

KFK-335

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

Juni 1965

KFK 335

Institut für Experimentelle Kernphysik

Impulsformdiskriminierung bei Halbleiterzählern
zur Untersuchung von (γ, α) - Reaktionen

H. Gehm, H. Ullrich



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Juni 1965

KFK 335

Institut für Experimentelle Kernphysik

Impulsformdiskriminierung bei Halbleiterzählern
zur Untersuchung von (γ, α) -Reaktionen

Helmut Gehm, Horst Ullrich

Mr.	2
Gesellschaft für Kernforschung m.B.H.	

Gesellschaft für Kernforschung m.B.H.
Karlsruhe

Inhaltsverzeichnis

1. Einführung

- 1.1 Allgemeines über den Kernphotoeffekt
- 1.2 Experimentelles zu den (γ, α) -Reaktionen

2. Eine Methode der Impulsformdiskriminierung bei Halbleiterzählern

- 2.1 Die Zählereigenschaften des Halbleiterzählers
- 2.2 Das Prinzip der Teilchendiskriminierung
- 2.3 Diskussion der Methode
- 2.4 Die elektronische Ausführung der Impulsformdiskriminierung

3. Die experimentelle Anordnung

- 3.1 Der Gesamtaufbau der Elektronik
- 3.2 Der experimentelle Aufbau

4. Test der Apparatur mit 604 MeV und 8.78 MeV α -Teilchen

- 4.1 Beschreibung der Anordnung
- 4.2 Die Ergebnisse des Apparaturtests
- 4.3 Diskussion der Ergebnisse des Apparaturtests

5. Messung der (γ, α) -Reaktion an Aluminium

- 5.1 Das Ziel der Experimente
- 5.2 Die Durchführung der Experimente
- 5.3 Messung mit dem 1.6 mg/cm^2 Al-Target
- 5.4 Messung mit dem 5.4 mg/cm^2 Al-Target
- 5.5 Leermessung

6. Diskussion der Ergebnisse

- 6.1 Diskussion zur Teilchendiskriminierung
- 6.2 Diskussion der α -Spektren

7. Zusammenfassung

1. Einführung

1.1 Allgemeines über den Kernphotoeffekt

In den letzten Jahren sind sehr viele Arbeiten über die **photo-**nuklearen Reaktionen veröffentlicht worden ¹⁾²⁾³⁾⁴⁾. Vor allem über die (γ, p) - und (γ, n) - Reaktionen liegt uns ein reichhaltiges, experimentelles Material vor, das uns gestattet, den Mechanismus dieser Reaktionen zu erklären.

Die meisten Photoprozesse an mittleren und schweren Kernen verlaufen in zwei statistisch unabhängigen Abschnitten:

- a. Mit der Absorption eines γ -Quantens ist die Anregung des gesamten Kernsystems verbunden.
- b. Anschließend geht der hochangeregte Kern, auch Compoundkern genannt, in einen tiefer liegenden Anregungszustand oder in den Grundzustand des Folgekerns über, wobei Teilchenemission stattfindet.

Der Absorptionsquerschnitt für derartige Reaktionen durchläuft in Abhängigkeit von der γ -Energie ein ausgeprägtes Maximum, die sogenannte Riesenresonanz. Für mittelschwere Kerne liegt die Riesenresonanz bei einer γ -Energie von 20 MeV.

Bei Kernphotoreaktionen können außer Nukleonen auch Deuteronen, Tritonen und α -Teilchen emittiert werden. Solche photonuklearen Prozesse sind außerordentlich interessant, da sie uns Aufschluß darüber geben können, ob die Teilchen vor ihrer Emission im Kern präformiert vorkommen. Das trifft vor allem auf die (γ, α) - Reaktionen zu ^{x)}, die zum Thema dieser Arbeit gehören.

1.2 Experimentelles zu den (γ, α) -Reaktionen.

(γ, α) -Reaktionen sind experimentell schwer zugänglich. Die Wirkungsquerschnitte für diese Reaktionen sind sehr klein und liegen bei mittleren Kernen in der Größenordnung von 10^{-29} bis 10^{-30} cm². Die Wirkungsquerschnitte für Photoprotonen sind dagegen um den Faktor 100 bis 1000 größer. Diese Photoprotonen stören die Messungen von Photoalphas mit Zähleranordnung insbesondere im niederenergetischen Bereich. Eine weitere erhebliche Störung des Meßvorgangs ebenfalls im Bereich der niederen α -Energien haben wir in dem intensiven Elektronenuntergrund.

x) Vergl. 4), p. 293

Die meisten Arbeiten über die (γ, α) - Reaktionen wurden mit Hilfe von Kernphotoplatten oder mit der Aktivierungsmethode durchgeführt. In dieser Arbeit wurde die Reaktion $Al^{27}(\gamma, \alpha)Na^{23}$ untersucht, wobei als Teilchendetektor ein Halbleiterzähler benutzt wurde. Das Ziel der Arbeit war, zu untersuchen, inwieweit sich der Halbleiterzähler unter Verwendung einer Methode der Impulsformdiskriminierung für die Messung von Photoalphas eignet.

Wesentliche Störungen durch Photodeuteronen und Phototritonen sind nicht zu erwarten, da die Ausbeute für diese Teilchen beträchtlich kleiner ist, als für α -Teilchen.⁵⁾ Da Deuteronen und Tritonen bezüglich der spezifischen Ionisation den Protonen wesentlich mehr ähneln als den α -Teilchen,⁶⁾ darf angenommen werden, daß auch diese Teilchen durch eine Teilchendiskriminierung von den α -Teilchen getrennt werden können.

2. Eine Methode der Impulsformdiskriminierung bei Halbleiterzählern

2.1 Zählereigenschaften des Halbleiterzählers⁷⁾

Mit Hilfe geeigneter p-n-Übergänge lassen sich Teilchendetektoren herstellen. Das empfindliche Volumen eines solchen Detektors ist durch die Feldzone des p-n-Übergangs gegeben, für deren Dicke w folgende Abhängigkeit von der angelegten Arbeitsspannung U_A besteht:

$$w = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot (U_A + U_D)}{e \cdot N_{St}}}$$

- N_{St} Störstellenkonzentration im Basisraum
 e elektrische Elementarladung
 U_D Diffusionsspannung
 ϵ Dielektrizitätskonstante
 ϵ_0 Influenzkonstante

Diese Formel gilt für einen stark unsymmetrischen p-n-Übergang, wie er bei allen derzeit üblichen Detektoren verwendet wird.

Da die in dieser Arbeit verwendete Methode der Impulsformdiskriminierung auf einigen Zählereigenschaften des Halbleiterzählers basiert, soll auf den Vorgang beim Teilchennachweis näher eingegangen werden. (Vergl. Fig. 1)

Schießt man in die Feldzone eines Halbleiterzählers ein geladenes Teilchen, z.B. ein α -Teilchen, so wird dieses Teilchen entlang seines im Kristall zurückgelegten Weges durch Ionisation die Energie E verlieren und dabei $\frac{E}{E_p}$ Ladungsträgerpaare, d.h. Elektron-Defektelektronpaare, erzeugen. E_p ist gleich der mittleren Energie, die zur Bildung eines Ladungsträgerpaares notwendig ist. ^{x)}

Die in der Feldzone entstandenen Ladungsträgerpaare werden von dem dort herrschenden starken elektrischen Feld sehr schnell getrennt und innerhalb einer Sammelzeit t_p von 10^{-9} bis 10^{-8} sec gesammelt. Die Anzahl der gesamten Ladungsträger ist proportional der Energie, die ein Teilchen in der Feldzone des Zählers abgegeben hat. Die Ladungsträgersammlung erfolgt also in der gleichen Weise wie bei der Gasionisationskammer. ^{xx)}

Ladungsträger, die außerhalb der Feldzone in der feldfreien Diffusionszone erzeugt worden sind, können durch Diffusion bis zur Feldgrenze gelangen, wo sie vom Feld erfaßt und gesammelt werden. Die Diffusionszeit t_D , die ein Ladungsträger benötigt, um von seinem Entstehungsort in der feldfreien Diffusionszone bis zur Feldgrenze zu gelangen, läßt sich abschätzen:

$$t_D = \frac{w_D^2}{D} ;$$

w_D (cm) ist der mittlere Weg, der von einem Ladungsträger in der Zeit t_D (sec) bei ungestörter Diffusion senkrecht zum p-n-Über-

x) In Si beträgt E_p 3,5 eV. Bei Gasionisationskammern hat man für E_p etwa 30 eV. Mit Si-Halbleiterzählern erreicht man daher eine gegenüber Gasionisationskammern um den Faktor 3 bessere Energieauflösung.

xx) Allerdings liegen die Sammelzeiten von Ionisationskammern bei etwa 10^{-6} sec.

gang zurückgelegt wird. Für D , die sogenannte Diffusionskonstante, kann man etwa $20 \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{sec}}\right)$ setzen. Die längsten Diffusionszeiten liegen in der Größenordnung von einigen 10^{-6} sec. Von den Ladungsträgern, die in der Diffusionszone erzeugt worden sind, gelangt nur ein Teil in die Feldzone, der Rest geht durch Rekombination verloren.

2.2 Das Prinzip der Teilchendiskriminierung

Aus der Impulsform der Zählerimpulse kann man eine Information darüber erhalten, ob das ionisierende Teilchen in der Feldzone des Zählers abgebremst worden ist oder erst in der dahinter liegenden feldfreien Zone. 8)9)10)

In diesem Abschnitt wird ein für die Untersuchung von (γ, α) -Reaktion entwickeltes Verfahren angegeben, das die Impulsform elektronisch auszuwerten vermag, und mit dessen Hilfe eine Art Reichweitenbestimmung der Teilchen durchgeführt werden kann. Teilchen, beispielsweise Alphateilchen, deren Reichweite im Zähler nicht größer sein soll als die Dicke der Feldzone (Fall 1), lassen sich aufgrund der Impulsform unterscheiden von solchen Teilchen, die - wie z.B. Protonen - bei gleicher Energie eine größere Reichweite im Zähler haben (Fall 2) und daher die Feldzone durchqueren können.

Wie kann man über die Impulsform eine Teilchendiskriminierung durchführen?

Wählt man eine genügend große Impulsabfallzeit (was man durch einen hinreichend großen Arbeitswiderstand erreicht), dann erhält man als Zählerausgangsimpuls (Vergl. Fig. 2).

im Fall 1: Einen energieproportionalen Impuls U_F mit einer sehr schnellen Anstiegszeit t_F .

und

im Fall 2: Einen Impuls, der sich aus einem energieproportionalen, schnellen Anteil U_F mit der Anstiegszeit t_F und einem zusätzlichen, nicht mehr energieproportionalen Diffusionsanteil U_D mit langsamer Anstiegszeit t_D zusammensetzt.

Eine Untersuchung der beiden Impulsformen ist auf folgende Art möglich:

Man gibt den Ausgangsimpuls in zwei Kanäle. In einem Kanal wird der Impuls in seiner Phase umgekehrt, während die Impulsform

nicht geändert wird. Im anderen Kanal wird der Impuls zunächst verzögert. Die Verzögerungszeit t_V wird so gewählt, daß bei dem später erfolgenden Vergleich der beiden Kanalimpulse sehr langsame Diffusionsbeiträge noch berücksichtigt werden können. Der verzögerte Impuls wird scharf geclippt^{x)}, wobei die Clippzeit t_{Cl} etwa der Impulsanstiegszeit t_F entsprechen soll. Der geclippte Impuls enthält im Gegensatz zu dem ungeclippten Impuls im ersten Kanal keinen Diffusionsanteil mehr. Nach dem Clippen wird der Impuls mit einem geeignet gewählten Verstärkungsfaktor k multipliziert und in einer Addierstufe zu dem gegenphasigen, aber ungeclippten Impuls aus dem ersten Kanal addiert. Der Verstärkungsfaktor k wird so gewählt, daß für energieproportionale Impulse der zusammengesetzte Impuls eine kleine, negative Impulsdifferenz ΔU aufweist, die beim Auftreten eines Diffusionsanteils verschwindet. Dadurch ist es möglich, Impulse der Art 1 von Impulsen der Art 2 zu unterscheiden.

2.3 Diskussion der Methode

Für Impulse aus der Feldzone erhält man nach der Wahl eines geeigneten Verstärkungsfaktors k einen Differenzimpuls $\Delta U < 0$. Hat man beispielsweise den Verstärkungsfaktor k so gewählt, daß $1 < k < 1.1$ gilt, dann bekommt man:

$$\Delta U = U_F - kU_F = (1 - k)U_F < 0.$$

Tritt zusätzlich ein Diffusionsanteil U_D auf, dann wird

$$U = U_F + U_D - kU_F = (1-k)U_F + U_D \geq 0,$$

wenn zugleich $k-1 \leq \frac{U_D}{U_F}$ erfüllt ist.

Ist z.B. $k = 1.1$, dann muß der Diffusionsanteil mindestens 10%

^{x)} Das Clippen erfolgt mit einem am Ende kurzgeschlossenen Laufzeitkabel. Die doppelte Laufzeit wird im folgenden mit 'Clippzeit' bezeichnet.

der Größe des Feldzonenanteils haben, wenn die Apparatur einen derartigen Impuls aussortieren soll.

Die Impulse $\Delta U < 0$ müssen, bevor sie nachgewiesen werden können, nochmals verstärkt werden. Nach einer Verstärkung $-m$ werden sie zu einem Diskriminator geführt, der alle Impulse, für die $m(k-1)U_F > a$ gibt (a ist die Diskriminatorschwelle), registriert. Die Schwelle a des Diskriminators kann nicht beliebig klein gemacht werden, sondern soll möglichst über dem Rauschpegel der Anordnung liegen.

Das Rauschen verursacht auch eine Streuung der Differenzimpulsgröße ΔU . Der Nachweis von Differenzimpulsen hört nicht abrupt auf, wenn die Differenzimpulse gerade die Höhe der Diskriminatorschwelle erreichen, sondern es erfolgt ein mehr oder weniger steiler Abfall der Nachweiskurve in der Nähe der Diskriminatorschwelle.

Das Rauschen setzt sich im wesentlichen aus Zählerrauschen und Verstärkerrauschen zusammen. Bei der Verwendung von großflächigen Zählern^{x)} überwiegt häufig das Zählerrauschen, d.h. das Rauschspektrum zeigt einen Frequenzgang mit $f^{-\alpha}$ ($0 < \alpha \leq 1$). Dann kann man durch kurze Verstärkerzeitkonstanten den Rauschpegel herabsetzen. Bei der Wahl der Verstärkerzeitkonstanten ist jedoch darauf zu achten, daß die für den Diskriminiervorgang notwendigen langsamen Diffusionsanteile nicht zu stark beeinträchtigt werden.

Zur Bestimmung der Feldzonendicke wird normalerweise das sogenannte Blankenship-Nomogramm verwendet. Der Rechnung, die zu diesem Nomogramm führt, liegt eine scharf begrenzte, kastenförmige Raumladungsverteilung zugrunde. Die Raumladung zeigt jedoch in Wirklichkeit eine stetige Verteilung, die flach in das Diffusionsgebiet ausläuft. Dadurch ergibt sich eine gewisse Un-

^{x)} Bei der Untersuchung von (γ, α) -Reaktionen ist es vorteilhaft mit großflächigen Zählern zu arbeiten, da die Ausbeute bei solchen Reaktionen klein ist.

schärfe für die Grenzen der Raumladungszone. Selbst unter der Annahme einer kastenförmigen Raumladungsverteilung würde sich hinsichtlich der Unterscheidung des Feldzonenanteils vom Diffusionsanteil aus der Impulsanstiegszeit keine scharfe Grenze ergeben: Diffusionsanteile, die aus dem feldfreien Bereich dicht an der Feldzongrenze stammen, zeigen Anstiegszeiten von der gleichen Größenordnung wie die Feldzonenanteile.

Die Grenze für die unterscheidbaren Diffusionsanteile wird außerdem von der Eigenanstiegszeit der elektronischen Anordnung beeinflusst, die meist über der Anstiegszeit des Feldzonenanteils liegt. Alle Diffusionsanteile, deren Anstiegszeiten t_D im Zeitintervall $t_F < t_D < t_{C1} \approx t_r$ liegen (t_F Anstiegszeit des Feldzonenanteils, t_{C1} ist die Clippzeit und t_r ist die Verstärkeranstiegszeit), können nicht mehr vom Feldzonenanteil getrennt werden. Wir führen daher eine effektive Feldzonendicke w_{eff} ein, die sich zusammensetzt aus der Feldzonendicke w , welche sich nach dem Blankenship-Nomogramm bestimmen läßt, und aus einer dünnen, an die Feldzone grenzenden Schicht aus der Diffusionszone, deren Dicke man über die Relation $w_D = D \cdot t_{C1}$ abschätzen kann. Man erhält für die effektive Feldzonendicke $w_{eff} = w + w_D$ ⁺). Verschiedenartige Teilchen, die innerhalb dieser effektiven Feldzone abgebremst werden, lassen sich nicht unterscheiden.

2.4 Die elektronische Ausführung der Impulsformdiskriminierung (Vergl. Fig. 3)

Beschreibung der Apparatur: Ein Impuls, der in den Eingang der Apparatur gegeben wird, erreicht die Addierstufe ^{xx)} über zwei verschiedene Kanäle. Im Kanal 1 gelangt der Impuls gegenphasig, aber formgetreu, zur Addierstufe. Im Kanal 2 wird der Impuls zunächst verzögert ^{xxx)} (in der angegebenen Anordnung um 0,7 μ sec), anschließend geclippt (in unserer Anordnung betrug die Clippzeit t_{C1} etwa 0,18 μ sec) und zur Addierstufe geleitet. Die beiden

x) Bemerkung: In einer so definierten effektiven Feldzone braucht die Anzahl der gesammelten Ladungsträger nicht mehr der in der Feldzone abgegebenen Teilchenenergie proportional zu sein.

xx) Als Addierstufe wurde ein operativer Verstärker benutzt, an dessen Steuergitter die Impulse rückwirkungsfrei zusammengeführt werden können. Operative Verstärker sind behandelt bei Königsberg, Operational Amplifiers, 'Advances in Electronics and Electron Physica', II, (1959), 225

xxx) Die Verzögerungs- und Clippingkabel waren Laufzeitkabel vom Typ HH 1500.

Potentiometer teilen den Kanälen verschiedene Gewichte zu und dienen zur Einstellung des Differenzimpulses durch Änderung des Faktors k . Der an der Addierstufe entkoppelte Impuls wird über eine Restorerdiode ^{x)} geleitet, die den positiven Impulsteil abkappt. Nach der Restorerdiode haben wir bei Impulsen ohne Diffusionsanteil einen kleinen negativen Differenzimpuls und bei Impulsen mit genügend großem Diffusionsanteil keinen Differenzimpuls mehr. Über einen Kathodenfolger werden die Differenzimpulse der Apparatur entnommen, anschließend verstärkt und über einen Schwellendiskriminator registriert.

Der Gesamtaufbau der elektronischen Anordnung ist in Fig. 4 dargestellt. Die in diesem Abschnitt 2.4 behandelte Diskriminierapparatur wird im folgenden als Einheit ID bezeichnet.

3. Experimentelle Anordnung

3.1 Der Gesamtaufbau der Elektronik (Vergl. Fig.4)

Die gesamte elektronische Anordnung läßt sich in vier Teile aufgliedern :

Teil I bestand aus Zähler und Vorverstärker, Teil II hatte die Impulsform zu analysieren und Teil III der Apparatur hatte im wesentlichen die Aufgabe, die Impulshöhen zu analysieren und die Teilchenimpulse mit und ohne Diffusionsanteil getrennt zu registrieren. Teil IV sorgte dafür, daß Teil III der Apparatur nur für die Dauer des Betatronblitzes Impulse registrieren konnte.

Teil I: Die Zähleranordnung, bestehend aus einem Halbleiterzähler und einem ladungsempfindlichen Vorverstärker, lieferte Teilchenimpulse, die - bei Feldzonenimpulsen - eine Anstiegszeit von 0,22 μ sec und eine Abklingzeit von 6 μ sec aufwiesen und die in die Zweige II und III der Apparatur gegeben wurden.

Teil II: Die Teilchenimpulse wurden im Verstärker V_1 verstärkt und zu der impulsformanalysierenden Stufe ID sowie zum Schwellendiskriminator D geführt, der auf alle Teilchenimpulse, die von

^{x)}Vergl. Gruhle , Elektronische Hilfsmittel des Physikers
Springer Verlag 1960, Seite 164

Teilchenenergien größer als 2,7 MeV herrührten, ansprach. Die Einheitsimpulse aus D wurden in der Koinzidenzstufe K mit den ebenfalls einheitlichen Impulsen aus ID (die aber nur dann vorhanden waren, wenn Teilchenimpulse ohne Diffusionsanteile in die Stufe ID gelangten) zur Koinzidenz gebracht. Die Koinzidenzanordnung war notwendig, um die zahlreichen elektrischen Störimpulse auszuschalten. Die Koinzidenzimpulse schließlich stießen den Univibrator U an, der positive, 4 μ sec lange Rechteckimpulse erzeugte, die zur Addierstufe A in Teil III der Anordnung geführt wurden.

Teil III: Die vom Vorverstärker VV in den Teil III gelieferten Teilchenimpulse wurden zunächst im Laufzeitkabel L um etwa 3 μ sec verzögert. Dann hatte Teil II der Apparatur eine Information über die Impulsform des entsprechenden Teilchenimpulses bereit. Die Information, die für Impulse ohne Diffusionsanteil in einem Rechteckimpuls bestand und sich bei Impulsen mit Diffusionsanteil in dem Ausbleiben eines derartigen Rechteckimpulses äußerte, wurde in der Addierstufe zu den ^{zu} untersuchenden Teilchenimpulsen addiert. Nach erfolgter Addition und geeigneter Verstärkung in der Stufe V_2 wurden alle Teilchenimpulse mit Diffusionsanteil in der linken Bildhälfte und alle Teilchenimpulse ohne Diffusionsanteil in der rechten Bildhälfte des Vielkanalanalysators eingeordnet. Durch dieses Verfahren konnten zwei Impulshöhenverteilungen gleichzeitig aufgenommen werden.

Teil IV: Die vom Expansionsimpuls getriggerte Anordnung W-P lieferte einen negativen, 80 μ sec langen und 50 Volt hohen Gate-Impuls, der über das Gate G den Vielkanalanalysator jeweils für die Dauer des 50 μ sec langen Betatronblitzes öffnete.

3.2 Der experimentelle Aufbau (Vergl. Fig. 5)

Mit Hilfe der Kollimatoren K_1 und K_2 wurde aus dem γ -Strahl der an der Antikathode des Betatrons erzeugt wurde, ein geeignetes, rechteckiges Bündel von $5 \times 22 \text{ mm}^2$ ausgeblendet. Blende B (Blendenquerschnitt $8 \times 30 \text{ mm}^2$) hatte die Aufgabe, die Zählerdiode gegen Elektronenstreustrahlung abzuschirmen, die von dem Kollimatorschlitzrand des Kollimator K_2 ausging. Der Abstand zwischen Target und Antikathode betrug 135 cm. Die Dauer des Be-

tatronblitzes betrug 50 μ sec und die γ -Intensität am Ort des Targets etwa 20 r/min. Die Al-Targets hatten eine Dicke von 5.4 bzw. 1.6 mg/cm².

Die bestrahlte Targetfläche war etwa 2.5 x 3.0 cm² groß. Der im rechten Winkel zur γ -Strahlachse und Target in 3.2 cm Abstand montierte Zähler war ein 10⁴ Ω ·cm p-Si-Halbleiterzähler von RCA mit 2 cm² Zählfläche. Der Halbleiterzähler war - bis auf das 2 cm² große Teilcheneintrittsfenster - mit einem 1 mm starken, innen mit 1 mm Al-Blech ausgekleidetem Bleimantel umgeben. Der verhältnismäßig große Abstand zwischen Zähler und Target wurde gewählt um Störungen von schräg durch die Feldzone laufenden Elektronen zu vermeiden. Der Elektronenuntergrund in der Streukammer nahm mit zunehmender Entfernung vom γ -Strahl stark ab. Zähler und Target befanden sich in einer Vakuumkammer aus Messingrohr, die auf 10⁻² Torr evakuiert war. Abschätzungen ergaben, daß die γ -Intensität außerhalb des direkten Strahlengangs durch die Bleiabschirmung um den Faktor 10⁴ herabgesetzt war, und der Neutronenuntergrund vernachlässigt werden konnte.

4. Test der Apparatur mit 6.04 MeV und 8.78 MeV α -Teilchen.

4.1 Beschreibung der Anordnung

Die Leistungsfähigkeit der Apparatur wurde mit 6.04 und 8.78 MeV α -Teilchen, die ein Thorium-Präparatstift lieferte, geprüft. Als Zähler wurde ein 300 Ω -cm n-Si-Halbleiterzähler^{x)} mit 1 cm² Zählfläche benutzt, dessen Feldzone durch Variation der Sperrspannung hinreichend dünn gemacht werden konnte. Da die 8.78 MeV α -Teilchen in Si eine 50 μ lange Strecke und die 6.04 MeV α -Teilchen einen Weg von 28 μ benötigen, bis sie zur Ruhe kommen, sollten bei einer hinreichend dünnen Feldzone wenigstens die 8.78 MeV α -Teilchen weit genug in die feldfreie Zone eindringen können. Dann könnte man die Frage beantworten, ob die Apparatur in der

x) Der Halbleiterzähler wurde uns freundlicherweise vom Zyklotron-Laboratorium des Kernforschungszentrums Karlsruhe zur Verfügung gestellt.

Lage ist, Teilchenimpulse mit Diffusionsanteil zu erkennen oder nicht.

Die Anordnung wurde ohne Gate-Impuls betrieben. Das Energieauflösungsvermögen der Apparatur betrug 280 keV für 5.3 MeV α -Teilchen (im Vakuum gemessen). Als Verstärkungsfaktor (Vergl. 2.3) wurde ein k von etwa 1.07 gewählt.

4.2 Die Ergebnisse des Apparaturtests mit dem Thorium-Präparatstift

Die 6.04 MeV und 8.78 MeV α -Linien werden bei verschiedenen Feldzonendicken W_{eff} aufgenommen. Die Impulse mit und ohne Diffusionsanteil konnten getrennt registriert werden. Fig. 6 zeigt das Resultat der Messung.

Die Anzahl der α -Teilchen, die in den Messung zu Fig. 6a), 6b), und 6c) aufgenommen wurden, sind:

6a) 634, 6b) 639 und 6c) 642 α -Teilchen

Die Anzahl der Teilchen, die in jeder der 3 Messungen registriert worden sind, stimmen innerhalb der statistischen Schwankungen überein. Das ist zu erwarten, da die Meßzeiten in allen 3 Fällen die gleichen waren.

Die Feldzonendicke w_{eff} wurde bestimmt, indem zu der tatsächlichen, nach dem Blankenship-Nomogramm berechneten Feldzonendicke noch eine dünne Diffusionszonenschicht von 20 μ hinzugerechnet wurde.

4.3 Diskussion der Ergebnisse des Apparaturtests.

Die Reichweite der 8.78 MeV α -Teilchen in Si beträgt etwa 50 μ und die Reichweite der 6.04 MeV α -Teilchen etwa 28 μ . Da die effektiven Feldzonendicken in 6a) 46 μ , in 6b) 41 μ und in 6c) 36 μ betragen, ist anzunehmen, daß die 6.04 MeV α -Linie keine Teilchenimpulse mit Diffusionsanteil liefert. Die Ergebnisse in 4.2 zeigen, daß diese Annahme richtig ist, denn die 6.04 MeV α -Teilchen lieferten in der Tat nur Impulse ohne Diffusionsanteil. Die 8.78 MeV α -Teilchenimpulse hingegen sollten

von der Apparatur als Teilchenimpulse mit Diffusionsanteil registriert werden. Wie wir aus dem Meßergebnis entnehmen können, beginnt die Apparatur bei einer effektiven Feldzonendicke, die zwischen 41μ und 46μ liegen muß, die $8.78 \text{ MeV } \alpha$ -Teilchen als Teilchenimpulse mit Diffusionsanteil nachzuweisen. Die α -Teilchen müssen also nach dem Durchqueren der effektiven Feldzone im Diffusionsgebiet einen Weg von etwa 6 bis 7μ Länge zurücklegen, um einen hinreichend großen Diffusionsanteil zu erzeugen. Dieses Ergebnis stimmt mit den Erwartungen überein. Wie das Ergebnis unseres Tests ferner zeigt, wurde bei einer Feldzone von $w_{\text{eff}} = 36 \mu$ etwa $(64 \pm 15)\%$ aller $8.78 \text{ MeV } \alpha$ -Teilchen registriert als Teilchen, die einen Impuls mit Diffusionsanteil erzeugt haben. Die Frage, weshalb nicht alle $8.78 \text{ MeV } \alpha$ -Teilchenimpulse als Impulse mit Diffusionsanteil registriert wurden, läßt sich durch die Geometrie der Anordnung erklären. Die α -Quelle war nicht genügend ausgeblendet, so daß etwa $1/4$ aller α -Teilchen unter einem größeren Winkel als 45° in den Zähler eintreten konnten. Für diese schräg einfallenden α -Teilchen war der nach dem Durchqueren der Feldzone im Diffusionsbeitrag zurückgelegte Weg zu klein und der in ihnen erzeugte Diffusionsbeitrag daher nicht groß genug, so daß die Diskriminierbedingung nicht erfüllt sein konnte.

5. Messung der (γ, α) -Reaktion an Aluminium

5.1 Das Ziel der Experimente

Das Ziel der Experimente war die Untersuchung der Reaktion $\text{Al}^{27}(\gamma, \alpha)\text{Na}^{23}$. Hierzu sollte die Energieverteilung der Photoalphateilchen unter 90° aufgenommen werden. Als γ -Strahlenquelle diente ein 32 MeV -Betatron. Mit Hilfe der Impulsformdiskriminierung sollte eine Teilchenselektion durchgeführt werden und dadurch der störende Protonenuntergrund aus dem aufzunehmenden α -Spektren ferngehalten werden.

5.2 Die Durchführung der Experimente

Für die Experimente wurde ein $10^4 \Omega \cdot \text{cm}$ p-Si-Zähler benutzt (Vergl.

Abschnitt 3.2). Das Energieauflösungsvermögen betrug 260 keV für 5.3 MeV α -Teilchen (im Vakuum gemessen). Für die impulsformdiskriminierende Apparatur ID wurde ein k von etwa 1.07 gewählt (Vergl. Abschnitt 2.3).

Es wurden zwei Targets, einmal ein 5.4 mg/cm^2 Al-Target und das andere Mal ein 1.6 mg/cm^2 Al-Target bestrahlt.

- a) Bei den Messungen, die mit dem 5.4 mg/cm^2 Al-Target gemacht wurden, war die effektive Feldzone des Zählers 80μ dick. Es konnten daher bei senkrechtem Einfall Protonenenergien bis zu 2.8 MeV und α -Energien bis zu 12 MeV in dieser Feldzone abgegeben werden. Die Apparatur ermöglichte eine gleichzeitige Aufnahme von Teilchen mit und ohne Diffusionsanteil. Eine solche Messung ist dann zweckmäßig, wenn man das Ausbeuteverhältnis $\frac{Y(\gamma, \alpha)}{Y(\gamma, p)}$ bestimmen will.
- b) In diesem mit dem 1.6 mg/cm^2 Al-Target durchgeführten Experiment betrug die effektive Feldzonendicke etwa 110μ , so daß darin Protonen bis zu 3.5 MeV und α -Teilchen bis zu 14 MeV abgebremst werden konnten. Die in den Abschnitten 2.4 und 3.1 beschriebene Anordnung war leichtabgeändert: Für die Impulsformdiskriminierung wurde der schnelle Impuls direkt am Arbeitswiderstand des Zählers über einen Kathodenfolger entkoppelt. Dadurch war eine kürzere Clippzeit möglich, nämlich $t_{C1} = 0,08 \mu\text{sec}$ anstatt $t_{C1} = 0,18 \mu\text{sec}$. Der in Fig. 4 eingezeichnete Schwellendiskriminator D war durch einen Differentialdiskriminator ersetzt. Der von Teil II der Apparatur für Teilchenimpulse ohne Diffusionsanteil erzeugte Einheitsimpuls war in diesem Experiment von negativer Polarität und lieferte zusammen mit dem Impuls aus Teil IV über eine Koinzidenzanordnung den Öffnungsimpuls für das Gate G.

5.3 Ergebnisse mit dem 1.6 mg/cm^2 Al-Target

Das Ergebnis dieser Messung ist in Fig. 7 dargestellt. Kurve 7a) zeigt das gewonnene α -Spektrum. Targetverluste und an die Na^{23} -Kerne abgegebene Rückstoßenergien wurden berücksichtigt.

Die Meßdauer betrug etwa 9 Stunden. Durch eine zusätzliche Kontrollmessung mit einem 70μ dicken Al-Absorber wurde bestätigt, daß

das gemessene Spektrum erwartungsgemäß nur aus α -Teilchen besteht. Zum Vergleich wurde der Verlauf eines von anderen Autoren gemessenen α -Spektrum zu der gleichen Reaktion eingezeichnet. Die eingezeichnete Kurve 7b) wurde von Becchi et al.¹¹⁾ aufgenommen. Sie ist ebenfalls bezüglich Targetverluste und kinematischer Verluste korrigiert und zeigt gute Übereinstimmung mit Kurve 7a).^{x)}

5.4 Ergebnisse mit dem 5.4 mg/cm² Al-Target

Die Ergebnisse dieser Messung sind in Fig. 8 dargestellt. Kurve 8c) zeigt das gewonnene α -Spektrum. Targetverluste wurden hierbei nicht berücksichtigt. Die Meßdauer betrug etwa 3 Stunden. In Fig. 8a) ist die Impulshöhenverteilung der Teilchen aufgezeichnet, die Impulse mit Diffusionsanteil erzeugt haben. Es handelt sich hierbei um Protonen und Elektronen. Um den Anteil der Elektronen bestimmen zu können, wurde eine Messung mit einem 1 mm dicken Al-Absorber zwischen Target und Zähler durchgeführt. In einem solchen Absorber werden Protonen bis zu einer Energie von 13 - 14 MeV abgebremst, während die Elektronen mit nur geringen Energieverlusten den Absorber durchqueren. Kurve 8a) zeigt das Resultat der Messung. Kurve 8d) stellt die Summe der Impulshöhenverteilungen 8a) und 8b) dar. Die Kurve 8d) zeigt somit den Verlauf des α -Spektrums für den Fall, daß keine Impulsformdiskriminierung durchgeführt worden wäre. Kurve 8d) zeigt das Spektrum der Impulse ohne Diffusionsanteil. Die Kontrollmessungen mit verschieden dicken Al-Absorbern (20 μ , 50 μ und 70 μ - Al-Absorber) zeigen, daß es sich bei den in Fig. 8b) registrierten Teilchen überwiegend um α -Teilchen handelt.^{xx)}

x) Eine ältere Messung von Bobard et al.¹²⁾ zeigt ebenfalls Übereinstimmung mit unseren Ergebnissen.

xx) Durch eine fehlerhafte Einstellung der Diskriminierapparatur wurden bei dieser Messung einige schräg in den Zähler einlaufende Protonen registriert, die bei 5 MeV ein kleines Maximum bilden. Nach Subtraktion dieser Protonen vom Spektrum 8b) hat man als reines α -Spektrum das Spektrum 8c).

5.5 Die Leermessung

Um sicherzustellen, daß alle von der Apparatur registrierten Teilchen auch tatsächlich aus dem Al-Target stammen, wurde eine Leermessung ohne Target unternommen. Die Meßdauer betrug etwa 8 Stunden. Das Ergebnis der Leermessung war: Es wurden keine Impulse ohne Diffusionsanteil gefunden. Bei den Impulsen mit Diffusionsanteil zeigte sich ein kleiner Elektronenuntergrund bei Energien unterhalb 3.5 MeV. Der Anteil dieses Untergrundes betrug weniger als 10% des Elektronenuntergrunds der Messungen mit Target.

Das Ergebnis der Leermessung zeigt, daß eine Störung der aufgenommenen α -Spektren durch Teilchen, die aus der Umgebung des Zählers und nicht vom Target stammen, nicht zu befürchten war.

6. Diskussion der Ergebnisse

6.1 Diskussion zur Teilchendiskriminierung

Eine Aufgabe des Experiments bestand in der Entwicklung und Erprobung einer Methode für die Teilchendiskriminierung bei Halbleiterzählern. Der in Abschnitt 4 beschriebene Test der Apparatur mit 6.04 MeV und 8.78 MeV α -Teilchen beweist, daß die Apparatur in der Lage war, ionisierende Teilchen, die in der Feldzone abgebremst wurden, zu unterscheiden von solchen Teilchen, die in der Feldzone nur einen Teil ihrer Energie abgaben und erst in der feldfreien Zone zur Ruhe kamen.

Die Spektren 7a), 8a) und 8c) beweisen ferner, daß die Anordnung sich für die Untersuchung von (γ, α)-Reaktionen eignet. Es war möglich, den störenden Protonenuntergrund weitgehend und den Elektronenuntergrund vollständig auszuschalten. Elektrische Störimpulse, die in die Apparatur eingestreut wurden, konnten unterdrückt werden. Ein Vergleich des Spektrumsverlaufs 8c) mit Kurve 8d), die man erhält, wenn man ohne Teilchendiskriminierung arbeitet, zeigt deutlich den Vorteil der Methode: Für die Kurve 8d) ist der brauchbare Meßbereich auf das Energieintervall von 6 bis 12 MeV beschränkt,

bei der Messung zum Spektrum 3c) konnte der Meßbereich nach niederen Energien hin bis etwa 3,2 MeV erweitert werden.

Die angegebene Methode besitzt gegenüber den herkömmlichen Meßmethoden einige Vorteile: Bei der Untersuchung von (γ, α) -Reaktionen mit Kernphotoplatten wirkt sich der Arbeitsaufwand, der zur Auswertung der Platten notwendig ist, nachteilig aus. Zähleranordnungen haben diesen Nachteil nicht, sie können jedoch durch den Protonen- und Elektronenuntergrund erheblich gestört werden. Man muß also eine Teilchendiskriminierung durchführen, um solche Störungen des Spektrums auszuschalten. In dieser Arbeit wurde untersucht, inwieweit sich ein einzelner Halbleiter-Oberflächenzähler in Verbindung mit einer Impulsformdiskriminierung hierfür verwenden läßt.

6.2 Diskussion der Alphaspektren

Aus dem α -Spektrum in 3c) und der entsprechenden Impulshöhenverteilung der Protonen, die in Fig. 3a) wiedergegeben ist, läßt sich das Ausbeuteverhältnis $\frac{Y(r, \alpha)}{Y(r, p)}$ für Aluminium ermitteln. Man erhält:

$$\frac{Y(r, \alpha)}{Y(r, p)} = 0,023 \pm 0,002$$

für den Energiebereich $3.2 \text{ MeV} < E_{\alpha} < 12 \text{ MeV}$, wobei die Targetverluste nicht berücksichtigt sind.

Autoren :	Becchi et al. ¹¹⁾	Makhnouski ⁵⁾
für Al : $\frac{Y(r, \alpha)}{Y(r, p)}$	0.03 ± 0.01	0.023 ± 0.019
Energiebereich :	$5.73 \text{ MeV} < E_{\alpha} < 17 \text{ MeV}$	$3.8 \text{ MeV} < E_{\alpha} < 14 \text{ MeV}$

Das in Fig. 7a) dargestellte α -Spektrum zeigt gute Übereinstimmung mit den von anderen Autoren gemessenen α -Spektren (Vergl. Fig. 7b).

Es ist nun zu untersuchen, ob das in Fig. 7a) gezeigte α -Spektrum als ein Verdampfungsspektrum gedeutet werden kann, wie es nach der statistischen Theorie zu erwarten ist. Bei der Berechnung der Energieverteilung der α -Teilchen wurde angenommen, daß die α -Teilchen präformiert im Kern vorhanden sind, bevor sie emittiert werden.

Nach Blatt und Weißkopf ¹³⁾ ist die relative Intensitätsverteilung der verdampften α -Teilchen, $I_\alpha(E_\alpha) dE_\alpha$, gegeben durch:

$$I_\alpha(E_\alpha) dE_\alpha = \text{const. } E_\alpha \sigma_c(E_\alpha) \omega_R(E^*) dE_\alpha ;$$

E_α ist die Energie der α -Teilchen, die im Energieintervall $[E_\alpha, E_\alpha + dE_\alpha]$ emittiert werden. $\sigma_c(E_\alpha)$ ist der Wirkungsquerschnitt für den inversen Prozess, der die Bildung eines Compoundkerns aus α -Teilchen der Energie E_α und dem Restkern beschreibt. Diese Wirkungsquerschnitte σ_c sind von Blatt und Weißkopf tabelliert worden ^{x)} für $\frac{E_\alpha}{B}$ -Werte von 0,2 bis 1,8, wobei B die Coulombbarriere des Restkerns für den Einfang von α -Teilchen ist. Bei Na^{23} -Kernen haben wir eine Coulombbarriere von etwa 6 MeV ^{xx)}. $\omega_R(E^*)$ ist die Energieniveaudichte des Restkerns bei der Anregungsenergie E^* . Die Energieniveaudichte kann man nach ¹³⁾ angenähert wiedergeben durch $\omega_R(E^*) = C \exp 2\sqrt{a \cdot E^*}$. C ist eine Konstante und a stellt den sogen. Niveaudichtekoeffizient dar, für den ein Wert von 0.4 MeV^{-1} genommen wurde. Die Anregungsenergie E^* des Restkerns erhält man aus: $E^* = \hbar\omega - E_\alpha - Q$, wobei Q der Q-Wert der Reaktion ist und $\hbar\omega$ die eingestrahlte γ -Energie bedeutet. Bei der Berechnung des α -Spektrums muß beachtet werden, daß ein kontinuierliches Bremsstrahlungsspektrum zur Verfügung steht. Ferner muß der Wirkungsquerschnittverlauf für den (γ, α)-Prozess in Aluminium berücksichtigt werden. Da der Wirkungsquerschnittverlauf für diesen Prozess nicht zur Verfügung stand, wurde mit dem Wirkungsquerschnittverlauf für die Gesamtabsorption von γ -Strahlen in Aluminium gerechnet, der einer Arbeit von Ziegler ¹⁴⁾ entnommen wurde.

x) Vergl. 13), S. 303 - 304, Tab. 4.1

xx) Unter Verwendung des effektiven Radius $R = (1.5 A^{1/3} + 1.2) 10^{-13} \text{ cm}$

Die in Fig. 9 gezeigte Kurve a) ist die theoretisch, nach der statistischen Theorie zu erwartende Energieverteilung der α -Teilchen aus der Reaktion $\text{Al}^{27} (\gamma, \alpha) \text{Na}^{23}$ bei einer maximalen γ -Energie von 31 MeV.

Zu der Kurve 9a) muß einschränkend festgestellt werden, daß sie die Energieverteilung nur grob wiedergeben kann, da die statistische Theorie für leichte Kerne eine grobe Näherung ist.

Ein Vergleich der so berechneten theoretischen Kurve 9a) mit der experimentell gefundenen Kurve 9b) weist eine Diskrepanz auf. Die Kurve 9a) hat ein Maximum bei etwa 7,5 MeV, das Maximum der Kurve 9b) hingegen liegt bei einer Energie unterhalb von 5 MeV, obwohl der Coulombwall 6 MeV beträgt.

Für α -Teilchen, die unterhalb der Coulombschwelle emittiert werden, nimmt die Durchlässigkeit des Coulombwalls mit kleiner werdenden α -Energien exponentiell ab. Es wäre demnach zu erwarten, daß das gemessene α -Spektrum ein Maximum bei etwa 6 MeV oder darüber hat, wie es beim berechneten α -Spektrum der Fall ist. Diese Diskrepanz zwischen der theoretischen Erwartung und dem experimentellen Ergebnis ist bisher bei vielen (γ, p) - und (γ, α) -Reaktionen beobachtet worden. ^{x)}

^{x)} Vergl. 4), S. 295

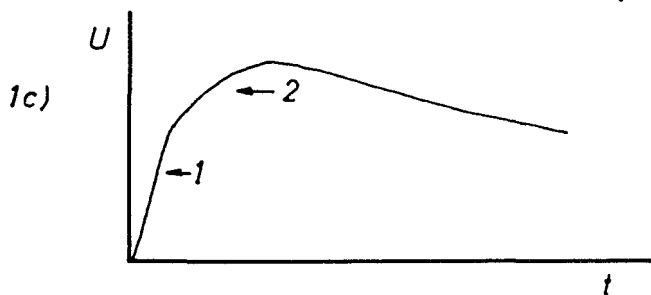
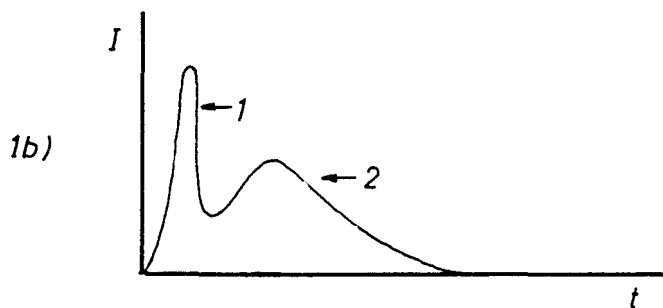
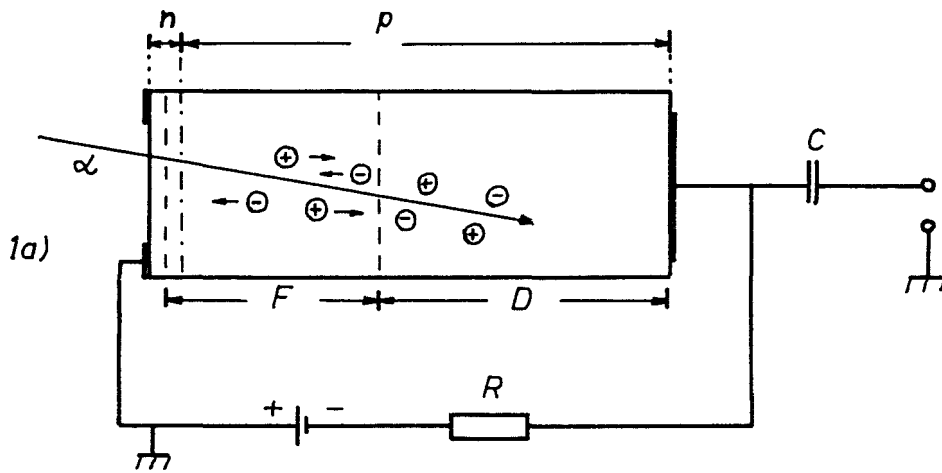
7. Zusammenfassung

Für Halbleiterzähler wurde eine Methode der Impulsformdiskriminierung entwickelt und getestet. Die Methode erlaubt die Unterscheidung von α -Teilchen und Protonen und damit die Messung von Photoalphas in Gegenwart eines störenden Protonen- und Elektronenuntergrunds. Die Leistungsfähigkeit der Methode wurde diskutiert und anhand der Reaktion $\text{Al}^{27}(\gamma, \alpha)\text{Na}^{23}$ demonstriert.

Für die genannte Reaktion konnte das Ausbeuteverhältnis $\frac{Y(\gamma, \alpha)}{Y(\gamma, p)}$ gemessen werden. Das experimentell gefundene α -Spektrum wurde mit dem nach der statistischen Theorie berechneten α -Spektrum verglichen.

Literatur:

- 1.) Levinger, J.S. Nuclear Photodisintegration, Oxford University Press 1960
 - 2.) Hayward, Rev. of Mod. Phys. 35,2 (1963), 324
 - 3.) Bishop, G.R. & Wilson, R. Handbuch f. Physik 42, (1957), 309
 - 4.) Kinsey, B.B., Handbuch f. Phys. 40 (1957), 202
 - 5.) Makhnouski, Soviet Physics (JETP) 14,4, (1957), 202
 - 6.) Williamson, G., & Boujot, J.P., "Tables of Range and Rate of Energy loss of Charged Particles of Energy 0.5 to 150 MeV",
- Einen zusammenfassenden Artikel über Halbleiterzähler findet man bei
- 7.) Czulijs, Engler & Kuckuck, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften 34, (1962), 236
 - 8.) Amsel, Baruch & Smulkowski, IRE Transact. on Nucl. Sc. 8, 1, (1960), 21
 - 9.) Funsten, H., IRE Transact. on Nucl. Sc. 9, 3, (1962), 190
 - 10.) Scheer, J., Nucl. Instr. & Methods 22 (1963) 45
 - 11.) Becchi, C., Meneghetti, L. & Vitale, S. Phys. Letters 3, (1962), 89
 - 12.) Bobard, F., Boulègue, G. & Chanson, P., Comp. Rend 244, (1957), 1761.
 - 13.) Blatt & Weißkopf, Theoretische Kernphysik, Teubner, Leipzig, (1959)
 - 14.) Ziegler, B., Nucl. Phys. 17 (1960), 238



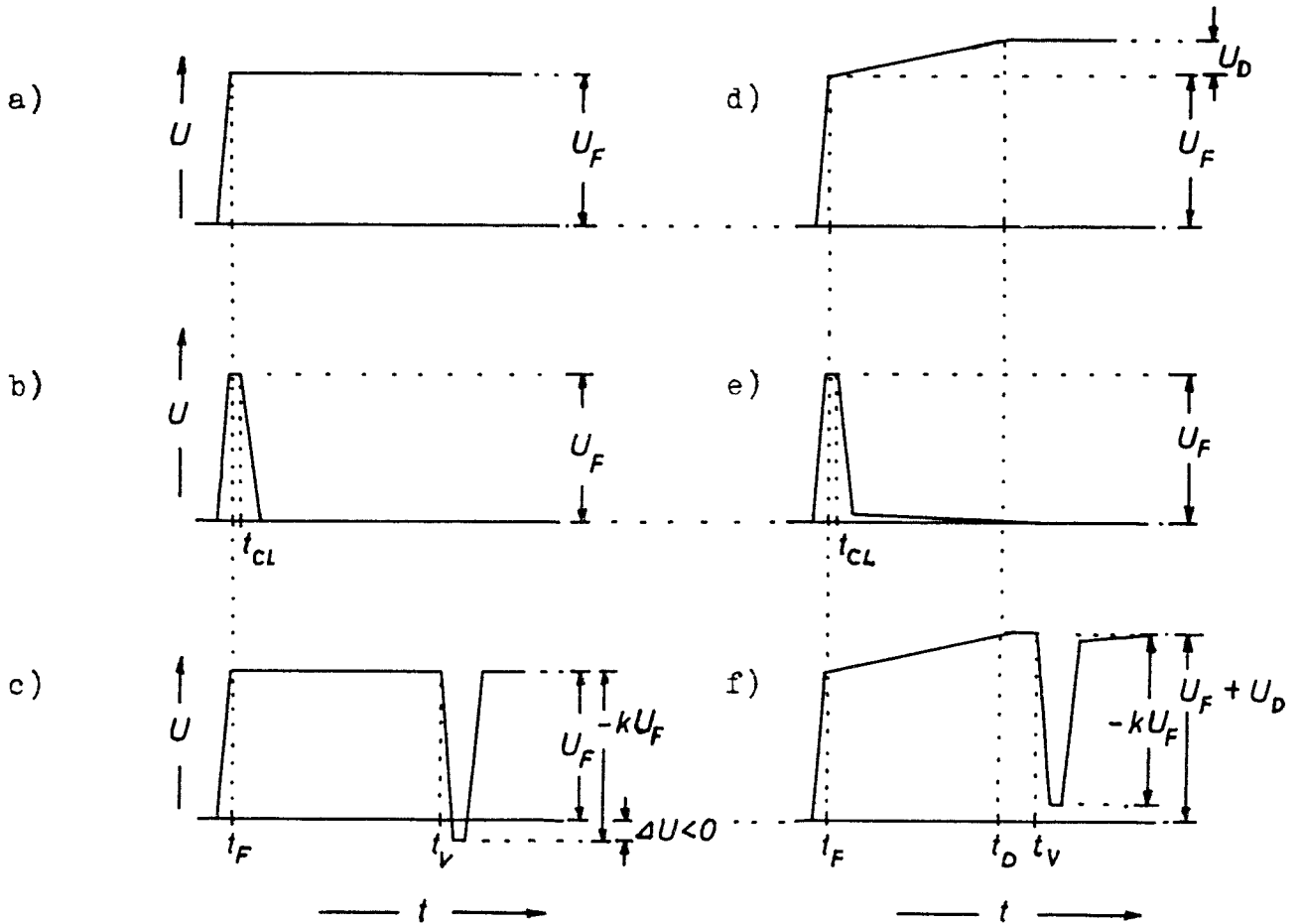
- C Koppelkondensator
- R Arbeitswiderstand
- ⊖ Elektronen
- ⊕ Defektelektronen

- I Stromamplitude
- U Spannungsamplitude
- t Zeit
- F Feldzone
- D Diffusionszone
- n n-dotiertes Gebiet
- p p-dotiertes Gebiet

Fig. 1 a): Schematische Darstellung des unsymmetrischen p-n Übergangs mit äußerer Spannung. Ein Alphateilchen dringt in den Kristall ein und erzeugt entlang seiner Bahn Ladungsträgerpaare. Ladungsträger, die in der Feldzone entstanden sind, werden in Pfeilrichtung beschleunigt und gesammelt. Die in der Basiszone erzeugten Ladungsträger können - wenn sie durch Rekombination nicht verloren gehen - durch Diffusion in die Feldzone gelangen, wo sie ebenfalls gesammelt werden.

Fig. 1 b): Der zeitliche Verlauf des Stromimpulses und Fig. 1 c) der zeitliche Verlauf des Spannungsimpulses zum Vorgang in 1 a). (Beitrag 1 stammt aus der Feldzone, Beitrag 2 aus der Diffusionszone).

Figur 2: Stark schematisierte Darstellung der Impulsformen zu dem in Abschnitt 2.2 beschriebenen Diskriminiervorgang.

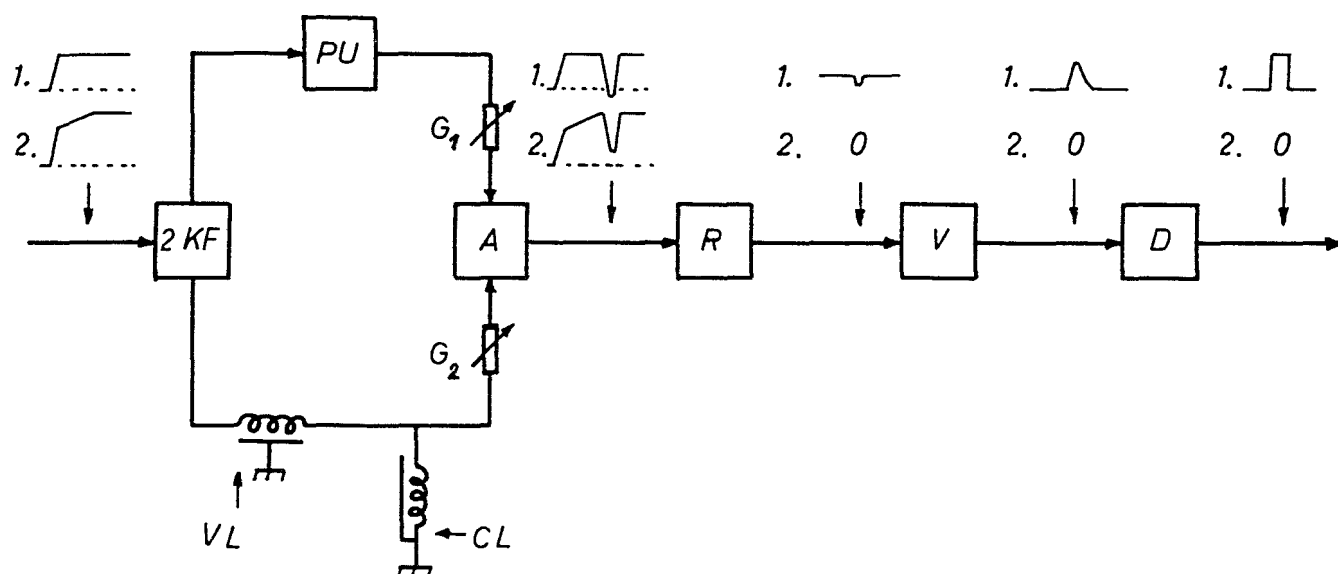


- a) Impuls aus der Feldzone (Beispiel 1);
 b) Impuls aus a) nach dem Clippen;
 c) Impuls aus a) wurden gegenphasig zu dem verzögerten Impuls aus b) addiert;
 d) Feldzone-Impuls mit Diffusionsanteil (Beispiel 2);
 e) Impuls aus d) nach dem Clippen;
 f) Impuls aus d) wurde gegenphasig zu dem verzögerten Impuls aus e) addiert;

U Spannungsamplitude;
 U_F Feldzoneanteil;
 U_D Diffusionszoneanteil;
 U Differenzimpuls;

t_F Anstiegszeit der Feldzonenkomponente (10^{-9} bis 10^{-8} sec);
 t_D Anstiegszeit der Diffusionszonekomponente (bis einige 10^{-6} sec)
 t_{CL} Clippzeit
 t_V Verzögerungszeit (bis 10^{-6} sec)
 k Verstärkungsfaktor

Figur 3: Blockschaltbild der Impulsformdiskriminierenden Apparatur



Bezeichnung zu Figur 3:

KF Kathodenfolger;

A Addierstufe;

R Restorerdiode zum Abkappen
des positiven Impulsteils;

Cl kurzgeschlossenes Laufzeit-
kabel (HH 1500);

PU Phasenumkehrstufe;

G₁ und G₂ Potentiometer, die
durch Trimmer überbrückt sind;

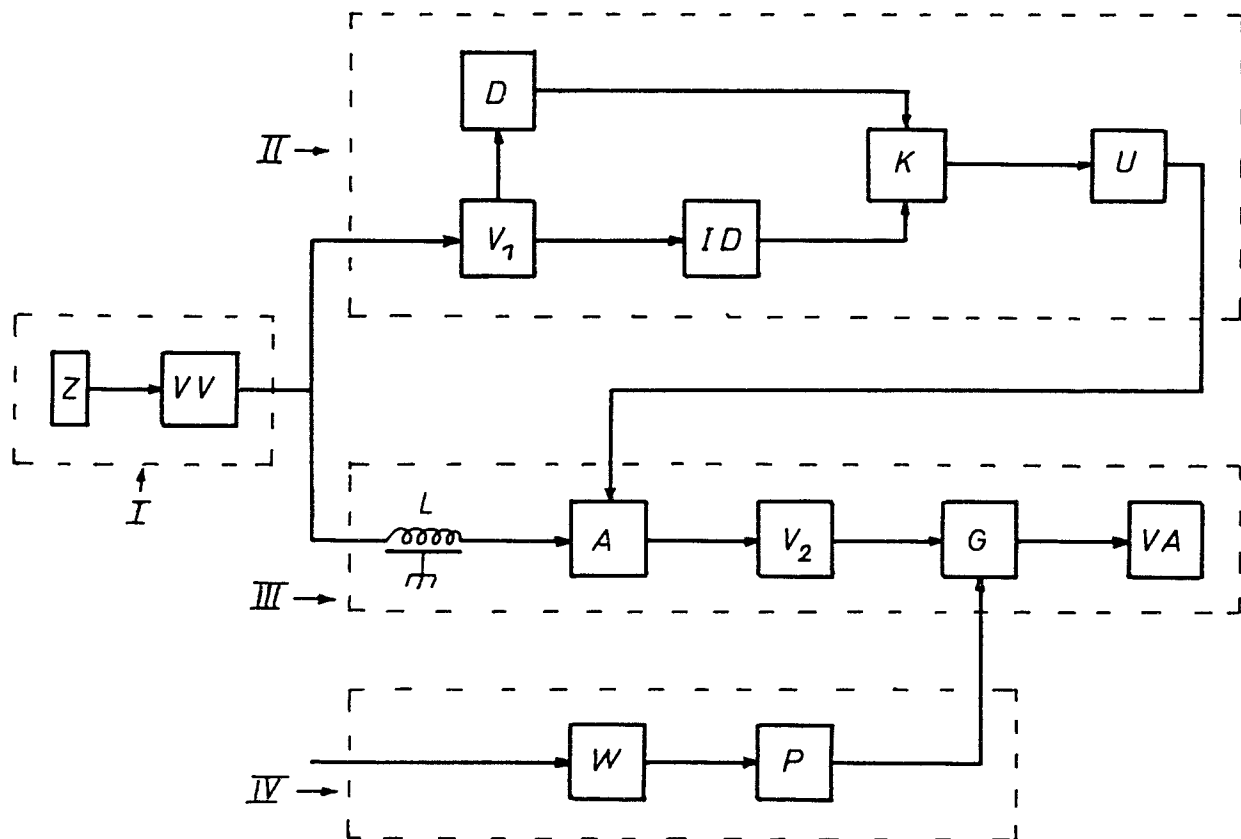
Vl Verzögerungskabel (HH 1500);

V Verstärker;

D Diskriminator;

Der Gesamtaufbau der Elektronik.

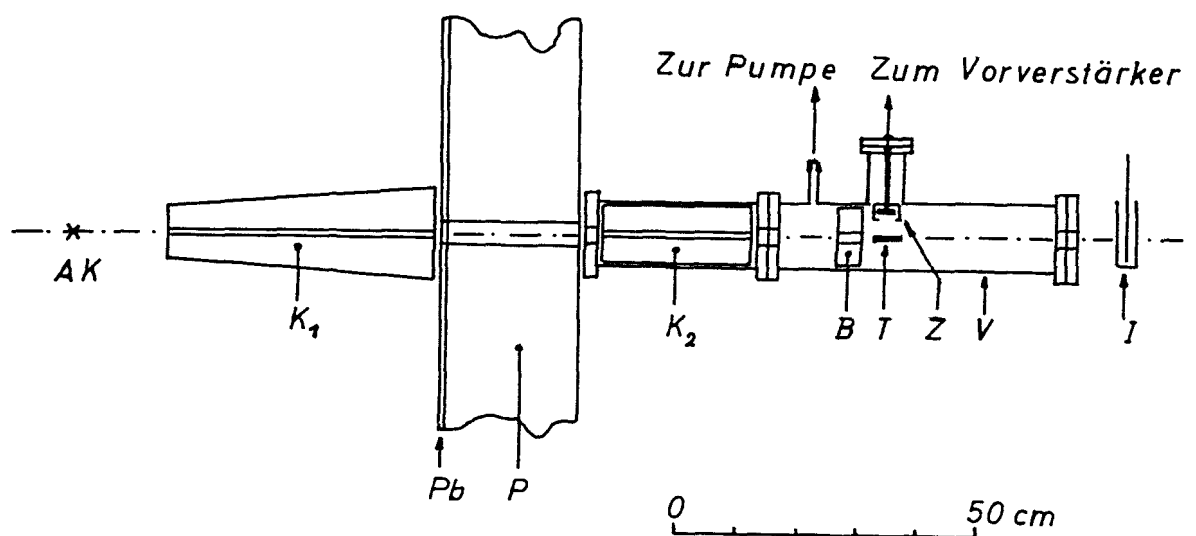
Figur 4: Blockschaltbild der elektronischen Anordnung.



Bezeichnung zu Fig. 4:

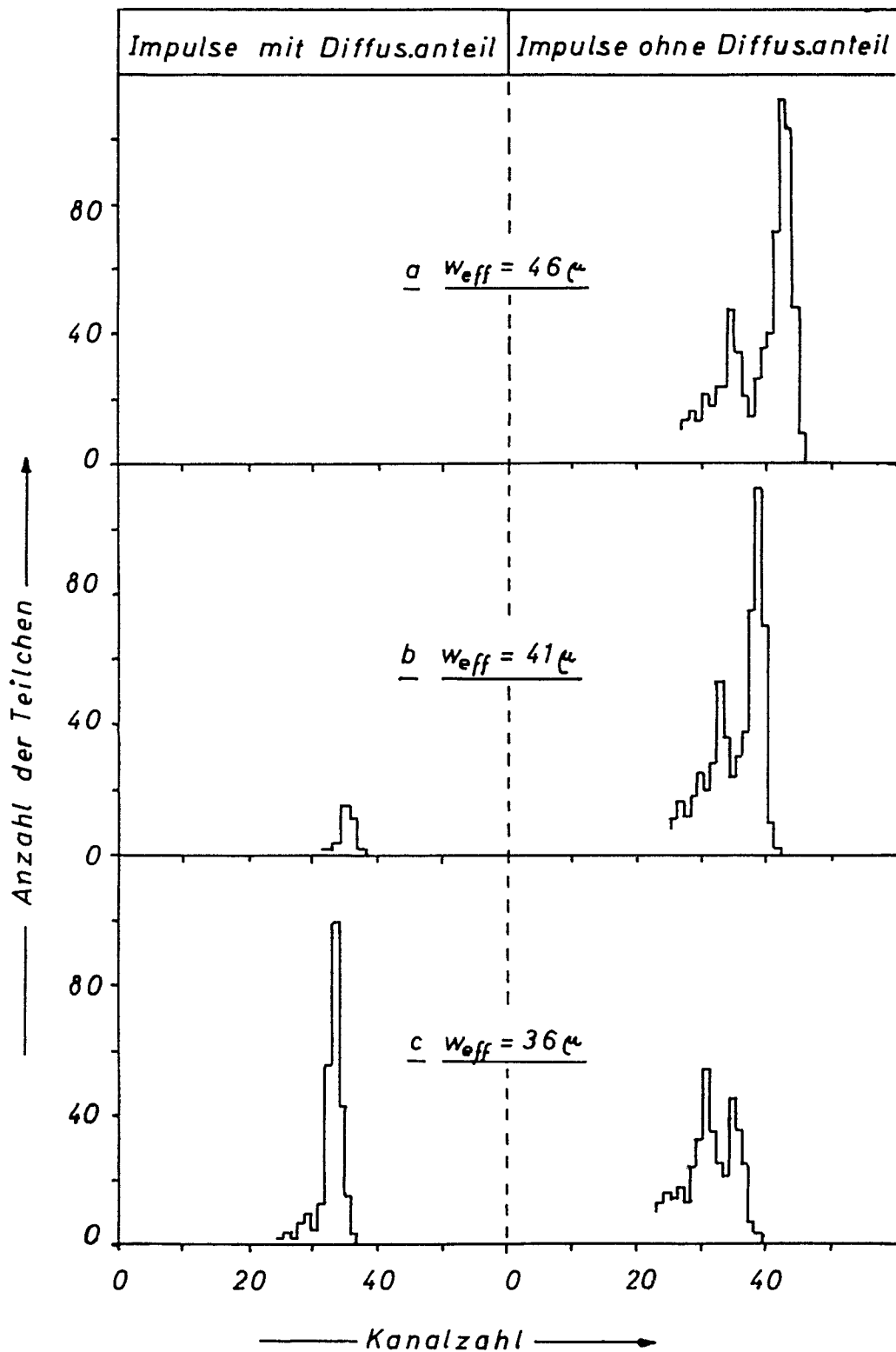
- Z Halbleiterzähler;
- V₁ und V₂ Linearverstärker (IDL);
- D Schwellendiskriminator (IDL);
- U Univibrator mit variabler Triggerschwelle (Eigenbau);
- W Sägezahngenerator (Tektronix 162 Wave Form Generator);
- L Laufzeitkabel (HH 1500);
- G Gate des Vielkanalanalysators;

- VV Ladungsempfindlicher Vorverstärker;
- A Addierstufe (Tektronix 127 Amplifier mit CA-Plug in);
- ID Apparatur zur Impulsformdiskriminierung (Eigenbau);
- P Impulsgenerator (Tektronix 161 Pulse Generator);
- VA Vielkanalanalysator (Sunvi);
- K Koinzidenz (Eigenbau);

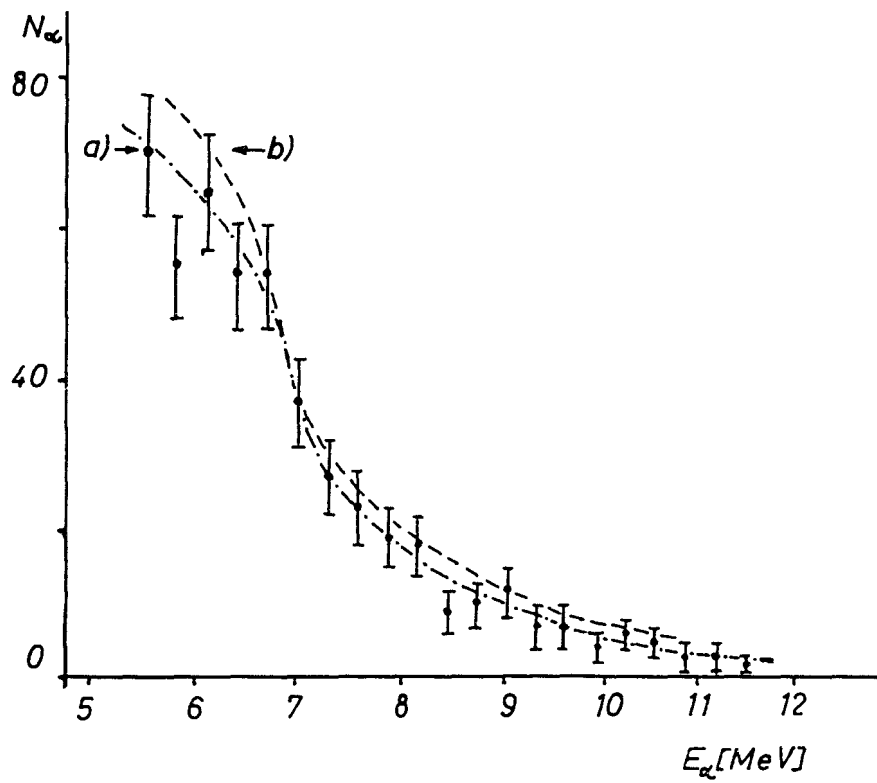


Figur 5: Waagrechter Schnitt durch die Versuchsanordnung.

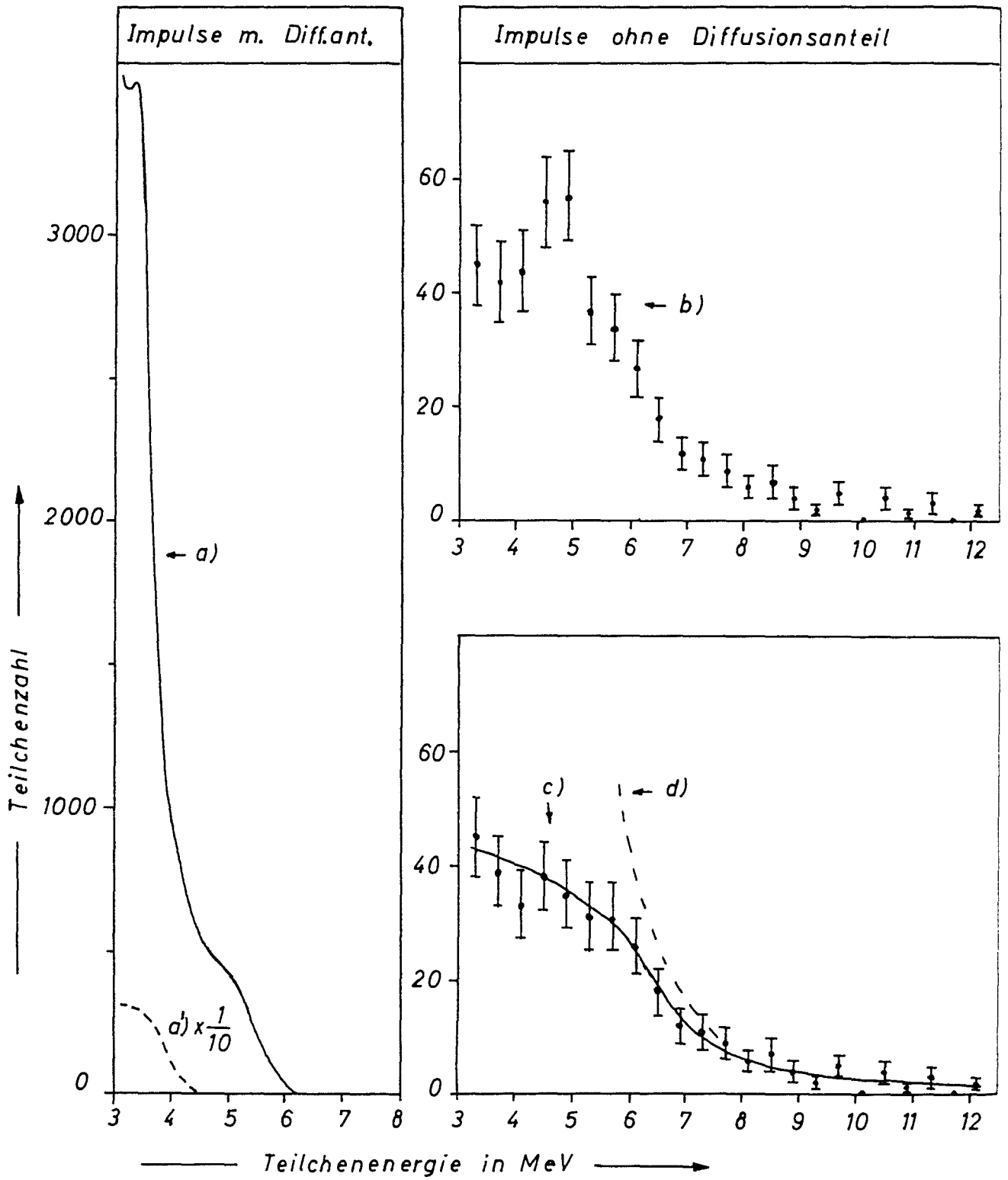
- Bezeichnung zu Figur 5:
- AK Antikathode des Betatrons
 - K_1 und K_2 sind 2 Bleikollimatoren
 - V Vakuumkammer
 - Z Halbleiterzähler mit Abschirmung
 - B Bleiblende
 - Pb Blei
 - P Paraffin
 - T Target
 - I Ionisationskammer



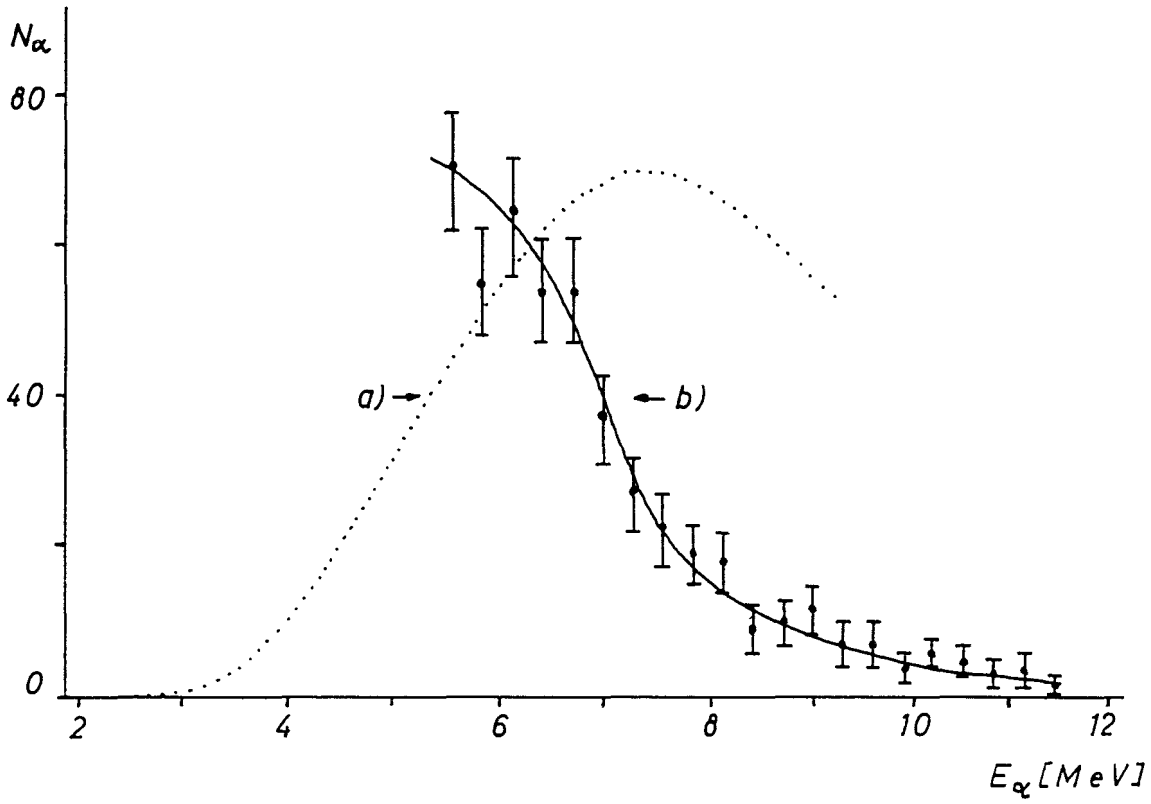
Figur 6: Die 6.04 MeV und 8.78 MeV α -Linien wurden bei verschiedenen Feldzonendicken w_{eff} aufgenommen. In der linken Bildfläche sind die Impulse mit Diffusionsanteil und in der rechten Bildfläche die Impulse ohne Diffusionsanteil registriert.



Figur 7: Ergebnis des Experiments mit dem $1,6 \text{ mg/cm}^2$ Al-Target. Kurve b) ist von 11) aufgenommen worden. (Vergl. Abschnitt 5,3)



Figur 8: Ergebnisse des Experimentes mit dem $5,4 \text{ mg/cm}^2$ Al-Target (Erklärungen im Text des Abschnitts 5,4).



Figur: 9 a) Nach der statistischen Theorie berechnete Kurve für die Reaktion $\text{Al}^{27} (\gamma, \alpha) \text{Ne}^{23}$.
b) Experimentell gefundene Kurve für die gleiche Reaktion.