

ARBEITSKREIS BAYERISCHER PHYSIKDIDAKTIKER

## **BEITRAG AUS DER REIHE:**

Werner B. Schneider (Hrsg.)

# Wege in der Physikdidaktik

Band 1

Sammlung aktueller Beiträge aus der  
physikdidaktischen Forschung

ISBN 3 - 7896 - 0090 - 3

Verlag Palm & Enke, Erlangen 1989

### Anmerkung:

Die Bände 1 bis 5 sind (Ausnahme Band 5) im Buchhandel vergriffen.  
Die einzelnen Beiträge stehen jedoch auf der Homepage

<http://www.solstice.de>

zum freien Herunterladen zur Verfügung.

Das Copyright liegt bei den Autoren und Herausgebern.

Zum privaten Gebrauch dürfen die Beiträge unter Angabe der Quelle  
genutzt werden. Auf der Homepage

[www.solstice.de](http://www.solstice.de)

werden noch weitere Materialien zur Verfügung gestellt.

Helmut Hilscher

# Betastrahlen-Spektroskopie

## 1. Allgemeine Einführung

Die Betastrahlen-Spektroskopie befaßt sich mit der Vermessung des Energie- oder Impulsspektrums der beim Kernbetazerfall emittierten Elektronen. Diese Spektren bestehen i.a. aus einer kontinuierlichen Verteilung, herrührend von dem 3-Körper-Betazerfall eines Neutrons oder Protons eines betainstabilen Atomkerns, und dem Kontinuum überlagerten scharfen Linien von Konversionselektronen. Diese werden bei Betaübergängen in angeregte Zustände des Tochterkerns emittiert, wenn der dem Zerfall folgende Übergang des Tochterkerns in den Grundzustand nicht durch Emission von Photonen (Gammastrahlung) erfolgt, sondern die Übergangsenergie an ein Hüllenelektron übertragen wird (Abb. 1). Während der Kernphysiker aus den Energien der Konversionslinien Termschemata von Atomkernen aufzustellen versucht, erhält er aus der genauen Form des kontinuierlichen Anteils des Betaspektrums wichtige Informationen sowohl über die involvierten Kernzustände als auch über die Natur der Schwachen Wechselwirkung, die den Betazerfall bewirkt. Ein professionelles Betaspektrometer muß daher zwei Anforderungen genügen:

- (1) Hohe, von der Energie der Elektronen unabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit. Das bedeutet hohe Akzeptanz für die aus einer Quelle emittierten Elektronen und geringe Verluste (durch Absorption und Streuprozesse) in der Quelle und im Spektrometer sowie hohe Ansprechwahrscheinlichkeit des Nachweisdetektors.
- (2) Hohe Energieauflösung.

Beiden Anforderungen kann man nur durch hohen technischen Aufwand und moderne Technologien gerecht werden. Der Fortschritt der Kernphysik (wie auch der anderen Bereiche moderner Physik) war und ist untrennbar mit der kontinuierlichen Weiterentwicklung der Meßtechnik verbunden.

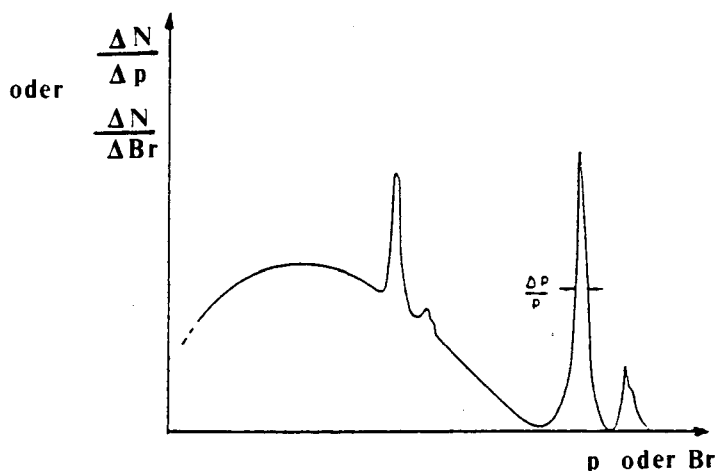


Abb. 1:  
Betastrahlen-Spektrum mit  
Konversionslinien

Im Bereich der Schulphysik kann es nur darum gehen, das Charakteristische des Betazerfalls als einem der drei möglichen natürlichen Kernumwandlungsprozesse ( $\alpha$ -,  $\beta$ -Zerfall und spontane Spaltung) aufzuzeigen. Hierzu gehört in erster Linie die Verteilung der Elektronenenergien, welche auf die Existenz eines elektrisch neutralen Zerfallsteilchens sehr geringer oder verschwindender Masse, des Neutrinos ( $\beta^+$ -Zerfall) bzw. Antineutrinos ( $\beta^-$ -Zerfall) schließen läßt. An die Stelle der Forderungen nach guter Energieauflösung und exakter Reproduktion der Spektrumsform in der Forschung treten hier andere Kriterien:

- Transparenz der Meßapparatur und Überschaubarkeit des Experiments
- Einfache Handhabung der erforderlichen Geräte
- Direkt verwertbare Meßergebnisse (ohne Fremdanleihen oder Hilfsexperimente) und einfache Auswertung
- Hinreichend kurze Meßzeiten
- Trotz systematischer und statistischer Fehler müssen die wesentlichen Züge eines Betapektrums ohne Korrekturen unmittelbar ersichtlich sein (qualitative Übereinstimmung).

Es gibt zwei prinzipiell verschiedene Methoden der Energie- bzw. Impulsmessung der Elektronen aus dem Betazerfall (Übersicht in [1]):

1. Meßverfahren, die auf der Eigenschaft der  $\beta$ -Teilchen basieren, beim Durchgang durch Materie Atome zu ionisieren und anzuregen. Der Prozeß der Energiemessung und des Teilchennachweises fallen zusammen; das Spektrometer ist Meß- und Nachweisgerät in einem. Geeignete Spektrometerdetektoren sind Proportionalzählrohre oder -kammern, Szintillationszähler und Halbleiterdetektoren. Proportionalzähler werden v.a. bei sehr niederenergetischen Betastrahlern benutzt. Die im Schulbereich verfügbaren Zählrohre sind für spektroskopische Zwecke i.d.R. nicht geeignet. Die Technik der Szintillationsspektrometrie stellte einen erheblichen Fortschritt in der Kernphysikinstrumentierung dar. Szintillationsspektrometer für Elektronen zeichnen sich durch Einfachheit, kleine Abmessungen, hohe Effizienz und hohe Geschwindigkeit aus. Während ihre Energieauflösung bei höheren Energien (MeV-Bereich) ganz respektabel ist, reicht sie bei niedrigen Energien für manche Anwendungen nicht mehr aus.

In puncto Energieauflösung sind Halbleiterdetektoren den Szintillationszählern weit überlegen. Aus Kostengründen scheiden sie leider für die Betastrahlenspektroskopie im Schulbereich aus. Auf eine weitere Erörterung wird daher verzichtet.

2. Energie- bzw. Impulsseparation in elektrischen bzw. magnetischen Feldern mit anschließendem Nachweis durch geeignete Teilchendetektoren. In der Betastrahlenspektroskopie haben sich wegen der erreichbaren hohen Impulsauflösung praktisch ausschließlich Magnet-spektrometer behauptet. Sie können als die klassischen Teilchenspektrometer schlechthin bezeichnet werden. Spezielle Fragestellungen und der Ruf nach immer höherer Auflösung und größerer Akzeptanz („Transmission“) beflügelte die Entwicklung einer Reihe verschiedener Typen hochauflösender magnetisch-fokussierender Spektrometer.

## 2. Grundlagen zur Magnetfeld-Betastrahlenspektroskopie

Die Funktionsweise aller Magnetfeld-Spektrometer, so komplex und ausgeklügelt die technischen Ausführungen der Vielzahl unterschiedlicher Typen sein mögen, basiert auf der dynamischen Grundgleichung für bewegte Elektronen im Magnetfeld.

$$\text{Bev}_\perp = \frac{mv_\perp^2}{r}, \text{ wobei} \tag{1}$$

$e$  = Elementarladung  
 $m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$  = dynamische Masse des Elektrons mit  
 $v$  = Betrag der Geschwindigkeit des Elektrons  
 $c$  = Vakuumlichtgeschwindigkeit und  
 $m_0$  = Ruhemasse des Elektrons  
 $B$  = Magnetfeldstärke  
 $v_\perp$  = Komponente der Geschwindigkeit  $\vec{v}$  des Elektrons senkrecht zu  $\vec{B}$   
 $r$  = Krümmungsradius der Elektronbahn

Die Lorentzkraft liefert die Zentripetalkraft für die momentane Kreisbewegung des Elektrons in einer Ebene senkrecht zum Magnetfeld. Bewegen sich Elektronen in einer senkrecht zu einem homogenen Magnetfeld  $\vec{B}$  orientierten Ebene, so beschreiben Teilchen mit verschiedenen Impulsen nach (1) Kreisbahnen mit unterschiedlichen Radien:

$$p = eBr$$

Der Impuls des Elektrons ist proportional zum Produkt aus Feldstärke und Krümmungsradius. Aus praktischen Gründen hat es sich in der Magnetfeld-Betastrahlen-Spektroskopie eingebürgert, Impulse durch die Angabe des  $Br$ -Wertes festzulegen, weil auf diese Weise die für ein konkretes Experiment erforderlichen Feldstärken und die Ausdehnung des Spektrometers unmittelbar überschaubar werden.

Bei den meisten Magnetfeldspektrometern nehmen sowohl die Quelle als auch der Nachweisdetektor (Geiger-Müller-Zähler, Szintillations- oder Halbleiterdetektor) eine feste Ortsposition ein. Ein System von Blenden und Abschirmplatten begrenzt die möglichen Elektrontrajektorien im Magnetfeld, wodurch nur die Teilchen in einem engen Impulsintervall  $\Delta p$  mit dem mittleren Impuls  $p$  den Detektor erreichen. Durch Veränderung des Magnetfeldes können die Impulse verschiedener Impulsintervalle ausgewählt und die Zählrate  $\dot{N}$  in Abhängigkeit vom selektierten mittleren Impuls gemessen werden.

Der Teilchenimpuls ist also die „natürliche“ Meßgröße eines Magnetfeld-Betastrahlen-Spektrometers. Aufgabe und Zweck der Betastrahlenspektroskopie bestehen in der Ermittlung der Impulsverteilung  $n(p) = \frac{dN}{dp}$  der von einer Quelle emittierten Elektronen.  $n(p)$  gibt die Zahl der während eines festen Meßzeitintervalls im Einheitsimpulsintervall registrierten Elektronen mit mittlerem Impuls  $p$  an. (Die Meßrate hängt von der Aktivität der Quelle und der „Durchlässigkeit“ („Transmission  $T$ “) des Spektrometers ab. Um die Dinge nicht zu komplizieren, wird hier angenommen, daß die Zählrate  $\dot{N}(p)$  proportional zur Aktivität  $A(p)$  ist, d.h.  $T$  impulsunabhängig ist.) Um aus dem gemessenen Impulsspektrum  $n(p)$  das Energiespektrum

$n'(E)$  zu erhalten, muß man nicht nur den Impuls  $p$  in die kinetische Energie  $E$  der Elektronen gemäß

$$\begin{aligned} E &= c\sqrt{p^2 + m_0^2 c^2} - m_0 c^2 \\ &= \sqrt{(m_0 c^2)^2 + e^2 c^2 (Br)^2} - m_0 c^2 \end{aligned} \quad (2)$$

umrechnen, sondern auch die gemessene Verteilungsfunktion nach

$$n'(E) = \frac{dN}{dE} = \frac{dN}{dp} \cdot \frac{dp}{dE} = n(p) \frac{dp}{dE} \quad (3)$$

entsprechend transformieren, wobei nach (2)

$$\frac{dp}{dE} = \frac{E + m_0 c^2}{pc^2} = \frac{E + m_0 c^2}{c\sqrt{E^2 + 2Em_0 c^2}} \quad (4)$$

ist.

Im Experiment erhält man das Impulsspektrum, indem man die bei verschiedenen Magnetfeldstärken während jeweils gleich langen Meßzeiten registrierten Teilchenzahlen  $\Delta N(B)$  bzw.  $\Delta N(p)$  durch das zugehörige Impulsintervall  $\Delta p = \Delta(Br)$  dividiert und den so ermittelten Quotienten in Abhängigkeit von  $p$  aufträgt. Für den hier diskutierten Fall fester Geometrie ist die relative Impulsauflösung

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta(Br)}{Br} = \frac{\Delta r}{r} \quad (5)$$

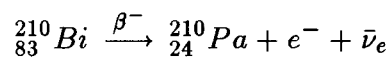
konstant ( $r$  und  $\Delta r$  sind feste Geräteparameter), d.h.

$$\Delta p \sim p \sim B.$$

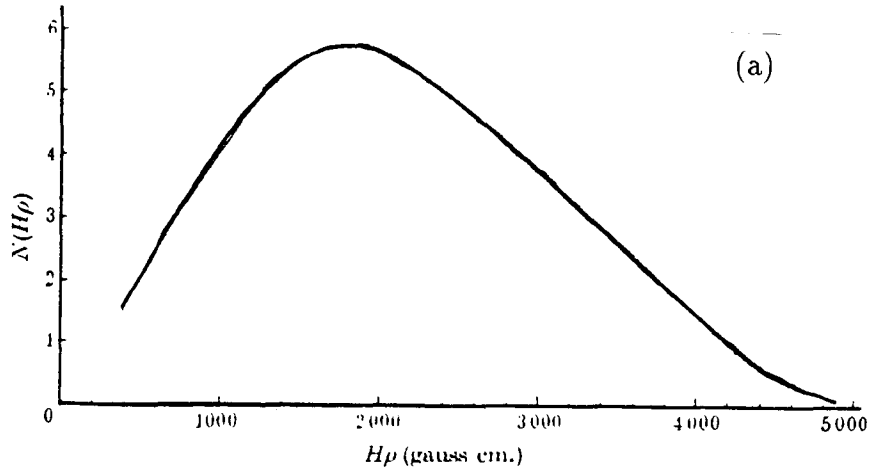
Folglich erhält man die korrekte Form des Impulsspektrums auch dadurch, daß man die bei der Feldstärke  $B$  gemessene Teilchenzahl nicht durch  $\Delta p$ , sondern durch  $B$  oder  $Br$  dividiert:

$$n(p) \sim \frac{\Delta N}{B} \sim \frac{\Delta N}{Br}$$

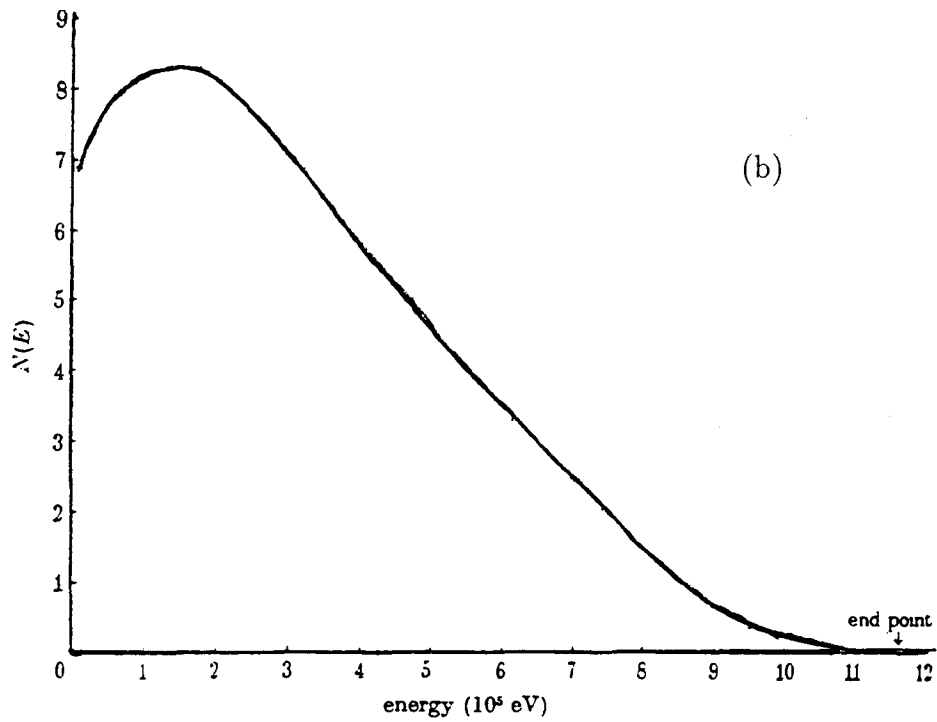
Abb. 2a zeigt zur Illustration das Impulsspektrum der Elektronen des Betazerfalls



Mit der Transformation (3) und (4) geht daraus das Energiespektrum der Abb. 2b hervor.



Momentum distribution curve for Ra E.



Energy distribution curve for Ra E.

Abb. 2: Impuls (a)- und Energiespektrum (b) des Bi-210  $\beta^-$ -Zerfalls (Historisches Spektrum aus dem Jahr 1940 [2])

Während die Impulsauflösung  $\frac{\Delta p}{p}$  eines Spektrometers fester Geometrie konstant ist, verbessert sich die Energieauflösung  $\frac{\Delta E}{E}$  mit steigender Energie entsprechend der Beziehung

$$\frac{\Delta E}{E} = \left(1 + \frac{m_0 c^2}{m_0 c^2 + E}\right) \frac{\Delta p}{p},$$

die man aus (2) leicht herleitet.

Bei Magnetspektrometern, bei denen das Magnetfeld nicht veränderbar ist, hängt der mittlere Impuls der nachgewiesenen Elektronen von der Position des Detektors ab. Steht nur ein Detektor zur Verfügung, muß zur Veränderung des Impulses die Meßgeometrie geändert werden. Die Verwendung von elektronenempfindlichem Filmmaterial gestattet die kontinuierliche Aufzeichnung der Impulsverteilung. Man spricht in diesem Fall von einem Magnetspektrograph. Vom experimentellen Standpunkt aus ist - im Falle eines einzigen Detektors - die Veränderung des Magnetfeldes durch Stromstärkeänderung in der Feldspule bei fester Geometrie einfacher und transparenter als die Veränderung der Geometrie bei festem Magnetfeld, wo die einfache Beziehung (5) nicht gilt. Im Bereich der Schule wird man daher der Feldmethode auf jeden Fall den Vorzug geben.

Magnetspektrometer haben nicht nur impulsselektierende sondern auch fokussierende Eigenschaften. Sie formen ein die Quelle verlassendes divergentes Strahlenbündel monoenergetischer Elektronen in ein konvergentes um und bilden auf diese Weise die Quelle mehr oder weniger gut ab.

Man kann zwei grundsätzlich verschiedene Klassen von Spektrometern unterscheiden:

- a) „Flache“ Spektrometer, bei denen das Magnetfeld im wesentlichen senkrecht zu den Elektronenbahnen verläuft. Die fokussierende Wirkung wird durch Sektormagnete und besondere Formung der Randfelder erreicht. Das Magnetfeld ist symmetrisch zur Ebene der Elektronenbahnen. Quelle und Detektor befinden sich außerhalb des Magnetfeldes.
- b) „Linsen-Spektrometer“, bei denen die magnetischen Feldlinien hauptsächlich parallel zu den Teilchenbahnen verlaufen. Das Magnetfeld weist hier Axialsymmetrie auf.

Ein Spektrometer heißt einfach fokussierend, wenn es nur in einer Ebene ursprünglich divergierende Teilchenbahnen zu sammeln vermag, doppelt fokussierend, wenn dies in zwei senkrecht aufeinanderstehenden Ebenen möglich ist. Während es unter den flachen Typen sowohl einfach fokussierende als auch doppelt fokussierende gibt, sind Linsenspektrometer immer doppelt fokussierend.

Auf eine Detaildiskussion verschiedener technischer Spektrometertypen mit unterschiedlichen Feldkonfigurationen und Fokussierungseigenschaften sowie auf die Besprechung der die Güte eines Spektrometers kennzeichnenden Parameter muß hier verzichtet werden. Eine ausführliche Darstellung findet der Leser in [3].

Eine Zusammenfassung aller Methoden der Betastrahlenspektroskopie geben C.S. Wu und C. Geoffrion in [4].

Empfehlenswert ist auch der Beitrag von T.R. Gerholm im „Handbuch der Physik“ [5].

### 3. Grundlagen zur Betaspektroskopie mit einem Szintillationsdetektor

Seit der Entdeckung des Szintillationseffektes zum Nachweis von Betateilchen in Naphtalin durch H. Kallmann im Jahre 1947 [6] werden Szintillationszähler zu spektroskopischen Zwecken verwendet. Für die Betastrahlenspektroskopie eignen sich besonders organische Szintillatoren wie Anthrazen und Stilben, Plastiksintillatoren und Flüssigsintillatoren. (Erschöpfende Informationen über Szintillatormaterialien findet der Leser in [7], zur schnellen Übersicht sei Kapitel 9.4.3 von [8] empfohlen.) Die in der Gammastrahlenspektroskopie weit verbreiteten anorganischen Szintillationskristalle aus NaJ(Tl), CsJ(Tl), CaF<sub>2</sub>(Eu) u.a. sind wegen eines ausgesprochen großen Rückstreuquerschnitts (Vielfachstreuung unter großen Winkeln (Diffusion)) für niederenergetische Elektronen und große Absorberdicken wenig brauchbar. Das Verhältnis der Zahl der rückgestreuten Elektronen zur Zahl der auf einen hinreichend dicken Absorber (abhängig von der Energie) einfallenden Elektronen hängt stark von der Ordnungszahl des Absorbers ab. Bei einem NaJ-Kristall werden ungefähr 50% aller einfallenden Elektronen wieder aus dem Kristall herausgestreut, bevor sie darin gestoppt werden. Die zurückgestreuten Elektronen geben nur einen Teil ihrer ursprünglichen Energie an den Kristall ab und verursachen dementsprechend kleinere Spannungsamplituden am Detektorausgang. Dadurch wird das gemessene Energiespektrum erheblich deformiert. Bei NaJ muß ein weiterer Nachteil, der zu gravierenden Verfälschungen des Spektrums führt, beachtet werden: NaJ ist stark hygroskopisch. Darum werden NaJ(Tl)-Szintillatoren in einer dünnwandigen (0,4 – 0,8 mm Wandstärke) Aluminium-Hülse ausgeliefert, in der die Elektronen Energie verlieren und - je nach Energie - eventuell darin stecken bleiben (0,4 mm Al + Reflektorschicht entspricht der mittleren Reichweite von 550 KeV Elektronen!). Der Rückstreuereffekt reduziert sich bei organischen und Plastik-Szintillatoren wegen der niedrigen Kernladungszahl auf unter 10%. Er kann durch feine Kollimierung des einfallenden Strahls und besondere Formgebung des Szintillators (Schlitz- oder Bohrlochkristalle [4]) bis zur Bedeutungslosigkeit vermindert werden. Für Unterrichtszwecke sind derlei Korrekturmanipulationen i.d.R. irrelevant. Sowohl die organischen Szintillatoren als auch die besonders preisgünstigen Plastiksintillator-Materialien sind nicht hygroskopisch und bedürfen keiner energieabsorbierenden Schutzhülle.

Die Energieauflösung der für die Betastrahlenspektroskopie geeigneten Szintillationsdetektoren kann mit der von Magnetspektrometern nicht konkurrieren. Sie hängt von der Lichtausbeute und der Lichtschwächung des Szintillators, der Lichtkollektion und der Photokathodeneffizienz ab und variiert in erster Näherung umgekehrt proportional mit der Quadratwurzel aus der Energie der auf den Szintillator treffenden Elektronen. Für Plastiksintillatoren mit etwa 65% der Lichtausbeute von Anthrazen (wie NE 102A) bewegt sich die relative Auflösung  $\frac{\Delta E}{E}$  ( $\Delta E$  = volle Linienbreite in halber Höhe der Linie zur Energie  $E$ ) für weiche  $\beta$ -Strahlen im Energiebereich von einigen hundert KeV in der Gegend von typischerweise 15% - 25%, abhängig von der Energie der Elektronen und der Güte des Spektrometers [9]. Sie ist damit im Mittel ungefähr halb so gut wie diejenige von NaJ(Tl) für Gammastrahlen. Für präzise Energiemessungen weicher Elektronenstrahlen sind demzufolge Szintillationsspektrometer kaum geeignet. Ihre Stärke liegt in der hohen Nachweiswahrscheinlichkeit, der handlichen Größe und der großen Schnelligkeit. Für die Bestimmung der Form eines Betaspektrums ist hohe Energieauflösung weniger essentiell als bei der Vermessung eng benachbarter Konversionslinien. Die experimentellen Rohspektren müssen zur genauen Auswertung auf die instrumentelle Auflösung und den



Rückstreueffekt hin korrigiert werden. Zur Demonstration der Form eines Betaspektrums im Unterricht überwiegen die Vorteile (hohe Nachweiswahrscheinlichkeit und direkte Energiemessung) gegenüber dem Nachteil der relativ geringen Energieauflösung.

## 4. Betastrahlen-Spektroskopie im Unterricht

### 4.1 Geeignete Quellen

Mit der Betastrahlen-Spektroskopie sollen den Schülern der Sekundarstufe II im Rahmen des Kernphysikunterrichts - in Anlehnung an die historische Entwicklung - die physikalischen Konsequenzen aus der kontinuierlichen Energieverteilung der beim Betazerfall emittierten Elektronen verständlich gemacht und einige Aspekte der vierten fundamentalen Kraft, der Schwachen Wechselwirkung aufgezeigt werden. Aber nicht nur wegen der exemplarischen Bedeutung als Wechselwirkungsprozeß der Schwachen Kraft im Rahmen der Erscheinung der Radioaktivität und der Rolle des Neutrinos als Elementarteilchen sollte der Betazerfall im Unterricht thematisiert werden, sondern auch hinsichtlich seiner Bedeutung für unsere Existenz auf der Erde schlechthin und für die Umweltbelastung durch die Nutzung der Kernenergie: Ohne den Betazerfall würde die Sonne nicht scheinen, und die durch Kernspaltung in Atomreaktoren entstehenden Radionuklide sind sämtlich Betastrahler.

Für die Untersuchung der Eigenschaften von Betastrahlen eignen sich grundsätzlich nur solche radioaktiven Präparate, die explizit als Betaquellen ausgewiesen und für den Umgang im Unterricht zugelassen sind. Gammastrahlen-Präparate, deren Strahlung als Folge eines Betazerfalls emittiert wird, sind i.d.R. nicht brauchbar. Zu ihnen gehört auch der  $\beta^+$ -Strahler Na-22, ein Eichstandard der Gammastrahlenspektroskopie. Sinnvoll im Unterricht einsetzbare Betastrahlen-Quellen sollten nach Möglichkeit die folgenden Kriterien erfüllen:

- auf dem Lehrmittelmarkt erhältlich
- reiner  $\beta$ -Strahler, d.h. ohne oder wenigstens nur mit sehr schwachen Gammastrahlenkomponenten
- einfacher  $\beta$ -Übergang in den Grundzustand eines stabilen Nuklids (keine Überlagerung mehrerer Spektren)
- Halbwertszeit mindestens in der Größenordnung von Jahren.

Von den auf dem Lehrmittelmarkt angebotenen Betastrahlenpräparaten Kr-85, Sr-90 und Tl-204 [10] erfüllt nur das Krypton-85 alle übrigen oben aufgeführten Kriterien. In Abb. 3 ist das vereinfachte Zerfallsschema mit den wichtigsten Daten wiedergegeben. Der Zerfall des Thallium-204 der Abb. 4 läßt erkennen, daß neben dem hauptsächlichen  $\beta^-$ -Übergang in das stabile Blei-204 bei 2,4 von 100 Zerfällen eine Kernumwandlung durch Elektroneneinfang (electron capture EC) in das stabile Quecksilber-204 auftritt. Der Elektroneneinfang ist von der charakteristischen Röntgenstrahlung des Hg-204 begleitet, die sich als Untergrundstrahlung auswirkt. Strontium-90 zerfällt in das ebenfalls  $\beta$ -instabile Nuklid Yttrium-90, das mit einer sehr hohen Maximalenergie der Zerfallselektronen mit einer Halbwertszeit von 64,1 Stunden, die sehr klein gegenüber derjenigen von Sr-90 ist, in das stabile Zirkon-90 übergeht (Abb. 5). Das Betaspektrum eines Strontiumpräparates ist daher die Überlagerung zweier Spektren mit unterschiedlichen Endenergien.

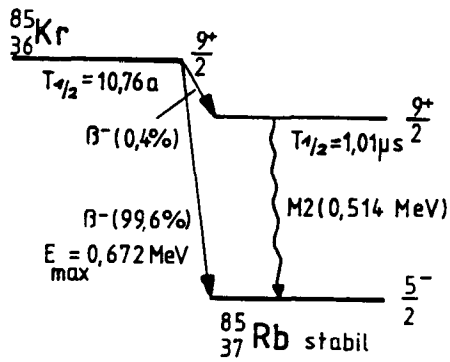


Abb. 3:  
Vereinfachtes Zerfalls-  
schema von Kr-85

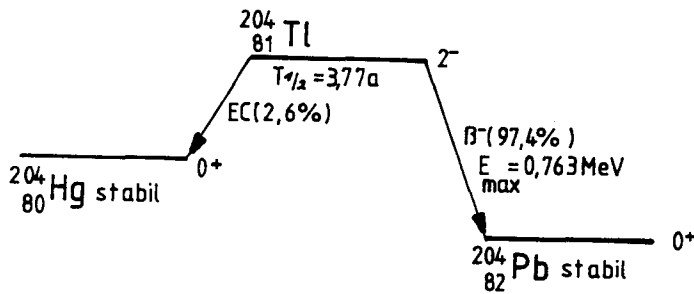


Abb. 4:  
Vereinfachtes Zerfalls-  
schema von Tl-204

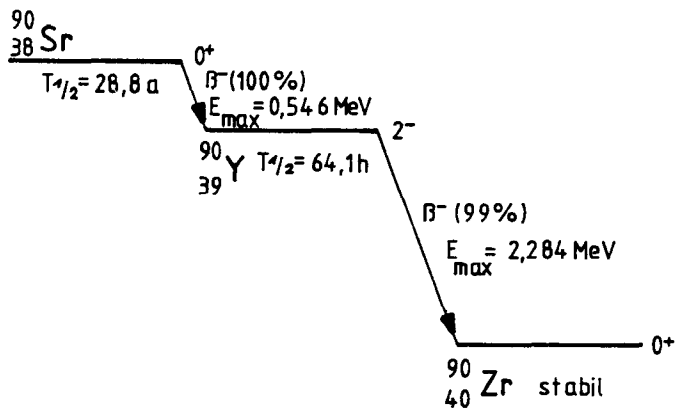


Abb. 5:  
Vereinfachtes Zerfalls-  
schema von Sr-90

## 4.2 Aufnahme von Spektren mit einem Magnetspektrometer

So einfach der Versuchsaufbau und die durchzuführenden Meßoperationen sind, so langwierig ist ein komplettes Experiment. Abhängig von der Intensität der Quelle und dem Querschnitt des ausgeblendeten Strahlenbündels, der die Impulsauflösung im wesentlichen bestimmt, beträgt die Meßzeit je Impulswert bei hinreichendem statistischen Fehler typischerweise einige Minuten. Wegen des hohen Zeitaufwandes ist die Aufnahme eines Betaspektrums mit einem Magnetspektrometer nur im Rahmen eines Praktikums außerhalb der Unterrichtszeit realisierbar.

Die Umsetzung der Meßdaten (Zahl der während eines festen Zeitintervalls gemessenen Zählrohripulse in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke bzw. des Spulenstroms) in die grafisch darzustellende Impulsverteilungsfunktion (Zahl der Impulse je Impulseinheitsintervall)  $\frac{\Delta N}{\Delta p}$  bzw.  $\frac{\Delta N}{p}$  oder  $\frac{\Delta N}{B}$  (siehe 2.) sowie die Transformation des Impulsspektrums in ein Energiespektrum stellen hohe Anforderungen an das Abstraktionsvermögen der Lernenden. Auf die Transformation in die Energiedarstellung kann verzichtet werden. Allerdings sei darauf hingewiesen, daß in der Lehrbuchliteratur häufiger Energiespektren als Impulsspektren abgebildet und diskutiert werden. Da die Form von Impuls- und Energiespektrum deutlich verschieden ist, ist aus didaktisch-methodischer Sicht die Transformation ratsam, um möglichst Übereinstimmung zwischen dem Ergebnis des eigenen Bemühens und der Lehrbuchdarstellung zu erzielen. Schließlich sei hier noch ein wichtiger Hinweis für den Experimentator hinsichtlich der Brauchbarkeit eines Magnetspektrometers erlaubt: Das Auftreten eines Maximums in der Zählrate-Magnetstromstärke-Kurve ist zwar ein notwendiges aber nicht hinreichendes Kriterium für die Tauglichkeit eines Magnetspektrometers. Erst die Division der Zählraten durch die zugehörigen Feldstärken läßt eine Beurteilung der Güte zu!

Die Aufnahme der Impulsverteilung der Elektronen einer Betaquelle zur qualitativen Demonstration eines Betaspektrums erfordert neben Quelle und Elektronendetektor (i.d.R. ein geeignetes Geiger-Müller-Zählrohr) ein gut homogenes Magnetfeld variabler Stärke und eine Ablenkammer mit Blendensystem. Für ein Spektroskopieexperiment werden im einzelnen benötigt:

- Elektromagnet, bestehend aus 2 Spulen und geschlossenem Eisenkern mit Luftspalt zur Aufnahme der Ablenkammer
- Ablenkammer mit Blendensystem, welches den Krümmungsradius der Elektronenbahnen im homogenen Magnetfeld genau definiert
- Stabilisierte regelbare Gleichstromquelle für die Versorgung der Spulen des Elektromagneten
- Geeignetes Betastrahlenpräparat
- Elektronendetektor: GM-Zählrohr mit dünnem Eintrittsfenster (geeignet zum Nachweis von  $\alpha$ - und  $\beta$ -Strahlen) oder Oberflächen-Sperrschicht-Halbleiterdiode

- Impulszähler, kompatibel mit dem Elektronendetektor
- Uhr

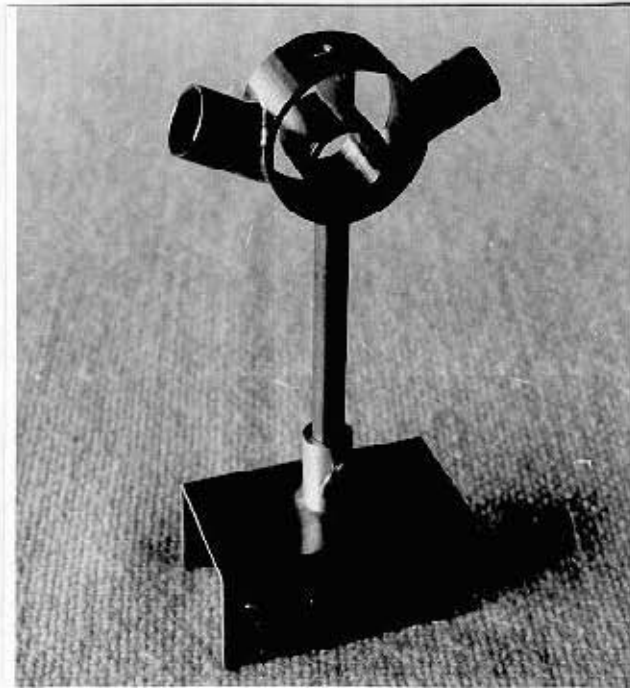
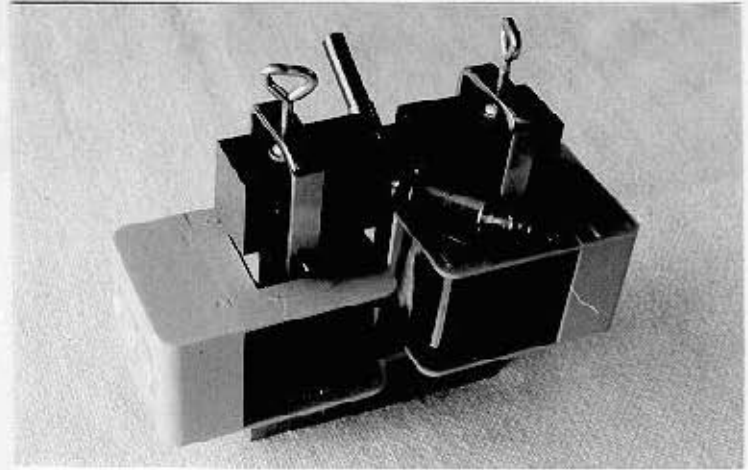
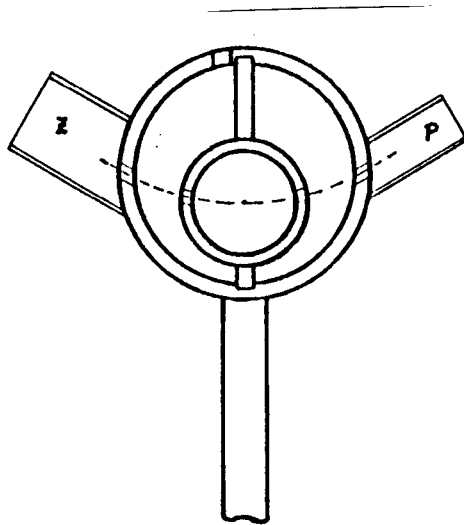


Abb. 6:  
Ein einfaches Magnetspektrometer für  
den Physikunterricht

Abb. 6 zeigt das Spektrometer, mit dem die Spektren der Abbildungen 8 und 9 aufgenommen wurden.

Die Schnittzeichnung der Ablenkammer in Abb. 7 illustriert, wie durch Eintritts-, Mittel- und Austrittsblenden ( $2 \times 4$  mm) Elektronenbahnen, die dem Bogen eines Kreises mit Radius  $r = 4$  cm folgen, ausgewählt werden.



P: Präparat, Z: Zählrohr

Abb. 7:  
Schnittzeichnung der Ablenkammer von Abb. 6 unten

In den Abbildungen 8 und 9 sind jeweils (a) das Impuls- und (b) das Energiespektrum, welches durch Transformation des Impulsspektrums (s. Anhang) gewonnen wurde, der beiden Betastrahler Kr-85 und Tl-204 (vergl. 4.1) dargestellt. Die Aktivität der Kryptonquelle betrug  $1,67 \cdot 10^4$  Bq [10], die Meßzeit pro Meßpunkt mindestens 10 Minuten.

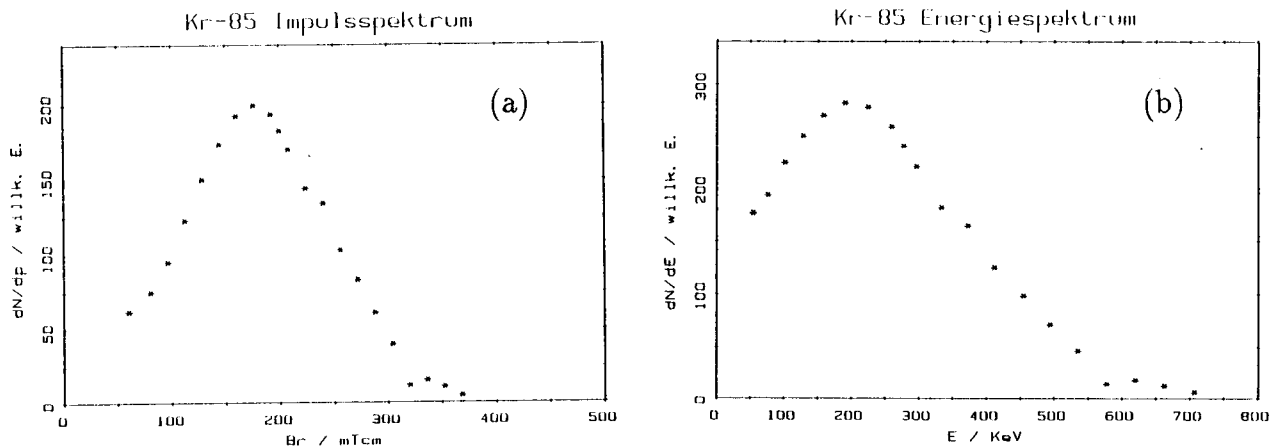


Abb. 8: Impuls (a)- und Energiespektrum (b) von Kr-85, aufgenommen mit dem Spektrometer der Abb. 6

Die Thallium-Quelle [10] war mit einer Aktivität von ca.  $9,25 \cdot 10^5$  Bq weitaus besser geeignet; hier wurde für jeden Feldstärkewert 2 Minuten lang gemessen. Ein Vergleich des Energiespektrums von Kr-85 (Abb. 8b) mit dem theoretisch zu erwartenden der Abbildung im Anhang zeigt, daß beide Spektren qualitativ übereinstimmen, zumal bei der theoretischen Behandlung En-

ergieverluste im Eintrittsfenster des Zählrohrs und das Ansprechvermögen desselben gar nicht und die Energieverluste in der Präparatumhüllung nur in vereinfachter Näherung berücksichtigt wurden. Eine signifikante Abweichung fällt allerdings ins Auge:

Jenseits der erwarteten Endenergie von ca. 600 KeV (672 KeV minus Energieverlust in der Quellenumhüllung) verschwindet die Zählrate nicht, sondern klingt mit wachsender Energie langsam ab. Dieser „hochenergetische Schwanz“ rührt vermutlich von Brems- und Fluoreszenzstrahlung her, die von Elektronen mit Energien nahe der Endenergie verursacht wird, die gerade nicht mehr durch das Blendensystem des Spektrometers laufen und in der Nähe der Austrittsblende im Spektrometer gestoppt werden. Absorptionsmessungen haben die Vermutung erhärtet.

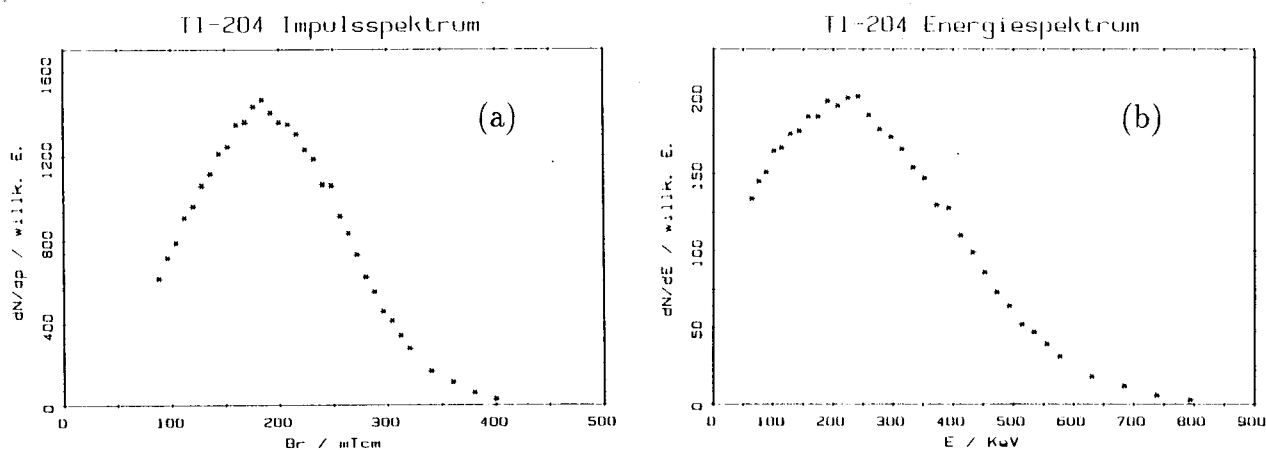


Abb. 9: Impuls (a)- und Energiespektrum (b) von Tl-204, aufgenommen mit dem Spektrometer der Abb. 6

Auch das Tl-Spektrum (Abb. 9) weist den „hochenergetischen Schwanz“ auf. Abweichungen von der theoretischen Spektrumsform treten besonders klar in der Fermi- oder Curie-Darstellung (siehe Anhang) zutage, die sich vorteilhaft zur Bestimmung der Maximalenergie eignet. Abb. 10 zeigt die Curie-Darstellung des Spektrums von Abb. 8 (Kr-85) für Energien oberhalb 100 KeV. Mit Ausnahme der Meßpunkte am oberen Ende des Spektrums folgen die experimentellen Werte näherungsweise - wie erwartet - einer linearen Energieabhängigkeit. Die durch Geradenextrapolation ermittelte reale Maximalenergie von Kr-85 stimmt mit der berechneten (siehe Anhang) überein. Für Tl-204 wurde keine Berechnung vorgenommen.

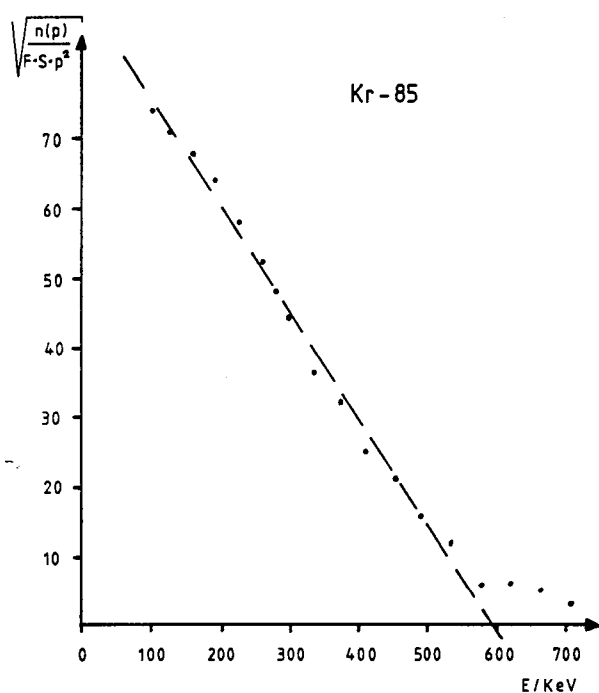


Abb. 10:  
Curie-Darstellung des Spektrums von  
Abb. 8 (b)

### 4.3 Aufnahme von Spektren mit einem Szintillationsspektrometer

Die Szintillationsspektrometrie eignet sich für Unterrichtszwecke weitaus besser als die Magnet-spektrometrie (vergl. 2. und 3.): Die Aufnahme eines Energie-Betaspektrums dauert höchstens ein paar Minuten; zusätzliche Transformationen oder irgendandere Manipulationen der Meßdaten zur graphischen Präsentation der Energieverteilung der beim Betazerfall emittierten Elektronen entfallen.

Der Aufbau eines Szintillationsspektrometers zur Aufnahme von Betaspektren entspricht exakt dem eines Gammastrahlenspektrometers. Lediglich der Szintillator ist ein anderer. Wie in 3. ausgeführt, eignen sich NaJ(Tl)-Kristalle, die in der Gammastrahlenspektrometrie als Szintillatoren weit verbreitet sind und auch im Schulbereich verwendet werden, nicht für die Betastrahlenspektrometrie. Aus Kostengründen und wegen der einfachen Handhabbarkeit empfiehlt sich hier die Benutzung eines Plastiksintillators. Szintillationszähler lassen sich so konstruieren, daß der Szintillator mit wenigen Handgriffen - je nach Verwendungszweck - ausgetauscht werden kann [11]. Beim Übergang von der Gammastrahlenspektrometrie zur Betaspektrometrie muß mit dem Szintillator auch die Lichtschutzhülse ausgetauscht werden. Da die Elektronen einer Betastrahlenquelle, die außerhalb der Schutzhülse über dem Szintillator angebracht wäre, in der Hülse zusätzliche Energieverluste erlitten oder gar absorbiert würden, muß dafür gesorgt werden, daß das Betapräparat unmittelbar über der Szintillatoroberfläche Platz findet. Es sollte dazu nach Möglichkeit von außen in die Lichtschutzhülse bis vor den Szintillator eingeführt werden können. Eine geeignete Anordnung zeigt Abb. 11, wo ein Strahlerstift an einer Gewindestange befestigt ist, die von oben in die Abdeckhülse eingeschraubt wird. Läßt die Bauart des Präparates eine Befestigung an der Halterungsstange nicht zu, kann das Präparat auch unmittelbar auf dem Szintillationskörper gelegt werden, bevor dieser lichtdicht abgedeckt wird. Während bei Magnetspektrometern die Aktivität der radioaktiven Quelle wegen der geringen Transmission möglichst hoch sein sollte, führen intensive Quellen

bei der Szintillationsspektrometrie zu unerwünschten Impulsüberlagerungen („pile-up“-Effekt), die das Energiespektrum verformen. Zur Reduzierung der Strahlenintensität kann man auf den Szintillatorkörper eine durchbohrte Al-Scheibe als Lochblende legen.

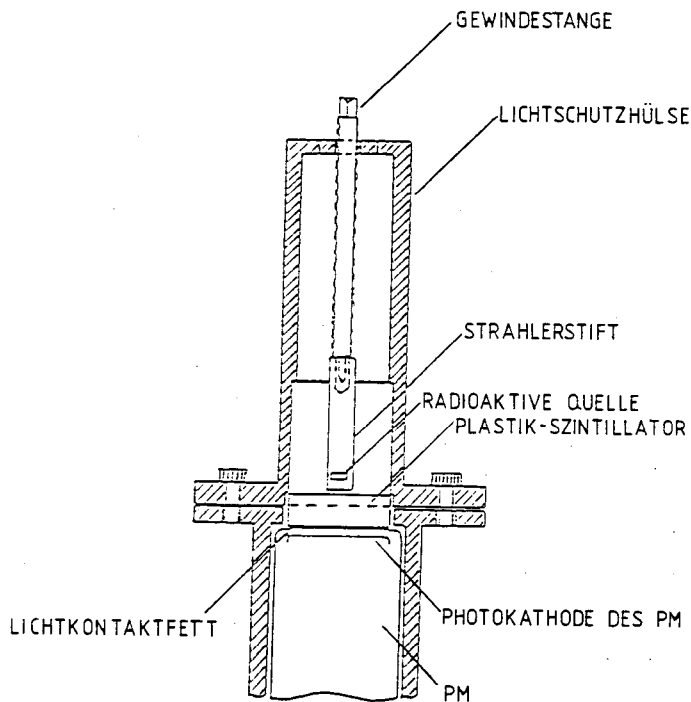


Abb. 11:  
Szintillator- und Präparat-Montage  
eines Szintillationsdetektors zur  
Betastrahlen-Spektrometrie im  
Physikunterricht

Die Betaspektren der Abbildungen 12 (KR-85) und 13 (Tl-204) wurden unter Verwendung einer 5 mm dicken Szintillatorscheibe (Typ NE 102 A [12], 40 mm Durchmesser) mit dem in [22] beschriebenen Kernstrahlungsmeßsystem aufgenommen. Sie sind mit den transformierten Magnetspektrometer-Spektren der Abbildungen 8b und 9b in 4.2 zu vergleichen. In beiden Fällen wurden dieselben radioaktiven Präparate benutzt.



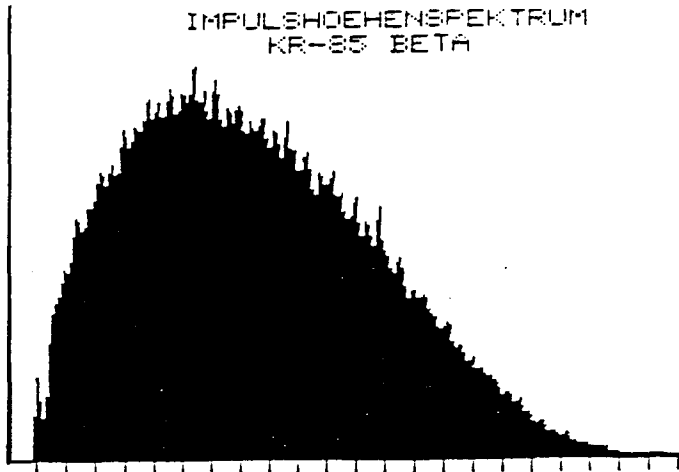


Abb. 12:  
Betastrahlen-Energiespektrum  
von Kr-85, aufgenommen mit dem  
Schulspektrometer der Abb. 11  
(nach [11])

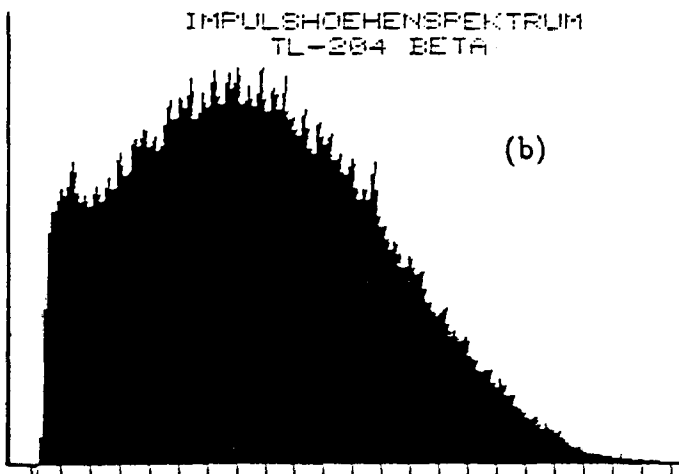
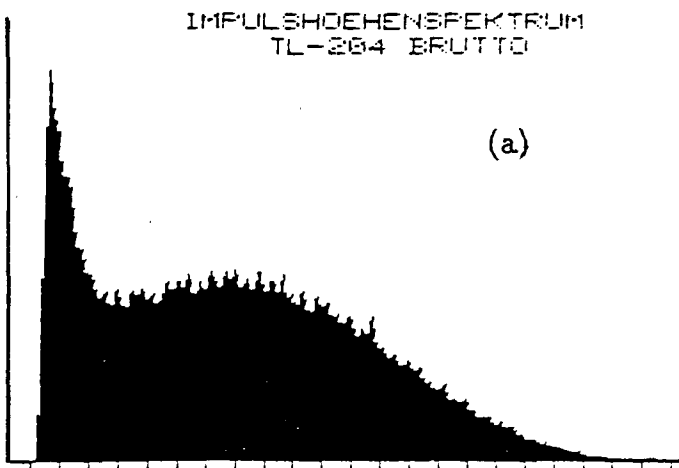


Abb. 13:  
Betastrahlen-Energiespektren  
von Tl-204  
(a) „Rohspektrum“  
(b) „Nettospektrum“

Die Form des Kryptonspektrums (Abb. 12) stimmt recht gut mit der berechneten Energieverteilung der Abbildung im Anhang überein, zumal dort die Auflösung des Szintillationsdetektors, die bei kleinen Elektronenenergien sehr schlecht ist (vergl. 3.), noch nicht berücksichtigt ist. Bei der Tl-Quelle stört die in 4.1 diskutierte charakteristische Röntgenstrahlung, die der Szintillationszähler ebenfalls registriert. In Abb. 13b ist der „Röntgenuntergrund“ näherungsweise abgezogen. Dazu wurde von dem „Rohspektrum“ (Betastrahlen + Röntgenstrahlen) der Abb. 13a der Röntgenanteil subtrahiert, der dadurch gemessen wurde, daß die Betateilchen durch eine 2 mm starke Absorberplatte aus Aluminium herausgefiltert wurden. Das Betaspektrum eines Sr-90 Präparates [10] der Abb. 14 zeigt deutlich, daß es sich hier um die Überlagerung zweier Energieverteilungen handelt, wie es in 4.1 erörtert wurde.

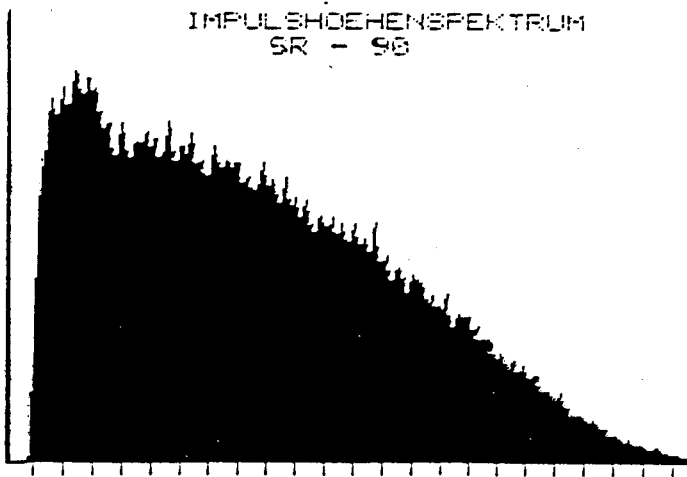


Abb. 14:  
Betastrahlen-Doppelspektrum von  
Sr-90 / Y-90

Das Spektrum des Sr-Zerfalls erhebt sich auf der niederenergetischen Seite höckerartig über das Kontinuum des Yttrium-Spektrums mit einer Maximalenergie von 2,3 MeV. Wegen dieser hohen Endenergie wurde zur Aufnahme des Spektrums ein dickerer (50 mm) Szintillator als in den beiden anderen Fällen verwendet.

## Anhang: Das Betaspektrum

Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Elektron beim  $\beta$ -Zerfall mit einem Impuls aus dem Intervall zwischen  $p$  und  $p + dp$  emittiert wird, läßt sich aus dem quantenmechanischen Ausdruck für Übergangswahrscheinlichkeiten, der sich aus der zeitabhängigen Störungsrechnung erster Ordnung ergibt, herleiten. Nach der sog. goldenen Regel Nr. 2 ist die Übergangswahrscheinlichkeit für die Transformation von einem Anfangszustand in einen Endzustand durch Vermittlung einer Wechselwirkung, die durch einen Hamilton Operator beschrieben wird, gegeben durch

$$w = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \frac{dz}{dE}; \quad \hbar = \frac{h}{2\pi},$$

wobei  $M$  das Matrixelement des Hamilton-Operators zwischen Anfangs- und Endzustand ist ( $M = \langle f | H | i \rangle$ ) und  $\frac{dz}{dE}$  die Energie-Niveaudichte (Zahl der Energieniveaus je Energieeinheitsintervall für die Energie  $E$ ) im Endzustand bedeutet.

Wir setzen  $w = \frac{d\dot{N}}{dp} dp = n(p)dp$  (wobei  $\dot{N}$  die Übergangsrate ist), die Wahrscheinlichkeit je Zeiteinheit, daß ein Elektron im Impulsintervall  $(p, p + dp)$  emittiert wird. Das Matrixelement  $M$  ist der entscheidende Faktor, der die Größe der Übergangswahrscheinlichkeit und damit die Halbwertszeit des Zerfalls bestimmt. In ihn gehen die Eigenschaften der Schwachen Wechselwirkung und Charakteristika der Kernzustände, zwischen denen der Übergang erfolgt, ein. Experimentell zeigt sich, daß dieses Matrixelement nur schwach energieabhängig ist und demnach die Form der  $\beta$ -Spektren kaum beeinflusst. Diese wird praktisch nur durch die Energiedichte  $\frac{dz}{dE}$  bestimmt. Wir kümmern uns daher im folgenden nicht weiter um  $M$  und betrachten nur noch den statistischen Faktor  $\frac{dz}{dE}$ . Dazu treffen wir vorab folgende Vereinbarungen: Relativistische (dynamische) Massen werden mit  $m$ , Ruhmassen mit  $m_0$  bezeichnet; die Ruhmasse des Neutrinos und Antineutrinos wird zu  $m_0(\nu) = 0$  angenommen. Gesamtenergien heißen  $E^*$ , kinetische  $E$ . Die Rückstoßenergie des Atomkerns möge in der Energiebilanz vernachlässigt werden.

Wir betrachten Elektron und Antineutrino bzw. Positron und Neutrino im Endzustand als freie Fermiteilchen mit der Energie

$$E = E_e + E_\nu.$$

Die Zahl der Zustände  $dz$  im Phasenraumvolumen  $d\Omega = 4\pi p^2 dp V$  ( $V =$  beliebiges Volumen im Ortsraum) beträgt

$$dz = \frac{4\pi V p^2 dp}{h^3} = \frac{V p^2 dp}{2\hbar^3 \pi^2}; \quad \hbar = \frac{h}{2\pi}.$$

Da der Betazerfall ein Dreikörperzerfall ist, sind die Impulse von Elektron und Antineutrino (Positron und Neutrino) nicht korreliert, also statistisch unabhängig, so daß die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Elektron (Positron) in das Impulsintervall  $dp_e$  und gleichzeitig das Antineutrino (Neutrino) in das Impulsintervall  $dp_\nu$  übergehen, gleich dem Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten für die Übergänge in diese Intervalle ist. Nach Voraussetzung ist diese Übergangswahrscheinlichkeit proportional zum Phasenraumvolumen  $d\Omega$ . Wir schreiben deswegen

$$\frac{dz}{dE} = \frac{dz_\nu \cdot dz_e}{dE} = \frac{V^2}{4\pi^4 \hbar^6} p_e^2 dp_e p_\nu^2 dp_\nu \frac{1}{dE}.$$

Mit  $p_\nu = \frac{E-E_e}{c}$  und  $dp_\nu = \frac{1}{c} dE$  ( $E_e$  fest) läßt sich der Antineutrino-(Neutrino-)Impuls eliminieren und wir erhalten für die gesuchte Wahrscheinlichkeit und damit den Verlauf des Impulsspektrums

$$\frac{d\dot{N}(p_e)}{dp_e} = n(p_e) = \frac{1}{2\pi^3\hbar^7 c^3} |M|^2 p_e^2 (E - E_e)^2, \quad (\text{A1})$$

wobei der Faktor  $V^2$  durch geeignete Normierung der Wellenfunktionen in  $M$  herausgefallen ist. Selbstverständlich kann die Übergangswahrscheinlichkeit nicht vom gewählten Ortsvolumen abhängen. Die maximale Energie des Elektrons (Positrons)  $E_e = E$  entspricht dem Fall, daß das Antineutrino (Neutrino) mit verschwindender Energie  $E_\nu$  erzeugt wird.

Aus dem Impulsspektrum (A1) erhält man durch Umrechnung mit

$$p^2 = \frac{1}{c^2} (E^{*2} - (m_0 c^2)^2); \quad dp = \frac{E + m_0 c^2}{c\sqrt{E^2 + 2m_0 c^2}} dE \quad \text{und} \quad \varepsilon = \frac{E}{m_0 c^2}$$

das Energiespektrum

$$\frac{dN(\varepsilon)}{d\varepsilon} = n(\varepsilon) = \frac{m_0^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} |M|^2 (\varepsilon + 1) \sqrt{\varepsilon^2 + 2\varepsilon} (\varepsilon_{\max} - \varepsilon)^2 \quad (\text{A2})$$

Mit  $\varepsilon^* = \frac{E^*}{m_0 c^2}$  erhält man die häufig verwendete Verteilungsfunktion

$$n(\varepsilon^*) = \frac{m_0^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} |M|^2 \varepsilon^* \sqrt{\varepsilon^{*2} - 1} (\varepsilon_{\max}^* - \varepsilon^*)^2 \quad (\text{A3})$$

Die im Kern erzeugten Elektronen (Positronen) erfahren die Coulombkraft der Protonen; Positronen werden beschleunigt, Elektronen gebremst. Die durch das Coulombfeld hervorgerufene Energieänderung verformt das statistische Spektrum. Diesem Coulombeinfluß wird durch einen Korrekturfaktor  $F(Z, E_e)$ , der von der Kernladungszahl  $Z$  und der Elektron-(Positron-)Energie abhängt, Rechnung getragen. Die Funktion  $F(Z, E)$  wurde durch Näherungsmethoden berechnet und ist tabelliert (z.B. [13]). Der Effekt des Coulombfeldes ist in Abb. A/1 schematisch skizziert.

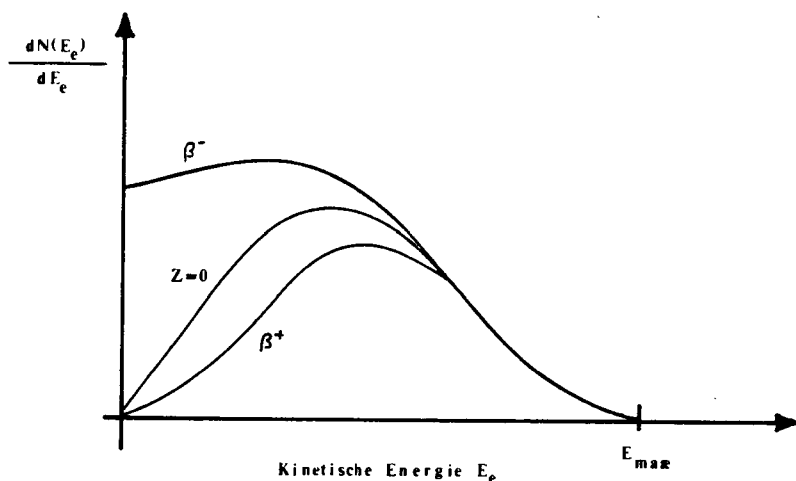


Abb. A/1:  
Effekt des Coulombfeldes des  
Kerns auf die Energieverteilung  
der Betastrahlen

Eine weitere kleinere Korrektur, die v.a. den niederenergetischen Teil des Betaspektrums (< 100 KeV) beeinflusst, ergibt sich durch den Effekt des Coulombfeldes der Hüllenelektronen. Auch diese Korrektur kann Tabellen entnommen werden.

Unter Berücksichtigung der Coulombkorrekturfunktion  $F(Z, p_e)$  läßt sich Gleichung (A1) so schreiben:

$$\sqrt{\frac{n(p_e)}{F(Z, p_e)p_e^2}} = \text{const} \cdot (E_{\text{max}} - E_e). \quad (\text{A1}')$$

Trägt man also die Wurzel der linken Seite von (A1') gegen  $E_e$  auf („Fermi“- oder auch „Curie-Darstellung“), so ergibt sich eine Gerade (Abb. A/2).

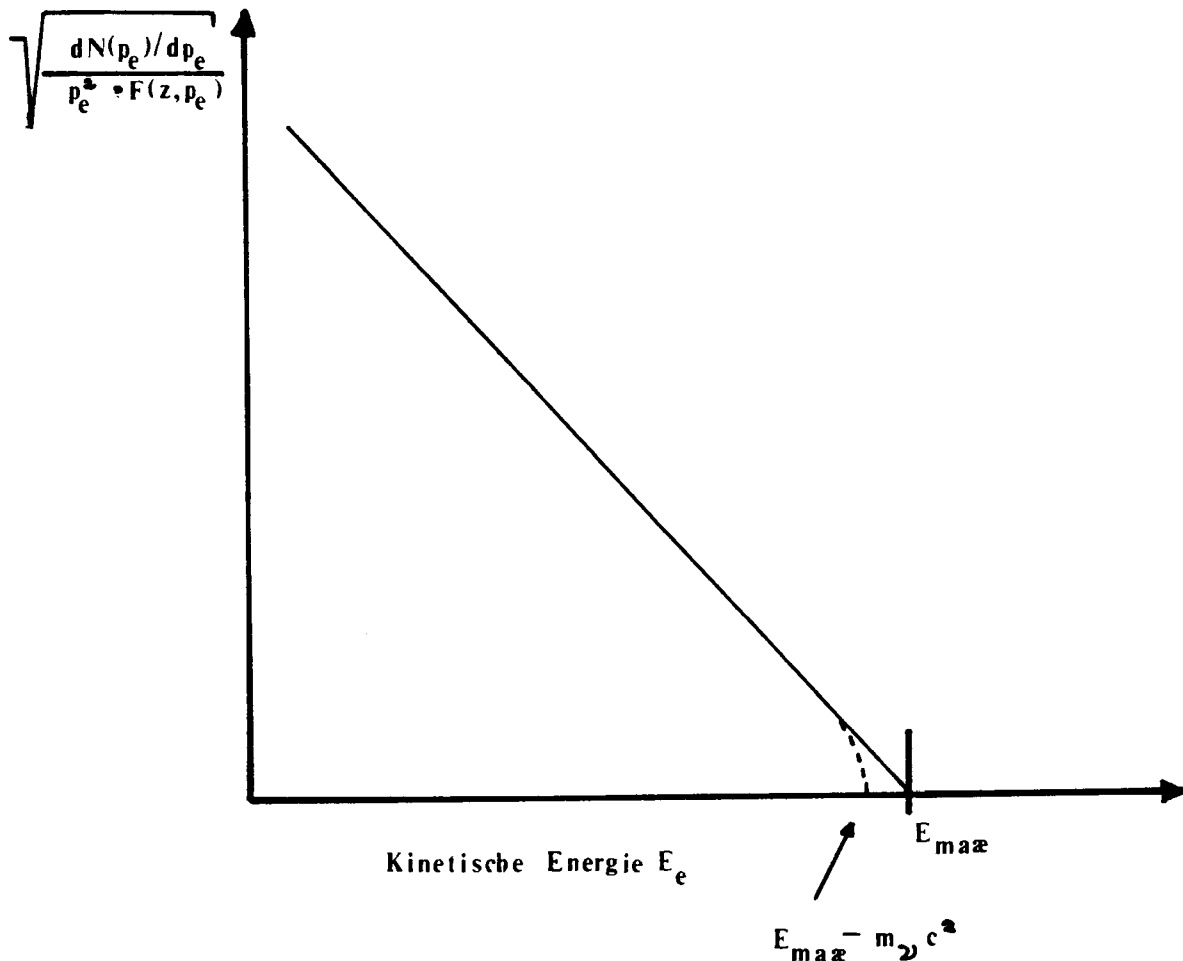


Abb. A/2: Curie (Fermi)- Darstellung eines Betastrahlen-Spektrums

In der Tat zeigen die meisten experimentellen Fermi-Graphen einen linearen Verlauf, woraus zu schließen ist, daß die oben gemachten Annahmen, insbesondere die Energieunabhängigkeit des Übergangsmatrixelementes  $M$ , gerechtfertigt sind. In der Fermidarstellung läßt sich die Maximalenergie der Elektronen  $E_{\text{max}}$  sehr genau bestimmen. Abweichungen von der Linearität in der Nähe von  $E_{\text{max}}$ , wie in Abb. A/2 gestrichelt angedeutet, deutete auf eine nicht verschwindende Antineutrino- bzw. Neutrinomasse hin. Die obere Grenze für die Neutrinomasse wurde

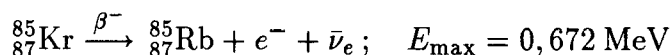
aus dem Betaspektrum von  ${}^3_1\text{H}$  mit  $E_{\max} = 18 \text{ KeV}$  gewonnen.

Abweichungen vom linearen Verlauf des Fermi-Graphen können bei mangelnder experimenteller Sorgfalt auftreten. So muß die Quelle z.B. extrem dünn und die Halterung sehr leicht sein. Die für Schulen zugelassenen Betaquellen sind aus Strahlenschutzgründen eingekapselt. Durch den Einergieverlust und Vielfachstreuungprozesse der Elektronen bzw. Positronen in der Präparatumhüllung treten erhebliche Deformationen des ursprünglichen Spektrums auf.

Bisher haben wir angenommen, daß das in der Übergangswahrscheinlichkeit (Gleichung A1) vorkommende Matrixelement energieunabhängig ist und deshalb in die Konstante einbezogen werden kann. Diese Annahme ist nur für die sog. erlaubten Übergänge gerechtfertigt. Die Halbwertszeiten von  $\beta$ -instabilen Nukliden umfassen einen Bereich von 22 Zehnerpotenzen, von Sekunden bis  $6 \cdot 10^{14}$  Jahren. Hinter dieser gewaltigen Bandbreite für die Zerfallswahrscheinlichkeit verbergen sich gewisse Auswahlregeln für Kernspin- und Paritätsänderungen der betroffenen Kernzustände. Als „erlaubt“ bezeichnet man Übergänge ohne Paritätsänderung, bei denen das Leptonenpaar keinen Bahndrehimpuls wegträgt ( $\ell = 0$ ), d.h. bei denen für die Änderung der Kernspin-Quantenzahl die Auswahlregeln  $\Delta I = 0$  (antiparallele Spins der beiden Leptonen) oder  $\Delta I = 0, 1$ , nicht  $0 \rightarrow 0$  (parallele Spins der Leptonen) gelten. Alle anderen Zerfälle nennt man „verboten“, was nicht bedeutet, daß sie nicht vorkommen, sondern daß sie weniger wahrscheinlich sind. Je höher der Verbotenheitsgrad (man unterscheidet einfach, zweifach, dreifach ... verboten), desto geringer die Übergangswahrscheinlichkeit. Allerdings überlappen sich die Lebensdauerbereiche der einzelnen Verbotenheitsgrade, weil die Übergangswahrscheinlichkeit neben den Auswahlregeln auch von dem  $Q$ -Wert abhängt, der in diesem Fall gleich der maximalen Elektron-(Positron-)Energie  $E_{\max}$  ist: Je größer die Übergangsenergie ist, desto kürzer lebt das instabile Nuklid (bei gleichen Auswahlregeln). Für jeden Verbotenheitsgrad gibt es mehrere Matrixelemente, die mit bestimmten Auswahlregeln verknüpft sind. Bei „verbotenen“ Übergängen ist das Gesamtmatrixelement  $M$  (= Summe aus verschiedenen Einzelementen) im allgemeinen nicht mehr energie-unabhängig. Die entsprechenden Energiespektren zeigen dann Abweichungen von der erlaubten Spektralform [14], multipliziert mit Coulombfaktor  $F(Z, E)$ , die sich durch nichtlineare Fermi-Graphen zu erkennen geben. Für die speziellen „verbotenen“ Zerfälle, die nur durch ein einziges Übergangsmatrixelement beschrieben werden („unique verboten“), lassen sich relativ einfache spektrale „Formfaktoren“ angeben [14].

Der für Schulversuche zur Verfügung stehende reine Betastrahler (siehe 4.1)  ${}^{85}_{37}\text{Kr}$  gehört zur Klasse der „unique einfach verbotenen“ Zerfälle [14].

Der Übergang



erfolgt von einem  $g_{9/2+}$ -Zustand in einen  $f_{5/2-}$ -Zustand [15] ( $\Delta J = 2, \Delta \ell = 1$ ).

In Abb. A/3 ist das Kr-Spektrum, wie es sich nach [14] nur aufgrund der Fermistatistik im Phasenraum ergibt, dargestellt. Berücksichtigt man

- a) den Coulombeffekt des Rb-Kerns (nach [13])
- b) den spektralen Formfaktor für den „unique verbotenen“ Übergang ersten Grades (nach §7 von [14])

so ergibt sich das Betaspektrum

$$n(\varepsilon) = \text{Konst} \cdot PR(\varepsilon, \varepsilon_0) \cdot F(Z, \varepsilon) \cdot S(\varepsilon, \varepsilon_0) \quad (\text{A4})$$

das in Abb. A/4 wiedergegeben ist.

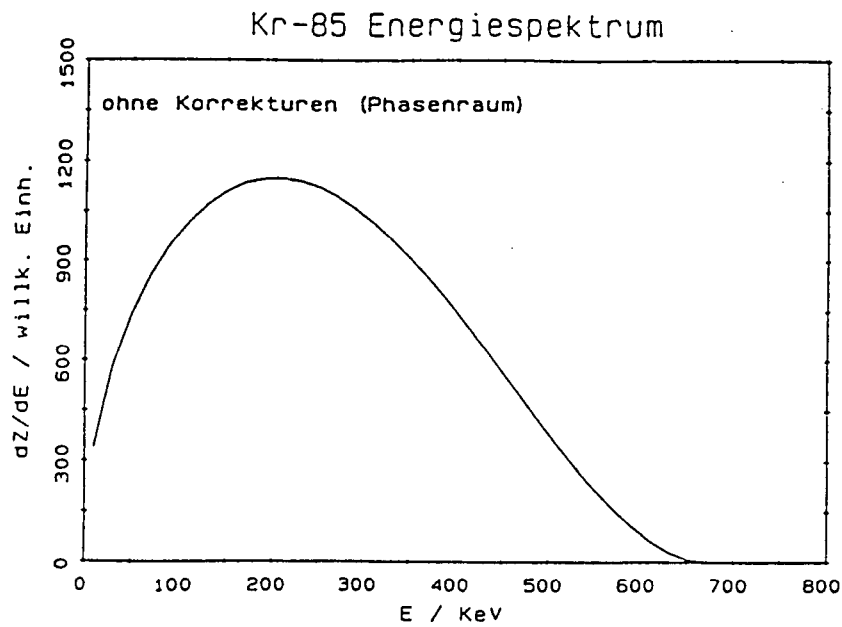


Abb. A/3:  
Phasenraum-Spektrum von  
Kr-85

Dabei bedeuten in (A4)

PR = Phasenraumfaktor

F = Coulomb-Korrekturfaktor

S = Spektraler Formfaktor ( $\sim [(\epsilon^{*2} - 1) + (\epsilon_0^* - \epsilon)^2]$ )

Kr-85 Energiespektrum

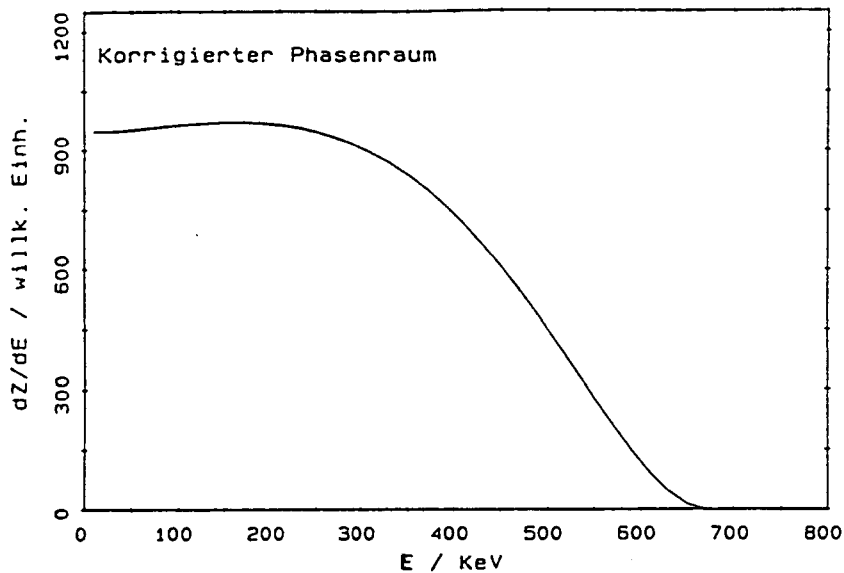


Abb. A/4:  
Theoretisches Betastrahlen-Spektrum von Kr-85

Der spektrale Verlauf stimmt gut mit dem aus Forschungsarbeiten bekannten Energie-Beta-spektrum der Abb. A/5 (energietransformiertes Impulsspektrum nach [16]) überein.

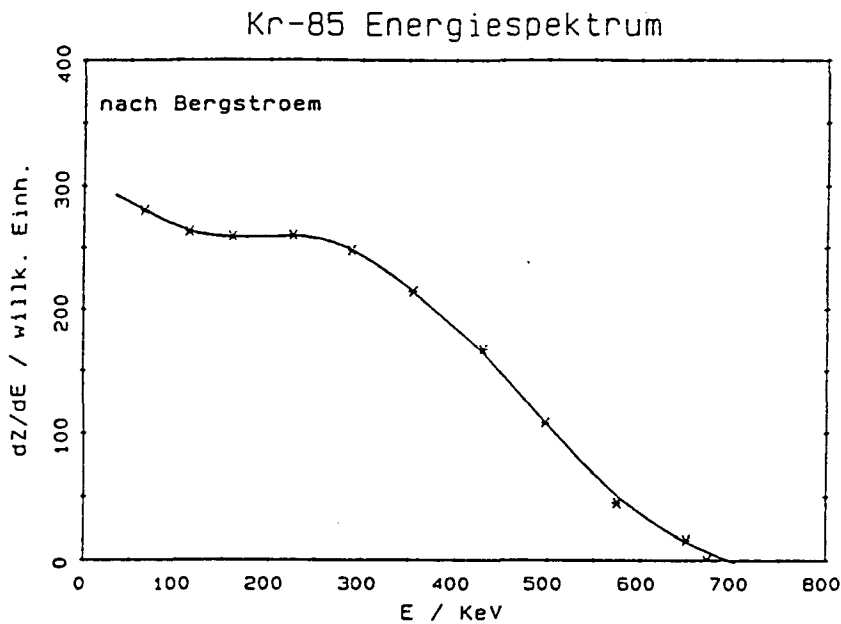


Abb. A/5:  
Experimentelles Betastrahlen-  
Spektrum von Kr-85  
(nach [16])

Auch die beiden anderen für den Physikunterricht geeigneten Betastrahler (siehe 4.1)  $^{90}_{38}\text{Sr}/^{90}_{39}\text{Y}$  und  $^{204}_{81}\text{Tl}$  gehören, wie  $^{85}_{36}\text{Kr}$ , in die Klasse der „unique einfach verbotenen“ Beta-übergänge.

Aus Strahlenschutzgründen ist bei den für Schulen und Labors zugelassenen radioaktiven Präparaten die strahlende Substanz in eine Schutzhülle eingeschlossen, welche - im Falle der  $\beta$ -Strahler - die emittierten Elektronen (Positronen) abbremsen und teilweise absorbieren. Durch den Energieverlust und die damit verbundene partielle Transmission, abhängig von der Primärenergie, wird das ursprüngliche Betaspektrum erheblich verändert, wie Abb. A/6 deutlich vor Augen führt. Dargestellt ist hier der mit Näherungsmethoden ermittelte Verlauf des Kr-85 Beta-Energiespektrums eines Schulpräparates [17].

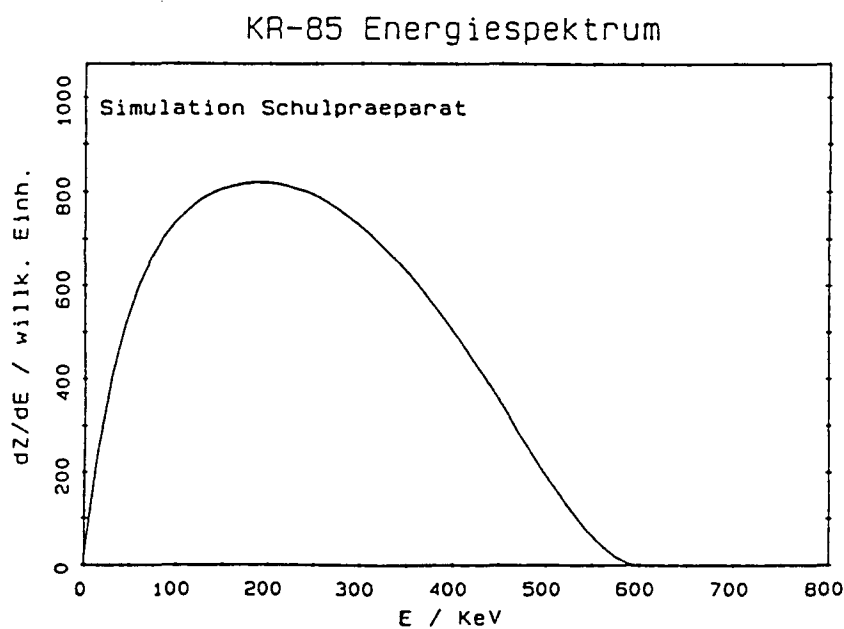


Abb. A/6:  
Theoretisches Betastrahlen-  
Spektrum von Kr-85 eines  
Schulpräparates



Zur näherungsweisen Berechnung der Auswirkung der Quellenabschirmung auf die spektrale Energieverteilung wurden verwendet:

- Daten über Material und Dicke des Quellen-Austrittsfensters, bereitgestellt vom Hersteller des Kr-Präparates [18]
- Energie-Reichweite-Beziehung für monoenergetische Elektronen nach Katz und Penfold [19]
- Parametrisierung der empirischen Transmissionskurven [20] (hier als Näherung verwendet:  $T = \left[ -\left(\frac{x}{R_0}\right)^4 - \left(\frac{x}{R_0}\right)^{3/2} + 2 \right] / 2$ ;  $R_0$  = „praktische“ Reichweite,  $x$  = Absorberdicke,  $T$  = Transmission)
- Ausdruck für den spezifischen Energieverlust  $\frac{dE}{dx}$  durch Stöße für Elektronen nach Bethe und Bloch (siehe z.B. [20]); der Energieverlust durch Bremsstrahlung kann in dem hier relevanten Energiebereich vernachlässigt werden
- Abschätzung einer effektiven Fensterdicke  $\Delta x$  durch Anpassung des Energieverlustes  $\Delta E = \frac{dE}{dx} \cdot \Delta x$  an praktische Reichweiten (s.o.)

Das theoretische Spektrum der Abb. A/6 ist mit den experimentellen Spektren der Abbildungen 8b und 12 aus Kapitel 4 zu vergleichen. Allerdings ist in Abb. A/6 noch nicht die endliche Auflösung des Spektrometers berücksichtigt.

## Literaturverzeichnis

- [ 1] Methods of Experimental Physics, Vol. 5, L.C. Yuan, C.S. Wu (Ed.): Nuclear Physics, Part A, Chapt. 2.2, Academic Press, New York and London, 1981
- [ 2] G.J. Neary, Proc. Roy. Soc. A 175 (1940) 71
- [ 3] K. Siegbahn (Ed.): Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, Vol. I, Chapt. III, North Holland, Amsterdam, 1968
- [ 4] C.S. Wu and C. Geoffrion: The Measurement of Beta-Ray Spectra, in F. Ajzenberg-Selove (Ed.): Nuclear Spectroscopy, Part A, Chapt. I.C.2, Academic Press, New York and London, 1960
- [ 5] S. Flügge (Hrsg.): Handbuch der Physik, Bd. XXXIII, S. 609, Springer, Berlin/Heidelberg
- [ 6] H. Kallmann: Natur und Technik, Juli 1947
- [ 7] J.B. Birks: The Theory and Practice of Scintillation Counting, Pergamon Press, Oxford, 1969
- [ 8] F. Kohlrausch: Praktische Physik, 23. Aufl., Bd. 2, B.G. Teubner, Stuttgart, 1985
- [ 9] J.I. Hopkins, Rev. Sc. Instr. 22/1 (1951) 29; H. Feist, Nucl. Instr. and Meth. 58/2 (1968) 236
- [10] Bezugsquellen der hier verwendeten Quellen:  
Kr-85 : siehe [17]  
Tl-204 : Präparat 09033.25 der Fa. Phywe AG, Postfach 3044, 3400 Göttingen  
Sr-90 : Präparat Sr-90-S der Fa. The Nucleus, USA, in der BRD vertreten durch  
Fa. Tennelec GmbH, Münchner Str. 50, 8025 Unterhaching
- [11] H. Hilscher, PhuD 3 (1985) 201
- [12] Fa. Nuclear Enterprises GmbH, Schwanthaler Str. 74, 8000 München 2
- [13] M.E. Rose, Anhang II in K. Siegbahn (Ed.): Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, North Holland, Amsterdam, 1955
- [14] C.S. Wu, Chapt. XI in K. Siegbahn (Ed.): Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, North Holland, Amsterdam, 1955
- [15] M. Goeppert-Mayer: Classification of  $\beta$ -Transitions, in K. Siegbahn (Ed.): Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, North Holland, Amsterdam, 1955
- [16] I. Bergström, Arkiv Fysik 5 (1952) 241
- [17] Radioaktiver Unterrichtsquellensatz 09047.10 der Fa. Phywe AG, Postfach 3044, 3400 Göttingen und Radioaktiver Unterrichtsquellensatz UC-UK4 der Fa. Rohstoff-Einfuhr GmbH, Postfach 140 210, 4000 Düsseldorf 1
- [18] Akademie der Wissenschaften der DDR, Zentralinstitut für Isotopen- u. Strahlenforschung – Bereich Strahlenquellen, DDR-1115 Berlin-Buch
- [19] L. Katz and A.S. Penfold, Rev. Mod. Phys. 24 (1952) 28
- [20] G. Knop and W. Paul: Interaction of Electrons and Alpha-Particles with Matter, in K. Siegbahn (Ed.): Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, North Holland, Amsterdam, 1968