

Experimente mit Kernspurdetektoren  
zur Diagnostik von Protonen und  
Alpha-Teilchen aus Fusionsplasmen

Elke Mühling

IPP 1/210

Oktober 1982



**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**

**8046 GARCHING BEI MÜNCHEN**

**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**  
**GARCHING BEI MÜNCHEN**

Experimente mit Kernspurdetektoren  
zur Diagnostik von Protonen und  
Alpha-Teilchen aus Fusionsplasmen

Elke Mühling

IPP 1/210

Oktober 1982

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem  
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die  
Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

Abstract

This report deals with the experimental development of a method of detecting charged particles from nuclear fusion plasmas by means of nuclear track detectors. The latter were bombarded with protons and alpha particles produced with an accelerator from the fusion reactions  $D(^3\text{He}, p)\alpha$  and  $D(D, p)T$ .

In the parameter range expected for the particles emitted from thermonuclearly burning plasma the detection probabilities of protons and alpha particles were determined as functions of the energy and angle of incidence, and also the crater radii and depths as functions of the particle species, particle energy and etching time. The following results were obtained:

For alpha particles the detection probability in the entire energy range investigated and at angles of incidence between  $0^\circ$  and  $70^\circ$  to the foil normal is about 100%. The alpha particle energy can be approximately determined from the track depths. For protons, on the other hand, the detection probability already decreases monotonically at low energies as the energy increases, becoming zero at about  $E_p = 7$  MeV. Proton detection is only possible at angles of incidence between  $0^\circ$  and  $30^\circ$ . The proton energy can be approximately determined from the track radii.

The measured energy dependence of the track radii and depths of alpha particles and protons and their angular dependence can be explained with a simple model calculation in which it is assumed that the track etching rate decreases as the particle range in the material of the nuclear track foils increases.

<u>Inhalt</u>	Seite
1. Einleitung	2
2. Nachweis geladener Teilchen mit Kernspurdetektoren	6
3. Durchführung der Experimente	8
3.1 Herstellung der geladenen Fusionsprodukte	8
3.2 Beschuß der Folien am Beschleuniger	10
3.3 Ätzen der Folien	14
3.4 Auswertung der Folien	14
3.5 Eichung der Folien	19
4. Ergebnisse	23
4.1 Material- und Spurätzgeschwindigkeit	23
4.2 Nachweis von $\alpha$ -Teilchen	25
4.2.1 Spurradien von $\alpha$ -Teilchen	25
4.2.2 Spurtiefen von $\alpha$ -Teilchen	29
4.2.3 Nachweiswahrscheinlichkeit von $\alpha$ -Teilchen	32
4.3 Nachweis von Protonen und Tritonen	35
4.3.1 Spurradien von Protonen und Tritonen	35
4.3.2 Spurtiefen von Protonen und Tritonen	39
4.3.3 Nachweiswahrscheinlichkeit von Protonen	40
4.3.3.1 Nachweiswahrscheinlichkeit von Protonen als Funktion der Energie	40
4.3.3.2 Nachweiswahrscheinlichkeit von Protonen als Funktion des Einfallswinkels	43
5. Interpretation der Meßergebnisse	44
5.1 Berechnung der Spurtiefen	50
5.2 Berechnung der Spurradien	53
5.3 Kritischer Winkel	56
6. Anwendungsmöglichkeiten	57
 Anhang	 60

## Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit behandelt die experimentelle Entwicklung eines Verfahrens zum Nachweis geladener Teilchen aus Kernfusionsplasmen mit Hilfe von Kernspurdetektoren. Die Kernspurdetektoren wurden mit Protonen und  $\alpha$ -Teilchen beschossen, die mit einem Beschleuniger aus den Fusionsreaktionen  $D(^3\text{He}, p)\alpha$  und  $D(D, p)T$  erzeugt wurden.

Im Parameterbereich, den man für die aus thermonuklear brennenden Plasmen herausfliegenden Teilchen erwartet, wurden die Nachweiswahrscheinlichkeit von  $\alpha$ -Teilchen und Protonen als Funktion von Energie und Einfallswinkel und die Abhängigkeit der Kratterradien und -tiefen von der Teilchenart und -energie sowie von der Ätzzeit ermittelt. Dabei wurden folgende Ergebnisse erzielt:

Für  $\alpha$ -Teilchen beträgt die Nachweiswahrscheinlichkeit im gesamten untersuchten Energiebereich und bei Auftreffwinkeln zwischen  $0^\circ$  und  $70^\circ$  gegen die Foliennormale etwa 100%. Aus den Spurtiefen läßt sich die  $\alpha$ -Teilchenenergie näherungsweise ermitteln. Für Protonen nimmt dagegen die Nachweiswahrscheinlichkeit schon bei kleinen Energien mit zunehmender Energie monoton ab und ist bei etwa  $E_p = 7$  MeV auf Null abgesunken. Der Protonennachweis ist nur bei einem Auftreffwinkel zwischen  $0^\circ$  und  $30^\circ$  möglich. Die Protonenenergie kann aus den Spurradien angenähert bestimmt werden.

Die gemessene Energieabhängigkeit der Spurtiefen und -radien von Protonen und  $\alpha$ -Teilchen sowie deren Winkelabhängigkeit läßt sich durch eine einfache Modellrechnung erklären, bei der angenommen wird, daß die Spurätzgeschwindigkeit mit wachsender Reichweite der Teilchen im Material der Kernspurfolien abnimmt.

## 1. Einleitung

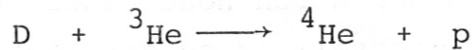
Eine der Möglichkeiten für die langfristige Energieversorgung ist die thermonukleare Fusion, die sich des Energiegewinns aus der Verschmelzung leichter Kernbausteine, wie der Isotope des Wasserstoffs, zu schweren Kernen bedient /1/. In den derzeitigen Experimenten zum toroidalen magnetischen Einschluß von dazu benötigten sehr heißen Plasmen treten eine Reihe von schwierigen, noch ungelösten physikalischen Problemen auf. Für einen Fusionsreaktor nach dem Prinzip des Tokamaks oder des Stellarators sind neben anderen zwei wesentliche physikalische Fragestellungen von Bedeutung, nämlich die Lösung der Probleme für die thermonukleare "Zündung" und das thermonukleare "Brennen" des heißen Plasmas und die Beseitigung des als Helium anfallenden Abbrands der DT-Fusionsreaktion, die als "Ascheabfuhr" bezeichnet wird /1,2/.

Ein thermonukleares Plasma ist gezündet, wenn der Leistungsgewinn aus der thermonuklearen Fusion alle Leistungsverluste des Plasmas durch Abstrahlung, Diffusion oder Ladungsaustausch kompensiert. Beim magnetischen Einschluß mit der als aussichtsreich betrachteten Reaktion zwischen den Wasserstoffisotopen Deuterium (D) und Tritium (T) wird der Leistungsgewinn nur durch die geladenen  $\alpha$ -Teilchen ( $^4\text{He}^{++}$ -Kerne) dem Plasma übertragen. Ob dies durch klassische Coulombstöße /2/ oder durch kollektive Effekte und Instabilitäten /3/ geschieht, ist aber eine noch offene Frage. Wenn bei dieser  $\alpha$ -Teilchen-Heizung kollektive Instabilitäten auftreten, könnte es sein, daß die  $\alpha$ -Teilchen das Plasma verlassen und auf die es umgebende Wand treffen bevor sie einen wesentlichen Teil ihrer Energie an das Plasma abgegeben haben. Dann wäre aber die Zündung und das thermonukleare Brennen des magnetisch eingeschlossenen Plasmas nicht möglich. Bei den derzeit im Aufbau befindlichen großen Fusionsexperimentieranlagen, wie dem Tokamak Fusion Test Reactor (TFTR) in Princeton, USA /5/ und dem Joint European Torus (JET) in Culham bei Oxford, Großbritannien /6/ muß diese Fragestellung als Voraussetzung für das nächstgrößere internationale Fusionsprojekt, den Internationalen Torus (INTOR), geklärt werden /7/.

Es ist deshalb notwendig, daß an diesen beiden Großexperimenten detaillierte experimentelle Untersuchungen über die  $\alpha$ -Teilchen, die das heiße Plasma zur Wand hin verlassen, durchgeführt werden. Für das Fusionsexperiment TFTR wurde 1978 von Hendel und Seiler /8/ ein Detektorsystem vorgeschlagen, bei dem die  $\alpha$ -Teilchen mit ZnS-Detektoren hinter Bleiabschirmungen an der Gefäßwand nachgewiesen werden. Diese Methode scheint aber schlecht anwendbar zu sein wegen der Störungen durch die bei der D-T-Fusionsreaktion entstehenden Neutronen und durch hohe Flüsse harter Röntgenstrahlung, die infolge der Wechselwirkung der Neutronen mit der Struktur auftritt. Es besteht also die Notwendigkeit, ein geeigneteres Diagnostikverfahren für die das Plasma verlassenden  $\alpha$ -Teilchen zu entwickeln.

Wenn die  $\alpha$ -Teilchen-Heizung so gut abläuft wie man es sich derzeit nach theoretischen Arbeiten auf der Grundlage klassischer Wechselwirkungen vorstellt /9/, dann ergibt sich nach längerem thermonuklearen Brennen das Problem der Anhäufung des abgebrannten Heliums ("Heliumasche") im Plasma. Da das Helium bei den hohen Temperaturen im Plasma (einige keV) vollständig ionisiert ist und mit seiner höheren Kernladungszahl ( $Z = 2$ ) zu stärkerer Abstrahlung des Plasmas führt /10/, muß die akkumulierte Heliumasche aus dem Plasma "abgeführt" werden. Bei magnetisch eingeschlossenen Plasmen hat sich zur Beseitigung von Verunreinigungen im Plasma das Prinzip des Divertors bewährt, bei dem durch ein kurzreichweitiges zusätzliches Magnetfeld die Randschicht des toroidalen Plasmas "abgepumpt" wird, indem die Magnetfeldlinien aus Teilen des Randbereichs in eine separate Kammer abgelenkt werden. So können die den Magnetfeldlinien folgenden Plasmateilchen, auch das Helium, in diese Kammer gelenkt werden und dort an sogenannten Neutralisationsplatten neutralisiert und dann mit geeigneten Pumpanlagen (Kryopumpen) abgesaugt werden. Bei der Fusionsanlage ASDEX (Axialsymmetrisches Divertorexperiment, MPI für Plasmaphysik) hat sich der Divertor zur Reduktion der Verunreinigungen als sehr wirksam erwiesen. Es hat weiterhin Anzeichen dafür gegeben, daß das Helium mit dem Divertor abgepumpt

werden kann: im Divertor hat sich eine etwa sechsmal höhere Heliumdichte als im Plasma ergeben /11,12/. Eine genauere Messung des Verhältnisses der Heliumdichte im Plasma zu der im Divertor steht aber noch aus. Von einer Arbeitsgruppe am Princeton Plasma Physics Laboratory wurde zur Klärung dieser Fragestellung vorgeschlagen, das  $^4\text{He}$  im Plasma durch  $^3\text{He}$  zu ersetzen, das sich ganz ähnlich wie das  $^4\text{He}$  verhalten sollte /13/. Das  $^3\text{He}$  kann aber gemessen werden, indem man die bei der Reaktion



mit 14.68 MeV entstehenden Protonen und/oder mit 3.67 MeV entstehenden  $\alpha$ -Teilchen nachweist. Bei den in diesen Experimenten noch sehr niedrigen Magnetfeldstärken und relativ niedrigen Plasmaströmen bleiben die entstehenden hochenergetischen Teilchen nicht im Plasma eingeschlossen /14/, so daß sie am Plasmarand nachgewiesen werden können. Strachan und Mitarbeiter /13, 15/ haben zur Messung der Protonen einen Protonensperrschichtzähler, der am Plasmarand angebracht war, verwendet. Mit Kenntnis der Protonen- oder  $\alpha$ -Teilchenflüsse zur Wand, der im Magnetfeld zurückgelegten Teilchenbahnen, der Plasmatemperatur und damit der Reaktionsrate  $\langle \sigma v \rangle$  für die D- $^3\text{He}$ -Fusionsreaktion läßt sich die  $^3\text{He}$ -Dichte im Plasma ermitteln. Die  $^3\text{He}$ -Konzentration im Divertor wird massenspektrometrisch gemessen.

Mit der Messung hochenergetischer geladener leichter Fusionsprodukte können somit die beiden wichtigen Fragestellungen der derzeitigen Fusionsforschung, die mit den bei der thermonuklearen Zündung zur Wand verlorengelassenen  $\alpha$ -Teilchen und dem Heliumpumpen mit dem Divertor zur Ascheabfuhr zusammenhängen, einer Lösung nähergebracht werden. Die vorliegende Arbeit hat deshalb zum Ziel, ein einfaches, reproduzierbares und von Störquellen relativ unabhängiges Diagnostikverfahren experimentell zu entwickeln.

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, Protonen und  $\alpha$ -Teilchen am Plasmarand nachzuweisen. Protonen können z.B. über Aktivierungsprozesse



in Stahl, Titan oder Kupfer nachgewiesen werden. Die in den Reaktionen  $^{56}\text{Fe}(p,n)^{56}\text{Co}$ ,  $^{48}\text{Ti}(p,n)^{48}\text{V}$  und  $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$  entstehenden Elemente zerfallen unter Aussendung charakteristischer  $\gamma$  - Linienstrahlung, die mit Germaniumdetektoren gemessen werden kann /15,16/. Aus der Anzahl der Zerfälle in den aktivierten Materialien kann man auf die Protonenfluenz rückschließen, falls man die Wirkungsquerschnitte und Ausbeuten der entsprechenden Aktivierungsreaktionen kennt. Diese Reaktionen haben eine Protonenenergieschwelle von 5.3, 4.9 bzw. 4.21 MeV; man kann also Protonen geringerer Energie nicht nachweisen. Außerdem kann man - ohne Verwendung eines Kollimators - den Einfallswinkel der Protonen auf diese Weise nicht bestimmen.

Eine weitere Möglichkeit des Nachweises geladener Teilchen bieten Siliziumsperrschichtzähler. Der Zähler muß gegen andere in Fusionsreaktionen entstehende Ionen und gegen elektromagnetische Strahlung aus dem Plasma und insbesondere der Peripherie (Magnetfeldspulen, Heizmethoden) durch Absorberfolien abgeschirmt werden, was häufig nur ungenügend gelingt.

Gegenüber den bisher erwähnten Methoden besitzen Kernspurdetektoren erhebliche Vorteile. Sie sind gegen auftreffende Röntgenstrahlung unempfindlich, und auch Neutronen können nur bedingt - über Rückstoßkerne - angezeigt werden, und ihre Spuren sind leicht von anderen zu unterscheiden. Die Folien lassen sich auch im Vakuum ohne Einbuße ihrer Nachweiswahrscheinlichkeit betreiben. Niederenergetische Ionen aus dem Plasma können leicht durch dünne Absorberfolien abgeschirmt werden. Ebenso sind die Kernspurfolien im Gegensatz zu Kernspurplatten unempfindlich gegen sichtbares Licht. Sobald die Folien geätzt sind, bleibt die Information, die sie enthalten, praktisch beliebig lange gespeichert und ist jederzeit abrufbar. Ein weiterer Vorteil ist, daß die Kernspurdetektoren durch Vakuumschleusen leicht in die Experimentieranlage, z.B. bei ASDEX, gebracht werden können.

Neben diesen unzweifelhaften Vorteilen besitzen Kernspurdetektoren allerdings auch einige Nachteile. Die Entwicklung der Folien besteht in einem chemischen Ätzprozeß und ist somit wesentlich einfacher als die Entwicklung von Kernspurplatten, aber sie erfordert dennoch einen

beachtlichen Zeitaufwand, da die Ätzzeit bis zu 16 Stunden beträgt /17/. Für die Auswertung der Folien ist zwar kein großer apparativer Aufwand nötig - es genügt ein optisches Mikroskop - aber sie nimmt viel Zeit in Anspruch, da zur Messung von Teilchenflüssen eine große Anzahl von Spuren ausgezählt werden muß. Automatische Auswerteverfahren, die den Arbeitsaufwand verringern könnten, liefern bisher noch keine befriedigenden Ergebnisse (siehe Abschnitt 3.4).

Trotz dieser Nachteile wurde in dieser Arbeit der Verwendung von Kernspurdetektoren der Vorzug gegeben, da die Diagnostik mit Kernspurdetektoren eine einfache und billige Methode darstellt, um sich einen Überblick über die Flüsse und Energien von Teilchen aus Fusionsplasmen zu verschaffen. Wegen des großen Zeitaufwands ist diese Methode jedoch nur für einzelne spezifische Messungen geeignet und nicht für Routine-messungen und Meßreihen.

Im folgenden wird zunächst die Theorie des Teilchennachweises mit Kernspurfolien behandelt, dann folgt eine Beschreibung des Versuchsaufbaus und der Entwicklung und Auswertung der bestrahlten Folien. Anschließend werden die Ergebnisse der Experimente dargelegt und diskutiert.

## 2. Nachweis geladener Teilchen mit Kernspurdetektoren

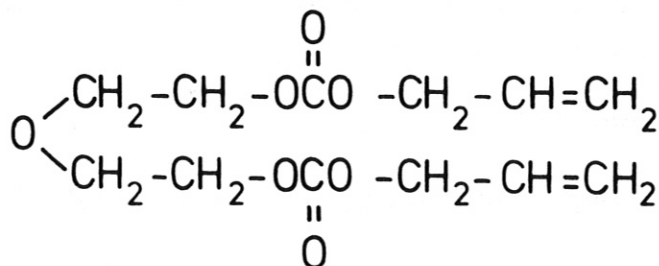
Der Teilchennachweis mit Kernspurdetektoren **beruht darauf**, daß geladene Teilchen, die ein nichtleitendes Material durchdringen, eine latente Spur zurücklassen, die durch einen chemischen Ätzprozeß sichtbar gemacht werden kann. Diese latente Spur besteht aus atomaren oder molekularen Störungen, die sich in einem Umkreis von wenigen Nanometern um die Teilchenbahn befinden. Als Kernspurdetektoren eignen sich anorganische Stoffe, wie Gläser oder Mineralien, sowie organische Polymere. Die Spurbildung läuft in diesen beiden Detektortypen unterschiedlich ab. In anorganischen Materialien erzeugt ein geladenes Teilchen längs seiner Bahn positiv geladene Ionen. Ist der resultierende elektrostatische Druck größer als die mechanische Festigkeit des Materials, so werden die Ionen von der Teilchenbahn explosionsartig abgestoßen und es bleibt ein Spannungsfeld zurück, das chemisch geätzt werden kann. Anders verläuft die Spurbildung in organischen Stoffen. Elektronenzustände, die durch das geladene Teilchen angeregt wurden, zerfallen und verursachen ein Aufbrechen langer Kettenmoleküle im Material. Die so entstehenden kürzeren Moleküle sind chemisch aktiver, und das Ätzmittel greift hier bevorzugt an. Die Ätzgeschwindigkeit ist deshalb in

der latenten Spur größer als auf der übrigen Oberfläche der Folie /18/. Eine optisch sichtbare Kraterbildung findet aber nur statt, wenn der Energieverlust des Teilchens in der Folie einen gewissen Grenzwert übersteigt, da das Aufbrechen der Molekülketten (bzw. die Ionisation in anorganischen Stoffen) Energie erfordert. Dieser Grenzwert liegt bei organischen Stoffen niedriger, sie sind deshalb empfindlichere Detektoren als Mineralien und Gläser /19, 20/.

In der vorliegenden Arbeit wurden Kernspurfolien aus Allyl Diglycol Polycarbonat (Abb. 1) gewählt, die unter der Bezeichnung CR-39 oder PM 355 im Handel erhältlich sind, da diese von allen bisher bekannten Folien am empfindlichsten sind und auch den Nachweis von Protonen gestatten. Diese Folien wurden von Cartwright, Shirk und Price /21/ entdeckt.

CR - 39

ALLYL DIGLYCOL CARBONAT MONOMER



DIE POLYMERISATION ERFOLGT DURCH AUFBRECHEN DER  
C = C - DOPPELBINDUNGEN UND VERKNÜPFUNG DER MONOMERE

Abb. 1 Chemische Formel des Allyl Diglycol Carbonat Moleküls,  
aus dem CR-39 Kernspurfolien aufgebaut sind

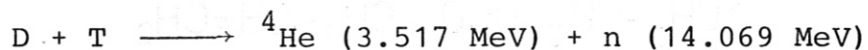
Die verwendeten CR-39 Folien stammten von American Acrylics and Plastics, Inc. und Homalite Corp., die PM 355 Folien von Pershore Moulding Ltd. Diese Folien stellen eine Weiterentwicklung von CR-39 dar /22/ und sie weisen, wie sich zeigte, sehr gute Ätzeigenschaften auf, d.h. sie bleiben auch nach langen Ätzzeiten optisch klar, was die Auswertung wesentlich erleichtert. Nach einigen anfänglichen Experimenten, bei denen verschiedene Typen von Kernspurfolien getestet wurden, wurden später ausschließlich PM 355 Folien benutzt, die sich allen übrigen Folien überlegen zeigten.

### 3. Durchführung der Experimente

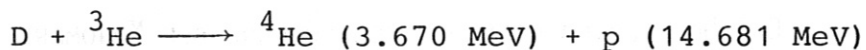
#### 3.1 Herstellung der geladenen Fusionsprodukte

Für die Kernfusionsforschung sind einerseits die  $\alpha$ -Teilchen aus der D-T-Fusionsreaktion von Interesse und andererseits die Reaktionsprodukte der D- $^3\text{He}$ -Reaktion.

Die in der D-T-Reaktion



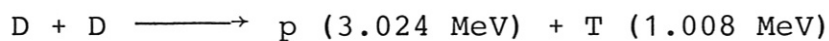
entstehenden  $\alpha$ -Teilchen haben nahezu dieselbe Energie wie die  $\alpha$ -Teilchen aus der D- $^3\text{He}$ -Reaktion



Die D- $^3\text{He}$ -Reaktion, die ohne das radioaktive Tritium auskommt und nur geladene Reaktionsprodukte erzeugt, bietet sich somit zur Simulation der D-T-Reaktion an, um die  $\alpha$ -Teilchen-Effekte zu untersuchen. Gleichzeitig erlaubt sie es, den Protonennachweis zu studieren.

Da sich im Verlauf der Experimente zeigte,

daß sich mit Kernspurfolien nur Protonen mit einer Energie von max. 7 MeV nachweisen lassen, wurde eine zweite Fusionsreaktion zur Untersuchung des Protonennachweises bei niedrigen Energien herangezogen. Es handelt sich um den "Protonenzweig" der D-D-Reaktion



der wie der "Neutronenzweig" mit 50% Wahrscheinlichkeit abläuft. Dabei ist zu berücksichtigen, daß die Neutronen aus dem "Neutronenzweig"

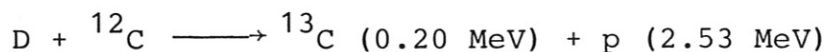


Rückstoßprotonen in der Kernspurfolie erzeugen können, deren Spuren ebenfalls nachgewiesen werden. Das Verhältnis der Anzahl dieser "Neutronenspuren" zur Anzahl der Protonenspuren ist gegeben durch

$$\frac{n_{n,p}}{n_p} = \frac{\rho_H}{m_p} \cdot d \cdot \sigma_{n,p} = 2.56 \times 10^{-4}$$

wobei  $\rho_H$  die Wasserstoffdichte in CR-39,  $m_p$  die Protonenmasse,  $d$  die abgeätzte Dicke und  $\sigma_{n,p}$  der Wirkungsquerschnitt für Neutron-Proton-Streuung sind. Der Anteil der von Neutronen hervorgerufenen Spuren ist also vernachlässigbar gering.

Die genannten Fusionsreaktionen wurden an einem Beschleuniger realisiert. Ein mit Deuterium dotiertes Target aus pyrolytischem Graphit wurde dazu wahlweise mit 790 keV  ${}^3\text{He}$ -Ionen oder 600 keV  $\text{D}_2$ -Ionen beschossen, um die D- ${}^3\text{He}$ - bzw. die D-D-Reaktion zu erzeugen. Die genannte Deuteriumenergie wurde gewählt, da dann der Wirkungsquerschnitt für die ebenfalls mögliche Reaktion



vernachlässigbar gering ist.

Die Teilchenbestrahlungen wurden an dem 2.5 MeV-Beschleuniger PHARAO des Bereichs Plasma-Wand-Wechselwirkung (PWW) durchgeführt.

### 3.2 Beschuß der Folien am Beschleuniger

Zum Beschuß der Folien mit Teilchen aus den obengenannten Reaktionen wurden ca. 7 mm breite und 55 mm lange Streifen von CR-39 bzw. PM 355 auf eine Halterung gesetzt (Abb. 2).

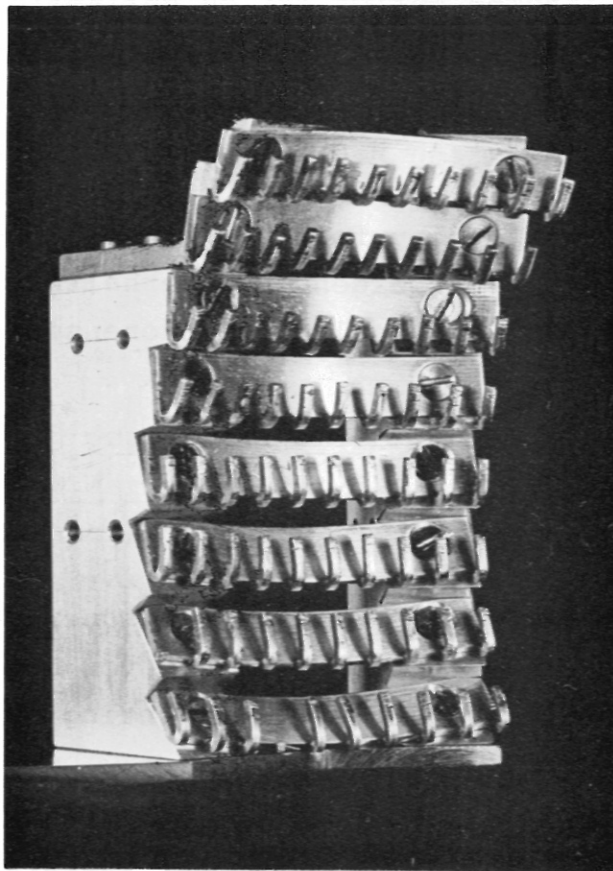


Abb. 2 Halterung für Kernspurfolien zum Beschuß am Beschleuniger

Die Folien waren auf einer sphärischen Fläche angeordnet, so daß jeder Punkt auf den Folien denselben Abstand von der punktförmig angenommenen Quelle auf dem Target hatte. Ferner waren die Folienstreifen so angebracht, daß die Teilchen unter einem

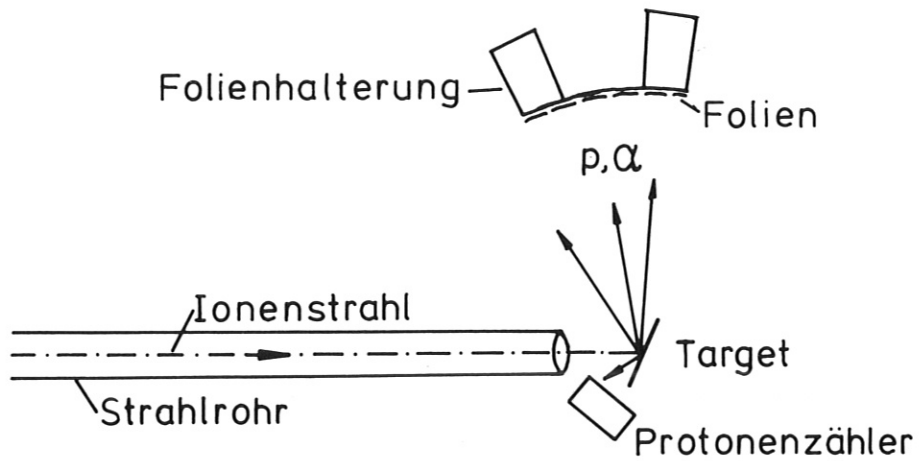


Abb. 3 Schematische Darstellung der Versuchsanordnung

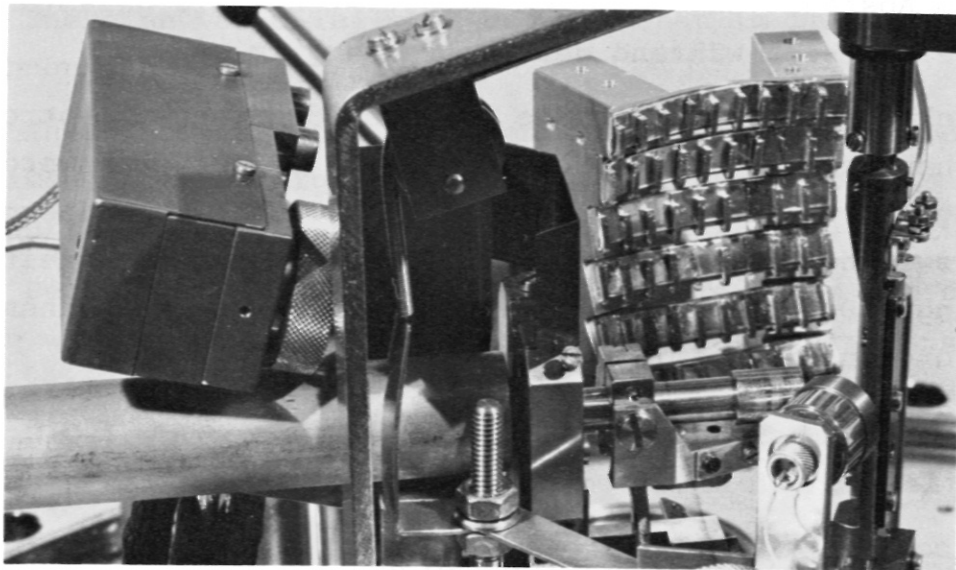


Abb. 4 Die Versuchsanordnung. Der Ionenstrahl trifft - von links kommend - auf das am rechts sichtbaren Zylinder montierte Target, von wo aus die Fusionsprodukte auf die im Hintergrund befindliche Halterung treffen.

Winkel von  $20^\circ$  zur Foliennormalen auftrafen. Dies sollte eine Identifizierung der Spuren erleichtern, da sich die so entstehenden elliptischen Spuren deutlich vom Untergrund unterscheiden lassen. Die Folienstreifen wurden außerdem durch Aluminiumstege in ca. 4.5 mm breite Felder unterteilt, die mit Absorberfolien aus Aluminium oder Hostaphan belegt wurden, um die Energie der einfallenden Teilchen zu variieren.

Die Halterung mit den Folien wurde dann auf einem Flansch montiert, dessen Aufbau teilweise in Abb. 4 zu sehen ist. Dieser Flansch wurde dann an die Vakuumapparatur des Beschleunigers für Bestahlungsmessungen angeschraubt.

Der  $^3\text{He}$ - bzw.  $\text{D}_2$ -Ionenstrahl aus dem Beschleuniger gelangt durch das Strahlrohr auf das Target, das in einem Winkel von  $25^\circ$  zum einfallenden Strahl steht. Die im Target entstehenden Fusionsprodukte verlassen das Target und treffen auf die Folien, deren Halterung im Abstand von 75 mm zum Target steht. Die gesamte Apparatur befand sich während der Bestrahlung im Vakuum.

Im Schwerpunktsystem verlassen die Teilchen das Target isotrop in alle Richtungen mit derselben Energie. Im Laborsystem werden sie bevorzugt in Vorwärtsrichtung emittiert, wobei ihre Energie vom Winkel zwischen Teilchen- und Schwerpunktschwerpunktsgeschwindigkeitsvektor abhängt. Die Teilchenenergien im Laborsystem berechnen sich für Protonen wie folgt (Abb. 5).

$$\begin{aligned} \vec{v}_{p,s} &= \vec{v}_{p,l} - \vec{v}_s \\ v_{p,s}^2 &= v_{p,l}^2 - 2 v_{p,l} v_s \cos \chi + v_s^2 \\ v_{p,l} &= v_s \cos \chi + (v_s^2 \cos^2 \chi - v_s^2 + v_{p,s}^2)^{1/2} \\ E_p^{\text{Lab}} &= E_p \left( \frac{v_s}{v_{p,s}} \cos \chi + \left( 1 - \left( \frac{v_s}{v_{p,s}} \right)^2 \sin^2 \chi \right)^{1/2} \right)^2 \end{aligned}$$

wobei  $\vec{v}_s$  Geschwindigkeit des Schwerpunkts  
 $\vec{v}_{p,s}$  Protonengeschwindigkeit im Schwerpunktsystem  
 $\vec{v}_{p,l}$  Protonengeschwindigkeit im Laborsystem.



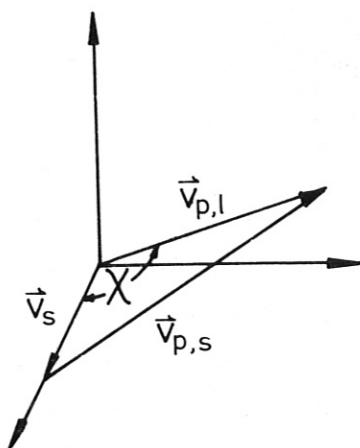


Abb. 5 Schema der Energietransformation vom Schwerpunkt- ins Laborsystem

Die Energien von  $\alpha$ -Teilchen und Tritonen im Laborsystem berechnen sich analog.

Der Energieverlust der Teilchen im Target konnte unberücksichtigt bleiben, da das Target dicht unter der Oberfläche (ca.  $1000 \text{ \AA}$ ) dotiert ist /23/.

Zur Berechnung des Energieverlusts der Teilchen in den Absorberfolien wurden die Werte des spezifischen Bremsvermögens aus /24/ benutzt. Das spezifische Bremsvermögen von Hostaphan ( $\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$ )<sub>n</sub> wurde aus den entsprechenden Werten für Kohlenstoff, Wasserstoff und Sauerstoff berechnet nach der Formel

$$\left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{Hostaphan}} = \frac{\rho_{\text{Hostaphan}}}{m_{\text{Hostaphan}}} \left( 10 m_{\text{C}} \left( \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_{\text{C}} + 8 m_{\text{H}} \left( \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_{\text{H}} + 4 m_{\text{O}} \left( \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_{\text{O}} \right)$$

wobei  $\rho$  die Dichte und  $m$  das Molekulargewicht sind.

### 3.3 Ätzen der Folien

Anschließend an den Beschuß im Beschleuniger wurden die Folien in 6.25 normalem Natriumhydroxid bei 70° C geätzt. Diese Ätzbedingungen haben sich als optimal erwiesen /25/. Zum Ätzen wurden die Folien in eine Plexiglashalterung gespannt. Die Ätzungen wurden in einem Glastopf durchgeführt, in dem sich ca. 500 cm<sup>3</sup> Natronlauge befanden. Der Topf befand sich in einem Wasserbad, das mittels Thermostat auf 70° C gehalten wurde. Um Temperatur- und Konzentrationsgradienten in der Lauge zu vermeiden, wurde die Probenhalterung mit 1,4 Umdrehungen pro Minute gedreht. Die Normalität der Lauge wurde durch Titration gegen HCl kontrolliert und die Lauge zwischen den Ätzvorgängen ausgetauscht. Die Ätzzeiten wurden zwischen 2 und 24 Stunden variiert.

Nach dem Ätzen wurden die Folien unter fließendem Wasser ca. 1/2 Stunde lang abgespült, anschließend mit destilliertem Wasser nachgespült und in einem Ofenschrank getrocknet. Die Trocknung erfolgte zunächst bei 80° C, wobei keine definierten Zeiten eingehalten wurden. Als Zusatzexperimente (siehe Anhang) jedoch eine irreversible Ausdehnung der Folien beim Trocknen ergaben, wurden die Folien in der Folgezeit 30 Minuten lang bei 72° C getrocknet, um die Ausdehnung möglichst gering zu halten.

### 3.4 Auswertung der Folien

Zur Auswertung der Folien standen zwei Mikroskope zu Verfügung, ein ZEISS Arbeits- und Forschungsmikroskop Standard RA (Durchlichtausführung) mit Okularen Kpl 12.5 x und Objektiven Planachromat 10/0.22 und 40/0.65, sowie ein ZEISS Großes Forschungsmikroskop Universal (Auflichtausführung) mit Okularen Kpl 10x und polarisierten Objektiven mit Normarski-Kontrast, die in Verbindung mit einer Polaroidkamera Abbildungen der Folien im Maßstab 70 : 1 (Objektiv 4), 140 : 1 (Objektiv 8), 260 : 1 (Objektiv 16) und 650 : 1 (Objektiv 40) lieferten.

Die Spurdurchmesser wurden auf zwei Arten bestimmt: die Folien

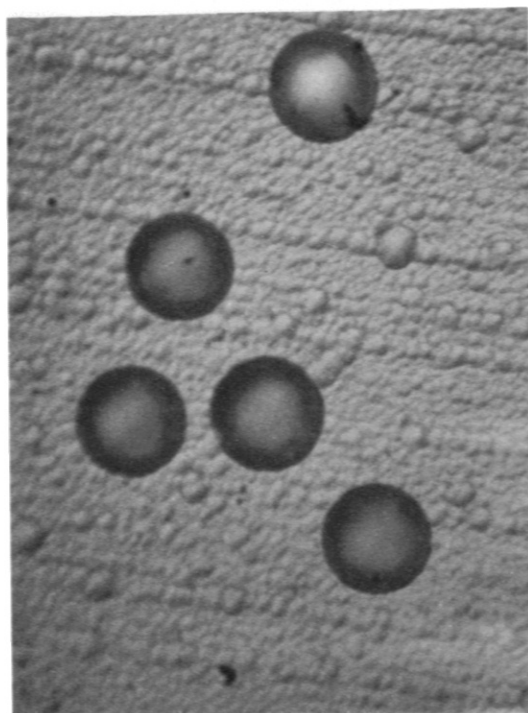


Abb. 6 Polaroidfotografie von  $\alpha$ -Teilchenspuren  
( $E_{\alpha} = 1.9 \text{ MeV}$ ,  $t_{\text{Ätz}} = 12 \text{ h}$ )

wurden durch das Mikroskop mit einer ROBOT-Kamera fotografiert, die Negative der Fotografien als Dias projiziert, die Spurdurchmesser auf der Projektion ausgemessen und, nachdem der Abbildungsmaßstab aus dem bekannten Mikroskopgesichtsfeld-durchmesser bestimmt worden war, die wahren Spurdurchmesser berechnet. Diese etwas umständliche Methode wurde nur angewandt, solange das oben erwähnte zweite Mikroskop nicht zur Verfügung stand. Später wurden die Spurdurchmesser auf Polaroidfotografien ausgemessen und mit dem bekannten Abbildungsmaßstab umgerechnet.

Die Spurtiefe wurde direkt am Mikroskop gemessen, indem zuerst die Folienoberfläche und dann der Boden des Ätzkraters scharfgestellt wurden und die Höhendifferenz beider Einstellungen auf der entsprechenden Skala am Mikroskop abgelesen wurde. Die Ablesegenauigkeit betrug dabei  $\pm 1 \mu\text{m}$ . Es wurde stets eine Meß-

reihe durchgeführt und Mittelwert und Standardabweichung gebildet.

Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit der Folien mußte die Dichte der Protonen- und  $\alpha$ -Teilchenspuren, d.h. die Anzahl der Spuren pro Flächeneinheit, ermittelt werden. Dazu wurde die Anzahl der Spuren pro Mikroskopgesichtsfeld gezählt und aus der bekannten Fläche des Mikroskopgesichtsfeldes die Spurdichte berechnet, wobei ebenfalls Meßreihen durchgeführt wurden. Auch Polaroidfotografien wurden zur Messung der Spurdichte herangezogen.

Die Bestimmung der Spurdichte ist auf diese Weise mit großem Arbeitsaufwand verbunden, da eine große Anzahl von Spuren gezählt werden muß, um den Fehler möglichst gering zu machen. Deshalb wurde eine automatische Auswertung der Folien an einer Apparatur der Gesellschaft für Strahlen- und Umweltforschung mbH in Neuherberg erprobt. Dabei wird die Anzahl der Spuren pro Fläche und die Fläche der Spuren gemessen. Als Kriterium für die Messung dient der Grauwert der Spuren. Die automatische Auswertung lieferte aber Ergebnisse, die stark von den visuell ermittelten abwichen, da die Folien für diese Art von Auswertung wenig geeignet sind aus folgenden Gründen: die Spuren sind (bei schrägem Teilcheneinfall) elliptisch und weisen innerhalb ihrer Fläche unterschiedliche Grauwerte auf, was dazu führt, daß nur Teilflächen ausgemessen werden. Bei längeren Ätzzeiten werden die Spuren so groß, daß sie teilweise überlappen, ebenso bei großer Spurdichte. Überlappende oder aneinanderstoßende Spuren können aber von der Maschine nicht getrennt werden und werden als ein Objekt mit größerer Fläche registriert. Außerdem werden Schadstellen auf der Folienoberfläche und Untergrundspuren, die das Grauwertkriterium erfüllen, mitberücksichtigt. Diese genannten Fehlerquellen und andere noch ungeklärte Ursachen sind für die Abweichungen zwischen automatischer und visueller Auswertung verantwortlich. Unter diesen Umständen wurde auf eine Anwendung der automatischen Auswertung in größerem Umfang verzichtet, da außerdem eine Verbesserung der

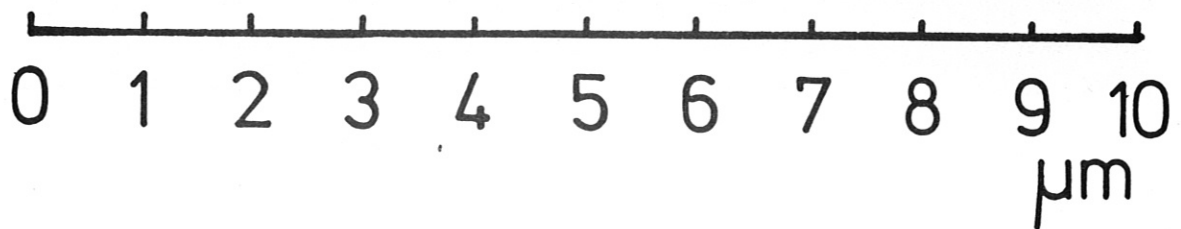
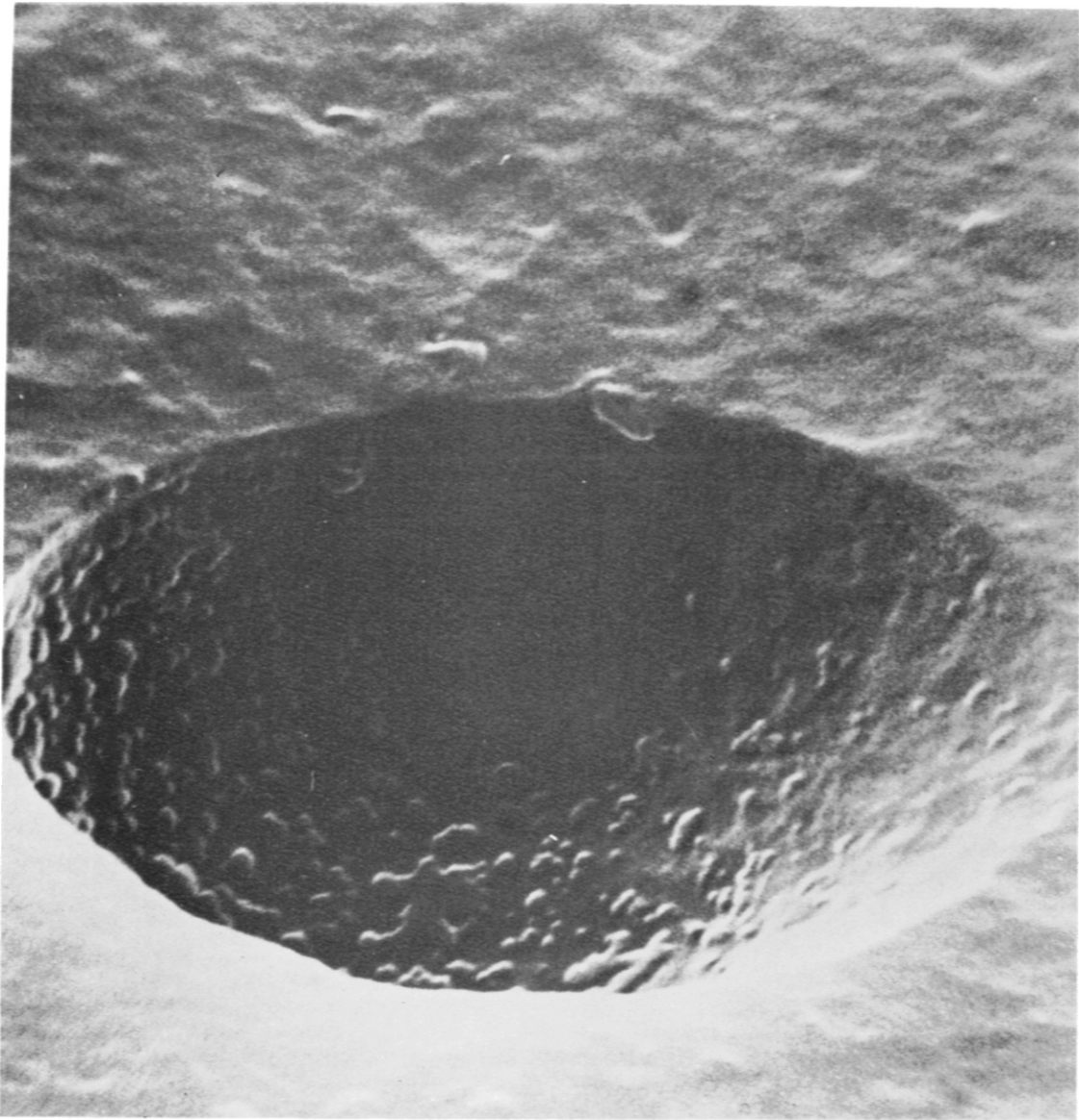


Abb. 7 Rasterelektronenmikroskopaufnahme des Ätzkraters eines 2.7 MeV  $\alpha$ -Teilchens nach 6 Std. Ätzzeit. Der Einfallswinkel betrug  $20^\circ$  gegen die Foliennormale.

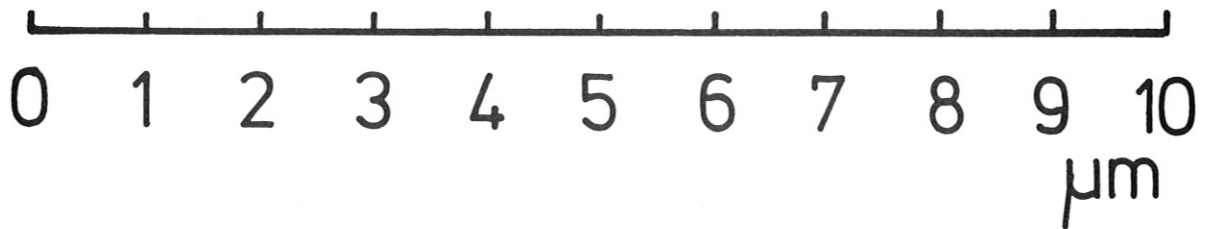
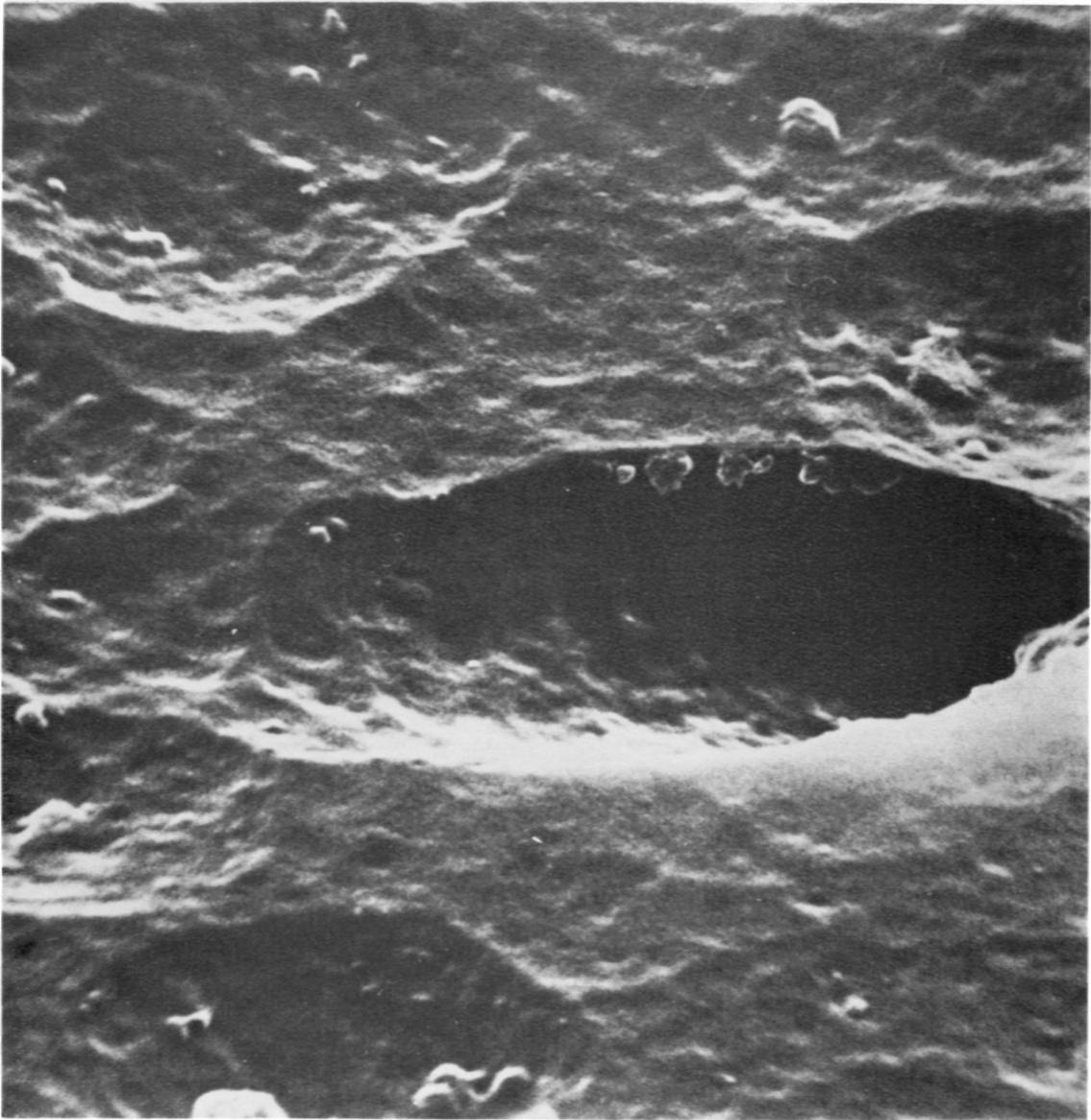


Abb. 8 Rasterelektronenmikroskopaufnahme des Ätzkraters eines 2.4 MeV  $\alpha$ -Teilchens nach 6 Std. Ätzzeit. Der Einfallswinkel gegen die Foliennormale betrug  $48^\circ$ .

Methode mit einfachen Mitteln nicht gegeben scheint.

Neben den bisher genannten Auswerteverfahren wurden zusätzlich von einigen Folien Rasterelektronenmikroskopaufnahmen mit 1000facher und 10 000facher Vergrößerung in einem Speziallabor angefertigt.

Zur Bestimmung der abgeätzten Dicke und der Materialätzgeschwindigkeit wurde die Dicke der Folien vor und nach dem Ätzprozeß gemessen. Die Messung wurde mit einer mechanischen Mikrometerschraube durchgeführt (Ablesegenauigkeit  $\pm 1 \mu\text{m}$ ). Die Dicke jeder Folie wurde vor dem Einbau in die Probenhalterung an einer markierten Stelle gemessen und nach dem gesamten Entwicklungsprozeß, d.h. nach dem Trocknen, an der selben Stelle nochmals gemessen. Die halbe Differenz beider Messungen ergibt die abgeätzte Dicke, die sich folglich aus der Dickeabnahme beim Ätzen und der Dickenzunahme beim Trocknen, auf die im Anhang eingegangen wird, zusammensetzt. Der maximale Fehler  $\Delta D$  der abgeätzten Dicke  $D$

$$D = \frac{d_2 - d_1}{2} \quad \text{beträgt}$$

$$\Delta D = \frac{|\Delta d_1| + |\Delta d_2|}{2} = 1 \mu\text{m}.$$

### 3.5 Eichung der Folien

Zur Eichung der Kernspurfolien wurden die in der Fusionsreaktion entstehenden Protonen mit einem ORTEC Sperrschichtzähler, Modell No. BE-013-050-100, nachgewiesen. Aus der mit diesem Zähler gemessenen Protonenzahl kann man die zu erwartende Spurdichte auf den Folien bestimmen. Sie berechnet sich nach der Gleichung:

$$n_p = \frac{N_p}{d\Omega_z} \left( \frac{d\Omega_L}{d\Omega_S} \right)_z \frac{1}{d^2} \left( \frac{d\Omega_S}{d\Omega_L} \right)_F \cos\varphi$$

wobei  $N_p$  vom Zähler registrierte Protonenzahl  
 $d\Omega_z$  Raumwinkel des Zählers

$\left( \frac{d\Omega_L}{d\Omega_S} \right)_z$  Faktor für Raumwinkeltransformation vom Labor-  
 ins Schwerpunktsystem am Ort des Zählers

- d Abstand Folie-Target  
 $(d\Omega_S/d\Omega_L)_F$  Faktor für Raumwinkeltransformation vom Schwerpunkts-  
 ins Laborsystem am Ort der Folie  
 $\varphi$  Einfallswinkel der Teilchen gegen Foliennormale.

Die Faktoren zur Transformation des Raumwinkels berechnen sich folgendermaßen:

$$\frac{d\Omega_S}{d\Omega_L} = \left\{ \frac{|\vec{v}_S|}{|\vec{v}_{p,s}|} \cos \chi + \sqrt{1 - \left( \frac{|\vec{v}_S|}{|\vec{v}_{p,s}|} \right)^2 \sin^2 \chi} \right\}^2$$

$$\frac{d\Omega_L}{d\Omega_S} = \left( \frac{d\Omega_S}{d\Omega_L} \right)^{-1}$$

- wobei  $\vec{v}_S$  Geschwindigkeit des Schwerpunkts  
 $\vec{v}_{p,s}$  Protonengeschwindigkeit im Schwerpunktsystem  
 $\chi$  Winkel zwischen Protonen- und Schwerpunktsge-  
 schwindigkeitsvektoren im Laborsystem

(s. Abb. 5).

Analog kann man die  $\alpha$ -Teilchen-Spurdichte berechnen, wenn man in der Gleichung für  $(d\Omega_S/d\Omega_L)_F$  jeweils  $v_{p,s}$  durch  $v_{\alpha,s}$  ersetzt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Folien ist gegeben durch den Quotienten von ermittelter und berechneter Protonendichte, d.h.

$$\eta_p = \frac{n'_p}{n_p}$$

wenn  $n'_p$  die bei der Auswertung der Folien ermittelte Protonen-  
 dichte ist und  $n_p$  durch oben angegebene Gleichung bestimmt ist.

Der Raumwinkel  $d\Omega_z$  des Protonenzählers ist gegeben durch

$$d\Omega_z = r^2 \pi / a^2$$

wobei  $r = 2.575$  mm der Radius der Zähleröffnung und  $a = 14.75$  mm  
 der Abstand des Zählers vom Target ist. Die Gleichung für die Nach-  
 weiswahrscheinlichkeit  $\eta_p$  lautet also:

$$\eta_p = n'_p \cdot \frac{r^2 \pi}{a^2} \cdot \frac{1}{N_p} \cdot \left( \frac{d\Omega_S}{d\Omega_L} \right)_z d^2 \left( \frac{d\Omega_L}{d\Omega_S} \right)_F \frac{1}{\cos \varphi}$$



Der Fehler  $\Delta n_p$  von  $n_p$  beträgt:

$$\Delta n_p = \sqrt{\left(\frac{\partial n_p}{\partial n'_p}\right)^2 (\Delta n'_p)^2 + \left(\frac{\partial n_p}{\partial r}\right)^2 (\Delta r)^2 + \left(\frac{\partial n_p}{\partial a}\right)^2 (\Delta a)^2 + \left(\frac{\partial n_p}{\partial d}\right)^2 (\Delta d)^2}$$

oder

$$\frac{\Delta n_p}{n_p} = \sqrt{(\Delta n'_p / n'_p)^2 + 4\{(\Delta r/r)^2 + (\Delta a/a)^2 + (\Delta d/d)^2\}}$$

Außerdem wurde bei einem Beschuß am Beschleuniger eine Kernspurplatte zum Nachweis der Protonen aus der  $D-^3\text{He}$ -Reaktion benutzt.

Die Kernspurplatte befand sich in einem vakuum- und lichtdichten Behälter unter Atmosphärendruck. Die Protonen trafen nach Durchfliegen eines 50  $\mu\text{m}$  dicken Aluminiumfensters unter einem Winkel von  $85^\circ$  zur Normalen auf die Kernspurplatte. Die Kernspurplatte wurde am Institut für Angewandte Physik der Universität Heidelberg entwickelt und ausgewertet.

Zur Fluenzmessung wurde ein 35 mm langer Streifen auf der Kernspurplatte ausgezählt. Dabei ergab sich eine mittlere Spurdichte von  $(1.27 \pm 0.13) \times 10^3 \text{ cm}^{-2}$ .

Aus der Messung des oben erwähnten Sperrschichtzählers berechnet sich die Spurdichte folgendermaßen:

$$n_p(x) = \frac{N_p}{d\Omega_z} \left(\frac{d\Omega_L}{d\Omega_s}\right)_z \frac{1}{x^2} \left(\frac{d\Omega_s}{d\Omega_L}\right)_{\text{KSP}} \cos 85^\circ$$

$x$  = Abstand von Target

Man erhält damit die mittlere Spurdichte auf der ausgewerteten Fläche zwischen  $x_1 = 12.6 \text{ cm}$  und  $x_2 = 16.1 \text{ cm}$

$$\langle n_p \rangle = \frac{1}{x_2 - x_1} \int_{x_1}^{x_2} n_p(x) dx = 1,25 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-2}$$

Dies stimmt sehr gut mit der gemessenen Fluenz überein.

Ferner wurde die Protonenenergie aus der Länge der Protonenspuren in der Kernspurplatte bestimmt. Dabei erhielt man folgendes Spektrum:

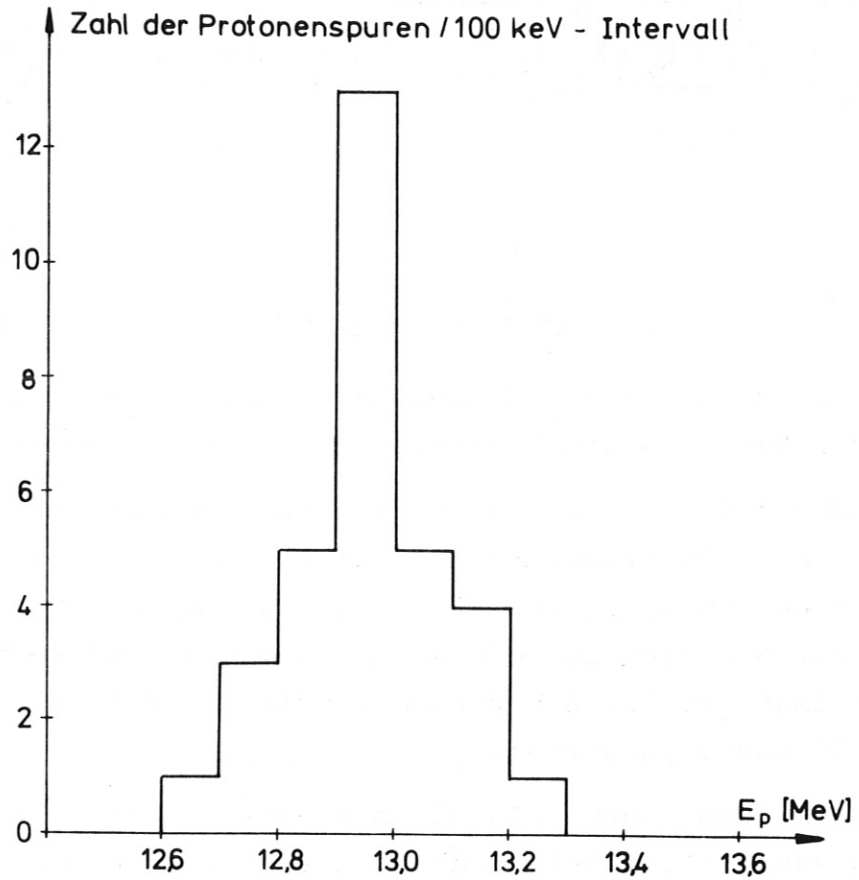


Abb. 9 Energiespektrum von Protonen, gemessen mit einer Kernspurplatte (Entwicklung und Auswertung wurden freundlicherweise am Institut für Angewandte Physik der Universität Heidelberg durchgeführt).

Die Rechnung liefert eine Protonenenergie von  $E_p = (13.12 \pm 0.3) \text{ MeV}$  die durch das  $50 \mu\text{m}$  Aluminiumfenster auf  $E_p = (12.8 \pm 0.3) \text{ MeV}$  abgeschwächt wurde. Dies stimmt im Rahmen der Meßgenauigkeit gut mit dem gemessenen Spektrum überein.

## 4. Ergebnisse

### 4.1 Material - und Spurätzgeschwindigkeit

Jeweils sechs bestrahlte Streifen einer PM 355 Folie wurden zusammen geätzt. Der erste Streifen wurde nach 2 Stunden, die folgenden nach 4, 6, 8, 12 und 16 Stunden Ätzzeit aus der Lauge genommen und unter gleichen Bedingungen gewässert und getrocknet. Anschließend wurde die abgeätzte Dicke bestimmt, wie in Abschnitt 3.4 beschrieben. Die Ergebnisse zweier solcher Ätzvorgänge, die unter identischen Bedingungen, d.h. mit Lauge gleicher Normalität und Temperatur, durchgeführt wurden und bei denen auf exakte Einhaltung der Ätz- und Trocknungszeiten geachtet wurde, sind in Abb. 10 dargestellt. Die Steigung der an die Meßpunkte angepaßten Geraden stellt eine mittlere Flächenätzgeschwindigkeit  $\bar{v}_B$  dar. Für die einzelnen Folien, die zusammen geätzt wurden, ergeben sich mittlere Ätzgeschwindigkeiten, die im einen Fall von  $\bar{v}_B = 0.5 \mu\text{m/h}$  (bei  $t_{\text{Ätz}} = 2 \text{ h}$ ) bis  $1.44 \mu\text{m/h}$  (bei  $t_{\text{Ätz}} = 16 \text{ h}$ ) und im anderen Fall von  $1.0 \mu\text{m/h}$  (bei  $t_{\text{Ätz}} = 4 \text{ h}$ ) bis  $1.72 \mu\text{m/h}$  (bei  $t_{\text{Ätz}} = 16 \text{ h}$ ) schwanken. Ferner fällt auf, daß die Geraden nicht durch den Ursprung verlaufen. Dies ist ein Effekt der Ausdehnung der Folien beim Trocknen, auf die im Anhang eingegangen wird. Die Ergebnisse lassen darauf schließen, daß die Materialätzgeschwindigkeit an verschiedenen Stellen auf der Folienoberfläche unterschiedlich ist und daß sie andererseits mit der abgeätzten Dicke zunimmt. Ersteres wurde auch durch ein Zusatzexperiment bestätigt, bei dem die abgeätzte Dicke an mehreren Stellen auf der Oberfläche eines Folienstückes bestimmt wurde. Die Ursache für die Abhängigkeit der Materialätzgeschwindigkeit von der abgeätzten Dicke liegt wahrscheinlich am unterschiedlichen Grad der Polymerisation im Inneren der Folie, der durch Temperaturgradienten bei der Herstellung entsteht /26/.

Die Spurätzgeschwindigkeiten lassen sich nicht unmittelbar messen, sondern nur aus den Spurtiefen berechnen. Es wurden aber auf verschiedenen Folien unterschiedliche Spurtiefen, -radien und Nach-

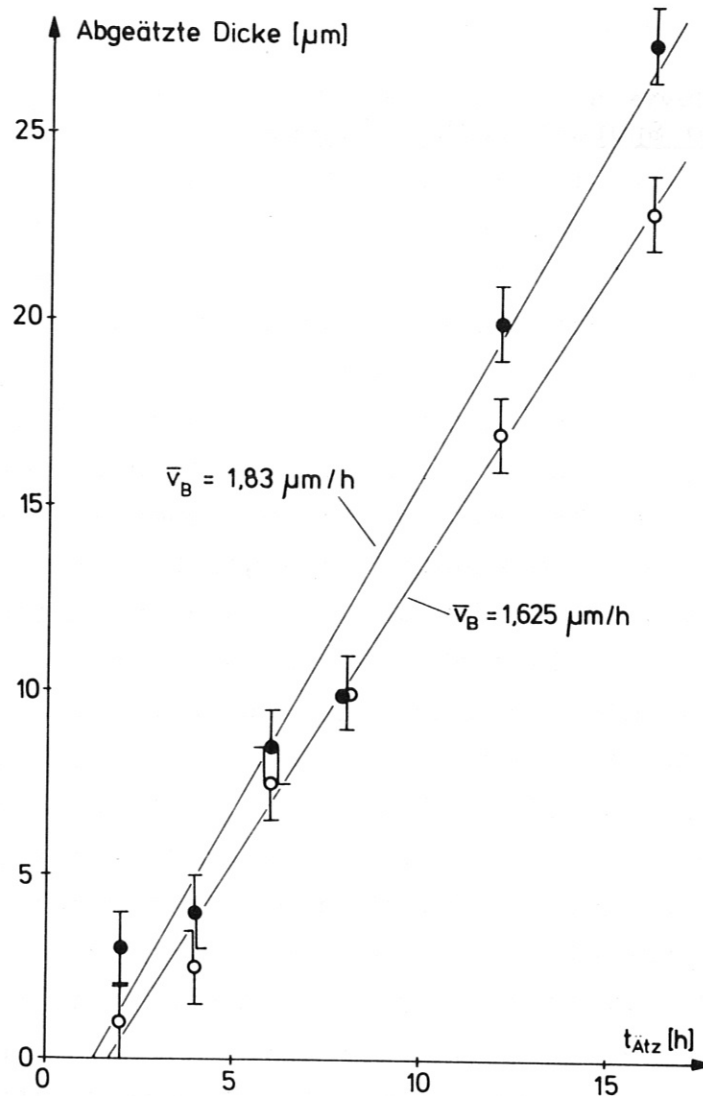


Abb. 10 Abgeätzte Dicke als Funktion der Ätzzeit für zwei Ätzvorgänge, die unter identischen Bedingungen durchgeführt wurden

weiswahrscheinlichkeiten für Protonen der gleichen Energie gefunden. Darauf wird im folgenden an den entsprechenden Stellen nochmals hingewiesen. Dies deutet darauf hin, daß die Spurätzgeschwindigkeit ebenso vom Folienmaterial abhängt wie die Materialätzgeschwindigkeit. Abweichungen von Meßwerten von den eingezeichneten Kurven, die größer sind als die Fehlerschranken, lassen sich mit diesen Schwankungen in den Ätzgeschwindigkeiten erklären.

## 4.2 Nachweis von $\alpha$ -Teilchen

### 4.2.1 Spurradien von $\alpha$ -Teilchen

Die Spurradien von  $\alpha$ -Teilchen mit Energien zwischen 0.45 MeV und 3.65 MeV wurden nach Ätzzeiten von 2 bis 16 Stunden gemessen. Die Abb. 11 und 12 zeigen die Ergebnisse. Die Spuren sind im gesamten

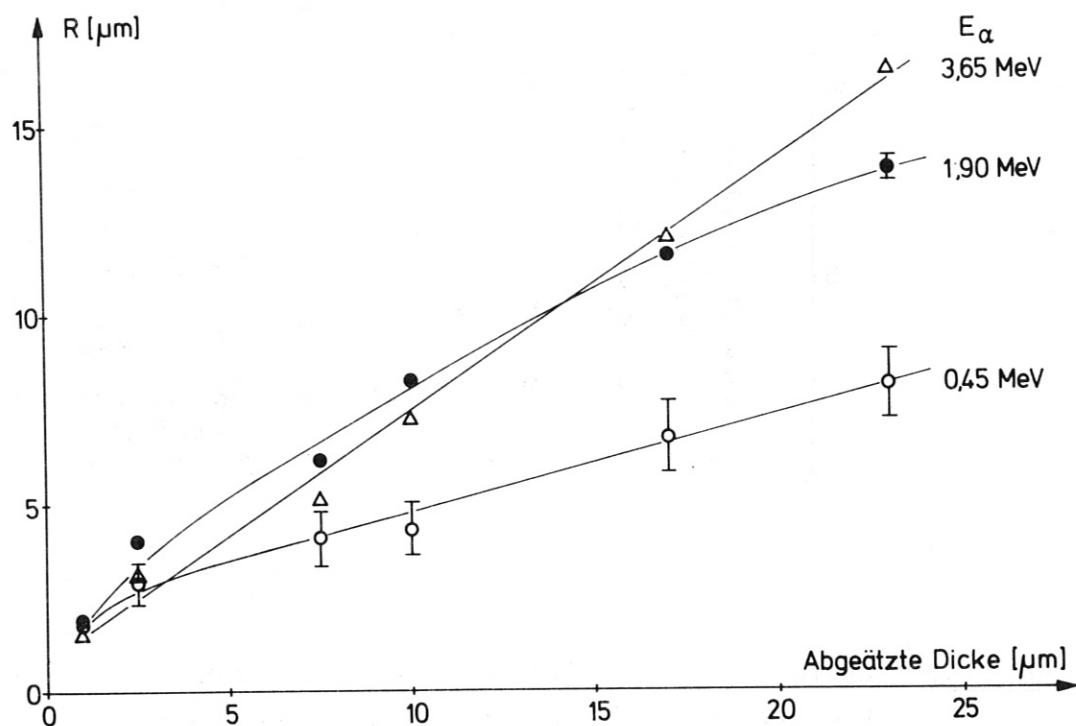


Abb. 11 Radien von  $\alpha$ -Teilchenspuren als Funktion der abgeätzten Dicke für verschiedene Energien

Energiebereich schon nach 2 Stunden Ätzzeit entsprechend 1  $\mu\text{m}$  abgeätzter Dicke sichtbar. Die Radien ändern sich nur wenig mit der  $\alpha$ -Teilchenenergie, deshalb ist eine Energiebestimmung durch Messung der Spurradien zumindest bei kurzen Ätzzeiten kaum möglich. Erst bei langen Ätzzeiten von 12 und 16 Stunden zeigen die Radien eine stärkere Energieabhängigkeit, insbesondere bei Energien zwischen 0.5 MeV und 1.5 MeV. Die Abb. 13, 14 und 15 zeigen die entsprechenden Ergebnisse für CR-39 Homalite-Folien.

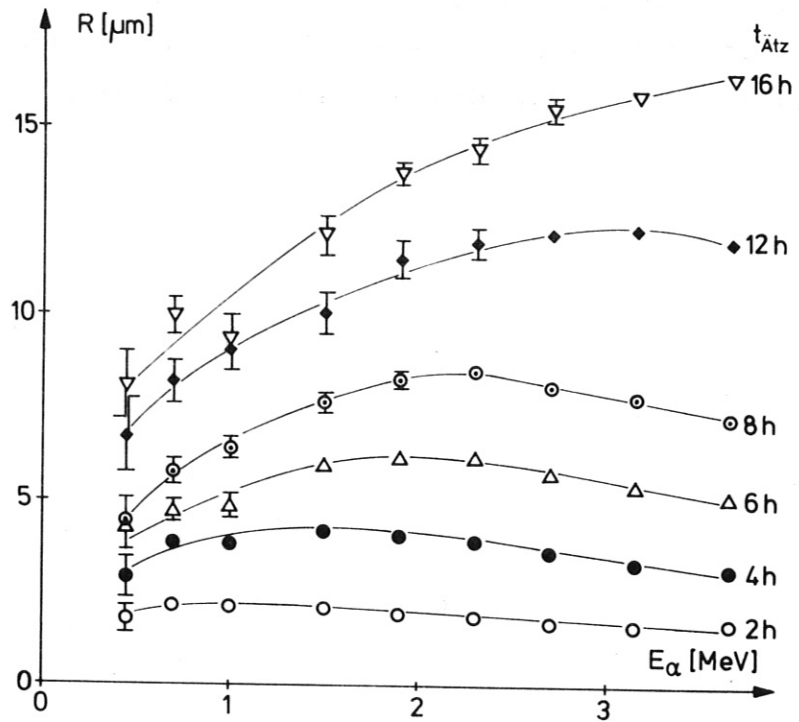
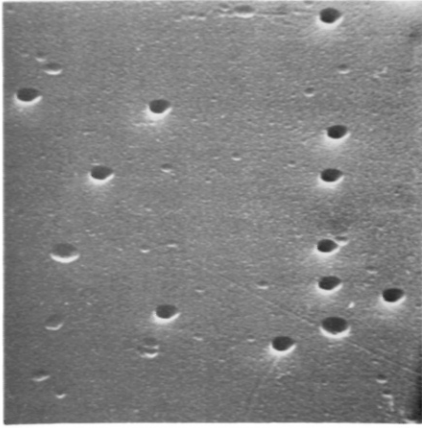
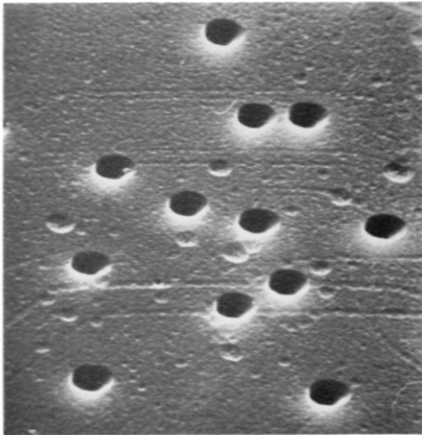


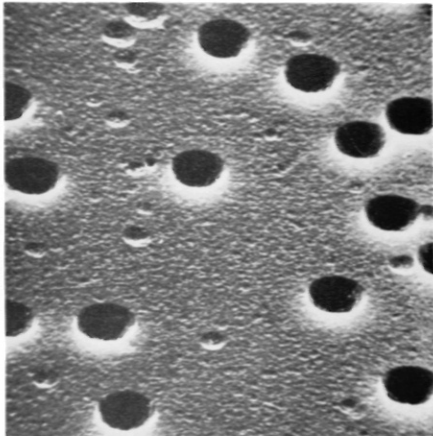
Abb. 12 Radien von  $\alpha$ -Teilchenspuren als Funktion der Energie für verschiedene Ätzzeiten



4 Std.



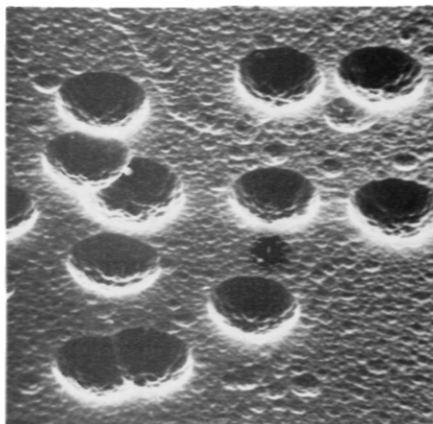
6 Std.



8 Std.



50  $\mu\text{m}$



12 Std.

Abb. 13

Rasterelektronenmikroskopaufnahmen zur Ätzzeitabhängigkeit von  $\alpha$ -Teilchen-Spuren in CR-39. Die  $\alpha$ -Teilchen-Energie betrug 2.7 MeV.

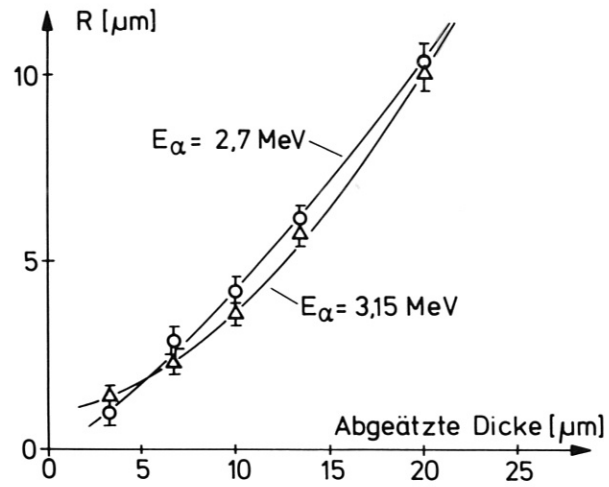


Abb. 14 Radien von  $\alpha$ -Teilchenspuren in CR-39 Homalite als Funktion der abgeätzten Dicke



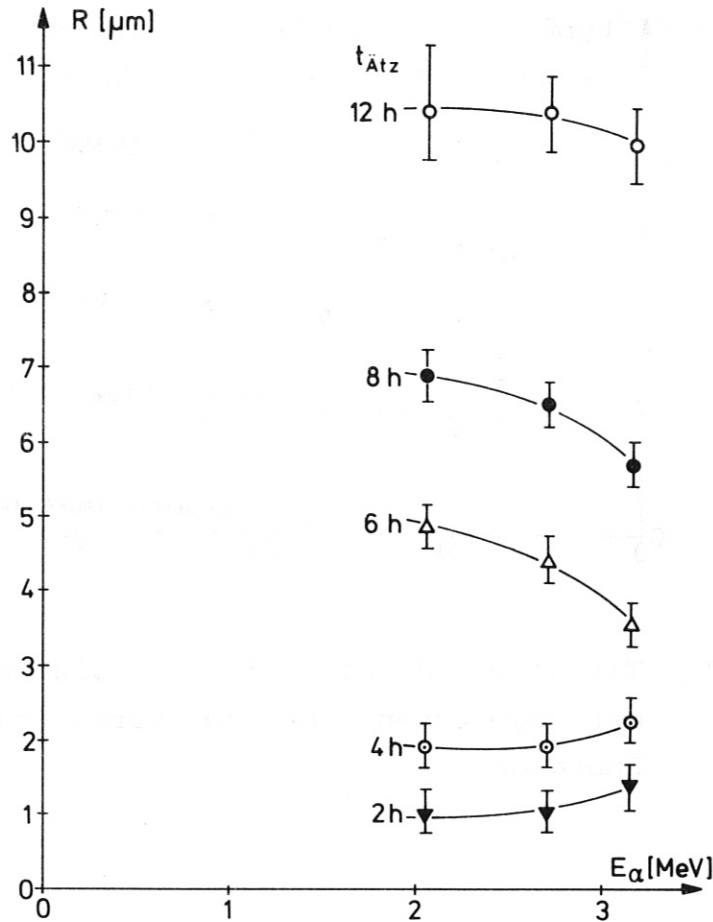


Abb. 15 Radien von  $\alpha$ -Teilchenspuren in CR-39 Homalite als Funktion der Energie

#### 4.2.2 Spurtiefen von $\alpha$ -Teilchen

Die Tiefen der oben besprochenen  $\alpha$ -Teilchenspuren wurden ebenfalls gemessen. Sie sind in den Abb. 16 und 17 dargestellt. Die Spurtiefen ändern sich kaum mit der abgeätzten Dicke. Dies ist dadurch zu erklären, daß die Spur schon nach kurzer Ätzzeit  $t_0$  bis zum Ende der  $\alpha$ -Teilchenbahn geätzt ist und dann die Ätzung in der Spur mit der gleichen Geschwindigkeit  $v_B$  abläuft wie auf der Oberfläche der Folie. Die Spurtiefe müßte demnach für Ätzzeiten  $t > t_0$  konstant sein, vorausgesetzt daß die Materialätzgeschwindigkeit  $v_B$  konstant ist. Diese Voraussetzung ist aber nicht gegeben, wie in Abschnitt 4.1 dargelegt wurde.

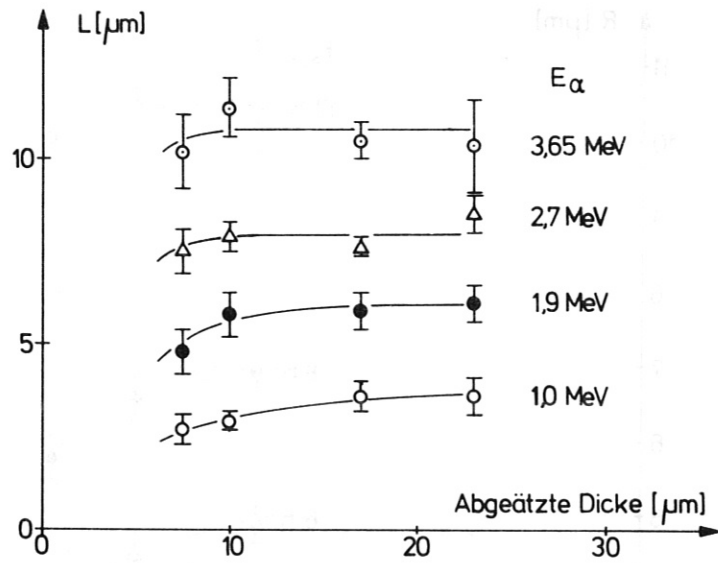


Abb. 16 Tiefen von  $\alpha$ -Teilchenspuren als Funktion der abgeätzten Dicke für verschiedene Energien

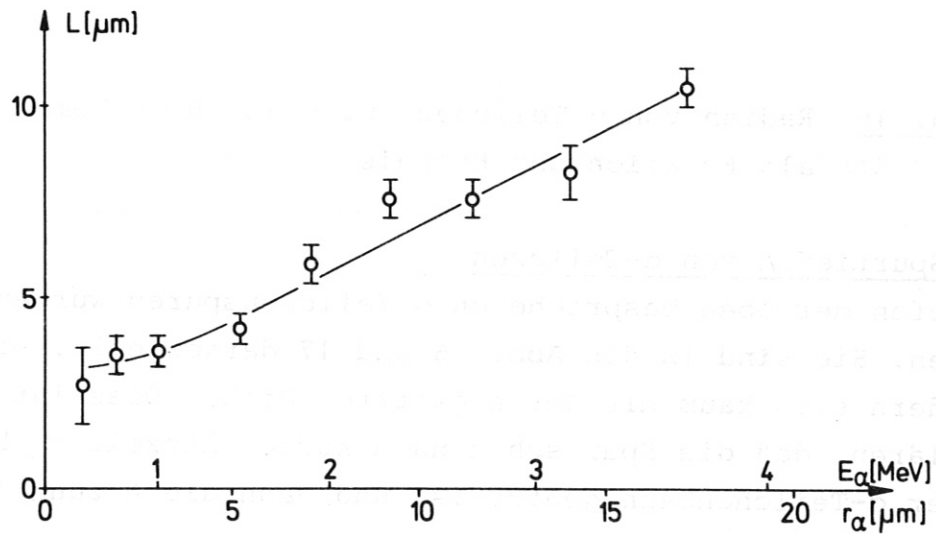


Abb. 17 Tiefen von  $\alpha$ -Teilchenspuren als Funktion der Restreichweite nach 12 h Ätzzzeit oder 17  $\mu\text{m}$  abgeätzter Dicke

Die Ätzzeit  $t_0$ , die benötigt wird, um die Spur bis zum Ende der Teilchenbahn zu ätzen, läßt sich leicht abschätzen.

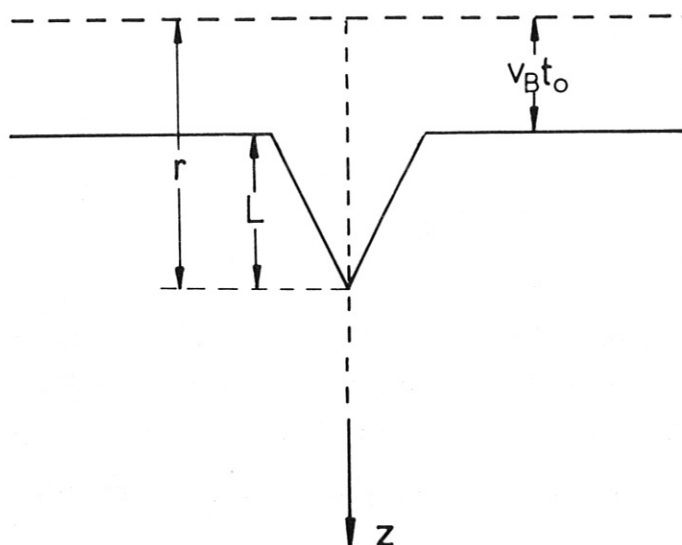


Abb. 18 Schematische Darstellung einer bis zum Ende der Teilchenbahn geätzten Spur.

Die Spurtiefe  $L$  ist gegeben durch  $L = r - v_B t_0$ , wenn  $r$  die Reichweite des Teilchens in der Folie ist und  $v_B t_0$  die in der Zeit  $t_0$  abgeätzte Schichtdicke.

Für  $\alpha$ -Teilchen mit  $E_\alpha = 3.65 \text{ MeV}$  ist  $r \approx 17.5 \text{ } \mu\text{m}$ ,  $L \approx 11 \text{ } \mu\text{m}$ ,  $v = 1.625 \text{ } \mu\text{m/h}$ , damit ergibt sich:  $t_0 = \frac{r-L}{v_B} = 4 \text{ h}$ . Die in Abb. 16 dargestellten Meßwerte gehören aber zu Ätzzeiten  $6 \text{ h} \leq t_{\text{Ätz}} \leq 16 \text{ h}$ . Die Bestimmung der Spurtiefen bei kürzeren Ätzzeiten war optisch nicht möglich.

Aus Abb. 17 ist ersichtlich, daß sich aus der Spurtiefe die zugehörige  $\alpha$ -Teilchenenergie jedenfalls für  $E_\alpha \geq 1 \text{ MeV}$  bestimmen läßt. Abb. 19 zeigt zum Vergleich die Spurtiefen von  $\alpha$ -Teilchenspuren in Cr-39 Homalite. Hier ist die Energieabhängigkeit schwächer als

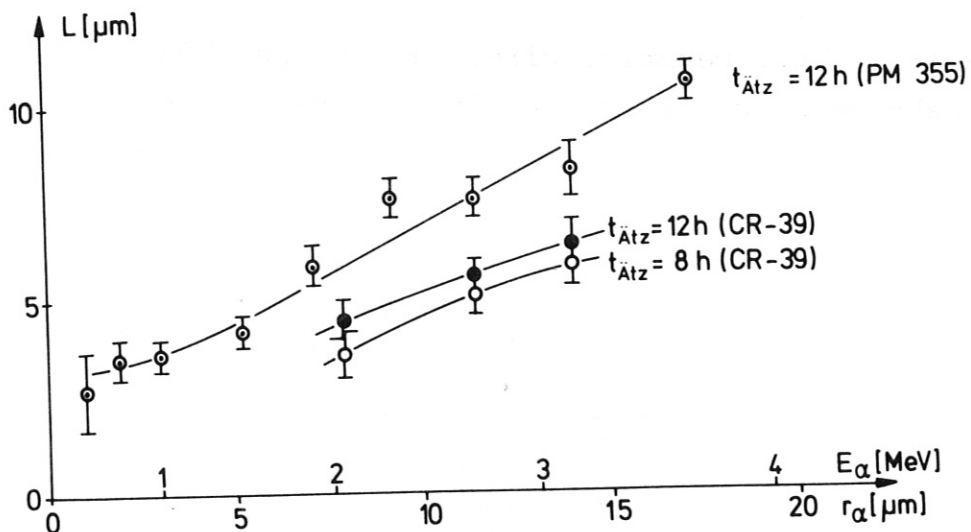


Abb. 19 Tiefen von  $\alpha$ -Teilchenspuren in CR-39 Homalite als Funktion der Restreichweite. Zum Vergleich sind die Meßwerte von PM 355 aus Abb. 17 eingezeichnet.

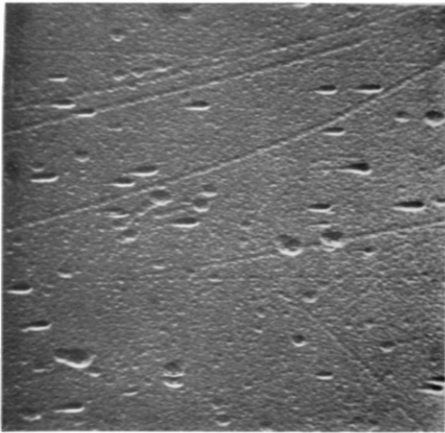
bei PM 355-Folien. Sie sind daher für  $\alpha$ -Spektrometrie weniger geeignet.

#### 4.2.3 Nachweiswahrscheinlichkeit von $\alpha$ -Teilchen

Bei einem Einfallswinkel der  $\alpha$ -Teilchen von  $20^\circ$  gegen die Normale zur Folienoberfläche wurde im gesamten untersuchten Energiebereich von  $0.45 \text{ MeV} \leq E_\alpha \leq 3.65 \text{ MeV}$  eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 100% festgestellt. Man kann also mit PM 355 Folien  $\alpha$ -Teilchenflüsse quantitativ messen.

Abb. 21 zeigt die Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion des Einfallswinkels. Sie beträgt bis zu einem Winkel von ca.  $60^\circ$  gegen die Normale 100% und fällt dann innerhalb weniger Grade bei  $69^\circ$  auf Null ab.

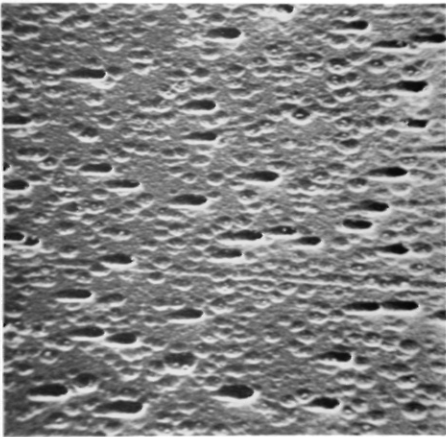
Die Ursache dafür, daß die Fehler bei größeren Winkeln so groß werden, liegt im Versuchsaufbau. Ein Folienstreifen wurde senkrecht vor das Target gestellt. Die Spurdichte auf der Folie ist dann  $n_\alpha(\varphi) = n_\alpha(0) \frac{d^2}{d^2+z^2} \cos \varphi = n_\alpha(0) \cos^3 \varphi$  wie man anhand von Abb. 22 leicht sieht.



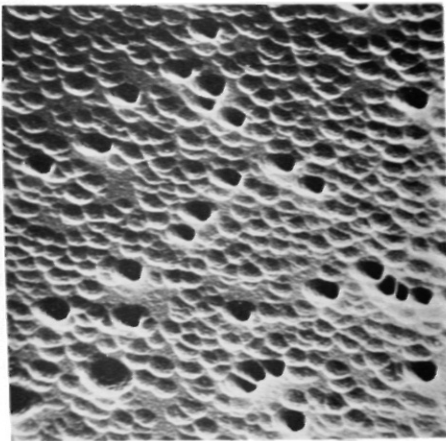
$$\varphi = 62^{\circ}$$

Abb. 20

Rasterelektronenmikroskopaufnahmen zur Einfallswinkelabhängigkeit von  $\alpha$ -Teilchen-Spuren. Der Einfallswinkel wurde gegen die Foliennormale gemessen ( $E_{\alpha} = 2.4 \text{ MeV}$ ,  $t_{\text{Ätz}} = 6 \text{ h}$ ).

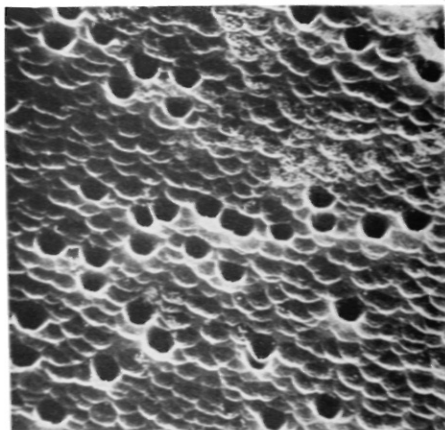


$$\varphi = 48^{\circ}$$



$$\varphi = 33^{\circ}$$

50  $\mu\text{m}$



$$\varphi = 12^{\circ}$$

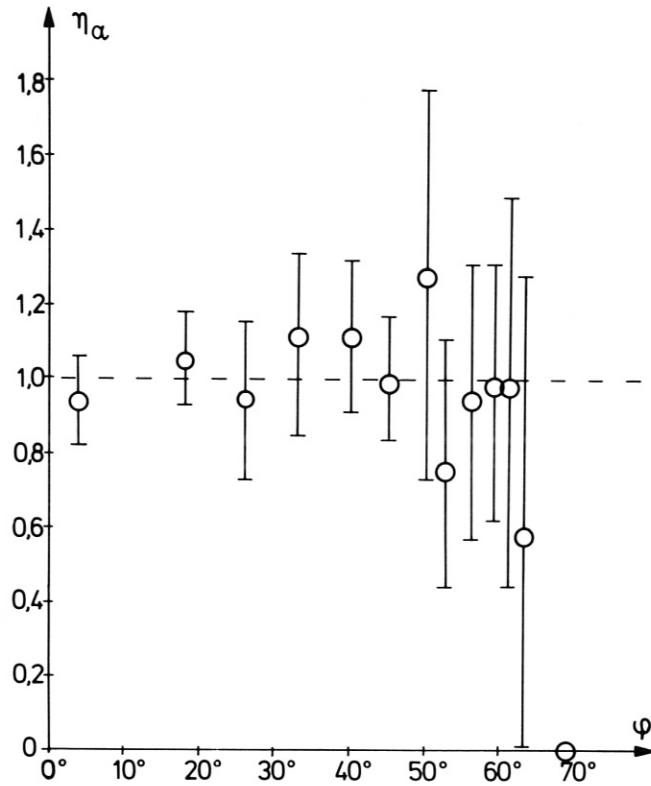


Abb. 21 Nachweiswahrscheinlichkeit für  $\alpha$ -Teilchen als Funktion des Einfallswinkels

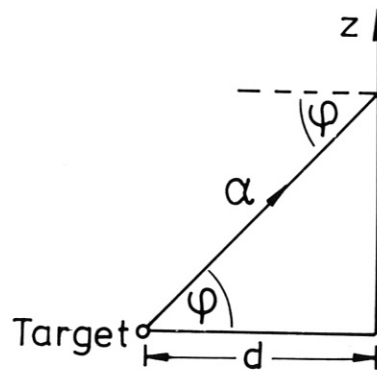


Abb. 22 Schema des Versuchsaufbaus zur Messung der Winkelabhängigkeit der  $\alpha$ -Teilchen-Nachweiswahrscheinlichkeit

Bei  $\varphi = 65^\circ$  beträgt die Spurdichte nur noch das  $\cos^3 65^\circ = 0.075$ fache ihres Wertes bei  $\varphi = 0^\circ$ , d.h. sie ist so klein, daß sie nur mit großem Fehler zu bestimmen ist. Mit Sicherheit konnte aber festgestellt werden, daß oberhalb von  $69^\circ$  keine  $\alpha$ -Teilchen mehr nachgewiesen werden.

#### 4.3 Nachweis von Protonen und Tritonen

##### 4.3.1 Spurradien von Protonen und Tritonen

Abb. 23 zeigt die Spurradien von Protonen als Funktion der abgeätzten Dicke. Die Protonenenergie wurde zwischen 0.6 MeV und 2.95 MeV

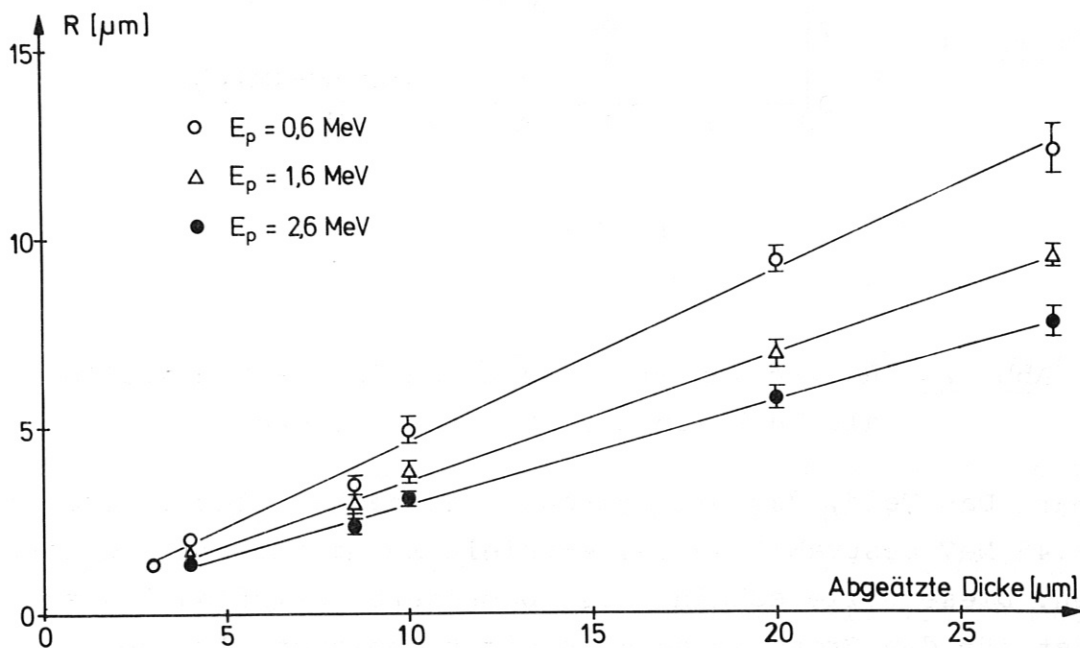


Abb. 23 Radien von Protonenspuren in PM-355 als Funktion der abgeätzten Dicke

variiert, die Ätzeiten von 2 bis 16 Stunden. Die Spuren von Protonen mit einer Energie, die kleiner ist als 1 MeV, waren schon nach 2 Stunden sichtbar, die übrigen Spuren erst nach 4 Stunden Ätzeit. Die Spurradien nehmen linear mit der abgeätzten Dicke zu

und zwar umso stärker je kleiner die Protonenenergie ist. Abb. 24 zeigt zum Vergleich eine Messung, die mit CR-39 Homalite gewonnen wurde. Hier waren nur Protonen mit einer Energie von 1.8 MeV nach-

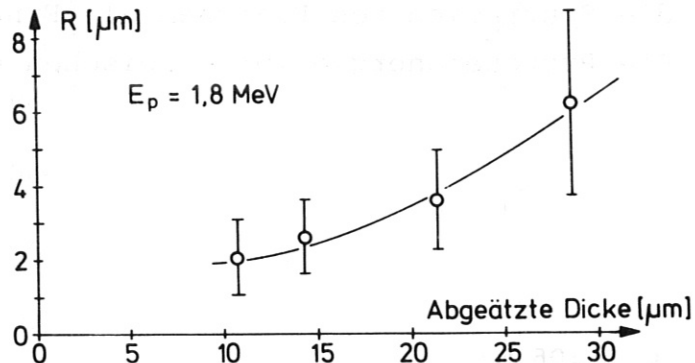


Abb. 24 Radien von Protonenspuren in CR-39 Homalite als Funktion der abgeätzten Dicke

weisbar. Das Feld, das mit Protonen der nächst höheren Energie von 3.45 MeV bestrahlt wurde, enthielt keine identifizierbaren Spuren. Diese Folie scheint also besonders unempfindlich zu sein und ist für den Protonennachweis nicht geeignet. In Abb. 25 sind die entsprechenden Kurven für Tritonenspuren dargestellt. Die Meßwerte von 1 MeV-Tritonen wurden auf Folien gewonnen, die nicht mit einer Absorberfolie abgedeckt waren und deshalb Spuren von rückgestreuten Deuteronen in großer Dichte enthielten. Auf diesem unebenen Untergrund erscheinen die Tritonenspuren an den Rändern ausgefranst, so daß eine exakte Bestimmung des Spurradius schwierig ist. Die Meßfehler sind hier möglicherweise größer als in Abb. 25 angedeutet. Unter diesem Gesichtspunkt ist auch die Abweichung der



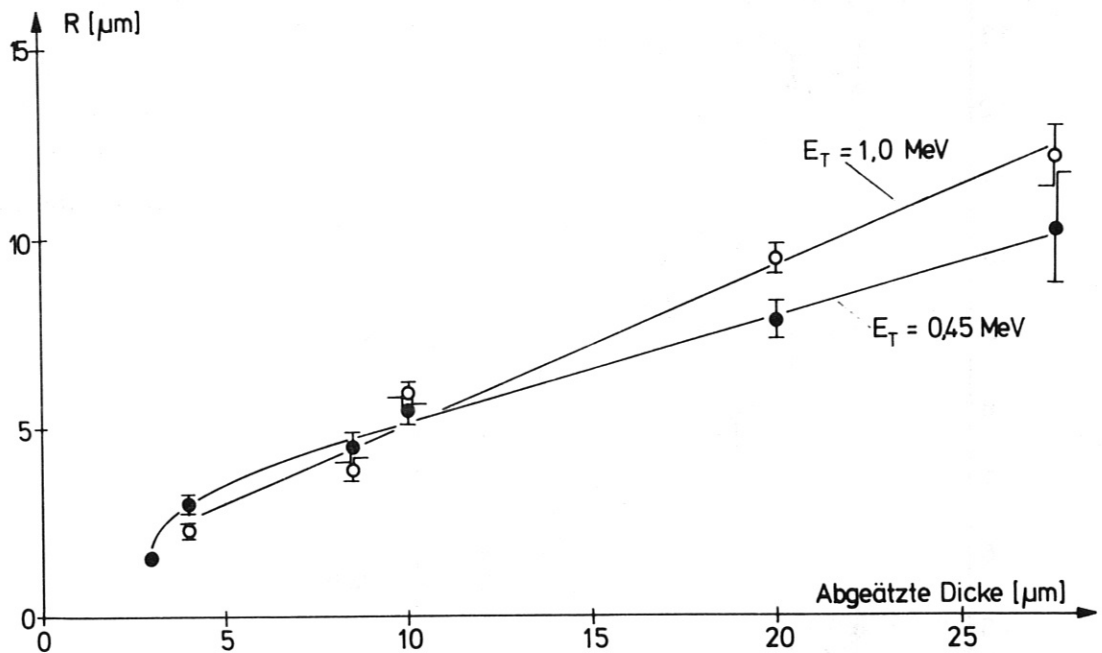


Abb. 25 Radien von Tritonenspuren in PM-355  
als Funktion der abgeätzten Dicke

Meßpunkte bei 8.5 und 10  $\mu\text{m}$  abgeätzter Dicke von der Kurve zu sehen.

Die Abhängigkeit der Spurradien von der Protonenenergie ist in Abb. 26 für Energien bis 3 MeV und in Abb. 27 für Energien zwischen 2.5 MeV und 7.25 MeV dargestellt. Die beiden Kurven können nicht unmittelbar verglichen werden, da zu einer Ätzzeit von 16 Stunden im einen Fall 27.5  $\mu\text{m}$  und im anderen Fall 22.0  $\mu\text{m}$  abgeätzte Dicke gehören.

Die Spurradien zeigen eine mit wachsender Ätzzeit zunehmende Abhängigkeit von der Energie. Man kann sie also als Maß für die Protonenenergie verwenden.

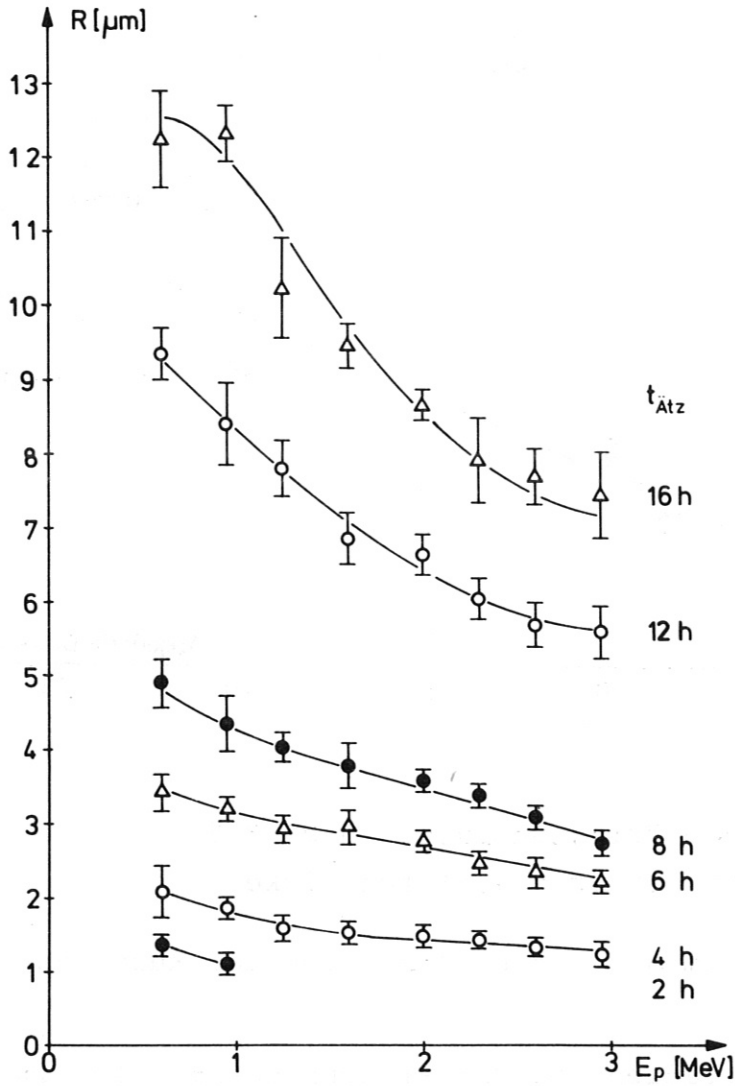


Abb. 26

Radien von Protonenspuren als Funktion der Energie

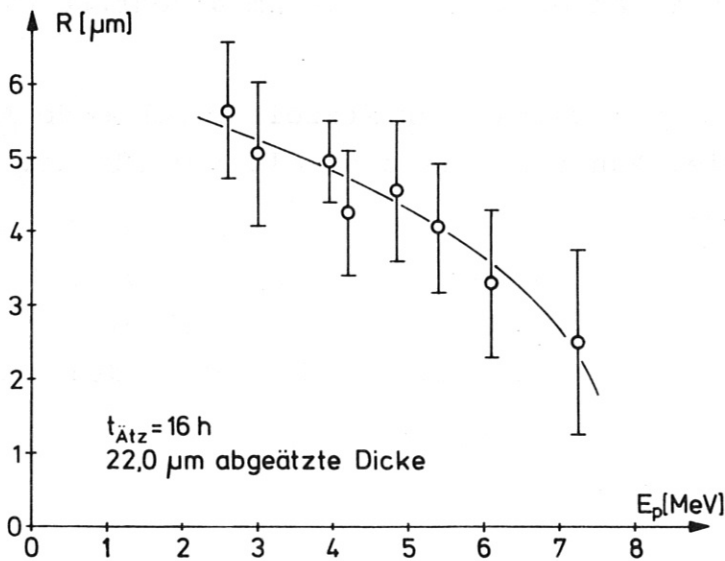


Abb. 27

Radien von Protonenspuren als Funktion der Energie

### 4.3.2 Spurtiefen von Protonen und Tritonen

Abb. 28 zeigt die Tiefen von Protonen- und Tritonenspuren als Funktion der Energie. Die Spurtiefen wurden gegen die Energie

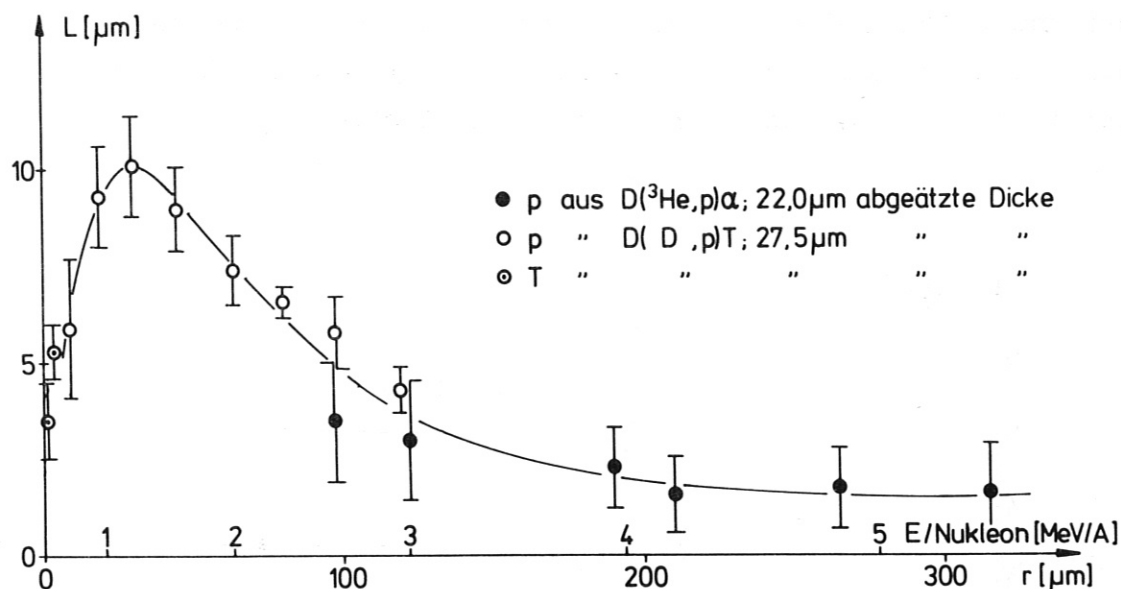


Abb. 28 Tiefen von Protonen- und Tritonenspuren als Funktion der Restreichweite

pro Nukleon aufgetragen, um einen direkten Vergleich zwischen Protonen und Tritonen zu ermöglichen. Die Spuren der Tritonen sind tiefer als die der Protonen, da die Tritonen dieselbe Reichweite haben wie die Protonen, aber innerhalb dieser Reichweite mehr Energie abgeben, was zu einer größeren Spurätzgeschwindigkeit führt.

Wiederum läßt sich die Meßkurve, die aus der  $D(^3\text{He}, p)\alpha$ -Reaktion gewonnen wurde, nicht direkt an die Meßwerte der  $D(D, p)T$ -Reaktion anschließen. Der Grund dafür liegt vermutlich wie schon erwähnt in der unterschiedlichen Spur- und Materialätzgeschwindigkeit beider verwendeter Folien, worauf die unterschiedlichen abgeätzten Dicken in der gleichen Ätzzeit hindeuten. Es hat den Anschein, daß die Spurtiefen bei Protonen nicht direkt zur Energiebestimmung herangezogen werden können, da sie keine eindeutige Funktion der Energie sind. Tatsächlich aber unterscheiden sich die Spuren der Protonen mit einer Energie, die kleiner ist als 1.25 MeV, d.h. die links vom Maximum in Abb. 28 liegen, von den Spuren der höherenergetischen Protonen durch ihre Form. Erstere sind schon bis zum Ende oder über

das Ende der Teilchenbahn hinaus geätzt und sind von annähernd halbkugelförmiger Gestalt, während letztere eher kegelförmig sind und spitz zulaufen. Eine Diskussion des Kurvenverlaufs findet sich in Abschnitt 5. Abb. 29 zeigt die Tiefe von Tritonenspuren als Funktion der abgeätzten Dicke.

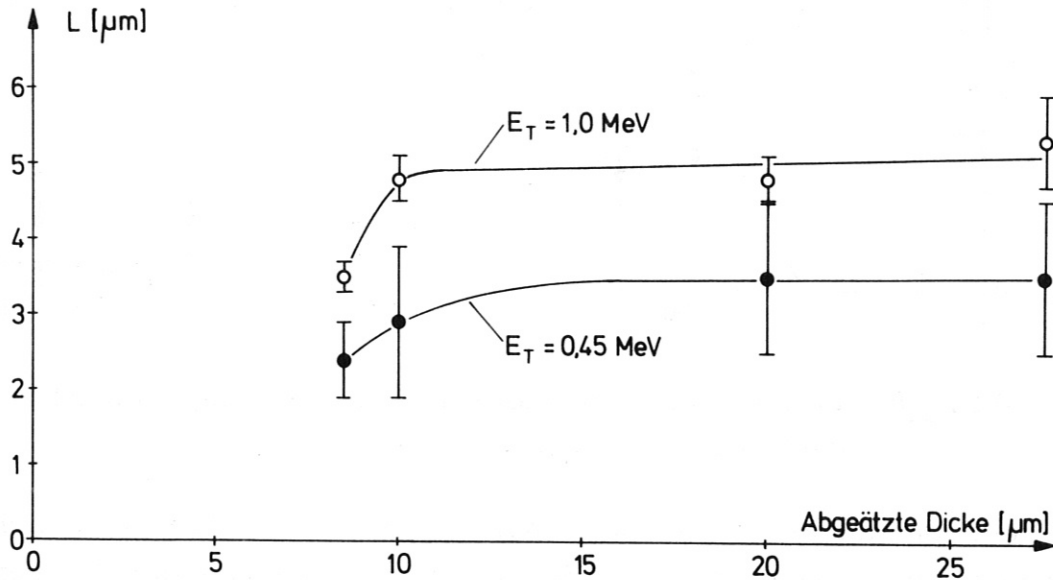


Abb. 29 Tiefe von Tritonenspuren als Funktion der abgeätzten Dicke.

#### 4.3.3 Nachweiswahrscheinlichkeit von Protonen

##### 4.3.3.1 Nachweiswahrscheinlichkeit von Protonen als Funktion der Energie

In Abb. 30 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit von Protonen als Funktion der Energie bei einem Einfallswinkel von  $20^\circ$  gegen die Foliennormale aufgetragen. Sie beginnt schon bei kleinen Energien monoton abzunehmen. Protonen mit einer Energie von mehr als  $7.5 \text{ MeV}$  werden nicht mehr nachgewiesen. Dies steht in guter Übereinstimmung mit den Messungen der Spurtiefe (Abb. 28) aus der hervorgeht, daß

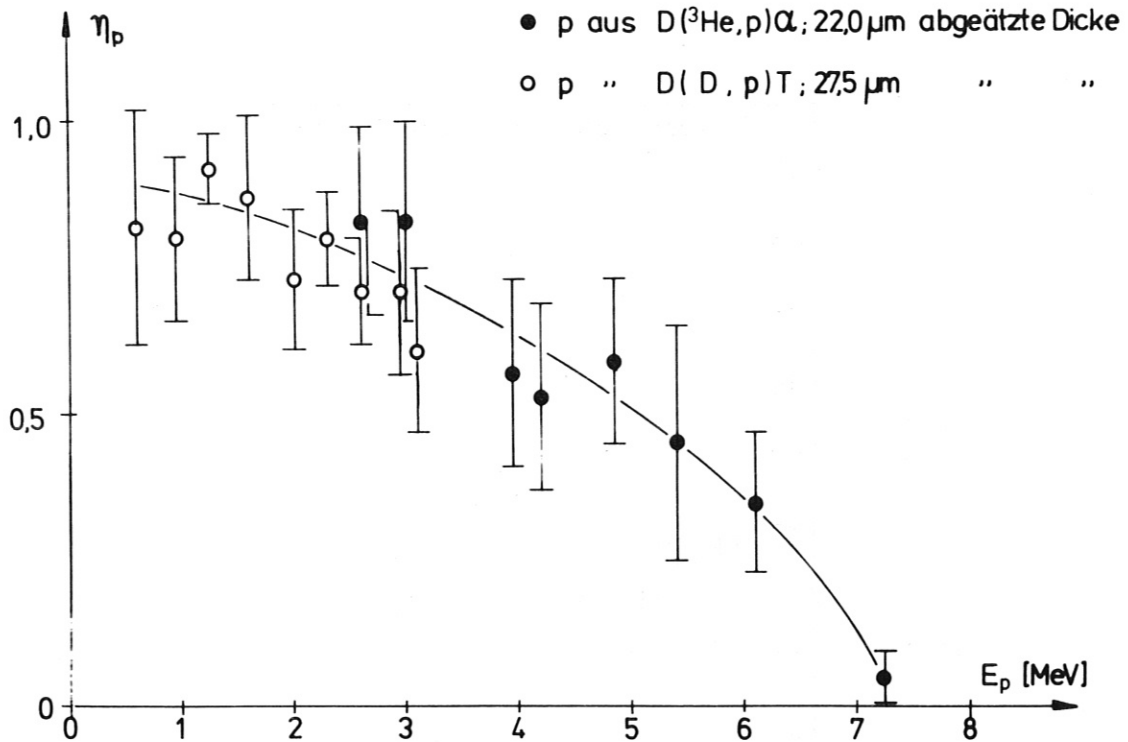


Abb. 30 Protonen- Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion der Energie von PM 355 für  $20^\circ$  Einfallswinkel

die Spurtiefen oberhalb einer Energie von 6 MeV vernachlässigbar klein werden.

Dieses Ergebnis steht im Widerspruch zu Angaben von E.V. Benton, San Francisco /27/, nach denen Protonennachweis bis zu 18 MeV möglich sein sollte. Die Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit wurde daraufhin mit CR-39 Folien von American Acrylics and Plastics, Inc., die Herr Prof. Benton freundlicherweise zur Verfügung gestellt hat, wiederholt. Das Ergebnis findet sich in Abb. 31.

Wie man sieht, konnte auch mit dieser Folie keine größere Nachweiswahrscheinlichkeit erzielt werden. Leider fehlen in der zitierten Literatur Werte der Nachweiswahrscheinlichkeit und detaillierte Angaben über die Verfahren, mit denen der Nachweis hochenergetischer Protonen möglich war. Es soll also nicht ausgeschlossen werden, daß mit verfeinerten Entwicklungsmethoden nicht auch höherenergetische

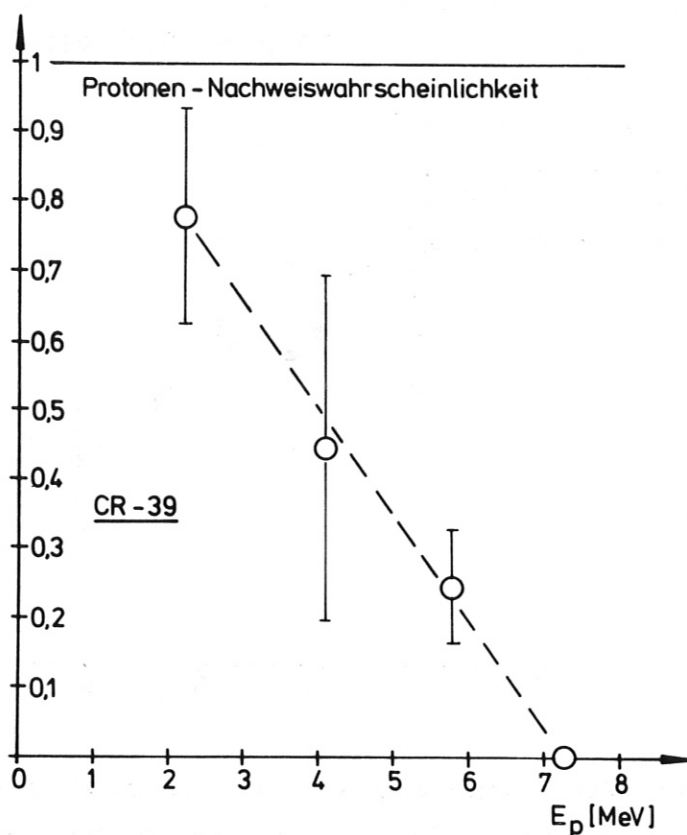


Abb. 31 Protonen-Nachweiswahrscheinlichkeit von CR-39  
(American Acrylics) für  $20^\circ$  Einfallswinkel

Protonen nachweisbar sind.

Aus Abb. 28 erkennt man auch, daß Protonen selbst bei sehr kleiner Energie nicht hundertprozentig registriert werden. Die Vermutung liegt nahe, daß dies am Einfallswinkel der Protonen liegt. Deshalb wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit bei senkrechtem Auftreffen der Protonen auf die Folie bestimmt (Abb. 32). Wie man sieht, liegen die entsprechenden Werte höher als bei schrägem Einfall und erreichen bei 1 MeV nahezu 100%.

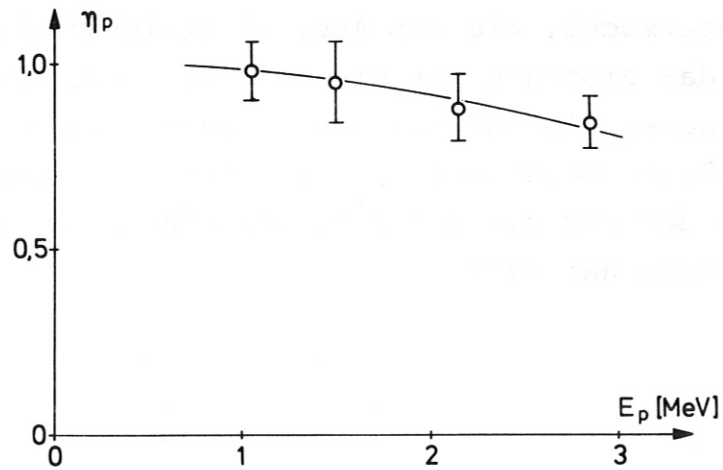


Abb. 32 Nachweiswahrscheinlichkeit von Protonen als Funktion der Energie bei senkrechtem Teilcheneinfall in PM 355

4.3.3.2 Nachweiswahrscheinlichkeit von Protonen als Funktion des Einfallswinkels

Da der Einfallswinkel offenbar einen großen Einfluß auf die Protonen-Nachweiswahrscheinlichkeit hat, wurde dieser Effekt

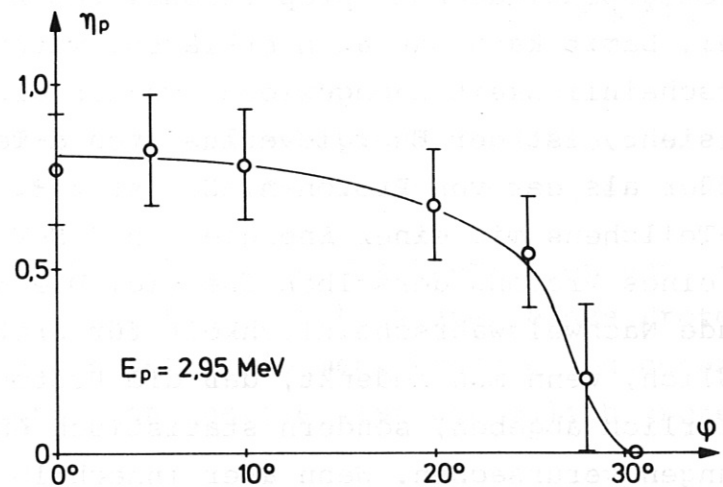


Abb. 33 Nachweiswahrscheinlichkeit von Protonen als Funktion des Einfallswinkels in PM 355

näher untersucht. Wie aus Abb. 33 ersichtlich, stellte sich heraus, daß Protonen nur bis zu einem maximalen Einfallswinkel von  $30^\circ$  gegen die Foliennormale nachgewiesen werden. Darin stimmen diese Messungen mit denen von E.V. Benton nahezu überein, der für 2.0 MeV Protonen einen max. Einfallswinkel von  $45^\circ$  gemessen hat /27/.

### 5. Interpretation der Meßergebnisse

Der Spurätzprozeß läßt sich mit zwei Parametern beschreiben: der Materialätzgeschwindigkeit  $v_B$  und der Spurätzgeschwindigkeit  $v_T$ . Die Geschwindigkeit  $v_B$  bestimmt die Abnahme der Foliendicke pro Zeiteinheit. Sie wird in diesem Kapitel zur Vereinfachung der Rechnungen als zeitlich konstant und isotrop betrachtet. Die Geschwindigkeit  $v_T$  gibt die Ätzrate entlang der Teilchenbahn an. Sie hängt von den Schädigungen ab, die das Teilchen in der Folie verursacht. Diese sind aber umso zahlreicher, je größer der Energieverlust des Teilchens in der Folie ist. Es wird deshalb hier angenommen, daß die Spurätzgeschwindigkeit proportional zum Energieverlust des Teilchens sei. Damit kann man auch erklären, warum  $\alpha$ -Teilchen mit größerer Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden als Protonen. Wie man in Abb. 34 sieht, ist der Energieverlust von  $\alpha$ -Teilchen in CR-39 sehr viel größer als der von Protonen. So ist z.B. der Energieverlust eines  $\alpha$ -Teilchens mit einer Energie von 2 MeV etwa zehnmal so groß wie der eines Protons derselben Energie. Die mit wachsender Energie abnehmende Nachweiswahrscheinlichkeit für Protonen wird ebenfalls verständlich, wenn man bedenkt, daß die Protonen ihre Energie nicht kontinuierlich abgeben, sondern statistisch entlang der Bahn verteilte Schädigungen verursachen. Wenn aber innerhalb der Schicht, die in einer gewissen Ätzzeit abgetragen wird, keine Schadstellen vorhanden sind, so kann sich auch keine Spur ausbilden. Dies erklärt auch die

Abb. 34 Nachweiswahrscheinlichkeit für Protonen als Funktion des Einfallswinkels in CR-39



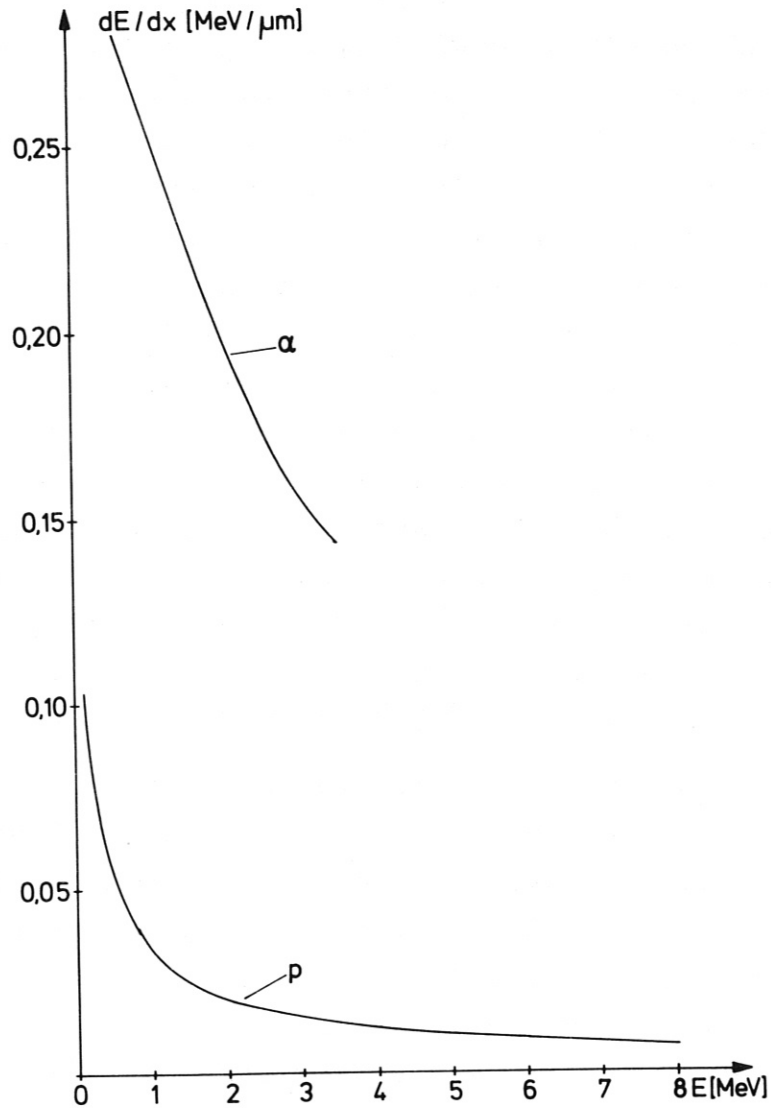


Abb. 34 Energieverlust von  $\alpha$ -Teilchen und Protonen in CR-39 als Funktion der Teilchenenergie

experimentell beobachtete Schwankung der Spurradien und -tiefen hochenergetischer Protonen. Denn der Ätzkrater eines Protons, das in der abgeätzten Schicht der Folie mehr Energie abgegeben hat als ein anderes Proton derselben Energie, ist sicherlich größer, da  $v_T$  größer ist.

Bevor die Meßergebnisse im einzelnen diskutiert werden, soll der Ätzprozeß genauer betrachtet werden. Die Ätzung erfolgt entlang

der Teilchenbahn mit Geschwindigkeit  $v_T$ . Von dem vordersten Ätzpunkt auf der Teilchenbahn breitet sich das Ätzmittel kugelförmig in alle anderen Richtungen mit Geschwindigkeit  $v_B$  aus. Nach einer bestimmten Ätzzeit  $t$  hat sich das Ätzmittel von einem beliebigen Punkt  $z'$  der Teilchenbahn innerhalb der Kugel um  $z'$  mit Radius  $v_B(t-t')$  ausgebreitet, wobei  $t'$  den Zeitpunkt angibt, an dem die Spitze des Ätzkraters am Punkt  $z'$  war. Die Einhüllende aller kugelförmiger Ätzfronten, die von jedem Punkt der Teilchenbahn ausgehen, stellt die Wand des Ätzkraters dar. Wäre  $v_T$  zeitlich konstant, so wäre diese Wandfläche exakt kegelförmig. Da  $v_T$  aber zunimmt, wenn in Richtung der Teilchenbahn geätzt wird, führt die Spitze des Ätzkraters eine beschleunigte Bewegung aus und die Wand ist konvex nach innen gekrümmt. Im anderen Fall, wenn entgegen der Flugrichtung des Teilchens geätzt wird, ist die Kraterwand konkav gekrümmt. Diese Sachverhalt ist in Abb. 35 veranschaulicht.

Die obige Beschreibung des Ätzvorgangs trifft nur solange zu bis die Spitze des Ätzkraters das Ende der Teilchenbahn erreicht hat. Da jenseits dieses Punktes keine vom Teilchen verursachte Schadstellen mehr im Material sind, gibt es keine bevorzugte Ätzrichtung mehr, sondern das Ätzmittel breitet sich von jedem Punkt der Folienoberfläche, zu der auch die Kraterwände gehören, kugelförmig mit der Geschwindigkeit  $v_B$  aus. Der Ätzkrater hat jetzt keine scharfe Spitze mehr, sondern ist abgerundet. Abb. 36 zeigt die zeitliche Entwicklung des Ätzkraters eines 0.95 MeV Protons.

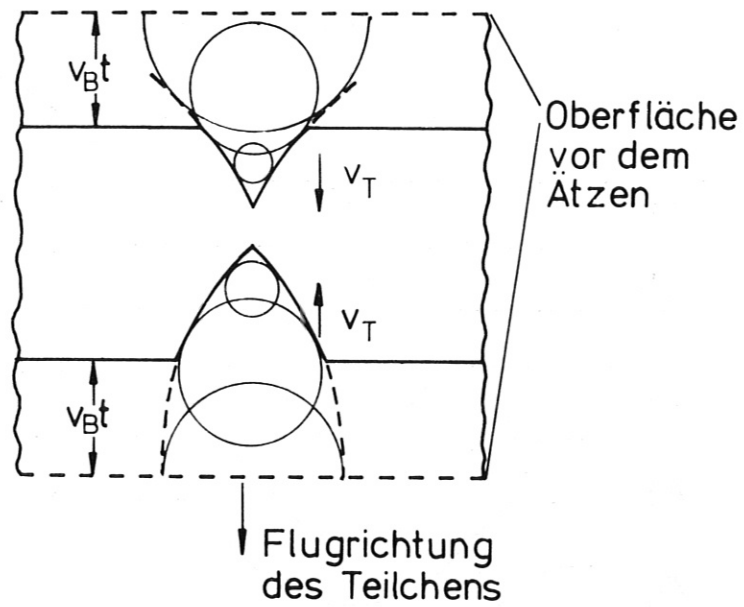


Abb. 35 Schematische Darstellung des Ätzprozesses der Spur eines Teilchens, das die Folie vollständig durchdrungen hat. Der Ätzprozeß erfolgt von beiden Oberflächen der Folie aus. Da im einen Fall in Richtung der Teilchenbahn und im anderen Fall in Gegenrichtung geätzt wird, sind die Wände der Ätzkrater auf Vorder- und Rückseite der Folie unterschiedlich gekrümmt.

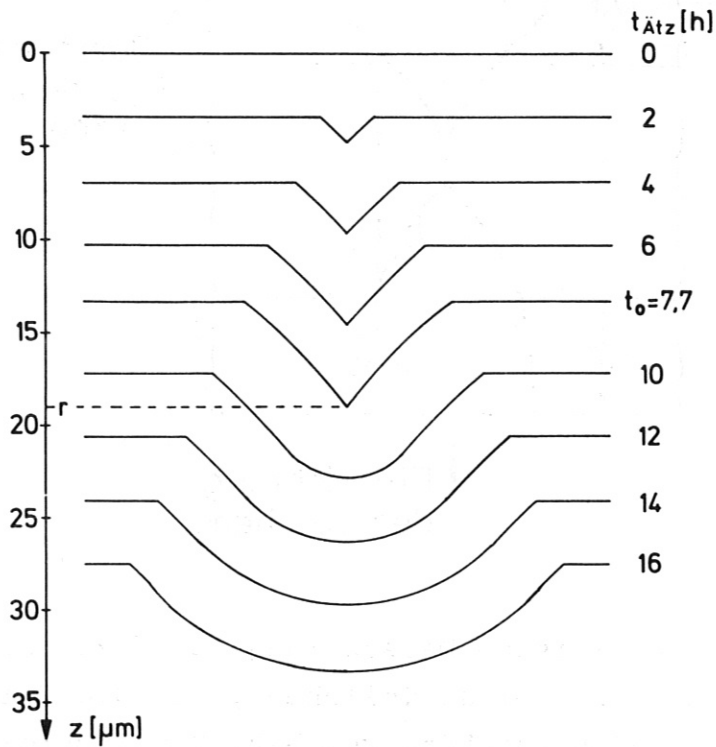


Abb. 36 Schematische Darstellung des Ätzkraters eines 0.95 MeV Protons nach Ätzzeiten von 2 h bis 16 h. Die Spitze des Kraters bewegt sich mit der Geschwindigkeit  $v_T$  entlang der Teilchenbahn bis sie zum Zeitpunkt  $t_0 = 7.7$  h deren Ende erreicht hat. Von da an wird von allen Oberflächen mit der Geschwindigkeit  $v_B$  weitergeätzt.

Zur Berechnung der Spurradien und -tiefen wurde folgender Ansatz für die Spurätzgeschwindigkeit  $v_T$  gemacht:

$$v_T(z) = \begin{cases} v_B \left[ 1 + e^{a(z-r)+b} \right] & \text{für } z \leq r \\ v_B & \text{für } z > r \end{cases}$$

$r$  ist die Reichweite der Teilchen in CR-39, sie läßt sich näherungsweise als Funktion der Energie darstellen:

$$r [\mu\text{m}] = c (E [\text{MeV}])^d$$

mit  $c = 20.6087$  und  $d = 1.61673$  für Protonen

und  $c = 3.01173$  und  $d = 1.34028$  für  $\alpha$ -Teilchen.

$z$  ist die Koordinate der Spitze des Ätzkraters,  $a$  und  $b$  sind Parameter, für die durch Anpassung an die Meßwerte folgende Werte ermittelt wurden:

$a = 0.01$ ,  $b = -0.75$  für Protonen

$a = 0.13$ ,  $b = 1.5$  für  $\alpha$ -Teilchen.

Dieser Ansatz für  $v_T$  wurde gewählt, da er einerseits für  $\alpha$ -Teilchen die Proportionalität zwischen  $v_T$  und dem Energieverlust  $dE/dz$  näherungsweise beschreibt und andererseits eine analytische Berechnung der Spurradien und -tiefen erlaubt. Abb. 37 zeigt Spurätzgeschwindigkeit und Energieverlust von  $\alpha$ -Teilchen mit einer Anfangsenergie von 3 MeV.

Für Protonen liefert dieser Ansatz keine Proportionalität zwischen Energieverlust und Spurätzgeschwindigkeit, aber die Meßergebnisse lassen sich auch mit einem Ansatz, der eine Abnahme von  $v_T$  mit wachsender Reichweite der Teilchen beschreibt, relativ gut erklären.

Numerische Rechnungen, die  $v_T$  als Funktion eines eingeschränkten Energieverlusts  $(REL)_{200}$  ansetzen /28/, könnten möglicherweise noch bessere Übereinstimmung mit dem Experiment liefern. Derartige Rechnungen werden zur Zeit durchgeführt, sind aber noch nicht abgeschlossen.

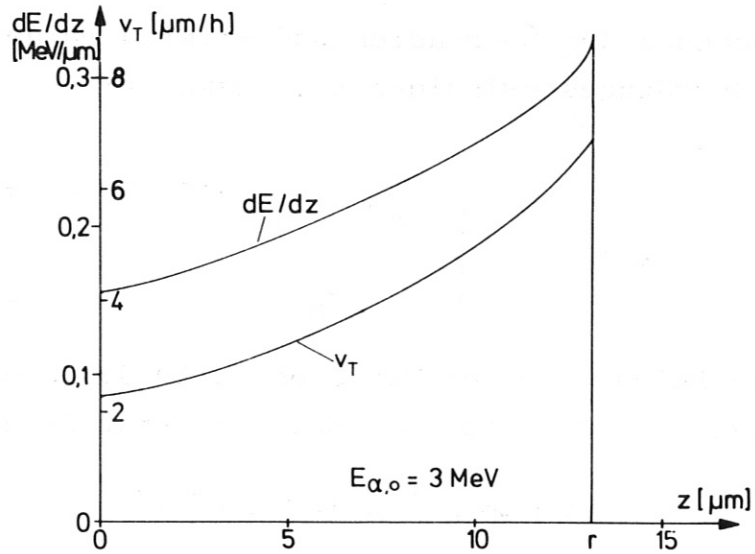


Abb. 37 Vergleich des Verlaufs von Spurätzgeschwindigkeit  $v_T$  und Energieverlust  $dE/dz$  als Funktion der Eindringtiefe in der Folie  $z$  von  $\alpha$ -Teilchen

### 5.1 Berechnung der Spurtiefen

Für die Bewegung des vordersten Ätzpunktes gilt:

$$\frac{dz}{dt} = v_T(z) = \begin{cases} v_B \left[ 1 + e^{a(z-r)+b} \right] & \text{für } z \leq r \\ v_B & \text{für } z > r \end{cases}$$

Damit erhält man:

$$z(t) = \begin{cases} -\frac{1}{a} \ln \left[ e^{-av_B t} (1 + e^{-ar+b}) - e^{-ar+b} \right] & \text{für } t \leq t_0 \\ r + v_B (t - t_0) & \text{für } t > t_0 \end{cases}$$

wobei  $t_0$  die Zeit ist, bei der die Spitze des Ätzkraters das Ende der Teilchenbahn erreicht hat, d.h.  $z(t_0) = r$  oder

$$v_B t_0 = \frac{1}{a} \ln \left[ \frac{e^{ar} + e^b}{1 + e^b} \right]$$

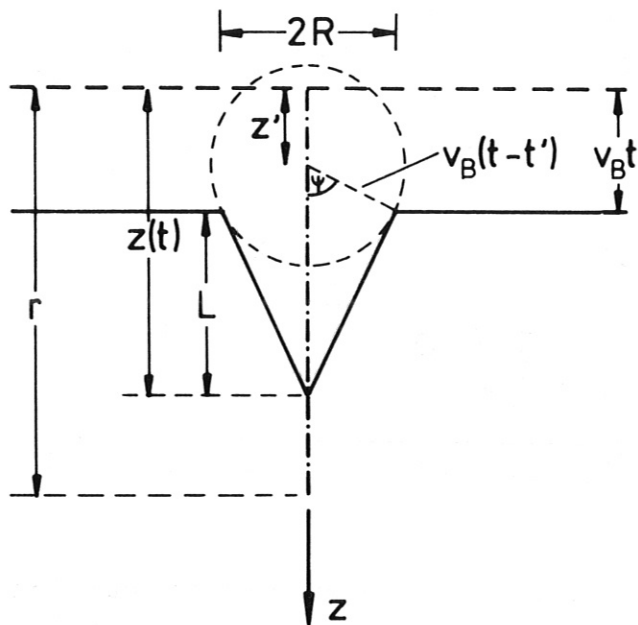


Abb. 38 Schematische Darstellung einer Teilchenspur nach der Ätzeit  $t$

Die Spurtiefe  $L$  erhält man aus der Beziehung  $L = z(t) - v_B t$

$$L(r, t) = \begin{cases} -\frac{1}{a} \ln \left[ 1 + e^{-ar+b} (1 - e^{-av_B t}) \right] & \text{für } t \leq t_0 \\ r - \frac{1}{a} \ln \left[ \frac{e^{ar} + e^b}{1 + e^b} \right] & \text{für } t > t_0 \end{cases}$$

Abb. 39 und 40 zeigen die berechneten Spurtiefen von  $\alpha$ -Teilchen und Protonen als Funktion der Teilchenenergie und die gemessenen Werte. Die Übereinstimmung ist in Anbetracht des einfachen Modells, das zur Berechnung verwendet wurde, vor allem für die  $\alpha$ -Teilchen bemerkenswert gut.

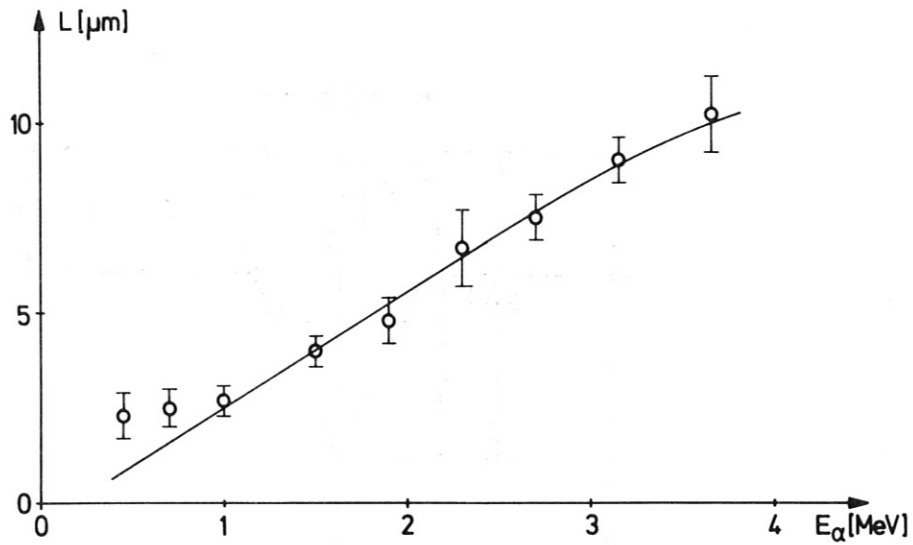


Abb. 39 Gemessene und berechnete Spurtiefen von  $\alpha$ -Teilchen als Funktion der Energie nach 6 h Ätzzeit. Die durchgezogene Kurve stellt die Funktion  $L(r,t)$  mit  $r = cE_\alpha^d$  dar.

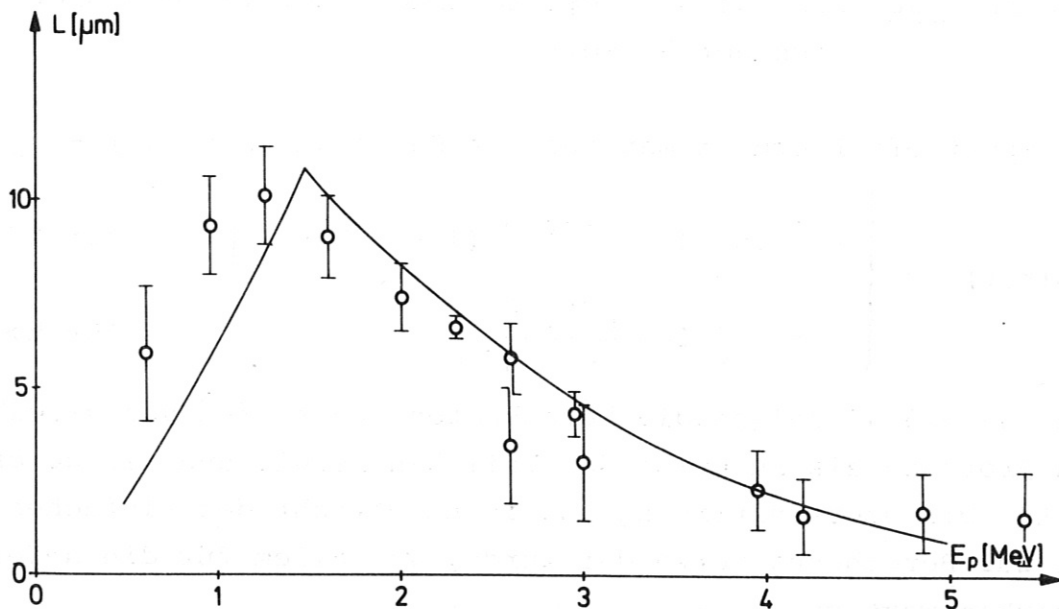


Abb. 40 Gemessene und berechnete Spurtiefen von Protonen als Funktion der Energie nach 16 h Ätzzeit.



### 5.2 Berechnung der Spurradien

Der Spurradius wird bestimmt durch den Schnittkreis von Detektoroberfläche und Ätzkraterwand. Diese ist aber die Einhüllende der kugelförmigen Ätzfronten, die von jedem Punkt der Teilchenbahn ausgehen. Der Mittelpunkt der Kugel, die den Kraterradius zur Zeit  $t$  bestimmt, sei  $z'$  und  $t'$  sei der Zeitpunkt, zu dem sich der vorderste Ätzpunkt am Ort  $z'$  befand (siehe Abb. 38). Dann gilt

$$(1) \quad t' = \int_0^{z'} \frac{dz}{v_T(z)} = \frac{1}{v_B} \left\{ z' - \frac{1}{a} \ln \left[ \frac{1 + e^{a(z-r)+b}}{1 + e^{-ar+b}} \right] \right\}$$

Ferner sei  $\psi$  der Winkel zwischen der Richtung von  $v_T$  und  $v_B$  am Ort  $z'$ , d.h.

$$(2) \quad \cos \psi = \frac{v_B}{v_T(z')}$$

Weiterhin liest man aus Abb. 38 folgende Beziehungen ab:

$$(3) \quad v_B t = z' + v_B (t-t') \cos \psi$$

$$(4) \quad R = v_B (t-t') \sin \psi$$

Aus den Gleichungen (2), (3) und (4) erhält man folgende Gleichung für den Spurradius

$$R = (v_B t - z') \sqrt{\frac{v_T(z')^2}{v_B^2} - 1} = (v_B t - z') \sqrt{(1 + e^{a(z-r)+b})^2 + 1}$$

Aus den Gleichungen (1), (2) und (3) erhält man eine implizite Gleichung für  $z'$ , die iterativ zu lösen ist:

$$\frac{v_B}{v_T(z')} = \frac{v_B t - z'}{v_B \left( t - \int_0^{z'} \frac{dz}{v_T(z)} \right)}$$

oder

$$e^{a(z' - r) + b} = \frac{\ln \left[ \frac{1 + e^{a(z' - r) + b}}{1 + e^{-ar + b}} \right]}{a(v_B t - z')}$$

Obige Gleichung für R gilt nur für den Fall  $z' \leq r$ , für  $z' > r$  hat man die einfache Beziehung

$$[v_B(t - t_0)]^2 = R^2 + (v_B t - r)^2$$

Der Radius R ist also gegeben durch

$$R(r, t) = \begin{cases} (v_B t - z') \sqrt{(1 + e^{a(z' - r) + b})^2 + 1} & \text{für } z' \leq r \\ \sqrt{(v_B t_0)^2 - 2 v_B t (v_B t_0 - r) - r^2} & \text{für } z' > r \end{cases}$$

mit  $z'$  aus:

$$a(v_B t - z') e^{a(z' - r) + b} = \ln \left[ \frac{1 + e^{a(z' - r) + b}}{1 + e^{-ar + b}} \right]$$

Abb. 41 zeigt die gemessenen und berechneten Radien als Funktion der Energie für  $\alpha$ -Teilchen nach 6h und 16 h Ätzzeit, Abb. 42 die gemessenen und berechneten Radien als Funktion der Energie für Protonen nach 8h und 16 h Ätzzeit.

Zur Berechnung der Spurradien wurden dieselben Werte der Parameter a und b benutzt wie zur Berechnung der Spurtiefen.

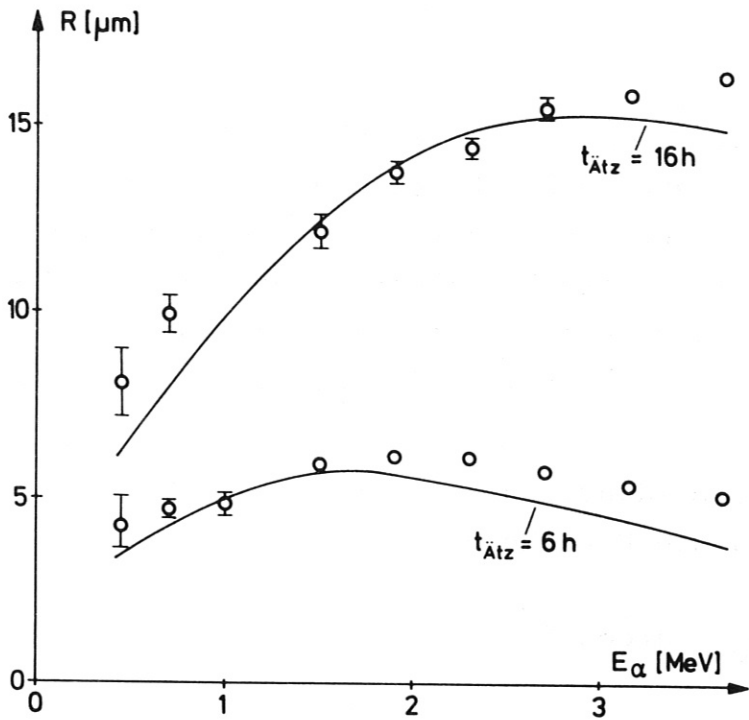


Abb. 41

Gemessene und berechnete Spurradien von  $\alpha$ -Teilchen

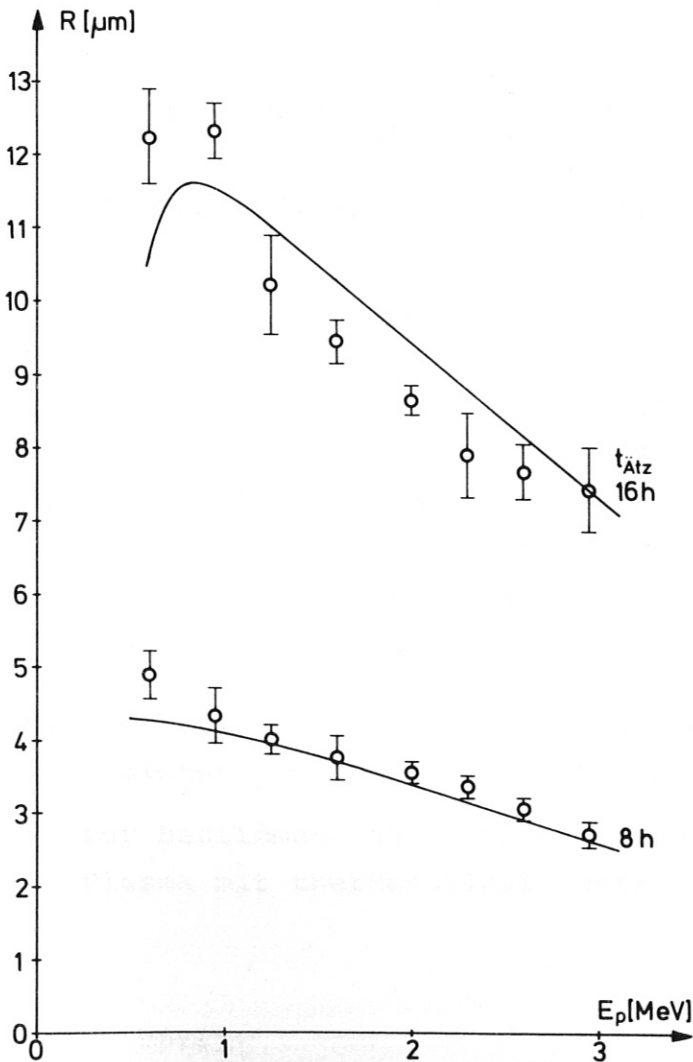


Abb. 42

Gemessene und berechnete Spurradien von Protonen

### 5.3 Kritischer Winkel

Die Ausbildung eines Ätzkraters ist bei Teilcheneinfall unter einem Winkel  $\varphi$  zur Normalen der Folienoberfläche offensichtlich nur möglich, wenn nach einer gewissen Ätzzeit  $t$  der Abstand der Spitze des Ätzkraters von der Folienoberfläche größer ist als die abgeätzte Schichtdicke  $v_B t$ , d.h. wenn die Komponente von  $v_T$  senkrecht zur Folienoberfläche größer ist als  $v_B$ , d.h.

$$v_T \cos \varphi > v_B.$$

Für den Grenzwinkel der Spurbildung, der als kritischer Winkel  $\varphi_c$  bezeichnet wird, erhält man die Beziehung:

$$\varphi_c = \arccos\left(\frac{v_B}{v_T}\right)$$

Im Experiment wurde der kritische Winkel von 2.93 MeV Protonen nach 8 h Ätzzeit zu etwa  $30^\circ$  ermittelt (s. Abb. 33). Die Rechnung liefert:

$$\varphi_c = \arccos\left(\frac{v_B}{v_T}\right) = \arccos \left[ 1 - \frac{e^{av_B t}}{1 + e^{ar-b}} \right] = 30.8^\circ \text{ in}$$

sehr guter Übereinstimmung mit diesem experimentellen Befund.

Bei der Berechnung des kritischen Winkels von  $\alpha$ -Teilchen ist zu beachten, daß sich eine Spur nur ausbilden kann, wenn die Bedingung  $v_T \cos \varphi > v_B$  zur Zeit  $t \leq t_0$  erfüllt ist. Denn wenn sich bis zur Zeit  $t_0$  noch kein Ätzkrater ausgebildet hat, kann auch später keiner mehr entstehen, da die Schicht der Folie, die das Teilchen durchdrungen hat, bereits weggeätzt ist. Für 2.4 MeV  $\alpha$ -Teilchen ist  $t_0 = 2.35$  h, die Ätzzeit betrug im Experiment 6 h. Man muß deshalb in der Gleichung für  $\varphi_c$  die Zeit  $t$  durch  $t_0$  ersetzen und erhält

$$\varphi_c = \arccos \left[ 1 - \frac{e^{av_B t_0}}{1 + e^{ar-b}} \right] = 79.5^\circ.$$

Dieser Wert ist etwas größer als der im Experiment ermittelte Wert  $\varphi_c = 70^\circ$ . Dies liegt möglicherweise daran, daß bei Winkeln  $\varphi > 70^\circ$  zwar noch Krater vorhanden sind, diese aber so flach und wenig kontrastreich sind, daß sie unter dem Mikroskop nicht mehr zu sehen waren.

## 6. Anwendungsmöglichkeiten

Mit den Ergebnissen der in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen werden einige Anwendungen bei der Diagnostik thermonuklearer Plasmen möglich. Die Kernspurfolien erlauben, geladene Fusionsprodukte wie Alphateilchen, Tritonen, Deuteronen und Protonen - letztere allerdings nur bei niedrigen Energien - quantitativ nachzuweisen und von anderen Teilchen (schwere Ionen, Neutronen) leicht zu unterscheiden und zu trennen.

Diagnostische Anwendungsmöglichkeiten der untersuchten Kernspurfolien bieten sich in zwei Bereichen:

- a) zur Bestimmung der Parameter (Teilchendichte, Temperatur) im Plasma mit thermonuklear (oder durch Strahl-Plasma-Wechsel-

wirkung, wie bei der Neutralteilchen-Injektionsheizung) erzeugten geladenen Teilchen, in Ergänzung und Erweiterung der Neutronen-Diagnostik.

- b) zur Ermittlung der Flüsse und Energieverteilungen geladener Teilchen (Alphateilchen), die heiße, thermonukleare Plasmen verlassen.

Für beide Anwendungsbereiche werden die Kernspurfolien in der Nähe der inneren Gefäßwand der Plasma-Experimentieranlagen deponiert. Zur Abschirmung niederenergetischer Ionen und Neutralteilchen aus dem Plasma empfiehlt sich eine Belegung mit einer dünnen Folie (Al, Hostaphan). Die Identifizierung der Spuren kann - den geschilderten Resultaten entsprechend - aus den Ätzbedingungen und durch Variation vorgeschalteter Absorptionsfolien erfolgen. Die gemessenen Orts- und Winkelverteilungen müssen jedoch wegen der gekrümmten Bahnen der geladenen Teilchen im Magnetfeld mit in der Literatur ausführlich beschriebenen Teilchenbahn-Rechenprogrammen /14, 29/ auf die Quellverteilung im Plasma zurückgerechnet werden. Diese Rechnungen sind relativ einfach (nur wenige Gyrationen), solange - wie in den derzeitigen Experimentieranlagen erfüllt - der Einschluß der hochenergetischen Fusionsprodukte nicht gewährleistet ist, also das Produkt aus Plasmastrom  $I_p$  und Aspektverhältnis  $A = r/a$  (Verhältnis von großem zu kleinem Radius) des Torus den Wert  $I_p \cdot A \approx 7 \text{ MA} / 9, 14, 29/$  nicht übersteigt.

Bei Deuteriumplasmen (D-D-Reaktionen) lassen sich die entstehenden geladenen Teilchen (Protonen bis 3.02 MeV, Tritonen bis 1.01 MeV und  $^3\text{He}$ -Teilchen bis 0.82 MeV) mit etwa der Wahrscheinlichkeit 1 nachweisen. Wegen der starken Richtungsabhängigkeit des Teilcheneinfalls für Protonen (s. Abb. 33) läßt sich auch die Einfalls-Winkelverteilung (bei verschiedener Folienorientierung) näherungsweise ermitteln oder durch Kollimierung genauer bestimmen. Da die Spurradien - insbesondere nach längeren Ätzzeiten - monoton mit wachsender Einfallsenergie der Protonen abfallen (s. Abb. 26), läßt sich auch (bei definierten Ätzbedingungen) die Energieverteilung der Protonen grob ermitteln. Die Energieauflösung ist jedoch zu gering, um aus den Protonen-Energie-

spektren auf die Ionentemperatur schließen zu können. Die Spurtiefen allein sind zur Energiebestimmung wegen der Zweideutigkeit der zugeordneten Energie nicht in jedem Fall geeignet (s. Abb. 28).

Bei der  $d-^3\text{He}$ -Reaktion, die sich zur Bestimmung der  $^3\text{He}$ -Dichte in Divertorplasmen eignen /15/ und somit Rückschlüsse auf die He-Pumpwirkung des Divertors zuläßt, lassen sich die Alphateilchen (mit einer Energie bis zu 3.67 MeV) mit der Wahrscheinlichkeit 1, also einzeln, mit den Kernspurfolien nachweisen. Dabei können die Einfallswinkel (gegen die Foliennormale) bis zu nahezu  $70^\circ$  betragen. Wegen der monotonen Zunahme der Spurtiefe  $L$  mit der Alphateilchenenergie  $E_\alpha$  (s. Abb. 17) läßt sich die Energieverteilung der Alphateilchen (bei nahezu senkrechtem Einfall) grob ermitteln. Im Gegensatz zu den Protonenspuren sind die Spurradien zur Energiebestimmung ungeeignet. Der nahezu senkrechte Einfall kann durch Verwendung eines einfachen Kollimators erreicht werden. Diese Maßnahme ist bei dem derzeitigen Kenntnisstand notwendig, da die Energieabhängigkeiten der Spurtiefen für Einfallswinkel größer als  $20^\circ$  gegen die Foliennormale nicht gemessen wurden.

Die 14.68 MeV-Protonen der  $D-^3\text{He}$ -Reaktion lassen sich mit den verwendeten Kernspurfolien nicht unmittelbar nachweisen (s. Abb. 30 und 31), sie müssen durch Vorschalten von Absorptionsfolien erst auf Energien unter etwa 3 MeV abgebremst werden, um mit mehr als einer Wahrscheinlichkeit von etwa 0.8 nachgewiesen werden zu können. Die Kombination des Alphateilchen-Nachweises mit dieser Protonen-Messung gibt aber eine hohe Zuverlässigkeit der Ergebnisse zur Plasmaparameterbestimmung mit der  $D-^3\text{He}$ -Reaktion.

Eine Hauptanwendung der Kernspurfolien wird bei der Ermittlung der Flüsse und Energieverteilungen der Alphateilchen liegen können, die das heiße, thermonukleare Plasma im D-T-Betrieb der Experimente der kommenden Generation (TFTR, JET) verlassen. Wie für den Alphateilchen-Nachweis bei der  $D-^3\text{He}$ -Reaktion (wegen ihrer Ähnlichkeit mit der D-T-Reaktion) erläutert, eignen sich die Kernspurfolien CR-39 und PM 355 mit ihrer 100 %-igen Nachweiswahrscheinlichkeit bis zu Einfallswinkeln von nahezu  $70^\circ$  und der monotonen Energieabhängigkeit der Spurtiefen sehr gut zur Messung der Dichten, Energie-

und Winkelverteilungen der das Plasma verlassenden Alphateilchen. Die Orts- und Winkelverteilungen können dabei wegen der zu erwartenden relativ hohen Teilchenflüsse mit einer Lochkamera bei guter Zeitauflösung bestimmt werden. Beim nahezu gezündeten D-T-Betrieb von JET werden etwa 35 MW durch Alphateilchen-Heizung erwartet, was einer Alphateilchen-Entstehungsrate von etwa  $6 \cdot 10^{18} \text{ s}^{-1}$  entspricht. Bei einer inneren Oberfläche des JET-Gefäßes von  $2 \cdot 10^6 \text{ cm}^2$  und einer angenommenen Alphateilchen-Verlustrate von 10% ergibt das einen mittleren Alphateilchen-Fluß zur Wand von etwa

$$\Phi_{\alpha} \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$$

Dieser hohe Wert erfordert geradezu die Abschwächung durch eine Lochkamera und durch eine zeitliche Auflösung (zum Beispiel durch eine rotierende Scheibe mit den aufgesetzten Kernspurfolien), um in den für Kernspurfolien günstigen Fluenzbereich von etwa  $10^2$  bis  $10^8$  Spuren pro  $\text{cm}^2$  zu kommen.

Mit Hilfe der Kernspurfolien scheint es somit möglich, zwei der derzeit wichtigsten ungelösten physikalischen Fragestellungen der Fusionsforschung mit magnetischem Einschluß, die Wirkung der thermonuklearen Heizung und die Abfuhr der Helium-Asche, einer Lösung näherzubringen.



## Anhang

### Ausdehnung der Kernspurfolien bei Erwärmung

In Abb. 10 fällt auf, daß die Geraden, die die abgeätzte Dicke als Funktion der Ätzzeit angeben, nicht durch den Ursprung verlaufen, sondern bei Extrapolation auf  $t_{\text{Ätz}} = 0$  einen negativen Wert annehmen, was einer Zunahme der Foliendicke entspricht. Um die Ursache dieser Ausdehnung festzustellen, wurden drei Folien 15, 30 bzw. 60 Minuten lang geätzt und anschließend wie gewöhnlich gewässert und im Ofenschrank bei  $80^{\circ}\text{C}$  getrocknet, eine weitere Folie wurde nur gewässert und getrocknet und schließlich wurde eine Folie nur im Ofenschrank auf  $80^{\circ}\text{C}$  erwärmt. Da alle Folien die gleiche Zunahme der Dicke aufweisen, wenn man die abgeätzte Schicht der drei geätzten Folien, die mit der bekannten Flächenätzgeschwindigkeit berechnet wurde, berücksichtigte, liegt der Grund für die Ausdehnung offensichtlich in der Trocknung im Ofenschrank. In einer Meßreihe wurde die Ausdehnung der Folien für verschiedene Temperaturen und Zeiten gemessen. Die Ergebnisse sind in Abb. 43 und 44 dargestellt.

Als Ergebnis dieser Meßreihe muß empfohlen werden, die Trocknung der Folien entweder bei relativ niedriger Temperatur oder in definierten Zeiten durchzuführen.

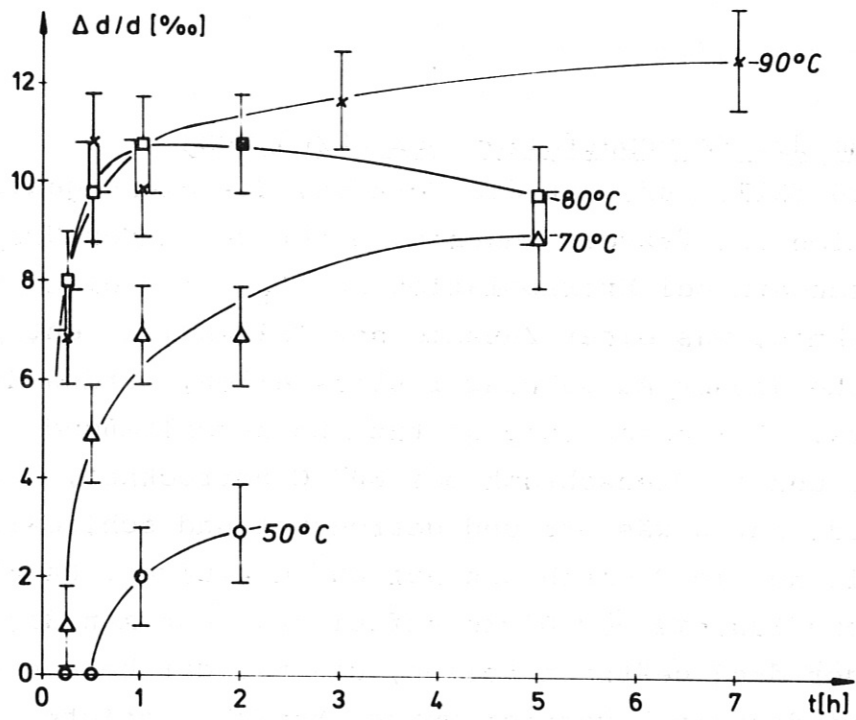


Abb. 43 Ausdehnung der Folien als Funktion der Dauer der Erwärmung für verschiedene Temperaturen.

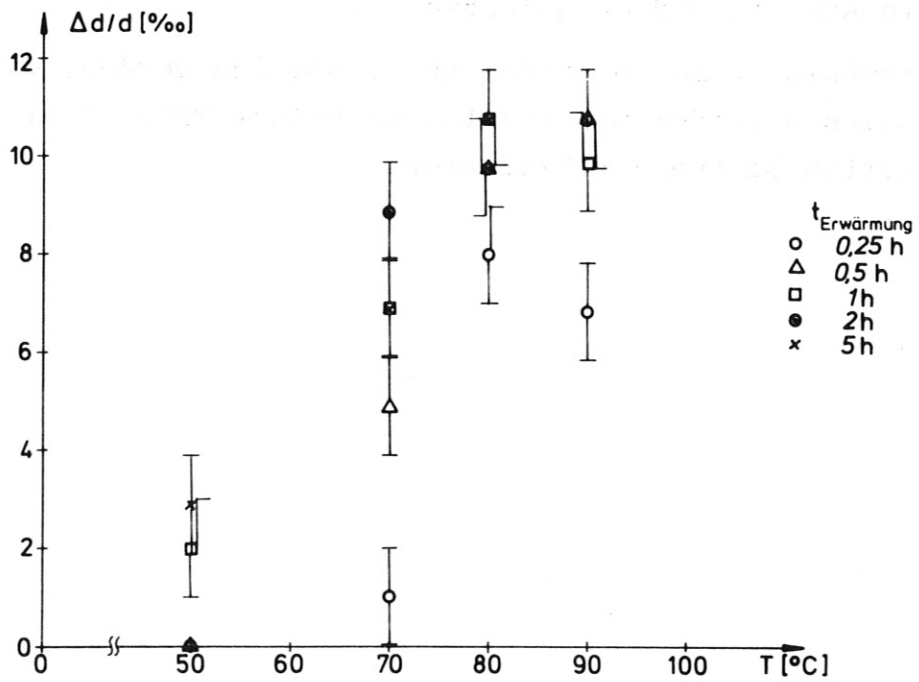


Abb. 44 Ausdehnung der Folien als Funktion der Temperatur für unterschiedliche Erwärmungsdauer.

Literatur

- /1/ J. Raeder u.a.: "Kontrollierte Kernfusion", Teubner Studienbücher Physik, B.G. Teubner, Stuttgart 1981
- /2/ H.P. Furth: "The Tokamak" in "Fusion" ed. by E. Teller, Vol. 1, Part A, p. 124 ff, Academic Press, New York (1981)
- /3/ Y.I. Kolesnichenko: "The Role of Alpha Particles in Tokamak Reactors", Nucl. Fusion 20, 727 (1980)
- /4/ D.E. Post, D.R. Mikkelsen, R.A. Hulse, L.D. Stewart, J.C. Weisheit: Journal of Fusion Energy 1, 129 (1981)
- /5/ P.J. Reardon : "TFTR Status Report", Proc. Fusion Energy Symp. Canac. Nucl. Assoc., Toronto, Ontario, Montreal, Canada, Apr. 11-12, 1978, AED-Conf-78-162-003
- /6/ P.H. Rebut: "The JET Project (Design Proposal)", EUR-JET-R5, Commission of the European Communities, 1975
- /7/ "INTOR, International Tokamak Reactor, Phase IIA", Commission of the European Communities, Brüssel, IAEA Wien, März 1982
- /8/ S.W. Seiler, H.W. Hendel: Bull. Am. Phys. Soc. 23, 881 (1978)
- /9/ D. Pfirsch: " $\alpha$ -Particles in Tokamaks", Proc. Intern. School of Plasma Physics, Varenna (Italy), Commission of the European Communities, EUR FU BRU/XII/476/80, Vol. I, p. 237 (1980)
- /10/ L.J. Spitzer, Jr.: "Physics of Fully Ionized Gases", Wiley Interscience Publishers, New York (1962)
- /11/ M. Keilhacker et al.: "Impurity Control Experiments in the ASDEX Divertor Tokamak", Plasma Physics and Controlled Fusion Research 1980, Vol. II, IAEA-CN-38/0-1, p. 351 (1981)
- /12/ M. Keilhacker, U. Daybelge: Nucl. Fusion 21, 1497 (1981)
- /13/ Strachan et al.: "Helium Transport Experiments in PLT", Proc. IAEA Technical Committee Meeting on Divertors and Impurity Control, Garching, July 1981, p. 132
- /14/ D.G. McAlees: Oak Ridge National Laboratory Report ORNL-TM-4661 (1974)

- /15/ Strachan et al.: "Observation of d-<sup>3</sup>He Fusion Reactions in a Tokamak Plasma" Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 535
- /16/ R.L. Gullickson, J.S. Luce, H.L. Sahlin, "Operation of a Plasma-Focus Device with D<sub>2</sub> and <sup>3</sup>He", Journal of Applied Physics 48 (1977) 3718
- /17/ H.G. Paretzke, "Kernspuren in Kunststoffen", GSF-Bericht S. 138 (1971)
- /18/ S.P. Ahlen, P.B. Price, G. Tarle, "Track-Recording Solids", Physics Today (1981) 32
- /19/ R.L. Fleischer, P.B. Price, R.M. Walker, "Nuclear Tracks in Solids", University of California Press, Berkeley (1975)
- /20/ R.L. Fleischer, P.B. Price, R.M. Walker, "Solid-State Track Detectors: Applications to Nuclear Science and Geophysics", Ann. Rev. Nuc. Sci. 15 (1965) 1-28
- /21/ B.G. Cartwright, E.K. Shirk, P.B. Price, "A Nuclear-Track-Recording Polymer of Unique Sensitivity and Resolution", Nucl. Instr. Meth. 153 (1978) 457-460
- /22/ H.G. Skinner: "CR-39 Sheet of Nuclear Track Detection", Proc. 11th Int. Conf. on Solid State Nuclear Track Detectors, Bristol, Sept. 1981
- /23/ J. Roth, B.M.U. Scherzer, "Trapping, Detrapping and Replacement of keV Hydrogen Implanted into Graphite", Journal of Nuclear Materials 93/94 (1980) 601-607
- /24/ J.F. Ziegler, "Handbook of Stopping Cross-Sections for Energetic Ions in All Elements", Pergamon Press
- /25/ E.V. Benton et al.: "Proton Recording Neutron Dosimeter for Personnel Monitoring". Proc. 10th Int. Conf. on Solid State Nuclear Track Detectors, Lyon, July 1979, p. 469
- /26/ K. Jamil et al.: "The Effect of Post-Exposure Annealing on the Track Registration Characteristics of CR-39 Nuclear Track Detectors", Radiation Effects Letters 58 (1981) 71
- /27/ E.V. Benton et al.: "Proton and Alpha Particle Response Characteristics of CR-39 Polymer for Reactor and Dosimetry Applications", Proc. 10th Int. Conf. on Solid State Nuclear Track Detectors, Lyon, July 1979, p. 459

- /28/ H.B. Lück: "Response Function of the Plastic Track Detector CR-39", Radiation Effects Letters 67 (1982) 141
- /29/ D. Mikkelsen, D.E. Post, Proc. of the Workshop on the Physics of Plasmas in Thermonuclear Regimes, Varenna/ Italy, p. 41 (1979)

Herrn Prof. Dr. K. Pinkau danke ich für die Möglichkeit, die Arbeit am Institut für Plasmaphysik durchführen zu können. Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. U. Schumacher für die ausgezeichnete Betreuung.

Herrn J. Fink, Herrn Dr. B. Scherzer und Herrn H. Wacker danke ich sehr herzlich für die Mithilfe bei der experimentellen Durchführung der Diplomarbeit. Herrn Dr. H.G. Paretzke (GSF Neuherberg) und Herrn Dr. K. Steinmetz (Universität Heidelberg) danke ich für die anregenden Diskussionen. Außerdem danke ich Herrn H. Kukral, Herrn E. Buchelt und Herrn P. Gais (GSF Neuherberg) für die Unterstützung bei der Auswertung der Meßergebnisse.