

Geschwindigkeitsverteilung anisotroper  
Deuteriumplasma aus zeitaufgelösten  
Neutronenspektren

J. Neuhauser

IPP 1/109

Juli 1970

**INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**  
**GARCHING BEI MUNCHEN**

# INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Geschwindigkeitsverteilung anisotroper  
Deuteriumplasmen aus zeitaufgelösten  
Neutronenspektren

J. Neuhauser

IPP 1/109

Juli 1970

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

Abstract

The ion energy in hot deuterium plasmas can be determined by using the Doppler broadening of the d-d neutron line at 2.45 MeV. A method allowing time resolved measurement of neutron spectra in pulsed discharges is described. It utilizes the known energy dependence of the total neutron cross section of light to medium nuclei for energy selection of the neutrons. The neutrons are detected with plastic scintillators which afford both a high detection probability and a time resolution in the nanosecond range.

The method is applied to a theta pinch for investigating the anisotropy and relaxation of the deuteron velocity distribution. It is shown that, in particular, the ion energy parallel to the magnetic field can readily be measured even at the low neutron yield available at present.

Suitable combination of this procedure with known diagnostic methods allows deviations of the velocity distribution from the isotropic Maxwell distribution to be determined with sufficient accuracy. Comparison of the experimental relaxation rate with the theoretically predicted collision relaxation shows that Coulomb collisions are not a sufficient explanation. The short-wave mirror instabilities also observed probably make a major contribution to the relaxation of the anisotropic velocity distribution.

## Inhalt:

### Zusammenfassung

1. Einleitung	1
2. Neutronenspektren an heißen Deuteriumplasmen	3
3. Ein Verfahren zur zeitaufgelösten Messung von Neutronenspektren	7
3.1. Problemstellung	
3.2. Prinzip des Verfahrens	
4. Experimente am $\theta$ -Pinch	13
4.1. Allgemeine Daten	
4.2. Messung von Neutronenspektren an der 540 cm-Spule	
4.3. Messung von Neutronenspektren an der 150 cm-Spule	
5. Ergebnisse	23
5.1. 540 cm-Spule	
5.2. 150 cm-Spule	
6. Ergänzung und Diskussion der Ergebnisse	38
6.1. Form der Geschwindigkeitsverteilung der Deuteronen	
6.2. Vergleich der Relaxationsrate mit theoretischen Modellen	
7. Bedeutung der Neutronenspektroskopie an Plasmen	45
Anhang	47
Literatur	

## 1. Einleitung:

Mit Hilfe gepulster Magnetfelder werden heute extrem heiße Plasmen erzeugt. So werden etwa in  $\theta$ -Pinch-Anlagen durch schnelle, magnetische Kompression eines kalten Deuterium-Plasmas mit anschließender adiabatischer Aufheizung Deuteronenenergien von mehreren keV erreicht [1 - 3].

Da die Eigenstoßzeit der Deuteronen [4] vergleichbar mit der Einschlußzeit solcher Plasmen werden kann, darf häufig nicht mehr mit einer Maxwellverteilung der Deuteronen gerechnet werden. Der Begriff Temperatur wird dann bezüglich der Ionenkomponente des Plasmas sinnvollerweise durch die mittlere Energie der ungerichteten Teilchenbewegung in den einzelnen Freiheitsgraden ersetzt.

Zur Ionenenergiebestimmung in diesem Bereich sind eine Reihe von Verfahren bekannt, die z. B. auf der kollektiven Streuung von Laser-Licht ("Vorwärtsstreuung") [5], auf der direkten Energieanalyse von ausströmendem Plasma [6], oder, im Fall kleiner Elektronentemperatur, auf der Dopplerverbreiterung von Spektrallinien [7] beruhen.

Am häufigsten wird jedoch der absolute Neutronenfluß zusammen mit Dichtemessungen benutzt. Diese Methode, die auf der Fusionsrate und der bekannten Energieabhängigkeit des d-d-Wirkungsquerschnitts basiert, gewinnt mit steigender Deuteronenenergie zunehmend an Bedeutung. Die Unkenntnis der tatsächlichen Verteilungsfunktion der Deuteronen im Falle langer Relaxationszeiten führt jedoch zu einer relativ großen Unsicherheit der Ergebnisse [8, 9].

In der Neutronenstrahlung eines Deuterium-Fusionsplasmas ist aber wesentlich mehr Information enthalten, als bei der reinen Flußmessung benutzt wird. Von besonderer Bedeutung ist hier die Dopplerverbreiterung der einzigen, bei etwa 2.45 MeV gelegenen Neutronenlinie aufgrund der Verteilung der Schwerpunktsgeschwindigkeiten der reagierenden Deuteronenpaare. Weiterhin ist die d-d-Reaktion

bereits im Schwerpunktsystem anisotrop, was bei einer anisotropen Geschwindigkeitsverteilung der Deuteronen zu einer Anisotropie des Neutronenflusses führt.

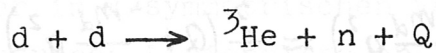
Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, besonders die in der Energieverteilung der d-d-Fusionsneutronen enthaltene Information auszuwerten.

Dazu wird ein neuartiges Verfahren entwickelt, das es gestattet, Neutronenspektren im Mikro- und Nanosekundenbereich zeitaufgelöst zu messen und damit die zeitliche Entwicklung der Deuteronenenergieverteilung in gepulsten Entladungen zu untersuchen. Dieses Verfahren beruht auf der Energieabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts leichter bis mittelschwerer Kerne und kann bereits bei relativ geringen Neutronenintensitäten, wie sie derzeit zur Verfügung stehen, eingesetzt werden.

In den folgenden Abschnitten wird nach einer kurzen, theoretischen Herleitung der zu erwartenden Neutronenspektren das verwendete Verfahren eingehend dargestellt. Daran anschließend werden entsprechende Experimente am  $\theta$ -Pinch ISAR I beschrieben und zusammen mit Ergebnissen anderer Meßverfahren diskutiert.

## 2. Neutronenspektren an heißen Deuteriumplasmen:

Mit Hilfe von Teilchenbeschleunigern sind der totale und der differentielle Wirkungsquerschnitt für den hier interessierenden d-d-Reaktionszweig



( $Q = 3.27 \text{ MeV} = \text{Reaktionsenergie}$ )

für Deuteronenenergien  $E_d$  oberhalb von 15 keV gemessen worden [10 - 12]. Anhand halbempirischer Modelle [13, 14] kann der Wirkungsquerschnitt zu kleineren Energien extrapoliert werden, womit eine wesentliche Voraussetzung für die Neutronendiagnostik erfüllt ist.

Ist  $f(\vec{u})$  die normierte Verteilungsfunktion der Deuteronengeschwindigkeit  $\vec{u}$ ,

$$\int f(\vec{u}) d^3u = 1$$

so ist die Reaktionsrate gegeben durch

$$dR = \frac{n_d^2}{2} f(\vec{u}_1) f(\vec{u}_2) \cdot \sigma_{dd,t}(|\vec{u}_1 - \vec{u}_2|) \cdot |\vec{u}_1 - \vec{u}_2| \cdot d^3u_1 \cdot d^3u_2 \quad (1)$$

$n_d$  ist die Deuteronendichte;  $\vec{u}_1$  und  $\vec{u}_2$  sind die Geschwindigkeiten der beiden reagierenden Deuteronen;  $\sigma_{dd,t}$  ist der totale Wirkungsquerschnitt.

Die Transformation auf Schwerpunkts- und Relativkoordinaten ( $\vec{s}$  und  $\vec{g}$ ) ergibt mit  $\vec{u}_{1,2} = \vec{s} \pm \vec{g}/2$

$$R = \frac{n_d^2}{2} \langle \sigma_{dd,t} \cdot g \rangle \quad \text{mit}$$

$$\langle \sigma_{dd,t} \cdot g \rangle = \int f\left(\vec{s} + \frac{\vec{g}}{2}\right) f\left(\vec{s} - \frac{\vec{g}}{2}\right) \cdot g \cdot \sigma_{dd,t}(g) d^3s d^3g \quad (2)$$

Zur Berechnung von Neutronenspektren muß der Geschwindigkeitsraum des Neutrons hinzugenommen werden. Dabei wird in der Näherung

$E_d \ll Q$  eine Herleitung angegeben, die deutlich die physikalische Ursache von Linienform und Linienverschiebung erkennen läßt.

Von der im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehenden Energie entfällt auf das Neutron entsprechend dem Massenverhältnis der Reaktionsprodukte

$$E_S = \frac{m_n}{2} W^2 = \frac{m_{3\text{He}}}{m_n + m_{3\text{He}}} \cdot \left( Q + \frac{m_d}{4} g^2 \right) \approx \frac{3}{4} \left( Q + \frac{m_d}{4} g^2 \right) \quad (3)$$

Die Neutronenenergie im Laborsystem ist dann

$$E_n = \frac{m_n}{2} v^2 = \frac{m_n}{2} |\vec{w} + \vec{s}|^2, \quad \vec{v} = \vec{w} + \vec{s}$$

$m_n$ ,  $m_{3\text{He}}$ ,  $m_d$  = Masse des Neutrons, des Helium-3-Kerns und des Deuterons,

$w$  = Neutronengeschwindigkeit im Schwerpunktsystem,

$v$  = Neutronengeschwindigkeit im Laborsystem.

Für Neutronen, die z. B. in x-Richtung (= Beobachtungsrichtung) emittiert werden, gilt:

$$E_n^{(x)} = \frac{m_n}{2} v_x^2 = \frac{m_n}{2} (w_x^2 + 2w_x s_x + s_x^2), \quad v_{y,z} = (w_{y,z} + s_{y,z}) = 0$$

bzw.

$$E_n^{(x)} = \frac{m_n}{2} (w^2 - s_y^2 - s_z^2 + 2s_x \sqrt{w^2 - s_y^2 - s_z^2} + s_x^2)$$

Zusammen mit (3) folgt

$$E_n^{(x)} = \frac{3}{4} Q + \frac{3}{16} m_d g^2 + m_n s_x \sqrt{\frac{3Q}{2m_n}} (1 + \dots) + \frac{m_n}{2} (s_x^2 - s_y^2 - s_z^2)$$

Ordnet man der Größe nach und vernachlässigt die Terme von kleinerer Ordnung als  $E_d$ , so bleibt

$$E_n^{(x)} \approx \frac{3}{4} Q + m_n s_x \sqrt{\frac{3Q}{2m_n}} + \left[ \frac{3}{16} m_d g^2 + \frac{m_n}{2} (s_x^2 - s_y^2 - s_z^2) \right] \quad (4)$$

Bildet man nun den Mittelwert von  $E_n^{(x)}$  über alle Deuteronenpaare eines ruhenden Plasmas, die tatsächlich Neutronen erzeugen, so fällt der 2. Term weg und man erhält



$$\langle E_n^{(x)} \rangle \approx \frac{3}{4} Q + \Delta \quad \text{mit}$$

$$\Delta = \frac{1}{\langle \sigma_{dd,t} g \rangle} \cdot \int f(\vec{s} + \frac{\vec{g}}{2}) f(\vec{s} - \frac{\vec{g}}{2}) \cdot g \cdot \sigma \cdot \left[ \frac{3}{16} m_d g^2 + \frac{m_n}{2} (s_x^2 - s_y^2 - s_z^2) \right] d^3 g d^3 s$$

Im Fall einer in  $x$ -symmetrischen Verteilung gibt  $\langle E_n^{(x)} \rangle$  die Lage der Neutronen-Linienmitte an, die somit um den Betrag  $\Delta$  oberhalb von  $3/4 \cdot Q \approx 2.45$  MeV liegt.

Die Verteilung der Neutronenenergien um diesen Mittelwert ist entsprechend dem 2. Term in (4) durch die Verteilung der Schwerpunkts- und Laborsystem gleichgesetzt werden. Mit

$$E^{(x)} = E_n^{(x)} - \langle E_n^{(x)} \rangle = m_n s_x \sqrt{\frac{3Q}{2m_n}}$$

läßt sich (2) erweitern und man erhält für die Energieverteilung der Neutronen, die in ein Raumwinkelelement um die  $x$ -Richtung emittiert werden

$$\frac{dR}{dE^{(x)}} \sim n_d^2 \int f(\vec{s} + \frac{\vec{g}}{2}) f(\vec{s} - \frac{\vec{g}}{2}) \cdot g \cdot \sigma_{dd,t} \cdot \delta(s_x - \epsilon \sqrt{\frac{2}{3Qm_n}}) d^3 g d^3 s \quad (5)$$

Anhand ähnlicher Herleitungen, deren Ergebnisse in der hier interessierenden Näherung  $\bar{E}_d \ll Q$  zu (5) äquivalent sind, wurden von verschiedenen Autoren Neutronenspektren für homogene, ruhende Plasmen berechnet [8, 15, 16]. Dabei wurde meist eine Maxwellverteilung, in einigen Fällen auch eine monoenergetische Verteilung der Deuteronengeschwindigkeiten angenommen. Im Hinblick auf die Tatsache, daß bei der magnetischen Kompression im  $\theta$ -Pinch zunächst nur den beiden Freiheitsgraden senkrecht zum Magnetfeldvektor Energie zugeführt wird, wurden auch anisotrope Verteilungen betrachtet [8].

Im Anhang (A.I.) der vorliegenden Arbeit werden die obigen Gleichungen auf Nichtgleichgewichtsverteilungen angewandt, die in An-

lehnung an numerischen Relaxationsrechnungen die Verhältnisse in nahezu stoßfreien  $\theta$ -Pinch-Plasmen wesentlich besser beschreiben dürften.

$$\Delta E_{\text{rel}} = \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{v}{c} \right)^2 + \frac{m_0^2 c^4}{2 E^2} \right] \approx \frac{1}{2} \left( \frac{v}{c} \right)^2$$

Im Fall einer in  $\theta$ -symmetrischen Verteilung gibt  $\langle E_{\text{rel}} \rangle$  die Lage der Neutronen-Verteilung an, die somit um den Betrag  $\Delta E_{\text{rel}}$  oberhalb von  $3.4 \cdot 10^{-14}$  MeV liegt.

Die Verteilung der Neutronenenergie um diesen Mittelwert ist entsprechend dem  $\delta$ -Form in (4) durch die Verteilung der Schwerpunktschwindigkeiten der Neutronen liegenden Deuterongase gegeben.

Wenn  $\delta$   $\gg$   $\lambda$  kann die Differential-Wirkungsquerschnitt im Schwer-

$$\sigma_{\text{rel}} = \sigma_{\text{lab}} \left( \frac{E_{\text{rel}}}{E_{\text{lab}}} \right)^2 = m_0^2 c^4 \sqrt{\frac{2 E_{\text{rel}}}{m_0 c^2}}$$

überlappung ( $\delta$ ) anzuwenden und man erhält für die Energieverteilung der Neutronen, die in die Raumwinkel  $\Omega$  und die  $x$ -Richtung

$$\frac{dN}{dE_{\text{rel}} d\Omega} \sim n_0^2 \left[ f \left( \frac{v}{c} \right) \right]^2 \cdot \delta \left( 2x - \frac{v}{c} \right) \cdot \sqrt{\frac{2 E_{\text{rel}}}{m_0 c^2}}$$

Anhand ähnlicher Herleitungen, deren Ergebnisse in der hierunter-  
stehenden Näherung  $E_{\text{rel}} \ll E_{\text{lab}}$  äquivalent sind, wurden von vor-  
stehender Arbeit Neutronenspektren für homogene, typische Plasmen  
berechnet [8, 15, 16]. Dabei wurde meist eine Maxwell-Verteilung,  
in einigen Fällen auch eine monoenergetische Verteilung der Deute-  
ronschwindigkeiten angenommen. Im Hinblick auf die Tatsache,  
daß bei der magnetischen Kompression im  $\theta$ -Pinch zunächst nur der  
betriebsfreie Teil des Neutronenspektres zum Magnetfeldvektor  $\vec{B}$  zu-  
geführt wird, wurden auch anisotrope Verteilungen betrachtet [8].

Im Anhang (A.1.) der vorliegenden Arbeit werden die folgenden Gelei-

### 3. Ein Verfahren zur zeitaufgelösten Messung von Neutronenspektren:

#### 3.1. Problemstellung

Um das experimentelle Problem der Neutronenspektroskopie an gepulsten Deuterium-Plasmen zu verdeutlichen, sei hier die Größenordnung der Linienbreiten angegeben. Für eine Maxwellverteilung mit der Deuteronentemperatur  $T_d$

$$f(\vec{u}) \sim \exp\left(-\frac{m_d u^2}{2kT_d}\right)$$

läßt sich das Spektrum aus (5) analytisch berechnen, da die Paarverteilungsfunktion in Schwerpunkts- und Relativkoordinaten separierbar ist. Man findet Gaußförmige Linienprofile

$$\frac{dR}{d\varepsilon} \sim \exp\left(-\varepsilon^2 \frac{2m_d}{3Qm_n kT_d}\right)$$

mit der Halbwertsbreite ( $m_d \approx 2m_n$ ):

$$b = \sqrt{3QkT_d \ln 2} \approx 82,5 \sqrt{kT_d} ; \quad b, kT_d \text{ in keV}$$

Im Falle nicht-Maxwell'scher Verteilungen sind Schwerpunkts- und Relativgeschwindigkeiten der reagierenden Deuteronenpaare nicht mehr statistisch unabhängig. Die Wichtung hoher Relativgeschwindigkeiten und damit kleiner Schwerpunktschwindigkeiten führt daher bei Verteilungen ohne hochenergetischen Anteil bei gleicher mittlerer Deuteronenenergie zu erheblich schmälere Linien (siehe Anhang A.I.).

Für eine Deuteronenenergie von einigen keV liegt somit die Linienbreite im allgemeinen nur wenig über 100 keV, was einer relativen Linienbreite von 5 Prozent entspricht. Dementsprechend muß ein Neutronenspektrometer eine Energieauflösung im Bereich von einem Prozent aufweisen. Wegen des schnellen Entladungsablaufs und der relativ kleinen Neutronenintensität bei gepulsten Plasmen muß gleichzeitig eine Zeitauflösung von Mikrosekunden und möglichst hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen gefordert werden.

Diese Bedingungen werden von den üblichen Methoden der Neutronenspektroskopie nicht erfüllt. In den bisherigen Versuchen am  $\theta$ -Pinch wurden deshalb unter Verzicht auf Zeitauflösung meist Kernspurplatten eingesetzt, so zur Untersuchung der Plasmarotation [17] bzw. der Temperaturanisotropie [18].

Andererseits wird das experimentelle Problem stark vereinfacht durch die Tatsache, daß das Neutronenspektrum nicht kompliziert ist und im allgemeinen durch wenige Parameter, wie Linienbreite und Linienzentrum bereits in groben Zügen beschrieben werden kann.

Ausgehend von dieser Voraussetzung wird deshalb ein Verfahren entwickelt, das obigen Forderungen weitgehend gerecht wird.

### 3.2. Das Prinzip des Verfahrens

Das Verfahren ist dadurch charakterisiert, daß die Energieselektion der Neutronen bereits vor dem Eintreffen am Detektor stattfindet.

Für schnelle Neutronen kommt dabei im Gegensatz zu den vielfältigen Methoden bei geladenen Teilchen und elektro-magnetischer Strahlung nur die unmittelbare Wechselwirkung der Neutronen mit Atomkernen in Frage. Grundsätzlich kann jede derartige Reaktion benutzt werden, wenn nur die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts im Bereich der Neutronenlinie, also von 2 bis 3 MeV, hinreichend bekannt ist und eine ausgeprägte Struktur aufweist.

Umfangreiche und hochaufgelöste Messungen liegen in der Literatur bisher nur für den totalen Neutronen-Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{n,t}$  vor. Verwendet man daher den totalen Wirkungsquerschnitt, so wird der experimentelle Aufbau im Prinzip sehr einfach.

Der vom Plasma emittierte Neutronenfluß  $R_0(E_n, t)$  trifft auf einen Streukörper S, im folgenden auch Absorber genannt, dessen Durchlässigkeit für Neutronen der Energie  $E_n$  vom Wirkungsquerschnitt

$\sigma_{n,t}$  und der Zahl der Kerne pro Flächeneinheit abhängt. Der Neutronenfluß hinter dem Absorber ist dann

$$R(E_n, t, d) = R_o(E_n, t) \cdot \exp[-n_s \cdot \tau_{n,t}(E_n) \cdot d] \quad (6)$$

( $n_s$  ist die Teilchendichte des Absorbers,  $d$  ist dessen Länge in Strahlrichtung).

Dieser soll durch einen Detektor mit hoher Nachweiswahrscheinlichkeit und geringer Energieabhängigkeit gemessen werden. Eine Kombination aus Plastiksziintillator und Fotoelektronenvervielfacher ist dazu ausgezeichnet geeignet. Man erreicht damit eine apparative Zeitauflösung im Nanosekunden-Bereich, wobei die Verwendung großvolumiger Szintillatoren auch bei kleiner Neutronenintensität häufig noch gute Statistik ermöglicht. Weiterhin ist die Abhängigkeit der Lichtausbeute von der Neutronenenergie gut bekannt.

Es ist keineswegs notwendig, Einzelimpulse aufzulösen; vielmehr genügt die Messung des mittleren Anodenstroms mit einer Zeitkonstante, die der gewünschten Zeitauflösung entspricht. Das Problem der statistischen Detektorstrom-Schwankungen bei einer solchen Impulsdichtemessung mit nichtnormierten Impulsen wird im Anhang (A.II.) noch genauer behandelt.

Der mittlere Detektorstrom ist gegeben durch

$$I^{(\nu)}(t, d) = C \cdot \int W(E_n) \cdot R_o(E_n, t) \cdot \exp[-n_s^{(\nu)} d \tau_{n,t}^{(\nu)}(E_n)] dE_n \quad (7)$$

Der Index  $\nu$  bezieht sich auf die verschiedenen im Streukörper verwendeten Elemente,  $C$  ist eine Proportionalitäts-Konstante und  $W(E_n)$  berücksichtigt die Energieabhängigkeit in der Nachweiskette, hier im wesentlichen die energieabhängige Lichtausbeute im Szintillator.

Wenn  $I^{(\nu)}(t, d)$  gemessen wird und  $W(E_n)$  und die Absorberdaten bekannt sind, erhält man ein Integralgleichungssystem für das zeitabhängige Neutronenspektrum  $R_o(E_n, t)$ . Als Lösungen kommen beim

$\theta$ -Pinch praktisch nur die erwähnten Neutronenlinien in Betracht, die durch Strömung und Rotation des Plasmas noch modifiziert sein können. Diese Neutronenspektren lassen sich durch einige charakteri-

stische Parameter wie Linienbreite und Linienschwerpunkt gut beschreiben. Die Messung zeitaufgelöster Neutronenspektren ist daher gleichbedeutend mit dem Aufsuchen der Zeitabhängigkeit dieser Parameter, wozu prinzipiell bereits die Verwendung einer entsprechenden Anzahl von Absorbern ausreicht. Es ist lediglich noch zu fordern, daß sich die Energieabhängigkeit des totalen Neutronenwirkungsquerschnitts für die einzelnen Absorbermaterialien wesentlich unterscheidet und eine ausreichende Struktur aufweist. Im folgenden sollen daher die tatsächlich vorliegenden  $\sigma_{n,t}$ -Werte auf ihre Brauchbarkeit untersucht werden.

Der totale Wirkungsquerschnitt als Funktion der Neutronenenergie zeigt in seinem allgemeinen Verhalten eine charakteristische Abhängigkeit von der Kernladungszahl  $Z$  des Targetkerns. Für den Energiebereich von 2 bis 3 MeV ergibt sich daraus folgender Zusammenhang: Für leichte Kerne ist der Verlauf glatt mit einzelnen, deutlich ausgeprägten Resonanzen. Mit steigendem  $Z$  nimmt die Häufigkeit der Resonanzen zu und geht schließlich in eine unregelmäßige Fluktuation des Wirkungsquerschnitts mit der Energie  $E_n$  über. Bei schweren Kernen endlich verwischen sich solche Einzelheiten, und man findet eine relativ glatte Kurve ohne ausgeprägte Struktur.

Daraus folgt, daß für eine Energieselektion in der Umgebung von 2.45 MeV grundsätzlich nur leichte bis mittelschwere Kerne in Frage kommen. In Abb. 1 ist der Wirkungsquerschnitt nach [19] für eine Reihe von Elementen aufgetragen. Die Energieauflösung dieser Messungen beträgt einige keV, die statistische Genauigkeit der einzelnen Meßpunkte wird mit ein bis zwei Prozent angegeben. Weitere Angaben finden sich im Anhang (A.III.).

Man sieht, daß selbst für den günstigen Fall des Aluminiums der Wirkungsquerschnitt im Bereich von 2.45 MeV sich nur maximal etwa um den Faktor zwei ändert. Die Variation der Absorberlänge von Schuß zu Schuß liefert deshalb im Gegensatz zu ähnlichen Verfahren bei Röntgenstrahlung nur wenig neue Information, da der relative Verlauf der Durchlässigkeit dadurch nur wenig verändert ("aufgestellt") wird.

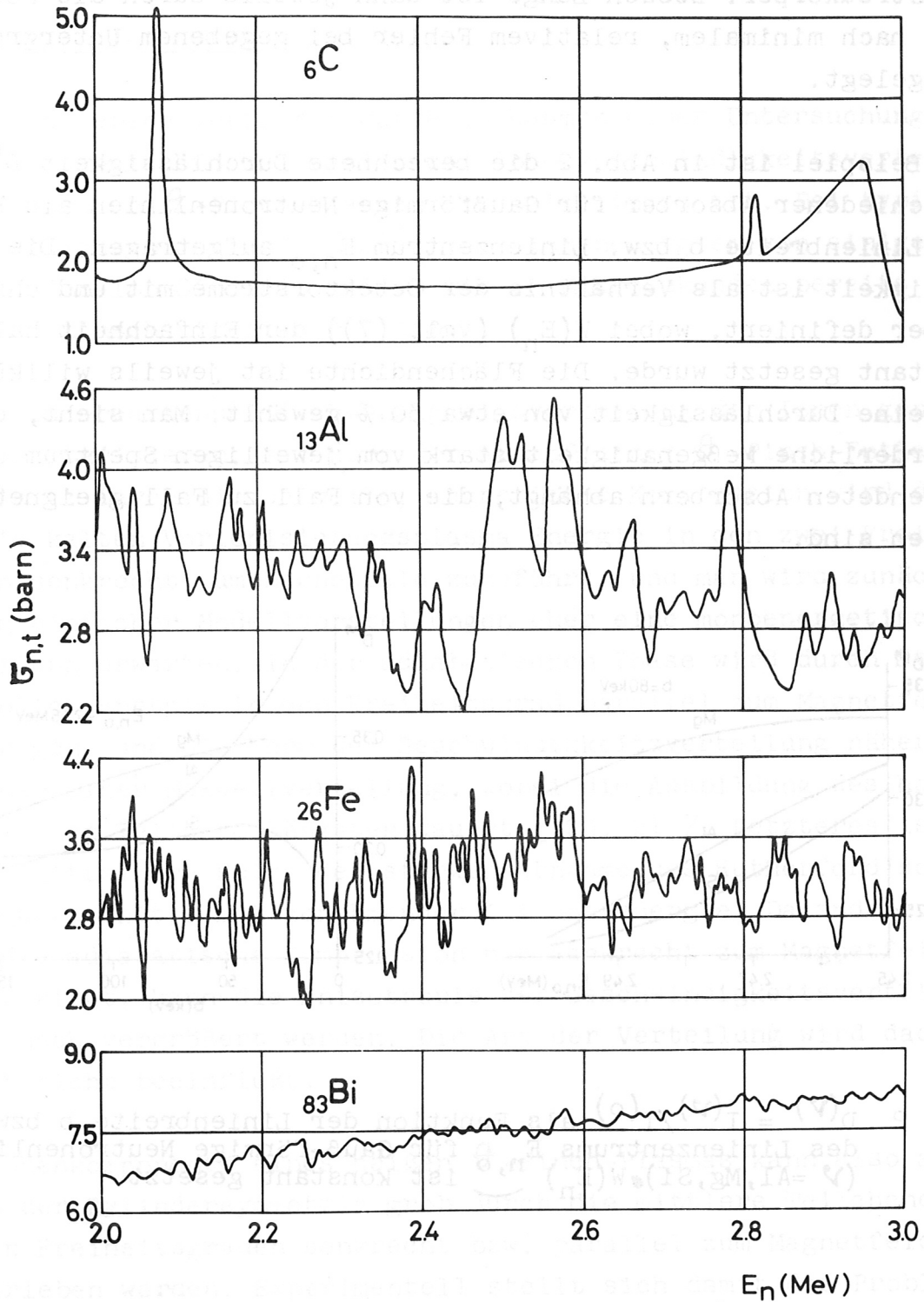


Abb. 1 Totaler Neutronen-Wirkungsquerschnitt von 2.0 bis 3.0 MeV in Abhängigkeit von der Kernladungszahl  $Z$  für einige natürliche Isotopengemische ( $Z= 6, 13, 26, 83$ )

Damit bleibt hauptsächlich die Wahl verschiedener Elemente für den Streukörper. Dessen Länge ist dann jeweils durch die Forderung nach minimalem, relativem Fehler bei gegebenem Untergrund festgelegt.

Als Beispiel ist in Abb. 2 die berechnete Durchlässigkeit  $D^{(\nu)}$  verschiedener Absorber für Gaußförmige Neutronenlinien als Funktion von Linienbreite  $b$  bzw. Linienzentrum  $E_{n,0}$  aufgetragen. Die Durchlässigkeit ist als Verhältnis der Detektorströme mit und ohne Absorber definiert, wobei  $W(E_n)$  (vgl. (7)) der Einfachheit halber konstant gesetzt wurde. Die Flächendichte ist jeweils willkürlich für eine Durchlässigkeit von etwa 30 % gewählt. Man sieht, daß die erforderliche Meßgenauigkeit stark vom jeweiligen Spektrum und den verwendeten Absorbern abhängt, die von Fall zu Fall geeignet zu wählen sind.

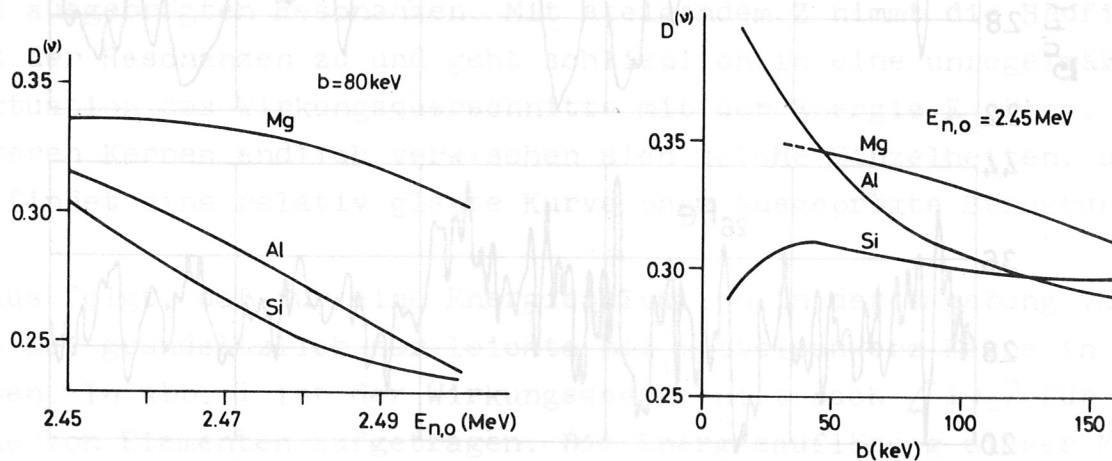


Abb. 2  $D^{(\nu)} = I^{(\nu)} / I^{(0)}$  als Funktion der Linienbreite  $b$  bzw. des Linienzentrums  $E_{n,0}$  für Gaußförmige Neutronenlinien ( $\nu = \text{Al, Mg, Si}$ ),  $W(E_n)$  ist konstant gesetzt



#### 4. Experimente am $\theta$ -Pinch:

##### 4.1. Allgemeine Daten

Das beschriebene Verfahren wurde im Rahmen einer Untersuchung zur Anisotropie und Relaxation der Ionengeschwindigkeitsverteilung in heißen  $\theta$ -Pinch-Plasmen erstmals eingesetzt. Bei typischen Teilchendichten von  $10^{16}$   $[\text{cm}^{-3}]$  und Ionenenergien von einigen keV lag die Ion-Ion-Stoßzeit mit 10 bis 20 Mikrosekunden bereits oberhalb der Einschlußzeit der Plasmen.

Um die zu erwartende Geschwindigkeitsverteilung der Ionen genauer zu charakterisieren, sei kurz der Ablauf einer  $\theta$ -Pinch-Entladung skizziert: Durch die schnelle, magnetische Kompression wird dem relativ kalten Vorionisierungsplasma Energie in den zwei Freiheitsgraden senkrecht zum Magnetfeld zugeführt, und man wird zunächst anhand einfacher Modellvorstellungen eher eine monoenergetische Verteilung erwarten. In der adiabatischen Phase wird durch Stöße allmählich Energie in den Freiheitsgrad parallel zum Magnetfeld übertragen, und die Form der Geschwindigkeitsverteilung nähert sich der einer Maxwellverteilung, wobei die Ausbildung des hochenergetischen Teils am längsten dauert [20, 21]. Letzteres ist eine unmittelbare Folge der starken Abnahme des Rutherford'schen Streuquerschnitts mit zunehmender Teilchenenergie. Da andererseits auch die adiabatische Kompression nur senkrecht zum Magnetfeldvektor wirkt, kann die Anisotropie der Geschwindigkeitsverteilung u. U. noch vergrößert werden. Die Art der Verteilung wird dadurch jedoch nicht beeinflusst.

Die Ionenkomponente eines heißen  $\theta$ -Pinch-Plasmas kann also aufgrund der Zylindersymmetrie grob durch die mittlere Teilchenenergie in den Freiheitsgraden senkrecht bzw. parallel zum Magnetfeldvektor beschrieben werden. Experimentell stellt sich damit das Problem, die zeitliche Entwicklung der mittleren Senkrecht-Energie  $\bar{E}_{d,\perp}$  und der Parallel-Energie  $\bar{E}_{d,\parallel}$  zu bestimmen, und soweit wie möglich Angaben über die Form der Geschwindigkeitsverteilung zu machen.

Die Experimente wurden an der Anlage ISAR I mit zwei verschiedenen,

einwindigen Spulen durchgeführt, die sich bei nahezu gleicher Induktivität hauptsächlich in Länge und Durchmesser unterscheiden. Im einzelnen ergaben sich folgende Daten:

		I	II
Speicherenergie	$E_{\text{Batt}}$	2.6 Mws	
Ladespannung	$U_{\text{Batt}}$	40 kV	
Spulenlänge	L	5.4 m	1.5 m
Spulendurchmesser (innen)		196 mm	106 mm
Gefäßdurchmesser (innen)		170 mm	83 mm
Max. Magnetfeldstärke	$B_{\text{max}}$	45.3 kG	146 kG
Viertelperiode	$T/4$	8.7 $\mu\text{s}$	10 $\mu\text{s}$
Arbeitsfülldruck	$p_f$	6 m Torr $D_2$	10...12 m Torr $D_2$ (17 m Torr $D_2$ )

In beiden Fällen wurde das Deuterium durch zwei achsiale z-Pinch-Entladungen vorionisiert<sup>+)</sup> . Die Hauptentladung wurde jeweils im Strommaximum kurzgeschlossen ("Crowbar"-Schaltung). Abb. 3 zeigt den Stromverlauf einer Entladung (Spule I).

Ein wesentlicher Unterschied zwischen den verschieden langen Spulen war in der Plasma-Einschlußzeit zu erwarten, da im linearen  $\theta$ -Pinch ohne magnetische Spiegel das Plasma mit einer zur Spulenlänge L etwa proportionalen Zeitkonstante

$$\tau_{\text{Verlust}} \approx \frac{L}{\bar{v}_{\parallel}}$$

durch die Enden verlorenght. ( $\bar{v}_{\parallel}$  ist die mittlere Geschwindigkeit der Deuteronen parallel zum Magnetfeldvektor). Bei einer angenommenen Paralleltemperatur von etwa 1 keV mußte daher bei der kurzen Spule (II) im Gegensatz zur langen Spule (I) bereits vor dem Magnetfeldmaximum mit erheblichen Störungen vom Spulenende her gerechnet werden.

<sup>+)</sup>  Im folgenden soll die Spulenachse mit der z-Achse zusammenfallen.

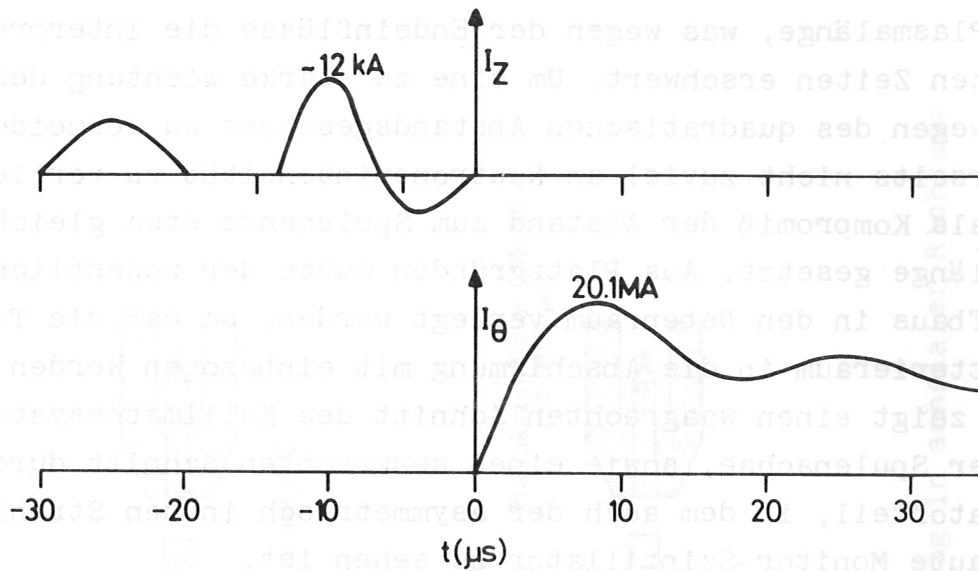


Abb. 3 Stromverlauf von Vorionisierung ( $I_Z$ ) und Hauptentladung ( $I_0$ )

Im folgenden wird mehrfach die Plasmadichte und im Rahmen der Diskussion auch die Elektronentemperatur und das diamagnetische Signal benötigt. Diese Messungen waren nicht Ziel dieser Arbeit und werden deshalb an anderer Stelle genauer beschrieben [29].

#### 4.2. Messung von Neutronenspektren an der 540 cm-Spule

Um einen Überblick über Intensitätsverhältnisse und Einflüsse zu erhalten, wurde zunächst der Neutronenfluß als Funktion der Zeit  $t$  und des Spulenortes  $z$  mit Hilfe von fünf auf der Spulenoberfläche verschiebbaren Plastikszintillatoren gemessen. Der Absolutwert des Neutronenflusses wurde zeitintegriert mit einem geeichten Silberaktivierungszähler [9] bestimmt. Aufgrund der Ergebnisse schien eine lokale Linienbreitenmessung senkrecht zum Magnetfeldvektor wegen der Plasmalänge und der Spulendicke nicht sehr aussichtsreich. Dagegen ließ sich eine achsiale Messung relativ einfach realisieren. Bezüglich der Relaxation einer anisotropen Geschwindigkeitsverteilung der Deuteronen sollte gerade die mittlere Parallelenergie  $\bar{E}_{\parallel,d}$  parallel zum Magnetfeld ein empfindliches Maß darstellen.

Die achsenparallele Messung liefert einen Mittelwert über die ganze Plasmalänge, was wegen der Endeinflüsse die Interpretation zu späten Zeiten erschwert. Um eine zu starke Wichtung des nahen Endes wegen des quadratischen Abstandsgesetzes zu vermeiden und andererseits nicht zuviel an Neutronenintensität zu verlieren, wurde als Kompromiß der Abstand zum Spulenende etwa gleich der Spulenlänge gesetzt. Aus Platzgründen mußte der wesentliche Teil des Aufbaus in den Nebenraum verlegt werden, so daß die Trennwand zum Batterieraum in die Abschirmung mit einbezogen werden konnte. Abb. 4 zeigt einen waagrechten Schnitt des Kollimatorsystems in Höhe der Spulenachse, sowie einen senkrechten Schnitt durch den Kollimatorteil, in dem auch der asymmetrisch in den Strahlengang eingebaute Monitor-Szintillator zu sehen ist.

Die Abschirmung wurde aus Paraffin-Formteilen und Polyäthylenziegeln aufgebaut. Auf Beimischung von Lithium bzw. Bor konnte verzichtet werden, da die Lebensdauer thermischer Neutronen in den reinen Abschirmmaterialien um mehr als eine Größenordnung über der Meßzeit von einigen Mikrosekunden lag. Bei der geringen Neutronenintensität am Kollimator war daher mit störender Einfangstrahlung des Wasserstoffs nicht zu rechnen, was auch durch Tests bewiesen wurde.

Im Detektor und Monitor wurden  $\varnothing 5'' \times 5''$ -Plastikszintillatoren (NE 102) benutzt. Zur Vermeidung von Übersteuerung wurden Graufilter zwischen Multiplier und Szintillator verwendet. Eine solche Lichtschwächung hat bei der Impulsdichtemessung keinen Einfluß auf die relative, statistische Schwankung des Anodenstroms, solange nur pro nachzuweisendem Neutron im Mittel eine große Zahl von Elektronen an der Photo-Kathode ausgelöst werden. Die Statistik ist dann nur durch die Anzahl und die relative Intensitätsverteilung der Lichtblitze im Szintillator bestimmt (siehe Anhang A II).

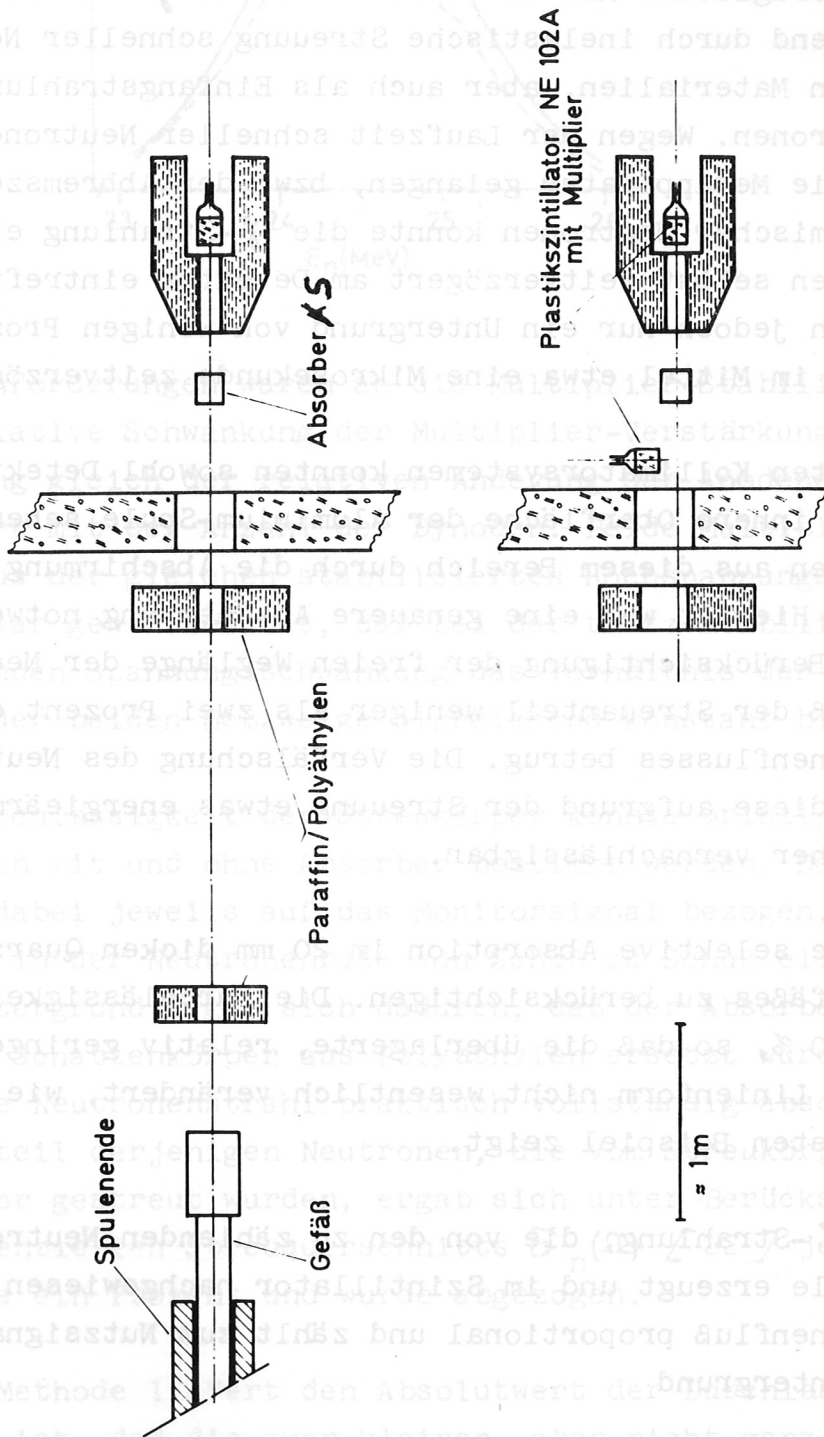


Abb. 4 Schematische Darstellung der Absorptionsmessung in achsialer Richtung  
(a) waagrechter Schnitt  
(b) senkrechter Schnitt durch Kollimator-Teil mit Monitor

Durch dickwandige Cu-Abschirmung und Mu-Metall-Mantel waren die Multiplier gegen elektromagnetische Störungen von der  $\theta$ -Pinch-Anlage geschützt. Da Plastikszintillatoren  $\gamma$ -empfindlich sind, war eine zusätzliche Bleiumhüllung<sup>+)</sup> notwendig, um den  $\gamma$ -Untergrund auf ein erträgliches Maß zu reduzieren. Die  $\gamma$ -Strahlung entstand vorwiegend durch inelastische Streuung schneller Neutronen in den umgebenden Materialien, aber auch als Einfangstrahlung thermalisierter Neutronen. Wegen der Laufzeit schneller Neutronen die auf Umwegen in die Meßapparatur gelangen, bzw. der Abbremszeit und Lebensdauer thermischer Neutronen konnte die  $\gamma$ -Strahlung ebenso wie Streuneutronen selbst zeitverzögert am Detektor eintreffen. Insgesamt ergab sich jedoch nur ein Untergrund von wenigen Prozent des Nutzsignals, der im Mittel etwa eine Mikrosekunde zeitverzögert war.

Bei den verwendeten Kollimatorsystemen konnten sowohl Detektor als auch Monitor die innere Oberfläche der Aluminium-Spule sehen, d. h., daß Streuneutronen aus diesem Bereich durch die Abschirmung nicht behindert waren. Hierfür war eine genauere Abschätzung notwendig. Sie ergab unter Berücksichtigung der freien Weglänge der Neutronen in Aluminium, daß der Streuanteil weniger als zwei Prozent des achsialen Neutronenflusses betrug. Die Verfälschung des Neutronenspektrums durch diese aufgrund der Streuung etwas energieärmeren Neutronen war daher vernachlässigbar.

Weiterhin war die selektive Absorption im 20 mm dicken Quarzfenster des Entladungsgefäßes zu berücksichtigen. Die Durchlässigkeit betrug im Mittel etwa 80 %, so daß die überlagerte, relativ geringe Energieabhängigkeit die Linienform nicht wesentlich verändert, wie Abb. 5 an einem berechneten Beispiel zeigt.

---

<sup>+) Inelastische  $\gamma$ -Strahlung, die von den zu zählenden Neutronen in der Bleihülle erzeugt und im Szintillator nachgewiesen wird, ist dem Neutronenfluß proportional und zählt zum Nutzsignal, nicht zum  $\gamma$ -Untergrund</sup>

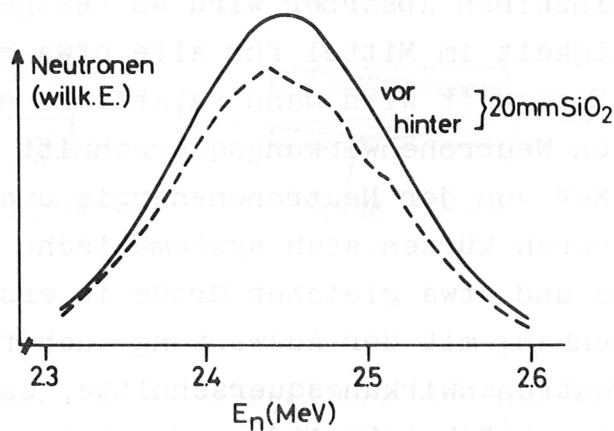


Abb. 5

Hohe Anforderungen waren an die Multiplier-Stabilität zu stellen. Die relative Schwankung der Multiplier-Verstärkung ist in erster Näherung gleich der relativen Änderung der Anodenspannung, multipliziert mit der Anzahl der Dynoden. Beide Multiplier wurden deshalb aus der gleichen stabilisierten Hochspannungsquelle gespeist. Damit war gewährleistet, daß bei der trotz Stabilisierung noch verbleibenden Spannungsschwankung das Verhältnis der Verstärkungsfaktoren der beiden Meßzweige hinreichend konstant blieb.

Die Durchlässigkeit der Streukörper konnte prinzipiell durch Entladungen mit und ohne Absorber bestimmt werden. Das Detektorsignal wurde dabei jeweils auf das Monitor signal bezogen, so daß Schwankungen in der Neutronenrate von Schuß zu Schuß eliminiert wurden. Der Untergrund ergab sich dadurch, daß der Absorber durch einen dicken Schattenkörper aus Polyäthylen ersetzt wurde, so daß der direkte Neutronenstrahl praktisch vollständig absorbiert wurde. Der Anteil derjenigen Neutronen, die vom Streukörper in Richtung Detektor gestreut wurden, ergab sich unter Berücksichtigung des differentiellen Streuquerschnitts  $\sigma_n(\Omega)$  [22] je nach Absorber zu etwa ein Prozent und wurde abgezogen.

Diese Methode liefert den Absolutwert der Durchlässigkeit. Nachteilig ist, daß die zwar kleinen, aber nicht ganz vermeidbaren, systematischen Fehler, z. B. Nichtlinearität im elektronischen Teil direkt eingehen. Bei der Auswertung nach Glch. (7) muß auch der Eichfehler der in der Literatur angegebenen Wirkungsquerschnitte berücksichtigt werden.

Eine Verbesserung erzielt man noch durch das folgende Verfahren: Die Flächendichte der einzelnen Absorber wird so festgelegt, daß die erwartete Durchlässigkeit im Mittel für alle etwa gleich ist. Die tatsächliche Durchlässigkeit wird dann relativ zu einem Testabsorber bestimmt, dessen Neutronenwirkungsquerschnitt im benutzten Energiebereich um 2.45 MeV von der Neutronenenergie unabhängig ist (z. B. Kohlenstoff). Dadurch kürzen sich systematische Fehler wegen des gleichen Vorzeichens und etwa gleicher Größe in erster Näherung weg. Das gilt im Zusammenhang mit der Auswertung auch für die Fehler des Absolutwertes der Neutronenwirkungsquerschnitte, sofern diese relativ zum Testabsorber gut bekannt sind.

#### 4.3. Messung von Neutronenspektren an der 150 cm-Spule

##### 4.3.1. Parallel zum Magnetfeld

Da die Probleme und Methoden im Prinzip die gleichen waren wie an der langen Spule, werden hier nur noch einige, experimentelle Unterschiede angegeben.

Zunächst wurde wieder zur Untersuchung der Endeinflüsse der absolute Neutronenfluß als Funktion von  $z$  und  $t$  bestimmt. Wegen der geringen Spulenlänge und der erwarteten Endverluste war eine bessere Ortsauflösung erwünscht. Deshalb waren in der Stahlspule Bohrungen so angebracht, daß nur eine Restwandstärke von 5 mm blieb. In diese Löcher wurden Szintillatoren eingeführt, die durch Lichtleiter mit 1P28-Multipliern verbunden waren. Der Abstand zur Plasma-Mitte war damit nur noch ca. 6 cm, so daß die  $z$ -Auflösung etwa 12 cm betrug.

Zur Messung der Neutronenspektren parallel zum Magnetfeld wurde die in Abb. 6 schematisch dargestellte Anordnung von zwei Kollimatoren (K1, K2) verwendet, die beide von der Spulenmitte 3 m Abstand hatten. K1 war so aufgebaut, daß verschiedene Absorber eingesetzt werden konnten. K2 diente zur Messung des achsenparallelen Neutronenflusses und gleichzeitig als Monitor für die Absorbermessung in K1. Wegen des geringen Durchmessers von Gefäß und Endflansch, die beide eine gewisse Strahlbegrenzung darstellten, wurden nur  $\emptyset 3" \times 3"$ -Szintillatoren benutzt. Diese waren in dicke Bleihülsen eingesetzt und über Lichtleiter an Multiplier angeschlossen.



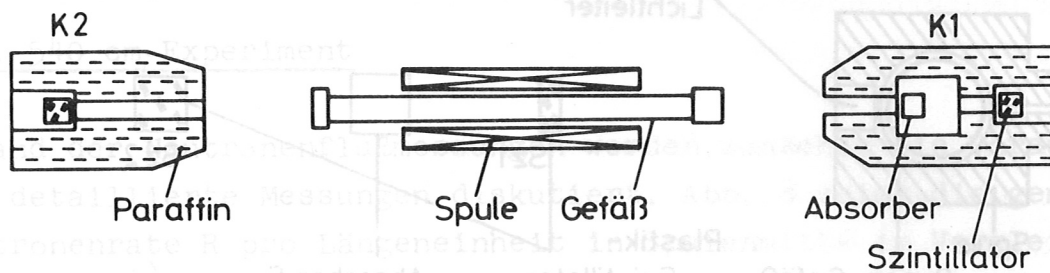


Abb. 6 Schematische Darstellung der Absorptionsmessung parallel zur Spulenachse (150 cm-Spule)

#### 4.3.2. Senkrecht zum Magnetfeld

Bei der 1.50 m-Spule wurde wegen der höheren Neutronenausbeute pro Längeneinheit versucht, auch senkrecht zur Spulenachse Neutronenspektren nach der Absorptionsmethode zu messen. Wegen der dicken Stahlspulenwand kam nur eine lokale Messung in Frage, wozu eine relativ große Öffnung in der Spule notwendig war. Zur Vermeidung von Feldstörungen in der Spule wurde eine Restwandstärke von einigen Millimetern übrig gelassen in der lediglich ein Langloch von 10 x 15 mm für optische Zwecke angebracht war. An diese Bohrung war direkt ein Kollimator für die Absorbermessung angesetzt. Als Monitor signal sollte zunächst die Summe der Signale von zwei der beschriebenen z-Neutronensonden verwendet werden, die sich 7.5 cm links bzw. rechts neben der Spulenöffnung befanden. Es zeigte sich jedoch, daß im Plasma Störungen mit einer Wellenlänge von nur wenigen Zentimetern auftraten. Während man daher mit den Neutronensonden wegen der geringen Ortsauflösung noch relativ glatte Stromkurven erhielt, zeigten die Signale, die im Kollimator gemessen wurden, ausgeprägte Spitzen, wie sie in ähnlicher Form auch auf der Kontinuumsstrahlung [23] erkennbar waren. Schließlich wurde eine Anordnung gewählt, die in Abb. 7 schematisch ohne Paraffin- und Bleiabschirmung wiedergegeben ist. Zur Messung des Neutronenflusses vor dem Absorber diente jetzt ein scheibenförmiger Plastikszintillator Sz 1 mit seitlichem Lichtleiteranschluß. Etwas mehr als 20 % der Neutronen machten in Sz 1 einen Stoß mit Wasserstoffatomen und wurden somit nachgewiesen. Der Neutronenfluß hinter dem Streukörper S wurde mit Sz 2 gemessen.

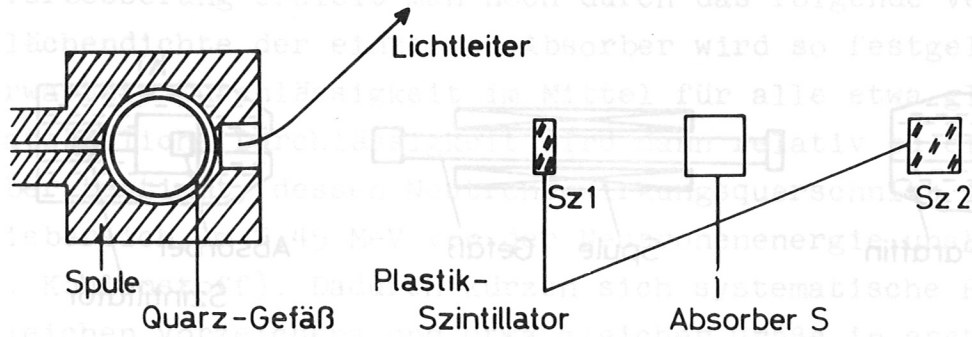


Abb. 7 Absorptionsmessung senkrecht zur Spulenachse; schematisch, ohne Abschirmung

Aufgrund der Geometrie war die z-Auflösung für die beiden Szintillatoren nicht genau gleich. Das konnte im Fall kurzweiliger Plasmastörungen zu einer scheinbaren Änderung der Durchlässigkeit des Absorbers führen, weshalb Entladungen, bei welchen an dieser Stelle Instabilitäten auftraten, ausgeschieden werden mußten.

Um diese Instabilitäten einwandfrei feststellen zu können, wurde gleichzeitig an der selben z-Stelle mit Hilfe eines dünnen Lichtleiters (Abb. 7) die Kontinuumsstrahlung gemessen. Die Störungen auf dem Kontinuum und dem Neutronensignal waren dabei eindeutig korreliert. Die genaue Beschreibung der Instabilitäten wird an anderer Stelle [23] gegeben. Insgesamt konnte bei dieser Messung jedoch nicht die Genauigkeit wie bei der achsenparallelen Messung erreicht werden.

## 5. Ergebnisse:

### 5.1. 540 cm-Experiment

Anhand der Neutronenflußmessungen werden zunächst die Voraussetzungen für detaillierte Messungen diskutiert. Abb. 8 zeigt die gemessene Neutronenrate  $R$  pro Längeneinheit in Spulenmitte im Vergleich zum Magnetfeld<sup>+) für die verwendeten Entladungsbedingungen, nämlich 2.6 MJ Batterieenergie und 6mTorr  $D_2$  Fülldruck.</sup>

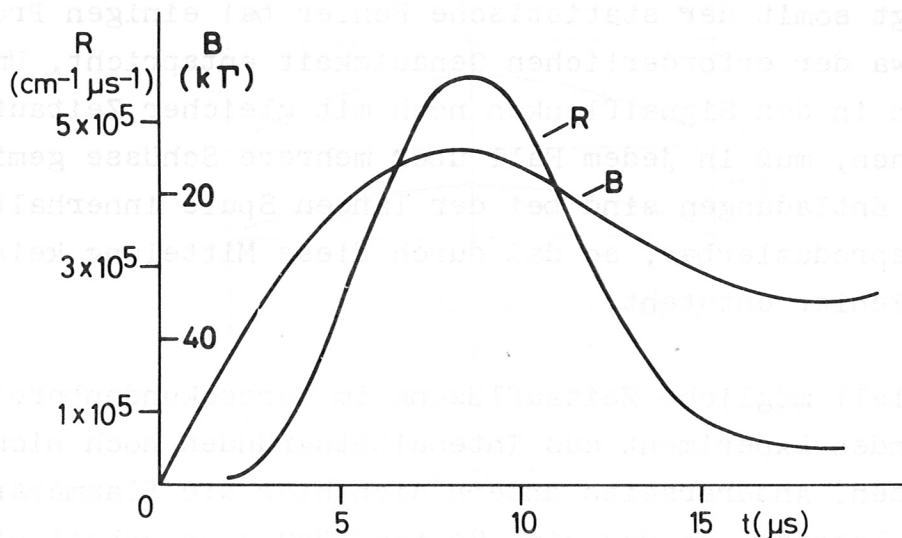


Abb. 8 Neutronenrate in Spulenmitte bei 2.6 MJ und 6mTorr  $D_2$  im Vergleich zum Magnetfeld

Die Neutronenemission steigt mit dem Übergang von der schnellen Kompression zur adiabatischen Phase der Entladung zwei bis drei Mikrosekunden nach der Zündung steil an. Das Maximum liegt etwa beim Magnetfeldmaximum. Danach fällt die Neutronenrate schnell ab. Die totale Neutronenausbeute pro Entladung liegt bei  $1.6 \times 10^9$  Neutronen.

<sup>+) Zeitnullpunkt ist immer die Zündung der Hauptentladung ( $\varnothing$ -Pinch)</sup>

Aus Plasmadichte und Neutronenrate erhält man bei Unkenntnis der genauen Deuteronenverteilung eine mittlere Deuteronenenergie im Bereich von 2 bis 4 keV.

Zur statistischen Genauigkeit einer getrennten Messung der Parallelenergie nach dem Absorptionsverfahren sei folgende Überlegung angestellt: Die maximale Neutronenrate integriert über die Spulenlänge liegt bei ca.  $2 \times 10^8$  n/s. Entsprechend der geometrischen Anordnung der axialen Absorbermessung treffen dann bei einer Absorberdurchlässigkeit D von 30 % etwa 1000 Neutronen pro Mikrosekunde am Detektor ein. Bei einer gewünschten Zeitauflösung von einer Mikrosekunde liegt somit der statistische Fehler bei einigen Prozent, was noch etwa der erforderlichen Genauigkeit entspricht. Um die Auswertung auch in den Signalflanken noch mit gleicher Zeitauflösung zu ermöglichen, muß in jedem Fall über mehrere Schüsse gemittelt werden. Die Entladungen sind bei der langen Spule innerhalb einer Serie gut reproduzierbar, so daß durch diese Mittelung kein zusätzlicher Fehler entsteht.

Die prinzipiell mögliche Zeitauflösung im Nanosekundenbereich kann im vorliegenden Experiment aus Intensitätsgründen noch nicht ausgenutzt werden. Andererseits ändern sich hier die Plasmaparameter nur relativ langsam, so daß eine Zeitauflösung unterhalb einer Mikrosekunde nicht erforderlich ist.

Der Einfluß der Endverluste läßt sich aus Abb. 9 ablesen. Dort ist die Neutronenrate über der Spulenlänge für verschiedene Zeitpunkte aufgetragen. Für  $t < 8 \mu\text{s}$  ist die Neutronenrate über  $z$  konstant, abgesehen von kleinen Bereichen an den Enden. Später kann jedoch die von den Enden verursachte  $z$ -Abhängigkeit der Plasmaparameter nicht mehr vernachlässigt werden. Für  $t > 10 \mu\text{s}$  werden Endverluste auch in Spulenmitte wirksam. Die Annahme eines über  $z$  homogenen, ruhenden Plasmas ist daher nur während des Signalanstiegs gerechtfertigt. Dieser Teil soll hier zunächst betrachtet werden, während Endeffekte erst bei der kurzen Spule eingehender diskutiert werden.

Es werden zwei Absorber benutzt; Silizium mit  $4.34 \times 10^{23}$  Atomen/cm<sup>2</sup> und Aluminium mit  $4.1 \times 10^{23}$  Atomen/cm<sup>2</sup>.

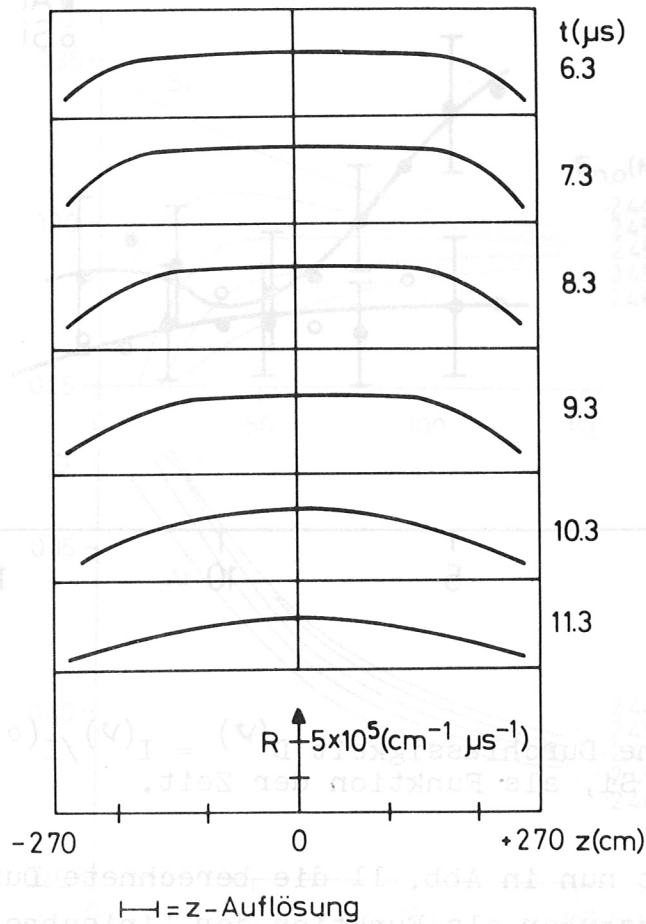


Abb. 9 Neutronenfluß als Funktion des Spulenortes für verschiedene Zeiten (540 cm-Spule, 2.6 MJ, 6mTorr  $\text{D}_2$ )

Abb. 10 zeigt die experimentell gefundene Durchlässigkeit

$$D^{(\nu)} = I^{(\nu)} / I^{(0)}, \quad \nu = Al, Si$$

der beiden Absorber als Funktion der Zeit, gemittelt über jeweils mehrere Entladungen.

Man sieht, daß die Absorption in Silizium innerhalb der Fehlergrenzen nahezu konstant bleibt. Die Durchlässigkeit von Aluminium nimmt rasch ab und erreicht kurz nach dem Magnetfeldmaximum ihren kleinsten Wert.

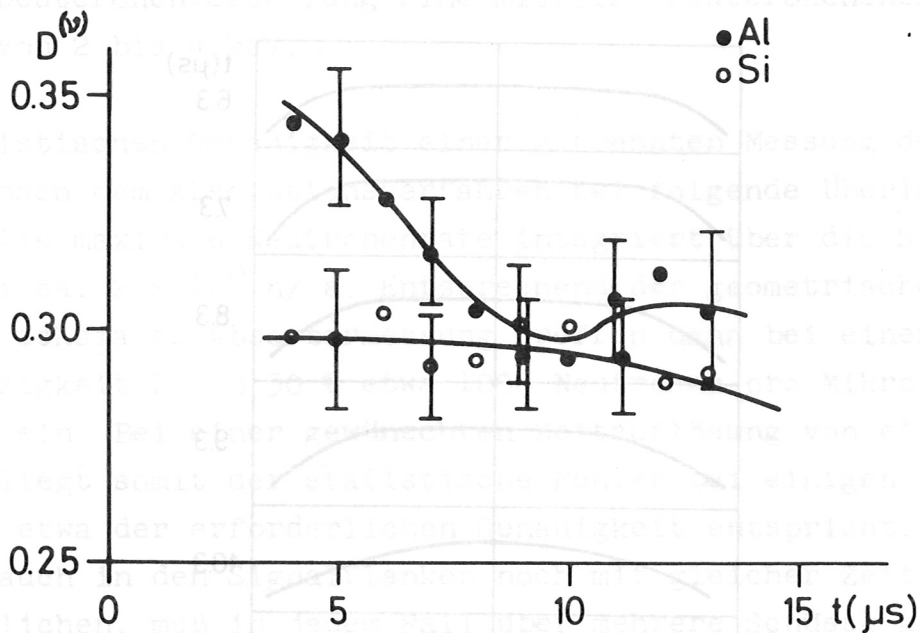


Abb. 10 Gemessene Durchlässigkeit  $D(\nu) = I(\nu)/I(0)$ ,  
 $\nu = \text{Al, Si}$ , als Funktion der Zeit.

Zum Vergleich ist nun in Abb. 11 die berechnete Durchlässigkeit für die beiden Absorber als Funktion der Linienbreite  $b$  dargestellt; das Linienzentrum  $E_{n,0}$  ist Parameter. Für den Gewichtungsfaktor  $W(E_n)$  in (7) wurde dabei die bekannte Energieabhängigkeit der Lichtausbeute im Plastikszintillator NE 102 A eingesetzt, für welche näherungsweise gilt [24]

$$W(E_n) \sim E_n^{3/2}$$

Die geringe Energieabhängigkeit der übrigen Prozesse, etwa der Stoßwahrscheinlichkeit im Szintillator, ist dagegen praktisch vernachlässigbar. Die Neutronenspektren sind in der Rechnung als Gaußkurven angenommen. Geringe Abweichungen von dieser Linienform ändern das Ergebnis nur unwesentlich. Das bedeutet aber umgekehrt auch, daß solche Details experimentell kaum aufgelöst werden können.

Wegen der Verwendung von nur zwei Absorbern bei der langen Spule kann auf eine numerische Auswertung noch verzichtet werden zugunsten einer anschaulichen Herleitung der Neutronenlinienbreite anhand der Abb. 10 und 11.

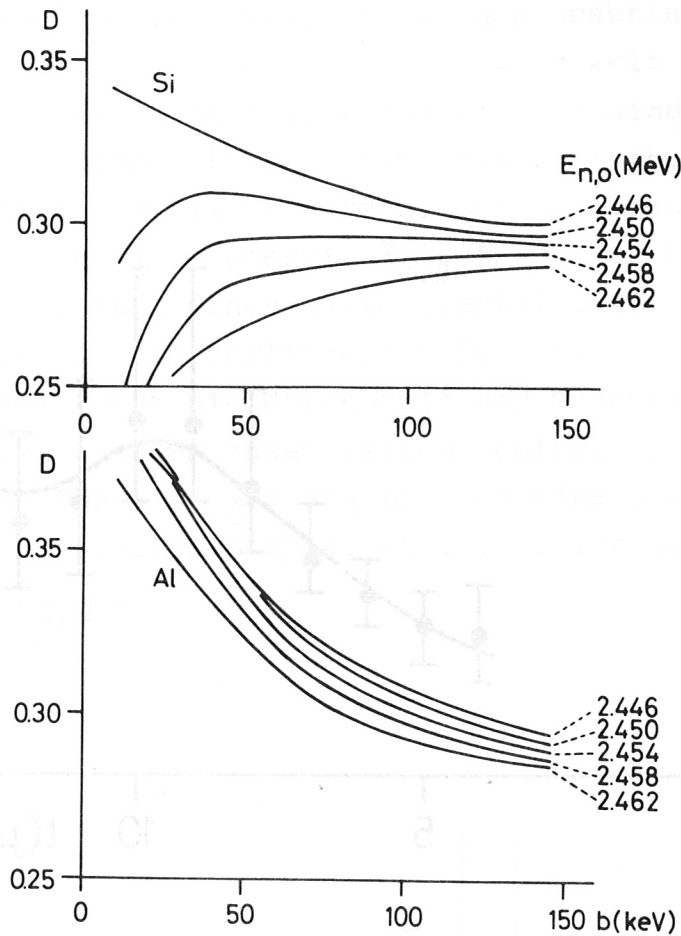


Abb. 11 Berechnete Durchlässigkeit  $D(\nu) = I(\nu)/I(0)$  für Gaußförmige Neutronenlinien über der Linienbreite. Das Linienzentrum ist Parameter

Die Annahme Gaußförmiger Neutronenlinien sollte nach obigen Bemerkungen keine wesentliche Einschränkung bedeuten. Man findet dann folgendes Ergebnis:

Aus der Durchlässigkeit von Aluminium, die von der Linienverschiebung nur schwach abhängt, ergibt sich eine rasch ansteigende Linienbreite von anfänglich mehr als 40 keV. Die nahezu konstante Absorption von Silizium bedeutet daher, daß das Linienzentrum etwa bei 2.455 MeV liegen sollte. Dieses Ergebnis ist konsistent mit der

aus der ungefähren Kenntnis von  $\bar{E}_d$  erwarteten Lage der Linie, wenn ruhendes Plasma angenommen wird.

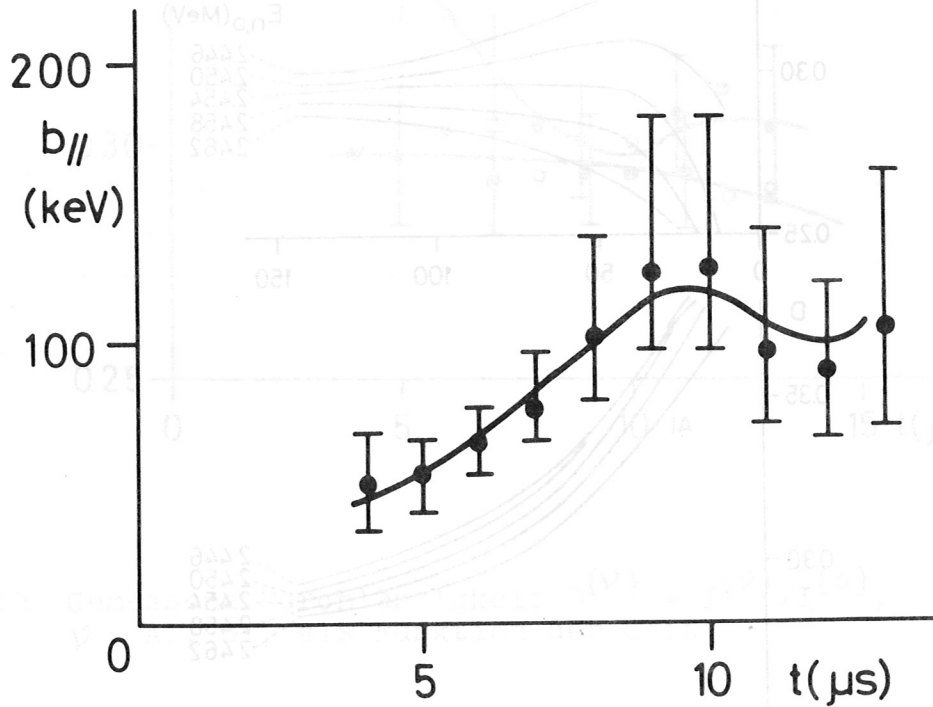


Abb. 12 Neutronenlinienbreite in achsenparalleler Richtung (540 cm-Spule)

Damit läßt sich nun die Linienbreite aus der Durchlässigkeit des Aluminiumabsorbers unmittelbar ablesen (Abb. 12). Ebenso lassen sich die Fehlerweiten direkt übertragen. Für  $t \gg 10 \mu s$  wird das Ergebnis wegen der Endeffekte unsicher. Solche Endeffekte werden bei der kurzen Spule eingehender diskutiert. Unter der Annahme, daß die Geschwindigkeitsverteilung der Deuteronen einer Maxwellverteilung entspricht, könnte man den gemessenen Linienbreiten eindeutig eine Paralleltemperatur zuordnen. Diese Voraussetzung ist aber keineswegs erfüllt, da die charakteristischen Relaxationszeiten, wie bereits erwähnt, vergleichbar mit der Plasmaeinschlußzeit sind. Trotzdem lassen sich aus dem obigen Ergebnis bereits ohne zusätzliche Messungen Angaben über die Parallelenergie machen:

kann auf eine numerische Auswertung noch verzichtet werden zugunsten einer anschaulichen Verteilung der Neutronenlinienbreite anhand der Abb. 10 und 11.



Solange  $\bar{E}_{d,\parallel}$  wesentlich kleiner als  $\bar{E}_{d,\perp}$  ist, wird die Neutronenrate im wesentlichen von  $\bar{E}_{d,\perp}$  bestimmt. Das bedeutet, daß die Reaktionswahrscheinlichkeit zweier Deuteronen praktisch nicht von deren achsenparalleler Schwerpunkts­geschwindigkeit abhängt. Damit entfällt die Wichtung kleiner Schwerpunkts­geschwindigkeiten mit der Neutronenrate, durch die bei nicht-Maxwell'schen Verteilungen die schmalen Linien verursacht werden. Der Zusammenhang zwischen Linienbreite und mittlerer Energie  $\bar{E}_{d,\parallel}$  ist daher in guter Näherung der gleiche wie bei einer Maxwellverteilung, wobei  $kT_{\parallel}$  durch  $2\bar{E}_{d,\parallel}$  zu ersetzen ist. Im vorliegenden Fall trifft dies bis etwa  $t = 8\mu\text{s}$  zu. Danach führt die Unkenntnis der Geschwindigkeitsverteilung auch hier zu einem zusätzlichen Fehler. Die Annahme einer Maxwellverteilung für  $t > 8\mu\text{s}$  ergibt aber eine zuverlässige untere Grenze für die Parallelenergie. Abb. 13 zeigt den so gewonnenen Verlauf von  $2 \times \bar{E}_{d,\parallel}$ .

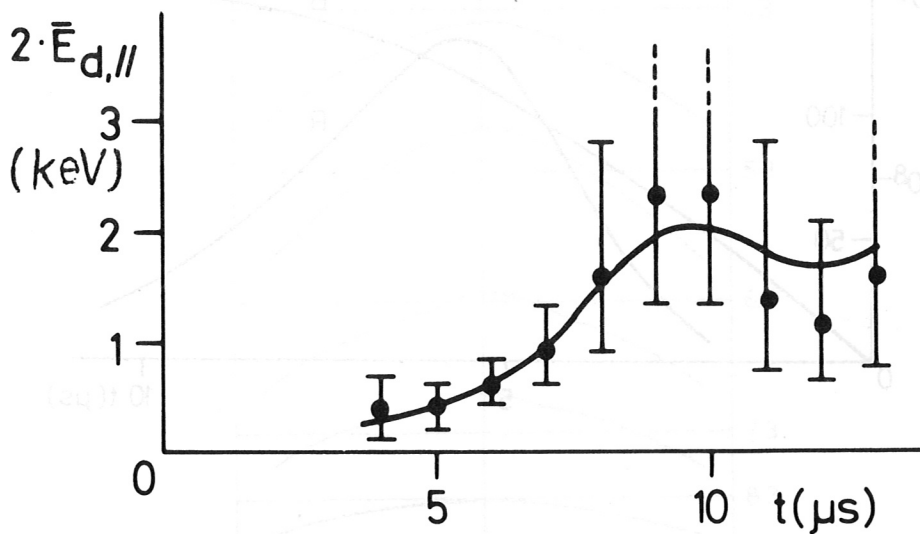


Abb. 13 Mittlere Deuteronenenergie  $\bar{E}_{d,\parallel}$  im achsenparallelen Freiheitsgrad, bestimmt aus der Neutronenlinienbreite (540 cm-Spule)

## 5.2. 150 cm Spule

### 5.2.1. Achsiale Messung

Im Gegensatz zur langen Spule werden hier Endeffekte bereits wenige Mikrosekunden nach Zündung der  $\theta$ -Pinch-Batterie über die ganze Spulenlänge wirksam. Der gesamte Ablauf der Entladung wird dadurch entscheidend beeinflusst. Aufgrund der Plasmaverluste liegt das Maximum der Gesamtneutronenrate bereits erheblich vor dem Magnetfeldmaximum (Abb. 14). Die totale Neutronenausbeute ergibt sich zu  $10^9$  n/Entladung, so daß die Neutronenintensität etwa der an der langen Spule entspricht. Die Maximalwerte von Dichte und Ionenenergie, letztere zunächst grob aus Dichte und Neutronenrate bestimmt, sind geringfügig höher als im vorhergehenden Fall.

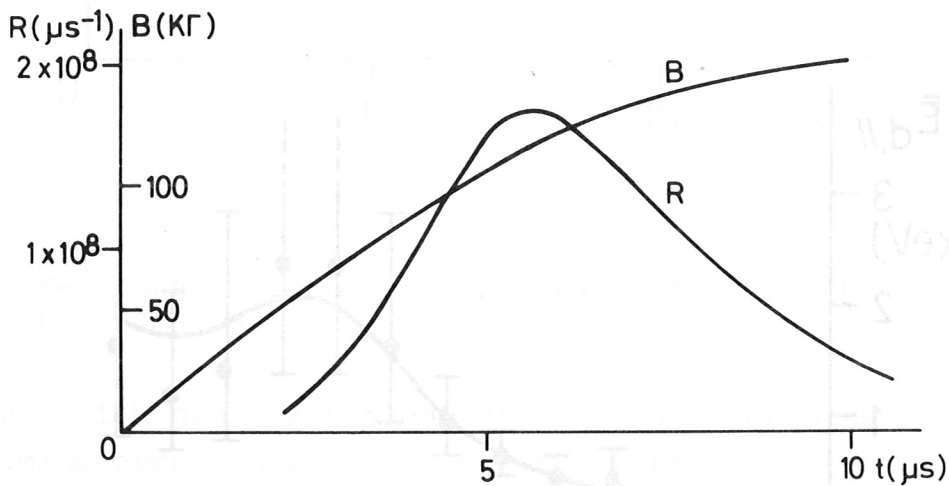


Abb. 14 Gesamtneutronenrate im Vergleich zum Magnetfeldverlauf an der 150 cm-Spule (2.6 MJ, 10 mTorr  $D_2$ )

Abb. 15 zeigt für verschiedene Zeiten die Neutronenrate über der Spulenlänge, wobei über eine größere Anzahl von Schüssen gemittelt ist. Das ist notwendig, weil das Neutronenprofil über  $z$  von Schuß zu Schuß stark schwankt und keineswegs bei jeder Entladung symmetrisch zur Spulenmitte ist, wie Kontrollmessungen mit symmetrisch

angeordneten Neutronensonden zeigen. Mißt man gleichzeitig an beiden Spulenenden im gleichem Abstand die z-integrierte Neutronenrate (Kollimator K1, K2), so ergeben sich auch hier Abweichungen, die außerhalb des statistischen Fehlers liegen.

Für die achsiale Messung ergeben sich daher Einschränkungen: Die Absorbermessung in K1 mit K2 als Monitor erfordert wegen der schlechten Reproduzierbarkeit der Entladung eine Mittelung über viele Schüsse, obwohl der statistische Fehler bereits bei wenigen Entladungen ausreichend klein wäre. Weiterhin liefert die achsiale Messung nur einen gewichteten Mittelwert über die ganze Spulenlänge. Die in Abb. 15 erkennbare z-Abhängigkeit muß daher bei der Auswertung der Messung berücksichtigt werden.

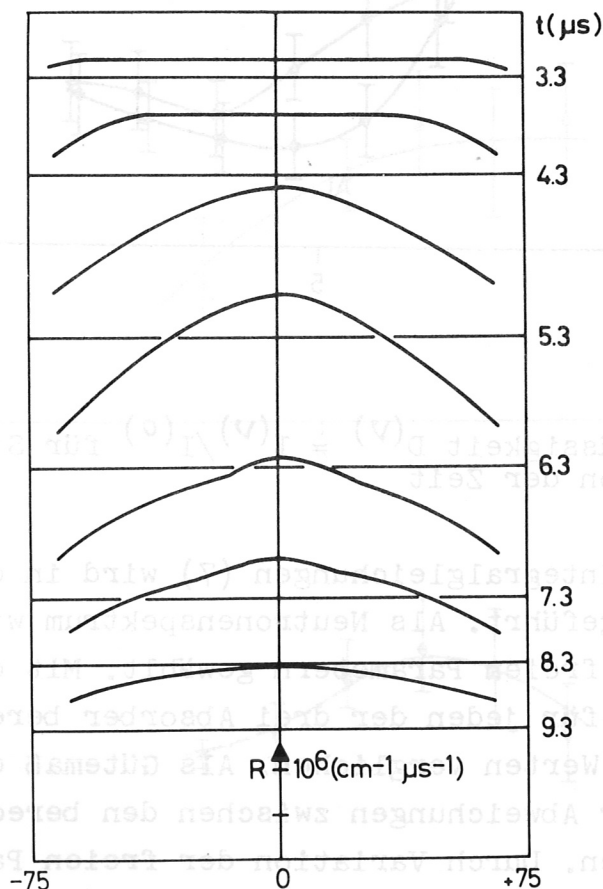


Abb. 15 Neutronenfluß als Funktion des Spulenortes für verschiedene Zeiten (150 cm-Spule, 2.6 MJ, 10 mTorr  $D_2$ )

Für die Linienbreitenmessung wurde neben Silizium (hier  $3.5 \times 10^{23}$  Atome/cm<sup>2</sup>) und Aluminium auch ein Magnesium-Absorber mit einer Flächendichte von  $5.2 \times 10^{23}$  Atomen/cm<sup>2</sup> eingesetzt. Zur Absolut-eichung wurde ein Kohlenstoff-Absorber ( $7.3 \times 10^{23}$  Atome/cm<sup>2</sup>) verwendet. Für einige weitere Absorber (z.B. Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) konnte die erforderliche Schußzahl aus Zeitgründen nicht erreicht werden. Abb. 16 zeigt die Durchlässigkeit der drei verwendeten Absorber.

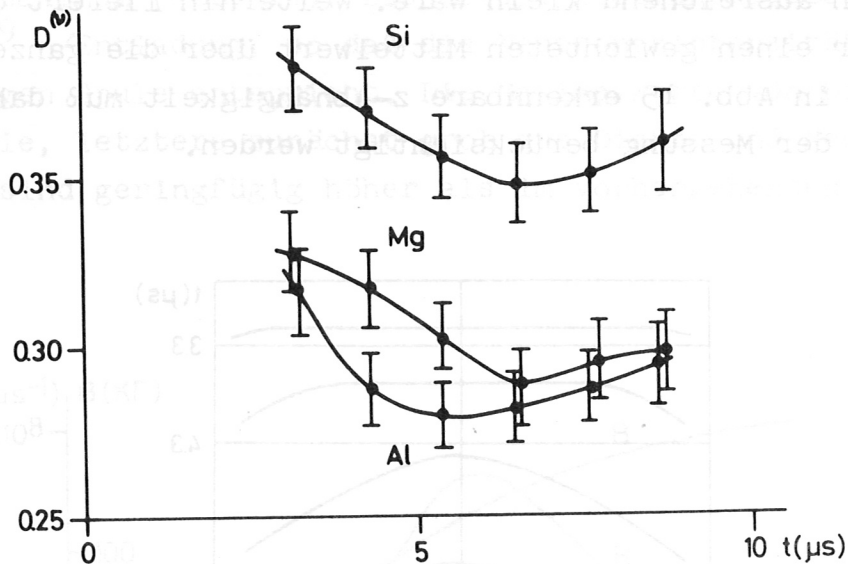


Abb. 16 Durchlässigkeit  $D(v) = I(v)/I(0)$  für Si, Mg, Al als Funktion der Zeit

Die Lösung der Integralgleichungen (7) wird in der folgenden Weise numerisch durchgeführt. Als Neutronenspektrum wird eine Funktion mit bis zu drei freien Parametern gewählt. Mit dieser wird die Durchlässigkeit für jeden der drei Absorber berechnet und mit den experimentellen Werten verglichen. Als Gütemaß dient die Summe der Quadrate der Abweichungen zwischen den berechneten und den gemessenen Werten. Durch Variation der freien Parameter wird die Summe der Fehlerquadrate dann zu einem Minimum gemacht. Das Ergebnis hängt natürlich davon ab, wie sinnvoll die Testfunktion gewählt wird. Entsprechend den theoretisch berechneten Spektren kann die Neutronenlinie durch eine Gaußkurve gut angenähert werden.

Wegen des an den Spulendenen ausströmenden Plasmas und der Geometrie der Anordnung mußte aber mit einer von der Linienbreite unabhängigen Linienverschiebung gerechnet werden. Deshalb wurden Linienbreite und Linienzentrum als unabhängige Parameter eingeführt. Abb. 17 zeigt für diesen Fall das Zeitverhalten der beiden Parameter. Versuchsweise wurde die Linienform durch einen dritten Parameter variiert, was aber praktisch zum gleichen Ergebnis führte. Die Beschreibung durch das zweiparametrische Gaußspektrum dürfte daher dem Problem innerhalb der erreichbaren Genauigkeit bereits angemessen sein. Die eingezeichneten Fehlergrenzen beschreiben die Streuung der Ergebnisse, die sich bei Variation der Durchlässigkeit der Absorber innerhalb der experimentellen Fehler ergibt.

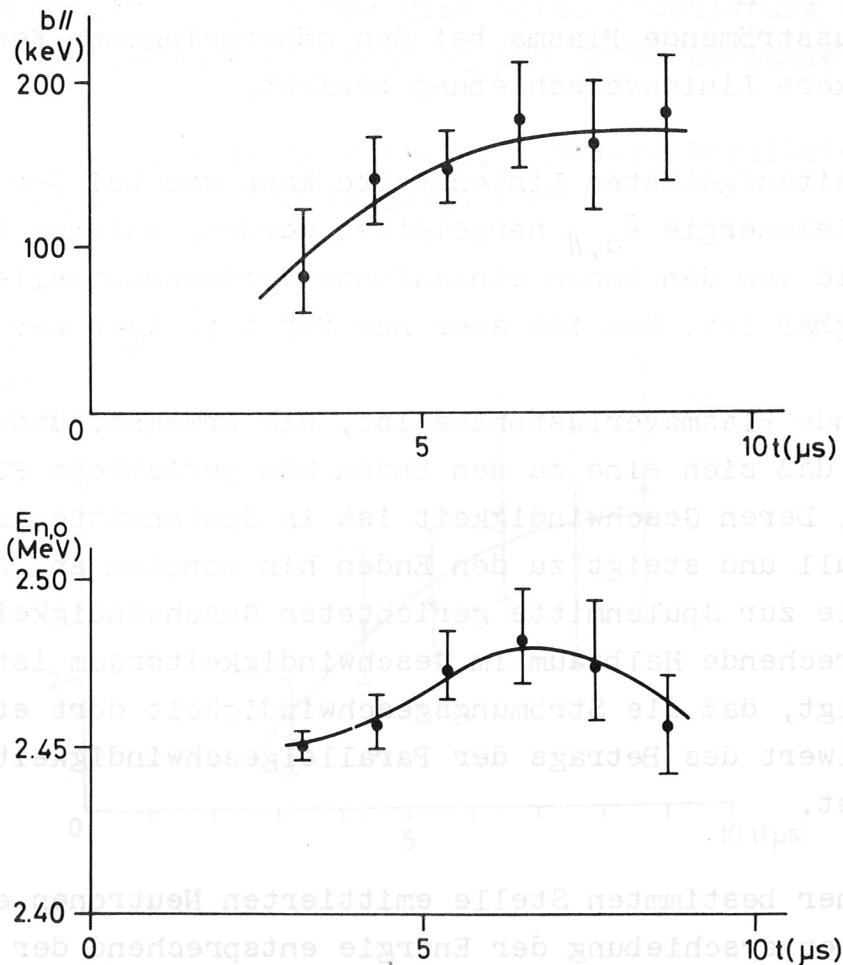


Abb. 17 Neutronenlinienbreite und -linienschwerpunkt in achsenparalleler Richtung gemessen (150 cm-Spule)

Zur Kontrolle wurde parallel zur Spulenachse das Spektrum zeitintegriert mit Ilford-K2-Kernspurplatten gemessen. Die experimentellen Verfahren einschließlich Entwicklung und Auswertung waren die gleichen wie bei einem früheren Experiment von H. Paretzke [18], das an der gleichen Anlage, jedoch mit anderen Plasmaparametern durchgeführt wurde.

Es ergab sich nach Entfaltung mit dem Apparateprofil eine Linienbreite von  $145 \pm 30$  keV. Das Linienzentrum lag bei ca. 2.52 MeV, eine genaue Energieeichung wurde jedoch nicht durchgeführt. Beim Vergleich mit der zeitaufgelösten Messung muß berücksichtigt werden, daß die Kernspurplatten nur 1.80 m von der Spulenmitte entfernt waren, was zu einer stärkeren Wichtung des nahegelegenen Spulendes führte. Innerhalb der Fehlergrenzen ergibt sich ausreichende Übereinstimmung mit der zeitaufgelösten Messung, wenn man annimmt, daß das ausströmende Plasma bei den nahegelegenen Kernspurplatten eine stärkere Linienverschiebung bewirkt.

Aus der zeitaufgelösten Linienbreite kann wie bei der langen Spule die Parallelenergie  $\bar{E}_{d,\parallel}$  hergeleitet werden, solange  $\bar{E}_{d,\parallel} \ll \bar{E}_{d,\perp}$  ist und die von den Enden einlaufende Verdünnungswelle noch vernachlässigbar ist. Das ist aber nur für  $t \leq 4 \mu\text{s}$  der Fall.

Die folgende Plasmaverlustphase ist, wie erwähnt, dadurch gekennzeichnet, daß sich eine zu den Enden hin gerichtete Plasmaströmung einstellt. Deren Geschwindigkeit ist in Spulenmitte aus Symmetriegründen Null und steigt zu den Enden hin monoton an. Am Spulenende fehlen alle zur Spulenmitte gerichteten Geschwindigkeiten, d. h. der entsprechende Halbraum im Geschwindigkeitsraum ist leer<sup>+)</sup> . Daraus folgt, daß die Strömungsgeschwindigkeit dort etwa gleich dem Mittelwert des Betrags der Parallelgeschwindigkeit im Spuleninneren ist.

Die an einer bestimmten Stelle emittierten Neutronen erfahren nun eine Dopplerverschiebung der Energie entsprechend der lokalen

<sup>+)</sup>  Keine magnetischen Spiegel im Vakuumfeld; eine geringe, durch das Plasma selbst erzeugte Spiegelwirkung ist hier unwesentlich

Strömungsgeschwindigkeit. Aus der achsialen Messung erhält man aber ein über die Spulenlänge integriertes Neutronenspektrum. Das strömende Plasma bewirkt deshalb insgesamt eine scheinbare Linienverbreiterung, die zusammen mit der Linienverbreiterung durch die ungerichtete Teilchenbewegung die gemessene Linienbreite ergibt. Diese entspricht deshalb der über die Spulenlänge gemittelten Gesamt-Deuteronenenergie, nicht nur der mittleren Energie der ungerichteten Bewegung.

Auch die beobachtete, nicht-thermische Linienverschiebung läßt sich anhand dieses Endverlustmodells zwanglos erklären: Da die Meßapparatur nur einen endlichen Abstand zur Spule hat, wird das nähergelegene Spulenende entsprechend dem inversen Abstandsquadrat stärker gewichtet. Die positive Energieverschiebung in diesem Plasmateil überwiegt daher die negative Energieverschiebung vom abgewandten Spulenende, so daß eine Nettoverschiebung der Neutronenlinie in der gefundenen Richtung und Größe übrigbleibt.

Die aus der Linienbreite berechnete, mittlere Parallelenergie  $\bar{E}_{d,\parallel}$  der Deuteronen ist in Abb. 18 dargestellt.

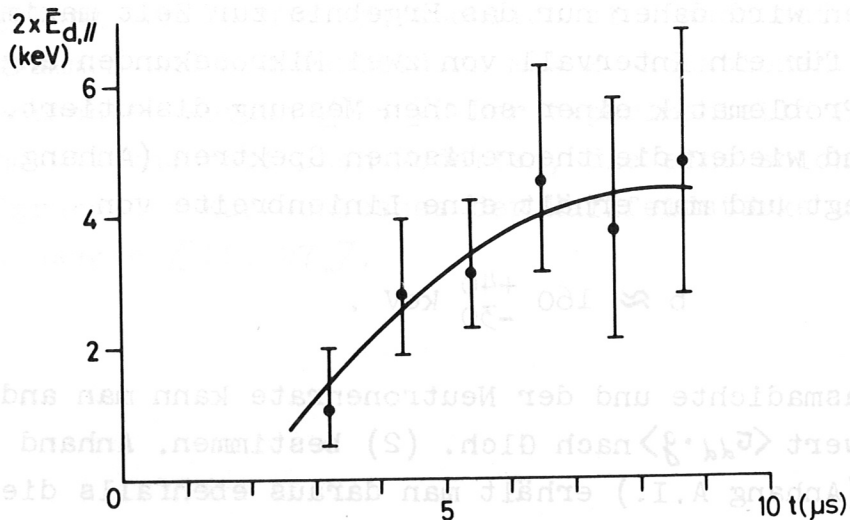


Abb. 18 Mittlere Deuteronenenergie  $\bar{E}_{d,\parallel}$  in achsenparalleler Richtung (150 cm-Spule)

Dabei ist angenommen, daß die Parallelkomponente der Deuteronenbewegung wegen der weitgehenden Entmischung der nach links bzw. rechts laufenden Deuteronen keinen wesentlichen Einfluß auf die Neutronenproduktion hat, d. h., daß gilt:

$$\bar{E}_{d,\perp} > \bar{E}_{d,\parallel}, \text{ ungerichtet.}$$

Eine Erhöhung des Fülldrucks von 10...12 mTorr  $D_2$  auf 17 mTorr  $D_2$  bringt trotz erheblich kleinerer Stoßzeit innerhalb der Fehlergrenzen das gleiche Ergebnis. Eine Variation des Fülldrucks über einen größeren Bereich ist wegen der rasch abnehmenden Neutronenausbeute nicht möglich.

### 5.2.2. Absorbermessung senkrecht zur Spulenachse

Da senkrecht zum Magnetfeld eine starke Linienverschiebung aus Symmetriegründen nicht zu erwarten war, wurden als Absorber nur Aluminium und Magnesium im Vergleich zu Kohlenstoff benutzt. Aus den beschriebenen Gründen ließ sich der Fehler hier nicht so weit reduzieren, daß eine zeitaufgelöste Auswertung sinnvoll gewesen wäre.

Im folgenden wird daher nur das Ergebnis zur Zeit maximaler Neutronenrate für ein Intervall von zwei Mikrosekunden angegeben und daran die Problematik einer solchen Messung diskutiert. Der Auswertung sind wieder die theoretischen Spektren (Anhang A.I.) zugrunde gelegt und man erhält eine Linienbreite von

$$b \approx 160 \begin{matrix} +40 \\ -30 \end{matrix} \text{ keV.}$$

Aus der Plasmadichte und der Neutronenrate kann man andererseits den Mittelwert  $\langle \sigma_{dd} \cdot g \rangle$  nach Glch. (2) bestimmen. Anhand der Abb. 23 und 24 (Anhang A.I.) erhält man daraus ebenfalls die Linienbreite für verschiedene Testverteilungen. Die so gefundenen Werte liegen aber für den wahrscheinlichen Fall, daß der hochenergetische Teil der Verteilungsfunktion weitgehend fehlt, bei 100 bis 120 keV. Lediglich im Falle einer Maxwellverteilung könnte innerhalb der



Fehler Konsistenz erreicht werden. Die geringe Ion-Ion-Stoßfrequenz, sowie experimentelle Ergebnisse, die im nächsten Kapitel diskutiert werden, sprechen jedoch gegen diese Möglichkeit.

Diese Diskrepanz läßt sich klären, wenn man eine Rotation des Plasmas voraussetzt. Die Geschwindigkeits-Komponente der Rotationsbewegung in Beobachterraichtung verursacht wiederum eine Dopplerverschiebung der Neutronenenergie. Da der Innendurchmesser des Kollimators größer als der Plasmadurchmesser ist, erhält man im Mittel über den Plasmaquerschnitt eine zusätzliche Linienverbreiterung. Diese hängt von der Rotationsfrequenz  $\omega_{rot}$  und dem Dichteprofil  $n_d(r)$  der Plasmasäule ab.

Aus obigen Werten folgt, daß die Verbreiterung durch die ungerichtete Bewegung und die Rotation etwa von gleicher Größe sein müssen. Das bedeutet aber, daß die Bahngeschwindigkeit am Plasmaradius  $r_p$  etwa gleich der mittleren Geschwindigkeit der ungerichteten Bewegung sein muß:

$$\omega_{rot} \cdot r_p \leq \bar{v}_L \quad (8)$$

Im vorliegenden Fall ergibt sich daraus eine Rotationsfrequenz in der Umgebung von 10 MHz. Tatsächlich sind auch auf Mach-Zehnder-Interferogrammen und Schmierbildern  $m = 2$  -Rotationen dieser Größenordnung beobachtet worden [25]. Der experimentelle Befund steht im Einklang mit theoretischen Modellen, die eine solche Plasmarotation aufgrund des Kurzschlusses der Hallfeldstärke an den Spulenden voraussagen [26, 27].

## 6. Ergänzung und Diskussion der Ergebnisse:

### 6.1. Form der Geschwindigkeitsverteilung der Deuteronen

Die bisher beschriebenen Experimente haben gezeigt, daß man Neutronenspektren an heißen Deuterium-Plasmen mit der erforderlichen Energie- und Zeitauflösung nach dem Absorptionsverfahren messen kann. Insbesondere war die Messung der mittleren Deuteronenenergie parallel zum Magnetfeldvektor ohne wesentliche Einschränkung möglich.

Die side-on Messung gestaltet sich demgegenüber wegen der geometrischen Verhältnisse am  $\theta$ -Pinch schwieriger, ist aber bei entsprechend erhöhtem Aufwand ebenfalls durchführbar. Allerdings läßt die Neutronenlinienbreite senkrecht zum Magnetfeld eine eindeutige Angabe von  $\bar{E}_{d,\perp}$  nur zu, wenn die Verteilungsfunktion hinreichend bekannt ist und keine zu starke Plasmarotation auftritt. Prinzipiell ließe sich eine Eingrenzung der Form der Verteilungsfunktion erreichen, wenn man als zusätzliche Neutronenmeßgröße etwa den Absolutwert des Neutronenflusses hinzunähme. Praktisch zeigt aber die Abhängigkeit der beiden Neutronenmeßwerte von der Verteilungsfunktion nur geringe Unterschiede, da in beiden Fällen die extreme Wichtung hoher Deuteronengeschwindigkeiten durch den Fusionsquerschnitt der dominierende Effekt ist. Dagegen sollte der Vergleich einer Neutronenmeßgröße mit einem anderen Meßwert, bei dem auch die niedrigen Geschwindigkeiten eingehen, einen Hinweis auf die Form der Verteilungsfunktion geben.

Das soll hier in der folgenden Weise geschehen:

Aus der Neutronenrate  $R$  pro Längeneinheit und der Plasmadichte  $n_d(r)$ , jeweils in Spulenmitte gemessen, erhält man zunächst in bekannter Weise den Mittelwert  $\langle \sigma_{dd} \cdot g \rangle$  als Funktion der Zeit<sup>+</sup>).

---

<sup>+</sup>) Der Einfachheit halber ist im folgenden jeweils  $n_d = n_e = n$  gesetzt. Bei der experimentellen Auswertung ist jedoch der Anteil von 2...3 % hochionisierter Verunreinigungen berücksichtigt.

$$\langle \bar{E}_{dd} \cdot q \rangle \approx \frac{R}{2\pi} \int_0^R \frac{n_d^2}{2} r dr$$

( $r_p$  = Plasmaradius)

Anhand der Abb. 22 im Anhang A.I. kann man dazu die mittlere Deuteronenenergie  $\bar{E}_d$  bzw.  $\bar{E}_{d,\perp}$  für geeignete Testverteilungen ablesen. Die Kenntnis der Parallelenergie  $\bar{E}_{d,\parallel}$  ermöglicht die Entscheidung, in welcher Phase der Entladung zweidimensionale, dreidimensionale oder elliptische Verteilungen (bezüglich elliptischer Maxwell-Verteilungen s. [8]) als sinnvolle Näherung heranzuziehen sind. Abb. 19 zeigt das Ergebnis für die frühe Phase der Entladung mit der langen Spule.

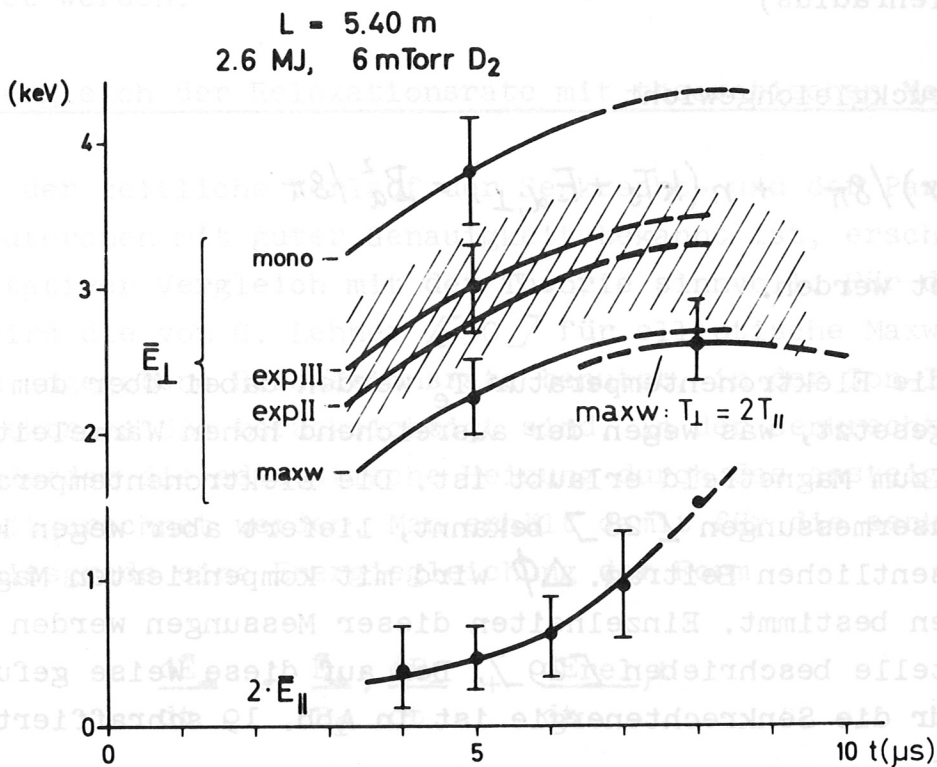


Abb. 19  $\bar{E}_{d\perp}$  und  $\bar{E}_{d\parallel}$  als Funktion der Zeit, gewonnen aus Neutronenmessungen (durchgezogene Kurven) bzw. aus dem Druckgleichgewicht und dem diamagnetischen Signal (schraffierter Bereich)

Zum besseren Vergleich ist die Parallelenergie mit dem Faktor zwei multipliziert, wodurch die Tatsache berücksichtigt wird, daß  $\bar{E}_{d,\perp}$  sich auf zwei,  $\bar{E}_{d,\parallel}$  aber nur auf einen Freiheitsgrad bezieht. Im Fall elliptischer Maxwellverteilungen haben die beiden Kurven dann die Bedeutung von  $kT_{\perp}$  und  $kT_{\parallel}$ .

Man sieht nun, daß sich aus der Unkenntnis der Form der Verteilungsfunktion eine Unsicherheit der Energie ergibt, die erheblich größer ist als die übrigen experimentellen Fehler. Andererseits kann die Senkrechttemperatur  $\bar{E}_{d,\perp}$  in der adiabatischen Phase auch aus dem verdrängten magnetischen Fluß

$$\Delta\phi = B_a \pi r_s^2 - \int_0^{r_s} 2\pi r B(r) dr$$

( $r_s$  = Spulenradius)

und dem Druckgleichgewicht

$$B^2(r)/8\pi + n(kT_e + \bar{E}_{d,\perp}) = B_a^2/8\pi$$

hergeleitet werden.

$\bar{E}_{d,\perp}$  und die Elektronentemperatur  $T_e$  werden dabei über dem Radius konstant gesetzt, was wegen der ausreichend hohen Wärmeleitfähigkeit quer zum Magnetfeld erlaubt ist. Die Elektronentemperatur ist aus Lasermessungen [28] bekannt, liefert aber wegen  $kT_e \ll \bar{E}_d$  keinen wesentlichen Beitrag.  $\Delta\phi$  wird mit kompensierten Magnetfeld-Sonden bestimmt. Einzelheiten dieser Messungen werden an anderer Stelle beschrieben [29]. Der auf diese Weise gefundene Bereich für die Senkrechtenergie ist in Abb. 19 schraffiert eingezeichnet.

Aus der notwendigen Konsistenz der in beiden Fällen gefundenen  $\bar{E}_{d,\perp}$ -Werte können daher folgende Schlüsse gezogen werden. Zu Beginn der adiabatischen Phase läßt sich die Verteilungsfunktion durch eine verschobene Gaußkurve ( $\exp III$ )<sup>+</sup> oder durch eine Verteilung, bei der die hohen Energien praktisch vollständig fehlen ( $\exp II$ )<sup>+</sup>, am besten beschreiben. Eine Maxwellverteilung erscheint

<sup>+</sup>) Anhang A.I.

hier ebenso unwahrscheinlich wie eine monoenergetische Verteilung. Im weiteren Verlauf nimmt die Paralleltemperatur zu und genaue Aussagen werden schwierig. Die Annahme einer elliptischen Maxwellverteilung mit  $kT_{\perp} = 2kT_{\parallel}$  bei etwa  $8\mu\text{s}$  zeigt, daß  $kT_{\perp}$  noch außerhalb des schraffierten Bereichs liegt. Eine Maxwellverteilung scheint also auch hier noch nicht sehr wahrscheinlich. Zu späten Zeiten läßt sich die Geschwindigkeitsverteilung nicht mehr so sicher eingrenzen, da Endeinflüsse dort schon eine wesentliche Rolle spielen können.

Im vorliegenden Fall liegt die mittlere Ion-Ion-Stoßzeit  $t_{c,d}$  zwischen 10 und 20 Mikrosekunden. Numerische Rechnungen [20, 21] anhand der Fokker-Planck-Gleichung zeigen, daß für  $t \lesssim t_{c,d}$  tatsächlich etwa die experimentell gefundenen Verteilungsfunktionen erwartet werden.

## 6.2. Vergleich der Relaxationsrate mit theoretischen Modellen

Da nun der zeitliche Verlauf der Senkrecht- und der Parallelenergie der Deuteronen mit guter Genauigkeit bekannt ist, erscheint ein quantitativer Vergleich mit der Theorie sinnvoll. Für die Rechnung wird die von G. Lehner [30] für elliptische Maxwellverteilungen angegebene Relaxationsrate benutzt, in der Ion-Ion- und Ion-Elektronstöße berücksichtigt sind. In der Senkrechtenergie muß außerdem die adiabatische Heizung durch das ansteigende Magnetfeld mitgerechnet werden. Man erhält damit für die senkrechten Freiheitsgrade eine Energiegleichung der Form

$$\frac{d\bar{E}_{\perp}}{dt} = \frac{\bar{E}_{\perp}}{B_1} \frac{dB_1}{dt} + \frac{dE_{\text{rel},\perp}}{dt} \quad (9)$$

Dabei soll  $dE_{\text{rel},\perp}/dt$  den mittleren Energieverlust pro Teilchen durch Stoßrelaxationen beschreiben.  $B_1$  ist das lokale Magnetfeld.

Weiter soll eine zylindrische Plasmasäule mit der Querschnittsfläche  $F$ , der Liniendichte  $N$  und dem eingefangenen Fluß  $\phi_1$  angenommen werden, die durch ein äußeres Magnetfeld  $B_a$  komprimiert wird. Die Dichte  $n = N/F$  und  $\bar{E}_{\perp}$  seien unabhängig vom Radius.

$\phi_1$  wird konstant gehalten, d. h. Magnetfelddiffusion wird nicht zugelassen. Man erhält dann als weitere Gleichung das Druckgleichgewicht in der Form:

$$n \bar{E}_\perp = \frac{N}{F} \bar{E}_\perp = \frac{1}{8\pi} (B_a^2 - \phi^2 / F^2) \quad (10)$$

Durch einfache Umrechnung folgt aus (9) und (10) eine Differentialgleichung für  $\bar{E}_\perp$

$$\frac{d\bar{E}_\perp}{dt} \left[ \frac{1}{\bar{E}_\perp} + \frac{1}{F} \left( \frac{\partial F}{\partial \bar{E}_\perp} \right) \right] = - \frac{1}{F} \left[ \left( \frac{\partial F}{\partial B_a} \right) \cdot \frac{dB_a}{dt} + \left( \frac{\partial F}{\partial N} \right) \frac{dN}{dt} \right] + \frac{dE_{rel,\perp}}{\bar{E}_\perp \cdot dt} \quad (11)$$

Bei der langen Spule brauchen Endverluste nicht berücksichtigt werden, weshalb  $dN/dt = 0$  ist. Bei der kurzen Spule werden die Endverluste pauschal in der Form<sup>+) )</sup>

$$\frac{dN}{dt} \approx \frac{\bar{v}_\parallel}{L} N \approx \sqrt{\frac{4\bar{E}_\parallel}{\pi m}} \cdot \frac{N}{L}$$

berücksichtigt.

Für den parallelen Freiheitsgrad gilt die einfache Energiegleichung

$$\frac{d\bar{E}_\parallel}{dt} = \frac{dE_{rel,\parallel}}{dt} \quad (12)$$

Da  $T_e \ll \bar{E}_\perp$  gilt, werden die Elektronen im Druckgleichgewicht nicht mitgenommen. Dagegen spielen sie im Relaxationsterm eine wesentliche Rolle. Um Fehler durch die Wärmeleitung der Elektronen zum Ende zu vermeiden, wird jeweils die experimentell bestimmte Elektronentemperatur eingesetzt.

Die Gleichungen (11) und (12) wurden, ausgehend von experimentellen Anfangswerten schrittweise numerisch gelöst. Abb. 20 zeigt die Ergebnisse im Vergleich mit den experimentellen Werten. Es ist zu

<sup>+) )</sup> Stoßfreies, unbehindertes Ausfließen bei Maxwell-ähnlicher Verteilung der Parallelgeschwindigkeiten

erwähnen, daß für den Vergleich die gesamte mittlere Parallelenergie, nicht nur die Energie der ungerichteten Bewegung heranzuziehen ist.

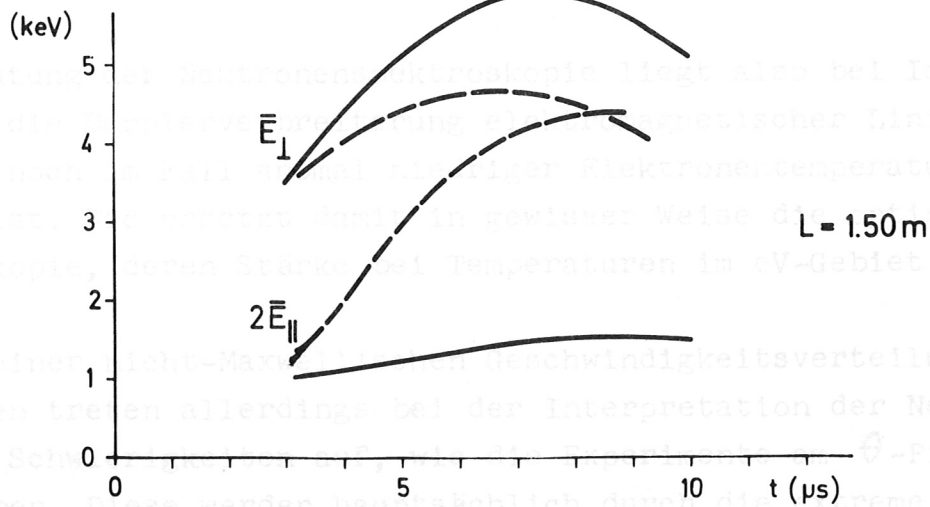
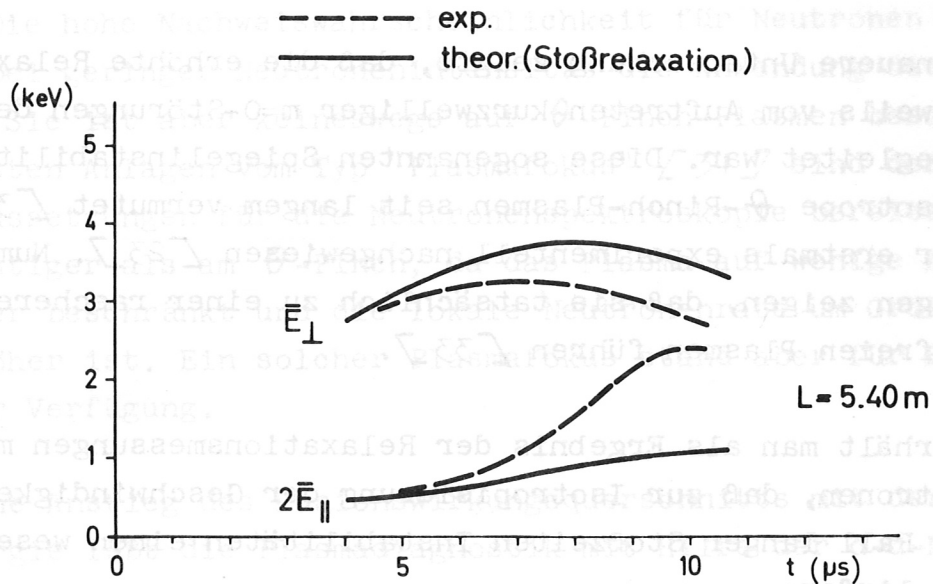
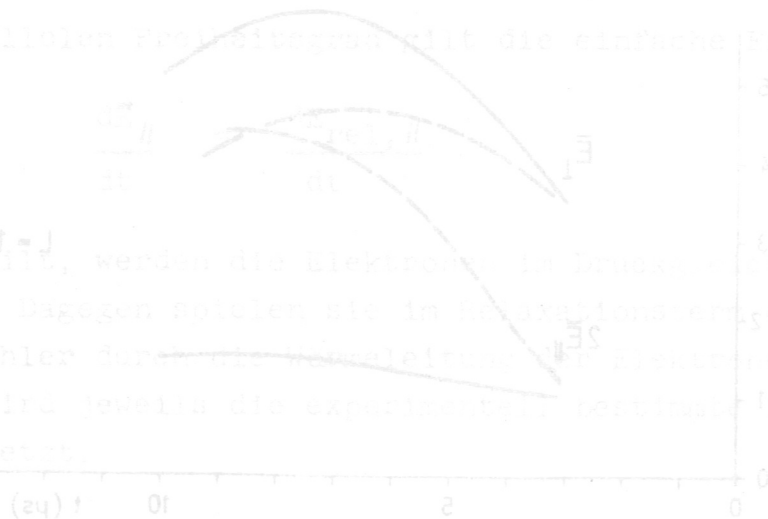


Abb. 20 Vergleich der experimentell gefundenen Relaxation mit der theoretisch erwarteten Stoßrelaxation (Ion-Ion- und Ion-Elektron-Stöße)

Man sieht nun, daß bei der langen Spule eine deutlich stärkere Relaxation im Bereich des Magnetfeldmaximums um  $9\mu\text{s}$  auftritt. Noch ausgeprägter ist die Abweichung bei der 1.50 m-Spule. Die Tatsache, daß in der Rechnung eine elliptische Maxwellverteilung zugrunde gelegt ist, dürfte zur Erklärung des Unterschieds nicht ausreichen.

Eine genauere Untersuchung zeigte, daß die erhöhte Relaxationsrate jeweils vom Auftreten kurzweiliger  $m=0$ -Störungen der Plasmasäule begleitet war. Diese sogenannten Spiegelinstabilitäten wurden für anisotrope  $\theta$ -Pinch-Plasmen seit langem vermutet [31, 32] und hier erstmals experimentell nachgewiesen [23]. Numerische Rechnungen zeigen, daß sie tatsächlich zu einer rascheren Relaxation in stoßfreien Plasmen führen [33].

Damit erhält man als Ergebnis der Relaxationsmessungen mit Hilfe der Neutronen, daß zur Isotropisierung der Geschwindigkeitsverteilung im Fall langer Stoßzeiten Instabilitäten einen wesentlichen Beitrag liefern.



Die Gleichungen (11) und (12) wurden, ausgehend von Anfangswerten, schrittweise numerisch gelöst. Abb. 20 zeigt die Ergebnisse im Vergleich mit den experimentellen Werten. Abb. 20 zeigt den Vergleich der experimentell gefundenen Relaxation mit der theoretisch erwarteten Relaxation (Ion-Ion- und Ion-Elektron-Stöße).

Die theoretische Kurve zeigt bei Maximalwert eine steilere Abnahme als die experimentelle Kurve. Dies ist auf die Vernachlässigung der Spiegelinstabilitäten zurückzuführen.



## 7. Bedeutung der Neutronenspektroskopie an Plasmen:

Die theoretischen und experimentellen Voraussetzungen für die Neutronenspektroskopie an heißen Deuteriumplasmen sind untersucht worden. Mit einem neuartigen Absorptionsverfahren kann die im Experiment erforderliche Energie- und Zeitauflösung erreicht werden. Die hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen erlaubt bereits bei geringer Neutronenintensität die Anwendung dieser Methode. Sie ist aber keineswegs auf  $\theta$ -Pinch-Plasmen beschränkt. An gepulsten Anlagen vom Typ "Plasmafokus" [34] sind derzeit die Voraussetzungen für die Neutronenspektroskopie bereits erheblich günstiger als am  $\theta$ -Pinch, da das Plasma auf wenige Kubikmillimeter beschränkt und die lokale Neutronenrate um Größenordnungen höher ist. Ein solcher Plasmafokus stand aber für Experimente nicht zur Verfügung.

Der rasche Anstieg des Fusionswirkungsquerschnitts mit der Deuteronenenergie läßt die Plasmadiagnostik mit Hilfe der d-d-Neutronen besonders für Ionenenergien im Bereich von einigen keV und darüber geeignet erscheinen.

Die Bedeutung der Neutronenspektroskopie liegt also bei Ionenenergien, wo die Dopplerverbreiterung elektromagnetischer Linienstrahlung nur noch im Fall anomal niedriger Elektronentemperatur anwendbar ist. Sie ersetzt damit in gewisser Weise die optische Spektroskopie, deren Stärke bei Temperaturen im eV-Gebiet liegt.

Im Fall einer nicht-Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung der Deuteronen treten allerdings bei der Interpretation der Neutronenspektren Schwierigkeiten auf, wie die Experimente am  $\theta$ -Pinch gezeigt haben. Diese werden hauptsächlich durch die extreme Wichtung hoher Relativgeschwindigkeiten und entsprechend kleiner Schwerpunktschwindigkeiten verursacht.

Ähnliche Komplikationen ergeben sich aber in der Ionenenergiebestimmung auch beim wichtigsten Konkurrenzverfahren, der Laser-Vorwärtsstreuung. Dort führen ebenfalls Abweichungen der Deuteronen-, aber auch der Elektronenverteilung von der Maxwellvertei-

lung zu unübersichtlichen Veränderungen des Streuspektrums [35]. Das gleiche gilt bei Existenz kalter, hochionisierter Verunreinigungen, die bereits in der geringen Konzentration von wenigen Prozent zu erheblich modifizierten Ionenlinien führen [36]. In solchen Fällen wird man daher bei beiden Verfahren ergänzende Messungen durchführen, um die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen mit ausreichender Genauigkeit angeben zu können.

Bei der Auswertung der beschriebenen Neutronenexperimente an weitgehend stoßfreien  $\theta$ -Pinch-Plasmen konnte die Geschwindigkeitsverteilung der Deuteronen mit guter Genauigkeit als Funktion der Zeit angegeben werden. Als zusätzliches Ergebnis wurde dabei gefunden, daß die Relaxation der anfänglich stark anisotropen Geschwindigkeitsverteilung rascher erfolgt, als man aufgrund von Stößen erwarten würde. Die erhöhte Relaxationsrate dürfte durch die gleichzeitig beobachteten Spiegelinstabilitäten zu erklären sein.

Anhang:

A.I. Neutronenspektren an stoßfreien  $\theta$ -Pinch-Plasmen

Die für nahezu stoßfreie  $\theta$ -Pinch-Plasmen vermutete Relaxation einer 2-dimensional monoenergetischen zu einer isotropen Maxwell-Verteilung durch Stöße ist bisher nicht berechnet worden, jedoch wurden von verschiedenen Autoren Teilaspekte des Problems anhand der Fokker-Planck-Gleichung behandelt [20, 21, 30]. Diese Rechnungen zeigen, daß, ausgehend von einer schmalen Verteilung bei mittleren Geschwindigkeiten, zunächst bevorzugt die Bereiche niedriger Energie aufgefüllt werden, und daß etwa mit der gleichen Zeitkonstante eine anfänglich zweidimensionale Verteilung isotrop wird. Der hochenergetische, für die Neutronendiagnostik wesentliche Teil benötigt für die gleiche relative Annäherung an die Maxwell-Verteilung eine mehrfach längere Zeitspanne.

Dementsprechend sind die folgenden Testverteilungen so gewählt, daß sie in grober Näherung verschiedene Phasen des Relaxationsablaufs wiedergeben können. Im übrigen ist die genaue analytische Form willkürlich und lediglich durch die Forderung nach einfacher und übersichtlicher Darstellung bestimmt. In Tabelle I sind diese Testfunktionen zusammengestellt.

Tabelle I

	2-dimensional	3-dimensional
exp I	$f(\vec{u}) \sim \exp(-\frac{u_{\perp}^3}{u_0^3}) \cdot \delta(u_{\parallel})$	$f(\vec{u}) \sim \exp(-\frac{u^3}{u_0^3})$
exp II	$f(\vec{u}) \sim \exp(-\frac{u_{\perp}^4}{u_0^4}) \cdot \delta(u_{\parallel})$	$f(\vec{u}) \sim \exp(-\frac{u^4}{u_0^4})$
exp III	$f(\vec{u}) \sim \exp[-\frac{(u_{\perp}-u_0)^2}{u_0^2} \cdot 4] \cdot \delta(u_{\parallel})$	$f(\vec{u}) \sim \exp[-4 \cdot \frac{(u-u_0)^4}{u_0^4}]$
max w	$f(\vec{u}) \sim \exp(-\frac{u_{\perp}^2}{u_0^2}) \delta(u_{\parallel})$	$f(\vec{u}) \sim \exp(-\frac{u^2}{u_0^2})$
mono	$f(\vec{u}) \sim \delta(u_{\perp}^2 - u_0^2) \delta(u_{\parallel})$	$f(\vec{u}) \sim \delta(u^2 - u_0^2)$

$u_0$  ist ein für jede Verteilung verschiedener, freier Parameter.

In Abb. 21 ist die Verteilung der Geschwindigkeitsbeträge <sup>für</sup> die fünf zweidimensionalen Verteilungsfunktionen für gleiche mittlere Teilchenenergie  $\bar{E}_\perp = 4 \text{ keV}$  dargestellt. Für diese Testverteilungen werden nun Neutronenraten und Neutronenspektren entsprechend den Gleichungen in Kap. 2. berechnet.

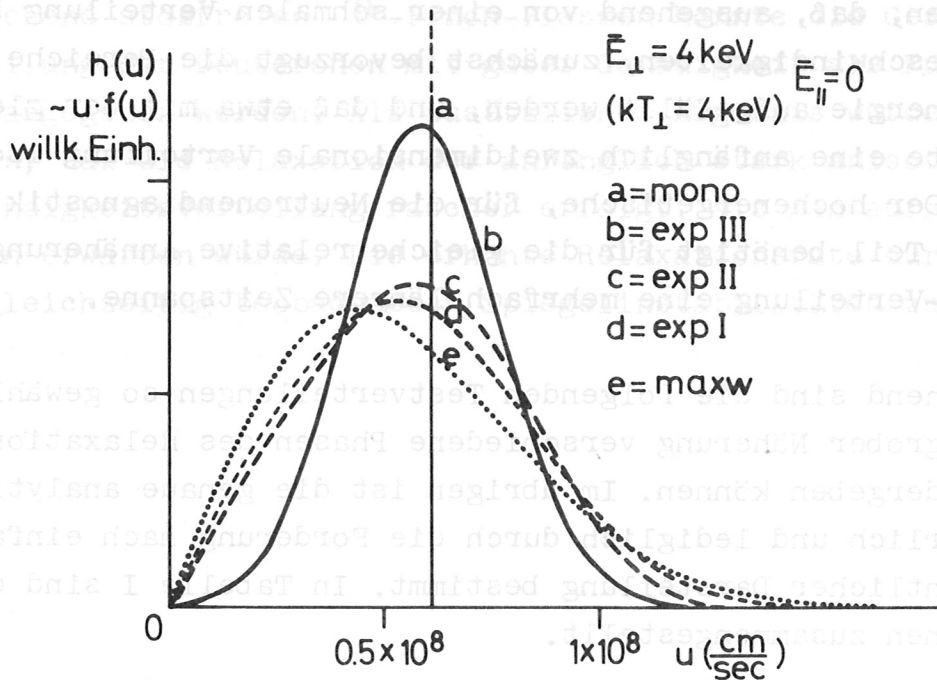


Abb. 21 Darstellung der zweidimensionalen Geschwindigkeitsverteilungen nach Tab. I für  $\bar{E}_\perp = 4 \text{ keV}$ . Es ist die Verteilung der Geschwindigkeitsbeträge aufgetragen

Auf den folgenden Seiten sind die Ergebnisse graphisch dargestellt.

Abb. 22 enthält die Mittelwerte  $\langle G_{dd} \cdot g \rangle$  (S.(2)) für 2- und 3-dimensionale Verteilungen als Funktion der mittleren Teilchenenergie

$\bar{E}_d = \bar{E}_{d,\perp} + \bar{E}_{d,\parallel}$  bzw.  $\bar{E}_d = kT_{d,\perp} + \frac{1}{2} kT_{d,\parallel}$  (für verallgemeinerte Maxwellverteilungen). Abb. 23 zeigt dazu für  $\bar{E}_{d,\perp} = 4 \text{ keV}$  bzw.

$\bar{E}_d = 6 \text{ keV}$  die Neutronenlinien. Für zweidimensionale Verteilungen ist die Beobachtungsrichtung senkrecht zum Magnetfeld. Für diesen letzteren Fall gibt Abb. 24 a, b, die Energieabhängigkeit der Neutronenspektren anhand zweier Parameter, nämlich Linienbreite b

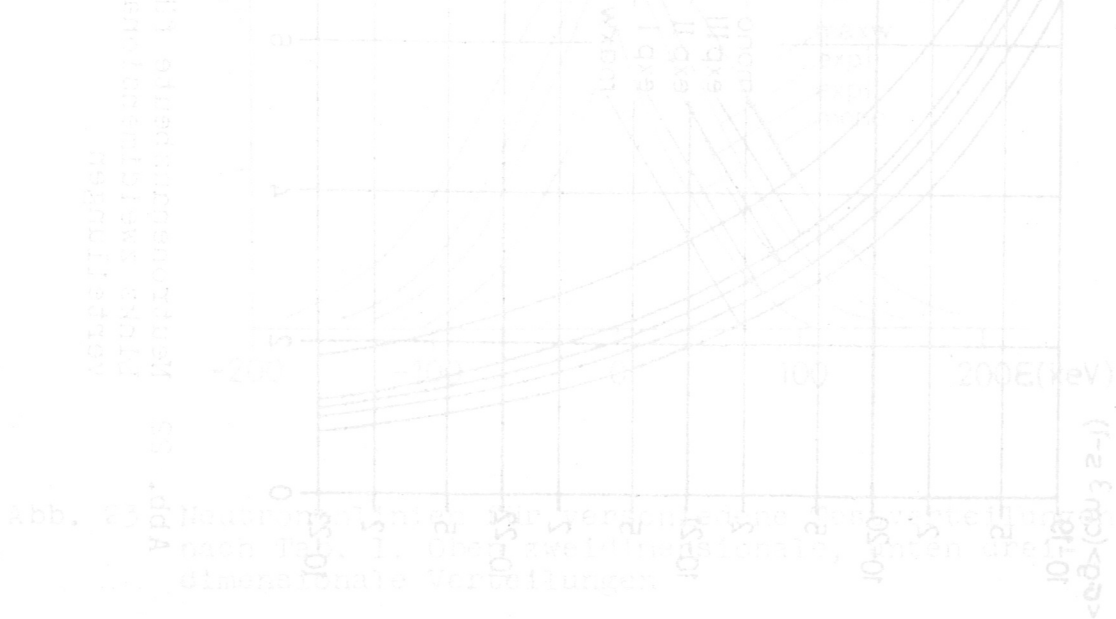
und Linienverschiebung  $\Delta$ , an.

Aus Abb. 23 erkennt man, daß die Linienbreiten für 3-dimensionale Verteilungen (in beliebiger Richtung) gleich oder nur unwesentlich größer sind als im 2-dimensionalen Fall (senkrecht zum Magnetfeld), wenn man gleiche Senkrechtenergie  $\bar{E}_{d,\perp}$  annimmt, d. h.  $\bar{E}_{2\text{-dim}} = \frac{2}{3} \bar{E}_{3\text{-dim}}$ . Dasselbe gilt für die Linienverschiebung  $\Delta$ , so daß Abb. 24 a,b, näherungsweise auch für die 3-dimensionalen Verteilungen verwendet werden kann.

Parallel zum Magnetfeld ist wegen  $s_{\parallel} = 0$  für zweidimensionale Verteilungen auch die Linienbreite von der Ordnung  $\bar{E}_d$  (vgl. (4)):

$$b_{\parallel} \approx \Delta_{\parallel} \gtrsim E_d$$

Wie schon erwähnt, führt der anisotrope Fusions-Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{dd}(\Omega)$  zu einem anisotropen Neutronenfluß, wenn die Geschwindigkeitsverteilung der Deuteronen ebenfalls anisotrop ist. In Abb. 24 c ist deshalb der Vollständigkeit halber das Verhältnis der Neutronenflüsse senkrecht und parallel zum Magnetfeld für die 2-dimensionalen Verteilungsfunktionen aufgezeichnet. Dabei sind die Anisotropie-Koeffizienten nach [11, 12, 14] zugrunde gelegt.



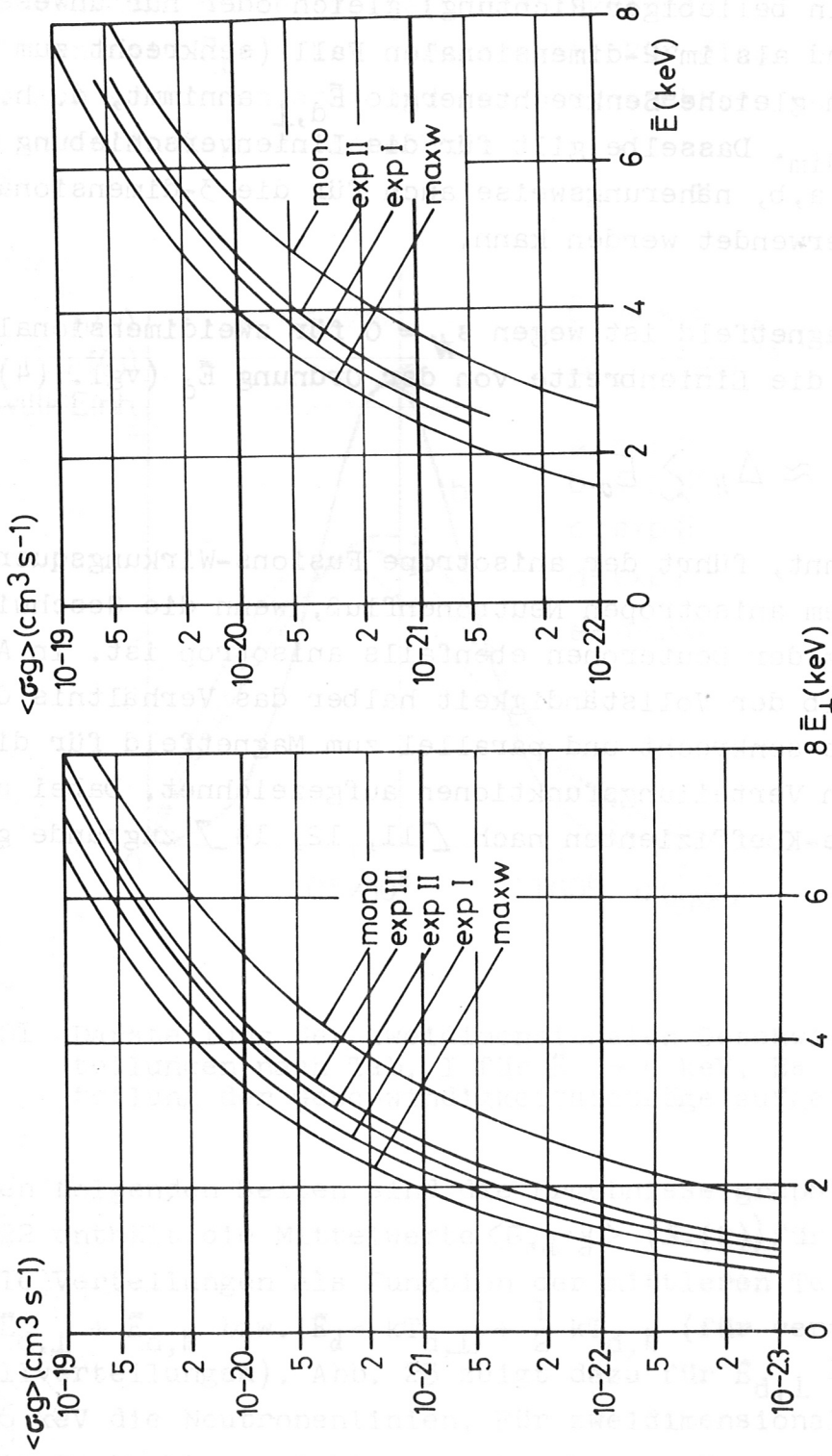


Abb. 22 Neutronenausbeute für verschiedene Testverteilungen nach Tab. I.  
Links zweidimensionale, rechts dreidimensionale Geschwindigkeits-  
verteilungen

4. II. Zur Statistik bei integrierender Zählung nichtnormierter Impulse:

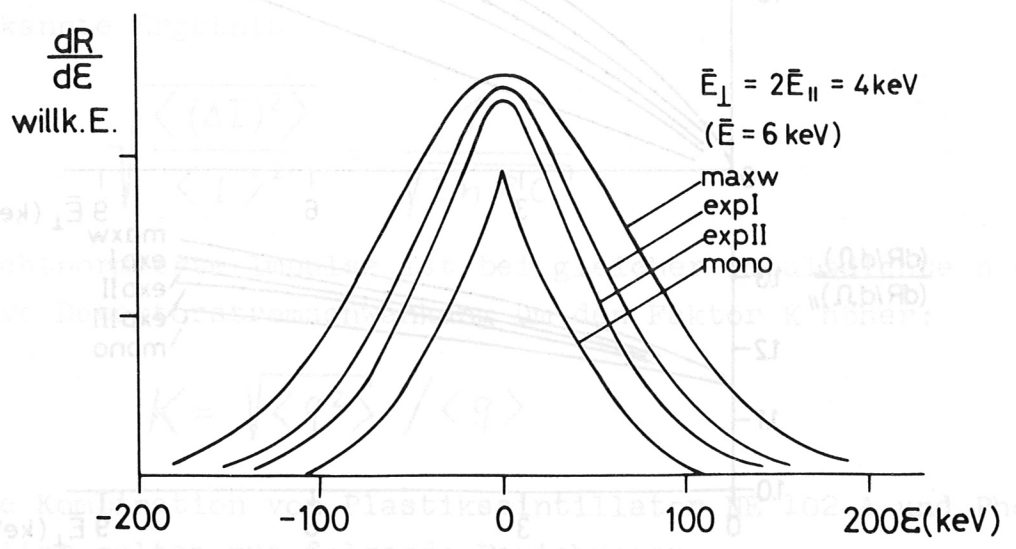
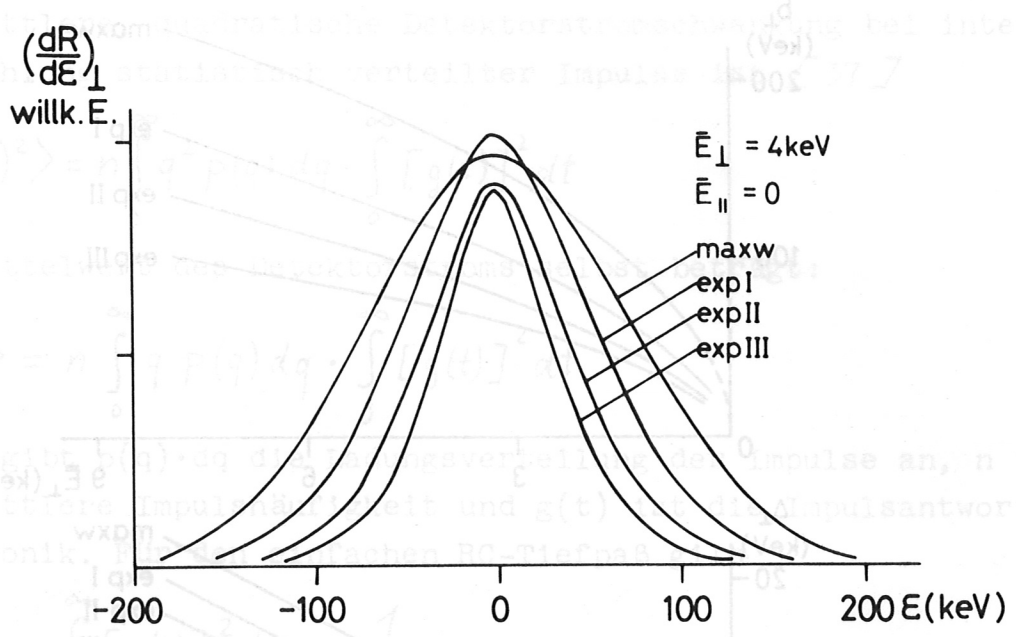


Abb. 23 Neutronenlinien für verschiedene Testverteilungen nach Tab. I. Oben zweidimensionale, unten dreidimensionale Verteilungen

Abb. 24 Linienbreite  $\Delta E_p$  in Abhängigkeit von der Energie  $E_p$  der Neutronen-  
flussmessung für zweidimensionale Testverteilungen  
nach Tabelle I

$\Delta E_p = \left\{ \begin{array}{l} 0 \\ E_p > E_n \end{array} \right.$

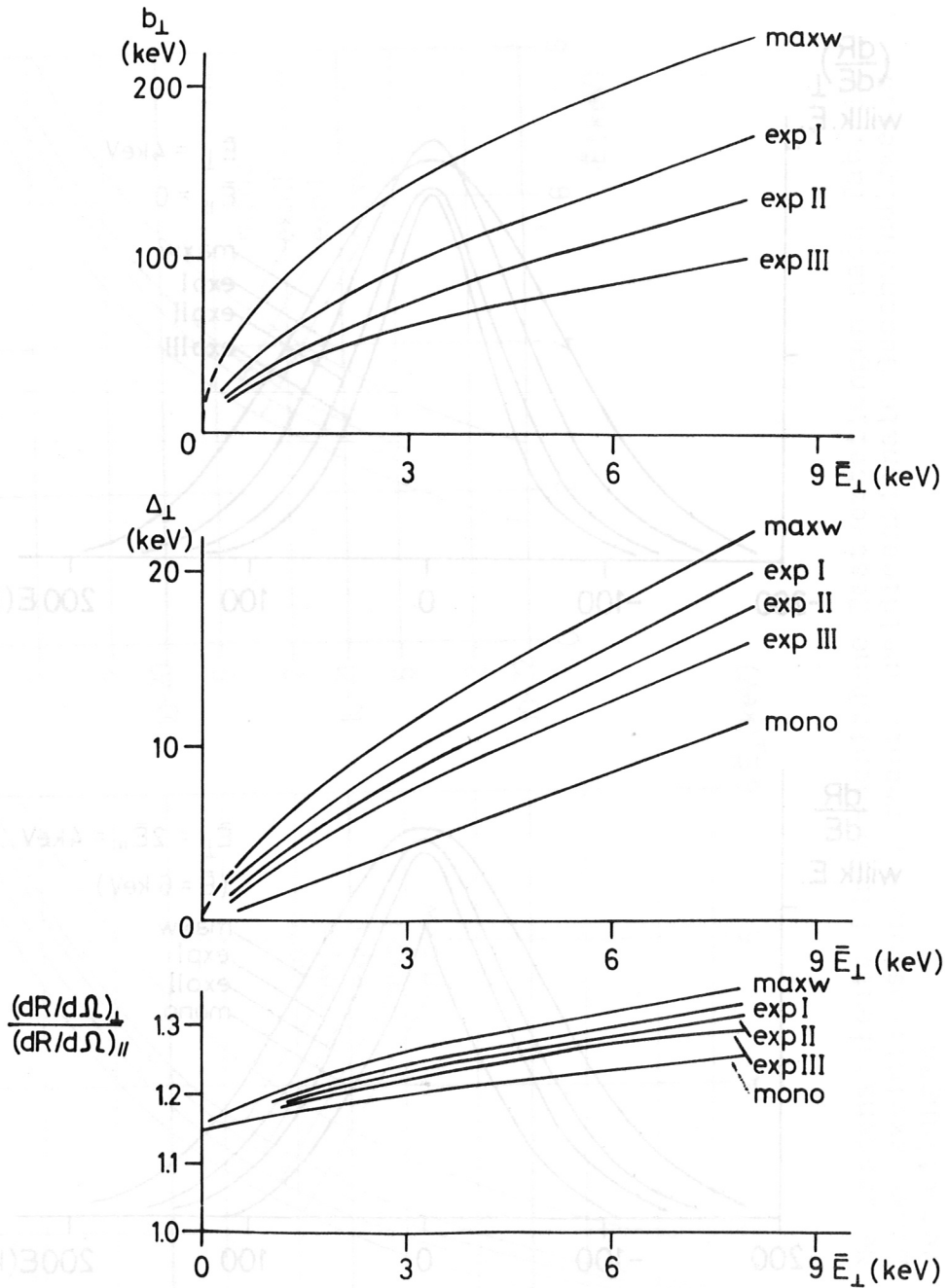


Abb. 24 Linienbreite  $b$ , Linienverschiebung  $\Delta$  und Neutronenflußanisotropie für zweidimensionale Testverteilungen nach Tabelle I



A. II. Zur Statistik bei integrierender Zählung nichtnormierter Impulse:

Die mittlere, quadratische Detektorstromschwankung bei integrierender Zählung statistisch verteilter Impulse ist [37]

$$\langle (\Delta I)^2 \rangle = n \int_0^{\infty} q^2 p(q) dq \cdot \int_0^{\infty} [g(t)]^2 dt$$

Der Mittelwert des Detektorstroms selbst beträgt:

$$\langle I \rangle = n \int_0^{\infty} q p(q) dq \cdot \int_0^{\infty} [g(t)]^2 dt$$

Dabei gibt  $p(q) \cdot dq$  die Ladungsverteilung der Impulse an,  $n$  ist die mittlere Impulshäufigkeit und  $g(t)$  ist die Impulsantwort der Elektronik. Für den einfachen RC-Tiefpaß gilt

$$\int_0^{\infty} [g(t)]^2 dt = \frac{1}{2RC}$$

Für normierte Impulse erhält man wegen  $\langle q^2 \rangle = \langle q \rangle^2 = q^2$  das bekannte Ergebnis

$$\sqrt{\frac{\langle (\Delta I)^2 \rangle}{\langle I \rangle^2}} = \frac{1}{\sqrt{2nRC}}$$

Für nichtnormierte Impulse ist bei gleicher Impulsdichte  $n$  die relative Detektorstromschwankung um den Faktor  $K$  höher:

$$K = \sqrt{\langle q^2 \rangle} / \langle q \rangle$$

Für die Kombination von Plastiksintillator NE 102 A und Photomultiplier gelten nun folgende Beziehungen: Monoenergetische Neutronen der Energie  $E_n$  erzeugen im Szintillator eine Rückstoß-Protonenverteilung ( $E_p =$  Protonenenergie)

$$\frac{dP(E_p)}{dE_p} = \begin{cases} \text{const.}, & 0 \leq E_p \leq E_n \\ 0, & E_p > E_n \end{cases}$$

Jedes Proton löst einen Lichtblitz der Größe [24]

$$L \sim E_p^{3/2}$$

aus. Da pro Lichtblitz viele Elektronen an der Photokathode ausgelöst werden, kann der Multiplier als rauschfreier Linearverstärker betrachtet werden. Dann ist die an der Anode abgegebene Ladung

$$q \sim L \sim E_p^{3/2}$$

Man erhält damit

$$P(q) = \begin{cases} \frac{2}{3q_0^{4/3}} \cdot q^{-1/3}, & 0 \leq q \leq q_0 \\ 0, & q > q_0 \end{cases}$$

und

$$\sqrt{\frac{\langle (\Delta I)^2 \rangle}{\langle I \rangle^2}} = \frac{5}{4 \sqrt{2RCn}}, \quad \text{d.h. } K = \frac{\sqrt{\langle q^2 \rangle}}{\langle q \rangle} = \frac{5}{4}$$

Das bedeutet, daß die Verwendung nichtnormierter Impulse, die wegen der extremen Impulsdichte bei der Neutronenflußmessung am Plasma notwendig war, nur eine geringe Erhöhung des statistischen Fehlers verursachte.

Aber auch bei geringeren Impulsdichten dürfte der kleine Unterschied nur selten den elektronischen Aufwand zur Normierung der Impulse rechtfertigen.

### A.III. Ergänzung zum totalen Neutronenwirkungsquerschnitt

In den Experimenten wurden als Absorbermaterial hauptsächlich Al, Mg und Si im Vergleich zu C benutzt. Für Al, Si und C standen genaue, hochaufgelöste Messungen des totalen Wirkungsquerschnitts zur Verfügung, die an ein und derselben Anlage gemessen wurden [19]. Für Mg wurden die Messungen nach [38] mit geringerer Energieauflösung benutzt. Anhand des in beiden Labors gemessenen Wirkungsquerschnitts von Al wurden Absolutwerte und Energieeichung verglichen. Die Messungen nach [19] wurden dazu mit einer Gaußkurve entsprechend der Energieauflösung von ca. 40 keV in [38]

verfaltet. Es ergab sich ausgezeichnete Deckung beider Kurven, wenn man eine Energieverschiebung von 23 keV und eine Anhebung der Werte in  $\lceil 38 \rceil$  um 12 % durchführte. Dementsprechend wurde der Wirkungsquerschnitt von Mg auf die Eichung in  $\lceil 19 \rceil$  korrigiert.

Die Genauigkeit der Energieeichung in  $\lceil 19 \rceil$  ist mit  $\pm 2$  keV völlig ausreichend. Damit ist sichergestellt, daß die Messung der Absorption von Al, Si und Mg relativ zu C einwandfreie Ergebnisse liefert, selbst wenn der Absolutwert noch mit einem kleinen systematischen Fehler behaftet sein sollte.

Bezüglich der Wirkungsquerschnitte anderer Elemente zur Anwendung etwa am Plasma-Focus sei auf die bekannten Tabellenwerke  $\lceil$  z. B. 39, 40  $\rceil$  sowie die Originalliteratur verwiesen.

8. J. J. Thomson, *Proc. Roy. Soc. Lond.* **104**, 470 (1923)

9. Sommer, J.: IFF-Report 1/50

10. Arnold, W. R., J. A. Phillips, D. A. Sawyer, E. J. Stovall, Jr., J. J. Tuck, *Phys. Rev.* **93**, 482 (1954)

11. Elliot, E. A., D. Ross, F. F. D. Shaw, *Proc. Roy. Soc. Lond.* **A 216**, 27 (1952)

12. Theus, R. B., W. I. McGarry, D. A. Beach, *Nucl. Phys.* **80**, 272 (1956)

13. Konopinski, E. J., E. Teller, *Phys. Rev.* **75**, 822 (1948)

14. Boerama, H. J., *Nucl. Phys.* **A 125**, 609 (1969)

15. Faust, W. R., E. G. Harris, *Nucl. Fusion* **1**, 62 (1960)

16. Bobanov, S. P., V. I. Volosov, *Sov. Phys. Techn. Phys.* **13**, 460 (1968)

17. Boyer, K., W. C. Blomere, E. M. Little, W. E. Quinn, J. J. Tuck, *Phys. Rev.* **119**, 831 (1960)

18. Paretzke, H. E., IFF-Report 1/55

19. Gierjacks, S., P. Forti, D. Kopsch, I. Kropp, J. Nebe, H. Unseld, *Report KFK-100 (EUR 3933e, RANDC(E)-111"U")*

20. MacDonald, W. M., M. N. Rosenbluth, W. Chuek, *Phys. Rev.* **107**, 350 (1957)

Literatur:

- 1 Andelfinger, C., E. Fünfer, G. Lehner, F. Pohl, U. Seidel, J. Sommer, M. Ulrich; Proc. APS Top. Conf. Pulsed High Density Plasmas, Los Alamos 1967 (LA-3770/62)
- 2 Little, E.M., W.E. Quinn, G.A. Sawyer; Phys. Fluids 8, 1168 (1965)
- 3 Schumacher, U., R. Wilhelm, H. Zwicker; Proc. APS Top. Conf. Pulsed High Density Plasmas, Los Alamos 1967 (LA-3770/D1)
- 4 Spitzer, L. jr.; Physics of Fully Ionized Gases, Interscience Publ., New York (1962)
- 5 Röhr, H., G. Decker; Z. Phys. 214, 157 (1968)
- 6 Becker, G.; IPP-Report 1/98, Z. Phys. 234, 6 (1970)
- 7 Bogen P., Y.T. Lie, D. Rusbüldt, J. Schlüter; Plasma Physics and Contr. Nucl. Fusion Research, CN-24/K-10 I.A.E.A., Vienna 1969
- 8 Lehner, G., F. Pohl; Z. Phys. 204, 83 (1967)
- 9 Sommer, J.; IPP-Report 1/90
- 10 Arnold, W.R., J.A. Phillips, G.A. Sawyer, E.J. Stovall jr., J.L. Tuck; Phys. Rev. 93, 483 (1954)
- 11 Eliot, E.A., D. Roaf, P.F.D. Shaw; Proc. Roy. Soc. A 216, 57 (1953)
- 12 Theus, R.B., W.I. McGarry, L.A. Beach; Nucl. Phys. 80, 273 (1966)
- 13 Konopinski, E.J., E. Teller; Phys. Rev. 73, 822 (1948)
- 14 Boersma, H.J.; Nucl. Phys. A 135, 609 (1969)
- 15 Faust, W.R., E.G. Harris; Nucl. Fusion 1, 62 (1960)
- 16 Bogdanov, S.P., V.I. Volosov; Sov.Phys.-Techn.Phys. 13, 460 (1968)
- 17 Boyer, K., W.C. Elmore, E.M. Little, W.E. Quinn, J.L. Tuck; Phys. Rev. 119, 831 (1960)
- 18 Paretzke, H., IPP-Report 1/83
- 19 Cierjacks, S., P. Forti, D. Kopsch, L. Kropp, J. Nebe, H. Unseld; Report KFK-1000 (EUR 3963e, EANDC(E)-111"U")  
Cierjacks, S., et al.; Rev. Sci. Inst. 39, 1279 (1968)
- 20 MacDonald, W.M., M.N. Rosenbluth, W. Chuck; Phys.Rev. 107, 350 (1957)

- 21 House, L.L., P.N. Swartztrauber; Phys. Fluids 10, 605 (1967)
- 22 Goldberg, M.D., V.M. May, R.J. Stehn; Angular Distributions in Neutron-Induced Reactions, BNL 400, 2nd ed.
- 23 Kaufmann, M., J. Neuhauser, H. Röhr; Contributions to the Third Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Utrecht, 1969, p. 80 (s.auch: Report IPP 1/105)
- 24 Evans, H.C., E.H. Bellamy; Proc. Phys. Soc. 74, 483 (1959)
- 25 Kaufmann, M., J. Junker, U. Seidel; Frühj. Tag. DPG 1970 München; Verhandl. DPG (VI) 5,66 (1970)
- 26 Haines, H.G.; Adv. Phys. 14, 167 (1965)
- 27 Morse, R.L.; Phys. Fluids 10, 1560 (1967)
- 28 Braun, W.; Diplomarbeit TH-München (1970)
- 29 IPP-Report in Vorb.
- 30 Lehner, G.; Z. Phys. 206, 284 (1967)
- 31 Chandrasekhar, S., A.N. Kaufman, K.M. Watson; Proc. Roy. Soc. A 245, 435 (1958)
- 32 Vedenov, A.A., R.Z. Sagdeev; Plasma Physics and the Problem of Contr. Thermonucl. Energy, Vol. III, 332 (1958)
- 33 Dickman, D.O., R.L. Morse, C.W. Nielson; Phys. Fluids 12, 1708 (1969)
- 34 Bernstein, M.J., D.A. Meskan, H.L.L. van Paassen; Phys. Fluids 12, 2193 (1969)
- 35 Kegel, W.H.; Phys. Let. 29A, 681 (1969)
- 36 Evans, D.E.; wird veröff. in "Plasma Physics"
- 37 Dörfel, G.; Kerntechnik 10, 50 (1968)
- 38 Galloway, L.A., E.F. Schrader; Case Institute of Technology, Report C00-1573-6
- 39 Hughes, D.J., R.B. Schwartz; Neutron Cross Sections, BNL 325, 2nd ed. and suppl.
- 40 Computer Index of Neutron Data, 1968  
CINDA 68 (EANDC 77'U', TID-24489, CCDN-CI-23)

Herrn Prof. Dr. E. Fünfer danke ich für die Möglichkeit, die Arbeit in seiner Abteilung des IPP durchführen zu können, sowie für sein Interesse am Fortgang der Experimente.

Besonders möchte ich Herrn Dr. M. Kaufmann und allen anderen Mitgliedern der Gruppe ISAR I für ihre tatkräftige Unterstützung danken.

Weiterhin gilt mein Dank allen Mitarbeitern, die durch Anregungen und Diskussionen zu dieser Arbeit beigetragen haben.

34 Bernasconi, M., B.A. Meskan, H.L.L. van Passant; Phys. Fluids 12, 817 (1969)

35 Kegel, W.H.; Phys. Lett. 20A, 681 (1967)

36 Evans, P.E.; Wid. vertell. in "Plasma Physics"

37 Dörfler, G.; Kernphysik 10, 50 (1968)

38 Galloway, L.A., E.R. Schrader; see Institute of Technology, Report COO-1575-6

39 Hughes, D.L., R.B. Schwartz; Neutron Cross Sections, BNL 329, 2nd ed. and suppl. (1961)

40 Computer Index of Neutron Data, 1968  
 CINDA 68 (EANDC 77'U, TID-24489, CCN-61-23)

41 Report KFK-1001 (1968)  
 KFK-1001 (1968)

42 Rev. Sci. Inst. 39, 1275 (1968)  
 Gierjacks, S., et al.

43 Phys. Rev. 107, 350 (1957)  
 MacDonald, W.M., M.N. Rosenbluth, W. Chuck