Zur Absorptionsmethode der Bestimmung von - und -Energien

Autor(en): **Bleuler, E. / Zünti, W.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **19 (1946)**

Heft V

PDF erstellt am: **27.04.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-111710

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Zur Absorptionsmethode der Bestimmung von β- und γ-Energien

von **E. Bleuler** und **W. Zünti.**

(12. VI. 1946).

Zusammenfassung. Eine verbesserte Methode der Auswertung von Absorptionsmessungen wird entwickelt. Der Verlauf der Absorptionskurven für erlaubte β-Spektren wird halbempirisch berechnet und die Energie eines unbekannten Spektrums durch Vergleich der Absorptionskurve mit diesen Normalkurven bestimmt. Eine Durchsicht der Literatur zeigt die Brauchbarkeit der Methode. Zugleich werden für eine Reihe von publizierten Zerfallsenergien neue Werte angegeben.

In ähnlicher Weise können die Absorptionskurven der Sekundärelektronen von γ-Strahlen zwecks Bestimmung der Quantenenergie ausgewertet werden. Die γ-Empfindlichkeit von Zählrohren wird angenähert berechnet; die Resultate sind in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Werten, während sich die Formel von v. Droste als unzulänglich erweist.

Einleitung.

Die genauesten Messungen von β- und γ-Energien erfolgen mit Hilfe des magnetischen Spektrographen. Dieser verlangt jedoch eine grosse Präparatstärke bei kleiner Quelle und nicht zu kurzer Halbwertszeit. Auch die Messung mit Hilfe der Wilsonkammer erfordert ziemlich starke Präparate, ist ausserdem sehr langwierig und mit nicht zu unterschätzenden Fehlerquellen behaftet. Als zweckmässigste und einfachste Methode ist daher in manchen Fällen die Untersuchung der Absorption der β-Spektren und der Sekundärelektronen der γ-Strahlung angezeigt. Ihre Schwäche liegt in der Unsicherheit der Auswertung der Absorptionskurven.

I. Kontinuierliche β-Spektren.

1. Vergleichsmethode von Feather.

Die übliche Auswertemethode der Absorptionskurven beruht auf der Bestimmung der Reichweite, d. h. derjenigen minimalen Absorberdicke, welche sämtliche Elektronen absorbiert. Nach unsern Messungen[1]) ist ihr Zusammenhang mit der Maximalenergie E_0 des β-Spektrums für $E_0 > 1$ MeV durch die Beziehung

$$R\,(\mathrm{gr/cm^2}) = 0{,}571\ E_0\,(\mathrm{MeV}) - 0{,}161$$

gegeben, welche etwas von der Formel von Feather[2]) abweicht.

Bei schwächeren Präparaten oder bei Auftreten von γ-Strahlung ist es nicht möglich, die Absorptionskurve genügend weit zu verfolgen, um die Reichweite direkt zu bestimmen. FEATHER[2]) hat daher vorgeschlagen, sie durch Vergleich der Absorptionskurve mit derjenigen einer Eichsubstanz (RaE) zu berechnen: Die Reichweite R^0 von RaE wird in 10 gleiche Intervalle geteilt. Die Intensität in den Punkten $d_n^0 = \frac{n}{10} R^0$ sei I_n^0. Aus der auszuwertenden Absorptionskurve werden diejenigen Absorberdicken d_n abgelesen, welche die Intensität auf den gleichen Bruchteil $I_n = I_n^0$ herabsetzen. Das Verhältnis d_n/d_n^0 wird einem angenäherten Reichweitenverhältnis R_n/R^0 gleichgesetzt, welches mit wachsendem n gegen das wahre Verhältnis der Reichweiten R/R^0 strebt. Dieses Verfahren wäre ideal, wenn die Absorptionskurven verschiedener Spektren zueinander affin wären, d. h. durch einfache Dehnung der Abszisse auseinander hervorgingen. In diesem Falle wären alle $R_n = R^0$. Leider sind die wirklichen Verhältnisse ganz anders. In

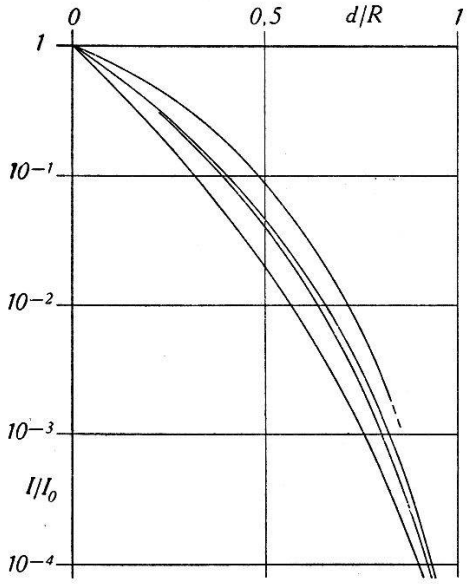

Fig. 1.
Absorptionskurven, bezogen auf gleiche Reichweite $I/I_0 = f(d/R)$.
Reihenfolge von links nach rechts: RaE, UX_2, P^{32}, Cl_I^{38}.

Fig. 1 sind die Absorptionskurven von RaE, UX_2, P^{32} und dem energiereichsten Teilspektrum von Cl^{38} (bezeichnet mit Cl_I^{38}, vgl.[1])), reduziert auf gleiche Reichweite, dargestellt. Zwei Tatsachen sind offensichtlich:

1. Die Absorptionskurve von RaE verläuft viel flacher als die der andern Spektren. Dies ist eine Folge des bekannten Überschusses an langsamen Elektronen. Die R_n-Werte nehmen daher stark ab.

Tabelle 1.

R_n/R.

n	1	2	3	4	5	6	7	8	9	E_0 (MeV)
P^{32}	1,45	1,30	1,26	1,22	1,18	1,15	1,11	1,07	1,04	1,72
UX_2	1,44	1,29	1,25	1,19	1,15	1,11	1,08	1,05	1,03	2,32
Cl_I^{38}	2,00	1,74	1,56	1,41	1,32	1,24	1,15	1,11	—	4,96

Offenbar wäre es bereits eine wesentliche Verbesserung, z. B. P^{32} als Eichsubstanz zu wählen.

2. Abgesehen von der Anomalie des RaE zeigt ein Vergleich von P^{32} und UX_2 mit Cl_I^{38} eine starke Abhängigkeit der Kurvenform von der Energie, indem die Krümmung mit steigender Energie zunimmt. Dies ist aus der Form der Energie-Reichweite-Beziehung verständlich: Da die Reichweite bei kleinen Energien sehr langsam ansteigt (s. Fig. 3), werden die energiearmen Teile des β-Spektrums bei kleiner Maximalenergie verhältnismässig rascher absorbiert als bei grosser Maximalenergie, so dass die Absorptionskurve schon bei kleinen Absorberdicken steil abfällt. Diese Tendenz wird durch die Form der Spektren unterstützt, indem das Verhältnis der mittlern zur maximalen Energie mit der letzteren abnimmt (Fig. 2, gestrichelte Kurven). Aus dem gleichen Grunde ist auch eine Abhängigkeit der Kurvenform von der Kernladung zu erwarten: Je grösser die Kernladung, umso mehr verschiebt sich das Maximum des β-Spektrums nach kleinern Energien, umso steiler wird daher die Absorptionskurve. (Fig. 2, Kurven a, b, c. Berechnung s. Anhang 2). Schliesslich spielt auch der Charakter des Überganges eine Rolle: Bei den wenigen bisher genau untersuchten verbotenen Spektren hat sich fast immer ein Überschuss an langsamen Elektronen (sehr stark bei RaE, schwächer bei P^{32}, Cl_I^{38}, vermutlich auch Na^{24}), nie ein solcher an schnellen gezeigt. Es ist daher möglicherweise bei verbotenen Spektren zum vornherein mit etwas grösserer Anfangsneigung der Absorptionskurve zu rechnen; nach den bisherigen Erfahrungen scheint es aber, dass dieser Einfluss gegenüber den vorher erwähnten im allgemeinen stark zurücktritt.

Infolge der Abhängigkeit der Absorptionskurven von den verschiedenen Parametern können aus dem Vergleich mit einer einzigen Eichkurve nur unzuverlässige Schlüsse gezogen werden. Folgendes Verfahren dürfte vorzuziehen sein:

Anhand der Absorptionskurve des zu untersuchenden Spektrums werden diejenigen Absorberdicken d_n' bestimmt, welche die

Intensität auf den 2^n-ten Teil herabsetzen. Aus einer für erlaubte Übergänge berechneten Eichkurvenschar $d_n' = f(E_0, Z)$ werden Energiewerte $E_n = E_0(d_n, Z)$ abgelesen, die bei Vorliegen eines einfachen erlaubten Spektrums konstant und gleich der Maximalenergie E_0 sein müssen. Eine Änderung von E_n deutet auf eine Abweichung in der Form des Spektrums hin. In diesem Falle ist der extrapolierte Grenzwert E_∞ als Maximalenergie anzunehmen.

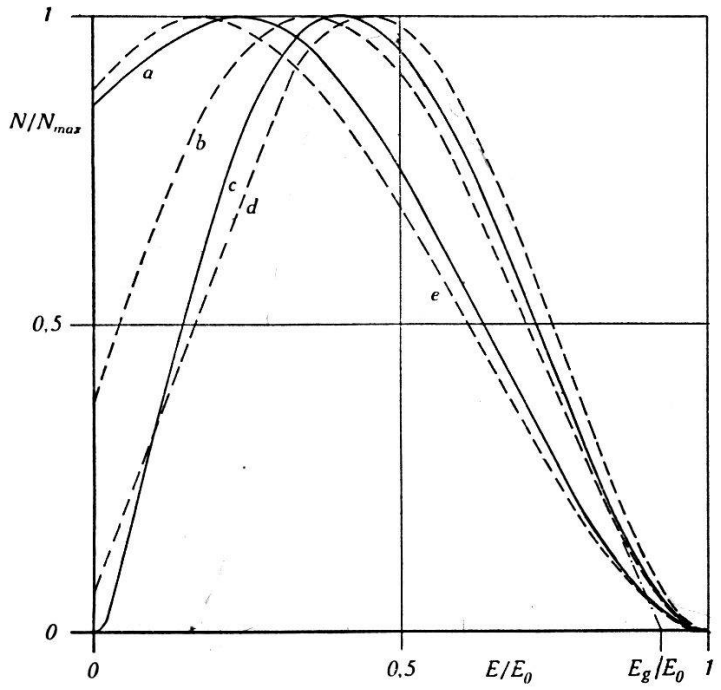

Fig. 2.

Fermispektren. $N/N_{\max} = f(E/E_0)$

a ——— $Z = 90$, β^-; $E_0/mc^2 = 3$ b – – – $Z = 20$, β^-; $E_0/mc^2 = 3$
c ——— $Z = 40$, β^+; $E_0/mc^2 = 3$ d – – – $Z = 20$, β^-; $E_0/mc^2 = 10$
e – – – $Z = 20$, β^-; $E_0/mc^2 = 1$.

Mit d' möge im folgenden die Dicke der vor das Zählrohr geschalteten Absorberfolien bezeichnet werden. Die gesamte Absorberdicke ist $d = d' + d_0$, wobei mit einer effektiven Wandstärke des Zählrohres von $d_0 = 0{,}14$ mm Al gerechnet wird (s. Anhang 1). In Abweichung von unserer ersten Mitteilung[1]) ziehen wir nun vor, die Absorptionskurven nicht auf $d = 0$ zu extrapolieren, sondern nur mit den Werten d' der Absorber allein zu rechnen. Während ferner in [1]) die Eichkurven $d_n = f(E_0)$ durch lineare Interpolation zwischen den Werten für P^{32} und Cl_I^{38} erhalten wurden, welche beide verbotenen Übergängen entsprechen, sollen sie nun für erlaubte Übergänge und beliebige Z berechnet werden.

2. *Berechnung der Eichkurven.*

Die rein theoretische Berechnung der Kurven $d_n' = f(E_0, Z)$ ist ausserordentlich kompliziert und in Strenge kaum durchführbar. Es kann sich nur darum handeln, ein ungefähres Bild der Absorption zu entwerfen, welches gestattet, die kleinen Änderungen zu berechnen, mittels deren man aus den Absorptionskurven der Eichsubstanzen diejenigen der erlaubten Übergänge bei verschiedenen Kernladungen erhält.

Die Absorption von Elektronen einheitlicher Geschwindigkeit ist von MADGWICK[3]), VARDER[4]) und EDDY[5]) untersucht worden. Da ihre Daten jedoch nur unvollständig angegeben sind, untereinander abweichen und stark von der Geometrie abhängen (s. EDDY), ist eine einfache theoretische Berechnung vorzuziehen, weil sie homogenere Resultate liefert. Nach BOTHE[6]) beruht die Absorption auf einem Zusammenwirken von Zerstreuung und Geschwindigkeitsverlust: Schickt man ein paralleles Bündel von Elektronen einer bestimmten Energie durch einen Absorber der Dicke x, so wird es infolge der Vielfachstreuung verbreitert. Der wahrscheinlichste Ablenkungswinkel λ steigt zunächst mit $\sqrt{x}$ an, nähert sich aber bei grössern Schichtdicken einem Endwert λ_0 (vollständig diffuse Strahlung). Bei weiterer Absorption ändert sich die Verteilung des Bündels nicht mehr. Für seine Intensität gilt ein Absorptionsgesetz der Form:

$$dN/dx = -\alpha(x) \cdot N,$$

wobei der Absorptionskoeffizient für Al den Wert

$$\alpha(x) = 14{,}2 \left[\frac{E+0{,}511}{E(E+1{,}022)}\right]^2 \mathrm{cm}^{-1}$$

hat. E ist die Energie der Elektronen in MeV, nach Durchgang durch die Schicht x. Unter Vernachlässigung der Streuung des Geschwindigkeitsverlustes kann man eine Beziehung zwischen der Energie und der restlichen Grenzdicke aufstellen (entsprechend der Restreichweite von α-Strahlen nach Durchgang durch eine Folie), welche man z. B. den Angaben von LENARD[7]) entnehmen kann. Um einen möglichst engen Zusammenhang mit dem Experiment zu bewahren, ziehen wir es jedoch vor, diese Beziehung aus unserer Energie-Reichweite-Kurve zu berechnen, wobei wir annehmen, dass die für ein β-Spektrum der Maximalenergie E_0 gemessene Reichweite der Grenzdicke derjenigen Energie E_g entspricht, welche durch lineare Extrapolation der Flanke des Spektrums erhalten wird (s. Fig. 2). Es ist nicht anzunehmen, dass die wenigen Elektronen mit Energien zwischen E_g und E_0 einen merklichen Beitrag zur Ab-

sorptionskurve liefern. Aus Fig. 3 ist ersichtlich, dass die benutzten Werte nur unwesentlich von denjenigen LENARDS abweichen. Zugleich sind die experimentellen Beziehungen zwischen der Maximalenergie von β-Spektren und ihrer Reichweite, sowie zwischen der Energie homogener Elektronen und ihrer praktischen Reichweite dargestellt. Die letztere wird durch lineare Extrapolation der Absorptionskurve erhalten (R_p in Fig. 4) und ist deshalb bedeutend

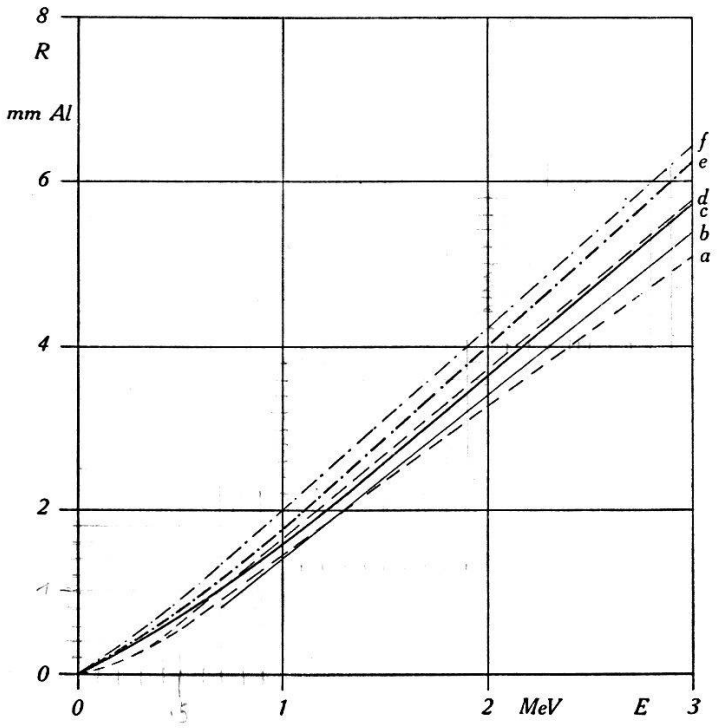

Fig. 3.
Reichweiten.

— — — R_p = Praktische Reichweite homogener Elektronen, ***a*** nach VARDER und EDDY, ***d*** nach MADGWICK.

——— R = Reichweite von β-Spektren, ***b*** nach FEATHER, ***c*** nach [1]).

—·—·— R_g = Grenzdicke homogener Elektronen, ***e*** aus ***c*** berechnet, ***f*** nach LENARD.

kleiner als die Grenzdicke. Die verschiedenen Kurven mögen zeigen, mit welcher Vorsicht Angaben über „Reichweiten" aufzufassen sind.

Der Absorptionskoeffizient α kann nun berechnet und die Absorptionskurve für diffuse Strahlung graphisch integriert werden. (Fig. 4, ausgezogene Kurve.) Der Tatsache, dass sich bei kleinen Absorberdicken die Diffusion und damit die Intensitätsverminderung durch Rückdiffusion erst allmählich einstellen, wird durch die für jede Energie gesondert zu zeichnende gestrichelte Anfangsextrapolation Rechnung getragen. Die Verschiebung x_0 ist dabei diejenige Schichtdicke, innert welcher der wahrscheinlichste

Streuwinkel $\lambda = \text{const.} \sqrt{x}$ auf seinen Endwert $\lambda_0 = 0{,}576$ ansteigen würde. Der Charakter dieser Kurven stimmt befriedigend mit dem Experiment[3][4][5]) überein. Auch die Differenz $R_g - R_p$ (0,5 mm) ist von der Grösse, die auf Grund von Fig. 3 erwartet werden kann.

Die Kenntnis der Absorption homogener Elektronen ermöglicht die Berechnung der Verzerrung, welche ein Spektrum durch die Absorption erfährt und daraus — durch Integration (Planimetrieren) — die Bestimmung der Verminderung der Teilchenzahl. Dies wird für die Fermispektren mit den Maximalenergien 1, 2, 3, 5

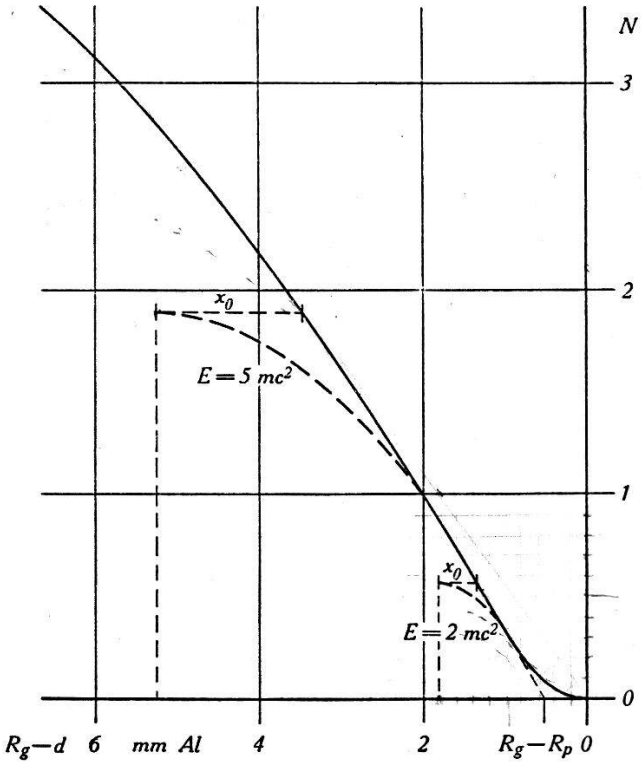

Fig. 4.

Absorption homogener Elektronen [berechnet], Ordinate willkürlich.

und 10 mc² bei $Z = 0$, 20, 40 und 90, sowie für Positronenübergang bei $Z = 40$ durchgeführt. Die so erhaltenen Kurven entsprechen jedoch nicht genau den experimentellen Bedingungen. Die Anpassung erfolgt mit Hilfe der Spektren von Cu^{64}, RaE, Cu^{61}, P^{32} und Cl_I^{38}. Cu^{64} wird nach der Formel für erlaubte Übergänge berechnet, wobei wir auf Grund neuerer Messungen in unserem Institut[8]) 26% Positronen (0,645 MeV[9])) und 74% Elektronen (0,576 MeV[9])) annehmen. Auch das Spektrum von Cu^{61} hat die von der Theorie geforderte Form bei einer Maximalenergie von $1{,}22_5$ MeV[10]). Für die übrigen Eichsubstanzen werden die gemessenen Spektren von Flammersfeld[11]), Lawson[12]) und Watase und

Itoh[13]) (s. [1])) benützt. Fig. 5 zeigt die berechneten und die gemessenen Kurven. Die Übereinstimmung ist sehr gut für RaE, Cu^{61} und P^{32}. Die Abweichungen bei kleinen Energien sind zu erwarten, da hier die Reichweite-Energie-Beziehung unsicher wird und die Streuung der Geschwindigkeitsverluste eine grössere Rolle spielt. Bei hohen Energien ist andererseits die Anfangsextra-

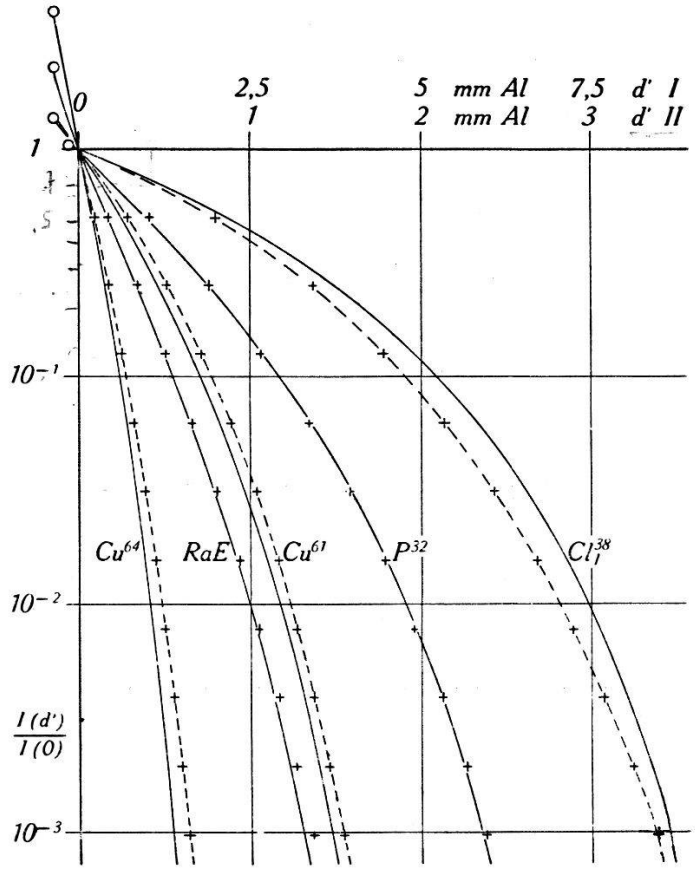

Fig. 5.
Absorptionskurven der Eichsubstanzen.
Abszissenskala I für Cl_I^{38}, II für die übrigen Spektren.
———o berechnet, mit Extrapolation auf $d = 0$. +– – –+ gemessen.

polation (Fig. 4) ziemlich willkürlich, da sie sich über einen grossen Bereich erstreckt.

Die Korrektur der berechneten Absorptionskurven nach Fig. 5 liefert für die Fermispektren die in Fig. 6 dargestellten Eichkurven $d_n' = f(E_0)$ für $Z = 20$. Diese Kernladung liegt für manche Anwendungen am günstigsten. Die Abweichungen für andere Werte von Z können der Fig. 7 entnommen werden.

Es versteht sich, dass die Kurven der Fig. 6 in Strenge nur für die verwendete Messanordnung gelten (s. Skizze). Bei andern experimentellen Bedingungen, z. B. bei Verwendung von zylindrischen Absorbern, werden sie etwas abweichen, vor allem für

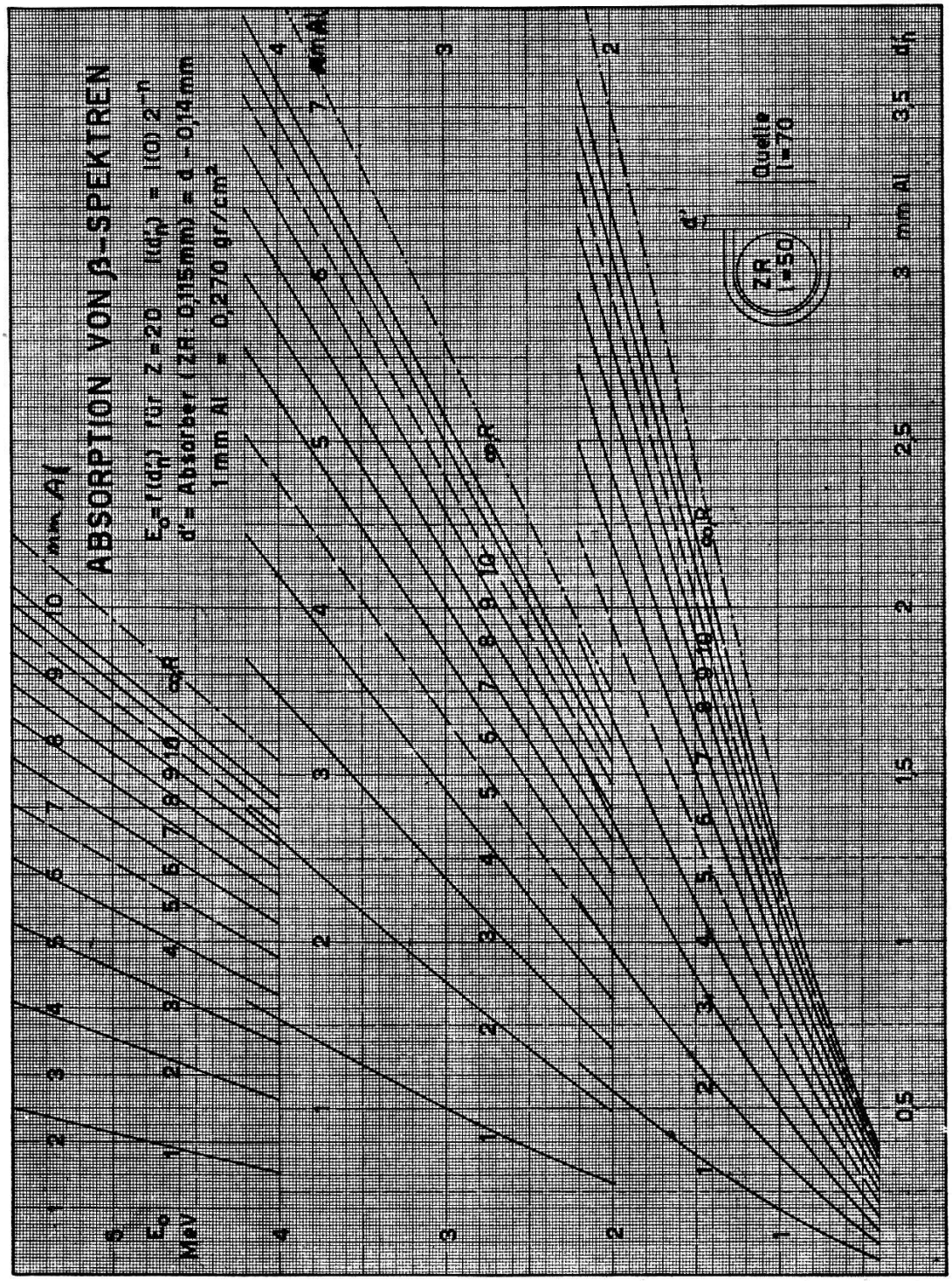
ABSORPTION VON β-SPEKTREN
E₀=f(dₕ) für Z=20 I(dₕ) = I(0) 2⁻ⁿ
d'= Absorber (ZR: 0,115 mm) = d - 0,18 mm
1 mm Al = 0,270 gr/cm²
E₀ MeV
mm Al
ZR
Quelle
I=70
d'
dₕ

Fig. 6.

kleine n. Die Kurven $d_n' = f(E_0)$ für $Z = 20$ können jedoch mit Hilfe der in Tabelle 2 zusammengestellten E_n-Werte für jede Anordnung konstruiert werden, für welche die Absorptionskurven der Eichsubstanzen bekannt sind.

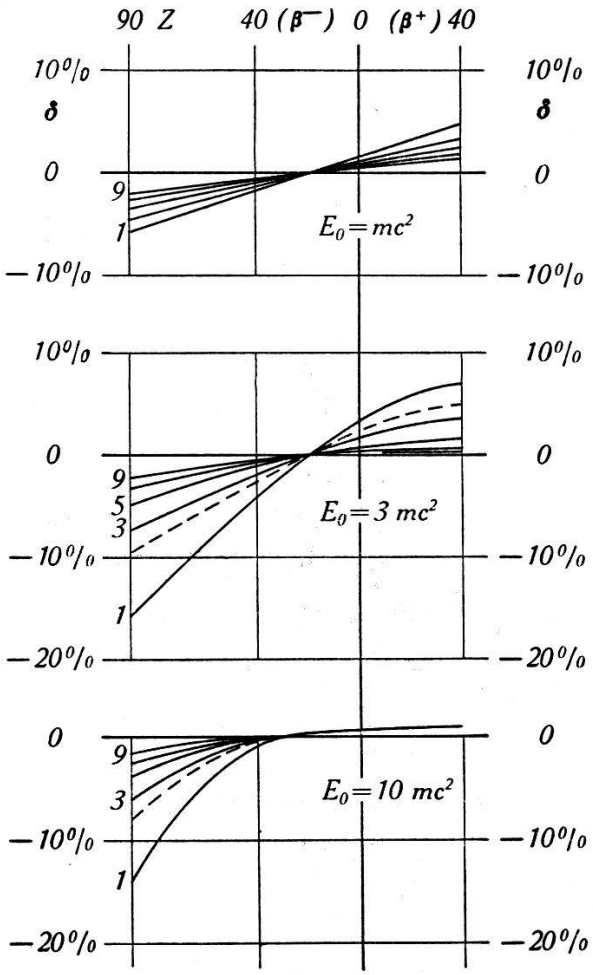

Fig. 7.
Korrekturen für $Z \neq 20$.
$$\delta = \frac{d_n'(Z) - d_n'(20)}{d_n'(20)} = f(Z)$$
für $E_0/mc^2 = 1, 3, 10$.
Parameter: $n = 1, (2), 3, 5, 7, 9$.

Tabelle 2.
E_n-Werte der Eichsubstanzen.

E_0 \ n		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Cu^{64}		0,62	0,62	0,62	0,62	0,63	0,63	0,63	0,64	0,64	0,64	
RaE	1,17	0,93	0,98	1,01	1,03	1,05	1,07	1,08	1,09	1,11	1,12	1,14
		(1,00	1,04	1,06	1,07	1,08	1,09	1,10	1,11	1,12	1,13	1,15)
Cu^{61}	$1{,}22_5$	1,32	1,29	1,28	1,28	1,26	1,24	1,24	1,23	1,23	1,22	
		(1,22	1,25	1,24	1,25	1,24	1,24	1,23	1,22	1,22	1,22)	
P^{32}	1,72	1,65	1,69	1,69	1,71	1,71	1,70	1,70	1,70	1,70	1,70	1,70
UX_2	2,32	2,06	2,13	2,15	2,18	2,19	2,21	2,22	2,23	2,24		
		(2,35	2,30	2,28	2,28	2,28	2,28	2,28	2,28	2,29)		
Cl_1^{38}	4,96	4,82	4,88	4,90	4,91	4,92	4,93	4,94	4,94	4,95	4,95	4,96

Diese E_n-Werte erhalten wir also, wenn wir mit den experimentellen d_n' in die Eichkurvenschar für $Z = 20$ eingehen. Sie sollten

weitgehend von der Messanordnung unabhängig sein. Für RaE, Cu^{61} und UX_2 sind ausserdem in Klammern die für $Z = 83, -29$ (β^+) und 91 korrigierten Werte aufgeführt, um die Auswirkung dieser Korrektur zu zeigen. Wenn Messung und Eichkurven fehlerlos wären, müssten natürlich bei Cu^{61} alle $E_n = E_0 = 1{,}22_5$ sein. Bei UX_2 und RaE ist ein Gang der Werte zu erwarten, da sie keine einfachen erlaubten Spektren haben. Tatsächlich ist bei RaE der Überschuss an langsamen Elektronen erkennbar: die E_n-werte steigen langsam an. P^{32} zeigt nur bei E_1 eine Andeutung davon, ebenso Cl_I^{38} nur bei den ersten Werten.

Die Fehlergrenzen der Eichkurven werden 0,04 MeV für $E_0 < 1$ MeV, 0,06 bei 2 MeV, 0,1 bei 3 MeV und 0,2 bei 5 MeV nicht übersteigen.

3. *Komplexe Spektren.*

Komplexe Spektren ergeben ansteigende E_n-werte. Die Grenzenergie kann entweder durch Extrapolation auf $n = \infty$, oder aber, mit grösserer Sicherheit, durch Analyse der gemessenen Absorptionskurve in 2 oder mehrere Normalkurven bestimmt werden. Mit diesem Verfahren erhält man zugleich die Energie der Teilspektren und das Verzweigungsverhältnis. Weitere Anhaltspunkte für die Zerlegung ergeben sich aus der Untersuchung der β-γ-Koinzidenzen und aus der Messung der γ-Energie.

4. *Endliche Präparatdicke.*

Falls die Dicke der Quelle gegenüber der Reichweite des Spektrums (schärfer: gegenüber d_1') nicht zu vernachlässigen ist, ändert sich die Form der Absorptionskurve. Wenn t die Schichtdicke Al mit gleichem Absorptionsvermögen wie die Quelle bedeutet, so ist die bei einem Absorber d gemessene Intensität

$$I_t(d) = \frac{1}{t} \int_d^{d+t} I_0(a)\, da \tag{1}$$

($I_0(d)$ = Absorptionskurve aus dünner Schicht).

Für die Schichtdicke t kann, in Ermangelung anderer Angaben, nach FOURNIER[14]) der Wert $t = \frac{\sigma \cdot (105+Z)}{2{,}7 \cdot 118}$ angenommen werden, für Wasser: $t = \sigma \cdot 1{,}03/2{,}7$ (σ = Flächendichte in gr/cm²). Mit Hilfe von (1) kann, entsprechend dem Vorgehen von FEATHER[2]), eine Korrekturtabelle für die d_n' oder für die E_n aufgestellt werden. Da dieses Verfahren jedoch bei komplexen Spektren versagt,

ziehen wir es vor, aus der gemessenen Kurve $I_t(d)$ die Absorptionskurve aus dünner Schicht $I_0(d)$ zu berechnen. Dies geschieht entweder mittels der Differentialform von (1):

$$I_0(d) = I_0(d+t) - t \left.\frac{d I_t(a)}{d a}\right|_d \tag{2}$$

oder mit den durch Entwickeln von I_0 gewonnenen Formeln:

$$I_0(d) = I_t(d) - \frac{t}{2} \left.\frac{d I_t(a)}{d a}\right|_d + \frac{t^2}{12} \left.\frac{d^2 I_t(a)}{d a^2}\right|_d - \frac{t^4}{720} \left.\frac{d^4 I_t(a)}{d a^4}\right|_d \tag{3}$$

$$I_0(d) = I_t\left(d - \frac{t}{2}\right) - \frac{t^2}{24} \left.\frac{d^2 I_t(a)}{d a^2}\right|_{d-\frac{t}{2}} + \frac{t^4}{823} \left.\frac{d^4 I_t(a)}{d a^4}\right|_{d-\frac{t}{2}} \tag{4}$$

(2) wird mit Vorteil für dickere ($t > R/3$), (3) und (4) für dünnere Schichten verwendet.

Es empfiehlt sich jedoch, möglichst dünne Schichten zu untersuchen, da nach der Integration (1) die Einzelheiten der Absorptionskurve (Teilspektren) weniger stark hervortreten. Ausserdem wird der störende γ-Untergrund verhältnismässig stärker, da er linear mit der Schichtdicke anwächst, während die β-Intensität bei $t = R$ den maximalen Endwert erreicht.

5. *Kontrolle der Auswertemethode.*

Als Beispiel für die Anwendung der beschriebenen Methode möge zunächst das von FEATHER[2]) untersuchte Ag^{106} dienen. Seinen R_n-Werten entsprechen die Energien $E_n = 2{,}65$ 2,44 2,29 2,19 2,11 2,08, extrapoliert auf 2,00 MeV. Die neue Methode liefert dagegen, nach Korrektur für die endliche Schichtdicke und für einen Positronenstrahler mit $Z = 47$, $E_n = 1{,}94$ 2,02 2,00 1,98 1,97 1,97 1,99 2,00 2,01, woraus auf $2{,}00 \pm 0{,}06$ geschlossen werden kann. Die Erleichterung der Extrapolation, die kaum mehr so bezeichnet werden darf, ist offenbar.

Zur Prüfung der Methode wurde ausserdem eine grosse Zahl von publizierten Absorptionskurven ausgewertet, hauptsächlich diejenigen, welche in den Tabellen von MATTAUCH und FLÜGGE[15]) zur Angabe von Zerfallsenergien benutzt worden sind. In Tabelle 3 gibt Spalte 1 das radioaktive Isotop, 2 den Autor, 3 seine Messmethode und den von ihm angegebenen Energiewert. Zur Entlastung des Literaturverzeichnisses sind die Bezeichnungen der Kernphysikalischen Tabellen von MATTAUCH und FLÜGGE[15]) (Literatur zu den Tabellen IV—VI) übernommen worden. Messmethode: S = Spektrograph, W = Wilsonkammer, A = Absorp-

Tabelle 3a.

1	2	3	4	5	6
Na^{22}	*L* 10	*A*	0,53 0,53 0,52	0,53 ± 0,04	
	O 13	*S* 0,55			
	L 10	*W*0,58 ± 0,03*B*			
	M 2	*W*0,6 ± 0,06			
Sc^{44}	[16])	*A* 1,33 ± 0,05	1,44 1,44 1,41 1,43 1,43 1,43	1,43 ± 0,05	
	[17])	*S* 1,45 ± 0,01			
Sc^{48}	[18])	*A* 0,57	0,58 0,55 0,57 0,56	0,57 ± 0,04	
	[17])	*S* 0,640 ± 0,004			
	W 8	*A* 1,4; 0,5			(?)
Cu^{61}	*R* 16	*A* 0,94	1,09 1,08 1,12 1,22	1,2 ± 0,1	
	(*S* 55)	*A* 1,2 ± 0,2	1,06 1,11 1,15 1,18 1,22		
	[10])	*S* 1,225 ± 0,015			
Zn^{63}	*S* 55	*A* 2,3 ± 0,15	2,15 2,25 2,27 2,32 2,33 2,35 2,37	2,3 ± 0,1	nach Subtraktion eines weichen Teilspektrums
	D 18	*A* 1,8	2,07 2,18 2,18 2,18 2,23 2,25 2,26		
	[19])	*S* 2,36 ± 0,03 1,40; 0,46			
	T 9a	*S* 2,32 ± 0,05			
	S 8	*W*1,92 *KU*; 0,67 *KU*			
As^{76}	*M* 42	*A* (3,24)	n = 6—10	2,75 ± 0,10	falsche Angabe der Reichweite
	W 13	*S* 2,78 *F*			
	S 7	*W*2,75 *KU*; 1,31 *KU*			
	S 13	*W*2,5 *F*; 1,7; 0,5 *F*			
In^{114}	*L* 22	*A*	1,82 1,84 1,89 1,95 1,97 1,97 1,99 2,00 2,00	2,00 ± 10,08	
	L 22	*S* 1,98			
	L 20	*W*2,15			

tionsmessung, *F*, *KU*, *B* = Grenzenergie bestimmt mittels Fermi-Diagramm, Konopinski-Uhlenbeck-Diagramm, beobachtete Grenze. Zu Vergleichszwecken sind sämtliche in [15]) berücksichtigten, teilweise (in Klammern) noch weitere Quellen aufgeführt. In Spalte 4 stehen unsere E_n-werte, unter 5 eine Abschätzung der Maximalenergie (mit Fehlergrenzen), in Spalte 6 Bemerkungen. Wenn die Autoren von der Absorptionskurve nur den Teil in der Nähe

Tabelle 3b.

1	2	3	4	5	6
Al^{26}	*F* 25	*A* 1,8	$n = 0—4$	$3{,}4 \pm 0{,}5$	Abs. in Cu, ungenau
	B 56	*A* 1,5	2,2 2,4 2,6 2,8	?	Abs. in Cu, ungenau
	W 16	*W*2,99 *B*			Bester Wert
	M 2	*W*4,6 ± 0,46			?
P^{30}	(*F* 25)	*A* 1,8	$n = 0—4$	$3{,}4 \pm 0{,}5$	Abs. in Cu, ungenau
	B 9	*W*3,0 ± 0,1			
	M 2	*W*3,5 ± 0,35			
Cl^{34}	*B* 56	*A* 2,5	$n = 0—4$	$3{,}0 \pm 0{,}5$	Abs. in Cu, ungenau
	(*F* 25)	*A* 1,8	$n = 0—4$	$3{,}4 \pm 0{,}5$	
K^{38}	*R* 16	*A* 1,9	2,45 2,47 2,57 2,69	$2{,}6 \pm 0{,}1$	
	(*H* 70)	*A* 2	2,45 2,63 2,65 2,59		
Zn^{69}	*L* 46	*A* 1,1	0,85 0,86 0,86 0,86		
			0,86 0,87	$0{,}86 \pm 0{,}04$	
	S 8	*W*0,99 *KU*			
Ga^{66}	*M* 5	*A* 3,1	3,43 3,71 3,90 3,90	$3{,}9 \pm 0{,}2$	
		*W*3,9 *B*			
Rb^{88}	*G* 10	*A* 4,6	$2{,}1 \pm 0{,}2$ ($32 \pm 5\%$)	$5{,}0 \pm 0{,}3$	komplex
Rb^{89}	*G* 10	*A* 3,8	$2{,}0 \pm 0{,}2$ ($82 \pm 4\%$)	$4{,}5 \pm 0{,}3$	komplex
Mo^{99}	*S* 26	*A* 1,6	1,20 1,20 1,17 1,20		
			1,20 1,23 1,26 1,29	$1{,}25 \pm 0{,}1$	(?)
	S 10	*A* 1,0			
Au^{198}	[20])	*A* 0,78	0,97 1,01 0,98 0,97	$0{,}98 \pm 0{,}05$	

der Reichweite wiedergegeben haben, steht unter 5 diejenige Energie, für welche die Normalkurve der gemessenen am nächsten kommt. Das gleiche gilt bei Messungen mit grosser Streuung. In diesen Fällen gibt Spalte 4 den zur Bestimmung verwendeten Bereich: $n = 3—7$ bedeutet, dass die Absorptionskurve von $I = I_0 2^{-3}$ bis $I_0 2^{-7}$ benutzt werden konnte. Komplexe Spektren werden nach Möglichkeit analysiert.

Die Auswertung der publizierten Kurven kann natürlich nicht den gleichen Grad von Genauigkeit erreichen, wie dies anhand der Originalkurven möglich wäre. Vor allem gilt dies dann, wenn die Intensität in linearem Masstab aufgetragen ist. Eine weitere Einschränkung der Genauigkeit ist wegen der verschiedenen geometrischen Anordnungen und der verschiedenen Registrierapparate, Ionisationskammer und Zählrohr, zu erwarten. Diese Einflüsse werden sich besonders im Anfangsteil der Absorptionskurven auswirken.

Tabelle 3c.

1	2	3	4	5	6
F^{20}	*C* 61	*A*	4,46 4,90 5,10 5,18	5,1 ± 0,3	
	F 20	*W*5,0 *F*			
Ne^{19}	*W* 16	*A* 2,3	2,25 2,26 2,23 2,17		
			2,15 2,18	2,2 ± 0,1	
	W 16	*W*2,2 *B*			
Ne^{23}	*P* 23	*A* 4,1 ± 0,3	4,25 4,23 4,28 4,30	4,3 ± 0,3	ungenau
Sc^{43}	[16])	*A* 1,13 ± 0,05	1,26 1,25 1,25 1,25		
			1,22 1,22 1,20	1,22 ± 0,05	
		S 1,11 ± 0,05			(?)
Sc^{47}	[18])	*A* 0,46	0,50 0,50 0,49 0,49		
			0,50 0,50 0,50	0,50 ± 0,04	
	W 8	*A* 1,5; 0,26			(?)
V^{49}	*W* 6	*A* 1,9	n = 2,5—6,5	2,00 ± 0,07	
Mn^{51}	*L* 43	*A* 2,0	1,97 2,24 2,30 2,29		
			2,35 2,35 2,37	2,35 ± 0,1	
Mn^{52}	(*L* 43)	*A* 0,7	0,62 0,67	0,7	ungenau
	H 32	*W*0,77 *B*			
Co^{60}	*R* 18	*A* 1,45 ± 0,1	n = 0—3	2,5 ± 0,3	(?) ungenau
	(*L* 38)	*A*	n = 0—3	1,4 ± 0,2	
Cu^{62}	*S* 55	*A* 2,8 ± 0,3	n = 0—7	3,0 ± 0,2	ungenau
	C 51	*W*2,6 *B*			
	S 35	*W*3,4 *KU*			
Ga^{68}	*M* 5	*A* 1,8	1,98 1,97 1,97 1,95		
			1,96 1,99	1,97 ± 0,06	
		*W*1,9 *B*			
	R 16	*A* 1,85	1,81 1,84 1,86 1,93	1,9 ± 0,1	
	S 8	*W*1,35 *KU*			
Ge^{71}	*M* 7	*A* 1,0	1,24 1,23 1,23 1,21 1,22	1,22 ± 0,04	
	S 27a	*A* 1,2			
	S 8	*W*1,15 *KU*			
Br^{78}	*S* 44	*A* 2,3	2,15 2,26 2,30 2,34 2,37		
			2,41 2,42 2,42	2,40 ± 0,08	
Br^{80}					
185 m	*S* 44	*A* 2,2	n = 5,5—9,5	2,3 ± 0,1	komplex
	A 8	*S* 2,0 ± 0,1			
45 h	*S* 44	*A* 2,0	n = 5—9	2,0 ± 0,1	komplex
Br^{83}	*S* 44	*A* 1,3	n = 3,5—6,5	1,45 ± 0,05	komplex
	L 7	*A* 1,05			
In^{116}	(*L* 22)	*A*	2,75 2,90 2,82 2,88 2,90		
			2,92 2,94 2,98 2,96 2,96	2,95 ± 0,10	
	C 33	*W*2,8			
	G 2	*W*3,2 *KU*			
I^{128}	*L* 44	*A* 2,2	2,02 2,06 2,05 2,13 2,13		
			2,10 2,13 2,13 2,12 2,13	2,13 ± 0,07	
	A 8	*S* 2,1 ± 0,1			
	B 2a	*W*2,10 *KU*; 1,05 *KU*			
	T 3	*W*2,40 ± 0,07			
Xe^{135}	[21])	*A* 0,9	0,88 0,88 0,89 0,90		
			0,91 0,93	0,90 ± 0,04	
Cs^{138}	*G* 10	*A* 2,6	2,56 2,59 2,59 2,61		
			2,65 2,69	2,65 ± 0,09	

In Tabelle 3a sind eine Reihe von Aktivitäten aufgeführt, deren Energien, mit dem Spektrographen gemessen, zuverlässig bekannt sind. Die Übereinstimmung der Maximalenergien ist — im Hinblick auf die angedeuteten Unsicherheiten — gut, mit Ausnahme vielleicht von Sc^{48}.

In 3b haben wir einige Aktivitäten zusammengestellt, für welche wir Energiewerte erhalten, die zum Teil stark von denjenigen der Autoren abweichen. Zugleich können wir aber in manchen Fällen — wie auch bei Cu^{61}, Zn^{63} und As^{76} von 3a — Diskrepanzen zwischen den Angaben verschiedener Autoren beheben. Diese rühren grösstenteils von einer Unterschätzung der Reichweite her. Wir glauben daher, dass den hier vorgeschlagenen Energiewerten ein grösserer Wahrheitsgehalt zukommt als den bisher angenommenen.

Für eine grosse Zahl von Isotopen ergibt unsere Auswertung eine gute Bestätigung der Werte der Autoren. Da auch diese von Wert sein kann, ist eine Zusammenstellung nicht überflüssig (Tabelle 3c). Auch hier ist bemerkenswert, dass die E_n-Werte im allgemeinen gut konstant sind. Es scheint, dass die angegebenen Eichkurven, natürlich mit etwas kleinerer Genauigkeit, auch für abweichende geometrische Anordnungen gebraucht werden können, sofern ebene Absorber benützt werden.

Einige Absorptionskurven konnten nicht ausgewertet werden, vermutlich, weil das Spektrum komplex war, ohne dass die Komponenten getrennt werden konnten. Von den in [15]) benutzten Energieangaben betrifft dies diejenigen von Ag^{111}, Ag^{112}, In^{117} (Y 3) und I^{126}, $I^{129, 131}$ I^{130} (L 44) sowie Ga^{70} (M 67). Auch die früher immer angestrebten exponentiellen Absorptionskurven ergeben stetig ansteigende und nicht konvergierende E_n-werte, so dass auf die Auswertung solcher Messungen verzichtet werden muss.

Im allgemeinen darf aber aus den Resultaten der Tabelle 3 der Schluss gezogen werden, dass die Absorptionsmethode die Genauigkeit der zuverlässigsten Untersuchungen mit der Wilsonkammer zum mindesten erreicht. Auch die Messung im Spektrographen ist ihr nur bei sehr grossen Präparatstärken überlegen, sowie bei der Bestimmung von Konversionslinien, die einem Kontinuum überlagert sind, wo die Absorptionsmethode versagt.

II. γ-Strahlung.

1. Absorption der Sekundärelektronen.

Die auf BOTHE und KOLHÖRSTER[22]) zurückgehende Methode der Absorptionsmessung besteht darin, dass die von der γ-Strahlung in einem Sekundärstrahler ausgelösten Elektronen zwei Zählrohre durchsetzen und diese in Koinzidenz zum Ansprechen bringen. Die Absorption wird durch Einschieben von Folien zwischen die Zählrohre gemessen (s. Nebenfigur von Fig. 8). Für die Auswertung der Absorptionskurve sind zwei Methoden gebräuchlich:

a) Die Halbwertsdicke beträgt nach BECKER und BOTHE[23]): $d_1 = \text{const.}\ (E/mc^2)^2/(E/mc^2 + 1)$, wobei die Konstante experimentell zu 0,233 mm Al bestimmt wurde.

b) Die Reichweite der Sekundärelektronen hängt oberhalb 1 MeV linear von der γ-Energie ab (z. B. CURRAN, DEE und PETRŽILKA[24])). Freilich ist sie schlecht definiert und der gemessene Wert hängt etwas von der Messgenauigkeit ab.

Wenn beide Methoden das gleiche Resultat ergeben, wird auf eine homogene γ-Strahlung geschlossen; andernfalls gibt b) die Energie des härtesten Quantes, a) eine mittlere Energie.

Die Analyse lässt sich mittels der bei den β-Spektren verwendeten Methode verbessern. Mit Hilfe der von HEITLER[25]) angegebenen Wirkungsquerschnitte berechnen wir das Spektrum $f(E)\,dE$ der Sekundärelektronen, die ein γ-Quant der Energie E_γ in einer dünnen Schicht dx in der Tiefe x unterhalb der Oberfläche des Strahlers (Al oder Messing) erzeugt. Die Zahl der bei einer Absorberdicke d registrierten Koinzidenzen ist

$$N(d) = \text{const.} \int_0^{E_{\max}} \int_0^{\infty} f(E)\, D(E, x+d)\, dE\, dx.$$

$D(E, x + d)$ ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron der Anfangsenergie E den ganzen Absorber $x + d$ durchsetzt. Wegen der grossen Winkeldivergenz der γ-Strahlen in der benutzten Anordnung kann isotrope Verteilung der Sekundärelektronen, wie bei den β-Spektren, angenommen werden. Da auch die Öffnungswinkel der in die Zählrohre gelangenden Elektronenbündel in beiden Fällen vergleichbar sind, kann $D(E, x + d)$ den früher berechneten Absorptionskurven (Fig. 4) entnommen werden. Auf diese Weise ermitteln wir die Absorptionskurven für 0,5, 1,5 und 2,62 MeV und erhalten durch Interpolation zwischen ihren d_n-Werten die Eichkurven $E = f(d_n)$ der Fig. 8. Die Kurven für Messingstrahler unterscheiden sich unterhalb 1,5 MeV von denjenigen für Al-Strahler,

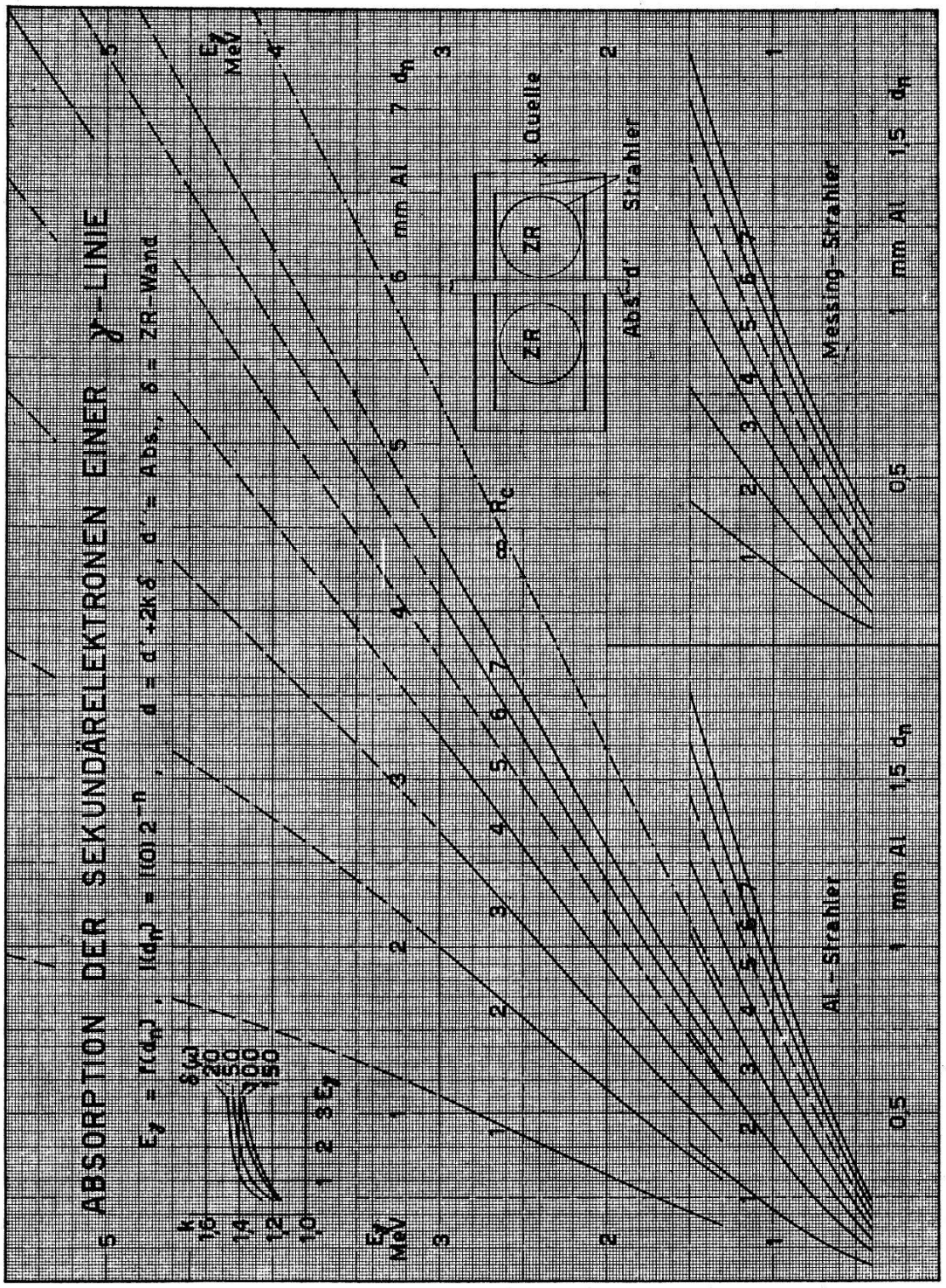
ABSORPTION DER SEKUNDÄRELEKTRONEN EINER γ-LINIE
Eγ = f(dh) , I(dh) = I(0) 2^-n , d = d'-2kδ , d' = Abs., δ = ZR-Wand
Eγ MeV
mm Al
dh
ZR
Quelle
Strahler
Abs. d'
Al-Strahler
Messing-Strahler
mm Al

Fig. 8.

da in Messing mehr Photoelektronen ausgelöst werden, wodurch die mittlere Energie der Sekundärstrahlung grösser wird. Die experimentellen Werte stimmen mit denjenigen von Fig. 8 bei 0,51 MeV (Vernichtungsstrahlung) und 1,14 MeV (Zn^{65} [26])) innerhalb 2%, bei 2,62 MeV (Th C″) innerhalb 3—4% überein. Als Fehlergrenze kann in diesem Energiebereich 5% angenommen werden. Für die Extrapolation zu höheren Energien wurden die Absorptionskurven der bei Beschiessung von F und Li mit Protonen entstehenden γ-Strahlen gemessen (6,2 bzw. 17,2 MeV), welche die folgenden d_n-Werte ergaben: 6,2 MeV: $4{,}1_3$ $5{,}9_2$ $7{,}4_0$ $8{,}5_1$ $9{,}3_2$, 17,2 MeV: 5,8 11,6 17,4 mm Al. Im Charakter der Kurven scheint sich oberhalb 3 MeV das allmähliche Hervortreten der Paarelektronen, mit einer geringern mittleren Energie, gegenüber den Comptonelektronen zu zeigen, indem die d_n-Werte langsamer ansteigen.

Der Vergleich von Fig. 8 mit den oben besprochenen üblichen Methoden ergibt:

a) Für die Konstante der Formel von Becker und Bothe erhalten wir aus der Kurve für d_1 die Werte $0{,}13_2$, $0{,}18_7$ und $0{,}21_9$ bei 0,5, 1,5 und 2,62 MeV. Der letzte Wert stimmt gut mit 0,233 überein, welcher ebenfalls mit Th C″ erhalten wurde, von einer Konstanten scheint man aber nicht sprechen zu dürfen.

b) Die in der Literatur angegebene Reichweite ([24]) fällt zwischen unsere Kurven d_7 und d_8 (extrapoliert), entspricht also etwa derjenigen Absorberdicke, welche die Intensität auf 0,5% herabsetzt und ist bedeutend kleiner als die Reichweite R_c der Comptonelektronen.

Im Gegensatz zu Fig. 6 sind in Fig. 8 die Absorptionskurven auf $d = 0$ extrapoliert worden. Es zeigt sich, dass für γ-Energien unterhalb 1,5 MeV die Verwendung von normalen Zählrohren mit einer Wandstärke von rund 100 μ Al nicht zu empfehlen ist. Wegen des zweimaligen Durchtrittes der Elektronen durch die Zählrohrwand wird die Korrektur für diese gross und unsicher. Die ungefähren Korrekturfaktoren sind in der Nebenfigur abzulesen (vgl. Anhang 1). Vergleichsmessungen zeigen aber, dass der Charakter der Absorptionskurven etwas von der Wandstärke abhängt, indem bei 120 μ die ersten d_n-Werte 5—8% grösser werden als die für Folienzählrohre gültigen Werte der Eichkurven. Für grössere n nehmen die Unterschiede ab. Bewährt haben sich Zählrohre aus Messing von 22 mm Durchmesser, welche auf dem halben Umfang massiv sind, während die andere Hälfte durch eine von Stegen gehaltene Al-Folie von 20 μ verschlossen ist.

Die Auswertung gemessener Kurven geschieht wie bei den β-Spektren. Aus dem Grad der Konstanz der E_n-Werte wird auf die Homogenität der Strahlung geschlossen. Eine komplexe Strahlung kann zerlegt werden, wobei aus den Anfangswerten der Absorptionskurven der Komponenten deren Intensitätsverhältnis berechnet werden kann, wenn die γ-Empfindlichkeit der Zählrohre bekannt ist.

2. *Zählrohrempfindlichkeit.*

Die experimentellen und theoretischen Bestimmungen der Empfindlichkeit eines Zählrohres für γ-Strahlen ergeben zum Teil widersprechende Resultate. Vor allem zeigen die Ergebnisse von Bradt, Gugelot, Huber, Medicus, Preiswerk und Scherrer[27]), dass die häufig benutzte Formel von v. Droste[28]) unzutreffend ist. Diese beruht wesentlich auf der Voraussetzung, dass die Absorptionskurven von Comptonelektronenspektren verschiedener Energie zueinander affin seien, was nach Fig. 1 sicher falsch ist. Es ist daher von Interesse, die γ-Empfindlichkeit mit Hilfe der im vorstehenden Abschnitt durchgeführten Rechnungen zu bestimmen. Man erhält (vgl. [27])):

$$\varepsilon = \pi n_0 \int_0^{E_{\max}} \int_0^{\infty} \sigma(E)\, D(E, x)\, dE\, dx,$$

wobei n_0 die Zahl der Atome im cm³ und $\sigma(E)$ der differentielle Wirkungsquerschnitt für Auslösung eines Elektrons der Energie E ist. Eine genaue Berechnung von $D(E,x)$ erforderte die Berücksichtigung der Winkelverteilung der Sekundärelektronen und ist kaum durchführbar. Bei Mitteilung über den ganzen Umfang unterscheidet sich die Winkelverteilung bezüglich der Flächennormalen aber nicht mehr stark von der isotropen Verteilung. $2\,D(E,x)$ ist mit den Absorptionskurven $I(x)/I_0$ von Fig. 4 vergleichbar. (Der Faktor 2 rührt daher, dass $D(E,0)=0{,}5$, weil bei dünner Schicht die Hälfte der ausgelösten Elektronen ins Zählrohrinnere gelangt.) Freilich ist zu erwarten, dass $2\,D(E,x)$ etwas steiler verläuft als $I(x)/I_0$, da bei den Messungen der β-Absorption die maximalen Winkel, unter denen die Absorber durchsetzt werden, 25° in der Quer-, 60° in der Längsrichtung betragen, während sich hier die Verteilung über die ganze Halbkugel erstreckt. Eine Abschätzung zeigt, dass dadurch gerade etwa ein Faktor $\pi/2$ kompensiert wird, so dass die γ-Empfindlichkeit nach der Formel

$$\varepsilon = n_0 \int_0^{E_{\max}} \int_0^{\infty} \sigma(E)\, I(x)/I_0\, dE\, dx$$

berechnet werden kann. Tabelle 4 enthält die berechneten Werte, zusammen mit denjenigen nach v. DROSTE, angeglichen bei 0,5 MeV, und den experimentellen Daten von BRADT et al.[27]).

Tabelle 4.

Kathodenmaterial	E	0,5	1,5	2,62 MeV
Al	ber.	0,20%	0,86%	1,55%
	exp.	0,21 ± 0,02	0,98	1,61 ± 0,05
Messing . .	ber.	0,20	0,75	1,39
	exp.	0,21 ± 0,02	0,88	1,45 ± 0,05
	v. DR.	0,21	0,72	1,07

Es muss bemerkt werden, dass in der Gegend von 1,5 MeV keine neue Bestimmung von ε vorliegt, so dass es nicht ausgeschlossen ist, dass die experimentelle Kurve dort etwas zu hoch angenommen worden ist. Ihr allgemeiner Verlauf, vor allem die starke Abweichung gegenüber der Theorie von v. DROSTE bei hohen Energien, wird jedoch durch diese Rechnung ausgezeichnet bestätigt.

Unserm verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. P. Scherrer, sind wir für das fördernde Interesse an dieser Arbeit zu Dank verpflichtet. Für finanzielle Unterstützung danken wir dem Jubiläumsfonds der E.T.H.

Physikalisches Institut der E.T.H., Zürich.

ANHANG.

1. Absorption in der Zählrohrwand.

Die Absorption von β-Strahlen in der Wand eines Zählrohrs der Dicke δ ist derjenigen in einem ebenen Absorber der Dicke $d_0 = k\,\delta$ äquivalent. Nach FLEISCHMANN[29]) ist $k = 1{,}5$ zu setzen. Dies ist für kleine Wandstärken richtig. Genauer gilt für parallelen Einfall, unter Voraussetzung exponentieller Absorption:

$$e^{-\lambda d_0} = e^{-\lambda k \delta} = \frac{1}{r}\int_0^r e^{-\lambda\delta\frac{r}{\sqrt{r^2-x^2}}}\,dx = \int_0^{\frac{\pi}{2}} e^{-\frac{\lambda\delta}{\cos\varphi}}\cos\varphi\,d\varphi$$

x ist der Achsenabstand des betrachteten Strahles; der Radius r

des Zählrohres sei gross gegen δ. Die graphische Integration ergibt die Werte:

$\lambda\delta =$	0	0,5	1	1,5	2
$k =$	$1{,}57\left(\frac{\pi}{2}\right)$	1,36	1,29	1,27	1,25

Experimentell wird für $\lambda\delta = 1$ $k = 1{,}22 \pm 0{,}05$ gefunden. Eine Abweichung in dieser Richtung ist zu erwarten: Beim Durchgang durch die Wand wird die Strahlung diffus, wobei die Verteilung bei einem grossen Achsenabstand nicht symmetrisch zur Einfallsrichtung bleibt, sondern in der Richtung der Flächennormalen verzerrt wird. Die in der Wand durchlaufenen Strecken werden etwas kleiner, mit ihnen auch die Absorption.

Da die Absorption in der Zählrohrwand hauptsächlich bei kleinen Energien berücksichtigt werden muss, benützen wir den für $\lambda\delta = 1$ ($E_0 \sim 0{,}6$ MeV) gefundenen Wert von $k = 1{,}22$. Mit $\delta = 0{,}115$ mm Al wird $d_0 = 0{,}140$ mm Al. Die Willkür dieser Festsetzung spielt für die Ergebnisse keine Rolle, da alle Eichsubstanzen in der gleichen Anordnung aufgenommen wurden. Bei der Auswertung anderer Messungen (z. B. Tab. 3) beträgt die Unsicherheit in E_0 maximal 0,025 mm Al, was nur 0,01 MeV entspricht. Für die Angabe der Energie-Reichweite-Beziehung wurde dagegen die wahre Wandstärke δ eingesetzt, da in der Nähe der Reichweite nur die kürzeste Verbindung Quelle-Zählrohr eine Rolle spielt.

2. *Berechnung der Fermispektren.*

Da die Berechnung der Energieverteilung eines β-Spektrums ziemlich mühsam ist, seien einige Hilfsmittel angegeben. Nach Fermi[30]) gilt für einen erlaubten β^--Übergang der Grenzenergie E_0:

$$f^-(\varepsilon)\,d\varepsilon = \varepsilon(\varepsilon_0 - \varepsilon)^2\, p\, \Phi(z,\varepsilon)\, d\varepsilon$$

mit

$$\Phi(z,\varepsilon) = \frac{2^{2s}}{(2s)!^2}\left[\frac{mc\varrho}{\hbar}\right]^{2s-2} p^{2s-2}\, e^{\pi Z\alpha\varepsilon/p}\, |\Gamma(s+iZ\alpha\varepsilon/p)|^2$$

$$\varepsilon = 1 + E/mc^2, \quad \varepsilon_0 = 1 + E_0/mc^2, \quad p = \sqrt{\varepsilon^2 - 1}$$

$$\varrho = \text{Kernradius}, \quad s = \sqrt{1-(Z\alpha)^2}, \quad \alpha = e^2/\hbar c\,.$$

Diese Darstellung ist jedoch für die numerische Auswertung ungünstig, da $\Phi(Z,\varepsilon)$ für $\varepsilon \to 1$ divergiert. Vorteilhafter ist die Aufteilung:

$$f^-(\varepsilon)\,d\varepsilon = C(Z)\,\varepsilon^2(\varepsilon_0 - \varepsilon)^2\, \Theta(Z,\varepsilon)\, d\varepsilon$$

mit

$$C(Z) = 2\pi\,\frac{2^{2s}}{(2s)!^2}\left[\frac{mc\varrho}{\hbar}\right]^{2s-2}(Z\alpha)^{2s-1}$$

und

$$\Theta(Z,\varepsilon) = \frac{1}{2\pi\varepsilon}\,(p/Z\alpha)^{2s-1}\, e^{\pi Z\alpha\varepsilon/p}\,|\Gamma(s+iZ\alpha\varepsilon/p)|^2.$$

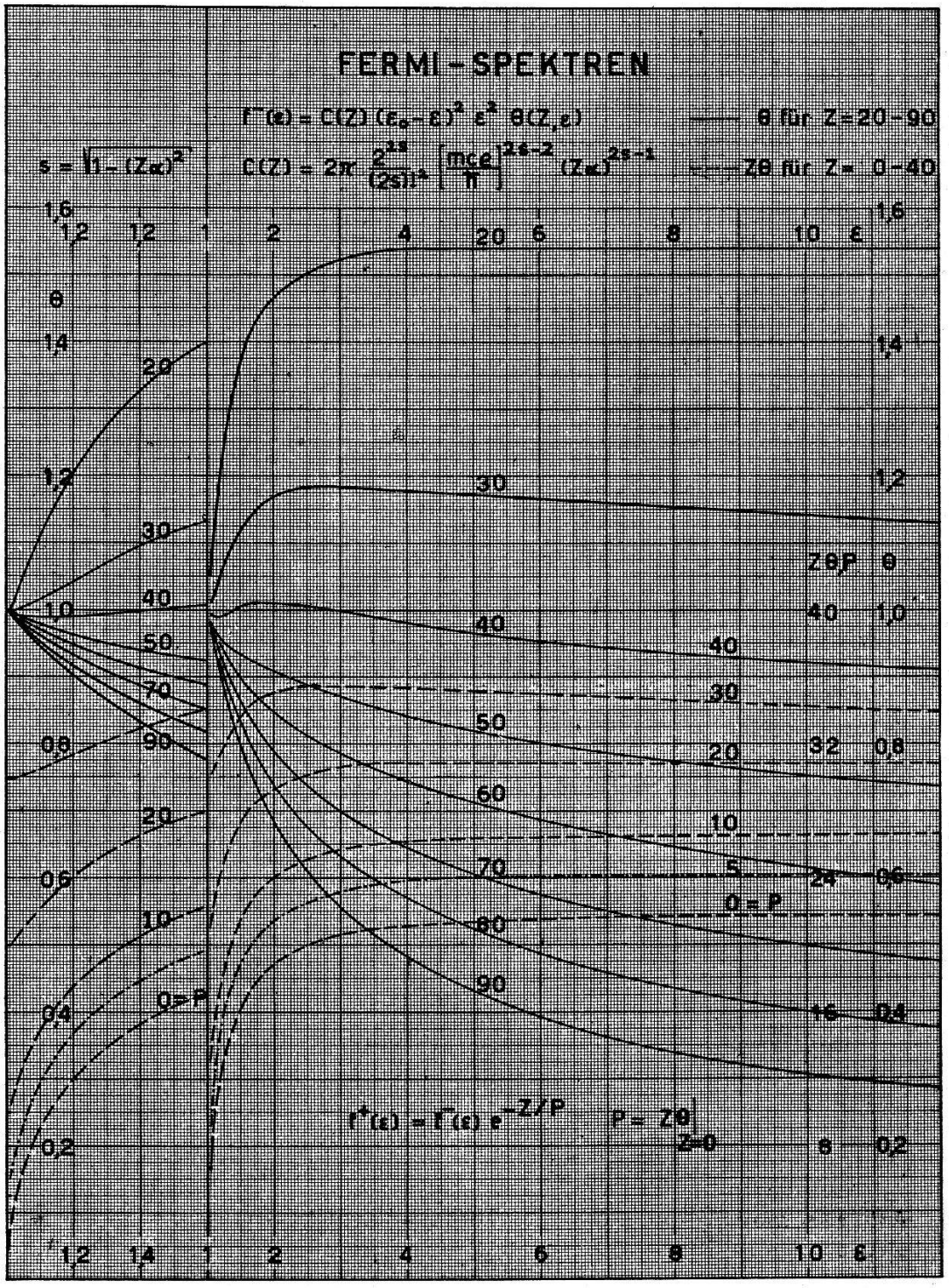
FERMI-SPEKTREN
$f^-(\varepsilon) = C(Z)(\varepsilon_0-\varepsilon)^2 \varepsilon^2 \theta(Z,\varepsilon)$
$s = \sqrt{1-(Z\alpha)^2}$
$C(Z) = 2\pi \frac{2^{2s}}{(2s)!^2}\left[\frac{mc\varepsilon}{\hbar}\right]^{2s-2}(Z\alpha)^{2s-1}$
θ für Z=20-90
Zθ für Z= 0-40
$f^+(\varepsilon) = f^-(\varepsilon)\, e^{-Z/P}$
P = Zθ
Z=0
Zθ/P
θ

Fig. 9.

In Fig. 9 ist $\Theta(Z,\varepsilon) = f(\varepsilon)$ für $Z > 20$, $Z\Theta(Z,\varepsilon)$ für $Z < 40$ dargestellt. Zur Berechnung wurden die bekannten Werte der Funktion $|\Gamma(1 + x + iy)|^2$ für $x = 0$ und $y = 0$, deren Ableitungen bis zur vierten Ordnung und die besten Näherungsformeln verwendet. Der maximale Fehler ist 2%.

Für Positronenübergang gilt:

$$f^+(\varepsilon)\,d\varepsilon = e^{-2\pi Z\alpha\varepsilon/p} f^-(\varepsilon)\,d\varepsilon = e^{-Z/P} f^-(\varepsilon)\,d\varepsilon,$$

wo

$$P = [Z\Theta(\varepsilon)] \text{ für } Z = 0.$$

Literaturverzeichnis.

1) Bleuler und Zünti, H.P.A. **19**, 137 (1946).
2) Feather, Proc. Cambr. phil. Soc. **34**, 599 (1938).
3) Madgwick, Proc. Cambr. phil. Soc. **23**, 970 (1927).
4) Varder, Phil. Mag. **29**, 725 (1929).
5) Eddy, Proc. Cambr. phil. Soc. **25**, 50 (1929).
6) Bothe, Hdb. d. Phys. **22/2**, 1 (1933).
7) Lenard, Quant. über Kathodenstrahlen (Heidelberg 1918).
8) Bradt, Gugelot, Huber, Medicus, Preiswerk, Scherrer und Steffen, H.P.A. **19**, 219 (1946).
9) Townsend, Proc. roy. Soc. A **177**, 357 (1941).
10) Bradt, Gugelot, Huber, Medicus, Preiswerk und Scherrer, H.P.A. **18**, 252 (1945).
11) Flammersfeld, Zs. f. Phys. **112**, 727 (1939).
12) Lawson, Phys. Rev. **56**, 131 (1939).
13) Watase und Itoh, Proc. phys.-mat. Soc. Japan **21**, 623 (1939).
14) Fournier, Ann. phys. **8**, 206 (1927).
15) Mattauch und Flügge, Kernphys. Tabellen (1942).
16) Hibdon, Pool und Kurbatov, Phys. Rev. **67**, 289 (1945).
17) Smith, Phys. Rev. **61**, 578 (1942).
18) Hibdon, Pool und Kurbatov, Phys. Rev. **67**, 313 (1945).
19) Bradt, Gugelot, Huber, Medicus, Preiswerk, Scherrer und Steffen, H.P.A. **19**, 221 (1946).
20) Clark, Phys. Rev. **61**, 242 (1942).
21) Chien Shiung Wu und Segrè, Phys. Rev. **67**, 142 (1945).
22) Bothe und Kolhörster, Natw. **17**, 271 (1929).
23) Becker und Bothe, Zs. f. Phys. **76**, 421 (1932).
24) Curran, Dee und Petržilka, Proc. roy. Soc. A **169**, 269 (1938).
25) Heitler, Quantum Theorie of Radiation.
26) Deutsch, Roberts und Elliott, Phys. Rev. **61**, 289 (1942).
27) Bradt, Gugelot, Huber, Medicus, Preiswerk und Scherrer, H.P.A. **19**, 77 (1946).
28) v. Droste, Zs. f. Phys. **100**, 529 (1936).
29) Fleischmann, Zs. f. Phys. **103**, 113 (1936).
30) Fermi, Zs. f. Phys. **88**, 161 (1934).