die Werte für ε_M der Messungen Nr. 1, 2

Tabelle 1.

Nr.	Quelle	Bestrahlte Seite der Kathode	Energie (MeV)	ε_M in ‰	ε_z in ‰	q
1	Co^{60}	aussen	1,16 (50%) } Mittel 1,32 (50%) } 1,24	0,47	10,6	22,8*
2	Co^{60}	innen	1,16 (50%) } Mittel 1,32 (50%) } 1,24	0,92	10,6	11,5*
3	Zn^{65}	innen	1,11	0,77	9,6	12,5*
4	Zn^{63}	innen	0,51	0,62*	6,5	10,5

Ansprechwahrscheinlichkeit (ε_M) eines Multipliers bei Bestrahlung der Au-Kathode mit γ-Quanten. ε_z gibt die Ansprechwahrscheinlichkeit des zum Vergleich verwendeten Bi-Zählrohres an. $q = \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_M}$. Die gemessene Grösse ist jeweils mit * bezeichnet.

und 3 wurden durch Vergleich mit einem Bi-Zählrohr bekannter Ansprechwahrscheinlichkeit[1]) ε_z bestimmt. Die unmittelbar gemessene Grösse ist in diesem Falle $q = \frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_M}$ (Tab. 1). Den Wert Nr. 4 bestimmten wir mit Hilfe der Annihilationsstrahlung der Positronen von Zn^{63} [2]). Bringt man eine punktförmige Quelle (mit Bleihülle zur Absorption der Positronen) symmetrisch zwischen die Kathoden zweier Multiplier, so wird ε_M wegen der 180° Richtungskorrelation der beiden koinzidierenden Quanten unmittelbar gleich dem Ver-

[1]) H. Bradt, P. C. Gugelot, O. Huber, H. Medicus, P. Preiswerk und P. Scherrer, Helv. Phys. Acta **19**, 77 (1946); O. Huber, R. Steffen, F. Humbel, Helv. Phys. Acta **21**, 192 (1948). Die Wandstärke des Bi-Zählrohres beträgt 0,5 mm und reicht zur Sättigung der Empfindlichkeit für die verwendeten γ-Energien. Alle Zahlenwerte sind auf Absorption 0 in der Zählrohrwandung korrigiert.

[2]) O. Huber, H. Medicus, P. Preiswerk, R. Steffen, Helv. Phys. Acta **20**, 495 (1947). Für die Zn^{63}-Quelle und die Überlassung des Bi-Zählrohres danken wir Herrn Prof. Dr. P. Scherrer und Herrn Dr. O. Huber (ETH. Zürich).

hältnis $\frac{K_w}{E}$, wo K_w die Zahl der wahren Koinzidenzen und E die Zahl der Einzelimpulse bedeutet. K_w wurde aus Fig. 13 bestimmt. Infolge der 180° Richtungskorrelation und der erwähnten Symmetrie-Verhältnisse können nur an den Kathoden wahre Koinzidenzen ausgelöst werden. Ein Differenz-Verfahren zur Elimination des Beitrages der anderen Elektroden ist also in diesem Falle überflüssig. Lediglich die Zahl der zufälligen Koinzidenzen K_z wird wegen der Impuls-Auslösung an den anderen Elektroden grösser, als das nach der Beziehung $K_z = 2 \cdot \tau \cdot E_1 \cdot E_2$ zu erwarten wäre. Der gemessene Wert von $\frac{E}{K_w}$ wurde korrigiert um die Faktoren: 0,89 (für nicht koinzidenzfähige Strahlung und deren ε_M), 0,75 (für Asymmetrie), 0,82 (für Absorption der 0,51 MeV -Strahlung in der Bleihülle von 1,2 mm Wandstärke).

Im Hinblick auf die Frage von Koinzidenzverlusten (siehe Abschnitt III, 3, c) ist es wesentlich, festzustellen, dass sich innerhalb der Fehlergrenzen für q (Tab. 1) aus Messung Nr. 4 derselbe Wert ergibt wie bei den Messungen 2 und 3, d. h. es sind keine Koinzidenzverluste feststellbar. Dabei wird vorausgesetzt, dass q im betrachteten Energiebereich für Bi- und Au-Kathoden unabhängig von der γ-Energie ist. Für die Ansprechwahrscheinlichkeit ε_M könnte man im besten Falle Werte wie beim Zählrohr[1]) erwarten, da ja dort die Elektronenauslösung durch γ-Quanten in der Wandung genau derselbe Vorgang ist. Tab. 1 zeigt im günstigsten Falle ca. 10mal kleinere Werte für ε_M[2]). Dies ist nicht weiter erstaunlich, denn alle Elektronen, deren Energie von der Grössenordnung 300 eV oder grösser ist, werden nicht mehr von Ka nach V_1 fokussiert. Eine Verdoppelung der Stufenspannung zwischen Ka und V_1 erhöht ε_M nur unwesentlich (um 2,6%).

3. *Auflösungsvermögen.*

a) Messung des Auflösungsvermögens der Koinzidenzschaltung mit Testimpulsen.

Durch Entladung konzentrischer Kabel werden in üblicher Weise kurze Rechteckimpulse bekannter Breite erzeugt (Fig. 10). Diese werden gleichzeitig, wieder mit Hilfe der Anordnung nach Fig. 9, beiden Eingängen der Mischstufe als koinzidierende Impulse zugeführt. Durch Einschaltung zusätzlicher Kabelstücke in eine der

---

[1]) H. Bradt u. a. loc. cit. O. Huber, R. Steffen, F. Humbel, loc. cit.

[2]) J. S. Allen, Rev. Sci. Inst. **18**, 739 (1947) findet sogar nur $\varepsilon = \varepsilon_M \cdot \varepsilon_K = 10^{-4}$. Setzt man hier unseren Wert für ε_M ($0{,}5$—$1 \cdot 10^{-3}$) ein, so ergibt sich für Allen's Multiplier $\varepsilon_K = 0{,}1$—$0{,}2$.

beiden Zuleitungen kann man die beiden Teilimpulse messbar gegeneinander verzögern ($5 \cdot 10^{-9}$ sec/m) und so die ursprünglichen Koinzidenzen auflösen. Kontrollversuche mit gleicher zusätzlicher Laufzeit in beiden Leitungen wurden stets ausgeführt. In Fig. 11 und Tabelle 2 sind die Ausgangs-Amplituden, welche von koinzidierenden Impulsen verursacht werden, in Funktion der Verzögerung aufgetragen. Vollständig aufgelöst ist eine Koinzidenz, wenn die von ihr erzeugte Ausgangs-Amplitude nur noch den doppelten Wert dessen beträgt, was ein Einzelereignis bewirken würde. (Eine aufgelöste Koinzidenz besteht aus 2 Einzelereignissen, die sich inner-

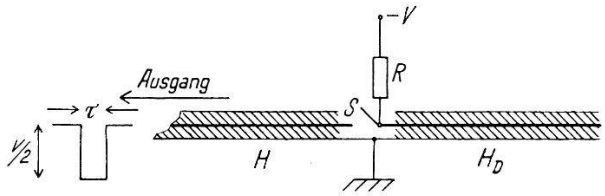


Fig. 10.

Erzeugung von kurzen Rechteckimpulsen durch Entladung eines konzentrischen Kabels.

H, H_D konzentrische Hochfrequenz-Kabel (Type RG-8/U).
$-V$ Spannung zur Aufladung von H_D; $R = 2\ \mathrm{M}\Omega$.
S Quecksilber-Wippe, gemessene Schaltzeit $\leqq 2 \cdot 10^{-9}$ sec für $V \leqq 10$ Volt.
H_D auswechselbares Kabel der Länge D (cm).
Impulsdauer (sec) $\tau = 2 \cdot D \cdot Z_w \cdot C$, wo C die Kapazität (F/cm) und Z_w den Wellenwiderstand (Ω) des Kabels bedeutet. $C = 0{,}97 \cdot 10^{-12}$ F/cm. $Z_w = 52\ \Omega$.
$\tau = D \cdot 10^{-10}$ sec.

halb der Zeit von 10^{-6} sec folgen, über welche die Registrieranordnung integriert). Die in Fig. 11 und Tabelle 2 dargestellten Beispiele zeigen, dass die Koinzidenzen bei einer Verzögerung um die jeweilige Impulsbreite vollständig aufgelöst werden. Das Auflösungsvermögen der Mischstufe ist somit besser als $2 \cdot 10^{-9}$ sec. Zur Erzeugung von Testimpulsen einer Breite von $1 \cdot 10^{-9}$ sec genügte die verwendete Anordnung nicht mehr. Die Streuung der Messpunkte ist durch die Stufen des Spannungsteilers von 11% bedingt. Zusätzlich gibt es noch Streuungen (z. B. Kurve 5), die in schwachen Reflexionen der Impulse an den Kupplungen der konzentrischen Kabel ihren Ursprung haben, da zweimal reflektierte Impulse bei passender Länge der Kabel mit verzögerten Impulsen zur Koinzidenz kommen können. Solange man es mit lauter gleichen Impulsen zu tun hat, stört es in keiner Weise, dass die von den Koinzidenzen erzeugten Ausgangs-Amplituden so stark mit Amplitude und Dauer der koinzidierenden Eingangs-Impulse abnehmen. Bei passender Einstellung des Mess-Diskriminators genügt es, wenn die Verzögerung eine Abnahme der Ausgangsamplituden von 22% (2 Stufen des Messdiskriminators) bewirkt, damit sicher keine Koinzidenzen

mehr gezählt werden. Nach Fig. 11 reicht es daher, koinzidierende Impulse von $4 \cdot 10^{-9}$ sec Dauer um $1 \cdot 10^{-9}$ sec gegeneinander zu verzögern, um alle Koinzidenzen zum Verschwinden zu bringen. Die Koinzidenzschaltung gestattet somit, Verzögerungen bis und mit $1 \cdot 10^{-9}$ sec zu messen, unter der Voraussetzung, dass die koinzidierenden Impulse schmal genug sind (Dauer $\leqq 4 \cdot 10^{-9}$ sec).

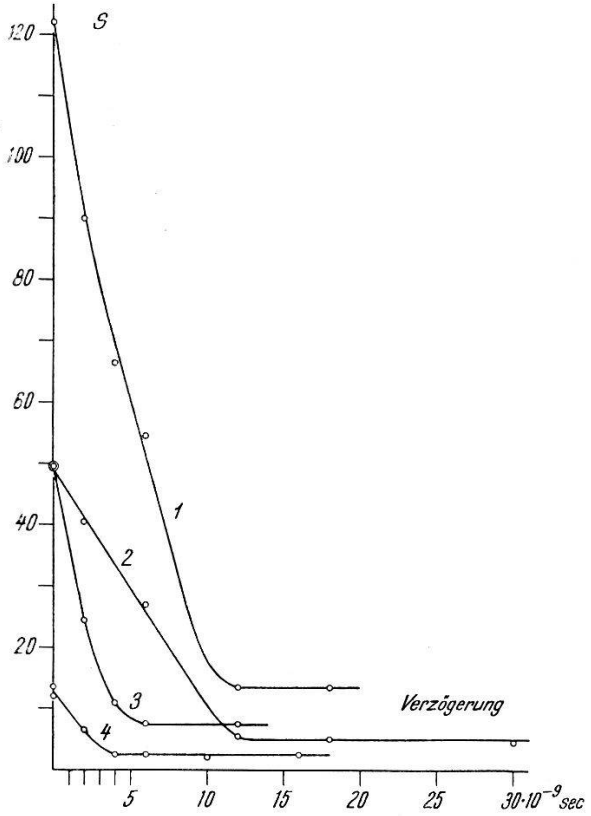


Fig. 11a.

Bestimmung des Auflösungsvermögens der Mischstufe für Koinzidenzen mit Hilfe von Testimpulsen.

S stellt die Amplitude des Koinzidenz-Impulses am Ausgang in Funktion der Verzögerung dar. Angaben zu den Kurven Nr. 1—6 siehe Tab. 2.

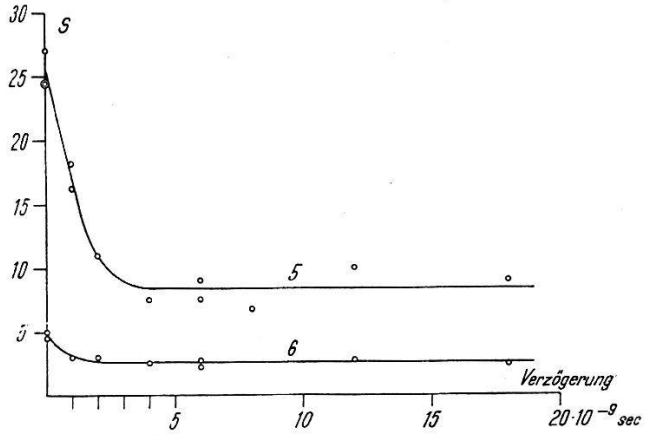


Fig. 11b.

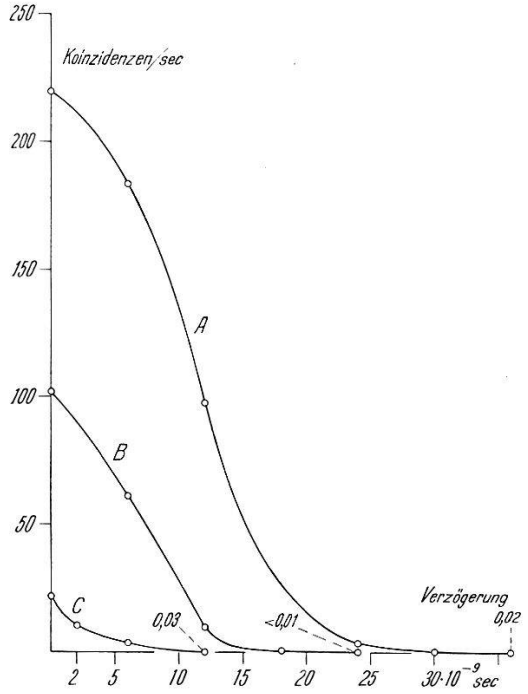
Tabelle 2.

Angaben zu den Kurven in Fig. 11a und 11b.

Kurve Nr.	Koinzidierende Test-Impulse		Amplitude der Impulse am Ausgang (S)		
	Amplitude (Volt)	Breite (10^{-9} sec)	ohne Verzögerung	bei Verzögerung um die Breite der Testimpulse	2 Einzelimpulse innerhalb 1 μ sec
1	2,5	12	122	13,5	11
2	1,25	12	50	5,5	5
3	2,5	4	50	11	10
4	1,25	4	13	2,5	2,5
5	2,5	2	26	11	7,5
6	1,25	2	5	2,5	2

b) Breite der Multiplierimpulse.

Ganz anders liegen die Verhältnisse, sobald Impulse stark verschiedener Grösse vorliegen, wie sie ein Multiplier liefert. Um die Breite dieser Impulse zu messen, werden die Impulse eines Multipliers geteilt (wie bereits im Abschnitt III.1 beschrieben) und den beiden Eingängen der Mischstufe zugeführt. Jeder Impuls erscheint als Koinzidenz (Fig. 8). In Fig. 12 ist nun die Zahl der Koinzidenzen in Funktion der Verzögerung aufgetragen. Die 3 Kurven entsprechen verschiedenen Einstellungen des Mess-Diskriminators. Der



Kurve	S	ε_K	Halbwertsbreite in 10^{-9} sec
A	20,1	1	11
B	54,6	0,65	7
C	81	0,12	2

Fig. 12.
Bestimmung der Breite von Multiplier-Impulsen mit Hilfe von „künstlichen" Koinzidenzen.

Die Impulse eines Multipliers werden beiden Eingängen der Mischstufe zugeführt. Die Zahl beim letzten Messpunkt jeder Kurve gibt dessen Ordinaten-Wert an.

Parameter S ist der entsprechende Wert der Abszisse in Fig. 8. Kurve A mit $S = 20{,}1$ ist unmittelbar am Ende des Plateaus ($\varepsilon_K = 1$) aufgenommen. Erst bei einer Verzögerung von $1{,}1 \cdot 10^{-8}$ sec sinkt die Zahl der Koinzidenzen auf 50% (nach $3{,}5 \cdot 10^{-8}$ sec sind 99,99% der Koinzidenzen aufgelöst). Kurven B ($\varepsilon_K = 0{,}65$) und C ($\varepsilon_K = 0{,}12$) liegen bereits ausserhalb des Plateaus. Entsprechend sinkt die zur Halbierung der Koinzidenz-Zahl nötige Verzögerung („Halbwertsbreite"). Sie beträgt für Kurve C nur noch $2 \cdot 10^{-9}$ sec. Auf Grund der oben beschriebenen gesonderten Untersuchung des Auflösungsvermögens der Mischstufe mit Testimpulsen können diese Messungen als Bestimmung der Multiplier-Impulsbreiten betrachtet werden.

In Kurve A gelangen die kleinsten, von der Au-Kathode kommenden Impulse gerade noch zur Messung, während die grössten zu Koinzidenzimpulsen Anlass geben, welche den diskriminierenden

Pegel um ein mehrfaches überschreiten[1]). In Kurve C liegt der genannte Pegel 4mal höher. Nur die grossen Impulse geben zu Ausgangs-Amplituden Anlass, welche diesen Pegel noch überschreiten. Je stärker die Ausgangs-Amplituden den diskriminierenden Pegel überschreiten, um so grösser muss die Verzögerung sein, um die Koinzidenzen zum Verschwinden zu bringen. Exakt lässt sich wegen der Nicht-Linearität der Koinzidenzstufe nur die Basisbreite der Impulse messen, und zwar durch die Verzögerungszeit, welche zur völligen Auflösung der Koinzidenzen notwendig ist. Dieser Wert wird für die grössten Impulse angenähert durch die maximale Verzögerungszeit in Kurve A bestimmt. Die grössten Impulse (relative Häufigkeit nur 10^{-4}) sind also an der Basis $3{,}5 \cdot 10^{-8}$ sec breit. Die Breite der kleineren Impulse wird dagegen in Kurve A zu niedrig bestimmt, da die Koinzidenzen verschwinden, bevor sie völlig aufgelöst sind. Als praktisch wirksame „effektive Breite" der Multiplier-Impulse für eine Koinzidenz-Anordnung ist am sinnvollsten, die Halbwertsbreite der Kurven in Fig. 12 zu bezeichnen, also $1{,}1 \cdot 10^{-8}$ sec für $\varepsilon_K = 1$ und $2 \cdot 10^{-9}$ sec für $\varepsilon_K = 0{,}12$.

Aus den Laufzeiten der Elektronen im Multiplier würde sich folgende Dauer B des Stromimpulses an der Multiplier-Anode ergeben: Mit 280 Volt Stufenspannung erhält man etwa $4{,}5 \cdot 10^{-9}$ sec Laufzeit pro Vervielfachungs-Stufe und für die ganze Röhre mit 17 Stufen $T = 7{,}5 \cdot 10^{-8}$ sec. B setzt sich aus der Laufzeit durch die letzte Stufe ($t =$ ca. $3{,}5 \cdot 10^{-9}$ sec) und der Streuung der Laufzeit individueller Elektronen durch den ganzen Multiplier (Grössenordnung 10%) zusammen. Somit wird $B = t + 0{,}1 \cdot \mathrm{T} \simeq 10^{-8}$ sec.

c) Messung von wahren Koinzidenzen mit Hilfe von Multipliern.

Bisher wurden nur geteilte Impulse ein und desselben Multipliers zur Koinzidenz gebracht. Es bleibt also noch zu untersuchen, wie sich wahre Koinzidenzen verhalten, nachdem die Impulse zwei verschiedene Multiplier durchlaufen haben. Streuungen der mittleren Laufzeit eines ganzen Elektronenpaketes würden sich dabei als Koinzidenz-Verluste auswirken, ferner würde die Verzögerungszeit zunehmen, welche notwendig ist, um die Koinzidenzen aufzulösen. Obwohl eigentlich nicht zu erwarten ist, dass merkliche Streuungen dieser Art auftreten[2]) wurde eine solche Messung (Fig. 13) mit Hilfe

---

[1]) Die Multiplier-Impulse dürfen natürlich nicht als Rechteckimpulse betrachtet werden. Grosse Impulse sind an der Basis auch entsprechend breiter als kleine.

[2]) Direkt geht z. B. die Streuung der Laufzeit δ von Ka nach V_1 ein, weil hier nur 1 Elektron läuft. Setzt man die Streuung mit 30% an, so wird $0{,}3 \cdot \delta = 1{,}5 \cdot 10^{-9}$ sec.

der Annihilationsstrahlung der Positronen von Zn^{63} ausgeführt. Wiederum ist die Koinzidenzzahl als Funktion der Impulsverzögerung aufgetragen. Die Messung von Fig. 13 wurde am Plateau-Ende ($\varepsilon_K = 1$) aufgenommen. Die Halbwertsbreite von $1 \cdot 10^{-8}$ sec entspricht daher dem Wert, welcher mit Messungen an geteilten Impulsen eines Multipliers bestimmt wurde. Auch die Ansprechwahrscheinlichkeit ε_M, bestimmt aus dem Verhältnis von Koinzidenz- zu Einzelimpulsen (siehe Abschnitt III.2. und Tabelle 1), führt zum gleichen Wert für q, wie der direkte Vergleich mit einem Zählrohr

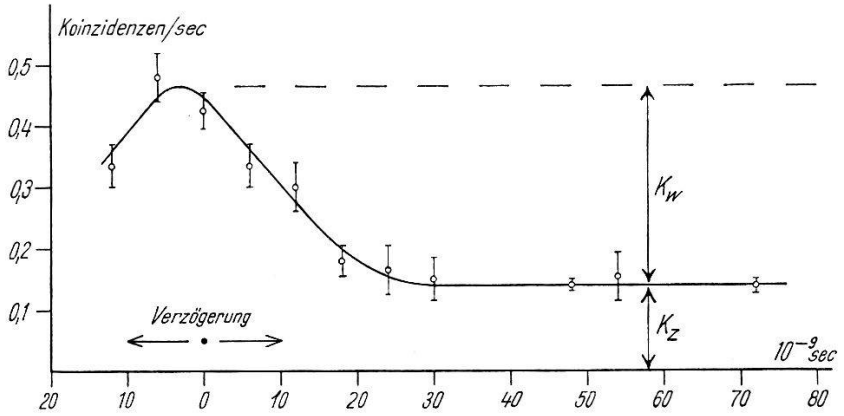


Fig. 13.

Annihilationsstrahlung der Positronen von Zn^{63}; K_w bedeutet wahre, K_z zufällige Koinzidenzen.

und lässt nicht auf Koinzidenzverluste schliessen, die durch Laufzeit-Streuungen verursacht wären. Gemessen wurde über 9 Halbwertszeiten des Zn^{63}. Die Werte der Fig. 13 sind auf das Ende der 3. Halbwertszeit bezogen. Zu Anfang betrug die Aktivität 4 mC, und die Zähler waren mit ca. $2 \cdot 10^4$ Impulsen/sec belastet. Später musste die langlebige Aktivität des Zn^{65} (10 Impulse/sec) berücksichtigt werden. Der Raumwinkel unter dem die Multiplier-Kathoden von der Quelle aus erschienen, war $\alpha_1 = \alpha_2 = 4{,}5\,\%$. Die Zahl der zufälligen Koinzidenzen hängt natürlich auch von der Einstellung S des Mess-Diskriminators ab und zeigte, wie es sein muss, kein Plateau.

d) Begrenzung des Auflösungsvermögens τ der ganzen Anordnung.

Die Begrenzung von τ liegt nach dem bisher Gesagten allein in der Breite der Multiplier-Impulse. Um 50% der Koinzidenzen aufzulösen, braucht man eine Verzögerung von 11 resp. $2 \cdot 10^{-9}$ sec je nachdem $\varepsilon_K = 1$ oder $\varepsilon_K = 0{,}12$ gewählt wird. Je weniger breit die

Amplitudenverteilung der im Einzellfall verwendeten Multiplier ist, um so grösser wird ε_K für vorgegebene Werte von τ. Bei Anwendungen der beschriebenen Koinzidenzanordnung wird umgekehrt ein Minimalwert für ε_K die vorgegebene Grösse sein, und damit ist indirekt τ festgelegt.

Ob die Impulsbreite am Steuergitter der Mischstufe in erster Linie durch die Dauer B des Stromimpulses im Multiplier bedingt ist, oder ob die Übertragungsleitung die wesentliche Rolle spielt, lässt sich nicht ohne weiteres sagen. B wurde zu $t + 0{,}1\,\mathrm{T} \simeq 10^{-8}$ sec abgeschätzt (Abschnitt III. 3. b). Erhöhung der Spannung zwischen V_{16} und A auf das Doppelte würde t von $3{,}5 \cdot 10^{-9}$ sec nur unwesentlich auf etwa $2{,}5 \cdot 10^{-9}$ sec senken. Das Experiment zeigt, wie erwartet, keinen Einfluss dieser Verdoppelung. Wenn daher die Dauer B des Stromimpulses überhaupt etwas beitragen soll, so muss die Schätzung von 10% Laufzeit-Streuung ungefähr zutreffen. Hier könnte nur eine erhebliche Reduktion der Abmessungen des Elektroden-Systems oder eine Herabsetzung dieser Streuung helfen. Nun sei noch der Einfluss der Übertragungsleitung betrachtet. Die Schaltkapazität des Multiplier-Ausganges von 4 pF und der Abschlusswiderstand von 50 Ω (Wellenwiderstand des Kabels) geben eine Zeitkonstante von nur $0{,}2 \cdot 10^{-9}$ sec. Die Resonanzfrequenz der „Ausgangsschlaufe" f, V_{16}, A (Fig. 2) wirkt aber schon vorher begrenzend[1]). Versuche, um τ zu verbessern, würden wohl am besten in diesem Punkte ansetzen. Die Verbindung f zwischen Elektrodenpaar (V_{16}, A) und Hochfrequenzkabel müsste als Fortsetzung des letzteren mit gleichbleibendem Wellenwiderstand ausgebildet werden.

IV. Schlussbemerkung

Eines der wichtigsten Verfahren, um für Anwendungen der beschriebenen Koinzidenzanordnung eine ausreichende Ansprechwahrscheinlichkeit der Zähler zu erzielen, ist sicher die Scintillationsmethode. Andererseits ist aber die optische Abklingzeit von Phenanthren, des raschesten der bisher verwendeten Kristalle, immer noch $0{,}9 \cdot 10^{-8}$ sec (Halbwertszeit)[2]). Die Kristalle wurden bisher hauptsächlich hinsichtlich der Erzeugung möglichst grosser Scintillationen ausgewählt. Die hohe Vervielfachung der von uns benützten Multiplier gestattet es aber, viel kleinere Scintillationen

---

[1]) Die Selbstinduktion von f wurde zu $3 \cdot 10^{-7}$ Henry abgeschätzt, was einer Schwingungsdauer von $7 \cdot 10^{-9}$ sec entspricht.

[2]) G. B. Collins, Phys. Rev. **74**, 1543 (1948).

zuzulassen[1]), was sicher die Auswahl der Substanzen sehr vergrössern wird. Dies wird man benützen, um nach sehr „raschen" Substanzen zu suchen oder nach solchen, die es gestatten, bequem durchsichtige Stücke beliebiger Abmessungen herzustellen.

Herrn cand. phys. Beat Hahn danken wir bestens für seine Mitarbeit bei den Versuchen.

Die schweizerische Arbeitsgemeinschaft für Mathematik und Physik hat einem von uns[2]) durch Gewährung eines Stipendiums, das wir hier bestens verdanken möchten, die Durchführung der Arbeit ermöglicht.

Basel, Physikalische Anstalt der Universität.

---

[1]) Es genügt an sich 1 Photoelektron/Scintillation. Man kann den Nulleffekt der Photokathoden dann nicht mehr durch passende Einstellung eines Diskriminators eliminieren, sondern muss ihn im Koinzidenzverfahren unterdrücken (z. B. G. A. Morton and J. A. Mitchell, Nucleonics **4**, No. 2, 25 (1949); K. P. Meyer, E. Baldinger, B. Hahn, P. Huber, Helv. Phys. Acta **22**, 420 (1949).

[2]) K. P. Meyer.