

Vielkanal-Energieanalyse des Ionenflusses
aus einem Theta-Pinch.

Multichannel energy analysis of the ion flux
from a theta pinch.

(in German)

G. Becker

IPP 1/98

Juli 1969

I N S T I T U T F Ü R P L A S M A P H Y S I K
G A R C H I N G B E I M Ü N C H E N

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Vielkanal-Energieanalyse des Ionenflusses
aus einem Theta-Pinch.

Multichannel energy analysis of the ion flux
from a theta pinch.

(in German)

G. Becker

IPP 1/98

Juli 1969

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.

July 1969

Abstract

A new 10-channel energy spectrometer ($E = 1 - 10$ keV, channel width 200 eV) is used to analyze the ion flux parallel to the axis of a linear theta pinch, Isar III ($p_0 = 10 - 30$ mTorr D_2). Time resolved energy spectra are obtained from each discharge that are similar to the averaged results of Bingham et al. [1]. There is, however, experimental evidence that neutral gas, electrons, and magnetic fields influence the ion flux in quite a different way than hitherto supposed. They distort the distribution especially at the lower energy limit of the instrument range and yield measured ion fluxes that are too small by more than a factor of 10.

The measured energy spectra ($E \leq 15$ keV) are wide and without ion groups. With 10 mTorr D_2 $\frac{dn}{dE} \propto \left\{ \exp - \frac{E}{\bar{E}} \right\}$ for $E \geq 3$ keV and $\bar{E} \approx 1$ keV. For 10, 20, and 30 mTorr \bar{E} is about equal to the kT obtained from the neutron flux. The time behaviour of the neutron flux and ion flux in the range 1 - 10 keV is correlated. The results of the measurements are incompatible with relaxation due to Coulomb collisions. What is probably involved is an anomalously fast relaxation caused by a microinstability (with 10 mTorr already before $t = 1$ μ sec; at $t = 0$ the main discharge begins). The time variations of the measured ion fluxes can be explained for all E of the instrument range. After the end of the anomalous relaxation the end loss, now being due to distant collisions, continues only for slow ions. The loss of energetic ions decreases sooner with increasing energy. The growing distortion of the E -distribution with small E leads to a 2nd microinstability at $t \approx 5$ μ sec, which allows mainly the energetic ions to escape (probably a loss-cone type).

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einführung	1
1.1 Zielsetzung	1
1.2 Experimenteller Aufbau	2
2. Diagnostische Voruntersuchungen und Probleme	5
2.1 Einflüsse des Magnetfeldes und des durchquer- ten Mediums	5
2.2 Laufzeitdispersionen	10
3. Experimentelle Ergebnisse	12
3.1 Energieverteilung im paraxialen Ionenfluß	12
3.2 Zeitverhalten der paraxialen Ionenverluste	17
3.3 Vergleich mit dem Neutronenfluß	25
3.4 Meßergebnisse bei speziellen Versuchsparametern	26
3.4.1 Andere Füllgase	26
3.4.2 Überlagertes antiparalleles Magnetfeld	27
3.4.3 Ionenfluß aus der z-Pinch Vorionisierung	28
4. Diskussion der Meßresultate	29
5. Verhältnis der Ionenenergieanalyse zur Neutronenfluß- messung und Vorwärtsstreuung	36

Anhang

1. Aufbau des Zehnkanaal-Energiespektrometers	37
2. Energie- und Zeitauflösung	38
3. Eichverfahren	39

Literaturverzeichnis

1. Einführung

1.1 Zielsetzung

Die gebräuchlichen Diagnostik-Methoden für Ionenenergien in heißen Theta-Pinch Plasmen benützen den Neutronenfluß oder in Vorwärtsrichtung gestreutes Laserlicht. Aus der Fusionsrate läßt sich die detaillierte Verteilung der Ionen nicht bestimmen. Auch durch Vorwärtsstreuung gewinnt man nicht die Phasenraumdichte, da die Theorie eine Maxwellverteilung der Ionen voraussetzt, die jedoch nicht besteht, es sei denn, eine Anomalie sorgt für schnelle Relaxation. Aus der Existenz Energie- und Winkel-abhängiger Terme in den Gleichungen, die den Plasmaeinschluß beschreiben, folgt nämlich, daß eine Gleichgewichtsverteilung der Ionen durch Stöße allein nicht erreicht werden kann, auch bei geringeren Stoßzeiten als im Experiment. Eine direkte Energieanalyse des axialen Ionenverlustes erscheint lohnend trotz der offensichtlichen Probleme durch starkes Magnetfeld und hohe Neutralgasdichte außerhalb der Spule. Die erste derartige Messung wurde von Bingham et al. [1] durchgeführt. Mit Hilfe eines Energiefilters wurde das Flußspektrum durch Mittelung über viele Entladungen gewonnen.

Ein in der vorliegenden Arbeit angewandtes neuartiges Zehnkanaal-Spektrometer liefert die Energieverteilung im achsenparallelen Fluß zeitaufgelöst für jede einzelne Entladung ($E = 1 - 10$ keV). Es wurde beobachtet, daß die Intensität dieses paraxialen Flusses trotz gleicher Anfangsbedingungen und gleicher Neutronenrate von einer Entladung zur nächsten stark schwanken kann. Schon deswegen ist ein Zehnkanaal-Spektrometer überlegen. Es können damit selbst Ausnahmefälle studiert werden. Das Gerät ermöglicht eine schnellere Messung und Auswertung der Daten, so daß das experimentell überstreichbare Feld von Parametern wesentlich größer wird als bei der Einkanal-Methode. Obendrein sind die Einflüsse der Parameter auf die Flußverteilung bereits während einer Meßserie erkennbar.

Zu Beginn der Arbeit waren einige der hauptsächlich diagnostischen Probleme, z.B. die Einwirkung des Spulenfeldes und des vom Plasmastrahl zu durchquerenden Mediums auf die Energieverteilung der Ionen, noch ungelöst.

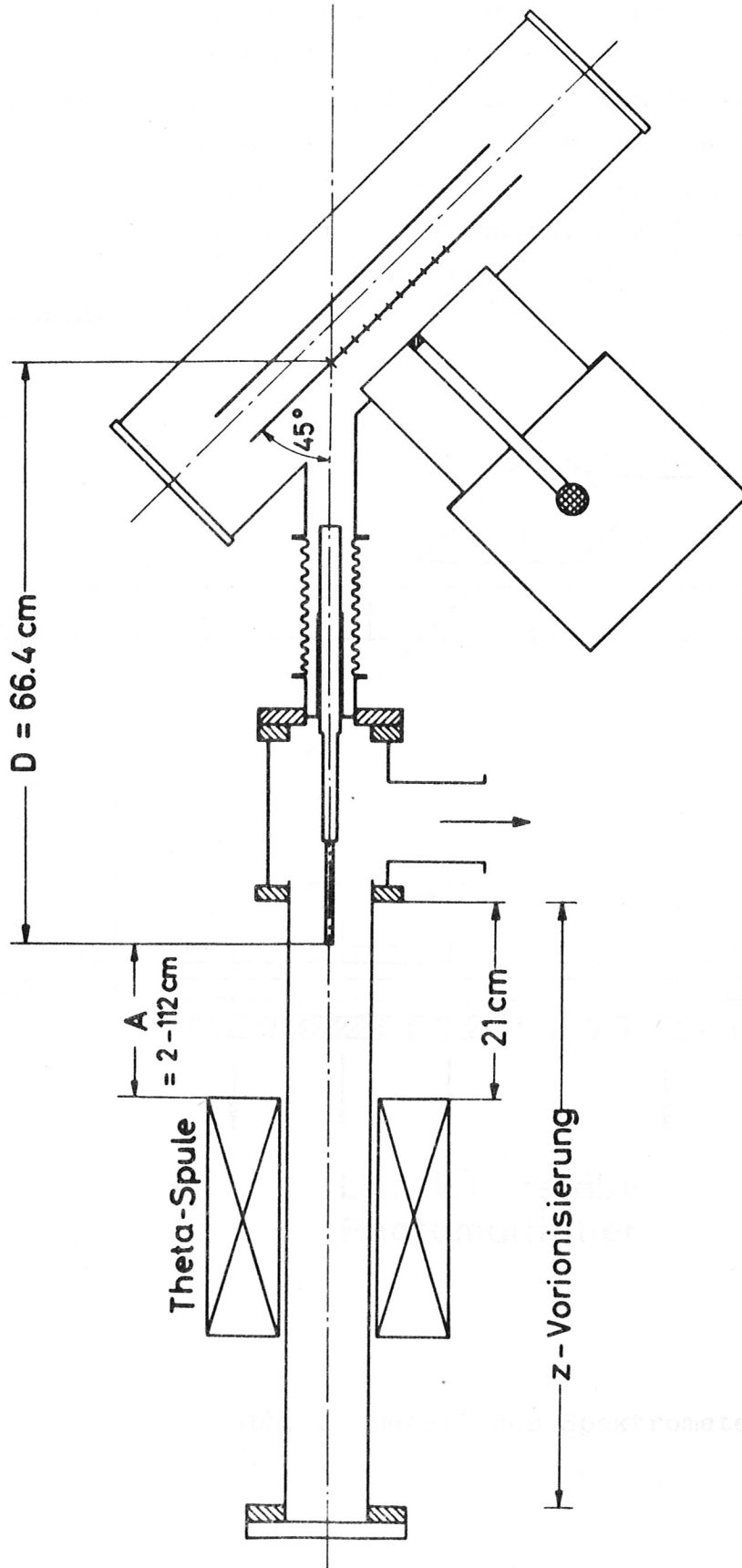
1.2 Experimenteller Aufbau

Diagnostische Voruntersuchungen und die Messungen wurden an dem linearen Theta-Pinch Isar III [2, 3] ausgeführt. Es wird immer folgender Standardfall behandelt:

Glatte Spule	:	l	=	30 cm
Stoßspannung	:	U_0	=	36 kV
Batterie-Energie	:	W	=	65 kJ
Maximales Magnetfeld	:	B_{\max}	=	75 kG
Viertelperiode	:	T/4	=	2,8 μ sec
Fülldruck	:	p_0	=	10 mTorr D_2

Meßergebnisse bei anderen Parametern werden in Abschn. 3.4 erläutert, sofern sie nicht schon im Zusammenhang mit dem Standardfall diskutiert werden mußten.

Der Versuchsaufbau ist in Abb. 1 schematisch dargestellt. Die Kollimatorachse wurde so einjustiert, daß sie mit der Achse der Theta-Pinch Spule zusammenfällt. Das Blendensystem mit kleinem Öffnungswinkel kann praktisch nur achsenparallel fliegende Teilchen aufnehmen. So beträgt die Divergenz des registrierten Flusses nur 5 Bogenminuten $\hat{=} 1,4 \cdot 10^{-3}$ rad (mit $A = 60$ cm, s. Abb.1). Die Teilchen durchlaufen einen metallischen Kollimator und werden nach ihrem Eintritt in einen Plattenkondensator (unter 45°) im elektrischen Feld nach Energie/Ladung getrennt [4] (s. auch Anhang 1.). Sie können den Kondensator nur durch zehn Spalte in der geerdeten Platte verlassen (s. Abb.2). Hinter jedem Spalt befindet sich ein schneller Detektor, bestehend aus einem Gittersystem nach dem Prinzip des Ionenbildwandlers, Plastik-Szintillator und Photomultiplier (siehe Anhang 1.). Die Eichung des Spektrometers wurde stationär mit einer Ionenquelle [5, 6] geringer Energieunschärfe durchgeführt (siehe Anhang 3.). Die Energieauflösung wird unter den Versuchsbedingungen nur durch den Spaltaufbau und nicht durch Raumladungen im Meßkondensator bestimmt (s. Anhang 2.). Das Rohrsystem mit fünf Blenden vor



10-Kanal-Energiespektrometer

Abb. 1 Zehnkanaal-Energiespektrometer am Pinch

dem Kondensator dient zur Kollimation, zur Abschirmung des Spulenfeldes und zur Herstellung des benötigten Druckgefälles. Während der Entladung herrschen vor der Apertur 10^{-2} Torr, im Rohrsystem ein stufenweiser Druckabfall und im Meßraum $2 \cdot 10^{-5}$ Torr. Geschwärzte Blenden waren nötig, um das Plasmalicht vom Detektor fernzuhalten. Präzise Einjustierung des Spektrometers auf die Spulenachse und sorgfältige Abschirmung des starken Pinchfeldes sind unerlässlich. Eine niederohmige Verbindung mit dem zentralen Erdpunkt der Anlage bewirkt, wie Messungen bestätigt haben, daß der Kollimator immer auf Erdpotential bleibt.

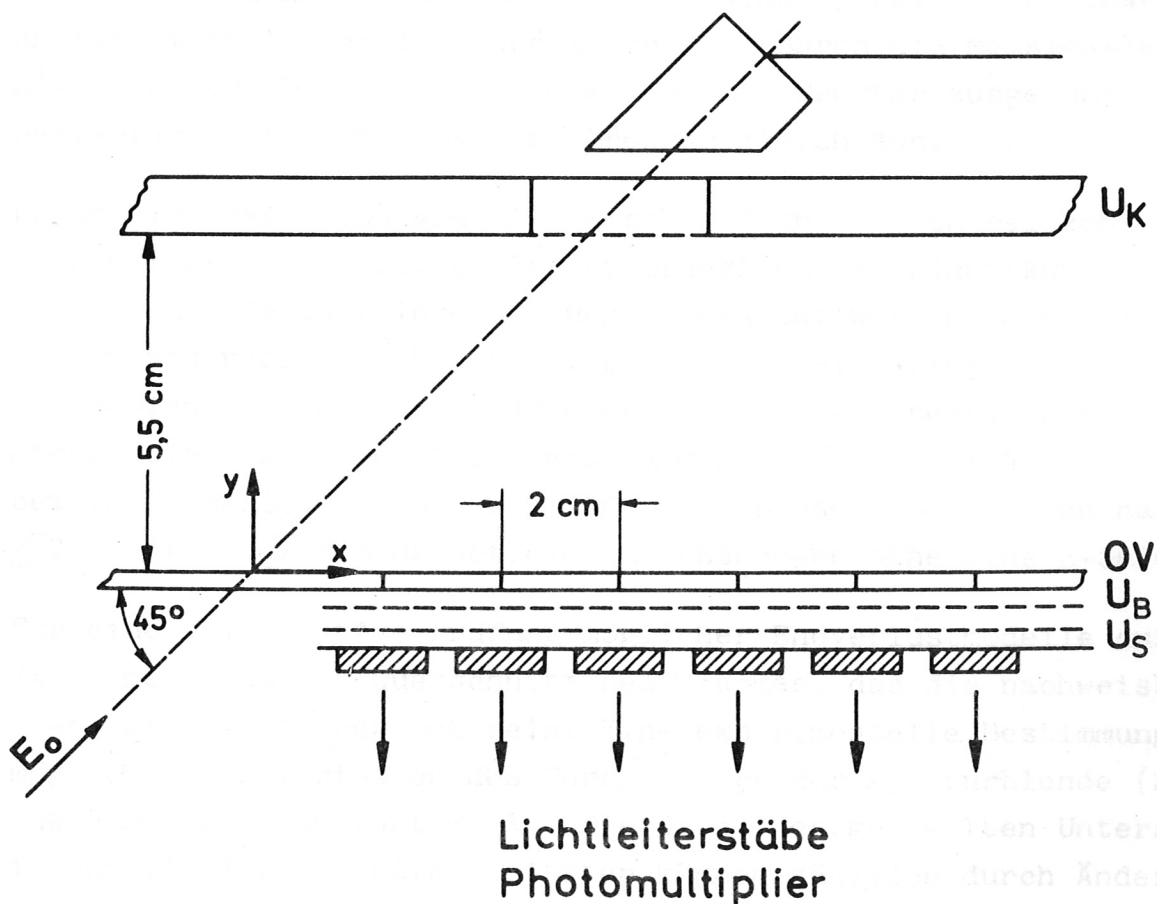


Abb. 2 Detail des Spektrometers

Pro Entladung werden auf insgesamt 12 Spuren der Stromverlauf der Hauptbatterie mit Crowbar, der Neutronenfluß und die paraxialen Endverluste auf zehn Kanälen aufgezeichnet. Die Stromkurve dient als zeitliche Referenz für die Ionensignale. Mit dem Neutronenfluß wird unter anderem die Reproduzierbarkeit der Entladungen kontrolliert.

2. Diagnostische Voruntersuchungen und Probleme

2.1 Einflüsse des Magnetfeldes und des durchquerten Mediums

Die ersten Messungen mit dem Abstand $A = 20$ cm (s. Abb. 1) ergaben Ionenenergien zwischen 0,5 und mindestens 15 keV. Nach einer Massenanalyse mittels der Teilchenflugzeiten rühren die Meßsignale nur von D^+ -Ionen her. Die Experimente werden mit Crowbar ausgeführt. Der Signalverlauf fällt mit und ohne Crowbar gleich aus.

Durch eine Variation von A zwischen 2 und 112 cm bei konstantem Abstand D (s. Abb.1) sollte ursprünglich die Einwirkung des Spulenfeldes auf die Energieverteilung untersucht werden. Sie stellte sich jedoch als unerheblich heraus. Der Grund dafür liegt in den geringen Gyroradien der registrierbaren Deuteronen. Sie betragen wegen der höchstzulässigen Winkeldivergenz $\alpha \approx 2 v_{\perp} / v_{\parallel} \approx (1,4 - 2) \cdot 10^{-3}$ rad bei 10 kG maximal $(0,5 - 2) \cdot 10^{-3}$ mm. Diese Ionen folgen nach [7, Gl. (1-11)] dem Magnetfeld in Achsennähe ohne eine E-Selektion.

Für eine quantitative Prüfung möglicher Endverlustmodelle durch das Experiment muß der Querschnitt des Plasmas, das die nachweisbaren Ionen emittiert, bekannt sein. Eine experimentelle Bestimmung war möglich durch Variation des Durchmessers der Aperturblende (2, 4, 6 und 9 mm) bei konstantem A . Die dabei festgestellten Unterschiede in den mittleren Flußintensitäten können gänzlich durch Änderungen des Gesichtsfeldes erklärt werden, das die Apertur und die Eintrittsblende im Meßkondensator im Falle geometrischer Optik festlegen. Man findet, daß die achsenparallele Komponente des Ionenflusses sich über den Radius nicht feststellbar ändert. Der Durchmesser des emittierenden Querschnitts ergibt sich zu etwa 8 mm. In diesen Ergebnissen kann eine Bestätigung dafür gesehen werden, daß das Magnetfeld tatsächlich auf den meßbaren Ionenfluß nicht merklich einwirkt.

Es läßt sich ferner experimentell nachweisen, daß das Plasma nicht einen Strahl geringer Divergenz emittiert, durch dessen Richtungsänderungen Schwankungen der gemessenen Intensität während einer Entladung verursacht werden könnten. Man stellt nämlich etwa den gleichen Ionenfluß fest, wenn die Kollimatorachse um 15 mm radial versetzt wird gegen die Spulenachse.

Für $A \leq 21$ cm endet das axiale Spulenfeld in der Apertur des Kollimators, für $A > 21$ cm bildet der metallische Flansch die Magnetfeldgrenze. Bei $A = 2 - 5$ cm wurde das Kollimatorenende aus Edelstahl durch das Plasma beträchtlich zerstäubt. Abb. 3 zeigt die maximale Ionenstromstärke I , in willkürlichen Einheiten, für Deuteronen von 3 bis 6 keV in Abhängigkeit von A . Die Kurven $I(A, E)$ wurden aus zahlreichen Messungen bei sieben verschiedenen Distanzen A aus dem Flußmaximum bestimmt (Meßfehler bis $\pm 10\%$). Obwohl mit zunehmendem A der Raumwinkel Ω_0 , in dem Teilchen nachweisbar sind, abfällt, steigen die gemessenen Flüsse an. Dies ist inkonsistent mit der bisherigen Vorstellung einer direkten Deuteronenmessung [1], ebenso wie der Abfall bei großen A , der proportional zu Ω_0 geht. Er sollte schneller erfolgen, da der Deuteronenstrahl durch Umladung in D_2 auf der Strecke A um einen Faktor $\exp\{-A/\lambda_{10}\}$ geschwächt wird, wenn die Reionisation vernachlässigbar ist.

λ_{10} mittlere freie Weglänge für Umladung von D^+ mit D_2 ,

λ_{01} mittlere freie Weglänge für Umladung von D mit D_2 .

Im Bereich $E = 1 - 10$ keV gilt $\lambda_{10}/\lambda_{01} \approx 1/9$. In 10 mTorr D_2 ist $\lambda_{10} = 13$ und 3 cm für $E = 1$ bzw. 10 keV. Hinter den langen Neutralgasstrecken können die gemessenen Flüsse nur existieren, wenn sich durch Umladungszyklen in D_2 ein Strahlgleichgewicht zwischen D -Atomen (Dichte n_0) und Deuteronen (Dichte n_+) aufbaut. Im Gleichgewicht gilt

$$\frac{dn_+}{dt} = 0 = -\sigma_{10} v n_{D_2} n_+ + \sigma_{01} v n_{D_2} n_0 = -\frac{v}{\lambda_{10}} n_+ + \frac{v}{\lambda_{01}} n_0$$

$$\frac{n_0(v, \delta v)}{n_+(v, \delta v)} = \frac{\lambda_{01}(v)}{\lambda_{10}(v)} = \frac{\sigma_{10}(v)}{\sigma_{01}(v)} \approx 9 \quad (1)$$

für alle v des Meßbereichs.

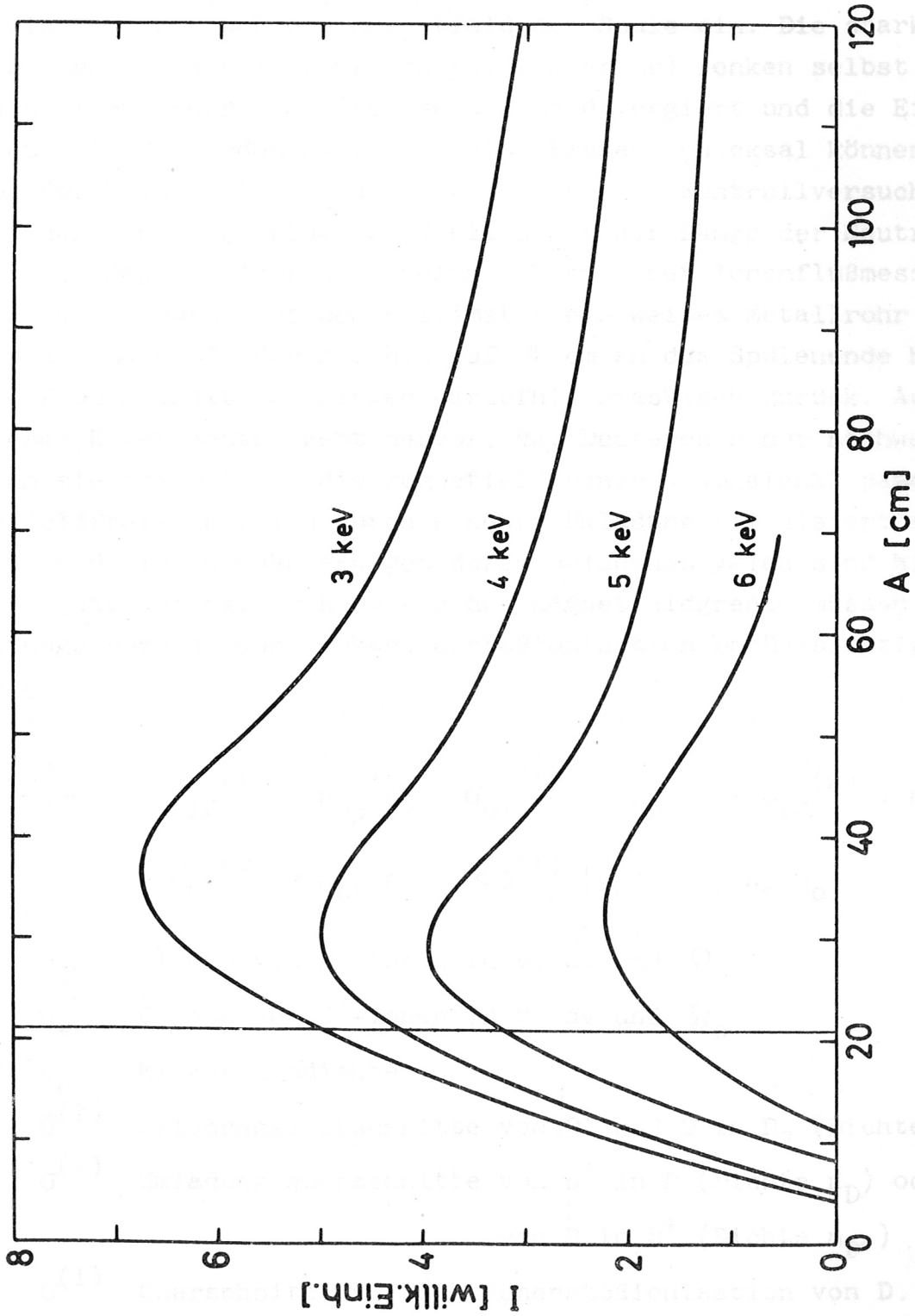


Abb. 3 Maximaler Ionenfluß über A

Der Strahl enthält im Gleichgewicht 90 % D-Atome gegenüber 10 % Deuteronen, d.h. die Abschwächung des Deuteronenflusses beträgt für $A \gtrsim$ einige $(\lambda_{10} + \lambda_{01})$ maximal einen Faktor 10. Auf das Strahlgleichgewicht wirkt auch das Magnetfeld der Spule ein. Die starken radialen Komponenten an seiner Grenze (z.B. Apertur) lenken selbst einen achsenparallelen Ionenstrahl ab, so daß er divergiert und die Eintrittsblende im Meßkondensator verfehlt. Diesem Schicksal können Deuteronen nur durch vorherige Umladung entgehen. Ein Kontrollversuch bestätigte, daß der gemessene Fluß tatsächlich mit der Länge der Neutralgasstrecke vor der Magnetfeldgrenze abnimmt. Nach einer Ionenflußmessung mit $A = 20$ cm wurde auf den Kollimator ein weites Metallrohr aufgesetzt, das die Magnetfeldgrenze bis auf 4 cm an das Spulenende heranschob. Die Flußintensitäten gingen daraufhin drastisch zurück. Aus allen diesen Experimenten geht hervor, daß Deuteronen nur nachweisbar sind, wenn sie als D-Atome die Magnetfeldgrenze unabgelenkt passieren und im feldfreien Bereich durch erneute Umladung reionisiert werden. Energie- und Richtungsänderungen durch Umladungszyklen sind hier vernachlässigbar gering. Im Raum vor der Magnetfeldgrenze müssen weitere Umladungsprozesse und Elektronenstoßionisation berücksichtigt werden. Es gilt

$$\begin{aligned} \frac{dn_o}{dt} = & \sigma_{10}^{(1)} v n_{D_2} n_+ - \sigma_{01}^{(1)} v n_{D_2} n_o + \sigma_{10}^{(2)} v n_D n_+ \\ & - \sigma_{01}^{(2)} v n_{D^+} n_o - \langle \sigma^{(1)} | \vec{v}_e - \vec{v} | \rangle n_e n_o \end{aligned} \quad (2')$$

n_o Dichte von D-Atomen in v , dv und Ω_o

n_+ Dichte von D^+ -Ionen in v , dv und Ω_o

n_e Elektronendichte

$\sigma^{(1)}$ Umladungsquerschnitte von D^+ und D in D_2 (Dichte n_{D_2})

$\sigma^{(2)}$ Umladungsquerschnitte von D^+ in D (Dichte n_D) oder
von D in D^+ (Dichte n_{D^+})

$\sigma^{(1)}$ Querschnitt für Elektronenstoßionisation von D.

Für $E = 1 - 10$ keV sind Verluste durch elastische Streuung vernachlässigbar. z ist der Abstand vom Spulenende ($z = 0$). Es ist daher

$$n_+(z=0; v, dv) = n_+(z) + n_o(z) \quad (3)$$

(2') $\frac{1}{v}$ ergibt mit $v dt = dz$ und $v \ll v_e$

$$\begin{aligned} \frac{dn_o}{dz} &= (\sigma_{10}^{(1)} n_{D_2} + \sigma_{10}^{(2)} n_D) n_+ - (\sigma_{01}^{(1)} n_{D_2} + \\ &\quad + \sigma_{01}^{(2)} n_{D^+} + \langle \sigma^{(i)} v_e \rangle \frac{1}{v} n_e) n_o \\ &= a n_+(z) - b n_o(z) . \end{aligned} \quad (2)$$

Aus (2) und (3) folgt die Differentialgleichung

$$\begin{aligned} \frac{dn_o}{dz} &= a [n_+(z=0) - n_o(z)] - b n_o(z) \\ &= -(a + b) n_o(z) + a n_+(z=0) \end{aligned} \quad (4)$$

mit der Lösung

$$n_o(z) = C \exp \left\{ -(a + b) z \right\} + \frac{a}{a + b} n_+(z=0) .$$

Wegen $n_o(z=0) = 0 = C + \frac{a}{a + b} n_+(z=0)$ wird $C = -\frac{a}{a + b} n_+(z=0)$ und die Lösung lautet

$$\frac{n_o(z)}{n_+(z=0)} = \frac{a}{a + b} \left[1 - \exp \left\{ -(a + b) z \right\} \right] \quad (5)$$

mit $a = \sigma_{10}^{(1)} n_{D_2} + \sigma_{10}^{(2)} n_D$

$$b = \sigma_{01}^{(1)} n_{D_2} + \sigma_{01}^{(2)} n_{D^+} + \sigma^{(i)} \frac{v_e}{v} n_e . \quad (6)$$

Gl.(5) gilt für $A < 21$ cm und gibt dort die gemessenen Kurvenverläufe $I(A, E)$ richtig wieder, wenn zusätzlich eine Änderung von Ω_0 um 40 % im Bereich $A < 21$ cm berücksichtigt wird. Es ist somit möglich, $I(A, E)$ aus einer Schwächung des Deuteronenflusses am Spulenende ($I_o(E)$) durch Umladungszyklen und Elektronenstoßionisation zu erklären. Für $z \lesssim 4$ cm hängen n_{D_2} , n_D und n_e stark von z ab. Abb. 3 zeigt, daß in diesem Abschnitt nur wenig schnelle D-Atome gebildet werden als Folge einer großen Elektronendichte und eines hohen Ionisierungsgrades von D_2 und D. Hinter der Magnetfeldgrenze

sind die Terme mit n_D , n_{D^+} und n_e in Gl.(2) vernachlässigbar. Es wird auf einer kurzen Strecke ein Strahlgleichgewicht mit einem z-unabhängigen Verhältnis von n_0/n_+ (s. Gl.(1)) erreicht. Das erklärt, warum die $I(A,E)$ in Richtung großer A proportional zum Raumwinkel Ω_0 abfallen.

Aus Gl.(1) ergibt sich ferner, daß keine Verfälschung des Energiespektrums im feldfreien Bereich erfolgt. Die v-Abhängigkeit der Größen a und b in Gl.(5) bewirkt bei den Daten des Experimentes, daß die Abschwächung von I_0 im Bereich $\approx 4 - 10$ keV nur wenig von E abhängt, jedoch für $E = 1$ keV beträchtlich stärker ist als für 10 keV, z.B. um einen Faktor 4 bei $A = 20$ cm. Mit kürzerem A wird der Unterschied noch größer. Eine exakte Berechnung der Abschwächung von I_0 ist nur bei genauer Kenntnis der Zusammensetzung des vom Plasmastrahl durchquerten Mediums möglich. Das gilt sowohl für das Plasma in Spulennähe als auch für das Vorionisierungsplasma in größerem Abstand.

2.2 Laufzeitdispersionen

Für die Auswertung der Flußsignale empfiehlt sich die Berechnung der Ionenflugzeiten zwischen dem Spulenende und den einzelnen Detektoren. Die Laufzeitunterschiede über die Plasmalänge können dann gesondert berücksichtigt werden.

Die Laufzeit für Deuteronen zwischen Spulenende und Detektor (s. Abb. 1) lautet

$$T_1 = \frac{1}{v_1} (A + D + \sqrt{2} x_1) \quad (6)$$

v_1 Geschwindigkeit von Deuteronen auf Kanal 1

x_1 Wurfweite der Parabelbahn für v_1 .

Für beliebige A zwischen 5 und 112 cm setzen die Signale nach Verschiebung um T_1 zur gleichen Zeit ein, d.h. der nächstgelegene Startort der Deuteronen ist tatsächlich nahe am Spulenende.

Die Laufzeitdispersion über die Plasmalänge l_p verfälscht den Zeitablauf aller Vorgänge, deren Zeitskala nicht sehr groß ist gegen die Flugzeit τ der Deuteronen über diese Strecke (1 keV: $\tau_1 = 940$ nsec; 10 keV: $\tau_{10} = 300$ nsec für $l_p = 30$ cm). Es ist sinnvoll, die Rate $C(E, \delta E, t)$ $[\text{cm}^{-3} \text{sec}^{-1}]$, mit der Deuteronen des Intervalles $E, \delta E$ in Ω_0 gelangen, als näherungsweise konstant über l_p anzunehmen (Abb. 4).

Theta - Spule

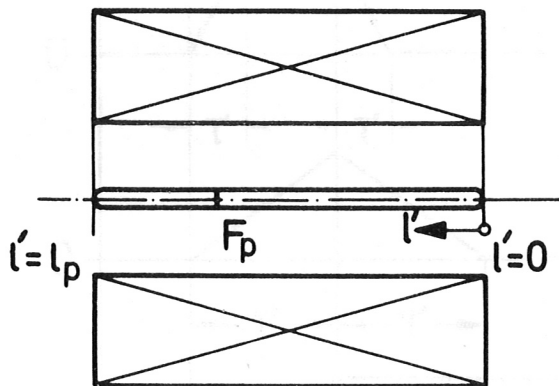


Abb. 4

Die Stromstärke auf Kanal i wird

$$I_i(t) = F_p \int_{l=0}^{v_i t} C_i \left(t - \frac{l'}{v_i} \right) dl' \quad (7)$$

mit der oberen Grenze maximal gleich l_p .

Eine Erzeugungsrates mit rechteckigem Zeitverlauf

$$C(t) = \begin{cases} 0 & \text{für } 0 \leq t < t_0 \\ \text{const} & \text{für } t_0 \leq t < t_0 + \Delta t \\ 0 & \text{für } t_0 + \Delta t < t \end{cases}$$

liefert trapezförmige Ionensignale. (s. Abb. 5).

Aus (7) ist ersichtlich, daß bei diesem Beispiel die maximale Impulshöhe nicht von v_i abhängt für $\Delta t \geq \tau_1$ und proportional zu $v_i \cdot \Delta t$ ist für $\Delta t < \tau_1$.

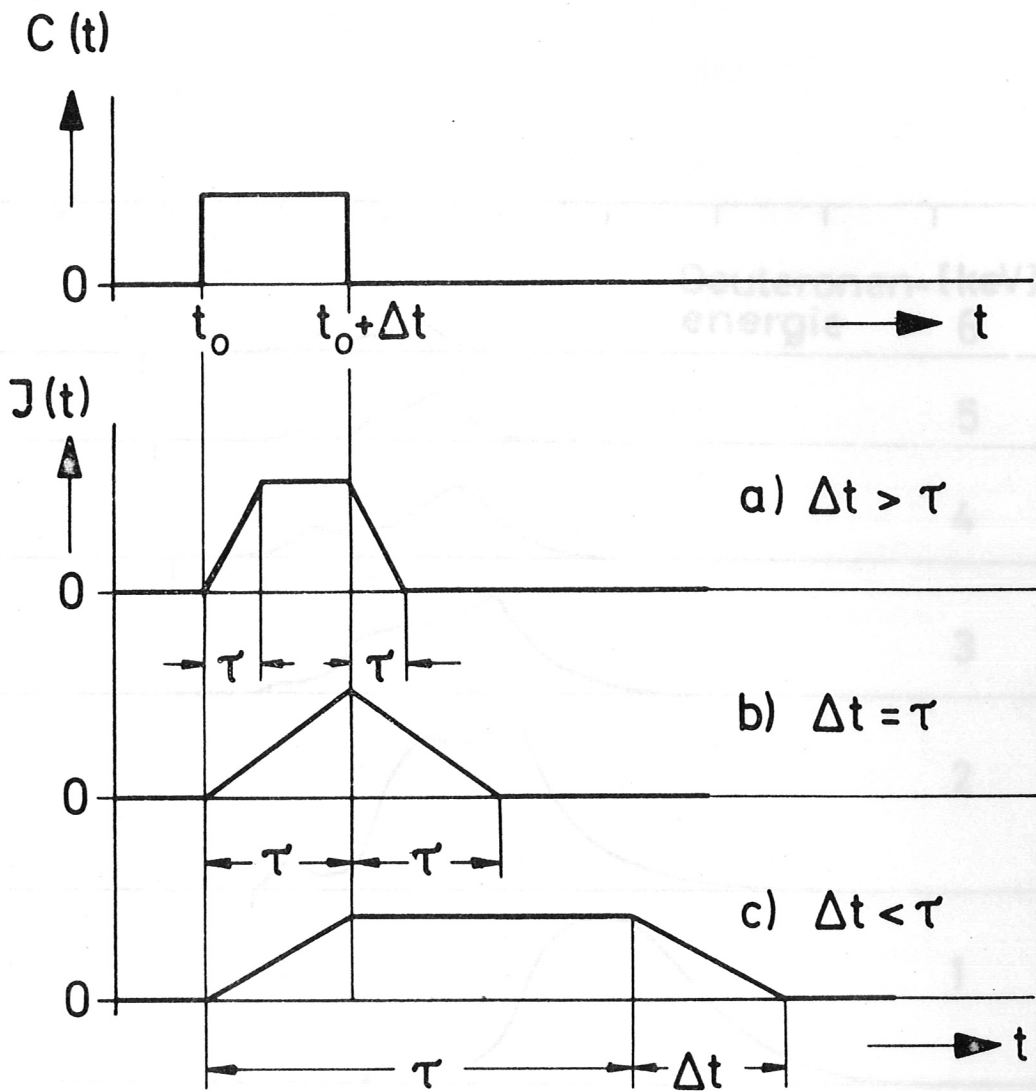


Abb. 5 Signalstromverlauf $I(t)$ im Falle einer rechteckigen Erzeugungsrate $C(t)$ für verschiedenes Verhältnis $\Delta t/\tau$

3. Experimentelle Ergebnisse

3.1 Energieverteilung im paraxialen Ionenfluß

Nachdem die diagnostischen Probleme experimentell geklärt wurden, ist nunmehr eine verlässliche Auswertung der Meßsignale möglich. Abb. 6 zeigt typische Flußsignale für Deuteronen mit 1 — 6 keV aus einer Entladung bei einer einheitlichen Kanalbreite 200 eV. Zusätzlich sind der Neutronenfluß und der Pinchfeldverlauf als zeitliche Referenz dargestellt. Die Marken geben die Verschiebung der Zeitskala des jeweiligen Kanals i durch die Flugzeit T_i der Deuteronen (s. 2.2, Gl.(6)) zwischen Spulenende und Detektor an.

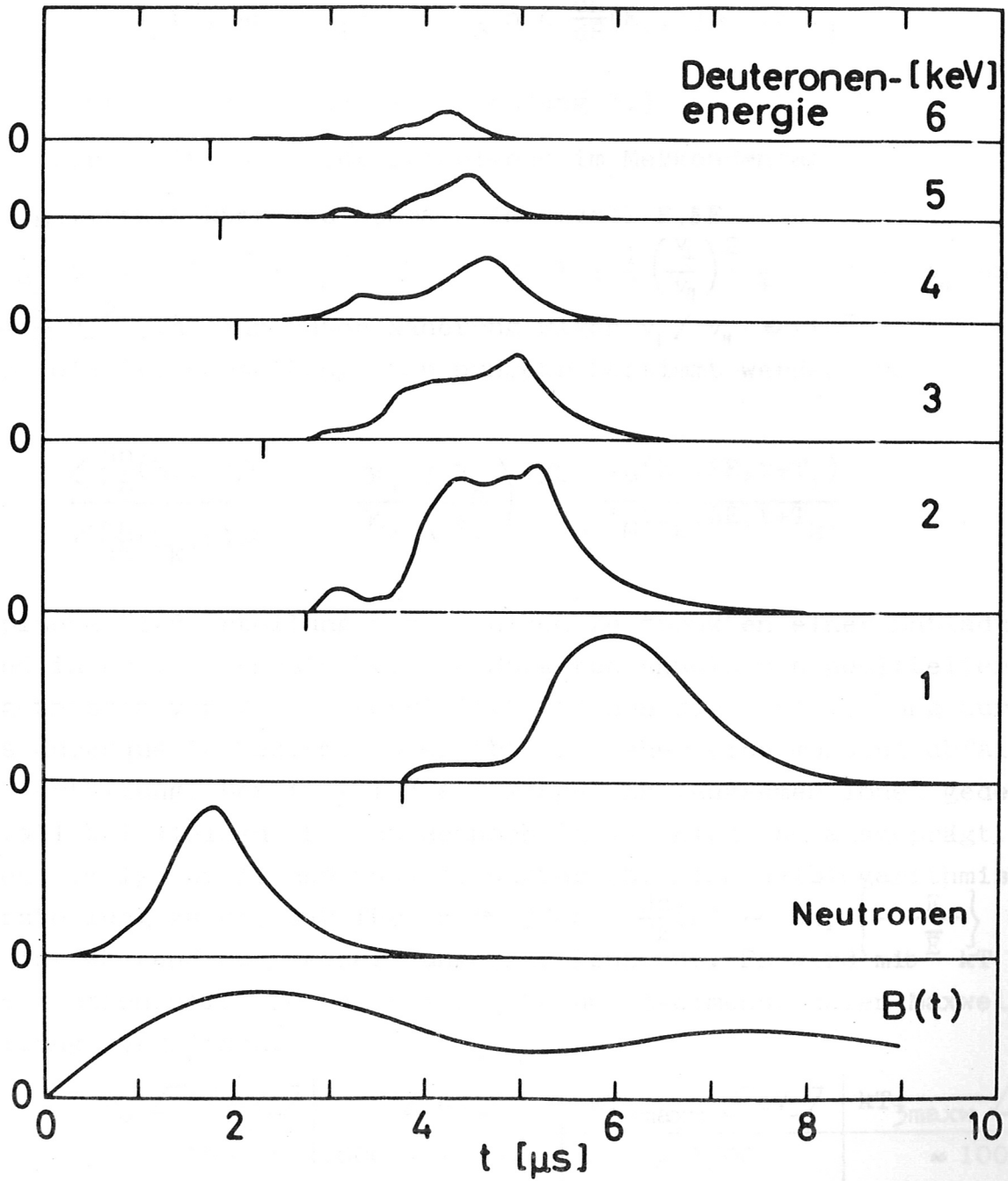


Abb. 6 Signalstromverlauf für $E = 1 - 6$ keV
(Kanalbreite 200 eV)

Aus den Signalströmen $I_M(E_i, \delta E, t+T_i)$ wird die Flußverteilung am Spulenende $\frac{dn}{dE}(E_i, t)$ ^{+)M} berechnet nach

$$\kappa_i I_M(E_i, \delta E, t+T_i) = F_B n \left\langle \frac{dn}{dE}(E_i, t) \right\rangle \delta E v_i$$

κ_i Eichfaktor von Kanal i (s. Anhang 3.)

F_B Querschnitt der Eintrittsblende im Meßkondensator

$\langle \rangle$ gemittelt über das schmale Intervall $E, \delta E$.

Es gilt $v = (v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2)^{1/2} = v_{\parallel} (1 + \frac{1}{2} \left(\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}\right)^2 + \dots) \approx v_{\parallel}$ und $E \approx \frac{m}{2} v_{\parallel}^2$ in sehr guter Näherung wegen $v_{\perp} / v_{\parallel} \leq 10^{-3}$.

Die relative Verteilung kann nunmehr bestimmt werden aus

$$\frac{\left\langle \frac{dn}{dE}(E_i, t) \right\rangle}{\left\langle \frac{dn}{dE}(E_k, t) \right\rangle} = \frac{\kappa_i}{\kappa_k} \left(\frac{E_k}{E_i} \right)^{1/2} \frac{I_M(E_i, \delta E, t+T_i)}{I_M(E_k, \delta E, t+T_k)} \quad (8)$$

Typische Flußverteilungen zu einigen Zeitpunkten einer Entladung sind in Abb.7 dargestellt. Die Spektren ähneln den gemittelten Ergebnissen von $\langle 1 \rangle$. Korrigiert man nun die Verfälschung durch das durchquerte Medium, so ergibt sich eher eine monoton abfallende Verteilung. Der in $\langle 1 \rangle$ als Mangel an langsamen Ionen gedeutete Abfall bei kleinen E ist demnach längst nicht so ausgeprägt. Das Spektrum ist breit und ohne Ionengruppen. Eine halblogarithmische Darstellung zeigt, daß für $E \geq 3 \text{ keV}$ $\frac{dn}{dE}(E) \sim \exp \left\{ -\frac{E}{\bar{E}} \right\}$ gilt. \bar{E} ist während der Meßzeit ungefähr konstant. Es wird mit $\frac{E}{kT}$ aus dem Neutronenfluß im Falle einer 2- und 3-dimensionalen Maxwellverteilung verglichen.

p_0 [mTorr]	\bar{E} [eV]	$kT_{2\text{maxw}}$ [eV]	$kT_{3\text{maxw}}$ [eV]
10	1000 - 1300	≈ 1300	≈ 1000
20	≈ 900	≈ 1200	≈ 900
30	≈ 600	≈ 900	$\approx 500 - 600$

^{+) Die unter Abschn. 2.1 diskutierte Verfälschung bleibt noch unberücksichtigt.}

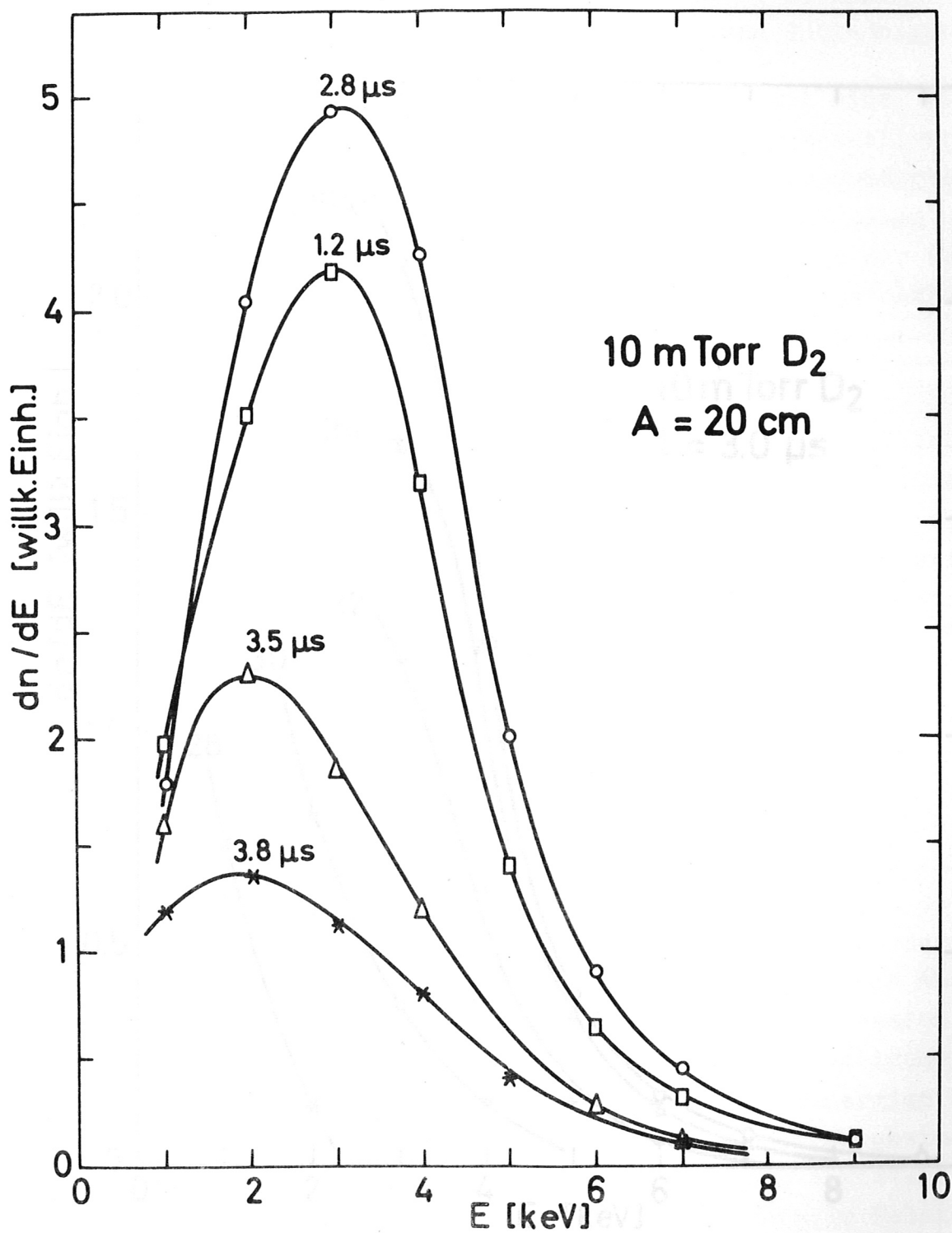


Abb. 7 Flußverteilung ohne Korrektur der Verfälschung durch das durchquerte Medium

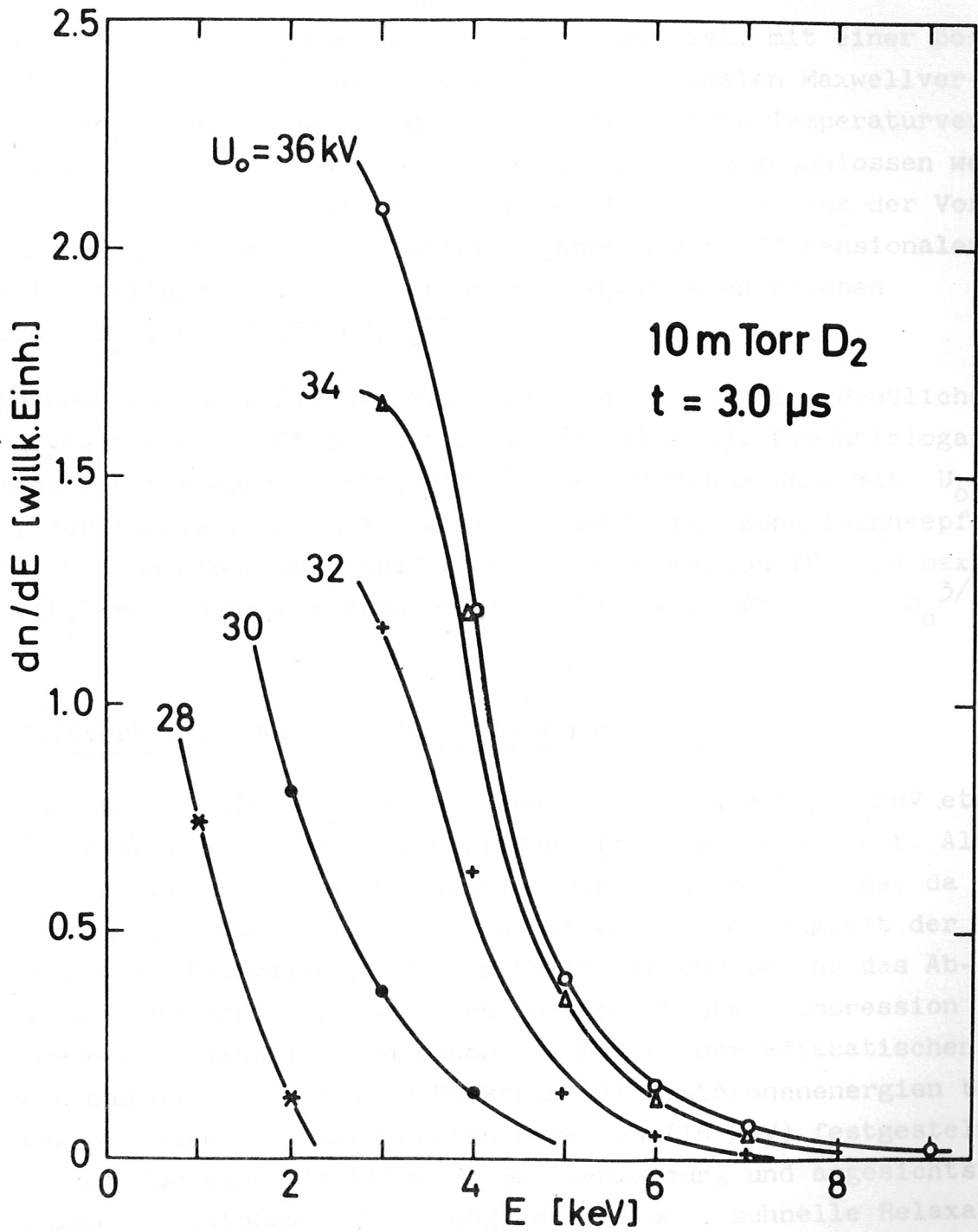


Abb. 8 Hochenergetischer Ast der Flußverteilung in Abhängigkeit von der Stoßspannung U_0

Die Meßgenauigkeit für \bar{E} beträgt bei 10 mTorr $\pm 10\%$. Angegeben wird das Intervall von \bar{E} -Werten aus einer Reihe von Entladungen.

Man sieht, daß \bar{E} näherungsweise gleich kT ist, mit einer besseren Übereinstimmung im Falle einer 3-dimensionalen Maxwellverteilung. Bei 10 mTorr kann jedoch eine elliptische Temperaturverteilung mit $kT_{\perp} \approx 1$ keV und $T_{\parallel} < T_{\perp}$ nicht ausgeschlossen werden. Bereits an dieser Stelle sei vermerkt, daß sich aus der Vorwärtsstreuung von Laserlicht unter Annahme einer 3-dimensionalen Maxwellverteilung durchwegs geringere Temperaturen ergeben (10 mTorr D_2 , $kT \approx 650$ eV, [8]).

Der hochenergetische Ast der Flußverteilung zeigt eine deutliche Abhängigkeit von der Stoßspannung U_0 (s. Abb. 8). Die halblogarithmische Auftragung ergibt, daß \bar{E} den gleichen Gang mit U_0 zeigt, der theoretisch im Falle von Stoßwellenheizung (Schneepflugmodell) und nachfolgender adiabatischer Kompression für die maximale mittlere Ionenergie abgeschätzt werden kann ($kT_{\max} \sim U_0^{3/2}$).

3.2 Zeitverhalten der paraxialen Ionenverluste

Der früheste Ionenimpuls wird für Deuteronen von einigen keV etwa 300 nsec nach Beginn der Hauptentladung ($t = 0$) registriert. Als Quelle kommt nur ein kurzer Abschnitt des Plasmas in Frage, da die Impulsdauer (≈ 300 nsec) klein ist gegen die Flugzeit der Ionen über die Plasmlänge. Dieser Vorläufer dürfte auf das Abreißen der divergenten Plasmaenden nach der ersten Kompression zurückgehen. Vereinzelt wird schon zu Beginn der adiabatischen Kompressionsphase ein breites Spektrum mit Deuteronenenergien bis zur oberen Grenze des untersuchten Bereichs (15 keV) festgestellt. Das spricht für eine effektive Stoßwellenheizung und angesichts der langen Ionenstoßzeiten für mögliche, anomal schnelle Relaxationsmechanismen.

Das Hauptsignal setzt für alle E bei $t = t_1 \approx 1$ μ sec meistens recht steil ein (s. Abb. 6). Aus dem trapezförmigen Verlauf mit linearem Anstieg der Dauer τ_1 , wie unter 2.2, Modellfall a) für eine Erzeugungsrates mit rechteckigem Zeitverlauf vorhergesagt,

läßt sich der wichtige Schluß ziehen, daß der Ionenfluß in Ω_0 nicht durch Vorgänge in einer oberflächlichen Schicht am Plasmaende, sondern im gesamten Volumen entsteht. Auffallend ist, daß t_1 für 10, 20 und 30 mTorr in einem Zeitbereich liegt, wo die axiale Plasmadichte maximal wird [3]. Mit dem Vielkanal-Spektrometer können Startort und Einsatzzeit t_1 der paraxialen Verluste im Meßbereich unabhängig bestimmt werden aus

$$\tilde{t}_i = \pm \frac{l}{v_i} + t_1 = \pm \frac{l}{v_1} \frac{v_1}{v_i} + t_1 \quad (9)$$

\tilde{t}_i Signalbeginn nach Abzug von T_i

l halbe Differenz zwischen Spulen- und Plasmalänge.

In Abb. 9 ist \tilde{t}_i über $\frac{1}{v_i}$ (in Einheiten von v_1) dargestellt für 10 mTorr H_2 , D_2 und He, in Abb. 10 für 10, 20 und 30 mTorr D_2 . Es ergibt sich $0 \leq l < 2$ cm, d.h. die Plasmalänge l_p ist recht genau gleich der Spulenlänge. Man sieht, daß t_1 desto später liegt, je größer die Füllichte n_0 und je kleiner die Ionenmasse m ist. Das steht im Gegensatz zu der n_0 - und m -Abhängigkeit, die die Theorie für t_c (Ionenrelaxationszeit) angibt, auch bei Berücksichtigung des Gangs der mittleren Ionenenergie mit n_0 und m im Fall von Stoßwellenheizung (Schneepflugmodell) und adiabatischer Kompression. Diese Ergebnisse werden unter 4. diskutiert.

Nach Mach-Zehnder Messungen sind bis $t = t_1$ bereits etwa 30 % des Plasmas ausgeflossen. Für $t < t_1$ ist bei Relaxation durch Coulomb-Stöße besonders für Ionen mit einigen keV v_{\perp}/v_{\parallel} groß, da Stoßwellenheizung und adiabatische Kompression nur E_{\perp} erhöhen und da $l_p/v_{\parallel} < t_c$ ist. Will man nicht eine singuläre Winkelverteilung des Ionenflusses im Bereich der Achse annehmen, so muß nach Mach-Zehnder Messungen während $t < t_1$ ein Ionenverlust in Ω_0 erfolgt sein, und zwar mit ausreichender Intensität nur bei Energien unterhalb des Meßbereichs 1 — 10 keV. Der rasche Temperaturanstieg zu dieser Zeit kann die Situation derart ändern, daß nun auch im Meßbereich schnell anwachsende paraxiale Ionenflüsse nachgewiesen werden können. Dies wird unter 4. näher erläutert. Eine Erhöhung der Gesamtverluste zur Zeit t_1 war an-

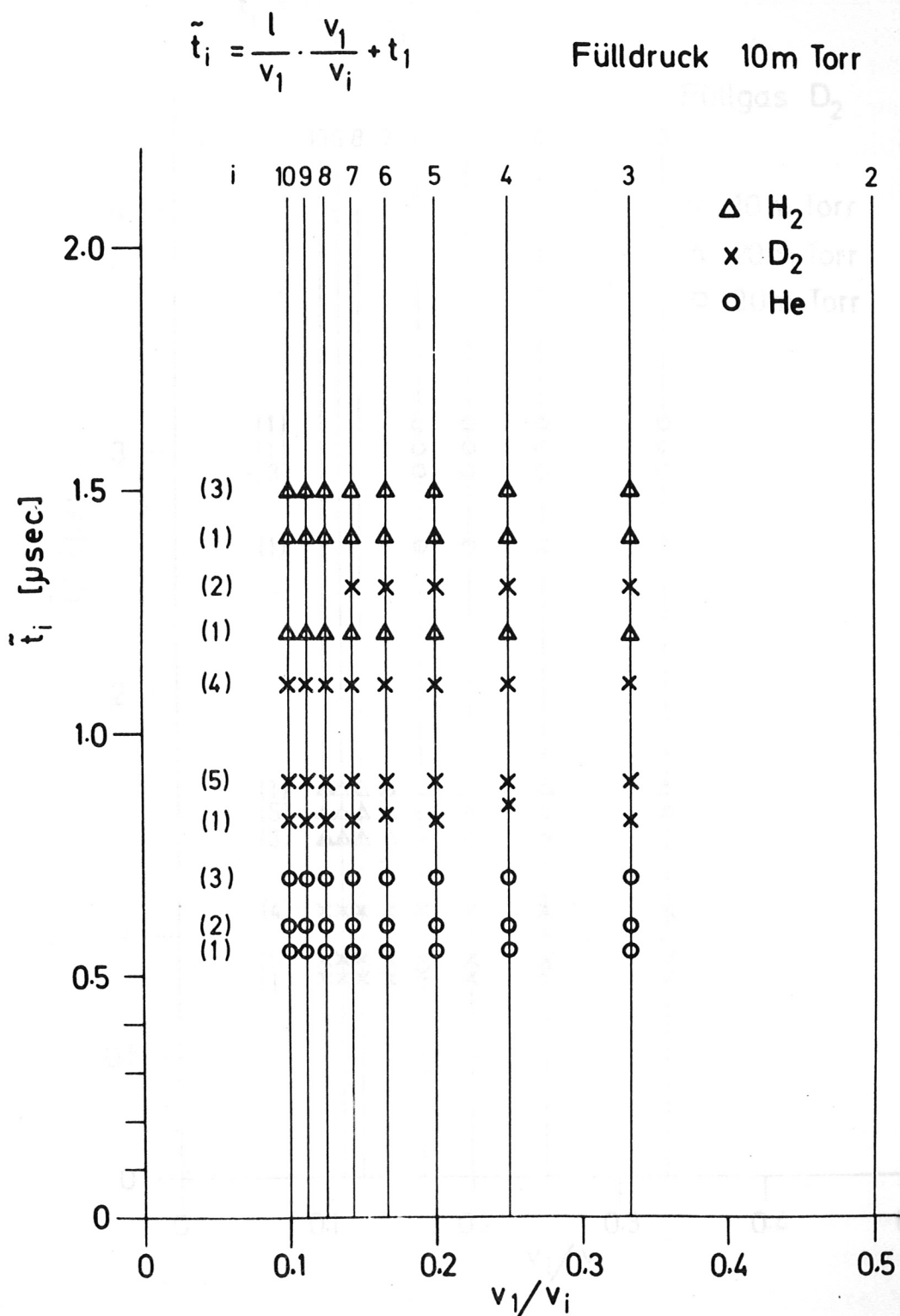


Abb. 9 \bar{t}_i und t_1 für 10 mTorr H₂, D₂ und He
 (Die Ziffern in Klammern geben die Anzahl der Entladungen mit dem dargestellten Resultat an)

$$\bar{t}_i = \frac{l}{v_1} \cdot \frac{v_1}{v_i} + t_1$$

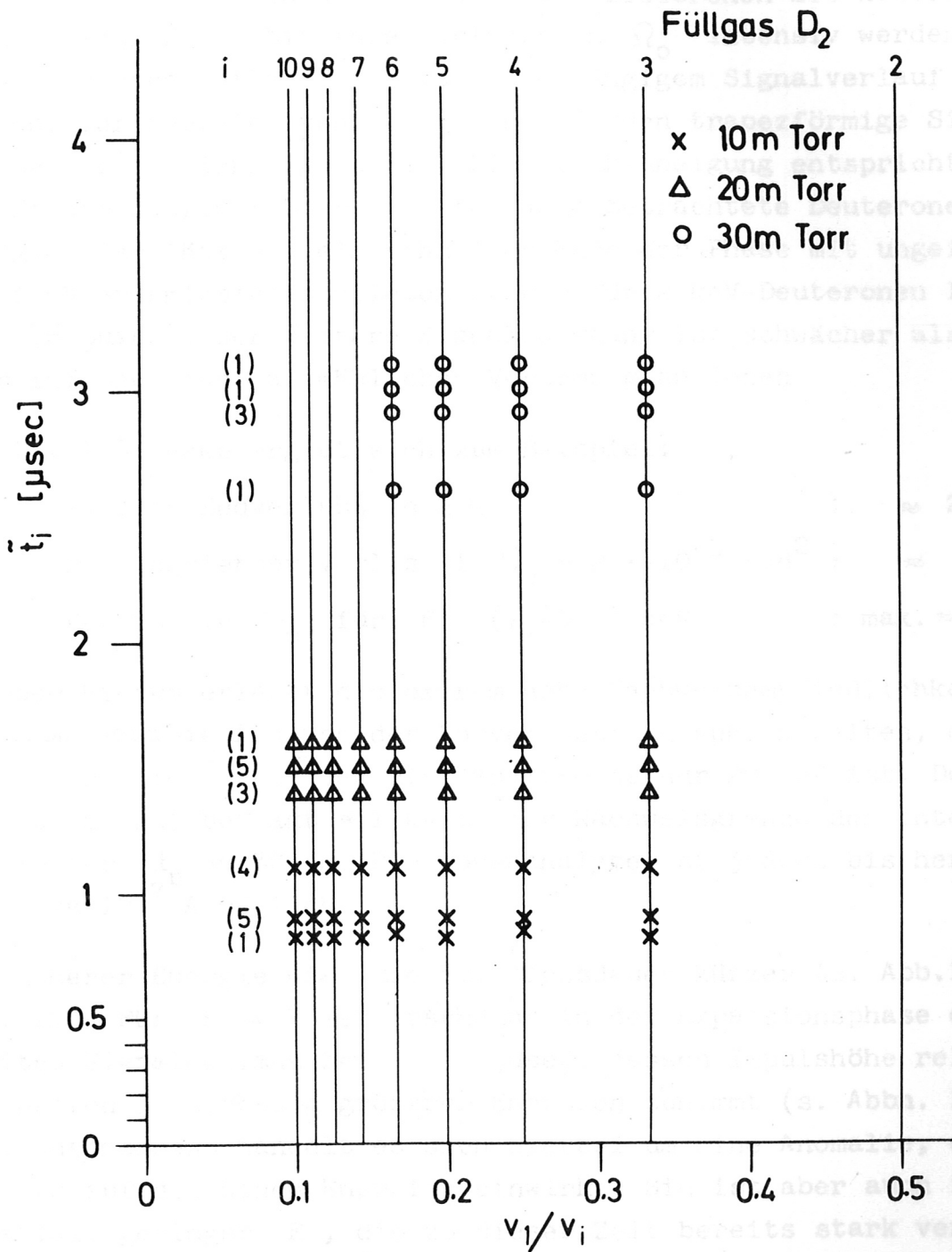


Abb. 10

\bar{t}_i und t_1 für 10, 20 und 30 mTorr D₂

(Die Ziffern in Klammern geben die Anzahl der Entladungen mit dem dargestellten Resultat an)

hand der Mach-Zehnder Messungen nicht feststellbar.

Nach der Entladung in Abb. 6 benötigen Deuteronen mit höherer Energie mehr Zeit, bis ihre Verluste in Ω_0 intensiv werden, doch sind auch Entladungen mit E-unabhängigem Signalverlauf nicht selten. Für Energien von wenigen keV werden trapezförmige Signale bis zur Abfallflanke gefunden. Die Flankenneigung entspricht zunächst der Laufzeit über l_p für jede betrachtete Deuteronenenergie. Das läßt auf ein schnelles Ende der Phase mit ungefähr stationärer Emission schließen (Dauer für 2 keV-Deuteronen 1,2 bis 1,6 μ sec). Der weitere Signalarückgang ist schwächer als linear infolge einer allmählichen Verarmung an Ionen.

Bei $t = 1,6 \mu$ sec ergibt sich zum Beispiel:

Totaler Endverlust in 2π	:	$\approx 2,5$ kA
E-integrierter Verlust in $\Omega_0 = 2 \cdot 10^{-6} \text{ rad}^2$:	≈ 1 mA
Verlust in Ω_0 für $E = (7 \pm 0,1) \text{ keV}$:	max. $\approx 2 \mu$ A

Darüber hinaus erlaubt die extrem hohe Nachweisempfindlichkeit des Spektrometers die Analyse der Endverluste zu späten Zeiten, obwohl Ω_0 nur $2 \cdot 10^{-6} \text{ rad}^2$ und die Kanalbreite nur 200 eV ist. Der Endverlust in 2π beträgt ≈ 1 kA an der Nachweisgrenze der Interferometrie für $l_p \approx 30$ cm. Die Ionenanalyse ist jedoch bis herunter auf etwa 10^{-7} A möglich.

Mit höherer Energie wird die Emissionsdauer kürzer (s. Abb. 11 und Abb. 12). Für $E \geq 7$ keV erscheint in der Expansionsphase ein zweites Signalmaximum bei $\approx 5 \mu$ sec, dessen Impulshöhe relativ zum ersten in Richtung größerer Energien zunimmt (s. Abbn. 11 und 12). Anscheinend handelt es sich hierbei um eine Anomalie, die besonders auf die hohen Energien einwirkt. Sie ist aber auch im Signalabfall geringer E, die zu dieser Zeit bereits stark verarmt sind, als Buckel sichtbar. Der in Abb. 12 dargestellte Verlauf ist reproduzierbar und bei Füllung mit H_2 statt D_2 der gleiche. Die späten Signalmaxima werden auch mit 20 mTorr D_2 und 10 mTorr He festgestellt.

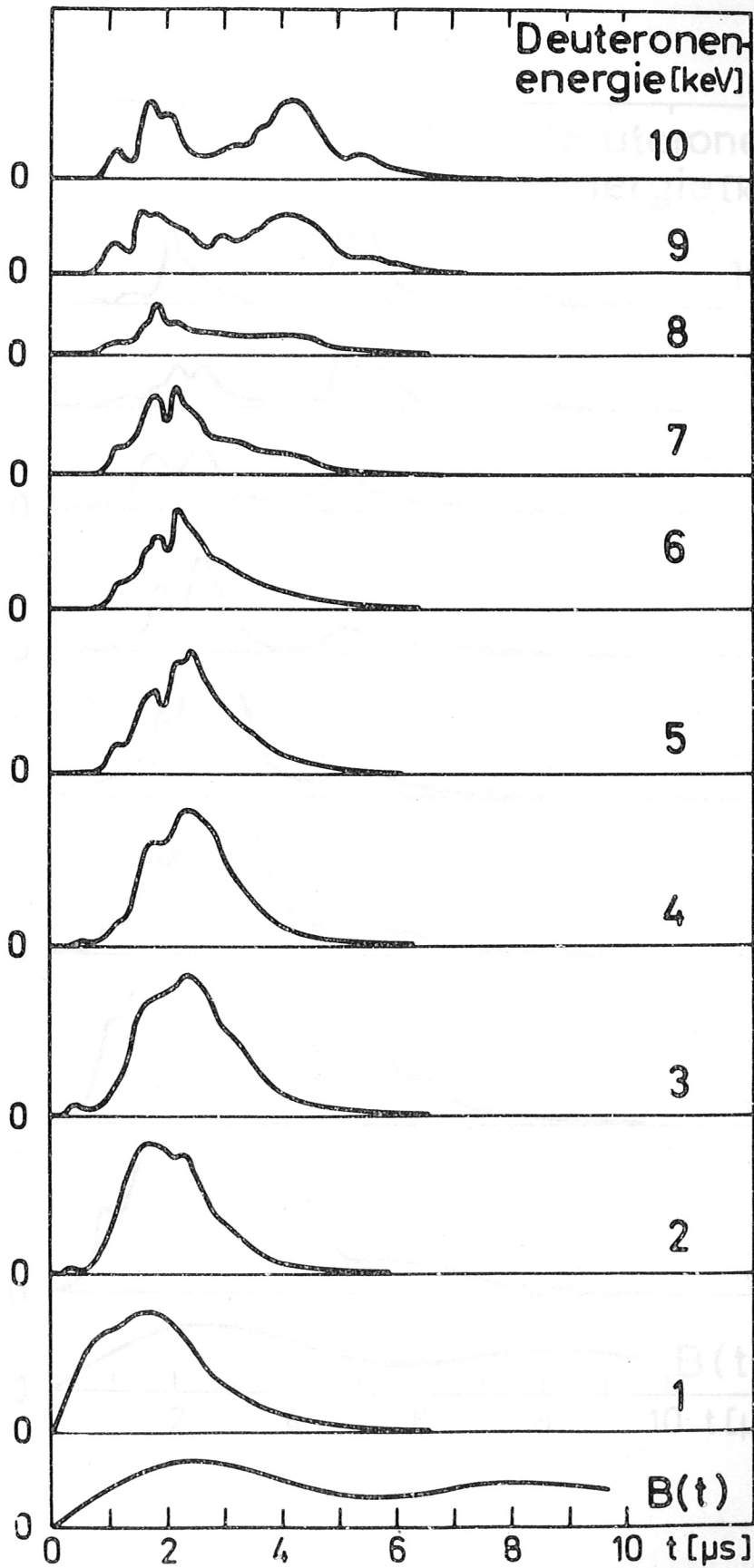


Abb. 11 10 mTorr D_2 , Signalstromverlauf (in willkürlichen Einheiten) für $E_1 = 1 - 10$ keV (Kanalbreite 200 eV) nach Korrektur von T_1 über dem Spulenfeld

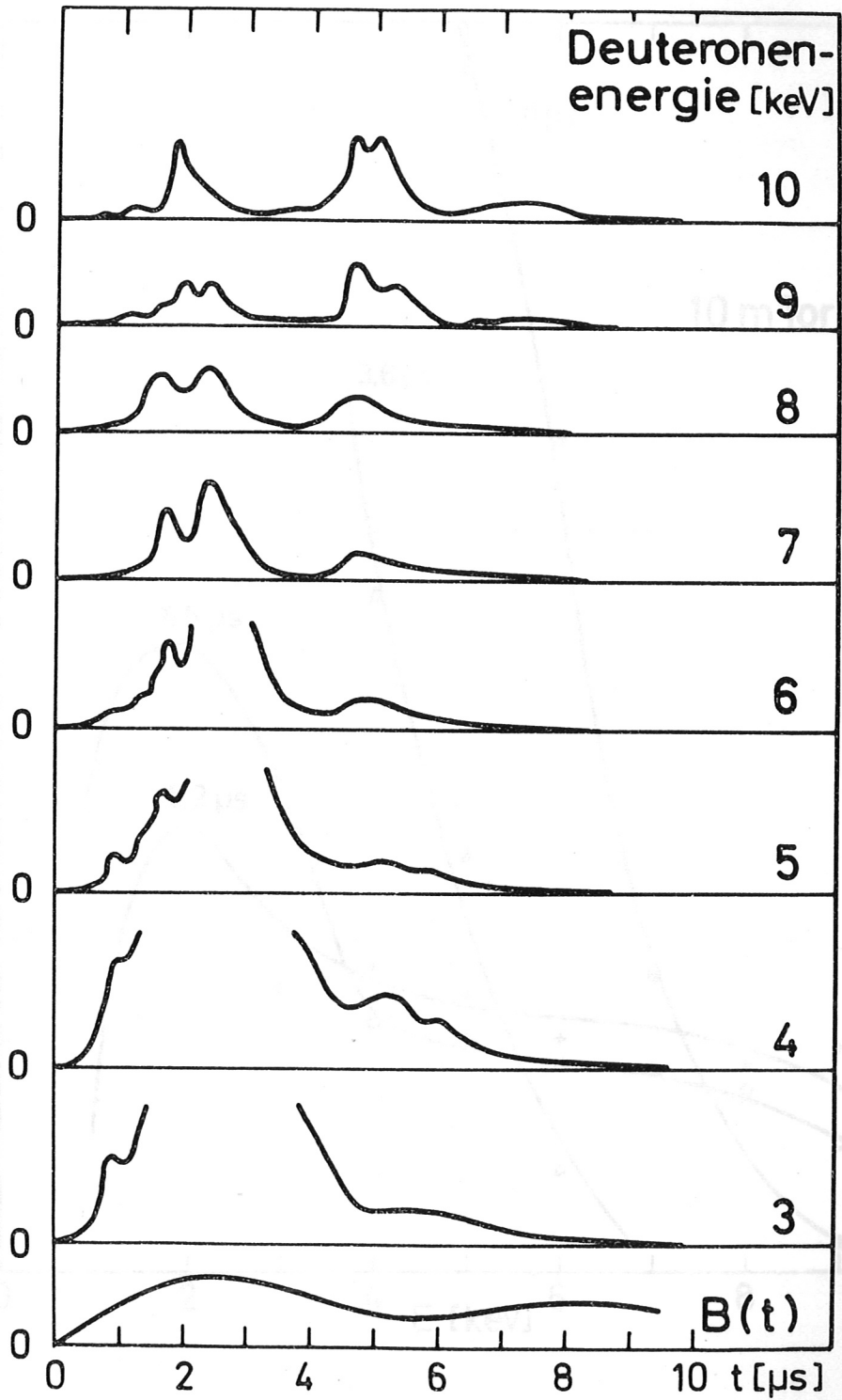


Abb. 12 10 mTorr D_2 , wie Abb. 11, nur höhere Empfindlichkeit auf einigen Oszillographen

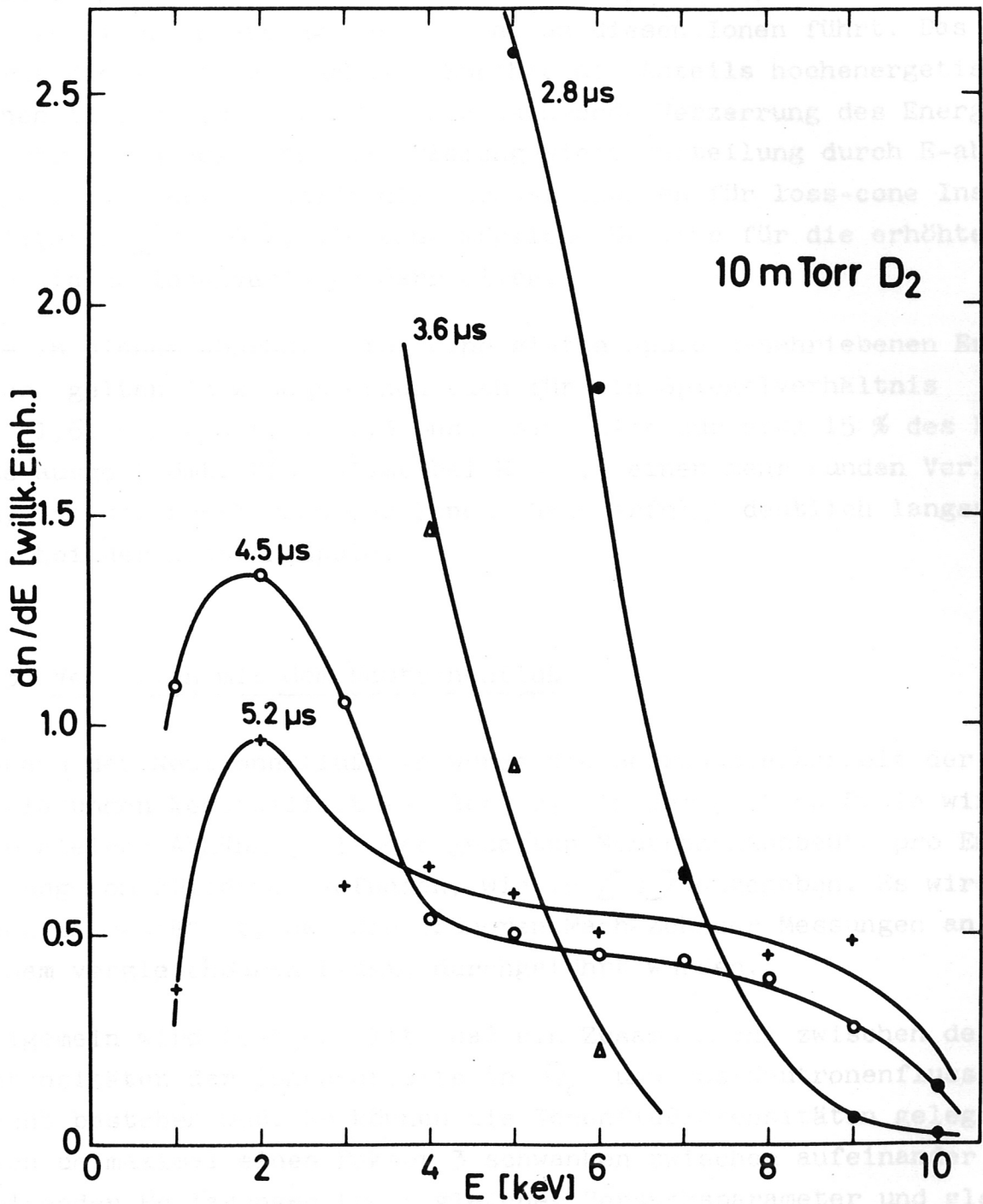


Abb. 13 Flußverteilung zu späten Zeiten ohne Korrektur der Verfälschung durch das durchquerte Medium

Die gemessenen Flußspektren verdeutlichen, daß ein ständiger Ausfluß langsamer Ionen auch während der Expansionsphase besteht, der zu einer Verarmung des Plasmas an diesen Ionen führt. Das bewirkt die später beobachtete Zunahme des Anteils hochenergetischer Ionen im Fluß (s. Abb. 13). Die wachsende Verzerrung des Energiespektrums in Bezug auf die Gleichgewichtsverteilung durch E-abhängige Endverluste schafft die Voraussetzungen für loss-cone Instabilitäten [9, 10], die eine mögliche Ursache für die erhöhten paraxialen Ionenverluste darstellen.

Die in diesem Abschnitt für eine glatte Spule beschriebenen Ergebnisse gelten im wesentlichen auch für ein Spiegelverhältnis $R = 1,6$. Bis $t = t_1 \approx 1,3 \mu\text{sec}$ sind hier nur etwa 15 % des Plasmas ausgeströmt. $C(t)$ nimmt bei $R = 1,6$ einen mehr runden Verlauf an, und das Aussterben der Ionenflüsse erfolgt deutlich langsamer als bei der glatten Spule.

3.3 Vergleich mit dem Neutronenfluß

Anhand der Neutronenflußrate wurde die Reproduzierbarkeit der Entladungen kontrolliert (s. Abb. 6). An der glatten Spule wird die gleiche Abhängigkeit der gesamten Neutronenausbeute pro Entladung vom Fülldruck gefunden, wie in [3] angegeben. Es wird dadurch bestätigt, daß die früheren Mach-Zehnder Messungen an einem vergleichbaren Plasma durchgeführt wurden.

Allgemein wird festgestellt, daß ein Zusammenhang zwischen den Intensitäten der Ionenverluste in Ω_0 und des Neutronenflusses nicht bestehen muß. So können die Ionenflußintensitäten gelegentlich um maximal einen Faktor 3 schwanken zwischen aufeinander folgenden Entladungen trotz gleicher Versuchsparameter und gleichen Neutronenflusses. Eine wahrscheinliche Erklärung ist, daß das Plasma eine exzentrische Lage einnehmen kann, wie auf end-on Interferometeraufnahmen zu sehen. Eine zweite Möglichkeit wäre eine unterschiedliche Winkelverteilung der Geschwindigkeiten am Spulenende, d.h. die Umwandlungsrate von E_{\perp} in E_{\parallel} war ungleich.

Die Zeitverläufe des Ionenflusses in Ω_0 ($E = 1 - 10$ keV) und des Neutronenflusses sind hingegen gut vergleichbar. Die Anstiegsflanke des Neutronenflusses liegt fast immer vor t_1 . Es wird jedoch auch der Fall eines synchronen Anstiegs von Neutronen- und Deuteronensignal beobachtet. Der Rückgang des Neutronenflusses beginnt zu einer Zeit, da der Ausfluß von Deuteronen mit $E \leq 6$ keV maximal ist, d.h. er wird durch den frühzeitigen Verlust dieser Ionen aus der glatten Spule, wie nach Interferometermessungen vermutet, verursacht. Das erkennt man auch daran, daß Entladungen mit einem späten Maximum der paraxialen Verluste (z.B. Abb. 6) ein breiteres Neutronensignal zeigen als solche mit schlechterem Einschluß. Der Neutronenfluß und der Endverlust von Deuteronen mit $E \leq 6$ keV enden bei etwa $t = 5$ μ sec. Die jetzt noch eingeschlossenen Ionen mit nachgewiesenen Rotationsenergien zwischen 7 und 15 keV sind im Neutronenfluß nicht mehr sichtbar wegen der bereits geringen Plasmadichte. Die paraxiale Flußverteilung ergibt eine mittlere Ionenenergie \bar{E} , wie sie ungefähr aus dem Neutronenfluß bestimmt wird (vgl. Abschn. 3.1). Aus diesen Ergebnissen folgt, daß Zeitverlauf und Energieverteilung des Ionenflusses in Ω_0 im betrachteten Energiebereich repräsentativ sind für den totalen Endverlust in 2π .

3.4 Meßergebnisse bei speziellen Versuchsparametern

3.4.1 Andere Füllgase

Einige Ergebnisse bei anderer Gasfüllung als 10 mTorr Deuterium wurden bereits erwähnt. Mit 10 mTorr H_2 findet man im wesentlichen das gleiche Energiespektrum. Für Protonen in demselben Intervall $E, \delta E$ werden etwas höhere Signalstromstärken festgestellt als für Deuteronen. Die Flugzeitanalyse des Ionenflusses aus einem Heliumplasma ergibt fast nur He^{2+} . Die He^{2+} -Signale haben verglichen mit Wasserstoff ein sehr frühes, spitzes Maximum, auf das ein langgestreckter Abfall folgt.

3.4.2 Überlagertes antiparalleles Magnetfeld

Mit antiparallelem Vorfeld B_0 wird die unter Abschn. 3.3 angegebene Beobachtung bestätigt gefunden, daß für verschiedene Entladungen die maximale Ionenflußintensität keineswegs in einem festen Verhältnis zur Neutronenausbeute stehen muß. Die Energieverteilung mit $B_0 = -1$ kG stimmt qualitativ überein mit den Ergebnissen von [1]. Man findet auch für stärkere antiparallele Felder etwa das gleiche \bar{E} wie ohne Vorfeld (s. Abschn. 3.1), nur ist die Intensität für $E > 3$ keV deutlich höher. Eine mögliche Ursache dafür ist eine andere Ausflußcharakteristik als im Falle $B_0 = 0$. Auch mit antiparallelem Vorfeld besteht ein Zusammenhang zwischen dem Zeitverlauf des paraxialen Ionenflusses und dem des Neutronenflusses. Bei einem Vorfeld von -2 kG beispielsweise endigt der Anstieg des Neutronenflusses plötzlich beim Einsatz intensiver Endverluste auf allen Energien des Meßbereichs. Der Neutronenfluß bleibt während der starken Endverluste etwa konstant und beginnt gleichzeitig mit den Ionenflußsignalen abzufallen. Das geschieht etwa ebenso schnell, wie der Signalrückgang für $E \approx 2$ keV erfolgt, da die langsamen Deuteronen die Plasmadichte bestimmen.

Mit stärkeren Vorfeldern zerfallen die Ionensignale in immer kürzere Impulse, die im Meßbereich $1 - 10$ keV gleichzeitig auftreten. Als Ursache kommt eine radiale Drift der Plasmasäule nicht in Frage, da sie weder genügend weit noch ausreichend schnell ist, nach Mach-Zehnder- und Schmieraufnahmen zu schließen. Die Signale zeigen zunehmende Impulshöhen in Richtung größerer Energien, wie sie nach Abschn. 2.2 für $\Delta t < \tau$ erwartet werden. Diese ausbruchartigen Endverluste können wohl als Begleiterscheinung von Instabilitäten gedeutet werden, dafür spricht auch ihre Häufigkeit. Mit wachsender Stärke des eingefangenen antiparallelen Feldes nimmt die Neigung des Plasmas zur Instabilität und die Häufigkeit rascher Fluktuationen des paraxialen Ionenflusses zu. Trotzdem $T_{||}$ etwa konstant bleibt, steigt die Neutronenausbeute beträchtlich an mit der Stärke des Vorfeldes. Ein nicht unbedeutender Teil des Neutronenflusses könnte unter diesen Bedingungen von Instabilitäten herrühren.

3.4.3 Ionenfluß aus der z-Pinch Vorionisierung

Als Vorionisierung diente eine Zündhilfe und ein z-Pinch ($I_{\max} \approx 15$ kA, Impulsdauer 400 nsec). Von allgemeinem Interesse sind Massen- und Energiespektrum der Ionen. Ihre Messung ist jedoch auch im Rahmen dieser Arbeit nützlich im Hinblick auf die Zusammensetzung des Mediums, das der Plasmastrahl aus der Hauptentladung durchquert. Die verschiedenen Massen werden über ihre Flugzeiten getrennt. Mit 10 mTorr D_2 findet man im Meßbereich 0,4 — 4 keV hauptsächlich D^+ -Ionen, wenig D_2^+ und kein D_3^+ . Die Startorte liegen auf einer kurzen Strecke vor der Apertur. Der Signaleinsatz ist um etwa 300 nsec verzögert gegen den Beginn der z-Entladung, und die Signaldauer übertrifft etwas deren Impulsdauer (400 nsec). Bereits zum Signalbeginn ist das elektrische Feld am Plasma so schwach, daß die gemessenen Deuteronenenergien von einigen keV nicht einfach durch Beschleunigung der Ionen in Richtung auf das geerdete Kollimatorenende entstehen können. Diese Energien stammen demnach aus der z-Pinch Kompression, und das erklärt auch die Verzögerung des Signalbeginns [11]. Die Signale dauern nur so lange an, als die achsennahe Plamadichte ausreichend groß ist für die Messung. Bei 10 mTorr D_2 findet man im Bereich $E = 0,4$ — 4 keV für Deuteronen ein breites Spektrum (10 Kanäle der Breite 80 eV). Ein Anschluß des gemessenen Spektrums an die Verteilung von Deuteronen mit einer Temperatur kT_{\parallel} bei 20 eV ist nicht möglich. Der Anteil dieser nicht-thermischen Ionen an der Dichte des Plasmas kann sehr gering sein, da die Nachweisempfindlichkeit des Spektrometers extrem hoch ist. Bei 20 und 30 mTorr D_2 sind die Ionensignale weitaus schwächer.

4. Diskussion der Meßresultate

Ziel dieses Abschnittes ist die Einordnung der Meßergebnisse in ein konsistentes Bild. Es müssen diagnostische Fragen nebenher behandelt werden, da die Interpretation der Flußspektren eng mit dem Endverlustmodell zusammenhängt. Zunächst soll betont werden, daß mittels der Energieanalyse des paraxialen Flusses die Iontemperatur im Plasmavolumen bestimmbar ist. Die Ergebnisse unter 3.1 weisen nämlich nach, daß sich die Flußspektren empfindlich verändern mit den Parametern Füllichte n_0 und Stoßspannung U_0 . Die Abhängigkeit der Iontemperatur von n_0 und U_0 ist dabei wie theoretisch erwartet für Stoßwellenheizung (Schneepflugmodell) mit anschließender adiabatischer Kompression ($kT_{\max} \sim U_0^{3/2} n_0^{-3/4}$).

Aus dem totalen Endverlust kann $\langle v_{\parallel} \rangle$ bestimmt werden. Leider läßt sich damit ein T_{\parallel} nur sehr grob abschätzen, so daß auf einen Vergleich mit dem T_{\parallel} aus dem paraxialen Ionenfluß verzichtet werden muß. Im Folgenden wird anhand der gemessenen Flußintensitäten in Ω_0 im Intervall $E_i, \delta E$ ($i = 3 - 10$) und deren Zeitverhalten untersucht, ob eine Relaxation durch Coulomb-Stöße allein besteht oder ob zusätzlich anomal schnelle Relaxationsmechanismen vorliegen. Es wurde bereits darauf hingewiesen, daß alle registrierbaren Ionen nur ein vernachlässigbar kleines E_{\perp} haben können wegen der Einlaßbedingung in das Blendensystem des Kollimators: $E_{\perp} / E_{\parallel} < 10^{-6}$. Für Deuteronen des Meßbereichs erfolgt die Umwandlung von anfänglich radialer Energie E_{\perp} durch Kleinwinkelstöße in E_{\parallel} in der Stoßzeit t_c . Sie ist größer als die Einschlußzeit dieser Ionen ($t_c > l_p / v_{\parallel}$; $t_c > 5 \mu\text{sec}$ für $E > 1 \text{ keV}$ und $n = 8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$). Daher ist der Deuteronenanteil, der auf diese Weise bis Ω_0 vordringen kann, sicher gering. Es wurde deshalb zunächst versucht, die auf den einzelnen Kanälen gemessenen Flüsse durch Großwinkelstöße zwischen je zwei Teilchen zu erklären. Die Berechnung der Verlustrate ist analytisch möglich. Unter der Annahme einer 2-dimensionalen monoenergetischen Verteilung und einer 2-dimensionalen Maxwellverteilung wurde die binäre Stoßrate $C(E, \delta E, \Omega_0, t) \perp$ zur Stoßebene berechnet. Im Stoßintegral [12] wurde der Rutherford'sche Streuquerschnitt ver-

wendet, wo $\mu = \frac{1}{2} m$ die reduzierte Masse, v die Relativgeschwindigkeit und χ der Streuwinkel im Schwerpunktssystem sind:

$$\sigma = \left(\frac{e^2}{2\mu} \right)^2 \frac{1}{v^4 \sin^4 \chi/2}$$

Nach längerer Rechnung erhält man

$$C(E, \delta E, \Omega_0, t) = 2\pi \lambda_p \int_{r=0}^{\infty} n^2(r, t) r dr \frac{1}{2} \left(\frac{e^2}{m} \right)^2 \Omega_0 \beta_{\perp}^2 \mathcal{F}_1 \mathcal{F}_2 \quad (10)$$

$$\mathcal{F}_1 = \int_{v_1' - \Delta}^{v_1' + \Delta} \frac{1}{v_1'^3} \exp \left\{ -\beta_{\perp} v_1'^2 \right\} dv_1'$$

$$\mathcal{F}_2 = \int_{v_2' = v_1'}^{\infty} v_2'^2 \exp \left\{ -\beta_{\perp} v_2'^2 \right\} dv_2'$$

$$\beta_{\perp} = \frac{m}{2 k T_1}$$

v_1' Geschwindigkeit des Deuterons in Ω_0 nach dem Stoß

v_2' Geschwindigkeit des zweiten Deuterons nach dem Stoß

$2\Delta = \delta v_1'$ Geschwindigkeitsintervall bei $v_1 \hat{=} \delta E = 200 \text{ eV}$.

Die Berechnung der Integrale ist durch Reihenentwicklung oder höhere transzendente Funktionen [13] möglich. Für die einzelnen Kanäle ergeben sich im Falle einer 2-dimensionalen Maxwellverteilung mit $kT_1 = 1 \text{ keV}$ Verlustraten, die um Größenordnungen unter den gemessenen Flüssen liegen. Die Verluste in Ω_0 durch Kleinwinkelstreuung können trotz $t_c > \lambda_p/v_{||}$ diese Resultate übertreffen. Ihre Berechnung über die Fokker-Planck Gleichung ist leider sehr aufwendig und schwierig. Eine genaue Behandlung müßte die Zunahme der Rotationsenergie durch die adiabatische Kompression mit einschließen, die der Relaxation durch Ion-Ion Stöße und einem vergleichbar großen Beitrag durch Elektron-Ion Stöße entgegenwirkt ($T_e/T_1 \approx 0,2$; vgl. [14]). Die Frage, ob die Relaxation durch Coulomb-Stöße allein ausreicht zur Erklärung der gemessenen Flußintensitäten, bleibt noch offen. Es wird nunmehr

untersucht, wie weit das beobachtete Zeitverhalten der Flüsse darüber Aufschluß gibt.

Bei 10 mTorr D_2 wird mit dem Spektrometer bereits bei $t \approx 1,5$ μsec ein $kT_{\parallel} \approx 1$ keV gemessen. Nach 3.1 liegt auch kT_{\perp} bei 1 keV, wie aus dem Neutronenfluß für eine 2- oder 3-dimensionale Maxwellverteilung folgt. Berücksichtigt man, daß dieses kT_{\perp} durch adiabatische Kompression erst bei $t \approx 1$ μsec erreicht wird, so muß auf eine anomal schnelle Relaxation geschlossen werden, die $T_{\parallel} \approx T_{\perp}$ in einer gegen t_c kurzen Zeit herstellt ($t_c \approx 5$ μsec bei $kT = 1$ keV und $n = 10^{16}$ cm^{-3}).

Nach 3.2 liegt t_1 desto später, je größer die Füllsdichte n_0 und je kleiner die Ionenmasse m ist. Es wurde dort bereits betont, daß dieses Ergebnis im Gegensatz steht zu der n_0 - und m -Abhängigkeit, die die Theorie für t_c angibt, auch bei Berücksichtigung des Gangs der mittleren Ionenenergie mit n_0 und m im Fall von Stoßwellenheizung (Schneepflugmodell) allein, sowie mit anschließender adiabatischer Kompression. Es folgt daraus, daß der Signalbeginn bei t_1 (≈ 1 μsec) für $E = 1 - 10$ keV nicht durch die Relaxation einer 2-dimensionalen Anfangsverteilung verursacht wurde. Der Einsatz einer Anomalie bei t_1 könnte zwar den plötzlichen Signalbeginn auf allen E des Meßbereichs erklären. Daß er jedoch nicht gefordert werden muß, läßt sich folgendermaßen zeigen: Falls eine anomal schnelle Relaxation bereits vor t_1 eine Gleichgewichtsverteilung erzeugt in einer Zeit, die kurz ist gegen die adiabatische Kompressionszeit, muß mit $E_{\parallel} = E$ für die "Quellstärke" des Plasmas gelten:

$$C(E, \delta E, \Omega_0, t) \sim \int_{r=0}^{\infty} n(r, t) 2\pi r dr E^{-1/2} [kT_{\parallel}(t)]^{-1/2} \cdot \exp\left\{-\frac{E}{kT_{\parallel}(t)}\right\} \delta E. \quad (11)$$

Die experimentellen Ergebnisse deuten darauf hin, daß der sprunghafte Anstieg von $C(t)$ bei t_1 mit $n(r, t)$ und wegen der adiabatischen Kompression mit $kT(t)$ zusammenhängen könnte (s. Abschn. 3.2). Man sieht aus (11), daß die Zunahme von $n(r, t)$ allein noch nicht genügt. Die Energien von Kanal 2 bis 10 sind größer als

$kT_{\max} \approx 1$ keV. Für einen gegebenen Kanal E_i , δE besteht daher über $T_{ii}(t)$ eine empfindliche Zeitabhängigkeit, die durch die adiabatische Kompression bestimmt wird. Aus Interferometer- und Schmieraufnahmen ist ersichtlich, daß noch für $t < 1$ /usec eine schnelle adiabatische Kompression und somit eine entsprechende Aufheizung erfolgt. Gl. (11) macht verständlich, daß das steile Anwachsen von $C(t)$ auf der ganzen Plasmalänge dadurch bewirkt werden kann. Der plötzliche Signalbeginn bei t_1 muß also nicht den Einsatz einer anomal schnellen Relaxation zu dieser Zeit anzeigen. Die Anomalie kann vielmehr schon vorher wirksam sein.

Der spätere Signalbeginn mit wachsender Füll-dichte n_0 und kleinerer Masse m muß ebenfalls aus diesem Modell hervorgehen. Die Stoßwellenheizung (Schneepflugmodell) erzeugt ein $kT_L (m/n_0)^{1/2}$, d.h. der Startwert für die adiabatische Kompression ist niedriger für größeres n_0 . Außerdem zeigt $n(r=0,t)$ ein desto späteres Maximum, je höher die Füll-dichte ist [3]. Kleinere Starttemperatur und langsamere adiabatische Kompression führen dazu, daß die für den Signaleinsatz benötigte Mindesttemperatur erst später erreicht wird. Die kurze Signaldauer mit 20 und besonders 30 mTorr wird nunmehr wie folgt gedeutet: Der Signalbeginn ist hier gegenüber 10 mTorr verzögert, da die Temperatur anfänglich zu gering ist. Später bestimmt die Abnahme der Plasmadichte durch Endverluste, wie bei 10 mTorr, den baldigen Signalabfall. Bei konstantem Füll-druck 10 mTorr wird kT aus der Stoßwellenheizung bei kleinerem m niedriger sein, d.h. t_1 muß später liegen, wie gemessen wurde.

Die vereinzelte Beobachtung eines breiten Spektrums mit Ionenenergien bei mindestens 15 keV vor der adiabatischen Kompression deutet auf eine hohe mittlere Energie und ebenfalls auf anomal schnelle Relaxationsmechanismen hin. Dafür kommen in Betracht: Zweistrominstabilitäten [15], (elektrostatische) Ionenzyklotroninstabilitäten [16, 17] und Spiegelinstabilitäten [18, 19]. Bei $T_i/T_e \approx 5$, wie im vorliegenden Experiment, tritt nach Stringer [15] eine Driftinstabilität in einem Wasserstoffplasma auf, wenn $v/c_e > 2$ ist mit $c_e = \left(\frac{kT_e}{m_e}\right)^{1/2}$. Hierbei ist v die Driftgeschwindigkeit und c_e die 1-dimensionale thermische Geschwindigkeit der Elektronen (c_e hier $\approx 5 \cdot 10^8$ cm sec⁻¹). Wegen $c_e \gg c_i$ kann eine Ion-Ion

Zweistrominstabilität nicht auftreten. Eine Driftgeschwindigkeit $v > 10^9$ cm sec⁻¹ besteht nicht, d.h. eine Elektron-Ion oder eine Elektron-Elektron Driftinstabilität ist ebenfalls nicht möglich. Für die longitudinalen elektrischen Wellen bei der Ionengyrofrequenz besteht eine Kopplung der Ionenbewegung $\perp \vec{B}$ mit der Elektronenbewegung $\parallel \vec{B}$, d.h. hier \parallel zur Ausbreitungsrichtung der Welle. Die Moden mit der größten Anwachsrate wurden von Harris [16] unter der Voraussetzung $T_{i\parallel} = T_{e\parallel} = 0$ erhalten, da in diesem Fall keine Landau-Dämpfung auftritt. Nach [17] haben für $T_{e\parallel} \neq 0$ die am schnellsten anwachsenden Moden eine axiale Wellenlänge $\lambda = (2\pi/\Omega_i) (\langle v_{e\parallel}^2 \rangle)^{1/2}$, was in diesem Experiment auf $\lambda \approx \ell_p$ führt. Auch das Kriterium für eine Spiegelinstabilität dürfte erfüllt sein. Die Anwachszeiten sind von der Größenordnung 50 nsec, und es wird E_{\perp} in E_{\parallel} und Magnetfeldenergie umgewandelt. Es liegt leider kein weiteres Beobachtungsmaterial vor, etwa über Korrelationen zwischen Endverlusten und der Emission elektromagnetischer Strahlung (z.B. bei der Ionengyrofrequenz), mit dessen Hilfe eine Unterscheidung oder gar Identifizierung der Instabilitäten vielleicht möglich wäre. Die rasche Umwandlung von E_{\perp} in E_{\parallel} mit erhöhtem Endverlust tritt bei einer Reihe von Instabilitäten auf. Das Spektrometer kann somit nur Detektor für anomales Plasmaverhalten sein. Über den paraxialen Ionenfluß läßt sich jedoch eine Instabilität nicht identifizieren, da die Theorie nur die Anregung der Plasmawelle, nicht hingegen den Welle-Teilchen Mechanismus bei den axialen Verlusten detailliert behandelt.

Wie aus dem Hauptsignal in Abb. 11 und 12 ersichtlich ist, nimmt die Emissionsdauer mit höherer Energie ab. Anscheinend wirkt der anomal schnelle Relaxationsprozeß während einer begrenzten Zeit und leitet nur bei den langsameren Ionen eine Relaxation ein, die durch Coulomb-Stöße trotz der Endverluste aufrecht erhalten werden kann. Bei den hochenergetischen Ionen macht sich die größere Stoßzeit und die geringere Einschlußzeit (ℓ_p/v_{\parallel}) bemerkbar nach dem Ende der anomalen Relaxation. Der ununterbrochene Ausfluß langsamer Ionen führt zu einer wachsenden Verzerrung des Energiespektrums. Im Falle von Endverlusten durch Kleinwinkel-

streuung sind Stöße desto häufiger, je höher die Plasmadichte n und je geringer die Energie E der Testteilchen ist. Das experimentelle Material über das zweite Signalmaximum bei $t \approx 5 \mu\text{sec}$ ist damit unvereinbar, insbesondere der erneute Signalanstieg, während $n(r=0, t)$ schon rund auf $0,1 n_{\text{max}}(r=0, t)$ abgefallen ist, und die mit E anwachsenden Impulshöhen. Für einen anomalen Verlustmechanismus spricht ferner die geringe Impulsdauer, wie an dem Buckel auf dem Signalabfall bei geringer E sichtbar (s. Abb. 12). Eine Identifizierung dieser Anomalie als loss-cone Instabilität ist hier insofern eher möglich, als die Voraussetzungen für deren Auftreten selbst Gegenstand dieser Arbeit sind und in ihrer Entwicklung verfolgt werden konnten. Notwendige Voraussetzung der loss-cone Instabilitäten ist eine vom Gleichgewicht abweichende Energieverteilungsfunktion [9, 10]. Wie bereits ausgeführt, wird im vorliegenden Plasma der Mangel an Deuteronen geringer Energie im Lauf der Zeit immer größer. Von den von Post und Rosenbluth [10] behandelten drei Typen von loss-cone Instabilitäten sind Typ A und B in dem Plasma von Isar III möglich. Typ A hat ein $k_{\parallel} \neq 0$, jedoch $\ll k_{\perp}$ und breitet sich vornehmlich in Richtung der Magnetfeldlinien aus. Die Länge, auf der die Wellenamplitude, ausgehend von thermischen Fluktuationen, um einen Faktor e^{10} anwächst, beträgt $\approx 6 \text{ cm}$ ($\ll \ell_p \approx 30 \text{ cm}$) bei Vernachlässigung von Landau-Dämpfung durch Elektronen. Typ B ($k_{\parallel} = 0$) entsteht durch azimutale Wellen, zu deren Anregung radiale Dichtegradienten erforderlich sind. Diese Instabilität tritt auf, wenn

$$\varepsilon \langle a_i \rangle > 0,4 (m_e/m_i)^{2/3} \left[1 + (\Omega_e/\omega_{pe})^2 \right]^{2/3} \quad (12)$$

gilt [10].

$$\varepsilon = \frac{1}{n} \frac{dn}{dr}$$

m_e Elektronenmasse, m_i Deuteronenmasse, $\Omega_{e,i}$ Gyrofrequenz des Elektrons bzw. Deuterons, ω_{pe} Elektronenplasmafrequenz.

Ein Maß für die Abweichung der Geschwindigkeitsverteilung vom Gleichgewicht ist

$$\langle a_i \rangle = \Omega_i^{-1} \langle v_i \rangle = \Omega_i^{-1} \left[\int \frac{f(\vec{v})}{v_i^3} d^3 \vec{v} \right]^{-1/3}.$$

$\langle v_{\perp} \rangle$ nimmt beträchtlich zu, wenn $f(\vec{v})$ an Deuteronen mit geringem v_{\perp} verarmt, wie gemessen. Nach dem Kriterium (12) ist Typ B in diesem Experiment ebenfalls möglich. Über die Wirkung der elektrostatischen Instabilitäten auf den axialen Ionenfluß ist wiederum nur bekannt, daß sie die Verluste erhöhen müssen. Die Tatsache, daß die beobachtete Instabilität besonders auf hohe Energien einwirkt, läßt sich wie folgt plausibel machen: Da in der loss-cone Verteilung gerade die hochenergetischen Ionen die Träger der freien Energie sind, die die Instabilität antreibt, kann das Plasma durch Ausstoßung eben dieser Ionen am ehesten in den Zustand minimaler freier Energie gelangen.

Möglicherweise besteht auch ein Zusammenhang des 2. Signalmaximums bei $\approx 5 \mu\text{sec}$ mit vorausgegangenen Plasmarotationen bei $\approx 3 \mu\text{sec}$, die jedoch vornehmlich bei höheren Fülldrücken als 10 mTorr auf Schmieraufnahmen erkennbar werden. Im Bereich $E \leq 15 \text{ keV}$ werden keine Ionengruppen gefunden, sondern nur ein Abfall von $\frac{dn}{dE} \sim \exp\left\{-\frac{E}{E}\right\}$. Der hauptsächliche Beitrag zum Neutronenfluß geht auf Deuteronen des untersuchten Energiebereichs zurück (vgl. 3.3). Die Wahrscheinlichkeit, daß Ionengruppen mit $E > 15 \text{ keV}$ einen bedeutenden Teil des Neutronenflusses verursachen, ist gering. Die Diskrepanz zwischen der Iontemperatur aus Neutronenflußmessung und Ionenanalyse einerseits mit der Temperatur aus der Vorwärtsstreuung andererseits (vgl. 3.1) bleibt somit bestehen.

5. Verhältnis der Ionenenergieanalyse zu Neutronenfluß-
messung und Vorwärtsstreuung

Die Anwendungsbereiche der Vielkanal-Energieanalyse des paraxialen Ionenflusses (I), der Neutronenflußmessung (II) und der Vorwärtsstreuung von Laserlicht (III) werden miteinander verglichen. Die Stärke der Methode I liegt einerseits darin, daß sie kontinuierlich Meßergebnisse über die Energieverteilung einer Entladung in einem weiten E-Bereich liefert. Der Beginn der Meßzeit wird durch die Aufheizphase, also durch die Daten der Batterie und des Plasmas bestimmt. Das Ende legen der Plasmaeinschluß und die Plasmalänge fest. In dieser Hinsicht kann I mit II konkurrieren und ist III überlegen. Andererseits lassen sich aus den Ionenverlusten auf Grund der extrem hohen Nachweisempfindlichkeit des Spektrometers detaillierte Informationen über Energien im Plasma zu späten Zeiten gewinnen, wo jede andere Methode versagt. Im Bereich hoher und niedriger Fülldrucke ergänzen sich I und II mit III. So sind bei 10 mTorr die Fehler mit III groß und die mit I und II gering. Umgekehrt ist bei hohen Fülldrücken III recht genau, während die verwandten Methoden I und II nicht mehr anwendbar sind. Es ist hervorzuheben, daß Neutronenfluß- und Ionenflußrate in gleicher Weise von $n(r,t)$ abhängen, und daß der hochenergetische Ast und der Energieverteilung die Flußintensitäten bestimmt. Es verwundert daher auch gar nicht, wenn sich die Anwendungsbereiche von I und II so nahe kommen, und wenn die gemessenen Ionentemperaturen übereinstimmen. Die Proportionalität der Signale der Vorwärtsstreuung zu $n(r,t)$ ist nicht der größte Unterschied zu I und II. Er liegt vielmehr darin, daß III noch kleine Ionenenergien trennen kann, während für I und II der Anteil dieser langsamen Ionen nur die Rolle eines die Plasmadichte bestimmenden Untergrundes spielt. Dies legt die Vermutung nahe, daß zu der Diskrepanz in den Temperaturen eben diese langsamen Deuteronen beitragen könnten, etwa dadurch, daß ein relativ kalter Ionenanteil eine zu geringe Halbwertsbreite des Streuspektrums vortäuscht. Eine weitere mögliche Ursache für die Unterschiede in den Temperaturen sind nicht-thermische Fluktuationen, deren Beitrag zum Spektrum sich jedoch nicht feststellen ließ wegen der geringen Energieauflösung bei den Vorwärtsstreuungsmessungen [8].

Anhang

1. Aufbau des Zehnkanaal-Energiespektrometers

Wenn eine Verfälschung des Flußspektrums vermieden werden soll, muß der zu analysierende Ionenstrahl in das elektrische Feld des Meßkondensators auf dem Potential 0 Volt eintreten. Liegt die Eintrittsstelle auf halbem Elektrodenabstand, so ist symmetrische Spannungszuführung nötig. Sie entfällt, wenn der Einschub durch eine geerdete Platte erfolgt (s. Abb. 2). Die Ionenbahnen im elektrischen Feld (U_k/d) sind für die einzelnen (E_0) verschiedene Parabeln, die die Erdelektrode bei x_0 treffen.

$$x_0 = 2 \frac{d}{U_k} \frac{E_0}{q} \sin 2 \theta \quad (\text{I})$$

d Plattenabstand

θ Einschubwinkel

q = z e Ladung des Teilchens

Die Dispersion im elektrischen Feld erfolgt nach Energie/Ladung und ist unabhängig von der Teilchenmasse. Das Spektrometer besitzt eine lineare Energieskala. Bei einem Einschub unter 45° wird die Fokussierung in x-Richtung optimal. Speziell wird mit $z = 1$ und $\theta = \pi/4$:

$$x_0 = 2 \frac{d}{U_k} \frac{E_0}{e} \quad \text{Wurfweite der Parabel} \quad (\text{II})$$

$$y(x_0/2) = 1/4 x_0 \quad \text{Scheitelhöhe der Parabel}$$

Der Plattenabstand muß größer sein als $1/4$ der Wurfweite von Kanal 10 ($d > x_{10} = 200 \text{ mm}$). Der Kondensator wurde so ausgelegt, daß die inhomogenen Feldbereiche weit außerhalb des eigentlichen Meßvolumens liegen. In der Hochspannungsplatte befindet sich eine mit einem Gitter (Transmission 90%) abgedeckte Öffnung. Sie dient als Falle für das Plasmalicht, zu Justierzwecken und zur Messung des Eichstroms mittels Faraday-Becher. Die Ionen können den Kondensator nur durch zehn Spalte in der Erdelektrode wieder

verlassen. Hinter jedem Austrittsspalt befindet sich ein schnelles Detektorsystem mit einem Gitteraufbau nach dem Prinzip des Ionenbildwandlers. Das erste Gitter ($U = -10$ kV, Transmission 87 %) beschleunigt die Ionen auf hohe Energien, bevor sie auf dem zweiten ($U = -9$ kV, Transmission 43 %) Sekundärelektronen auslösen. Die Transmissionen der Gitter wurden für diese Aufgaben optimiert. Der Potentialverlauf ist so gewählt, daß die Sekundärelektronen (mittlere Anfangsenergie bei 5 eV) nur in Richtung auf die Plastik-Szintillatoren beschleunigt werden. Als Saugelektrode wirkt eine geerdete Aufdampfschicht (1000 Å Aluminium) an der Stirnfläche der Szintillatoren (NE 102 A). Die Elektronen gewinnen eine Energie (9 keV), bei der die Transmission der Schicht und die Quantenausbeute im Szintillator genügend groß sind. Die Bedampfung hält hingegen Ionen und Plasmalicht vom Szintillator fern. Sie erhöht die nutzbare Lichtausbeute und verringert die Gasabgabe des Plastik-Materials im Vakuum. Das Szintillatorlicht gelangt über Plexiglasstäbe zu zehn Photomultipliern (RCA 1P28). Die angegebenen negativen Gitterspannungen konnten erst nach Beseitigung aller Spitzen (Drahtdurchmesser 18 μ !) durch sorgfältige Einfassung erreicht werden. Bei höheren Spannungswerten treten bereits Überschläge auf, die ihre Ursache im Malter-Effekt [21] haben. Es wurden nur stabilisierte Hochspannungen verwendet. Mit Rücksicht auf die erforderliche relative Konstanz aller Kanäle wurden die Gitter des Detektors durchgehend ausgebildet und sämtliche Multiplier aus einem Netzgerät gespeist.

2. Energie- und Zeitauflösung

Das reziproke Auflösungsvermögen eines jeden Kanals ist gegeben durch

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{\Delta x_E + \Delta x_A}{x}$$

Δx_E	Eintrittsspaltbreite	(Standard: 1 mm)
Δx_A	Austrittsspaltbreite	(Standard: 2,5 mm)
x	Wurfweite	(20 — 200 mm)

Δx_A ist variabel und für alle Spalte gleich groß. Nach Gl.(II) haben dann alle Kanäle eine einheitliche Durchlaßbreite δE . Für $\delta E/E$ ergeben sich mit den Standardabmessungen der Spalte Werte von einigen Prozent, was den Anforderungen genügt. Der Beitrag der Divergenz des Strahls zu $\delta E/E$ kann vernachlässigt werden. Die Verschlechterung des Auflösungsvermögens durch Raumladungen im Kondensator, die durch den Ionenstrahl selbst aufgebaut werden, beträgt im Experiment unter 1 %, wie aus dem gemessenen E-integrierten Ionenstrom hinter der Eintrittsblende nach [20] abgeschätzt werden kann.

Auf den schwächsten Kanälen werden Ionenstromstärken von maximal 10^{-7} A gemessen. Noch für 1/10 dieses Wertes und Zeitintervalle von 50 nsec (Zeitkonstante der Integrierglieder) liegt der mittlere statistische Zeitfehler unter 2 %. Die Anstiegszeiten von Detektor und Multiplier sind mit wenigen nsec klein gegen den Oszillographenanstieg (20 nsec).

3. Eichverfahren

Jeder Kanal des Spektrometers wurde mit Deuteronen aus einer Pendelelektronen-Ionenquelle [4, 5] geringer Energieunschärfe geeicht. Voraussetzung für das Verfahren ist, daß das ionenoptische Bild des Eintrittsspalt es ganz innerhalb des jeweiligen Austrittsspalt es zu liegen kommt. Die richtige Bildlage wurde durch Justierung der Einschußrichtung mit dem Metallfederbalg (s. Abb. 1) erreicht. Die Energieschärfe wurde auf einem Leuchtschirm durch Beobachtung und durch Aufnahme der Transmissionskurve des Austrittsspalt es in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung an der Ionenquelle überprüft. Bei der Messung des Ionenstroms mittels Faraday-Becher und Galvanometer (MG5) lag eine negative Spannung (50 V) an der Gegenplatte. Durch sie werden Kompensationselektronen aus dem Ionenstrahl entfernt und Sekundärelektronen im Faraday-Becher festgehalten. Bei stationärer Quelle wurden sogleich nach der Ionenstrommessung Kondensator- und Detektorspannungen angelegt. Der ganze Strahl wird nun durch einen Austrittsspalt gelenkt. Die Eichfaktoren der Kanäle i werden

bei konstanter Kondensatorspannung bestimmt als das Verhältnis aus Becherstrom zu Multipliertstrom (κ_i). Die aus mehreren Durchläufen gemittelten relativen Empfindlichkeiten waren innerhalb 10 % reproduzierbar, auch über längere Zeiträume von einigen Wochen.

Literatur

- [1] Bingham, R.L., L.M. Goldman, R.W. Kilb, Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., I.A.E.A., I, 301 (1966).
- [2] HeiB, A., H. Herold, E. Unsöld, Proc. APS Top. Conf., Los Alamos, LA-3770,D7-1, (1967).
- [3] Unsöld, E., Diplomarbeit, TH München (1967).
- [4] Harrower, G.A., Rev. Sci. Instrum. 26, 850 (1955).
- [5] Carlston, C.E., G.D. Magnuson, Rev. Sci. Instrum. 33, 905 (1962).
- [6] Niedermeyer, H., Diplomarbeit, TH München (1967).
- [7] Spitzer, L., Physics of Fully Ionized Gases, Interscience Publishers, New York, 1962.
- [8] Röhr, H., G. Decker, Z. Phys. 214, 157 (1968).
- [9] Rosenbluth, M.N., R.F. Post, Phys. Fluids 8, 547 (1965).
- [10] Post, R.F., M.N. Rosenbluth, Phys. Fluids 9, 730 (1966).
- [11] Wilhelm, R., Laborbericht IPP 1/87, S.12 (1968).
- [12] Longmire, C.L., Elementary Plasma Physics, Interscience Publishers, New York, London, 1963.
- [13] Erdélyi, A. et al., Tables of Integral Transforms, Vol. I, McGraw-Hill Book Co., New York, Toronto, London, 1954.
- [14] Andelfinger, C. et al., Proc. APS Top. Conf., Los Alamos, LA-3770,G2-1, (1967).
- [15] Stringer, T.E., Plasma Phys. (J. Nucl. Energy C) 6, 267 (1964).
- [16] Harris, E., Phys. Rev. Lett. 2, 34 (1959); J. Nucl. Energy C, 2, 138 (1961).
- [17] Hall, L.S., W. Heckrotte, T. Kammash, UCRL-7677 Rev.I.
- [18] Vedenov, A.A., R.Z. Sagdeev, Plasma Phys. and the Probl. of Contr. Therm. Energy, Vol. III, 332 (1958).
- [19] Morse, R.L., Proc. APS Top. Conf., Los Alamos, LA-3770, F3-1, (1967).
- [20] Shapovalov, A.S., Soviet Phys.-Tech. Phys. 10, 810 (1965) und 11, 677 (1966).
- [21] v. Ardenne, M., Tabellen zur angewandten Physik, I, 121 VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1962.

- [22] Kaminsky, M., Atomic and Ionic Impact Phenomena on Metal Surfaces, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1965.
- [23] Lehner, G., F. Pohl, Z. Phys. 207, 83 (1967).
- [24] Lehner, G., Z. Phys. 206, 284 (1967).
- [25] Lehnert, B., Plasma Phys. 9, 301 (1967).
- [26] Kilb, R.W., General Electric Report, 65-RL-3998E (1965).
- [27] Barnett, C.F., J.A. Ray, J.C. Thompson, ORNL-3113.
- [28] Renaud, C., EUR-CEA-FC-343.
- [29] Schumacher, U., Laborbericht IPP 1/93 (1968).
- [30] Becker, G., Third Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Utrecht, 81 (1969).

Herrn Professor Dr. E. Fünfer danke ich für die Themenstellung und die Möglichkeit, die Arbeit in seiner Abteilung des Instituts für Plasmaphysik durchführen zu können.

Den Herren Dr. H. Herold und Dr. H. Röhr danke ich besonders für zahlreiche Diskussionen im Zusammenhang mit dieser Arbeit. Ebenso möchte ich Herrn Priv.-Dozent Dr. G. Lehner für anregende Diskussionen danken.

Weiter gilt mein Dank Frau D. Pohl für die Sorgfalt beim Schreiben der Arbeit und Zeichnen der Abbildungen.