

KfK 4130  
September 1986

**Untersuchungen zur Diagnostik  
von intensiven gepulsten  
Protonenstrahlen mit Hilfe der  
 $^{11}\text{B} (p, \alpha) 2 \alpha$ -Reaktion**

A. Klumpp, H. Bluhm  
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

**Kernforschungszentrum Karlsruhe**



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE  
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

KfK 4130

Untersuchungen zur Diagnostik von intensiven gepulsten  
Protonenstrahlen mit Hilfe der  $^{11}\text{B}(p,\alpha)2\alpha$ -Reaktion

A. Klumpp, H. Bluhm

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt  
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

## Zusammenfassung

Um eine genauere und zuverlässigere Analyse des Ionenstrahlfokus und der Ionenstrahldivergenz zu ermöglichen wurden Shadow-box und Lochkameratechniken entwickelt, die die  $^{11}\text{B}(p,\alpha)2\alpha$ -Reaktion verwenden, um intensive für die direkte Abbildung ungeeignete Protonenstrahlen in einen verdünnten  $\alpha$ -Teilchenfluß umzusetzen. Für den Nachweis wird ein CR-39 Kernspurdetektor eingesetzt. Mit Hilfe eines Satzes von Abbrems- und Filterfolien wird die  $\alpha$ -Ausbeute optimiert und der Rutherford-gestreute "Untergrund" eliminiert. In Messungen mit monoenergetischen Protonen am Van de Graaff wurde gezeigt, daß so eine vollständige Beseitigung der gestreuten Protonen möglich ist. Für die quantitative Auswertung werden die Teilchenspuren auf dem Detektor mit Hilfe einer automatisierenden Anlage ausgezählt. Die Möglichkeiten dieser Diagnostik werden an Hand von Messungen der Stromdichteverteilung im Fokus einer Pinch-Reflex-Diode demonstriert.

Investigations on the diagnostic of intense pulsed proton beams with the  $^{11}\text{B}(p,\alpha)2\alpha$ -reaction

---

## Abstract

To obtain more accurate and reliable ion beam focus and divergence analysis in high power ion diode experiments we have developed shadow box and pinhole camera techniques using the  $^{11}\text{B}(p,\alpha)2\alpha$  reaction to reduce the particle flux on the nuclear track detector. The  $\alpha$ -yield is maximized and the Rutherford scattered "background" is eliminated by a set of attenuation and filter foils tailored to the proton beam energy. It has been demonstrated in a number of Van de Graaff measurements with monoenergetic protons that thus a complete elimination of Rutherford scattered primary particles is possible. Automated microscopic counting of the particle tracks on the detectors is used for quantitative evaluation. The capabilities of this diagnostic are demonstrated for measurements of the current density distribution in the focus of the pinch reflex diode.

## Gliederung

1. Einleitung und Aufgabenstellung	1
2. Die Eigenschaften der Kernreaktion $^{11}\text{B} (p, \alpha) 2\alpha$	4
3. Die Messung der $\alpha$ -Spektren an dünnen und dicken Borschichten	7
4. Eine Methode zur Eliminierung von gestreuten Protonen	17
5. Die Herstellung dünner Borfolien	30
6. Die Lochkamera und ihre Übertragungsfunktion	31
7. Abschätzungen zur zeitaufgelösten Messung	40
8. Messungen im Protonenstrahl einer Pinch-Reflex-Diode	44
9. Zusammenfassung und Verbesserungsmöglichkeiten	53

## 1. Einleitung und Aufgabenstellung

Es ist das Ziel der Diodenentwicklung an den Hochspannungspuls-  
generatoren Pollux und KALIF fokussierbare Ionenstrahlen sehr  
hoher Leistungsdichte ( $> 0.5 \text{ TW/cm}^2$ ) zu erzeugen. Im Rahmen dieser  
Entwicklung werden Meßverfahren benötigt, mit deren Hilfe die  
Qualität der Ionenstrahlen umfassend und quantitativ beschrieben  
werden kann. Eine meist ausreichende Charakterisierung der Strahl-  
qualität ist bei Kenntnis der gerichteten Strahlleistungsdichte  
(power brightness) möglich. Sie ist definiert als die pro Flächen-  
element und Raumwinkelement an einem Strahlquerschnitt hindurch-  
tretende Leistung. Breitet sich der Strahl ballistisch d.h.  
wechselwirkungsfrei aus, so bleibt die gerichtete Strahlleistungs-  
dichte aufgrund des Liouvilleschen Satzes entlang der Strahltrajek-  
torien konstant. Sie ist daher auch bis auf einen Geometriefaktor  
mit der maximal erreichbaren fokussierten Strahlleistungsdichte  
identisch. Da sie i.a. über den Strahlquerschnitt sowohl ortsab-  
hängig als auch winkelabhängig ist, muß sie an vielen Positionen  
im Strahl gemessen werden. Dies ist z.B. mit Hilfe der sogenannten  
Shadowbox möglich. Bei dieser wählt eine im Strahl positionierte  
Mehrlochaperturplatte eine representative Anzahl von Strahlbündeln  
aus. Jedes dieser Strahlbündel entwirft ein Bild auf einem ionen-  
empfindlichen Detektor. Aus der Größe dieses Bildes und der Ent-  
fernung zwischen Aperturplatte und Detektor kann dann der lokale  
Divergenzwinkel des Strahlbündels bestimmt werden. Da jede Diode  
und jedes Fokussierungssystem Unvollkommenheiten und Abberationen  
besitzt, wird es nicht möglich sein, die Zentren der Strahlbündel  
auf einen gemeinsamen Punkt zu fokussieren. Um diese Abberationen  
zu beschreiben wird eine globale Divergenz für äquivalente Positionen  
im Strahl definiert, welche die mittlere Abweichung der Strahlbündel  
von einer gemeinsamen Richtung beschreibt. Lokale und globale  
Divergenz werden für jedes Strahlbündel quadratisch zur Gesamt-  
divergenz addiert. Multipliziert man nun die für jedes Strahl-  
bündel ebenfalls ermittelte Stromdichte mit der Beschleunigungs-  
spannung, dividiert durch das Quadrat des Gesamtdivergenzwinkels

und mittelt über sämtliche Strahlbündel so erhält man die mittlere gerichtete Strahlleistungsdichte (power brightness). Sie läßt sich auch aus der Messung der Leistungsdichteverteilung im Fokus ermitteln. Dazu muß lediglich die im Fokus bestimmte mittlere Leistungsdichte durch den von der Diode aufgespannten Raumwinkel dividiert werden. Treten Abweichungen zwischen der aus der Fokusverteilung und der aus einer Shadowboxaufnahme bestimmten power brightness auf, so ist die gewählte Diodengeometrie noch nicht ideal fokussierend.

Um die beiden beschriebenen Methoden zur Bestimmung der Strahlqualität anwenden zu können, wird ein Verfahren benötigt, das insbesondere die Stromdichteverteilung zu messen erlaubt. Konventionelle Verfahren, die zur Diagnose von Ionenstrahlen geringer Leistungsdichte eingesetzt werden, beruhen meist auf der direkten Abtastung des Strahls mit einem Detektor. Ein solches Verfahren ist z.B. die Doppelschlitzmethode /1/. Diese direkten Verfahren sind jedoch für die Diagnose intensiver gepulster Strahlen ungeeignet, da ein für Stromdichtemessungen geeigneter Detektor im Ionenstrahl zerstört werden würde. Für qualitative Messungen werden manchmal Metallplatten (whitens plates) im Strahlengang verwendet. Die darauf erzeugten Brennsuren erlauben jedoch allenfalls die Strahlausbreitungsrichtung zu bestimmen.

Ein Ausweg aus dieser Schwierigkeit ist dadurch möglich, daß man den Ionenstrahl zunächst in einer Streu- oder Reaktionsfolie in einen in seiner Intensität erheblich reduzierten Sekundärteilchenstrahl umsetzt, der dann mit Hilfe einer Lochkameraanordnung ein Bild der ursprünglichen Stromdichteverteilung auf einem Detektor entwirft.

Für intensive Protonenstrahlen - und solche werden im Folgenden ausschließlich betrachtet - eignen sich hauptsächlich drei Verfahren zur Reduktion der primären Intensität:

1. Die Erzeugung von  $K_{\alpha}$ -Röntgenstrahlung durch Wechselwirkung der Protonen mit inneren Elektronenschalen /2/. Da in den Hochstromionendioden infolge von Elektronenverlustströmen stets auch sehr intensive harte Röntgenstrahlung erzeugt wird, ist es schwierig die intensitätsschwache  $K_{\alpha}$ -Strahlung vor diesem großen Untergrund zu detektieren.
2. Die Rutherfordsche Streuung an schweren Kernen /3/. Sie ist zwar einfach durchführbar, störend wirkt jedoch die starke Energie- und Winkelabhängigkeit des Streuquerschnitts. Da die hier zu untersuchenden Protonenstrahlen stets mit einem breiten Spektrum von Energien und Einfallswinkeln auf die Streufolie treffen, kann dadurch eine Verfälschung der tatsächlichen Leistungsdichteverteilung auftreten. Betont werden niedrige Energien und kleine Streuwinkel.
3. Die Erzeugung von Sekundärteilchen mittels Kernreaktionen. Für die Diagnose von Protonen gut geeignet ist die  $^{11}\text{B} (p, \alpha) 2\alpha$ -Reaktion, bei der im Mittel drei  $\alpha$ -Teilchen pro Reaktion freigesetzt werden. Diese Methode wurde zuerst in Osaka für die Diagnose intensiver Protonenstrahlen eingesetzt /4/. Ein Nachteil dieses Verfahrens ist der unvermeidbar hohe Anteil gestreuter Protonen. Will man vermeiden, daß im wesentlichen wieder nur gestreute Protonen die Abbildung bestimmen, so muß ein Verfahren entwickelt werden, das die Protonen diskriminiert. In /4/ wurde dazu der unterschiedliche Spurdurchmesser von Protonen und  $\alpha$ -Teilchen in den zur Registrierung verwendeten Kernspurdetektoren benutzt. Die Spurdurchmesser ändern sich jedoch kontinuierlich mit der Energie, so daß der Spurdurchmesser energieärmerer Protonen und energiereicher  $\alpha$ -Teilchen die gleiche Größe besitzen kann /5/. Bei den hier vorliegenden breiten Energieverteilungen beider Teilchensorten ist daher eine Trennung sehr schwierig. Die Verwendung von Absorptionsfolien kann bei den in /4/ verwendeten dicken BN-Targets ebenfalls nicht zu einer befriedigenden Trennung führen, wenn die Energie der Protonen oberhalb 1,5 MeV liegt (s. Abschnitt 3). Soll anstelle der Kernspurdetektoren, die nur für integrale Messungen geeignet sind, ein Szintillator für zeitaufgelöste Messungen verwendet werden, so ist das in /4/ verwendete Verfahren zur Teilchendiskriminierung überhaupt nicht mehr anwendbar. Aus der Verwendung dicker BN-Targets ergibt sich ein weiterer

Nachteil dadurch, daß der Detektor jeweils auf der Seite angeordnet sein muß, aus der auch der Ionenstrahl auf das Target trifft. Dadurch kann die Stromdichteverteilung nicht an jedem beliebigen Ort im Driftraum, insbesondere nicht direkt am Diodenaustritt gemessen werden.

Es war daher das Ziel dieser Arbeit, ein Verfahren zu entwickeln, das, unabhängig von der Art des Detektors und der Energieverteilung der Protonen, eine Diskriminierung zwischen Protonen und  $\alpha$ -Teilchen aus der  $^{11}\text{B}(p,\alpha)$ -Reaktion und eine Bestimmung der Stromdichteverteilung an jedem Ort in der Driftkammer, entweder im direkten Strahl oder hinter Mehrlochaperтурplatten ermöglicht. Daneben sollten Abschätzungen für ein System zur zeitaufgelösten Messung, basierend auf der  $^{11}\text{B}(p,\alpha)$ -Reaktion durchgeführt werden.

## 2. Die Eigenschaften der Kernreaktion $^{11}\text{B}(p,\alpha)2\alpha$

Das Energiediagramm der Reaktion ist in Abb. 2.1. dargestellt. Bei der Reaktion wird zunächst der Compoundkern  $^{12}\text{C}$  in angeregtem Zustand gebildet.

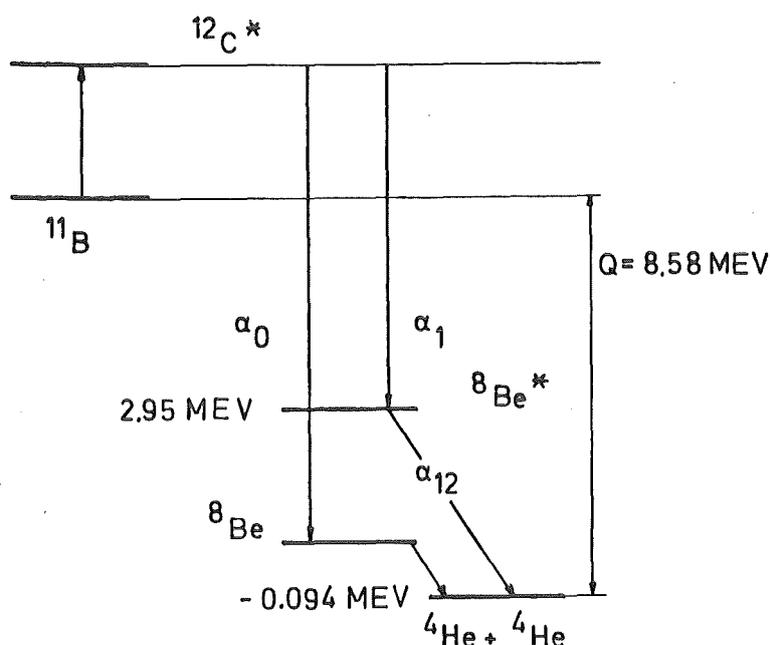


Abb. 2.1 Energiediagramm der  $^{11}\text{B}(p,\alpha)2\alpha$ -Reaktion

Dieser zerfällt nun unter Aussendung eines  $\alpha$ -Teilchens ( $\alpha_0$  bzw.  $\alpha_1$ ) entweder in den Grundzustand von  $^8\text{Be}$  oder in einen angeregten Zustand von  $^8\text{Be}$  mit einer Anregungsenergie von 2,95 MeV.

Der letzte Übergang findet wesentlich häufiger statt und ist bis 1.5 MeV Protonenenergie dominierend. Der gebildete  $^8\text{Be}$ -Kern ist ebenfalls instabil und zerfällt in zwei weitere  $\alpha$ -Teilchen. Dabei ist die Energie der vom Grundzustand emittierten Teilchen meist so gering, daß sie bei dicken Targetandordnungen bereits innerhalb der Folie gestoppt werden.

Eine bei 0.7 MeV Protonenenergie gemessene Energieverteilung der emittierten Teilchen ist in Abb. 2.2 dargestellt /6/. Man erkennt,

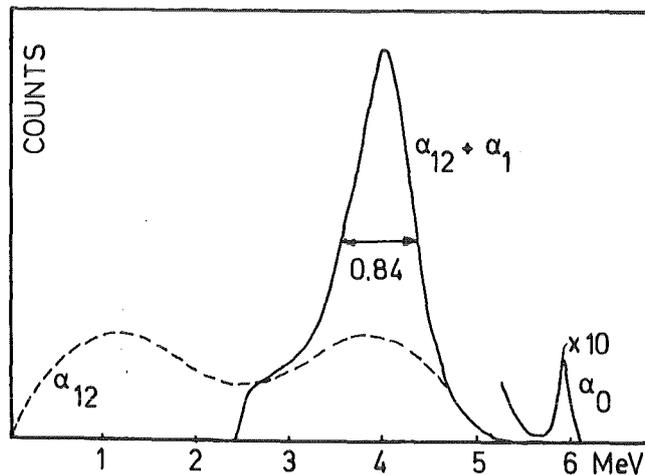


Abb. 2.2  $\alpha$ -Spektrum bei 0.7 MeV Protonenenergie

daß die meisten Teilchen mit Energien um 4 MeV herum emittiert werden. Die bei 6 MeV erkennbare Verteilung der  $\alpha_0$ -Teilchen wurde in der Darstellung um den Faktor 10 gestreckt.

Abb. 2.3 zeigt den Wirkungsquerschnitt der  $^{11}\text{B}$  (p, $\alpha$ )-Reaktion für beide Reaktionskanäle /6/. Wie bereits erwähnt ist der Partialquerschnitt des  $\alpha_0$ -Übergangs bis 2 MeV Protonenenergie vernachlässigbar klein. Der dargestellte Wirkungsquerschnitt gilt für ein freigesetztes  $\alpha$ -Teilchen. Für die weiteren Überlegungen von Bedeutung ist die bei 700 keV erkennbare breite Resonanz.

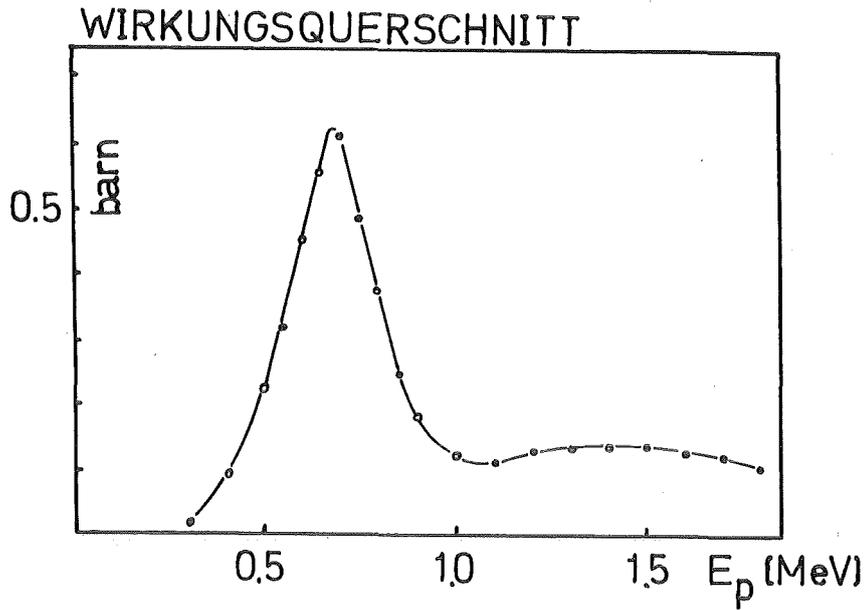


Abb. 2.3 Wirkungsquerschnitt der  $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ -Reaktion

Die Winkelabhängigkeit der Reaktion ist im Gegensatz zur Rutherford'schen Streuung schwach ausgeprägt. Dies ist aus Abb. 2.4 erkennbar, in der der differentielle Wirkungsquerschnitt für 3 Einfallsenergien dargestellt ist /7/.

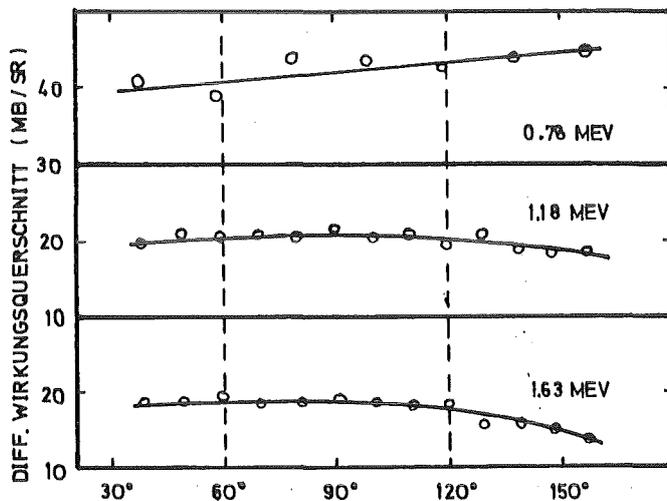


Abb. 2.4 Differentieller Wirkungsquerschnitt der  $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ -Reaktion für Protonenenergien zwischen 0.8 MeV und 1.6 MeV

Bei der an KALIF untersuchten Pinch-Reflex-Diode treffen die Protonenstrahlen am Ort des Fokus mit Winkeln von bis zu  $30^\circ$  - gemessen gegen die Strahlachse - ein. Werden die Sekundärteilchen unter  $90^\circ$  beobachtet, so treten Winkel zwischen  $60^\circ$  und  $120^\circ$  auf. Dies führt bei Rutherford'scher Streuung zu einer Variation des Wirkungsquerschnitts um den Faktor 9, bei der  $^{11}\text{B}(p,\alpha)$ -Reaktion jedoch nur zu kleinen Änderungen.

### 3. Die Messung der $\alpha$ -Spektren an dünnen und dicken Borschichten

Da in der Literatur nur wenige gemessene  $\alpha$ -Spektren verfügbar sind, andererseits aber diese Verteilungen für die Überlegungen zur Teilchendiskriminierung von grundlegender Bedeutung sind, wurden am Van de Graaff-Generator des INFP diese Verteilungen für eine Reihe von Protonenenergien bis zu 2 MeV sowohl für sehr dünne als auch für dicke Targets gemessen. Sehr dünne Borschichten wurden durch Bedampfen einer aluminisierten  $2\ \mu\text{m}$  dicken Mylar-Trägerfolie hergestellt. Auf der Vorderseite enthielten sie zusätzlich eine  $100\ \text{\AA}$  dicke Goldschicht. Die an dieser Goldschicht gestreuten Protonen wurden zur Energieeichung und zur Normierung der Spektren verwendet. Gemessen wurden die Spektren mit einem Halbleitersperrschichtzähler, der sich in ca. 10 cm Entfernung vom Target befand und Teilchen akzeptierte, die mit  $135^\circ$  relativ zum einfallenden Protonenstrahl emittiert worden waren.

Die gemessenen Spektren sind in Abb. 3.1-3.7 dargestellt. Unterhalb der jeweils verwendeten Protonenenergie ist das  $\alpha$ -Spektrum vollständig von rückgestreuten Protonen überlagert. Neben der Streuung an Gold trägt auch die Streuung an Kohlenstoff (Mylar), Bor, Aluminium sowie an Stickstoff- und Sauerstoffverunreinigungen zum Spektrum in diesem Bereich bei. In unserem Zusammenhang wichtig ist die Tatsache, daß sich das  $\alpha$ -Spektrum mit der Protonenenergie nur sehr langsam ändert.

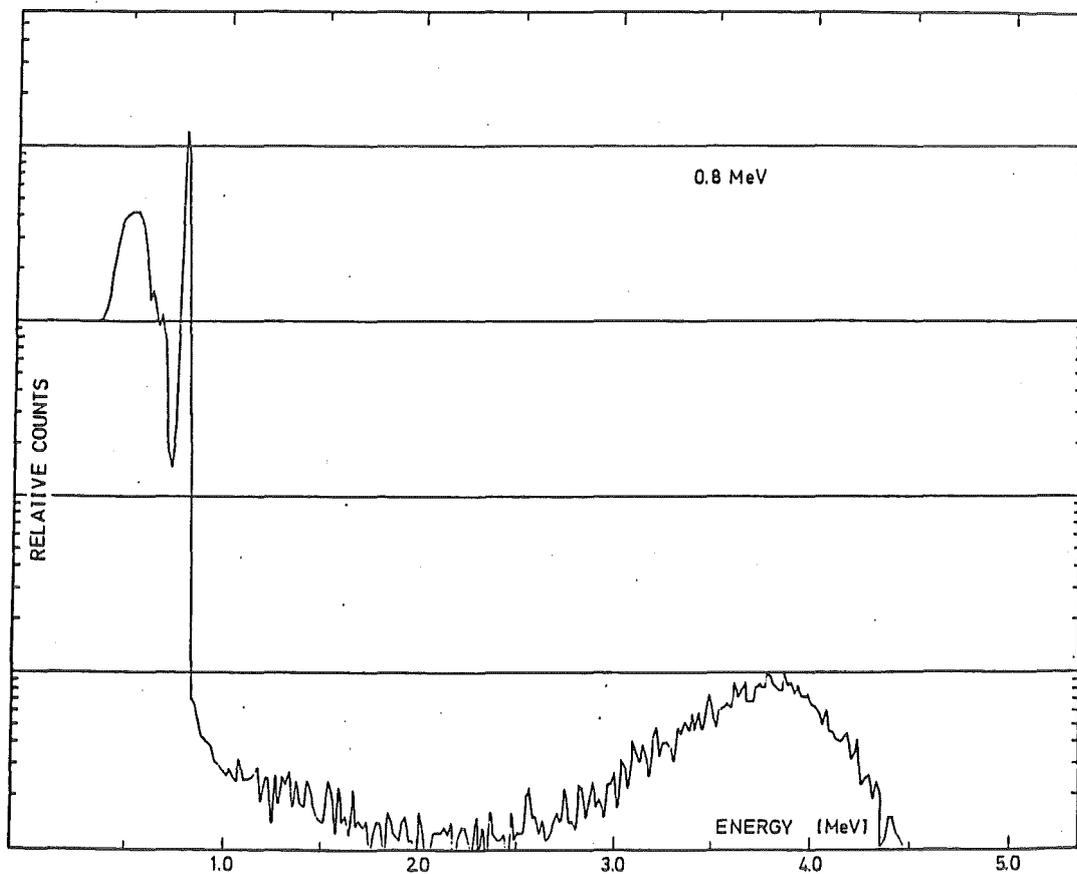
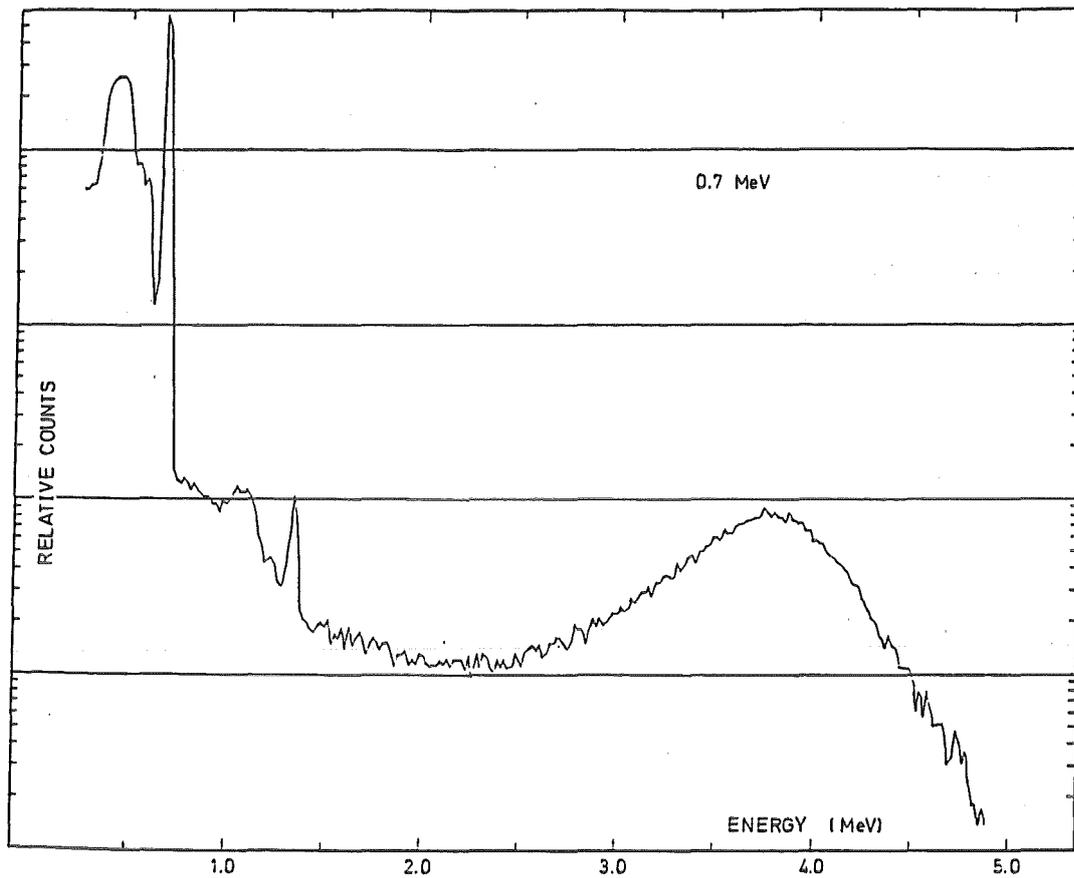


Abb. 3-1 + 3-2 Teilchenspektren für sehr dünne Bortargets gemessen unter  $135^\circ$  zum Protonenstrahl. Protonenenergie 0.7 bzw. 0.8 MeV.

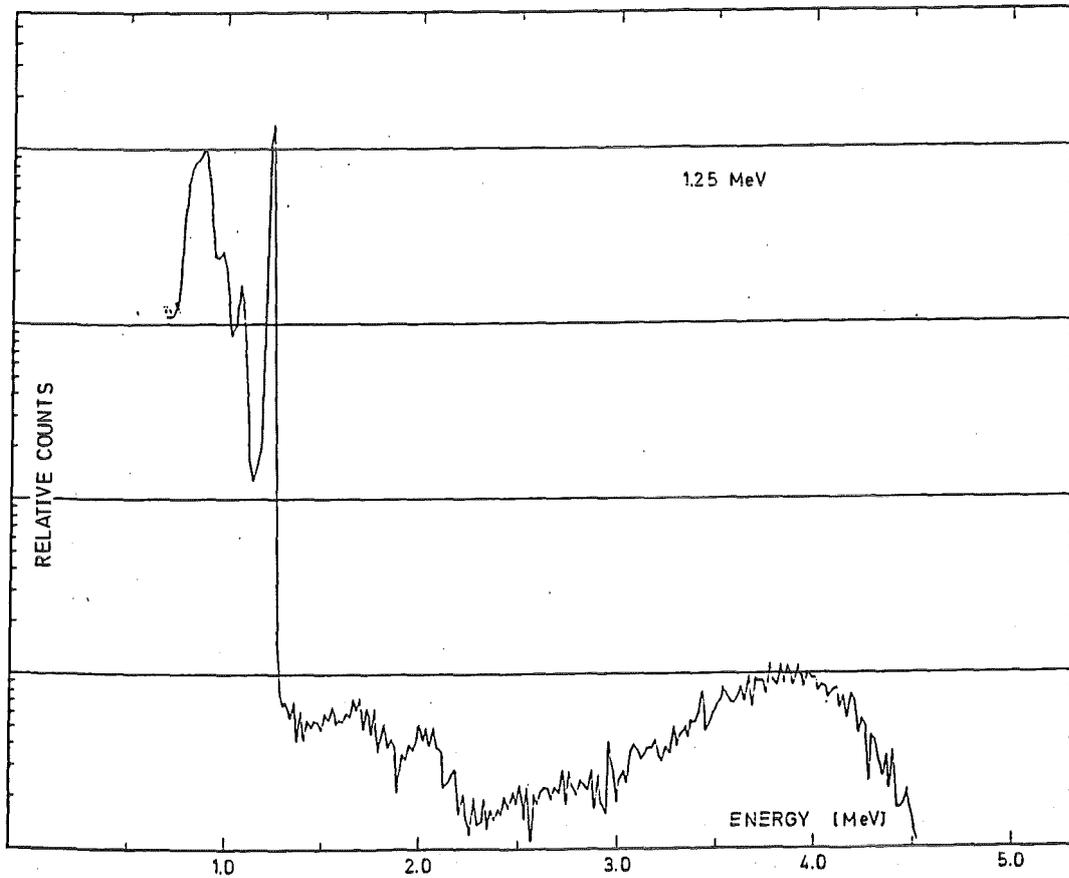
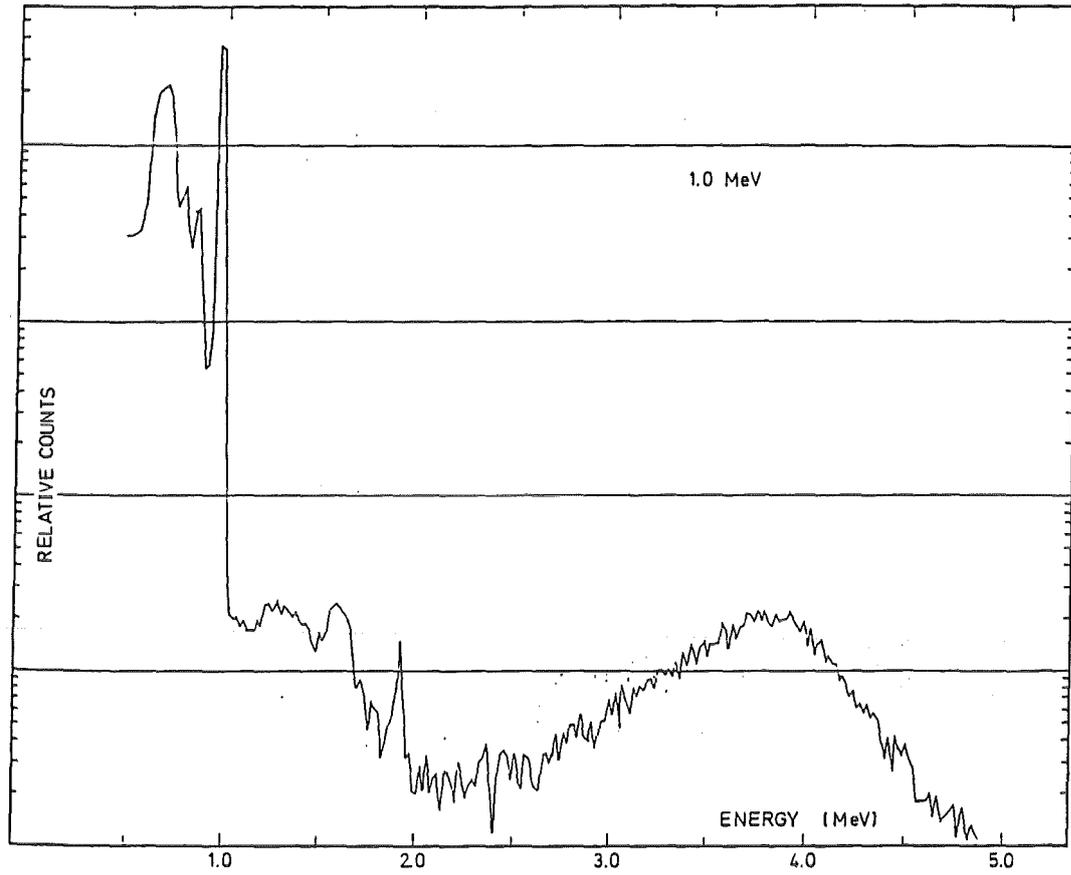


Abb. 3-3 + 3-4 Teilchenspektren für sehr dünne Bortargets gemessen unter  $135^\circ$  zum Protonenstrahl. Protonenenergie 1.0 bzw. 1.25 MeV

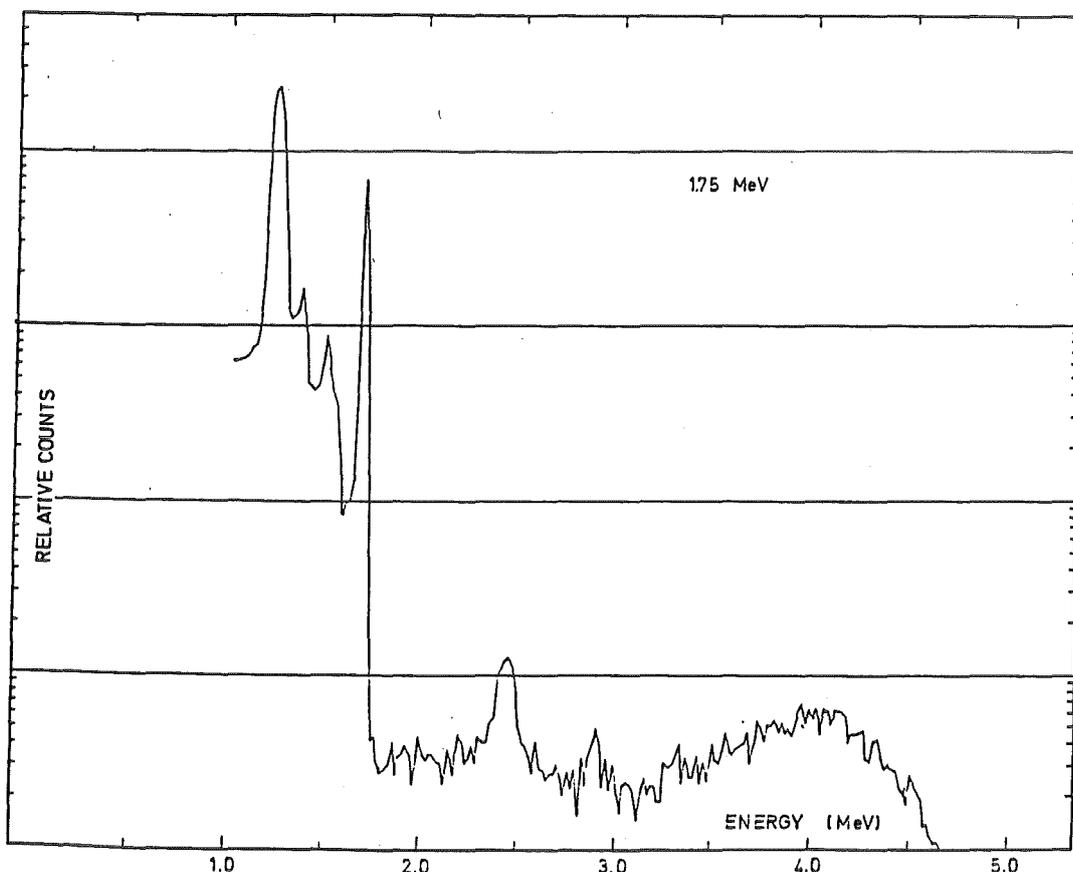
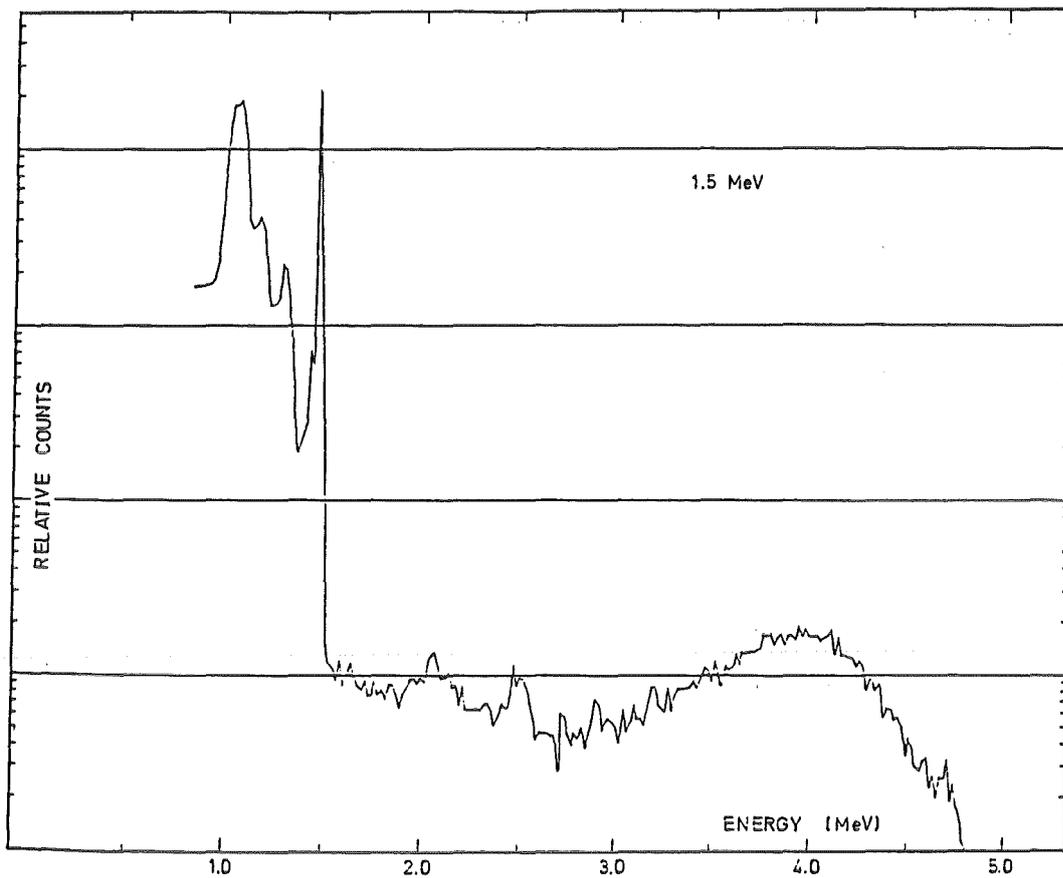


Abb. 3-5 + 3-6 Teilchenspektren für sehr dünne Bortargets gemessen unter  $135^\circ$  zum Protonenstrahl. Protonenenergie 1.5 bzw. 1.75 MeV

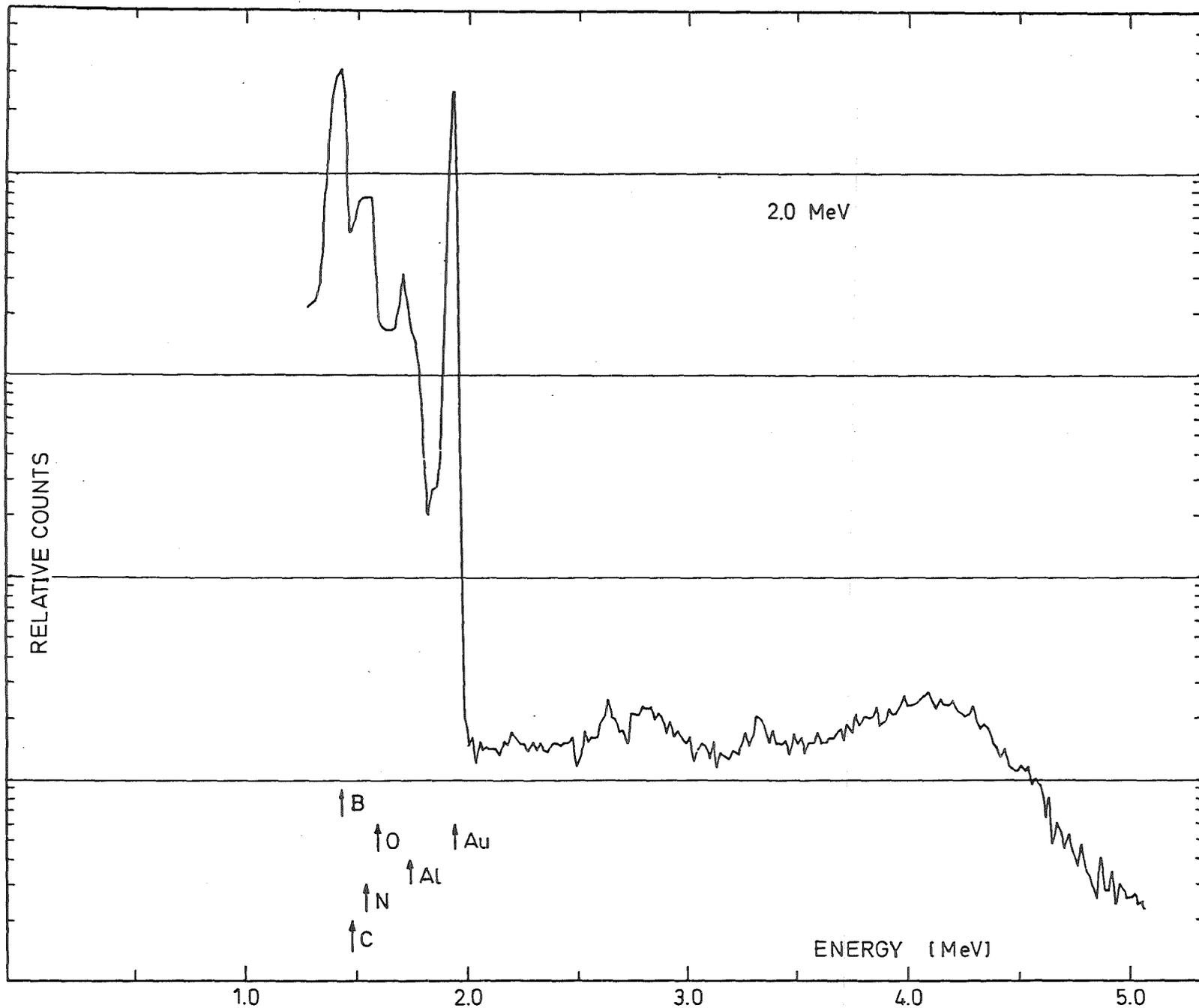


Abb. 3-7 Teilchenspektren für sehr dünne Bortargets gemessen unter  $135^\circ$  zum Protonenstrahl. Protonenenergie 2.0 MeV

Die nächste Serie von Spektrumsmessungen wurde an dicken Bornitrid-Targets durchgeführt. Auch sie enthielten für Eich- und Normierungszwecke eine dünne Goldschicht auf der Oberfläche und die Beobachtung erfolgte ebenfalls unter  $135^\circ$  zur Strahlrichtung. Bei diesen Messungen standen zwei Fragen im Vordergrund: Wie verändert sich das  $\alpha$ -Spektrum mit zunehmender Protonenenergie und wie groß ist der jeweilige Anteil der  $\alpha$ -Teilchen an der Gesamtverteilung.

Einige der gemessenen Spektren sind in Abb. 3.8-3.10 dargestellt. Man erkennt, daß sich das Maximum des Spektrums mit zunehmender Protonenenergie zu niedrigeren Energien hin verlagert. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Protonen mit wachsender Energie immer tiefer in das Target eindringen, bevor sie in den Bereich der Resonanzenergie bei 0.7 MeV im Wirkungsquerschnitt abgebremst sind. Ein immer größerer Anteil der  $\alpha$ -Teilchen kommt daher aus zunehmender Tiefe im Bornitrid und verliert Energie bevor er die freie Oberfläche erreicht.

Die Extrapolation und Integration von  $\alpha$ -Spektrum und Rückstreuungsspektrum bis zur Energie Null ergibt einen prozentualen Anteil der  $\alpha$ -Teilchen an der Gesamtverteilung von 24% bei 0,7 MeV und von 5% bei 2,0 MeV Protonenenergie. Zur Berechnung dieser Werte wurde das  $\alpha$ -Spektrum links vom Goldpeak mit konstanter Intensität fortgesetzt. Um die in der Einleitung gestellte Frage beantworten zu können, ob eine Trennung von gestreuten Protonen und  $\alpha$ -Teilchen durch Abbremsfolien möglich ist, benötigen wir noch den Zusammenhang zwischen Energie und Reichweite für Protonen und  $\alpha$ -Teilchen. Dieser ist für die Materialien Aluminium, Mylar, Bor sowie das Szintillatormaterial NE 102 in Abb. 3-11 dargestellt /8,9/. Nehmen wir eine maximale Energie für Protonen von 1.5-2 MeV an, so liest man eine Reichweite von 28-42  $\mu\text{m}$  in Aluminium ab, während die Reichweite der aus dicken BN-Targets emittierten  $\alpha$ -Teilchen mit Energien von maximal 4.5 MeV (s. Abb. 3.10) lediglich 19  $\mu\text{m}$  beträgt.

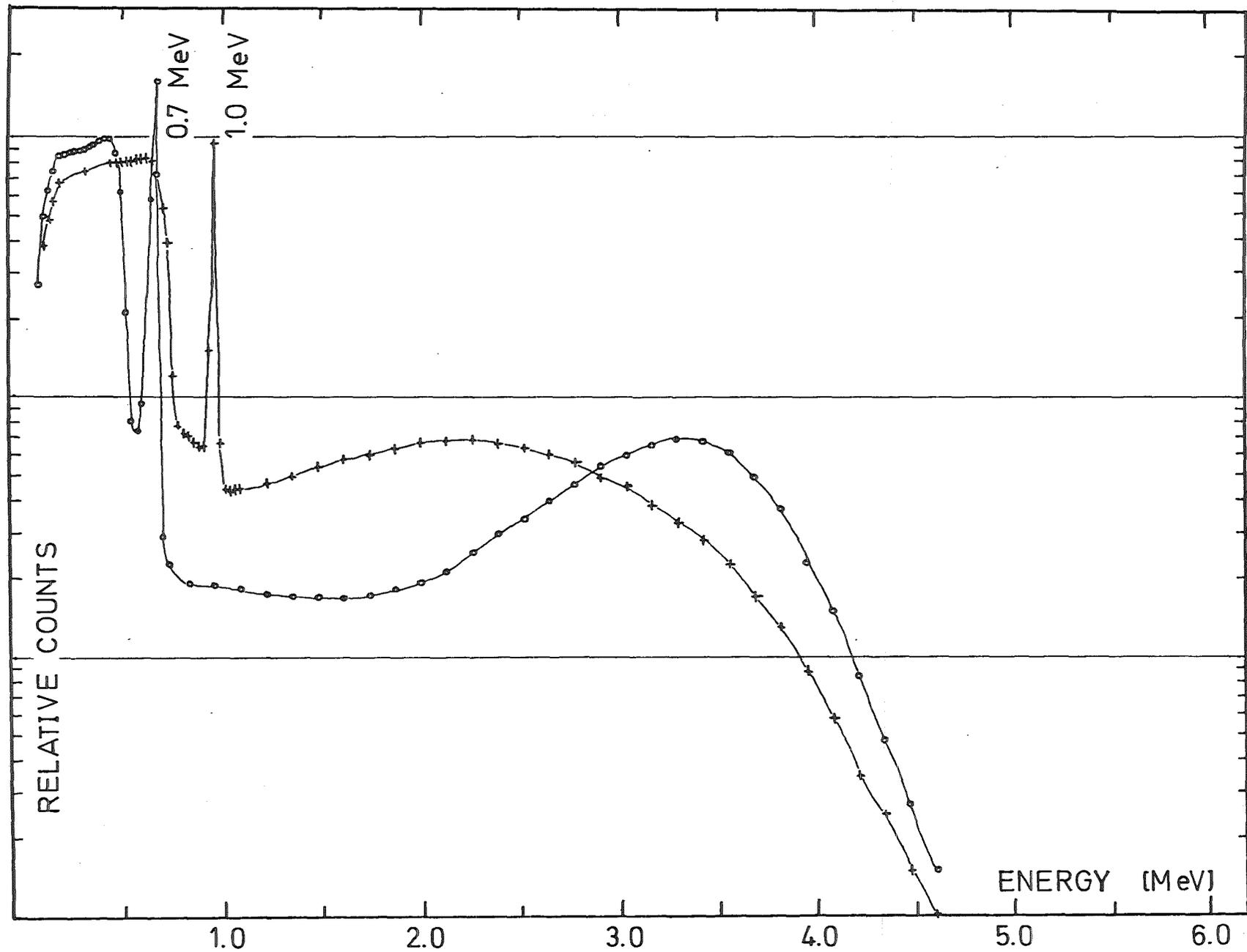


Abb. 3-8 Teilchenspektren gemessen an dicken BN-Targets. Die Beobachtung erfolgte unter 1350. Protonenenergie 0.7 bis 1.0 MeV

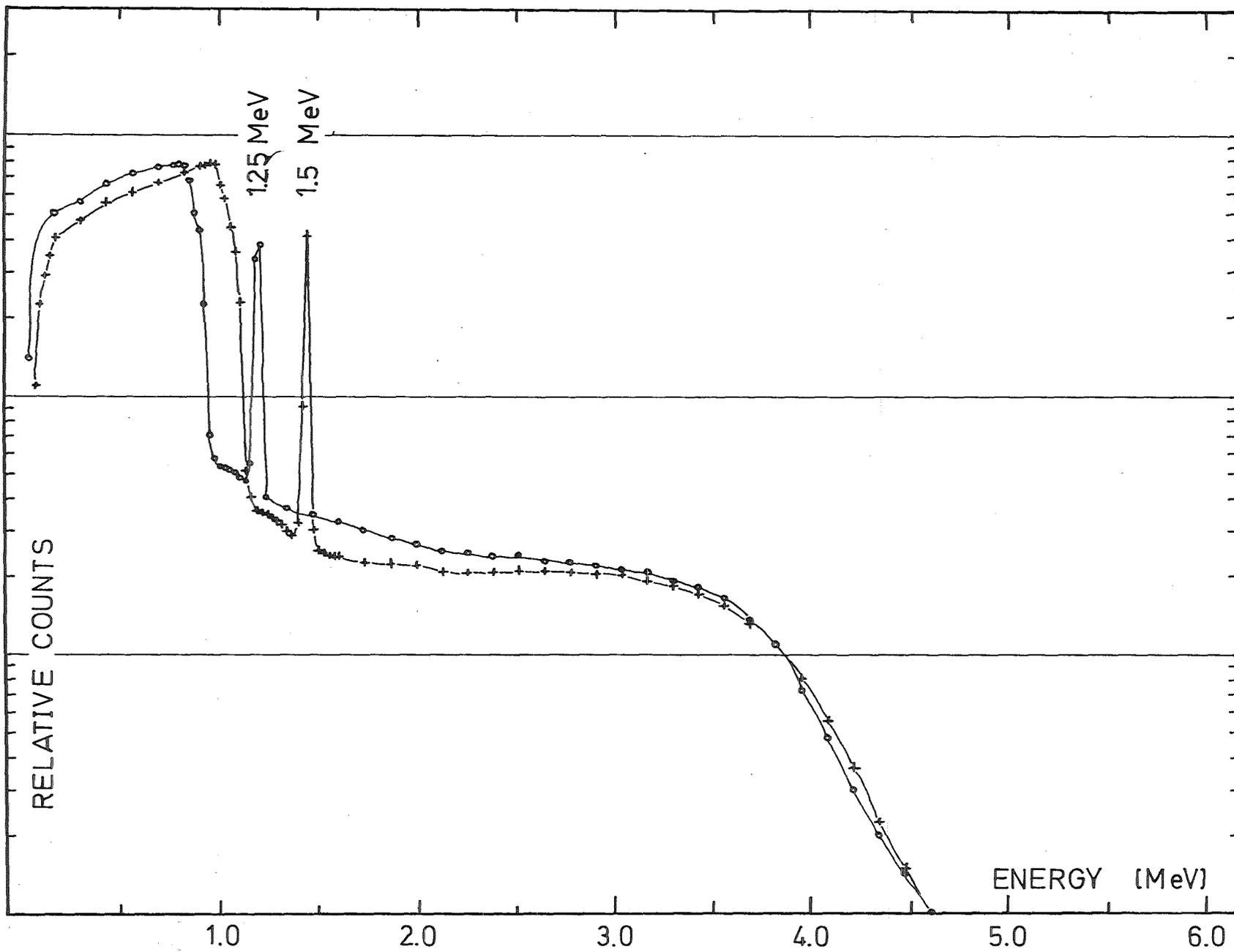


Abb. 3-9 Teilchenspektren gemessen an dicken BN-Targets. Die Beobachtung erfolgte unter  $135^\circ$ . Protonenenergie 1.25 bzw. 1.5 MeV

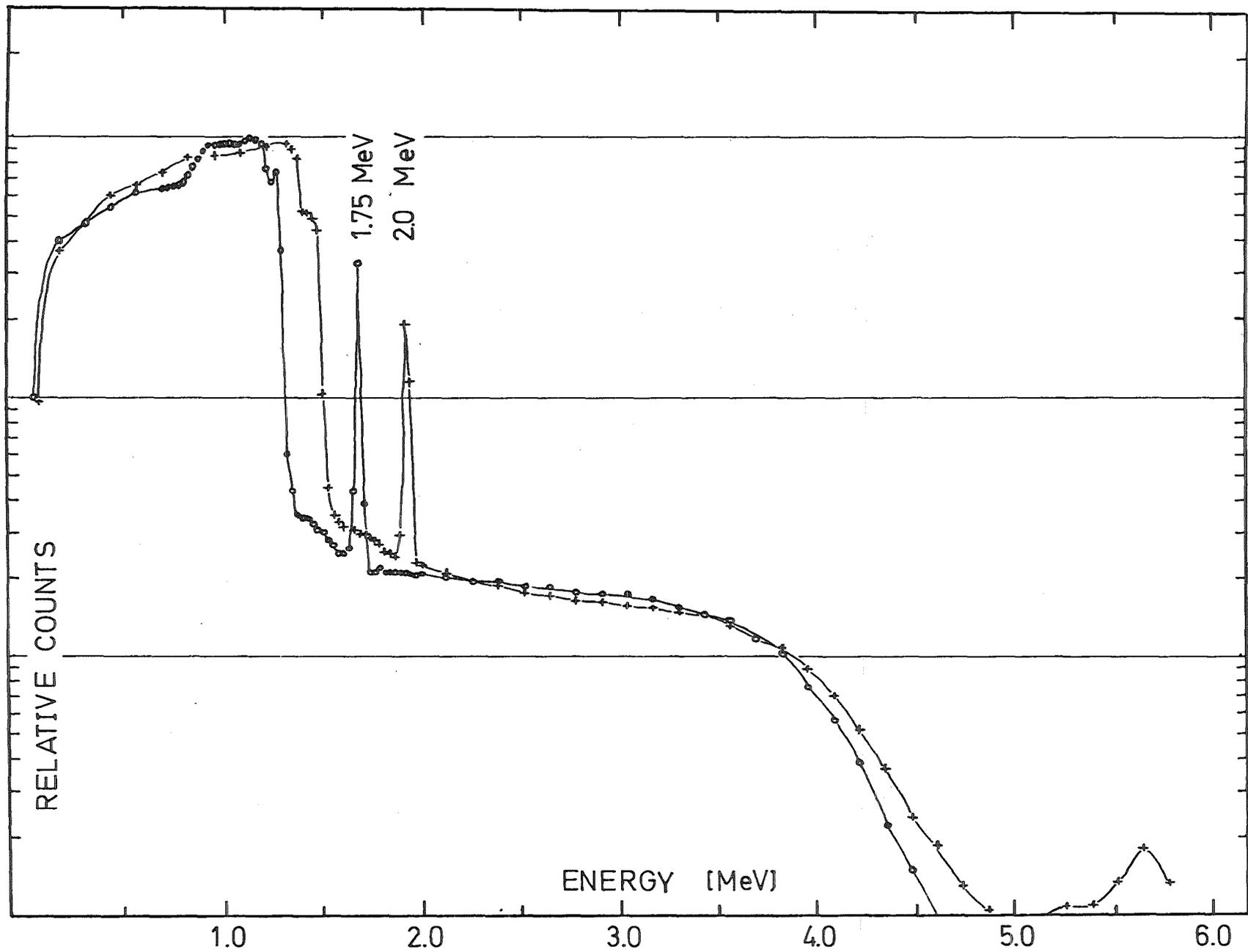


Abb. 3-10 Teilchenspektren gemessen an dicken BN-Targets. Die Beobachtung erfolgte unter  $135^\circ$ . Protonenenergie 1.75 bzw. 2.0 MeV

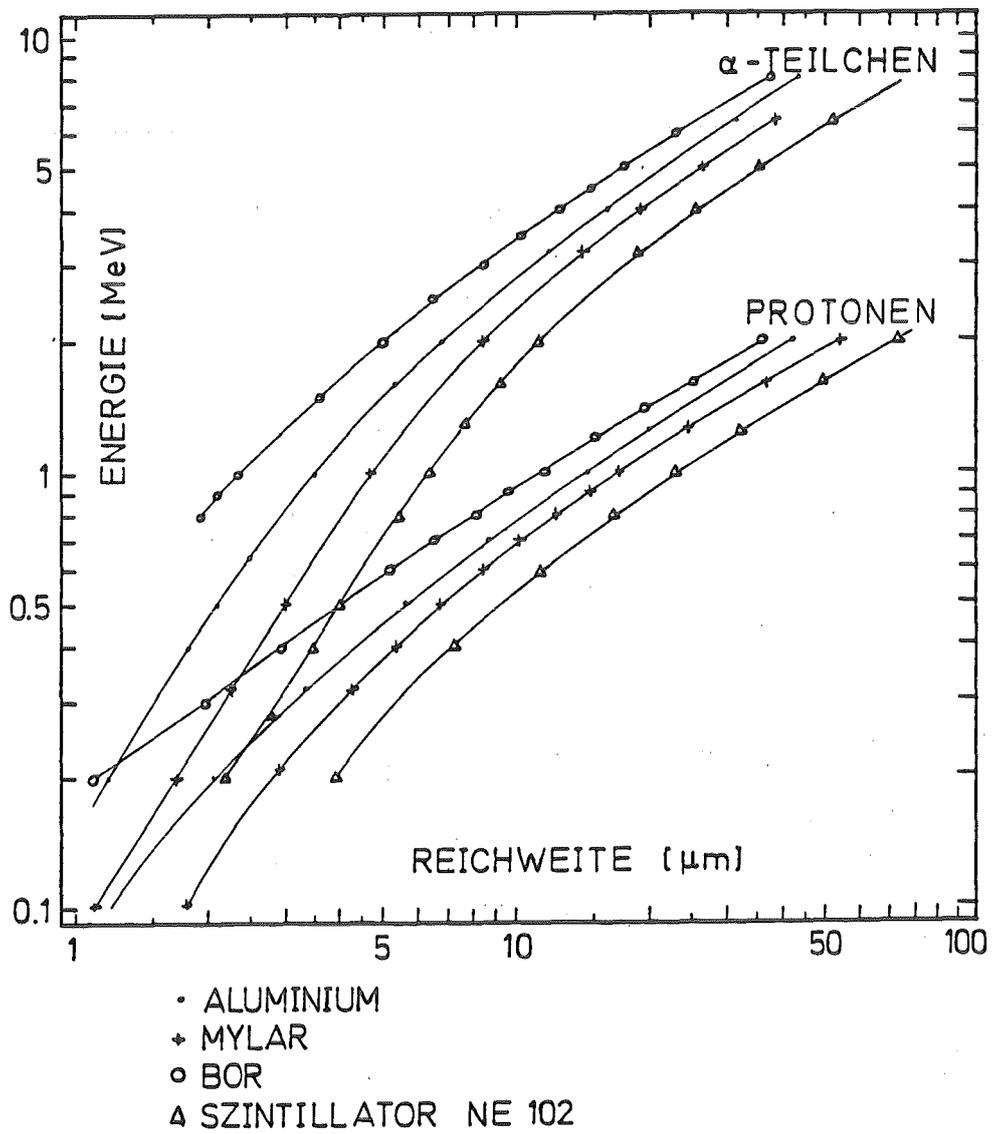


Abb. 3-11 Energie-Reichweitediagramm für  $\alpha$ -Teilchen und Protonen

Damit ist die in die Einleitung geäußerte Vermutung, daß bei Verwendung von dicken BN-Targets der Anteil der  $\alpha$ -Teilchen am Gesamtspektrum sehr klein ist und eine Trennung von rückgestreuten Protonen und  $\alpha$ -Teilchen nicht möglich ist, bestätigt.

#### 4. Eine Methode zur Eliminierung von gestreuten Protonen

Aus der in Abb. 3-11 dargestellten Energie-Reichweite-Beziehung läßt sich auch die Schlußfolgerung ziehen, daß es möglich ist, Protonen und  $\alpha$ -Teilchen mit Hilfe einer Abbremsfolienanordnung zu trennen, wenn die Protonen die Borfolien mit weniger als 0.7 MeV Restenergie verlassen. In diesem Fall beträgt die Reichweite der Protonen in Aluminium nur noch 9  $\mu\text{m}$ . Dies läßt sich erreichen, wenn die Beobachtung auf der Rückseite der Reaktionsfolie erfolgt und setzt daher die Benutzung dünner Borschichten voraus.

Die vorgeschlagene Anordnung ist schematisch in Abb.4.1 und 4.2 dargestellt.

Um die  $\alpha$ -Teilchenausbeute ausreichend groß zu machen, muß die Borfolie einige  $\mu\text{m}$  dick sein. Zweck der ersten Abbremsfolie ist es, die Energie der einfallenden Protonen soweit abzubremsen, daß sie die Resonanzenergie von 700 keV unmittelbar unterhalb der rückseitigen Oberfläche der Borfolie erreichen. Dann wird einerseits die  $\alpha$ -Teilchenausbeute maximal und andererseits ist gewährleistet, daß die Protonen die Anordnung aus Abbremsfolie und Borfolie mit Energien von weniger als 0.7 MeV verlassen. Die Protonen können dann in der zweiten Folie - Filterfolie genannt - vollständig absorbiert werden. Dadurch erreichen nur noch die  $\alpha$ -Teilchen den Detektor. Es ist ersichtlich, daß diese Methode zur Teilchendiskriminierung völlig unabhängig von der Art des Detektors ist.

Um diese Überlegungen experimentell zu bestätigen, wurden wiederum Messungen am Van de Graaff Generator mit monoenergetischen Protonen durchgeführt. Der Halbleitersperrschichtzähler wurde diesmal unter  $45^\circ$  zur Strahlrichtung angeordnet. Die verwendete

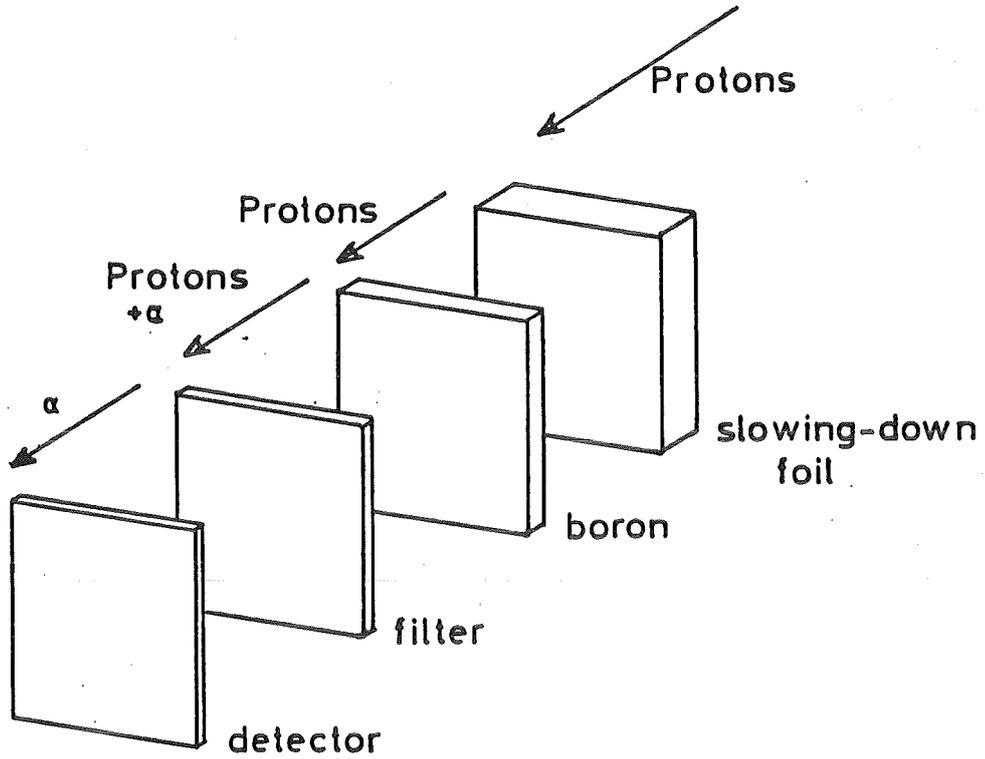


Abb. 4-1 Schematischer Aufbau des Folienstapels zur Eliminierung der gestreuten Protonen

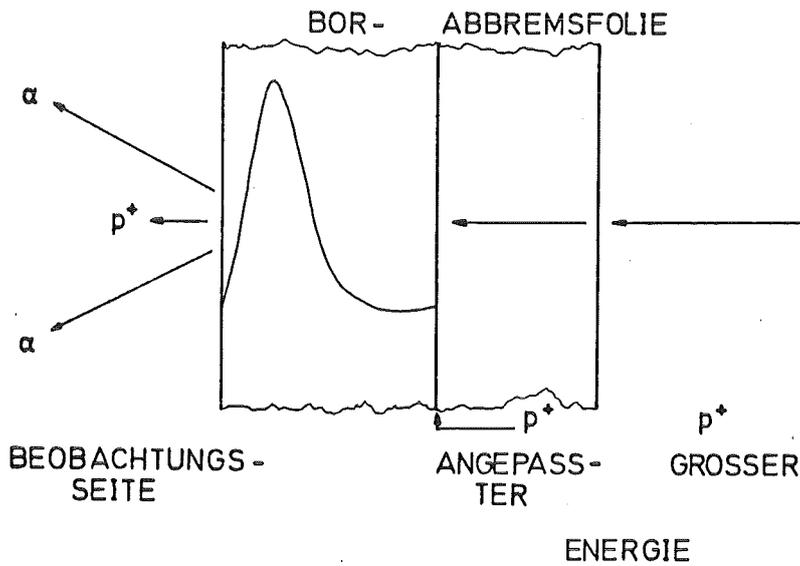


Abb. 4-2 Wirkung der optimal gewählten Abbremsfolie auf die Reaktionsverteilung in der Borfolie.

Borfolie war  $2,5 \mu\text{m}$  dick. Abb. 4-3 zeigt das Ergebnis der Messungen für eine Protoneneinfallsenergie von  $1.5 \text{ MeV}$ . Spektrum 1 ist das Ergebnis für die Borfolie alleine. Beim 2. Spektrum wurde eine  $17 \mu\text{m}$  dicke Al-Folie auf der Eingangsseite vor der Borfolie angeordnet. Diese war gerade so bemessen, daß die Protonen beim Eintritt in die Borfolie noch eine Energie von  $0.8 \text{ MeV}$  besaßen. Spektrum 4 wurde wiederum nur mit der Borfolie, jedoch für eine Protoneneintrittsenergie von  $0.8 \text{ MeV}$  aufgenommen. Wie erwartet zeigt der Vergleich der Spektren 2 und 4 nur geringfügige Abweichungen. Bei Spektrum 3 wurde schließlich zusätzlich zur Abbremsfolie eine  $7 \mu\text{m}$  dicke Aluminium-Filterfolie verwendet. Man erkennt, daß das  $\alpha$ -Spektrum in seiner Energie verschoben ist, und daß der Protonenanteil nahezu vollständig verschwunden ist.

Damit ist bestätigt, daß die vorgeschlagene Methode für die vollständige Diskriminierung der Protonen geeignet ist.

Zur vollständigen Charakterisierung der Methode sind nun noch die folgenden Fragen zu untersuchen:

1. Welche Filterdicke ist notwendig, um bei vorgegebener Eintrittsenergie der Protonen in die Borfolie diese völlig zu eliminieren?
2. Wie reduziert sich die absolute Zahl der für die Abbildung noch verfügbaren Teilchen mit der Filterdicke?
3. Wie variiert die Ausbeute der  $\alpha$ -Teilchen mit der Protonenenergie und mit den Parametern der Anordnung?

Die Beantwortung der ersten Frage ist trivial, wenn die Beobachtung unter  $0^\circ$  zum Protonenstrahl erfolgt. Sie ergibt sich einfach aus dem Energie-Reichweite-Diagramm Abb. 3-11. Die so gefundene Filterdicke ist auch noch genügend genau für andere Beobachtungswinkel. Dies wird durch eine Auswertung gemessener Spektren von  $3 \mu\text{m}$  dicken Borfolien, die mit  $45^\circ$  gegen die Protonenstrahlrichtung geneigt waren und unter  $90^\circ$  beobachtet wurden, bestätigt. Sechs der für diese Auswertung benutzten

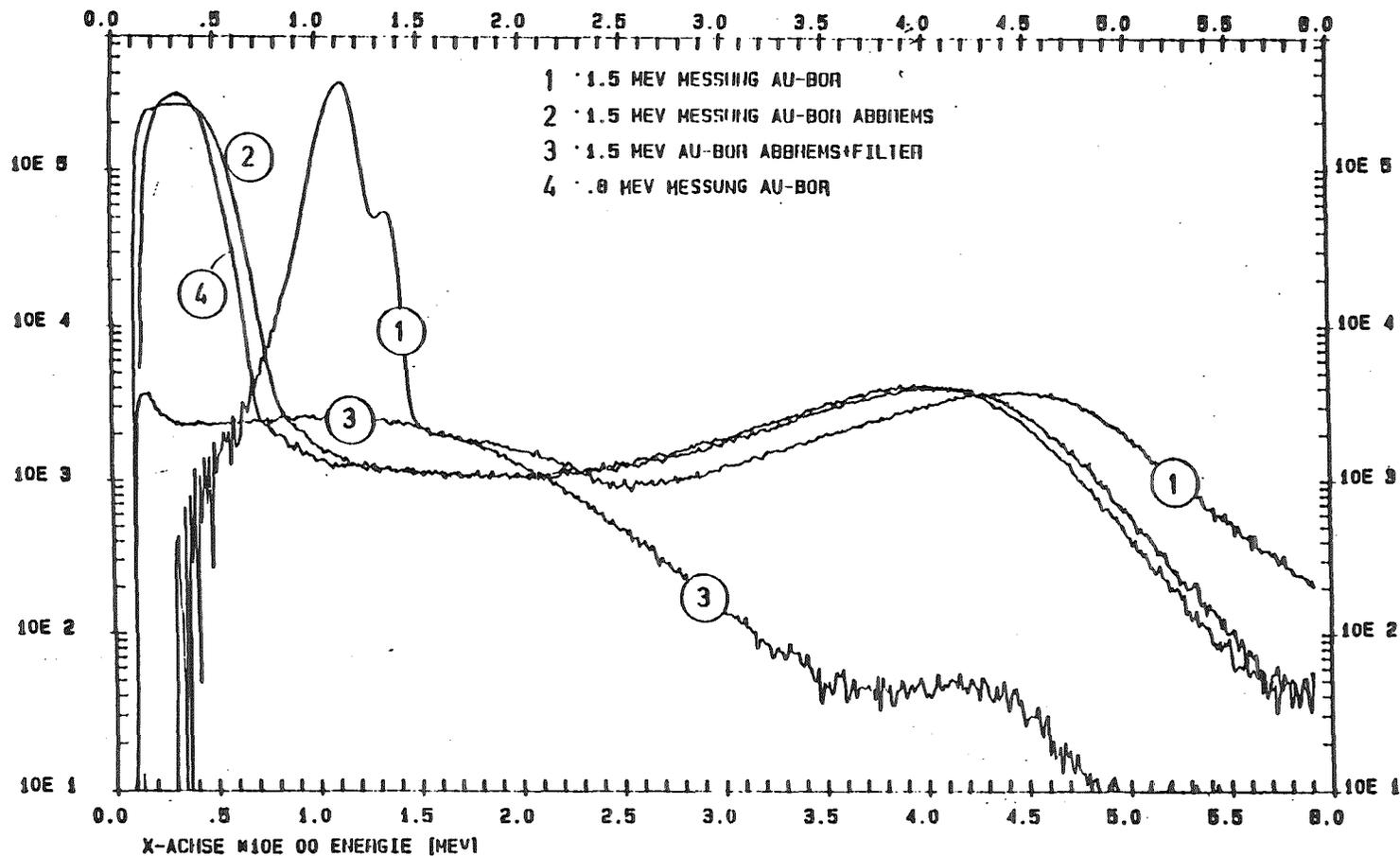


Abb. 4-3 Teilchenspektren für eine Protonenenergie von 1.5 MeV. Kurve 1 entspricht der Messung an der nackten, 2.5  $\mu\text{m}$  dicken Borfolie. Kurve 2 wurde an derselben Folie, jedoch mit vorgesetzter Abbremsfolie, die die 1.5 MeV Protonen auf 0.8 MeV abbremsen sollte, gewonnen. Kurve 4 wurde an der nackten Borfolie für 0.8 MeV Protonen gemessen. Für die Messung 3 wurde neben der Abbremsfolie eine 7  $\mu\text{m}$  Al-Filterfolie verwendet.

Spektren sind in Abb. 4-4 dargestellt. Zu einer vorgegebenen Filterdicke wurde mit Hilfe der Energie-Reichweite-Diagramme die Energie der Protonen bzw.  $\alpha$ -Teilchen, deren Reichweite gerade der gewählten Filterdicke entsprach, bestimmt. Oberhalb der so gefundenen Energien wurde dann über das  $\alpha$ -Spektrum bzw. das Protonenspektrum in den gemessenen Kurven integriert und auf das Summenintegral bezogen. Das Ergebnis entspricht dem Anteil der  $\alpha$ -Teilchen an der Gesamtteilchenzahl nach Durchlaufen gewisser Filterdicken. Es ist in Abb. 4-5 dargestellt und unterscheidet sich nur wenig von den für Beobachtung unter  $0^\circ$  direkt abgelesenen Resultat. Da die zu untersuchenden intensiven Ionenstrahlen mit breiten Winkel- und Energieverteilungen auf die Targetfolie treffen, ist es ohnehin nicht möglich eine für einen speziellen Beobachtungswinkel optimierte Filterfolie zu verwenden. Man wird stets die für die Eliminierung der höchsten Protonenenergie unter der Annahme einer Beobachtung unter  $0^\circ$  notwendige Foliendicke wählen müssen.

Zur Beantwortung der 2. Frage wurden ebenfalls die in Abb. 4-4 dargestellten experimentellen Spektren oberhalb der zu einer bestimmten Reichweite gehörenden Energie integriert und auf das gesamte  $\alpha$ -Spektrum normiert. Das Ergebnis ist der bei einer bestimmten Filterdicke noch durchgelassene prozentuale Anteil der  $\alpha$ -Teilchen. Es ist in Abb. 4-6 dargestellt. Man erkennt, daß für die in den meisten Fällen ausreichende Filterdicke von 15  $\mu\text{m}$ -Aluminium die absolute Zahl der für die Abbildung noch verfügbaren  $\alpha$ -Teilchen gerade auf ein Drittel abgesunken ist.

Um schließlich die 3. Frage beantworten zu können, müssen wir die für eine bestimmte Folienkombination nutzbare  $\alpha$ -Teilchen-Ausbeute als Funktion der Protonenenergie berechnen. Die zu einer bestimmten Protonenenergie gehörende  $\alpha$ -Teilchenausbeute ist eine

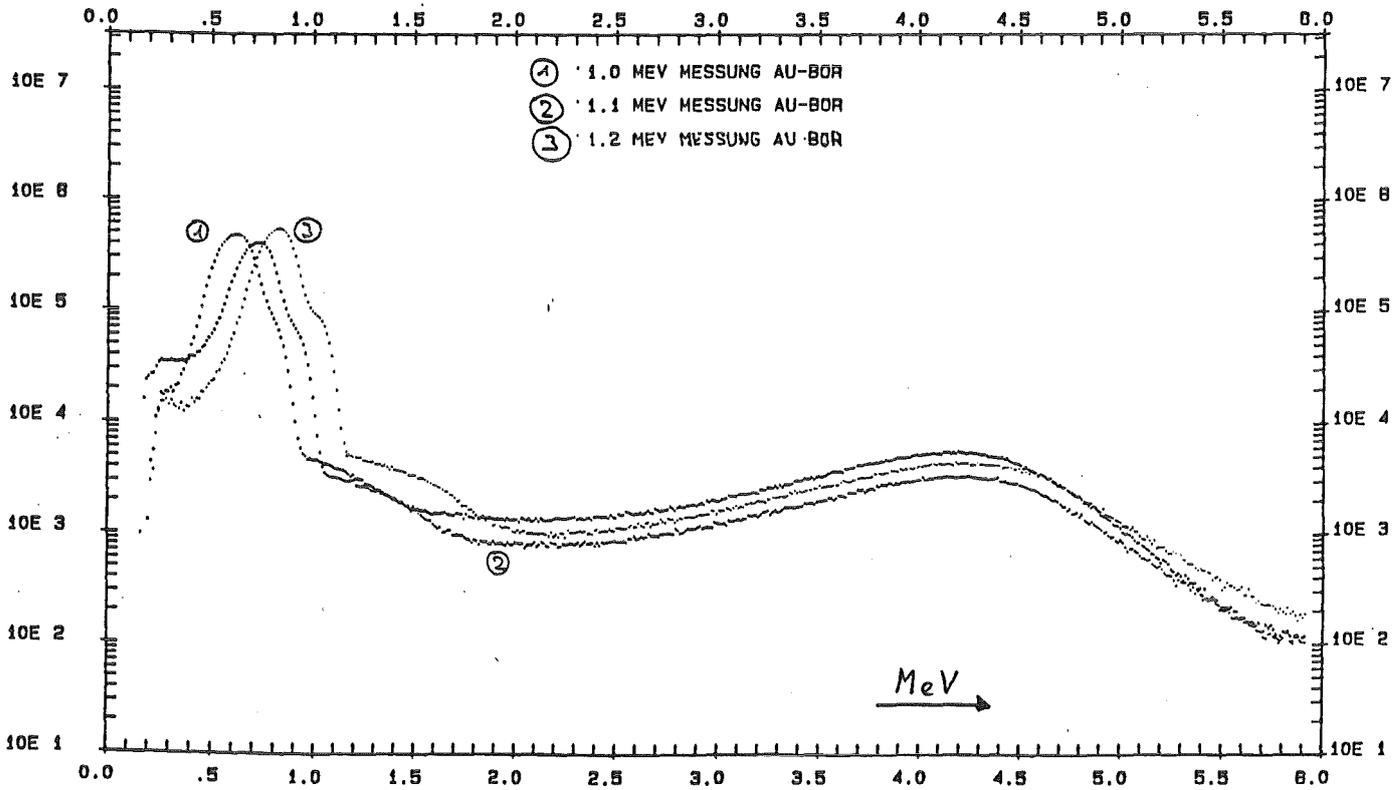
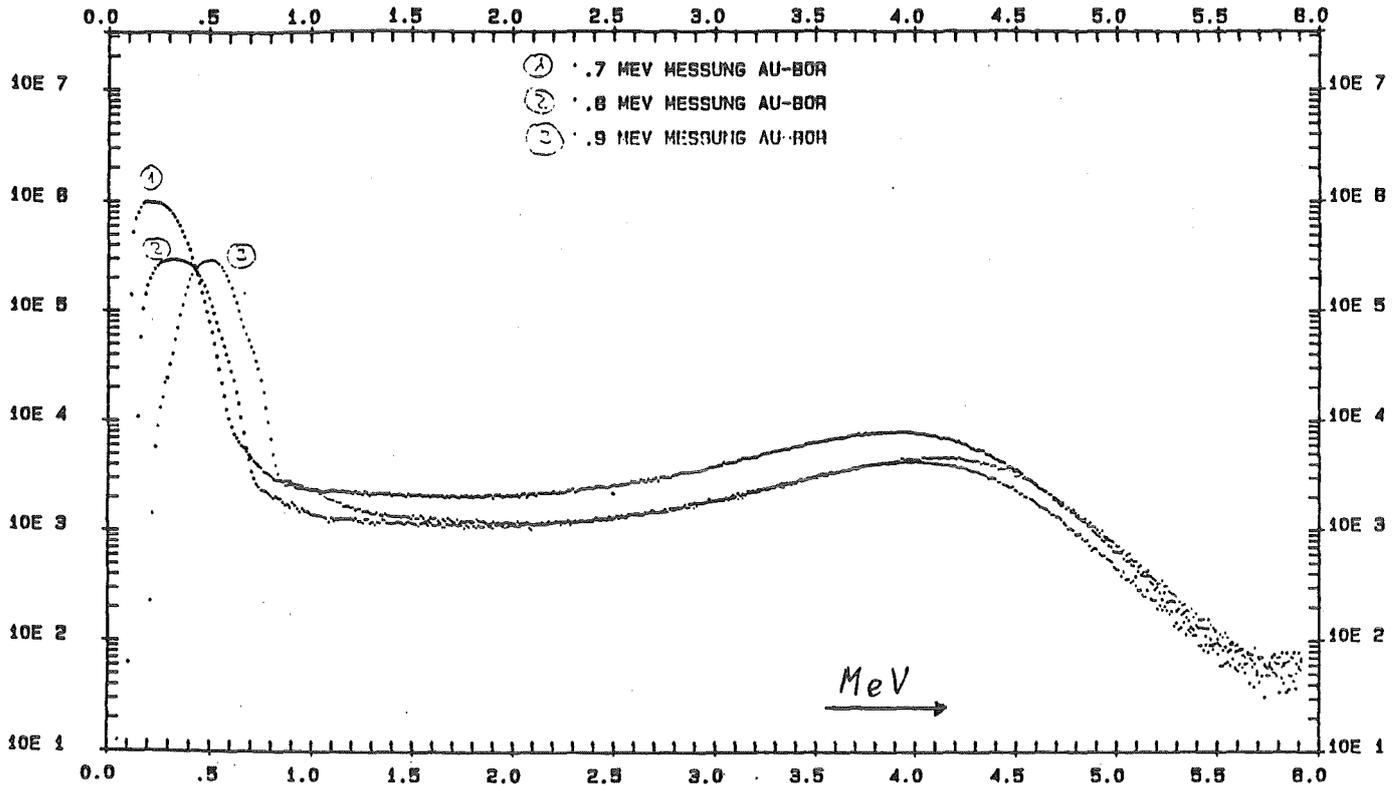


Abb. 4-4 Unter 90° zur Protonenstrahlrichtung an einer 3  $\mu$ m dicken Borfolie gemessene Teilchenspektren. Die Borfolie war mit 45° gegen die Protonenstrahlrichtung geneigt.

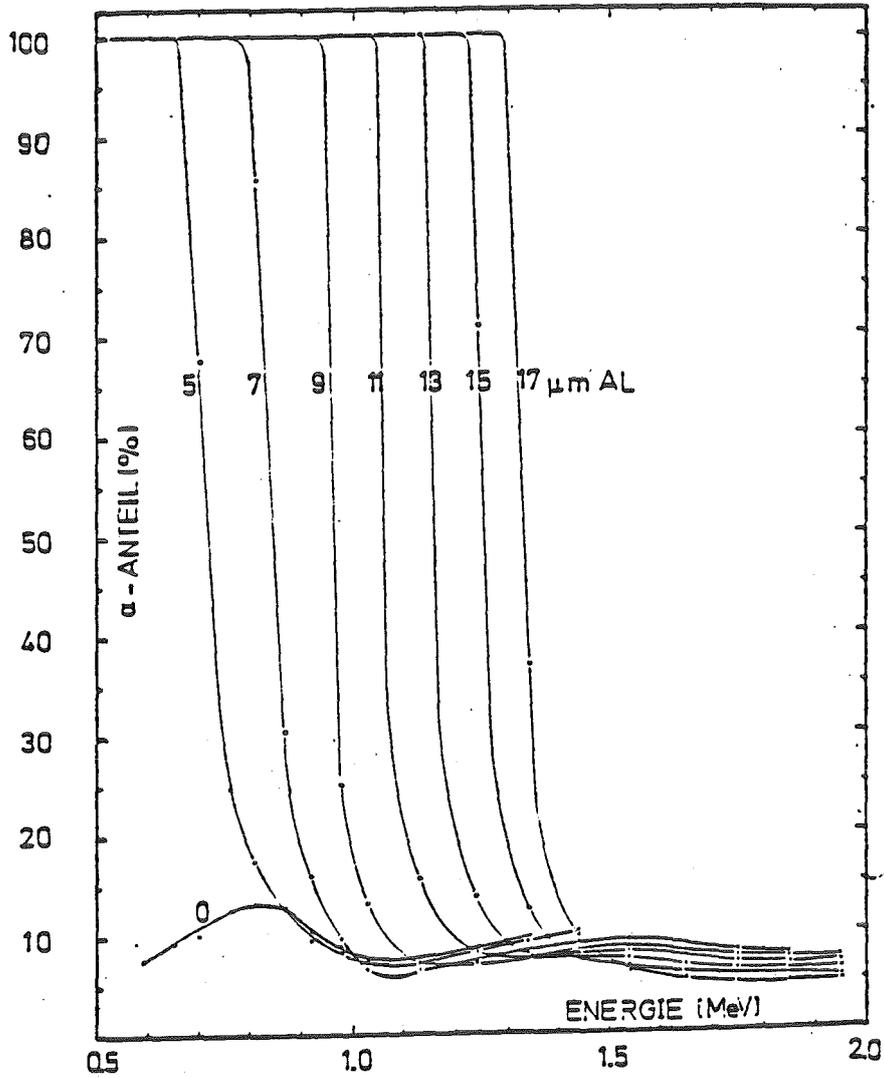


Abb. 4-5 Verhältnis von  $\alpha$ -Teilchen zu Gesamtteilchen für eine 3  $\mu\text{m}$  dicke Borfolie als Funktion der Protonenenergie und für verschiedene Filterfoliendicken. Für die Berechnung wurden die gemessenen Spektren der Abb. 4-4 zugrunde gelegt.

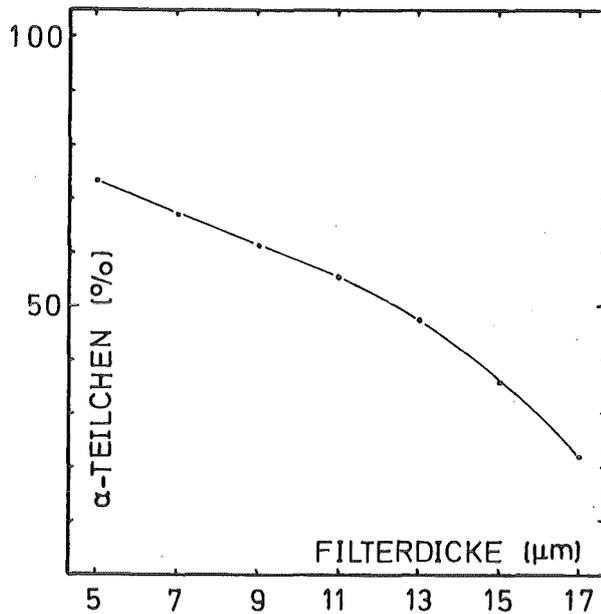


Abb. 4-6 Prozentualer Anteil der  $\alpha$ -Teilchen, die eine bestimmte Filterdicke passieren, als Funktion der Filterdicke

Funktion der gewählten Folienparameter und der Winkelverteilung mit der die Protonen in das Target eintreten. Diese Winkelverteilung würde im Extremfall ( $\pm 30^\circ$  Einfallswinkel) eine Vergrößerung der effektiven Foliendicke um 15% bewirken. Um die Rechnung zu vereinfachen vernachlässigen wir die Winkelverteilung, nehmen also an, daß wir einen parallelen Strahl vorliegen haben. Die Stärke der Abbremsfolie bewirkt dann einen konstanten Energieverlust für alle Protonen. Die Summe aller drei Folien muß so bemessen sein, daß die Protonen mit der höchsten Energie im Spektrum eliminiert werden. An KALIF sind dies zur Zeit 1.7 MeV.

Für die  $\alpha$ -Teilchenausbeute können wir schreiben

$$\begin{aligned}
 Y_{\alpha}(E_{p0}, d_1, d_2, d_3) &= \xi(^{11}\text{B}) \cdot n \int_0^{d_2} \sigma(E_p(x)) \eta_{\alpha}(x) \cdot dx \\
 &= \xi(^{11}\text{B}) \cdot n \int_{E_{p2}}^{E_{p1}} \frac{\sigma(E_p)}{dE_p/dx} \eta_{\alpha} dE_p
 \end{aligned}$$

Hierbei bedeuten:

$\xi(^{11}\text{B})$  = Isotopenhäufigkeit von  $^{11}\text{B}$

$n$  = Bor-Teilchendichte

$\sigma$  = p,  $\alpha$ -Wirkungsquerschnitt

$E_p(x)$  = Energie der Protonen am Ort  $x$  in der Borfolie

$\eta_{\alpha}(x)$  = Absorptionsfaktor für  $\alpha$ -Teilchen, die am Ort  $x$  in der Borfolie geboren werden

$d_1, d_2, d_3$  = Stärke von Abbrems- Bor- bzw. Filterfolie

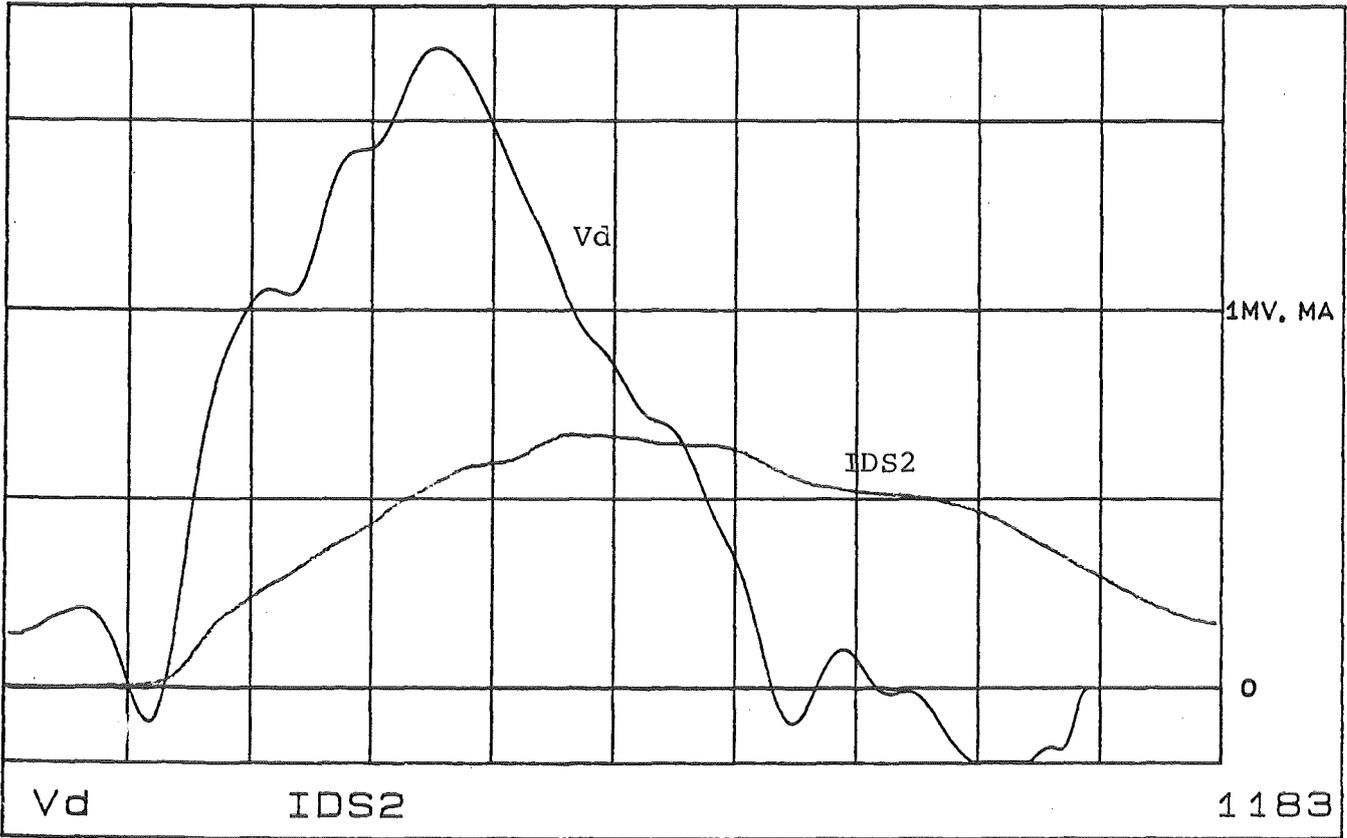
$dE_p/dx$  = Abbremsvermögen von Bor für Protonen

$E_{p0}$  = Energie der Protonen beim Eintritt in die Folienanordnung

$E_{p1}$  = Energie der Protonen beim Eintritt in die Borfolie

$E_{p2}$  = Energie der Protonen beim Austritt aus der Borfolie

Eigentlich ist  $\eta_{\alpha}$  nicht nur eine Funktion des Ortes, sondern auch der Protonenenergie, denn letztere bestimmt das  $\alpha$ -Spektrum. Da die Energieabhängigkeit des  $\alpha$ -Spektrums, zumindest im interessierenden Energiebereich zwischen 0.7 und 1.5 MeV, jedoch schwach ist, bei der Auswertung des Ausbeuteintegrals das gleiche  $\alpha$ -Spektrum für alle Protonenenergien zugrunde gelegt werden.  $\eta_{\alpha}$  ist dann nichts anderes als der prozentuale Anteil der  $\alpha$ -Teilchen, deren Energie größer ist als die Energie der Teilchen, deren Reichweite gleich der restlichen zu durchdringenden Folienstärke ist.  $\eta_{\alpha}$  läßt sich daher aus den an dünnen Borfolien gemessenen  $\alpha$ -Spektren ermitteln.



horiz. 20ns/div.; Diode Voltage,  
Currents, Resistance, Powers

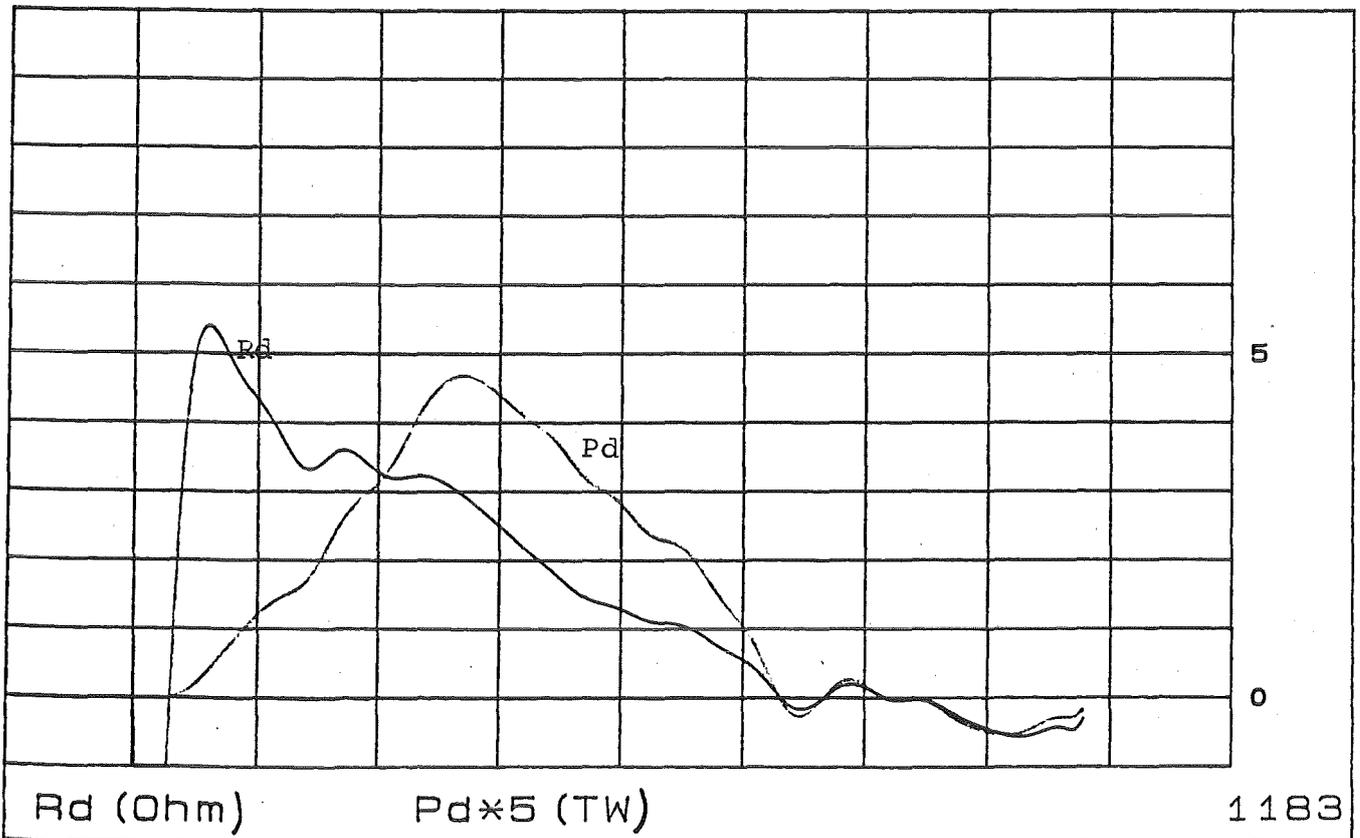


Abb. 4-7 Dioden-Spannung, -Strom, -Impedanz und -Leistung für einen typischen Schuß mit der PRD

Über die Dicke der Abbremsfolie kann die untere Grenze des zur Ausbeute beitragenden Energieintervalls der Protonen variiert werden. Der an KALIF hauptsächlich interessierende Energiebereich ist der innerhalb dem die Protonenstrahlleistung auf weniger als die Hälfte des Maximums abfällt (Abb.4-7), im allgemeinen zwischen 1.0 und 1.7 MeV.

In Abb.4-8 wurde die  $\alpha$ -Ausbeute für verschiedene Filterfolien-  
dicken und eine Borschichtdicke von 10  $\mu\text{m}$  als Funktion der Protoneneintrittsenergie in die Borfolie berechnet. Mit zunehmender Filterfolienstärke verringert sich die Alphateilchenausbeute und das Maximum der Ausbeute wird zu höheren Energien hin verschoben und seine relative Höhe wird reduziert. Dies ist unter anderem auf die Energieabhängigkeit des  $\alpha$ -Spektrums zurückzuführen, das mit wachsender Protonenenergie härter wird. In den Kurven sind auch die maximal zulässigen Protoneneintrittsenergien markiert, die nicht überschritten werden dürfen, wenn eine vollständige Absorption der Protonen in der Folienkombination gewährleistet bleiben soll.

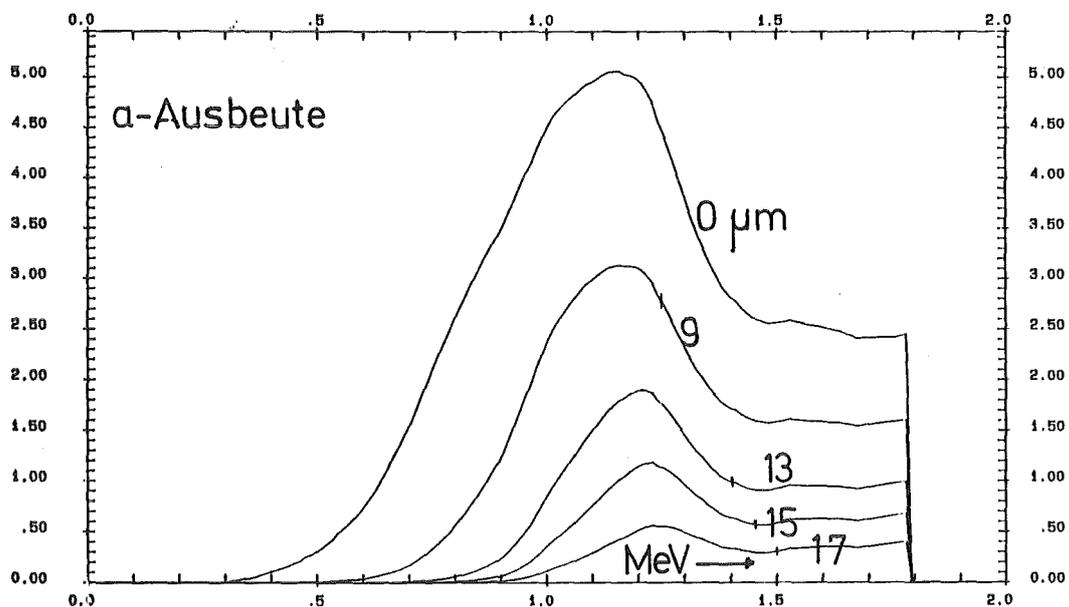


Abb. 4-8  $\alpha$ -Ausbeute als Funktion der Protoneneintrittsenergie für eine Borschichtdicke von 10  $\mu\text{m}$  und verschiedene Filterfoliendicken

Es ist klar, daß die obere Grenze des zur Abbildung gelangenden Protonenenergieintervalls durch das beschriebene Verfahren nicht wählbar ist, sondern immer gleich der höchsten vorkommenden Protonenenergie sein wird. Die untere Grenze ist jedoch eine Funktion der Folienkombination und innerhalb gewisser Grenzen einstellbar. Abb.4-9 zeigt diese Grenze als Funktion der Bor- und Filterfoliendicke.

Um zu einer geeigneten Folienkombination zu gelangen, wird folgendes Verfahren gewählt:

Zunächst muß entschieden werden, ob ein breites oder ein schmales Energieintervall zur Abbildung gelangen soll. Soll ein relativ großes Protonenenergieintervall möglichst gleichmäßig gewichtet zur Abbildung gelangen, so sollten eine relativ dicke Borfolie und eine dicke Filterfolie gewählt werden. Durch die Wahl der Filter- und Borschichtdicke ist auch die maximal zulässige Protoneneintrittsenergie festgelegt. Die Dicke der Abbremsfolie

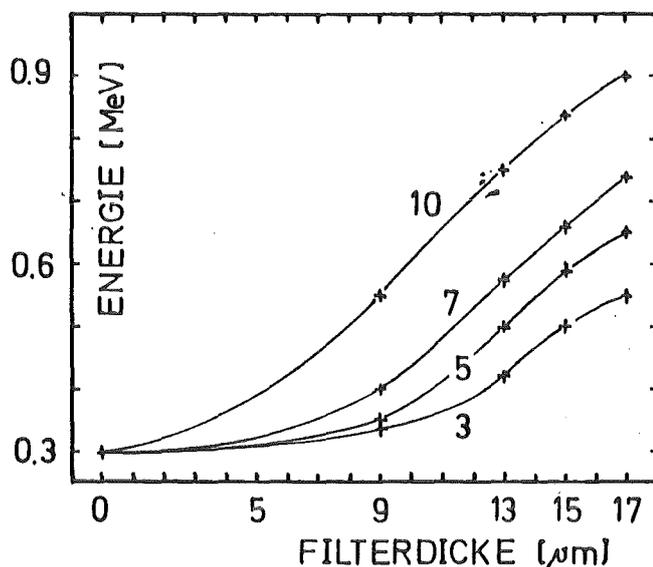


Abb. 4-9 Untere Grenze des zur Abbildung beitragenden Protonenenergieintervalls als Funktion der Filterfoliendicke und für verschiedene Borfoliendicken. Zahlen in μm

muß nun so gewählt werden, daß die höchste im Experiment vorkommende Protonenenergie auf diesen maximal zulässigen Wert abgebremst wird. Durch diese Folienkombination ist dann auch die untere Grenze des zur Abbildung gelangenden Protonenenergieintervalls bestimmt: Zu dem aus Abb. 4-8 ablesbaren Wert muß lediglich der Energieverlust in der Abbremsfolie hinzuaddiert werden. Als Beispiel sei für die höchste auftretende Protonenenergie 1,7 MeV angenommen. Wählen wir eine 10  $\mu\text{m}$  dicke Borschicht und eine 17  $\mu\text{m}$  Aluminiumfolie, so beträgt die maximal zulässige Eintrittsenergie 1,55 MeV, die untere Grenze hingegen 0,9 MeV. Um 1,7 MeV Protonen auf 1,55 MeV abzubremsen, wird eine 4,5  $\mu\text{m}$  dicke Aluminiumfolie benötigt. Protonen, die nach Durchqueren dieser Folie noch 0,9 MeV besitzen, traten darin mit 1,1 MeV ein; d.h. alle Protonen deren ursprüngliche Energie zwischen 1,7 und 1,1 MeV lag, tragen zur Ausbeute bei.

Soll ein schmales Energieintervall abgebildet werden, so ist es günstiger dünne Borschichten zu wählen. Dann muß zunächst die Abbremsfolie so gewählt werden, daß die Protonen höchster Energie vor Eintritt in die Borfolie auf die Energie der Resonanz im Wirkungsquerschnitt abgebremst werden. Schließlich muß die Filterfolie so gewählt werden, daß Protonen dieser Energie eliminiert werden.

Um dies zu erläutern sei wiederum die höchste Protonenenergie zu 1,7 MeV angenommen und eine Borschichtdicke von 1  $\mu\text{m}$  gewählt. Um die Protonen auf ca. 750 keV abzubremsen wird eine Aluminiumfolie von 22,5  $\mu\text{m}$  benötigt. Die Protonen treten mit 680 keV aus der Borfolie aus und können durch eine 9  $\mu\text{m}$  dicke Aluminiumfolie vollständig eliminiert werden. Zu der genannten Folienkombination ermittelt man schließlich eine untere Protonenenergie von 1,45 MeV. D.h. nur ein schmales Energieintervall von 250 keV trägt zur Abbildung bei.

## 5. Die Herstellung dünner Borfolien

Die in Abschnitt 4 beschriebene Methode setzt die Verfügbarkeit von dünnen Folien mit einigen  $\mu\text{m}$  Borschichtdicke voraus. Selbsttragende Folien aus Bor- und Borverbindungen mit diesen Dicken scheinen wegen der großen Sprödheit der Materialien nicht herstellbar. Daher müssen auf Trägerfolien aufgebrachte Borschichten verwendet werden. Dies ist kein Nachteil, da die Methode sowieso die Kombination mehrerer Folien benötigt. Als Trägermaterial sind sowohl Aluminium als auch organische Folien geeignet. Einige  $\mu\text{m}$  dicke Schichten aus Borverbindungen wie z.B.  $\text{B}_2\text{O}_3$ ,  $\text{K B O}_2$  oder Borax, ließen sich zwar durch Bedampfen der Trägerfolien herstellen, ihr Nachteil wäre aber eine erheblich reduzierte Ausbeute an  $\alpha$ -Teilchen. Andererseits ist die Herstellung elementarer Borschichten wegen des hohen Sublimationspunkts ( $\approx 2500^\circ\text{C}$ ) äußerst schwierig. Am aussichtsreichsten erschien die Elektronenstrahlverdampfung von Bor aus einem Graphittiegel. Versuche zeigten jedoch, daß die Herstellung von  $\mu\text{m}$  Borschichten mit diesem Verfahren zu Bedampfungszeiten von mehreren Tagen führen würde, was nicht akzeptabel war. Außerdem hafteten die aufgedampften Borschichten schlecht auf den Trägerfolien. Das Verfahren mußte daher wieder aufgegeben werden.

Elementares Bor ist jedoch auch als feines Pulver mit Korngrößen unter  $10 \mu\text{m}$  erhältlich. Es erschien daher möglich Bor wie Farbstoff-Pigmente zu behandeln und durch Versprühen auf eine Trägerfolie aufzubringen. Zur Herstellung des Farbstoffes Bor wurden Borpulver und ein kleiner Anteil Bindemittel (Uhu) im Verhältnis 3:1 im Lösungsmittel Aceton aufgelöst. Im Idealfall sollte die Menge des Bindemittels so bemessen werden, daß gerade ein Zusammenhaften der Borkörner gewährleistet ist. Das beschriebene Gemisch wurde dann mit einer Farbspritzpistole aufgetragen.

Obwohl sich mit diesem Verfahren sehr homogene Schichten von etlichen  $\text{cm}^2$  herstellen lassen, variiert die Schichtdicke doch von einer Charge zur nächsten. Daher mußte die effektive Schichtdicke für jede Folie gesondert bestimmt werden. Dies geschah über die Messung des Energieverlusts von  $\alpha$ -Teilchen aus einer  $^{241}\text{Am}$ -Quelle.

## 6. Die Lochkamera und ihre Übertragungsfunktion

Wie bereits im 2. Kapitel erwähnt, soll die Quelldichte der Sekundärteilchenemission aus der Reaktionsfolie mit Hilfe einer Lochkameraanordnung auf den Detektor abgebildet werden.

Kodierende Aperturen, wie z.B. Fresnel-Ionenplatten, besitzen zwar bei gleichem Auflösungsvermögen wie die Lochöffnung erheblich höhere Empfindlichkeiten, die Entfaltung ihrer Bilder ist jedoch auch wesentlich aufwendiger.

Die prinzipielle Anordnung der Lochkamera und der Reaktionsfolie im gasgefüllten Driftrohr hinter der Ionendiode ist in den Abbildungen 6-1 und 6-2 dargestellt. In den meisten Fällen befand sich die Lochkamera in einem Seitenstutzen des Driftrohrs außerhalb des Ionenstrahls. Diese Position wurde gewählt, um den Detektor in der Kamera gegen die nach dem Impuls auftretende heiße Dampf- und Staubwolke zu schützen. Ein Nachteil dieser Anordnung ist, daß Detektorebene und Folienebene nicht parallel stehen und daß dadurch Verzerrungen bei der Abbildung auftreten. Ein in vielen Fällen akzeptabler Kompromiß ist ein wie die Reaktionsfolie mit  $45^\circ$  gegen die Strahlrichtung geneigter Kamerastutzen. In diesem Fall können Folie und Detektor wieder parallel sein. In machen Fällen, insbesondere bei Ver-

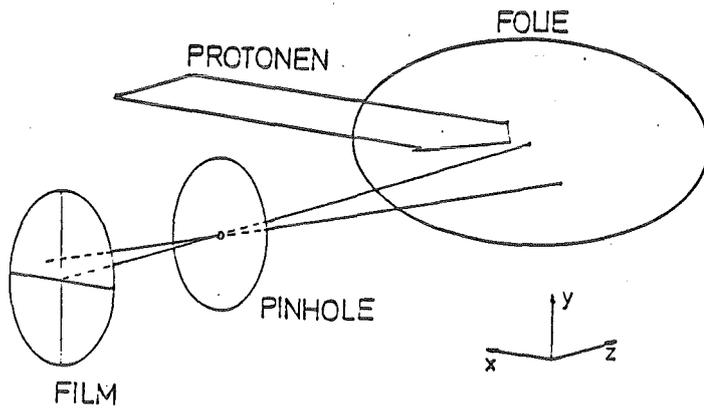


Abb. 6-1 Schematische Anordnung der Reaktionsfolie und der Lochkamera im Protonenstrahl

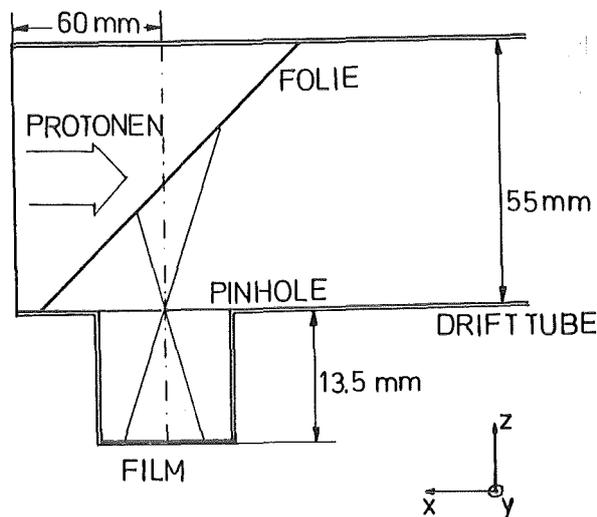


Abb. 6-2 Anordnung der Lochkamera im Driftrrohr der PRD

wendung einer Mehrlochapertur (für Shadow-box-Aufnahmen) vor der Reaktionsfolie, die den größten Teil des heißen Dampfstrahls aus der Diode abging, konnte auch eine Kameraposition bei  $0^\circ$  gewählt werden.

Den Aufbau der eigentlichen Lochkamera ersieht man aus Abb.6-3. Die Teile 1-4 werden beim Einsatz der Kamera zusammengesteckt. Teil 2 ist i.a. eine 100  $\mu\text{m}$  dicke Tantalscheibe und enthält die

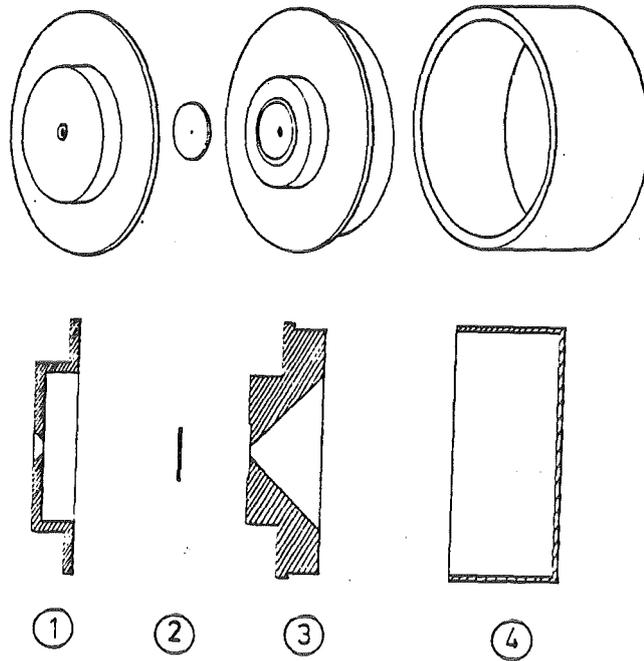


Abb. 6-3 Mechanischer Aufbau der Lochkamera

Abbildungsöffnung von meist ebenfalls 100  $\mu\text{m}$  Durchmesser. Teil 3 besitzt eine Öffnung von 1 mm  $\varnothing$  und soll die Tantalscheibe abstützen. Teil 1 dient als zusätzlicher Schutz gegen die Druckwelle und hält die Tantalscheibe in ihrer Position fest. Letztere muß nach jedem Schluß ersetzt werden. Teil 4 nimmt den Detektor auf, der mit einem Spannring auf dem Boden festgehalten wird. Für integrale Messungen wurde als Detektor ein ionenempfindlicher Film (CR-39) verwendet. Häufig erhielt der Film noch eine Schutzfolie, um die restlichen Partikel aus der Diode abzufangen. Ihre Stärke muß natürlich bei der Berechnung der Filterfolie berücksichtigt werden. Die Einschlagspuren der  $\alpha$ -Teilchen auf dem Film

wurden durch mehrstündiges Ätzen mit 6,25 normaler NaOH bei 70° sichtbar gemacht und konnten unter einem Mikroskop ausgezählt werden.

Das erreichbare räumliche Auflösungsvermögen sowie die Empfindlichkeit der Lochkamera werden durch den Durchmesser der Lochöffnung, den Abbildungsmaßstab und die relative Orientierung von Borfolie und Detektor festgelegt. Dabei ist zusätzlich zu beachten, daß die Spurdichte auf dem Detektor nicht so groß werden darf, daß die Spuren sich häufig überlappen. Bei 5 µm Spurdurchmesser sollten daher im Maximum nicht mehr als  $10^4$  α-Teilchen pro  $\text{mm}^2$  auf den Detektor treffen.

Für eine isotrope Quellverteilung  $S(u,v)$  in der Folienebene ergibt sich die α-Teilchenintensität  $I(x,y)$  in der Detektorebene aus folgender Gleichung:

$$I(x,y) = \int du \int dv R(x,y;u,v) S(u,v)$$

Die Funktion  $h(x,y;u,v)$  ist die Übertragungsfunktion der gewählten Lochkameraanordnung. Sie beschreibt den Beitrag einer Punktquelle am Ort  $u,v$  zur α-Intensität am Ort  $x,y$ . Wir nehmen an, daß  $R$  unabhängig von der Energie der α-Teilchen ist. Wie sich später bei der Abschätzung der Randeffekte zeigen wird, ist diese Annahme gerechtfertigt. Zur Berechnung der Übertragungsfunktion wird angenommen, daß der Lochdurchmesser klein gegen die mittlere Entfernung des Lochs von der Reaktionsfolie und vom Detektor ist und daß Folienebene und Detektorebene mit einem Winkel  $\alpha$  gegeneinander geneigt sind. Allgemein gilt,

$$R(x,y;u,v) = \frac{1}{4\pi \cdot R^2(x,y;u,v)} \quad \text{solange die Verbindungsgerade}$$

zwischen dem Punkt  $(x,y)$  auf dem Detektor und dem Punkt  $(u,v)$  auf der Reaktionsfolie durch die freie Öffnung des Pinholes verläuft.

$h(x,y;u,v) = 0$  im anderen Fall.  $R$  ist dabei die Entfernung zwischen diesen beiden Punkten

$$R = \{u^2+v^2+x^2+y^2+(a+b)^2-2xu \cos \alpha - 2y+2u(a+b) \sin \alpha\}^{1/2}$$

Um die Intensität in einem festen Bildpunkt zu erhalten muß das obige Integral über einen Bereich erstreckt werden, der der Projektion der freien Pinholeöffnung vom Bildpunkt auf die Reaktionsfolie entspricht. Für den Fall, daß Detektor und Folie parallel sind, ist die so berechnete normierte Intensitätsverteilung  $I(\beta)/I(0)$  als Funktion des Blickwinkels  $\beta = \arcsin(\sqrt{x^2+y^2}/b)$  ( $b$ =Entfernung Pinhole-Detektor,  $a$ =Entfernung Pinhole-Folie) für verschiedene Verhältnisse vom Durchmesser zu Tiefe der Lochöffnung in Abb. 6-4 dargestellt. Dabei wurde natürlich eine homogene Quellverteilung zugrunde gelegt. Abb.6-5 zeigt diese Intensitätsverteilung für den in dieser Arbeit häufigsten Fall einer um  $45^\circ$  geneigten Reaktionsfolie. Die Intensitätsverteilung in  $y$ -Richtung bleibt natürlich unverändert. In  $x$ -Richtung dagegen müssen nun zwei Fälle unterschieden werden: die Verteilungen für positive und negative Blickwinkel sind nicht mehr gleich.

Zwei Quellpunkte in der Reaktionsfolie können dann noch als aufgelöst betrachtet werden, wenn die von ihnen hervorgerufenen Intensitätsverteilungen in der Detektorebene sich nicht überlappen. Wir definieren daher als Auflösungsvermögen den Abstand zweier Quellpunkte auf der Folie für die gerade noch keine Überlappung der Bilder eintritt. Dieses Auflösungsvermögen ist in Abb. 6-6 und 6-7 in normierter Darstellung als Funktion des Blickwinkels und für verschiedene Verhältnisse von Lochdurchmesser zu Lochtiefe wiedergegeben. Abb.6-6 ist dabei das Ergebnis für eine parallele Anordnung von Detektor und Streufolie, während Abb.6-7 für eine um  $45^\circ$  geneigte Streufolie gilt. Für alle Positionen

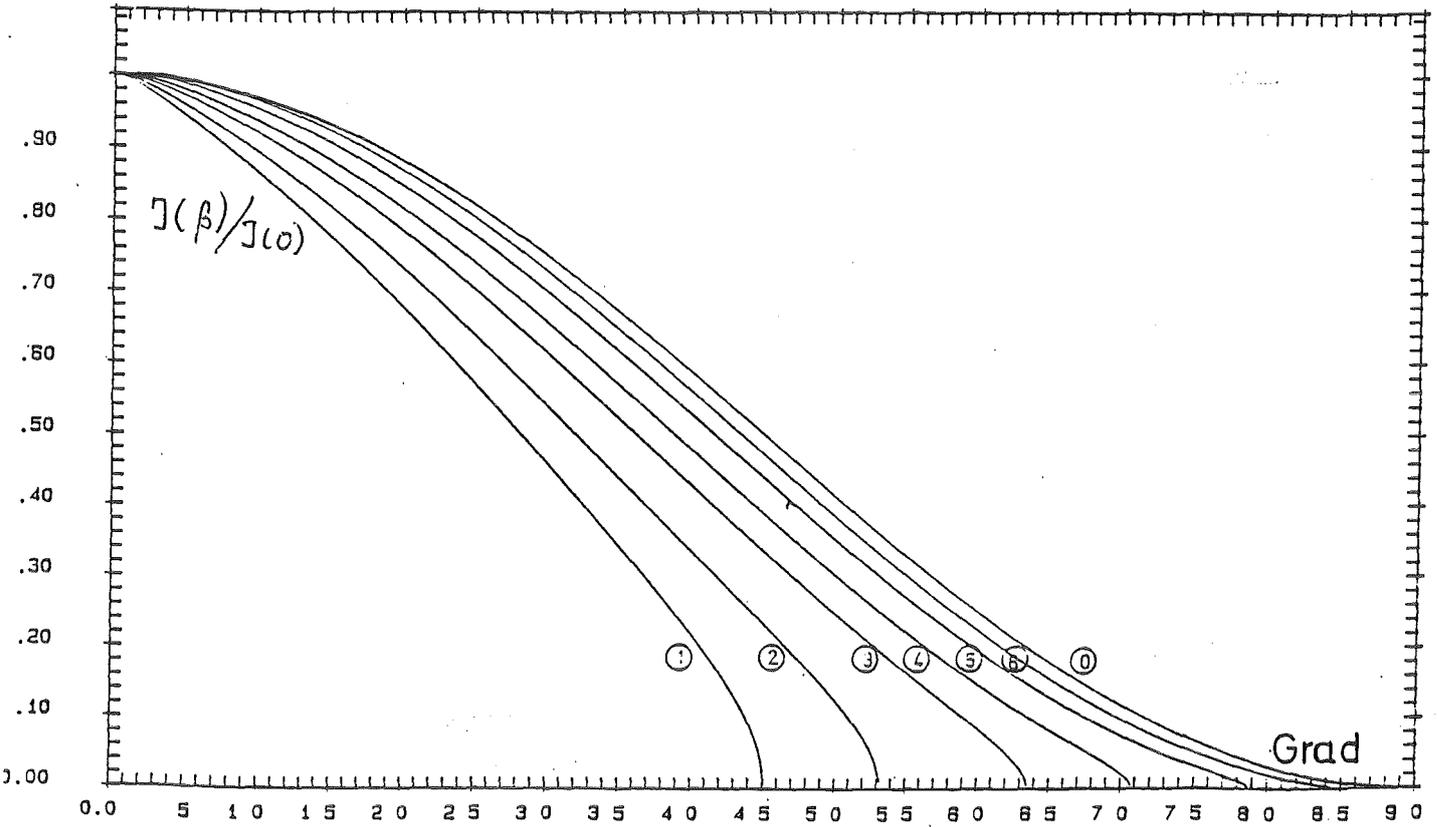


Abb.6-4 Normierte Intensitätsverteilung in der Detektorebene als Funktion des Hauptstrahlwinkels für eine parallele Anordnung von Reaktionsfolie und Detektor. Parameter ist das Verhältnis von Lochtiefe  $d$  zu Lochdurchmesser  $d_1$  (0=0, 1=1.0, 2=0.75, 3=0.5, 4=0.35, 5=0.2, 6=0.1, 7=0.025)

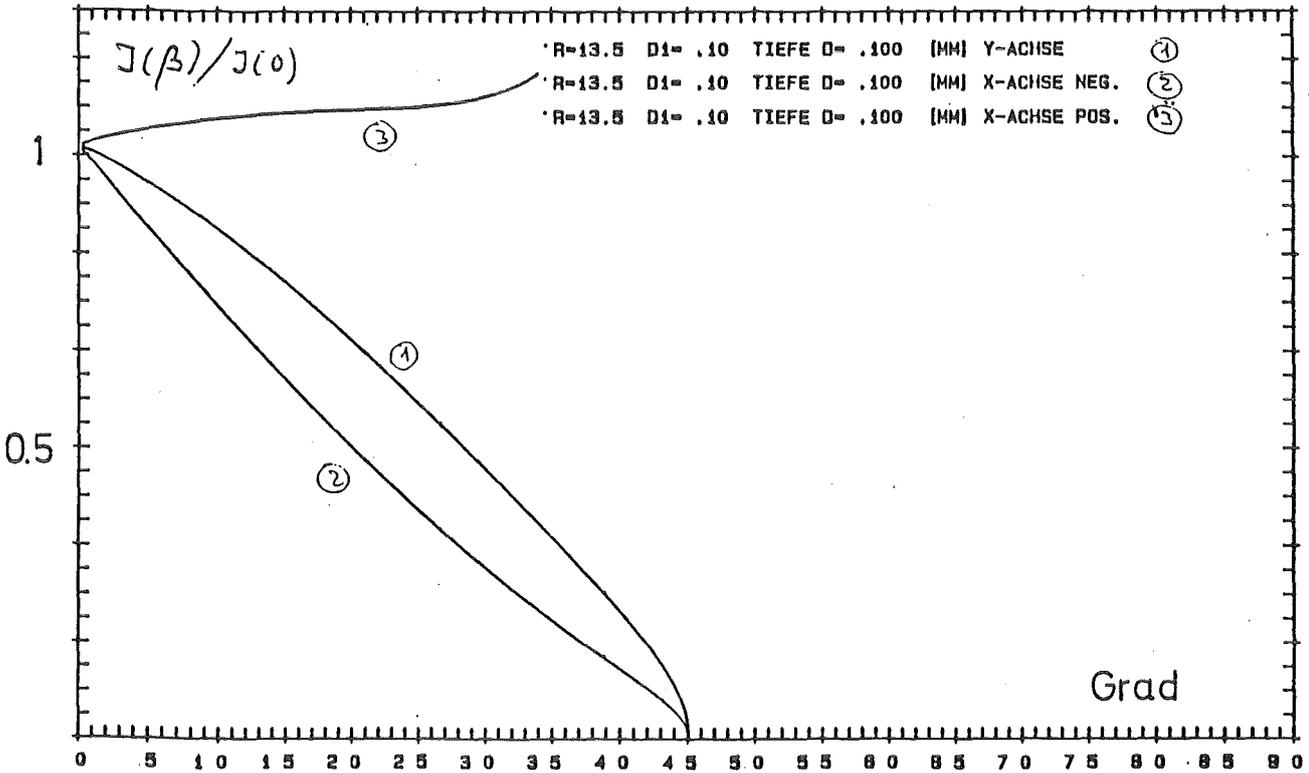


Abb. 6-5 Normierte Intensitätsverteilung in der Detektorebene als Funktion des Hauptstrahlwinkels für eine um  $45^\circ$  geneigte Reaktionsfolie. ( $\frac{d}{d_1}=1$ )

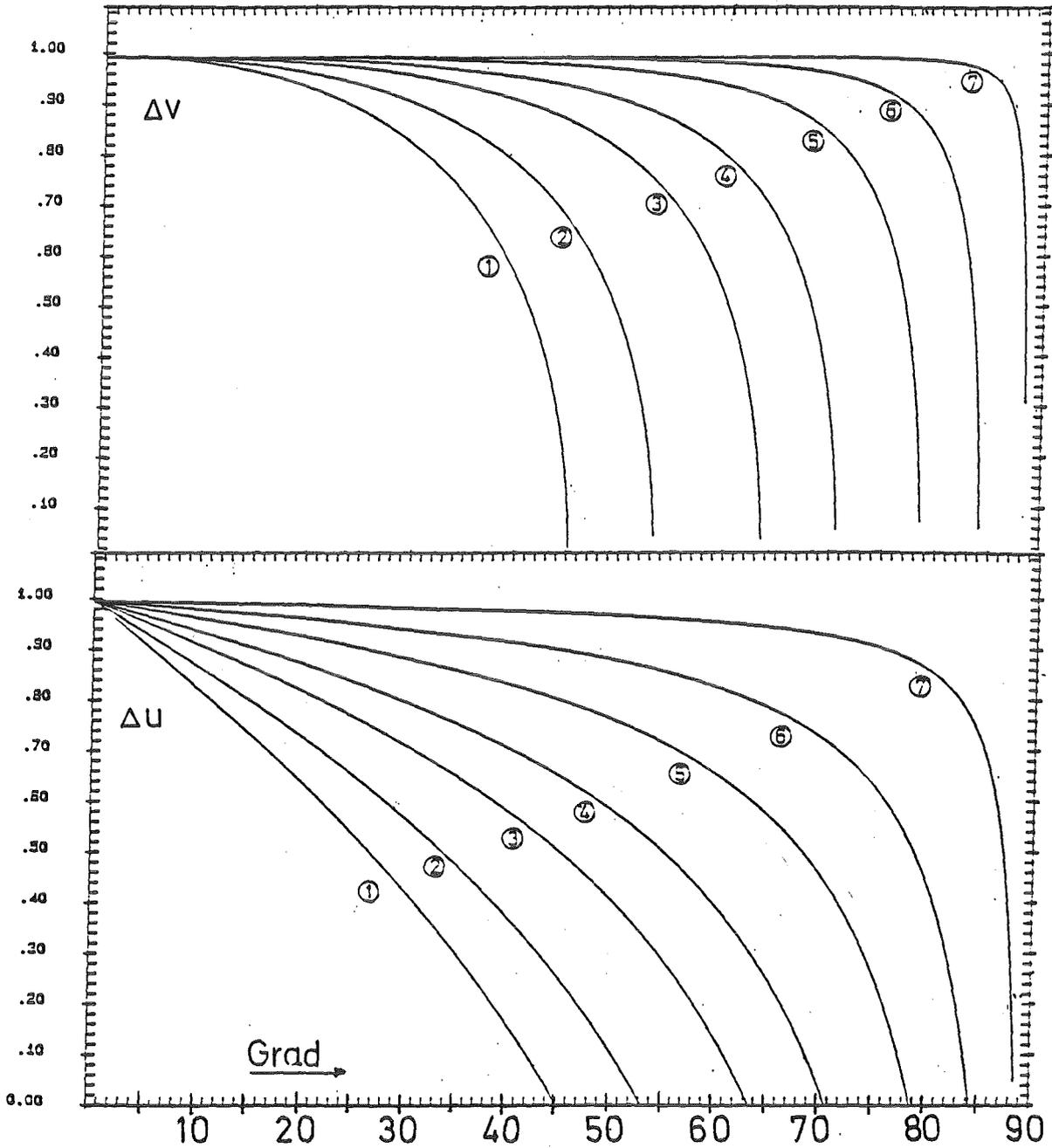


Abb. 6.6 Normiertes Auflösungsvermögen einer Lochkamera als Funktion des Hauptstrahlwinkels bei paralleler Anordnung von Folie- und Detektor. Parameter ist das Verhältnis  $\frac{d}{d_1}$  von Lochtiefe zu -öffnung (1=1.0, 2=0.75, 3=0.5, 4=0.35, 5=0.2, 6=0.1, 7=0.025)

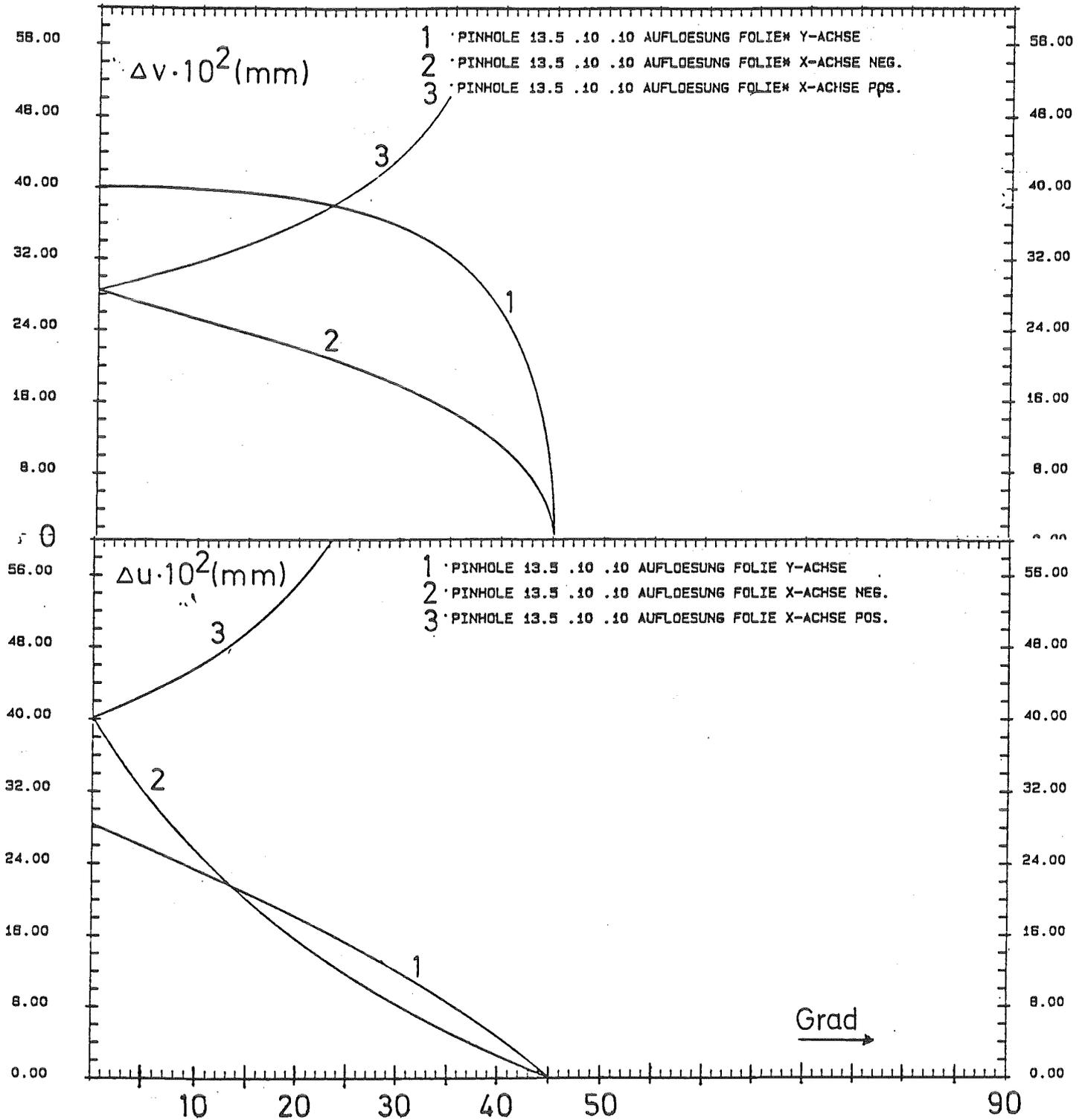


Abb. 6-7 Auflösungsvermögen einer Lochkamera mit 0.1 mm Öffnung ( $\frac{d}{a_1} = 1$ ) als Funktion des Hauptstrahlwinkels, für eine um  $45^\circ$  gegen die Kameraachse geneigte Reaktionsfolie

entlang der Koordinatenachse wurden jeweils die Auflösungen  $\Delta u$  und  $\Delta v$  in den beiden Achsenrichtungen berechnet. Aufgrund der in Abb.6-7 zugrunde gelegten Folieneigung ergeben sich dabei unterschiedliche Auflösungen für positive und negative Blickwinkel.

Die bisher durchgeführten rein geometrischen Überlegungen zu den Abbildungseigenschaften einer Lochapertur gelten nur, solange die Reichweite der abzubildenden Teilchen sehr klein gegen die Dicke des für die Apertur verwendeten Materials ist. Bei den immer anzustrebenden sehr kleinen Verhältnissen von Lochtiefe zu Durchmesser ist dies nicht immer gewährleistet. Daher müssen in diesem Fall die Auswirkungen der Transparenz der Lochaperturkanten auf die Abbildungseigenschaft betrachtet werden. Im wesentlichen ändert sich dadurch das effektive Verhältnis von Lochtiefe - zu Durchmesser. (Abb.6-8) Wenn L die Reichweite der Teilchen ist, so erhält man für  $d/d_1$  in Abhängigkeit vom Blickwinkel  $\alpha_1$ :

$$\frac{d}{d_1} = \frac{d_0}{d_1} - \frac{L}{d_1} \cos \alpha_1 = \frac{d_0}{d_1} (1 - C \cdot \cos \alpha_1) \quad C = \frac{L}{d_0}$$

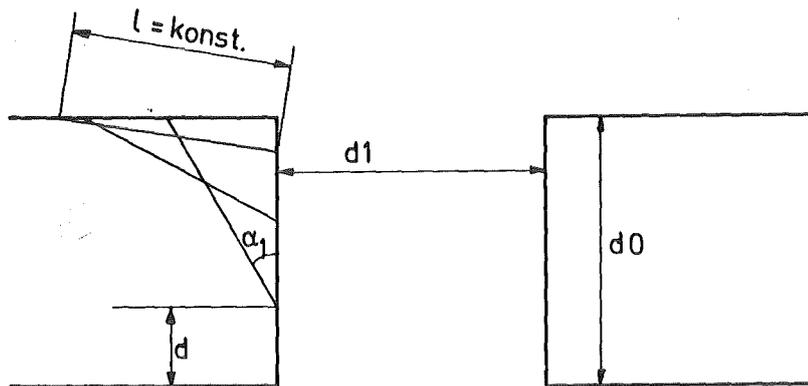


Abb. 6-8 Geometrie zur Abschätzung der durch die Lochaperturkanten verursachten Auswirkungen auf die Abbildungseigenschaften der Lochkamera

Dabei wurden die in Abb. 6-8 eingeführten Bezeichnungen gewählt.

Das Verhalten der tatsächlichen Abbildungsfunktion bewegt sich also  $d_o$  zwischen dem einer Lochapertur mit  $\frac{d}{d_1} = \frac{d_o}{d_1} (1-C)$  und dem mit  $\frac{d_o}{d_1}$ .

In unseren Experimenten wurde Tantal als Ausgangsmaterial verwendet. 5 MeV  $\alpha$ -Teilchen haben darin eine Reichweite von 10  $\mu\text{m}$ . Die Tiefe der Öffnung lag meist bei 100  $\mu\text{m}$ . Damit bewegt sich die Abbildungsfunktion zwischen den Kurven für  $\frac{d}{d_1} = 0.9$  und  $\frac{d}{d_1} = 1$ . Aus Abb. 6-4 und 6-6 ist erkennbar, daß sich die Abbildungseigenschaften der von uns verwendeten Lochapertur durch diese Randeffekte nur wenig ändern. Da wir es immer mit einem breiten Spektrum von  $\alpha$ -Energien unterhalb 5 MeV zu tun haben wird dieser Effekt noch geringer.

#### 7. Abschätzungen zur zeitaufgelösten Messung

Da sich die Divergenzeigenschaften sowie die Lage und Ausdehnung des Fokus der intensiven Ionenstrahlen während des Pulses ändern können, ist es wünschenswert die Messungen auch zeitaufgelöst durchführen zu können. Ob die beschriebene Methode auch für diese Messungen geeignet ist, sollen die folgenden Abschätzungen zeigen. Dabei soll eine zeitliche Auflösung von ca. 5 ns angestrebt werden. Hauptproblem ist hierbei, ob die möglichen  $\alpha$ -Intensitäten bei den gegebenen Untergrundverhältnissen für die Messung ausreichen, und ob die Flugzeitdispersion für die angestrebte zeitliche Auflösung klein bleibt.

Für die zeitaufgelöste Messung würde der CR-39 Detektor durch einen organischen Szintillator ersetzt werden und seine Lichtemission würde mit Hilfe einer Optik auf die Photokathode eines gatebaren elektronischen Bildverstärkers abgebildet und das Bild schließlich auf einem photographischen Film festgehalten werden.

Der grundsätzliche Aufbau einer geeigneten Anordnung ist in Abb. 7-1 dargestellt.

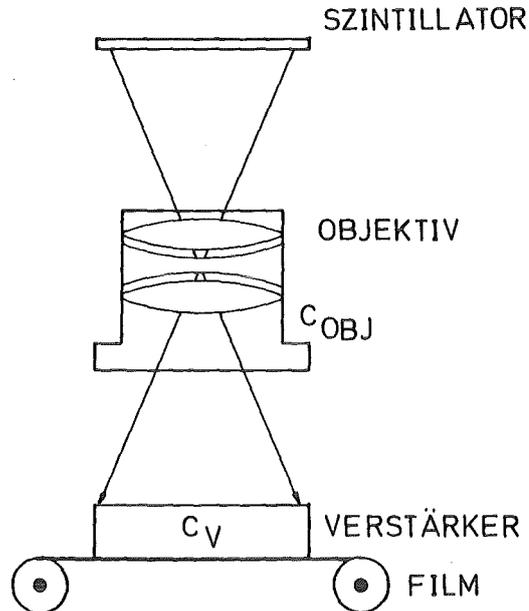


Abb. 7-1 Prinzipieller Aufbau einer Anordnung für zeit- aufgelöste Messungen

Zur Abschätzung der Flugzeitdispersion nehmen wir an, daß das auf den Szintillator treffende  $\alpha$ -Spektrum zwischen 1 und 4 MeV liegt. Die Flugzeitdifferenz von 1 und 4 MeV  $\alpha$ -Teilchen ist gegeben durch

$$\Delta t = 144.6 \cdot l \left( \frac{1}{\sqrt{E_{\alpha_1}}} - \frac{1}{\sqrt{E_{\alpha_2}}} \right)$$

$\Delta t$  in nsec,  $l$  = Flugweg in m,  $E_{\alpha}$  = Energie in MeV. Damit die Flugzeitdispersion für das angenommene Spektrum kleiner als 5 ns bleibt muß der Flugweg auf weniger als 7 cm beschränkt werden. Dies läßt sich bei den gegebenen geometrischen Verhältnissen im Driftrohr der PRD einhalten.

Zur Abschätzung der im Szintillator erzeugten Leuchtdichte muß nicht nur der Fluß der einfallenden Teilchen, sondern auch ihr Spektrum berücksichtigt werden. Für die Abschätzungen wurden daher die an einer 2,6  $\mu\text{m}$  dicken Borschicht gemessenen  $\alpha$ -Spektren zugrundegelegt (Abb.4-4). Als Szintillator wurde ein 40  $\mu\text{m}$  dicker NE-102 angenommen.

Abb. 7-2 zeigt die über das Spektrum gemittelte Photonenausbeute pro primär erzeugtem  $\alpha$ -Teilchen als Funktion der Protoneneinfallsenergie und für Filterfolien unterschiedlicher Dicke.

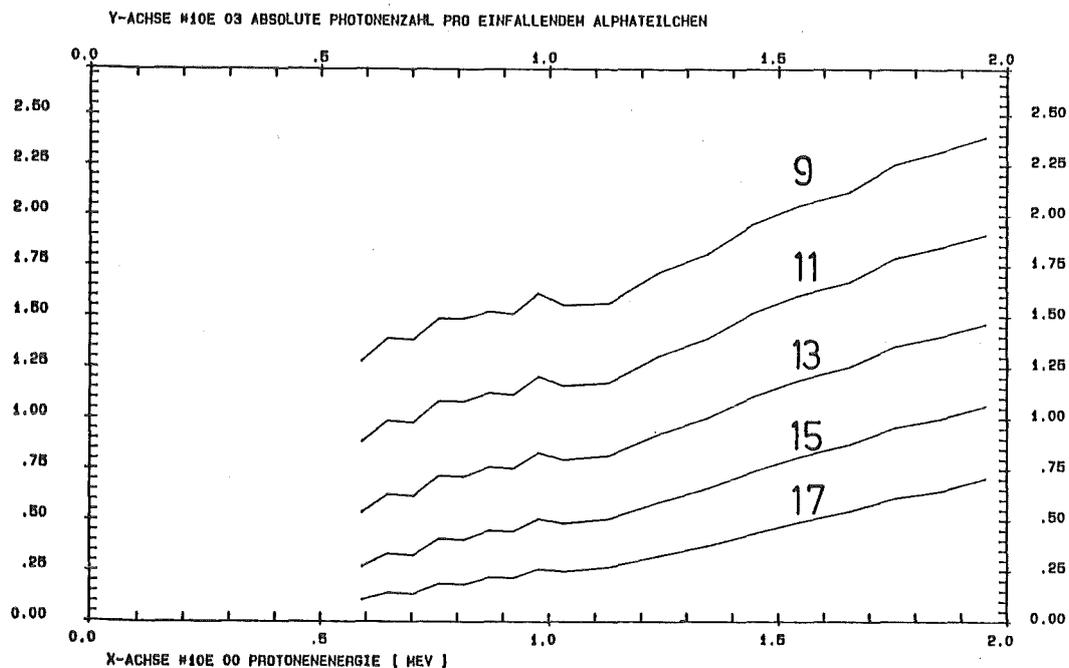


Abb. 7-2 Photonenausbeute pro primär erzeugtem  $\alpha$ -Teilchen als Funktion der Protoneneinfallsenergie und für verschiedene Filterfoliendicken (in  $\mu\text{m}$ ) Borschichtdicke: 2.6  $\mu\text{m}$ ,

Die Belichtung am Ort des photographischen Films erhält man durch folgenden Ausdruck

$$H = \pi \cdot L \cdot \Delta t \left( \frac{g}{g-f} \right)^2 \cdot \frac{c_v}{4B^2}$$

Dabei bedeuten:

L = Leuchtdichte des Szintillators in Lm/(m <sup>2</sup> ·sr)	
g = Abstand zwischen Objektiv und Szintillator	m
f = Brennweite des Objektivs	m
B = Blendenzahl des Objektivs	
Δt = Belichtungsdauer	sec
c <sub>v</sub> = Intensitätsverstärkungsfaktor	Lm/Lm

Die Leuchtdichte des Szintillators ist gegeben durch

$$L = \phi_\alpha \cdot \frac{Y_{\text{Phot}}}{4\pi} \cdot \epsilon_v \cdot c_{\text{pw}} \cdot c_{\text{wLm}}$$

Dabei bedeuten

$\phi_\alpha$	= Flußdichte der α-Teilchen im Zentrum der Szintillatorscheibe
$Y_{\text{Phot}}$	= mittlere Photonenausbeute pro primärem α-Teilchen unter Berücksichtigung des Effekts der Filterfoliendicke
$\epsilon_v$	= mittlere Photonenenergie = 2,78 eV für NE-102
$c_{\text{pw}}$	= Umrechnungsfaktor von eV in Watt·sec = $1.6 \cdot 10^{-19}$
$c_{\text{wLm}}$	= Umrechnungsfaktor von Watt/cm <sup>2</sup> auf Lm/m <sup>2</sup> bzw. Lux = $2.55 \cdot 10^5$

Nach Einsetzen der für Experimente an KALIF typischen Werte

( $\phi_\alpha = 3.1 \cdot 10^{12}$  / (cm<sup>2</sup>·sec) für  $j_p = 50$  kA/cm<sup>2</sup>,  $E_p = 1,1$  MeV

$Y_{\text{Phot}} = 1,55 \cdot 10^3$  für eine Filterfolie aus 9 μm Al

$g = 1$  m,  $f = 0.15$  m,  $B = 1.9$ )

berechnet man für die Belichtung  $H = 1.5 \cdot 10^{-7}$  (Lux·sec) ·  $c_v$ .

Dies bedeutet, daß zur Belichtung eines 3000 ASA-Filmes eine Verstärkung um den Faktor 1600 notwendig ist. Ein solcher Verstärkungsfaktor läßt sich mit Hilfe eines Mikrokanalplattenverstärkers leicht verwirklichen. Das bedeutet jedoch noch nicht, daß ein befriedigendes Bild der  $\alpha$ -Verteilung erzeugt werden kann. Dazu muß zusätzlich, der auf den Eingang des Bildverstärkers bezogene Untergrund klein gegenüber dem Signal sein. Ein sinnvolles Signal zu Untergrundverhältnis liegt dann vor, wenn das Nutzsignal ungefähr dreimal so groß ist wie die Varianz des Gesamtsignals.

Unter Berücksichtigung der begrenzten Dynamik des 3000 ASA-Filmes sollte der Untergrund außerdem nicht größer als das Nutzsignal sein. Ob diese Forderung erreicht werden kann, läßt sich nur experimentell entscheiden. Sicherlich muß die Hauptquelle des Untergrunds, die intensive Röntgenstrahlung, sorgfältig abgeschirmt werden. Diese kann im Szintillator, im Mikrokanalplattenverstärker und in eventuell verwendeten Lichtleitern Photonen auslösen. Der im Szintillator erzeugte Untergrund läßt sich außer durch eine Bleiabschirmung auch durch Verwendung eines sehr dünnen Szintillators (40  $\mu$ m) minimieren.

#### 8. Messungen im Protonenstrahl einer Pinchreflexdiode

Ziel dieser Messungen war hauptsächlich die Bestimmung der Fokusabmessungen und die Berechnung der daraus resultierenden Leistungsdichten. Daneben wurde die Methode zur Messung der Strahldivergenz und der Stromdichteverteilung am Ausgang der Diode eingesetzt. Die beiden letzten Messungen werden ausführlicher in /10/ beschrieben.

Für die Fokussmessungen befand sich die Kamera mit dem in Abschnitt 6 beschriebenen Aufbau in einem Seitenstutzen des Driftrohrs in ca. 65 mm Entfernung von der Hohlkathode. Diese Position wurde gewählt, weil der Fokus aufgrund von linearen Shadow-box-Auswertungen an dieser Stelle vermutet wurde. Später stellte sich u.a. aufgrund

Aktivierungsmessungen mit der Li-Cu-Methode /11/ heraus, daß die tatsächliche Position des Fokus bei ca. 45 mm lag. Man kann daher davon ausgehen, daß die bei 65 mm bestimmten Leistungsdichten untere Werte darstellen.

Die durch Ätzen auf dem CR-39 Film sichtbar gemachten  $\alpha$ -Spuren wurden mit Hilfe eines Computer gesteuerten Bildauswertesystems ausgezählt /12/. Dieses verwendete ein Mikroskop (Polyvar von Reichert und Jung) mit 800 facher Vergrößerung, LWD-Objektiven und steuerbarem Objektträgtisch, eine Präzisions TV-Kamera mit 8-bit Analog zu Digital-Konverter (Hamamatsu C-1000), sowie einem Kleinrechner mit Bildspeicher (Eclipse MV4000, Data General). Eine einwandfreie Erkennung der Ionenspuren war bei Spurdurchmessern oberhalb 5  $\mu\text{m}$  möglich.

Um die Verarbeitungszeit in vernünftigen Grenzen zu halten, wurde nicht die gesamte Fläche der CR-39 Filme ausgezählt, sondern nur Bereiche in denen Spürhäufungen erkennbar waren. Bei Shadowbox-Aufnahmen mit Spürhäufungen an mehreren relativ weit voneinander entfernten Positionen wurden diese Positionen einzeln angefahren. Die Reproduzierbarkeit dieser Positionierung lag bei 2000 maligem Anfahren und Abbremsen bei ca. 50  $\mu\text{m}$ . Bei den Fokusaufnahmen wurde um das Zentrum der Spürhäufung herum ein kreisförmiges Gebiet von ca. 13 mm Durchmesser ausgewertet. Dieses Gebiet wurde in Bildelemente von  $0.255 \times 0.255 \text{ mm}^2$  zerlegt, die einzeln ausgezählt wurden. Berücksichtigt man den Abbildungsmaßstab, so entspricht jedem Bildelement am Ort des Strahlfokus einer Fläche von  $0.5 \times 0.5 \text{ mm}^2$ .

Die Abbildungen 8-1 und 8-2 zeigen die ausgezählten Rohdaten in Form einer Höhenliniendarstellung. Die Prozentzahlen an den Höhenlinien geben an, daß die pro Bildelement gezählten Spuren innerhalb des umgrenzten Gebietes den angegebenen Prozentwert überschreiten. Die äußerste Linie umfaßt das insgesamt ausgewertete Gebiet.

Um aus den Rohdaten die Fokusverteilung zu gewinnen, müssen diese noch durch den Wert der Abbildungsfunktion an der entsprechenden Position dividiert werden. Die somit gewonnene korrigierte Verteilung ist in Abb. 8-3 und 8-4 dargestellt.

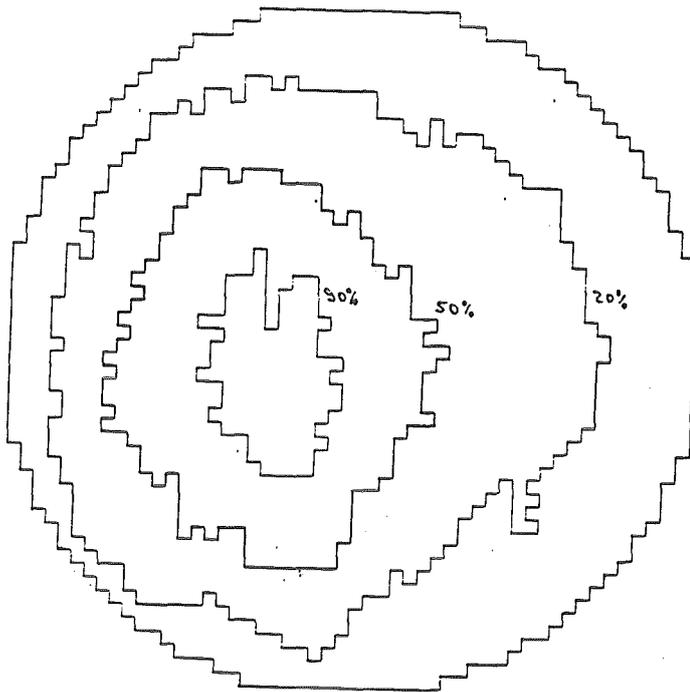


Abb. 8-1 Stromdichteverteilung in der Nähe des Strahlfokus in Form einer Höhenliniendarstellung. Rohdaten Schuß Nr. 987

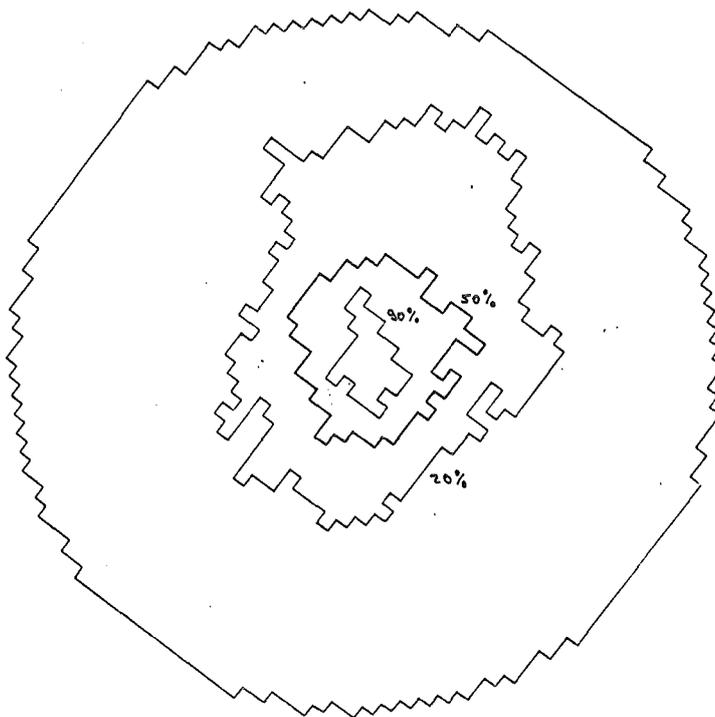


Abb. 8-2 Stromdichteverteilung in der Nähe des Strahlfokus in Form einer Höhenliniendarstellung. Rohdaten Schuß Nr. 1183

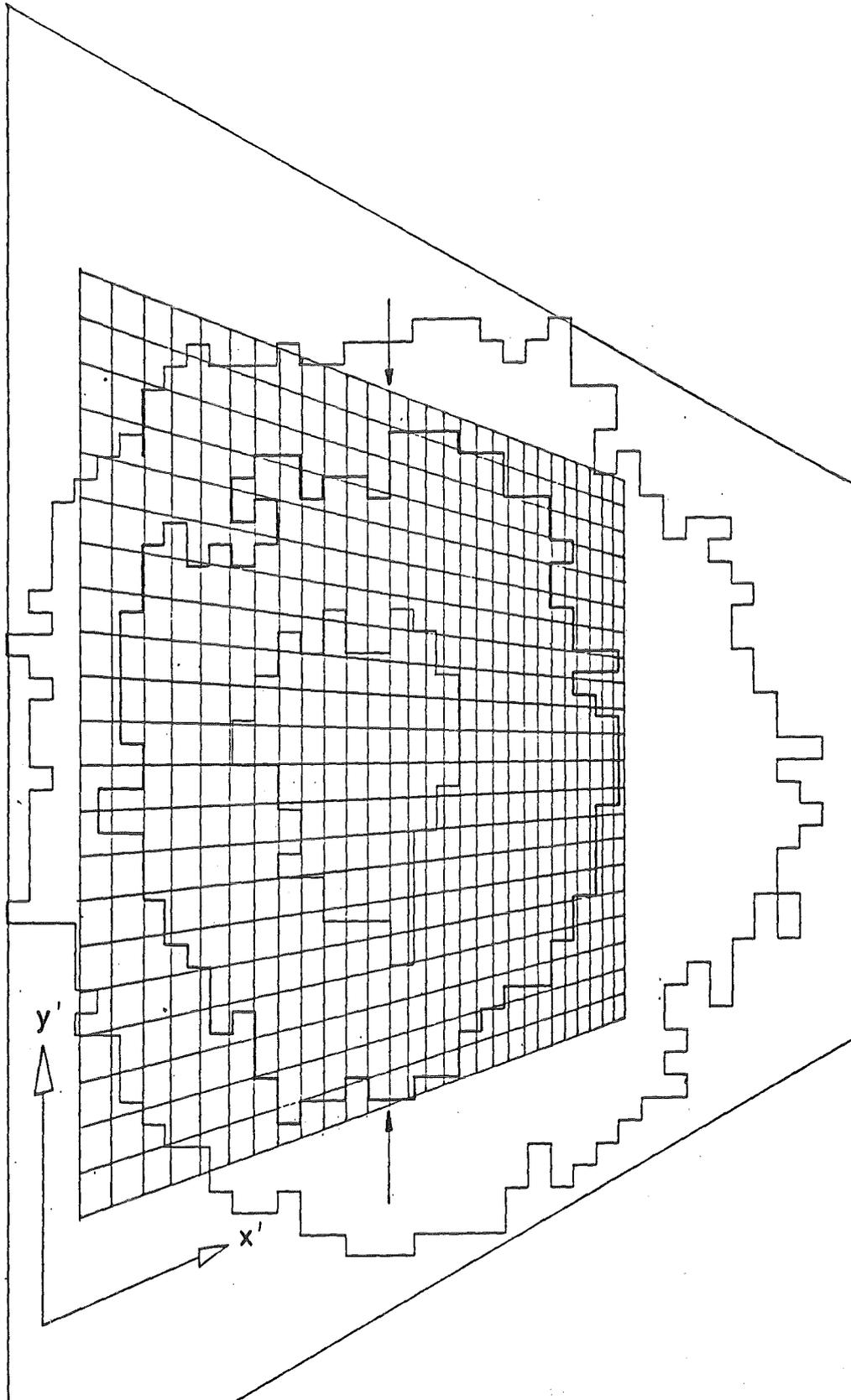


Abb. 8-3 Ausgewertete Stromdichteverteilung im Fokus in Form einer Höhenliniendarstellung mit von der Reaktionsfolienebene auf die Detektorfolie projiziertem kartesischen Gitternetz. Schuß Nr. 987

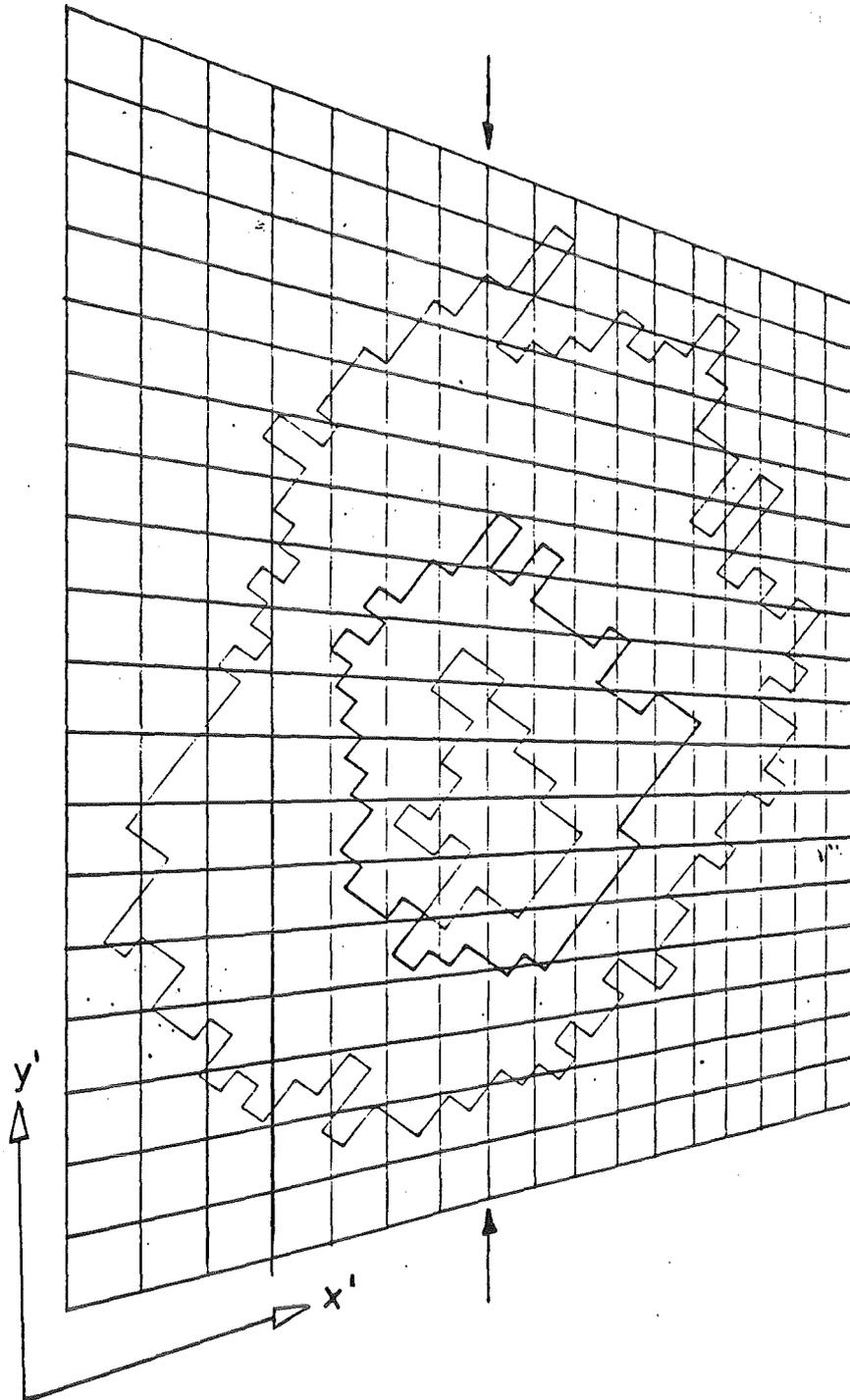


Abb. 8-4 Ausgewertete Stromdichteverteilung im Fokus in Form einer Höhenliniendarstellung mit von der Reaktionsfolienebene auf die Detektorfolie projizierten kartesischen Gitternetz. Schuß Nr. 1183

Sie stellt eine Projektion der Quellverteilung durch das Pinhole auf den CR-39-Film dar. Da bei diesen Aufnahmen Streufole und Detektor um  $45^\circ$  gegeneinander geneigt waren, sind die linearen Abmessungen in X-Richtung verzerrt. Um dennoch die Fokusabmessungen aus dieser Darstellung direkt ablesen zu können, wurde ein kartesisches Gitter mit der Maschenweite 1 mm durch die Lochkameraöffnung auf die Bildebene projiziert. Um schließlich die Abmessungen der Ionenstromdichteverteilung senkrecht zum Strahl zu erhalten müssen die Abmessungen in n-Richtung nochmals mit  $\sin \alpha$  multipliziert werden ( $\alpha=45^\circ$ ).

Die Höhenliniendarstellungen der Abbildungen 8-3 und 8-4 geben zwar einen Überblick über die Form der integralen Stromdichteverteilungen im Fokus, diese ist jedoch nur dann mit der Leistungsdichteverteilung identisch, wenn sie sich während des Impulses nicht ändert. Auch wenn dies vorausgesetzt werden kann, läßt sich aus den gemessenen Verteilungen die Leistungsdichte unter Verwendung der elektrisch gemessenen Ionenstrahlleistung nicht direkt bestimmen, da die Halbwertsbreiten der Intensitätsverteilung und der Durchmesser, innerhalb dessen sich die Hälfte der Gesamtleistung befindet, nicht übereinzustimmen brauchen. Insbesondere gestatten die Darstellungen in Abb. 8-3 und 8-4 nicht die Extrapolation der Leistungsdichteverteilung zu sehr großen Radien. Um diese Information zu gewinnen, wurde ein Schnitt durch das Maximum der zweidimensionalen Verteilung gelegt und die Spurdichte entlang dieses Schnittes über einen ungefähr zweimal so großen Bereich wie bei 8-3 und 8-4 bestimmt. Das Ergebnis ist in den Abbildungen 8-5 und 8-6 dargestellt. Unter der Annahme, daß sich die zweidimensionale Verteilung der Leistungsdichte durch Rotation dieser eindimensionalen Verteilung annähernd reproduzieren läßt, konnte dann schließlich die Fläche, in der sich die Hälfte der Protonenstrahlleistung befand, berechnet werden. Man erkennt, daß sich der Radius dieser Fläche nur wenig von der Halbwertsbreite der Intensitätsverteilung unterscheidet.

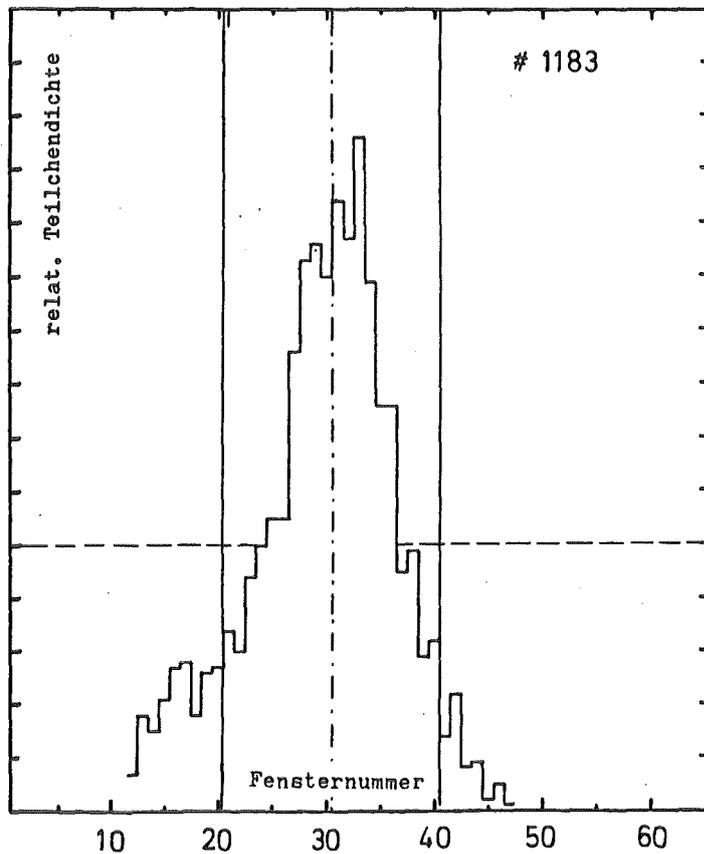
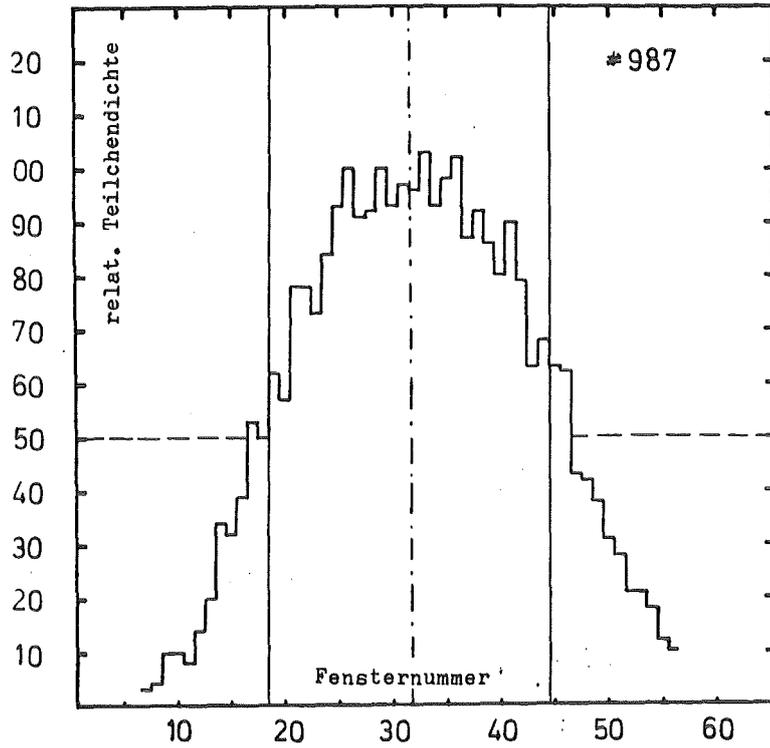


Abb. 8-5 + 8-6 Diagonaler Schnitt durch das Maximum der Stromdichteverteilung für die Schüsse Nr. 987 und 1183

Tabelle 8.1 Zusammenstellung der Ergebnisse von gemessenen Fokusverteilungen der PRD

Schussnummer	1190	1183	1170	1154	987
Anodenform	A3	A5	A2		A2a
Halbwertsbreite (mm) <sup>+</sup>	11.7	6.4	14.9	18.3	20.1
Durchmesser (mm) <sup>++</sup>	11.4	10.1	15.7	17.3	17.9
Relativer Gesamtfehler (%)	34.2	17.7	19.8	18.8	11.5
Fläche (cm <sup>2</sup> )	1.02	0.796	1.94	2.35	2.52
Leistungsdichte (TW/cm <sup>2</sup> )	0.22	0.23	0.11	.064	.05

<sup>+</sup> = Halbwertsbreite der Stromdichteverteilung,

<sup>++</sup> = Durchmesser, in dem die Hälfte der Gesamtleistung deponiert wurde

Tabelle 8.1 faßt die Ergebnisse für fünf Schüsse zusammen. Diese Messungen erstreckten sich über einen großen Zeitraum während dem die Anodenform von rein sphärisch bis zu zirkuszeltartig im Zentrum überhöht weiterentwickelt wurde. Der Fokusdurchmesser konnte dadurch von ursprünglich 18 mm auf ca. 11 mm reduziert und die Leistungsdichte von 0.05 auf 0.23 TW/cm<sup>2</sup> erhöht werden ./11/.

Die Fehler bei der Bestimmung des Fokusdurchmessers resultieren hauptsächlich aus der Rasterung des Bildes in Elemente, sowie aus der Statistik der Spurenzahl. Der mittlere Gesamtfehler lag zwischen 8 und 22%.

Das Beispiel einer Shadow-box-Aufnahme zeigt die Abb. 8-7. Für diese Aufnahme wurde eine Apertur mit der in der Abbildung ange deuteten Lochverteilung verwendet. Die Maske befand sich in einer Entfernung von 2 mm vom Eingang des Driftrohrs, der Detektor 30 mm

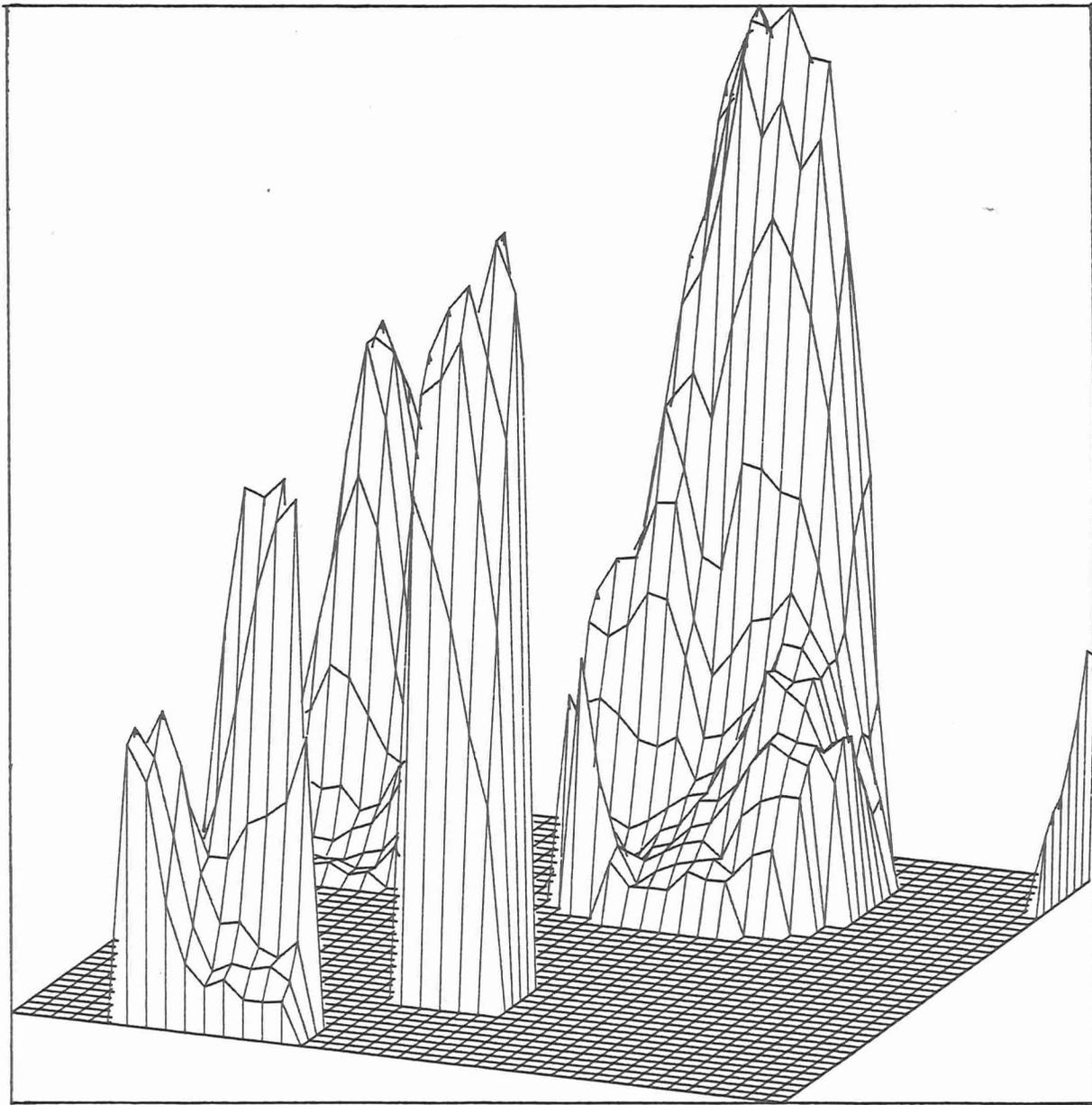


Abb. 8-7 Dreidimensionale Darstellung der Spurdichteverteilung auf dem Detektor einer Shadow-Box-Anordnung.

dahinter. Abb. 8-7 ist eine Höhenliniendarstellung der ausgezählten Spurhäufungen. Möglicherweise überlappen sich einige der Flecken im Zentrum der Aufnahme, außerdem scheinen nicht alle Öffnungen in der Apertur zu auswertbaren Spuren geführt zu haben. Daher ist für diesen Schuß eine Bestimmung der in der Einleitung definierten globalen Divergenz nicht möglich. Möglich ist jedoch die Bestimmung der lokalen Divergenz durch Auswertung der Divergenz jedes erkennbaren Strahlbündels, Wichtung mit der Spurendichte und Mittelung über alle Flecken. Das Ergebnis liegt für diesen Schuß bei  $6^\circ$ .

## 9. Zusammenfassung und Verbesserungsmöglichkeiten

Die wesentlichen Merkmale der beschriebenen Meßmethode sind:

- Der zu analysierende Protonenstrahl sehr hoher Leistungsdichte wird in einer dünnen Borfolie in einen in seiner Intensität um 10 bis 11 Größenordnungen reduzierten  $\alpha$ -Teilchenfluß umgesetzt.
- Die Abbildung der  $\alpha$ -Quelldichte, welche der ursprünglichen Protonenstromdichte proportional ist, erfolgt mit Hilfe einer Lochkamera.
- Die Beobachtung der  $\alpha$ -Teilchen-Quelldichte erfolgt von der Rückseite der Borfolie; dadurch ist jede Position im Driftrohr für die Diagnose zugänglich.
- Gestreute Protonen lassen sich durch die aufeinander abgestimmte Anwendung von Abbremsfolien vor und Filterfolien hinter der Borfolie, unabhängig von den Eigenschaften des Detektors, vollständig eliminieren. Dadurch wird die Messung weitgehend unabhängig von der Winkelverteilung der Protonen und, innerhalb eines wählbaren Energieintervalls, nur wenig abhängig von ihrer Energie.
- Unter den gegebenen geometrischen Bedingungen (Neigung zwischen Borfolie und Detektor) muß die gemessene Teilchendichteverteilung mit der Abbildungsfunktion der Lochkamera korrigiert werden.

- Bei zeitintegrierenden Messungen, bei denen ein ionenempfindlicher Film als Detektor verwendet wird, kann die Zählrate pro Bildelement mit einer Fläche von  $6,5 \cdot 10^{-2} \text{ mm}^2$  zur Zeit maximal 2000 betragen.
- Bei Verwendung eines CR-39 Kernspurdetektors ist die Methode vollständig unempfindlich gegen intensive Röntgenstrahlung.
- Abschätzungen für zeitaufgelöste Messungen mit einem Szintillator als Detektor zeigen, daß die Lichtausbeute für Belichtungszeiten von 5 ns ausreicht, wenn ein elektronischer Bildverstärker mit einem Verstärkungsfaktor von ca. 1600 eingesetzt wird. Ein Problem bei diesen Messungen könnte die Abschirmung des Szintillators und der Bildverstärkungskomponenten gegen die intensive harte Röntgenstrahlung aus der Diode darstellen.

Eine Schwierigkeit bei der Auswertung der Messungen besteht zur Zeit noch in den großen Rechenzeiten. Eine Beschleunigung der Verarbeitung um den Faktor 10-100 wird jedoch in Kürze durch den Einsatz eines Array-Prozessors möglich sein. Dennoch wird es notwendig sein, den Abbildungsmaßstab bei der Aufnahme von Shadow-Box-Verteilungen zu reduzieren, um eine zusammenhängende vollständige Auswertung des Bildes zu ermöglichen.

Da es nicht unbedingt notwendig ist elementare Borschichten zu verwenden, können auch homogene Schichten der gewünschten Dicke z.B. aus  $\text{B}_2\text{O}_3$  direkt auf der angepaßten Aluminiumabbremsfolie durch Bedampfen hergestellt werden.

Eine flexiblere Handhabung der Methode wäre bei Verwendung eines erheblich größeren Driftrohres möglich. Dann wäre die Position der Kamera nicht an die feste Lage der seitlichen Stützen gebunden.

Literaturangaben

- /1/ A. Van Steenbergen  
Evaluation of Particle Beam Phase Space Measurement  
Techniques, Nucl. Instr. and Meth. 51 (1967) 245-253
- /2/ D.J. Johnson et al.,  
A radial ion diode for generating intense focused proton  
beams, J. Appl. Phys. 53 (1982) 4579
- /3/ R.J. Leeper et al.  
Particle analyzer diagnostics for intense particle beam  
measurements, NATO advanced study institute course,  
Castelvechio Pascoli, Italy, 10.-24.7.1983
- /4/ S. Miyamoto et al.  
A diagnostic for intense focused proton beams using  
the  $^{11}\text{B} (p, \alpha) 2\alpha$  reaction, J. Appl. Phys., Vol. 53  
(1982), 5440-5443
- /5/ G. Samogyi, J. Hunyodi  
Etching Properties of the CR-39 Polymeric Nuclear Track  
Detector, Proc. of the 10<sup>th</sup> International Conference  
on Solid State Nuclear Track Detectors, Lyon, 2-6 July  
1979, Pergamon Press, Oxford, N.Y. (1980), 443
- /6/ O. Beckmann, T. Haas, C. Zupančić,  
Excitation curves for  $\alpha$ -particles from  $^{11}\text{B}$  bombarded with  
protons, Phys. Rev. 91, (1953), 606
- /7/ G.D. Symons, P.B. Treacy,  
The  $\text{B}^{11} (p, \alpha) \text{Be}^8$  Reaction and  $\text{C}^{12}$  States Between 15 and  
20 MeV, Nucl. Phys. 46 (1963), 93-107

- /8/ J.J.Ziegler,  
Handbook of Stopping Cross-Sections for Energetic Ions  
in All Elements; Vol.5 Pergamon Press, New York, 1980
- /9/ L.C.Northcliff, R.F.Schilling  
Range and Stopping Power Tables for Heavy Ions Nucl.  
Data A7, Academic Press, 233 (1979)
- /10/ Scheerer, Diplomarbeit, Univ. Karlsruhe, 1986
- /11/ R.J.Leeper  
Nuclear Reaction Diagnostics for Intense Particle Beam  
Measurements, NATO advanced study institute course  
Castelvecchio Pascoli, Italy, 10-14.7.1983
- /12/ K.Eckert, H.Guth  
Design and Implementation of an Interactive Image  
Processing System , In: Identification and Pattern  
Recognition, P. Lopez (Ed.), 1986