

# Absorptionsmessungen an Sekundärelektronen zur Energiebestimmung von $\gamma$ -Strahlen

Von G. BACKENSTOSS\* und W. GENTNER

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Freiburg i. Br.

(Z. Naturforschg. 9a, 882—886 [1954]; eingegangen am 6. August 1954)

Die Energiebestimmung von Elektronen aus Absorptionsmessungen nach der Botheschen Koinzidenzmethode wird zur Messung der Energien von  $\gamma$ -Strahlen nutzbar gemacht. Mit Hilfe eines zusätzlichen Antikoinzidenzzählrohres können die geometrischen Verhältnisse so gut definiert werden, daß die Trennung der beiden  $\gamma$ -Linien z. B. von Co<sup>60</sup> möglich wird. Es wurden Messungen an Zn<sup>65</sup> Co<sup>60</sup>, Radium und Radiothor ausgeführt.

Eine Bestimmung von Elektronenenergien kann verhältnismäßig einfach aus der Reichweite der Elektronen in einem bestimmten Material erfolgen. Zur Messung der Reichweite verwendet man vorteilhaft die Bothesche Koinzidenzanordnung. Will man dies Verfahren auf die Sekundärelektronen von  $\gamma$ -Strahlen anwenden, so wird eine Reichweitebestimmung schwierig, da sie stark von der geometrischen Anordnung und der Meßgenauigkeit abhängig ist. Man bestimmt deshalb aus dem Verlauf der Absorptionskurve die Halbwertsdicke (Becker und Bothe<sup>1</sup>) oder eine Folge von Schichtdicken, bei denen die Teilchenzahl auf 2<sup>-n</sup> abgesunken ist und gewinnt so ein Maß für die  $\gamma$ -Energie (Bleuler und Zünti<sup>2</sup>; Fowler, Lauritsen und Lauritsen<sup>3</sup>). Eine Trennung mehrerer  $\gamma$ -Linien dürfte dabei jedoch sehr schwierig sein.

Der Zweck der vorliegenden Arbeit war es nun, die Verhältnisse bei der Absorption der Sekundärelektronen von  $\gamma$ -Strahlen im Energiebereich zwischen 1 und 3 MeV mit der Koinzidenzmethode nochmals eingehend zu untersuchen. Als besonders wirksam erwies sich dabei die Verwendung eines Antikoinzidenzrohres, das zusätzlich zu den üblichen Koinzidenzzählrohren benutzt wurde. Erst dadurch war es möglich, wirklich gut definierte Verhältnisse zu erhalten. Man konnte so optimale Versuchsbedingungen aufsuchen und die Leistungsfähigkeit der Koinzidenzmethode untersuchen. Außerdem ergab sich die Möglichkeit, Vergleiche zwischen den gemessenen und theoretisch konstruierten Kurven anzustellen<sup>4</sup>.

\* Dissertation Freiburg (Br.) 1953.

<sup>1</sup> H. Becker u. W. Bothe, Z. Phys. **76**, 421 [1932].  
<sup>2</sup> E. Bleuler u. W. Zünti, Helv. Phys. Acta. **19**, 317 [1946]; **19**, 375 [1946].

## Versuchsanordnung

Da die Abnahme der Koinzidenzen mit wachsender Absorberschicht durch das Zusammenwirken mehrerer Effekte wie Streuung und Energieverlust verursacht wird, ist der Kurvenverlauf schon für homogene parallel einfallende Elektronen verwickelt. Er kann aber noch theoretisch überblickt werden. Eine Trennung mehrerer  $\gamma$ -Linien erscheint demnach nur dann aussichtsreich zu sein, wenn es gelingt, aus jeder auftretenden  $\gamma$ -Strahlung ein mehr oder weniger homogenes und paralleles Elektronenbündel zu erzeugen. Da in dem interessierenden Energiebereich der Compton-Effekt die ergiebigste Elektronenquelle darstellt, kann dies durch Ausblendung eines geeigneten Winkelbereichs erreicht werden (Abb. 1),

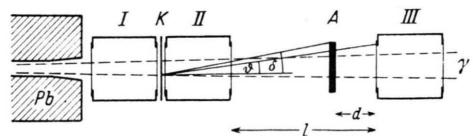


Abb. 1. Versuchsanordnung.  
 I Antikoinzidenzzähler; II, III Koinzidenzzählrohre;  
 K Konverter, A Absorber.

vorausgesetzt, daß man eine dünne Auslöseschicht (Konverter) verwendet, was durch Vorschalten eines Antikoinzidenzzählrohres, das alle aus dem Präparat oder den Wänden des Bleikanals kommenden Elektronen von der Messung ausschließt, sinnvoll wird. Benutzt man die nach vorne gestreuten Elektronen, so ist dies aus Intensitätsgründen günstig und besitzt den weiteren Vorteil,

<sup>3</sup> W. A. Fowler, C. C. Lauritsen u. T. Lauritsen, Rev. Mod. Phys. **20**, 236 [1948].

<sup>4</sup> G. Backenstoß, Z. Naturforschg. **9a**, 886 [1954], nachstehend.



daß die obere Grenze des durch die Ausblendung definierten Energieintervalls durch sekundäre Streuprozesse nicht verwischt werden kann. Nachteilig wirkt sich dagegen aus, daß der primäre  $\gamma$ -Strahl alle Zählrohre durchsetzt und so die Einzelstoßzahlen groß werden.

Man muß deshalb die Zählrohre für  $\gamma$ -Strahlung möglichst unempfindlich machen, was dadurch geschehen ist, daß auf den Zählrohren, die quadratischen Querschnitt besitzen, auf beiden Seiten dünne Glimmfenster von 1 bis 2 mg/cm<sup>2</sup> Dicke angebracht sind, so daß der  $\gamma$ -Strahl nur die Fenster, nicht aber die Messingwände trifft. Die Ausblendung der Elektronen geschieht dann einfach durch die Fensteröffnung von 18 mm Ø. Die für die Breite des Energieintervalls wesentlichen Winkel  $\vartheta$  und  $\delta$  wurden beide etwa gleich groß gemacht und so gewählt, daß die Breite des Energieintervalls 5–10% der maximal möglichen Elektronenergie beträgt, was einem Winkel  $\delta = 8 - 10^\circ$  entspricht. Der Al-Konverter besaß dementsprechend eine Dicke von 20–40 mg/cm<sup>2</sup>, was einem Elektron, das die ganze Schichtdicke durchläuft, einen Energieverlust von ebenfalls etwa 5% bringt. Für einen Abstand  $l = 80$  mm ergab sich ein Minimum an Einzelstoßzahlen in den beiden Koinzidenzzählrohren. Bei kleinerem Abstand wird die gegenseitige Streuung größer, bei größerem Abstand macht sich die Auffächerung des  $\gamma$ -Strahls durch erhöhte Stoßzahlen im Zählrohr III bemerkbar.

Die Zählrohre wurden eingehend geprüft. Sie besaßen ein Plateau von mindestens 300 V Länge bei 5–8% Steigung pro 100 V. Die Auflösungszeit betrug  $1,3 \cdot 10^{-4}$  sec. Nach  $5 \cdot 10^8$  Impulsen zeigten sie noch keine Alterungserscheinungen. Die Einzelimpulse der 3 Zählrohre wurden je einer Eingangsstufe zugeleitet, deren Aufgabe es war, die Impulse zu verstärken, geeignet zu formen und auf einen 64-fach-Untersetzer zur Messung der Einzelimpulszahlen bzw. an die Koinzidenzstufe weiterzuleiten. Die Koinzidenzen konnten nach maximal 8-facher Untersetzung ebenso wie die Einzelimpulszahlen mit Zählwerken gezählt werden. Das Koinzidenzauflösungsvermögen betrug  $8,5 \cdot 10^{-6}$  sec.

### Messungen

Die Messungen wurden mit folgenden  $\gamma$ -Strahlern vorgenommen:

RdTh	2,6 mC,
Co <sup>60</sup>	110 mC,
Ra 50 u.	100 mC teilweise mit Vorfilterung,
Zn <sup>65</sup>	0,8 mC.

Nach dem oben Gesagten liegt das Prinzip der Versuchsanordnung fest. Die Form der Absorptionskurve hängt aber von dem Winkel ab, unter dem die aus dem Absorber austretenden Elektronen noch in das Zählrohr III gelangen können. Deshalb wurden Kurven mit  $l = 70$  und  $l = 90$  mm

bei stets festgehaltenem Absorber aufgenommen, so daß die entsprechenden Abstände  $d = 20$  bzw. 40 mm betrugen, was eine Änderung des Winkels, unter dem die aus dem Absorber austretenden Elektronen noch registriert werden konnten, um etwa den Faktor 2 ergab. In der Folge werden diese beiden Einstellungen kurz mit Geometrie L ( $d = 40$  mm) und K ( $d = 20$  mm) bezeichnet.

Als Absorber wurden Al-Folien verwendet. Für jeden Meßpunkt wurden 1000 Koinzidenzen registriert. Daneben wurden laufend die Einzelstoßzahlen gemessen, um die zufälligen Koinzidenzen bestimmen zu können. Die ganze Kurve wurde ohne Unterbrechung 2–3-mal in verschiedener Richtung durchgemessen, so daß z. B. für eine Radiumkurve 100 000–150 000 Koinzidenzen registriert wurden.

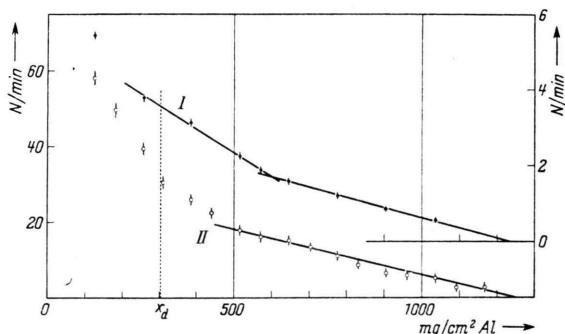


Abb. 2. Absorptionskurven von Radiothor, 2,6 mC RdTh; Konverter 36 mg/cm<sup>2</sup> Al; Geometrie K. I: Ausblendung des  $\gamma$ -Strahls durch normalen Pb-Kanal (30 cm lang, 0,8 cm Durchmesser); einfacher statistischer Fehler der Einzelmessung 4% (rechte Ordinate). II: Ausblendung weniger scharf (Länge des Pb-Kanals 13 cm, Durchmesser 0,8 cm); statistischer Fehler 2,5% (linke Ordinate).

In den Abb. 2–4 sind einige charakteristische Absorptionskurven dargestellt. Auf der Abszisse ist die Absorberdicke in mg/cm<sup>2</sup> Al aufgetragen. Zu diesen Abszissenwerten muß noch der Nullabsorber hinzugerechnet werden, für den sich ein Wert von 20 mg/cm<sup>2</sup> ergab. Auf der Ordinate sind die gemessenen Koinzidenzen abzüglich der zufälligen Koinzidenzen aufgetragen. Die eingezeichneten Fehlergrenzen stellen den einfachen statistischen Fehler dar. Er ist für jeden Meßpunkt proportional derselbe. Der absolute Wert des Fehlers hängt jedoch vom Untergrund der zufälligen Koinzidenzen ab. Ferner sind gestrichelt die den härtesten Elektronenkomponenten entsprechenden Schichtdicken  $x_d$  eingezeichnet, von denen ab vollständige Diffusion eingetreten ist. Wegen der starken Abhängigkeit der Absorptionskurven von der Geometrie sollen hier deshalb aus dem Kurvenverlauf bei kleineren Schichtdicken keine Schlüsse gezogen werden.

Man erkennt, daß z. B. die Radiothorkurve I von einer gewissen Schichtdicke ab einen ausge-

prägten linearen Verlauf zeigt. Da das Radiothor außer der harten  $\gamma$ -Linie des Th C' von 2,62 MeV nur sehr viel weichere  $\gamma$ -Strahlen mit größerer Intensität aufweist, kann man das Radiothor als monochromatischen Strahler auffassen. Diese Strahlung erzeugt also mit der beschriebenen Apparatur eine lineare Absorptionskurve, deren Extrapolation eine gut definierte Reichweite er-

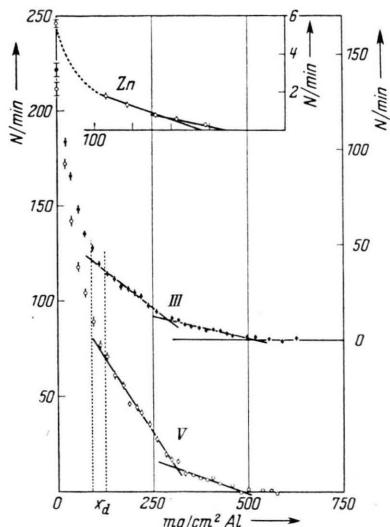


Abb. 3. Absorptionskurven von  $\text{Co}^{60}$  und  $\text{Zn}^{65}$ .  
110 mC  $\text{Co}^{60}$ : Konverter 9  $\text{mg}/\text{cm}^2$  Al;  
III: Geometrie L, statist. Fehler 2,3% (rechte Ordin.);  
V: Geometrie K, statist. Fehler 1,8% (linke Ordin.).  
 $\text{Zn}$ : 0,8 mC  $\text{Zn}^{65}$ ; Konverter 18  $\text{mg}/\text{cm}^2$  Al;  
Geometrie K, Pb-Kanal 15 cm lang; statistischer Fehler 2,2% (Ordinate rechts oben).

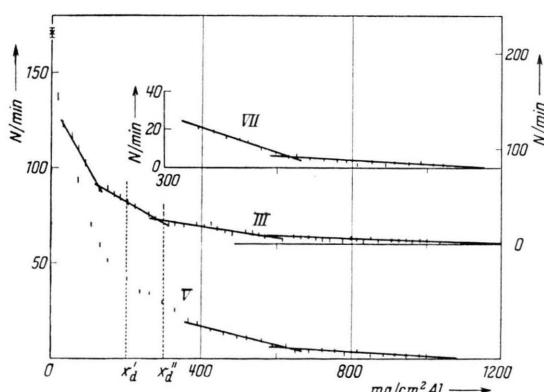


Abb. 4. Absorptionskurven von Radium.  
Konverter 18  $\text{mg}/\text{cm}^2$  Al;  
III: 100 mC Ra, Geometrie L, stat. Fehler 1,8% (r. Ord.);  
V: 50 mC Ra, Geometrie K, stat. Fehler 1,8% (l. Ord.);  
VII: 100 mC Ra mit 1 cm Pb Vorfilterung;  
Geometrie K, statistischer Fehler 2,2%.

gibt. Es liegt nun nahe zu untersuchen, wie weit sich die übrigen Kurven durch Überlagerung solcher linearer Kurven deuten lassen. Gelingt dies, so bezeichnen die „Knickpunkte“ der Absorptionskurven direkt die Energien der einzelnen Elektronenkomponenten, woraus die  $\gamma$ -Energien leicht zu berechnen sind.

Die Auswertung der Kurven geschah folgendermaßen. Jedes experimentell erhaltene Geradenstück wird nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate durch eine Gerade

$$y = -bx + a$$

dargestellt. Die Konstanten  $a$  und  $b$  sind mit einem statistischen Fehler  $\Delta a$  und  $\Delta b$  behaftet. Außerdem kann man einen mittleren Fehler der  $y$ -Koordinate einer Einzelmessung  $m_y$  berechnen. Eine gewisse Willkür liegt nun noch darin, daß die Endpunkte der Geradenstücke nicht ganz eindeutig festliegen, sondern daß kleine Verschiebungen dieser Endpunkte sich mit dem Kurvenverlauf vereinbaren lassen. Man nimmt deshalb so viele Meßpunkte zu dem Geradenstück hinzu, daß  $m_y$  möglichst klein wird. Die Schnittpunkte der so berechneten Geraden bezeichnen dann die gesuchten Reichweiten. In Tab. 1 sind die so erhaltenen Endergebnisse wiedergegeben.

Strahler	$E_\gamma$ [MeV]	$E_{\text{el}}$ [MeV]	$R_{\text{ex}}$ [ $\text{mg}/\text{cm}^2$ ]	Zahl der Mes- sungen
Zink 65	1,118	0,91	$428 \pm 25$	1
Kobalt 60 I	1,332	1,119	$534 \pm 8$	4
	1,172	0,963	$316 \pm 4$	4
Radium I	2,2	1,97	$1130 \pm 55$	8
	1,75	1,53	$665 \pm 15$	8
	1,4	1,18	$335 \pm 25$	5
RdThor I	2,62	2,38	$1270 \pm 5$	2
			$650 \pm 30$	1

Tab. 1.

Will man Aussagen über die Intensitätsverhältnisse machen, so ist es notwendig, genauere Überlegungen über die Form der Absorptionskurve anzustellen. Die Steigung der Geraden ist nur für eine ganz bestimmte Energie ein Maß für die Intensität der Strahlung, da die Steigung in nicht ganz einfacher Weise von der Energie abhängt<sup>4</sup>.

### Diskussion der Ergebnisse

Die Ergebnisse zeigen, daß die angegebene Versuchsanordnung und das angewandte Auswerte-Verfahren die Bestimmung von extrapolierten Reichweiten von Elektronen zu messen gestatten, ohne dabei eine bedeutende Abhängigkeit von der geometrischen Anordnung in Kauf nehmen zu müssen. Eine kleine Verschiebung zu kürzeren

Reichweiten bei größerem Öffnungswinkel (Geometrie K) ist nicht ganz ausgeschlossen, kann aber außerhalb der durch den statistischen Fehler gegebenen Grenze nicht sichergestellt werden. Ein solcher Einfluß wäre in Übereinstimmung mit theoretischen Überlegungen und den Messungen von Eddy<sup>5</sup>. Bei den Strahlern, deren Strahlung sich aus mehreren Komponenten zusammensetzt, erlaubt die Anordnung die gleichzeitige Messung der extrapolierten Reichweiten der verschiedenen Komponenten. So gelingt die Trennung der beiden  $\gamma$ -Linien des Co<sup>60</sup>, die eine Energie von 1,17 bzw. 1,33 MeV und gleiche Intensität haben. Die Linien liegen 12% auseinander.

Um aus den erhaltenen extrapolierten Reichweiten die Energie bestimmen zu können, muß der Zusammenhang zwischen Energie und Reichweite bekannt sein. Man erhält solch einen Zusammenhang unter Verwendung der gemessenen Reichweiten für die jeweils härtesten Komponenten von Th C'' und Co<sup>60</sup> sowie die monochromatischen  $\gamma$ -Strahlen von Zn<sup>65</sup>, deren Energien genau bekannt sind. Die 3 Punkte liegen in guter Näherung auf einer Geraden. Diese Gerade läßt sich durch Gl. (1) darstellen.

$$R = AE - B \quad [\text{mg/cm}^2] \quad (1)$$

mit den Werten  $A = 584$  und  $B = 120$ .

In Abb. 5 ist diese Gerade als Kurve D eingezeichnet. Zum Vergleich sind Energie-Reichweite-Kurven anderer Autoren, die mit kontinuierlichen Elektronen von  $\beta$ -Spektren oder mit homogenen Elektronen aufgenommen worden sind, gezeichnet. Die mit  $x_d$  bezeichnete Kurve gibt an, bis zu welcher kleinsten Reichweite  $R_g$  man bei vorgegebener maximaler  $\gamma$ - bzw. Elektronenenergie Aussagen machen kann, ohne einen merklichen Einfluß der Versuchsanordnung befürchten zu müssen. Die Übereinstimmung der Kurve D mit den Kurven A und C stellt eine Bestätigung für die Brauchbarkeit der hier angewandten Methode dar.

Die Reichweite für die härteste Komponente der  $\gamma$ -Strahlung von Radium liegt, wenn man für sie die Energie 2,2 MeV annimmt, bei zu großen Reichweiten. Die Energie-Reichweite-Gerade verläuft noch außerhalb der Fehlergrenze des Meßpunktes, die  $55 \text{ mg/cm}^2 = 4,8\%$  beträgt. Dieser Abweichung müßte eine reelle Bedeutung zukom-

men. Eine Erklärung bietet die von einigen Autoren<sup>6,7,8</sup> gemessene  $\gamma$ -Strahlung von 2,44 MeV, deren Intensität 35—50% der 2,2 MeV-Strahlung sein soll. Der Vergleich mit den um 12% auseinander liegenden Linien des Co<sup>60</sup> ergibt, da die um 10% auseinander liegenden Radium-Linien mit ungleicher Intensität nicht mehr getrennt werden können, eine Möglichkeit zur Beurteilung der Leistungsfähigkeit der Apparatur.

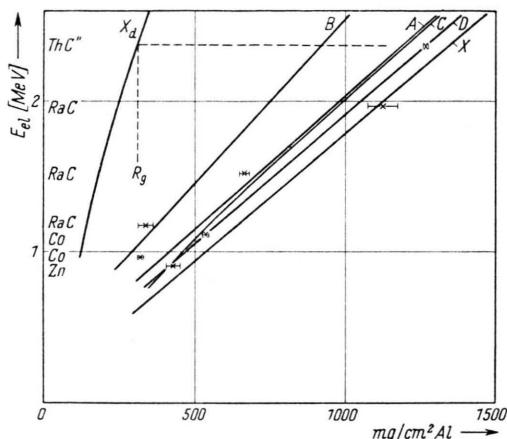


Abb. 5. Energie-Reichweite-Kurven.

- A:  $R = 571 E - 161$ . Maximale Reichweite kontinuierlicher  $\beta$ -Strahlen nach Bleuler und Zünti. Meßgenauigkeit bis  $10^{-5}$  der Anfangsintensität.
- B: Dasselbe, jedoch für kleinere Meßgenauigkeit bis  $10^{-3}$  der Anfangsintensität (nach Bleuler und Zünti).
- C:  $R = 0,22 E \cdot (E + mc^2)/(E + 2mc^2)$  [cm Al] nach Anm.<sup>3</sup>.
- D:  $R = 584 E - 120$ . Sekundärelektronen, extrapolierte Reichweite.
- X: Grenzdicke nach Lenard.

Die weichere Co<sup>60</sup>-Linie besitzt eine zu kleine Reichweite, die außerhalb ihrer Fehlergrenze von der Energie-Reichweite-Kurve liegt. Bei abnehmender Energie wird zwar die Extrapolation unsicherer, wie auch die theoretischen Überlegungen zeigen. Daß die beiden Kobalt-Meßpunkte jedoch nur Ausdruck für diese Fehler der Extrapolation sein können, wenn man annimmt, daß die beiden Linien nicht aufgelöst worden wären, ist ausgeschlossen. Bei der noch weicheren Zn<sup>65</sup>-Linie sind als Fehlergrenzen die extremen Extrapolationsmöglichkeiten eingezeichnet, wobei sich zeigt, daß der Fehler 2,5-mal kleiner ist als der Unterschied der Reichweiten der Co-Meßpunkte. Es ist somit

<sup>5</sup> E. Eddy, Proc. Camb. Phil. Soc. **25**, 50 [1929].

<sup>6</sup> I. L. Wolfson, Phys. Rev. **78**, 176 [1950].

<sup>7</sup> S. Kageyama, J. Phys. Soc., Japan **7**, 93 [1952].

<sup>8</sup> K. C. Mann u. M. J. Ozeroff, Canad. J. Res. **27**, 164 [1949].

sicher, daß es sich bei dem fraglichen Meßpunkt um die weichere Co-Linie handelt, bei deren Reichweite eine gewisse Ungenauigkeit eingeht. Es scheint, daß die Verkürzung der Reichweite einer Störung durch die benachbarte Linie zuzuschreiben ist, was durch einen Vergleich mit der zweithärtesten Radium-Komponente nahegelegt wird. Ordnet man diese der intensivsten  $\gamma$ -Linie von 1,75 MeV zu, so ergibt sich eine Verschiebung nach zu kurzer Reichweite um genau denselben Betrag von 105 mg/cm<sup>2</sup>, wie dies bei der weicheren Co-Linie der Fall ist.

Die steilere Gerade der RdTh-Kurve besitzt eine Reichweite von 650 mg/cm<sup>2</sup>. Dies würde etwa der zweithärtesten Komponente der Radiumstrahlung entsprechen, die zu 665 mg/cm<sup>2</sup> bestimmt wurde. Es erscheint nicht ausgeschlossen, daß in dem RdTh Radium enthalten war, dessen intensivste Linie dann neben der Th C''-Strahlung nachgewiesen werden konnte.

Die Variationen der Versuchsbedingungen ergeben, daß man die Geometrie der Anordnung mit Vorteil der zu messenden Strahlung anpassen kann. Geometrie L bringt eine geringere Verwaschung der Energie, d. h. eine bessere Trennung von 2  $\gamma$ -Linien, Geometrie K besitzt eine größere Lichtstärke, wie am besten der Vergleich der Radium-Kurven III und V zeigt, wo die Trennung der weicheren Komponenten in Kurve III besser, die Messung der harten Komponenten in Kurve V leichter möglich ist.

Die Bedeutung, die der guten Ausblendung des primären  $\gamma$ -Strahls zukommt, wird an den Kurven RdTh I und II sichtbar. Die Länge des Bleikanals betrug bei Kurve I 30 cm, bei Kurve II nur 13 cm, die beiden Geradenstücke dieser Kurve erscheinen nicht so deutlich getrennt.

### Zusammenfassung

Zu der schon lange bekannten Methode der Energiebestimmung aus Reichweiten für kontinuierliche und homogene Elektronen wird hier eine Methode hinzugefügt, die die Sekundärelektronen mehrerer  $\gamma$ -Linien nebeneinander zu messen gestattet.

Als wesentliche Neuerung, die diesen Fortschritt ermöglicht, findet zusätzlich zu den beiden Koinzidenzzählrohren ein Antikoinzidenzzählrohr Verwendung. Dadurch wird es sinnvoll, einen sehr dünnen Konverter zu verwenden. Übersichtliche geometrische und energetische Verhältnisse können so geschaffen werden.

Die beiden Co<sup>60</sup>-Linien von 1,33 und 1,17 MeV mit gleicher Intensität können getrennt, die Linien des Ra C von 2,20 und 2,44 MeV mit dem Intensitätsverhältnis 10:4 können nicht mehr getrennt werden.

Als Grenze, unterhalb der das Verfahren nicht mehr ganz eindeutige Ergebnisse liefert, wurde etwa  $E = 1$  MeV gefunden.

Die Geometrie der Anordnung kann in bestimmten Grenzen dem Meßproblem angepaßt werden.

## Die Absorption homogener Elektronen in Aluminium

Von G. BACKENSTOSS

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Freiburg i. Br.

(Z. Naturforschg. 9a, 886—890 [1954]; eingegangen am 6. August 1954)

Die gemessene lineare Abnahme der Teilchenzahl beim Durchgang homogener Elektronen durch Aluminium wird mit Hilfe der Vielfachstreuung, der Botheschen Theorie der Streuabsorption und des Energieverlustes erklärt. Es zeigt sich, daß der lineare Kurvenverlauf nur bei gewissen Elektronenenergien auftritt. Ein Vergleich der gemessenen mit den berechneten Kurven erlaubt Intensitätsverhältnisse von verschiedenen Elektronenkomponenten zu bestimmen, oder es kann die Übereinstimmung von Theorie und Experiment geprüft werden.

Die Messung der Reichweite von Elektronen stellt eine einfache Methode zur Energiebestimmung von Elektronen dar, wenn man im Besitz einer Energie-Reichweite-Beziehung ist, wie sie von verschiedenen Autoren angegeben wird.

Die Reichweite von Elektronen kann dabei allerdings auf verschiedene Weise definiert werden. Je nach dem Verlauf der erhaltenen Absorptionskurve wird man die eine oder andere Definition vorziehen. Bevor daher näher auf den Verlauf der Ab-