

Experimente mit einem linearen
 $\ell = 1$ Hoch- β -Stellarator an I S A R I

M.Kaufmann
E.Fünfer
J.Junker
J.Neuhauser

IPP 1/111

August 1970

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MUNCHEN

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Experimente mit einem linearen

$\ell = 1$ Hoch- β -Stellarator an I S A R I

M.Kaufmann
E.Fünfer
J.Junker
J.Neuhauser

IPP 1/111

August 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.

IPP 1/111

M. Kaufmann Experiments with a Linear
E. Fünfer $\ell = 1$ High- β -Stellarator
J. Junker on I S A R I
J. Neuhauser (in German)
August 1970

Abstract

In preparation for a toroidal high- β -stellarator a linear experiment with helical $\ell = 1$ symmetry has been made on the ISAR I theta pinch. The fast theta-pinch-like shock heating in the presence of a helical field and the buildup of a plasma column was investigated. It could be seen that the plasma formed a screw near the axis of the vacuum magnetic field. No rapidly growing instabilities or an enhanced diffusion were found.

A. Einleitung

Toroidale Gleichgewichtskonfigurationen vom Typ des Stellarator /1,2/ sind bisher im Wesentlichen im Bereich $\beta \ll 1$ theoretisch und experimentell untersucht worden /3-11/. In der letzten Zeit sind jedoch einige theoretische Untersuchungen mit $\beta \sim 1$ angestellt worden /12-19/. Unter gewissen Voraussetzungen lassen die Ergebnisse erwarten, daß ein stabiles Hoch- β -Gleichgewicht existiert. Dies gilt vor allem für den $\ell = 1$ -Stellarator.

In der vorliegenden Untersuchung sollten experimentelle Erfahrungen mit einer solchen Konfiguration gewonnen werden. Erste Experimente mit einem Hoch- β -Stellarator wurden bereits von Lotz /20/ durchgeführt. Diese Untersuchungen mit helischer $\ell = 3$ -Symmetrie waren allerdings durch niedrige Plasmatemperaturen behindert. In dem jetzt durchgeführten Experiment wurde das Plasma durch eine schnelle Stoßwellenkompression auf Temperaturen größer als 100 eV aufgeheizt, so daß nicht mit einer Beeinträchtigung durch klassische Diffusion gerechnet werden mußte. Auf der anderen Seite wurde eine lineare Anordnung benutzt, so daß nur mit Einschränkungen Aussagen über eine Toruskonfiguration möglich sind. Ein toroidales Experiment unter sonst vergleichbaren Bedingungen ist geplant, so daß dieses Experiment als Vorversuch anzusehen ist.

Da einerseits das lineare Experiment mit einer Länge von 5,4 m relativ geringe Einflüsse hatte, andererseits das geplante Torusexperiment mit einem schlanken Torus (großer Radius /Spulradius ≈ 20) arbeiten soll, sollten eine Reihe von Ergebnissen des linearen Experimentes auf den Torus übertragbar sein. Insbesondere gilt dies für die Fragen, wie sich die helischen Felder auf die Stoßwellenkompression auswirken, ob die Plasmasäule tatsächlich die Form einer Helix annimmt, wie es der $\ell = 1$ -Konfiguration entspricht, und ob schnelle Instabilitäten oder eine erhöhte Diffusion auftreten.

Zur Erzeugung der notwendigen Magnetfeldkonfiguration wurde einem achsenparallelen Grundfeld in einer Theta-Pinch-Spule ein helisches Feld überlagert. Dazu war innerhalb der Spule zwischen Spule und Gefäß ein helisches Drahtpaar angebracht. Entgegengesetzte Ströme in den beiden Zweigen erzeugten dann das $\ell = 1$ Stellaratorfeld. Die Erzeugung des Feldes in dieser Art hatte den Vorteil, daß durch Variation der Drahtströme unabhängig vom Hauptfeld die Rotationstransformation und die Amplitude der magnetischen Seele, die beim $\ell = 1$ -Stellarator eine Helix bildet, in weiten Grenzen variiert werden konnte.

B. Experimentelle Anordnung

Das Grundfeld B_z wurde mit der Batterie Isar I in einer Spule von 5,4 m Länge erzeugt. Die Daten der Batterie sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Batterieteile	2/6	6/6
Kapazität	1,12 mF	3,35 mF
Gesamtinduktivität	16,5 nH	10,3 nH
Spulenlänge	5,4 m	
Spuleninnendurchmesser	19,6 cm	
Gefäßinnendurchmesser	8,7 - 9 cm	
Max. Ladespannung	30 kV	40 kV
Max. Energie	0,5 MJ	2,7 MJ
Max. Magnetfeld	16 kG	45,3 kG
Max. Magnetfeldanstieg	$4,1 \cdot 10^9 \frac{\text{G}}{\text{sec}}$	$8,8 \cdot 10^9 \frac{\text{G}}{\text{sec}}$

Die Spule wurde im Magnetfeldmaximum durch Crowbar-Schalter kurzgeschlossen. Der zeitliche Magnetfeldverlauf ist in der Abb. 1 dargestellt.

Zur Erzeugung des helisches Feldes wurde ein Leiterpaar, bestehend aus je vier einzelnen Drähten schraubenförmig um das Gefäß herumgeführt. Die Periodenlänge der Helix betrug $L = 67,5$ cm entsprechend 8 Perioden auf die gesamte Spulenlänge. Die Helix

hatte einen Radius r_D von 6.6 cm. In dem Foto Abb.2 sind teilweise die oberen Hälften der Theta-Pinch-Spule entfernt, so daß die Anordnung der Drähte erkennbar ist.

Der Strom I_s , der vom Ende der Spule durch Zusatzbatterien eingespeist wurde, floß in den beiden Zweigen des Leiterpaars in entgegengesetzter Richtung (vgl. Abb.3). Dabei verteilte er sich auf die beiden äußeren und die inneren der vier Drähte jeden Zweiges wie 3 : 2. Mit dieser Stromverteilung wurde das Vakuummagnetfeld ohne Berücksichtigung von Spiegelströmen berechnet /21,26/. In der Abb.4 sind die Schnittkurven der magnetischen Flächen des Vakuumfeldes mit einer Ebene senkrecht zur Spulennachse dargestellt. Bis zu sehr hohen Werten von $\alpha = \frac{L}{2\pi r_0^2} \frac{I_s}{B_z} \left[\frac{A}{cm G} \right]$ existieren geschlossene magnetische Flächen innerhalb der Helix. Bedingt durch die günstige Stromverteilung in den Drähten haben die magnetischen Flächen nahezu einen kreisförmigen Querschnitt und die Separatrix liegt stets in unmittelbarer Nähe der Drähte.

Der Abstand der magnetischen Achse a und der Separatrix r_s von der geometrischen Achse in Abhängigkeit von α sind in Abb.5 dargestellt. Zum Vergleich ist der Radius der Gefäßinnenwand eingezeichnet. Es ist erkennbar, daß die Separatrix stets außerhalb des Gefäßes liegt. Ebenfalls eingezeichnet ist die Rotationstransformation pro Periode ℓ_p der magnetischen Achse als Funktion von α .

Die Zusatzbatterien für das helische Feld mit einer gespeicherten Energie von maximal 10 kJ konnten ebenso wie die Hauptbatterie im Maximum des Stromes kurzgeschlossen werden. Durch geeignete Induktivitäten konnte nahezu derselbe relative, zeitliche Stromverlauf wie in der Hauptbatterie eingestellt werden. Bei einem maximalen Strom I_s von 60 kA erreichte das helische Feld auf der Achse etwa 3,5 kG.

Plasmaentladungen wurden mit Anfangsfülldrucken von 6 bis 60 micron D_2 durchgeführt. Das Gas wurde durch zwei z-Strom-Entladungen vorionisiert /22-24/. Energie, Ladespannung und Kreisinduktivität der beiden Vorionisierungen war 1,35 kJ, 70 kV, 14 μ H bzw. 2 kJ, 105 kV, 10,5 μ H. Durch nichtlineare Widerstände ("Thyrite") wurden die Kreise so bedämpft, daß praktisch nur in einer Halbwelle Strom floß.

C. Experimentelle Ergebnisse

- 1) Die in der Einleitung aufgezählten wesentlichen Fragen an dieses lineare Stellaratorexperiment ließen sich vor allem durch **photographische** Schmierbilder klären. Zur Untersuchung der Form der Plasmasäule wurden auch Momentbilder vom Ende her gemacht.

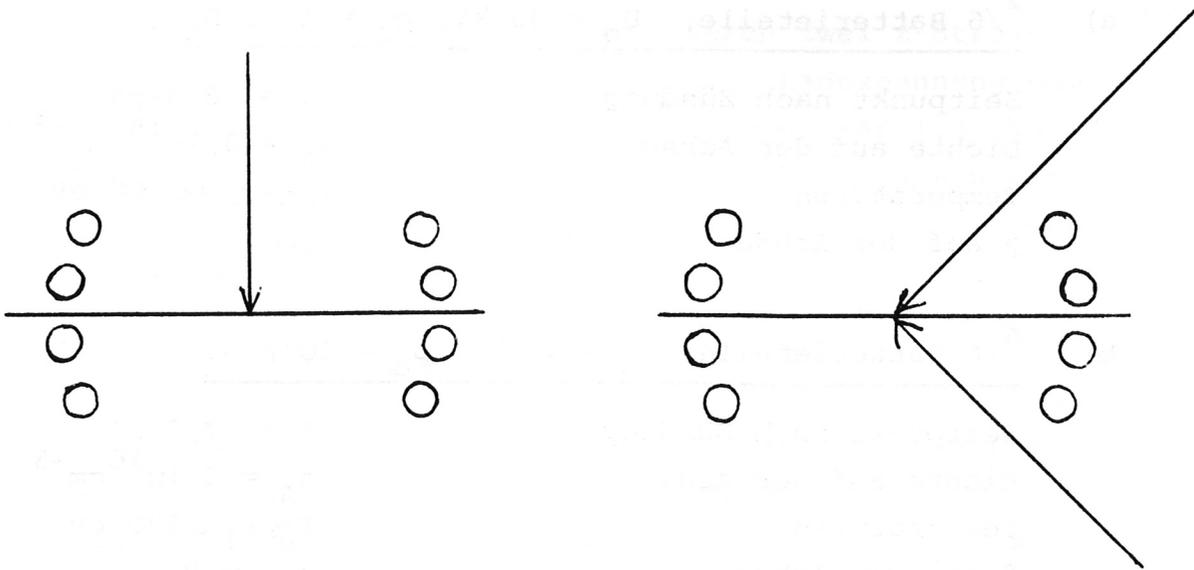
Daneben wurden verschiedene diagnostische Verfahren eingesetzt, um Dichte und Temperatur des Plasmas zu messen. Zunächst wurde dabei nur mit dem Grundfeld B_z ein einfacher Theta-Pinch erzeugt und dieses Plasma untersucht. Es wurden dabei die Neutronenflußrate bei 10 μ D_2 , 6/6, 30 kV gemessen, das Dichteprofil aus dem photometrisch gemessenen Kontinuum bestimmt und diamagnetische Sonden eingesetzt. Um zu prüfen, ob durch die zusätzlichen helischen Felder wesentliche Änderungen auftraten, wurden Dichteprofil und Neutronenrate sowohl mit als auch ohne helische Felder gemessen.

Als wesentliches Ergebnis zeigte sich bei den Versuchen, - die Einzelheiten werden weiter unten ausgeführt- daß praktisch im Dichte- und Temperaturverlauf kein Unterschied zwischen Entladungen mit und ohne helisches Feld zu erkennen war. Zur Charakterisierung des Arbeitsbereiches sollen daher nur zwei typische Beispiele vom Theta-Pinch angegeben werden:

- a) $2/6$ Batterieteile, $U_0 = 30 \text{ kV}$, $p_0 = 10 \mu \text{ D}_2$
- | | |
|------------------------|--|
| Zeitpunkt nach Zündung | $t = 6,5 \mu\text{s}$ |
| Dichte auf der Achse | $n_A = 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ |
| Temperaturen | $T_e \approx T_i \approx 100 \text{ eV}$ |
| β auf der Achse | $\beta_A \approx 1$ |
-
- b) $6/6$ Batterieteile, $U_0 = 30 \text{ kV}$, $p_0 = 10 \mu \text{ D}_2$
- | | |
|------------------------|--|
| Zeitpunkt nach Zündung | $t = 7,5 \mu\text{s}$ |
| Dichte auf der Achse | $n_A = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ |
| Temperaturen | $T_e \approx T_i \approx 230 \text{ eV}$ |
| β auf der Achse | $\beta_A \approx 0,9$ |

Die Untersuchungen wurden damit in einem Bereich durchgeführt, in dem die elektrische Leitfähigkeit gut war, d.h. keine meßbare Diffusion in der Beobachtungszeit auftrat, und in dem die freie Weglänge der Ionen ($\lambda \approx 1 \text{ cm}$) von der Größenordnung des Plasmaradius war.

2. Der wesentliche Einfluß der helischen Felder auf die Dynamik der Plasmasäule konnte in Schmierbildern erkannt werden, die side-on die Bewegung in der Verbindungslinie der Stellaratordrähte beobachteten. Daneben wurde die Plasmabewegung auch stereoskopisch verfolgt. Diese Beobachtung war jedoch durch die vier Stellaratordrähte stark behindert (vgl. Skizze).



nicht-stereoskopische
Beobachtung

stereoskopische
Beobachtung

Schon in der nicht-stereoskopischen Beobachtung konnte man drei Fälle in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit zwischen der Hauptbatterie und der Zusatzbatterie deutlich unterscheiden.

- a) Wurde das helische Feld vor dem Grundfeld eingeschaltet ($\Delta t_{z,s} < 0$), so zerriß die Plasmasäule schon in der dynamischen Phase. In der Abb. 6 ist ein Schmierbild einer solchen Entladung wiedergegeben;
- b) War $0 \leq \Delta t_{z,s} \lesssim 0,5 \mu s$, d.h. wurden die Felder gleichzeitig oder das helische Feld zumindest noch während der ersten Kompression eingeschaltet, so bildete das Plasma eine Säule, die nicht zerriß. Die Plasmasäule führte allerdings starke Schwingungen aus. Diese Schwingungen sind in dem rechten Schmierbild der Abb.7 deutlich erkennbar.

Die Plasmasäule bewegte sich an jeder Stelle von der Achse weg in Richtung auf die magnetische Achse des Vakuumpfeldes zu. Die Plasmasäule bildete also selbst eine Helix. Die Schwingungen entsprechen einer zeitlichen Variation des Radius dieser Helix. Die Oszillationsfrequenz liegt bei 0,35 MHz.

- c) Während im Fall b) das gleichzeitige Einschalten der Batterien dazu führte, daß das Verhältnis $\alpha \sim \frac{I_s}{B_z}$ bis etwa 11 μ s annähernd konstant blieb, führte eine Verzögerung

$\Delta t_{z,s} > 0$ zu einem zeitlich ansteigenden α -Wert.

Mit $\Delta t_{z,s}$ vergleichbar oder größer als die Zeit bis zur ersten Kompression wurden nur schwache Oszillationen beobachtet. Das Plasma wurde (vgl. Abb.7, linke Hälfte) langsam aus der geometrischen Achse heraus in Richtung auf die magnetische Achse zu verschoben.

In dieser Meßserie waren die Induktivitäten der Crowbar-Schalter der beiden Batterien nicht gleich. Dies führte für Zeiten größer als etwa 11 μ s zu einem starken Anstieg von α . Die daraus resultierende starke Versetzung führte in beiden Fällen (b+c) zu einer Berührung des äußeren Plasmarandes mit der Wand(vgl. Abb.7).

In einer weiteren Meßserie wurde der relative, zeitliche Verlauf der beiden Felder besser ausgeglichen, so daß innerhalb der ersten 15 μ s α innerhalb einer Grenze von $\pm 10\%$ konstant war, solange beide Batterien gleichzeitig geschaltet wurden. Unter diesen Bedingungen konnte die Plasmasäule wesentlich länger beobachtet werden. In der Abb.8 sind solche Schmierbilder wiedergegeben. Die Entladungen wurden diesmal mit höherem maximalen Grundfeld ($B_{\max} = 34$ kG) und für Fülldrucke von 10 und 20 μ D₂ durchgeführt.

Für beide Drucke sind jeweils die Fälle wiedergegeben: der einfache Theta-Pinch ohne Zusatzfeld, die Entladung mit beiden Feldern zeitgleich und mit $\Delta t_{z,s} = 0,5 \mu$ s.

Bis zu $12 \mu\text{s}$ etwa sind in keinem der Fälle deutliche Instabilitäten sichtbar. Erst dann setzen sowohl beim Theta-Pinch als auch beim Stellarator $m = 1$ und $m = 2$ -Instabilitäten ein. Als einzige deutliche Auswirkung der helischen Zusatzfelder ist für $p_0 = 20 \mu D_2$ erkennbar, daß statt der $m = 2$ -Instabilitäten des einfachen θ -Pinches $m = 1$ -Instabilitäten auftreten. Die Schwingungsfrequenz der Plasmasäule bei gleichzeitigem Einschalten der Felder betrug in diesem Falle $0,6 \text{ MHz}$ bei $10 \mu D_2$ bzw. $0,45 \text{ MHz}$ bei $20 \mu D_2$. Die Verschiebung der Plasmasäule aus der geometrischen Achse heraus soll mit der Lage der magnetischen Achse des entsprechenden Vakuumfeldes verglichen werden. In der Abb. 9 sind beide Größen als Funktion der Zeit aufgetragen. Im oberen Beispiel ist das helische Zusatzfeld gegenüber dem Hauptfeld mit einer Verzögerung von nur $0,3 \mu\text{s}$ eingeschaltet, im unteren Beispiel sind es $2 \mu\text{s}$. Die an zwei Stellen der Achse ($z = \text{Abstand von der Mittelebene}$) beobachtete Plasmasäule führt im ersten Fall starke Schwingungen aus, die gedämpft sind. Dabei ist die Auslenkung zunächst größer, dann kleiner als die Amplitude der magnetischen Achse im Vakuum. Wird das helische Feld stark verzögert eingeschaltet, so stimmt die Auslenkung der Plasmasäule ungefähr mit der Auslenkung der magnetischen Achse überein. Zur Verdeutlichung soll noch einmal betont werden, daß die beobachtete lokale Auslenkung der Plasmasäule keine Versetzung als Ganzes bedeutet. Sie erfolgt an den verschiedenen z -Stellen jeweils in Richtung der helischen magnetischen Achse. Das Plasma bildet also selbst eine Helix.

Die stereoskopische Beobachtung war, wie schon erwähnt, durch die Drähte stark im Gesichtsfeld behindert. Durch Vignettierung ergaben sich Unsicherheiten bei der Festlegung des Plasmamittelpunktes aus den Schmierbildern.

In der Abb. 10 sind zwei typische Beispiele wiedergegeben. Im ersten Fall (oberes Bild) wurde das helische Zusatzfeld

2 μs nach dem Hauptfeld eingeschaltet und stieg in späteren Zeiten auf relativ hohe Werte an. Das Plasma wurde ungefähr in Richtung auf die magnetische Achse ausgelenkt und blieb etwa bis 7 μs in ihrer Nähe. Einer weiteren Vergrößerung der Helix, die die magnetische Achse bildet, folgte das Plasma nicht. Etwa bei 10 μs wich das Plasma zur Seite aus.

Im zweiten Fall wurden beide Felder gleichzeitig eingeschaltet, so daß ihr Verhältnis längere Zeit konstant blieb. Das Plasma wurde wieder in die Nähe der Magnetischen Achse gebracht. Es führte dabei Schwingungen aus, deren Richtung nur grob mit der Richtung der Verbindungslinie der Drähte übereinstimmte. Zu späten Zeiten trat eine Drift aus dieser Lage auf. Dabei muß aber beachtet werden, daß etwa 12 μs nach Zündung auch beim einfachen θ -Pinch unter diesen Bedingungen Instabilitäten auftreten (vgl. Abb.8)

- 3) Wegen der Unsicherheit der stereoskopischen Beobachtung von der Seite, wurde das Plasma vom Ende her beobachtet, um zusätzlich zu prüfen, daß die Plasmasäule auf ihrer ganzen Länge eine Helix bildet. Als Projektion müßte das Plasma bei ausreichend großem Radius der Helix ein ringförmiges Bild ergeben. Der für die Beobachtung der extrem schlanken Helix benutzte telezentrische Strahlengang mit einer Öffnung von nur etwa 1:200 ergab nur bei Fülldrucken oberhalb von 20 $\mu\text{ D}_2$ ausreichende Helligkeit (Bildwandler mit 1 μs Belichtungszeit).

In der Abb. 11 sind end-on-Photografien der Plasmasäule wiedergegeben. Während im Fall des reinen Theta-Pinches nur ein heller Fleck erkennbar ist (oberes Bild), sind beim Einschalten von helischem Zusatzfeldern helle Ringe zu sehen, die der Projektion eines schraubenförmigen Plasmas entsprechen. Diese Momentbilder wurden 4,5 μs nach Zündung der Entladung gemacht. Zu wesentlich späteren Zeiten war vom Ende her kein deutlicher Ring mehr zu beobachten. Eventuell störte das ausströmende Plasma, welches bei dem telezentrischen Strahlengang mit stark erhöhtem Öffnungswinkel beobachtet wurde.

- 4) Durch die fotografischen Schmier- und Momentbilder wurde vor allem die Bewegung der Plasmasäule als Ganzes verfolgt. Darüber hinaus sollte geprüft werden, ob die zusätzlichen, helischen Felder einen Einfluß auf die Plasmasäule selbst hatten. Dieser Einfluß könnte z.B. in einer erhöhten Diffusion oder in einer Verformung des Querschnitts bestehen. Dazu wurde das Dichteprofil genauso wie bei der einfachen Theta-Pinch-Entladung photometrisch gemessen.

Der relative, zeitliche Verlauf der Dichte im Zentrum der Plasmasäule, so wie er sich aus den Kontinuumsmessungen ergibt, ist in Abb. 12 dargestellt. Zum Vergleich sind Werte auch aus Entladungen ohne zusätzliches, helisches Feld eingezeichnet. Die Messung erfolgte in einer Richtung senkrecht zur Verbindungslinie der Stellaratordrähte. Es ergaben sich keine wesentlichen Abweichungen zwischen den Fällen mit und ohne helische Felder. Insbesondere zeigten sich keine Anzeichen für eine erhöhte Diffusion.

Auch die in der Abb. 13 dargestellten Halbwertsbreiten des Dichteprofils als Funktion der Zeit lassen in der adiabatischen Phase keinen deutlichen Unterschied erkennen. Bei Fülldrucken ab $40 \mu D_2$ waren allerdings während der gesamten Beobachtungszeit in den side-on-Schmierbildern innerhalb der Plasmasäule unsymmetrische, helle Streifen erkennbar, die beim einfachen Theta-Pinch fehlten. Die Plasmasäule erschien verbreitert.

Ob der Querschnitt der Plasmasäule durch die helischen Felder elliptisch verformt wurde /17/, konnte nicht geprüft werden, da die Beobachtung in der Richtung der Verbindungslinie der Drähte nicht möglich war. Eine eventuelle elliptische Verformung sollte aber auf jeden Fall gering sein, da sonst eine deutlichere Abweichung der Halbwertsbreiten vom Theta-Pinch auftreten müßte.

- 5) Die Messung der Fusionsneutronen wurde bei 1.5 MJ/10 μ auch in Entladungen mit Stellaratorfeld durchgeführt. Es zeigte sich kein Unterschied innerhalb der Meßgenauigkeit, so daß zusammen mit der Dichtemessung anzunehmen ist, daß die Temperatur durch die zusätzlichen Felder nicht beeinflusst wurde.
- 6) Grundsätzlich könnten während der Hauptentladung mit zusätzlichen, helischen Feldern axiale Ströme über den Vorionisierungskreis fließen. Wie eine Messung ergab, flossen jedoch keine Ströme größer als etwa 0,5 kA.

D. Diskussion

Das hier beschriebene lineare Experiment wurde zur Vorbereitung eines toroidalen Hoch- β -Stellarator-Experiments durchgeführt. Unter anderem ging der Anstoß zu diesem Experimenten von einigen theoretischen Arbeiten /12,17/ aus, die in der letzten Zeit Gleichgewicht und Stabilität eines Hoch- β -Stellarators untersucht haben und einen gewissen Optimismus für ein stabiles, toroidales Gleichgewicht in einem sinnvollen Parameterbereich zulassen.

Im folgenden sollen zunächst die wesentlichen Voraussetzungen und Ergebnisse der theoretischen Arbeiten beschrieben, dann die Ergebnisse des vorliegenden Experiments zusammengefaßt und ihr Vergleich mit der Theorie und ihre Übertragbarkeit auf ein toroidales Experiment diskutiert werden. Die Diskussion der theoretischen Ergebnisse soll auf die drei von Blank, Grad und Weitzner /12/, Nührenberg /17/ und Weitzner /19/ behandelten Modelle beschränkt bleiben. Während Nührenberg nur den $\ell = 1$ -Stellarator untersucht hat, haben die anderen Rechnungen gezeigt, daß der $\ell = 1$ -Stellarator bezüglich der Stabilität gegen die $m = 1$ -mode (Versetzung der Plasmasäule) gegenüber Stellaratoren mit $\ell \geq 2$ bei hohem β überlegen ist. Es soll daher auch hier nur der $\ell = 1$ -Stellarator betrachtet werden.

Alle genannten Arbeiten benutzen MHD-Modelle mit unendlicher Leitfähigkeit. Es wird nach kleinen Größen ϵ entwickelt, ohne daß die Konvergenz des Verfahrens gezeigt wird. Die Resultate sind durchweg nur in niedrigster Ordnung angegeben. Die Skalierung der wesentlichen Parameter ist in der folgenden Tabelle angegeben:

	Blank Grad Weitzner/12/	Nühren- berg/17/	Weitzner /19/	Exp.
ka	$\sim \epsilon$	$\sim \epsilon$	$\sim \epsilon$	$\leq 0,2$
a/r_p	$\sim \epsilon$	(1)	~ 1	≤ 2
ρ	~ 1	(6,5)	~ 1	(≈ 10)
β_A	~ 1	(0,6)	~ 1	$\approx 0,8$

$$k = \frac{2\pi}{L} \quad L: \text{Periodenlänge der Helix}$$

a = Radius der Helix, die die magn. Achse bildet

r_p = Plasmaradius

$$\rho = \frac{\text{Spulenradius (= fixierte magn. Fläche)}}{\text{Plasmaradius}}$$

$\beta_A = \beta$ in der Mitte der Plasmasäule

Während Nührenberg ein diffuses Druckprofil angenommen hat, wurde in den beiden anderen Arbeiten mit einem Oberflächenstrommodell gerechnet. Die bei Nührenberg in Klammern gesetzten Werte beziehen sich auf das gerechnete numerische Beispiel. Zum Vergleich wurden die Werte des durchgeführten Experimentes danebengestellt. Für ρ wurde hierbei statt des Spulenradius der Radius der Drahtwicklung eingesetzt, für den Plasmaradius die Viertelwertsbreite des Dichteprofils.

Wie erkennbar ist, stimmt die Skalierung der Modelle von Nührenberg /17/ und Weitzner/19/ ungefähr mit dem Experiment überein.

Unter den gemachten Voraussetzungen finden die theoretischen Arbeiten im linearen Fall helische Gleichgewichte, deren magnetische Achse nicht stark von der magnetischen Achse des Vakuumfeldes abweicht. Nührenberg gibt eine elliptische Verformung des Plasmaquerschnitts an und findet Stabilität gegen ein lokales Stabilitätskriterium für das untersuchte Druckprofil. Die nur von Weitzner durchgeführte Stabilitätsrechnung für die $m = 1$ mode ergibt Stabilität, solange die leitfähige Wand nicht zu weit von der Plasmaoberfläche entfernt ist. In der Abb.14 sind als Funktion von $\rho = \frac{r_c}{r_p}$ und β für verschiedene Amplituden a der magnetischen Achse die stabilen Bereiche angegeben. Abgesehen von extremen Parameterbereichen ergibt die Rechnung im Oberflächenstrommodell Instabilität für $m \geq 2$.

Nach dieser sehr groben Zusammenfassung der theoretischen Untersuchungen, bei der auch toroidale Effekte nicht berücksichtigt wurden, sollen jetzt die experimentellen Ergebnisse zusammengefaßt werden. Man kann dies in folgenden 4 Punkten tun:

- 1) Abgesehen von dem Fall, daß die helischen Zusatzfelder vor dem Hauptfeld eingeschaltet wurden, störten die helischen Felder nicht die schnelle Stoßwellenaufheizung. Die Plasmasäule hatte nahezu dieselben Parameter, wie im Falle einer Theta-Pinch-Entladung mit gleichem Anstieg.
- 2) Die Plasmasäule wurde durch die helischen Felder annähernd zu einer Helix verformt. Der Radius dieser Helix stimmt ungefähr mit dem Radius der magnetischen Achse des Vakuumfeldes überein. Die Plasmasäule schien in dieser Lage gegenüber Störungen, die mit einer Veränderung des Helixradius verbunden sind, stabil zu sein. Die rück-

treibende Kraft kann aus den beobachteten Oszillationen berechnet werden.

- 3) Deutliche, exponentiell anwachsende $m = 1$ Instabilitäten mit Anwuchszeiten $\tau \leq 5 \mu\text{s}$ wurden nicht beobachtet. Allerdings bildet die Plasmasäule auch keine exakte Helix. Zu späteren Zeiten treten die wahrscheinlich durch die Enden verursachten typischen Theta-Pinch Instabilitäten auf.
- 4) Die Profile der Plasmasäule werden durch die helischen Felder nicht beeinflusst. Eine erhöhte Diffusion konnte nicht beobachtet werden.

Aus Punkt 4 darf man den Schluß ziehen, daß die Oberfläche der Plasmasäule annähernd mit einer magnetischen Fläche zusammenfällt. Da diese nach Punkt 2 ungefähr mit einer magnetischen Fläche des Vakuumfeldes übereinstimmt und da keine axialen Ströme fließen, kann man schließen, daß die Rotationstransformation außerhalb der Plasmasäule nicht stark vom Vakuumfall abweicht. Für diesen Fall ist die Rotationstransformation pro Periode in der Nähe der Achse $t_p = 1/2 (ak)^2$, so daß man im Experiment auf Werte von $t_p \leq 0.02$ kommt.

Die gesamte Rotationstransformation in der Plasmaoberfläche kann allerdings von diesem Wert für das reine $\ell = 1$ Feld stark abweichen, wenn z.B. der Querschnitt nicht mehr kreisförmig ist. Eine bei diesem Experiment nicht beobachtbare elliptische Verformung des Querschnitts mit einem Achsenverhältnis 0.9 : 1.1 würde eine gleich große zusätzliche Rotationstransformation erzeugen. Die Rotationstransformation innerhalb des Plasmas wird natürlich davon abhängen, zu welchem Zeitpunkt die zusätzlichen, helischen Felder eingeschaltet wurden. Wenn sie verspätet eingeschaltet werden, sollte die Leitfähigkeit so hoch sein, daß im Inneren die Rotationstransformation null ist.

Die beobachteten Oszillationen bei der Einstellung der Plasmahelix können mit Ergebnissen einer Modellrechnung verglichen werden. Die rücktreibenden Kräfte können aber nicht einfach dadurch erklärt werden, daß das Magnetfeld in der Nähe der Leiter stark ansteigt. Praktisch unter allen Arbeitsbedingungen fällt der Betrag des Magnetfeldes im **Vakuum** innerhalb des Entladungsgefäßes monoton von einem Leiter zum anderen ab /26/.

Insgesamt kann man über das experimentell beobachtete Gleichgewicht im Vergleich zu den theoretisch untersuchten Gleichgewichten feststellen, daß sie im wichtigen Punkt der $\ell = 1$ -Verformung übereinstimmen - das Plasma liegt in der Nähe der magnetischen Achse des Vakuumfeldes -, daß aber in Details (Verformung des Querschnitts, $t(r)$) keine Aussagen gemacht werden können.

In Bezug auf die Stabilität ist auch nur ein bedingter Vergleich möglich. Für die wichtige $m = 1$ mode sind wohl zwei Unterschiede in den Voraussetzungen zwischen Theorie und Experiment zu beachten. Einmal wurde in den Stabilitätsrechnungen eine magnetische Fläche als leitfähige Wand festgehalten, während im Experiment die stromdurchflossenen helischen Drähte fixiert sind. Als zweites ist im Oberflächenstrommodell /19/ der Außenraum ein Vakuumfeld, während im Experiment mit kraftfreien Strömen außen gerechnet werden muß (vgl. Screw-Pinch Experimente /25/). Wenn man trotzdem einen Vergleich durchführt, indem man für den Plasmarand den Radius nimmt, bei dem die Dichte auf ein Viertel abgefallen ist und den Radius der Drahtwicklung mit dem Spulenradius identifiziert, dann zeigt sich, daß mit experimentellen Werten von $\rho = 8 \dots 15$, $\frac{a}{r_p} = 1 \dots 3$ und $\beta = 0.5 \dots 0.9$ für $t > 3 \mu s$ die Experimente durchweg im instabilen Bereich durchgeführt wurden (vgl. Abb. 14).

Es ist allerdings möglich, daß die Anwachsrate im instabilen Bereich sehr klein sind. Zumindest die ursprüngliche Skalierung von Blank, Grad und Weitzner /12/ ergibt sehr kleine Anwachsrate für die experimentellen Bedingungen /18/, solange β nicht sehr nahe an 1 kommt. Neben dem Unterschied in der Skalierung zwischen diesem Modell und dem Experiment entsteht natürlich auch die Frage, welches effektive β für das Experiment mit variablem β im Vergleich zu dem Oberflächenstrommodell angenommen werden soll.

Wenn man allerdings in sehr starker Vereinfachung die Anwachzeit einer $m = 1$ Instabilität dadurch abschätzt, daß man aus der Krümmung der Plasmasäule die toroidale Driftzeit bis zur Wand errechnet, so ergeben sich bei Krümmungsradien der Plasmasäule bis zu $r_k = 50$ cm Driftzeiten in der Größenordnung $1 \mu s$. Vergleichbar anwachsende Instabilitäten können im Experiment ausgeschlossen werden.

Die in den Modellen mit Oberflächenstrom /12,19/ beobachtete Instabilität für Moden $m \gg 2$ kann nicht für einen Vergleich herangezogen werden, da hier **stark die wahre** Profilform eingehen sollte. Die von Nührenberg untersuchte Profilform hat dagegen Ähnlichkeit mit experimentellen Profilen und zeigt andererseits Stabilität gegen ein lokales Stabilitäts-Kriterium. Übereinstimmend wurde im Experiment nichts beobachtet, was auf lokale Instabilitäten hindeutet.

Im Hinblick auf ein toroidales Experiment in ähnlicher Konfiguration wie das hier beschriebene lineare Experiment, sollen hier die Eigenschaften aufgezählt werden, die wahrscheinlich vom linearen auf das toroidale Experiment übertragen werden können. Übertragbar sollte die Tatsache sein, daß die Stoßwellenkompression durch die helischen Felder im allgemeinen nicht gestört wird, daß sich eine Plasmasäule ausbildet und daß diese helisch verformt wird. Schnell anwachsende $m = 1$ Instabilitäten

und Instabilitäten mit $m \geq 2$ sollten auch im Torus nicht auftreten, solange die helikale Krümmung die toroidale überwiegt. Unklar ist die Frage, ob die toroidale Drift durch die Magnetfeldkonfiguration kompensiert werden kann. Durch das lineare Experiment konnte eine rücktreibende Kraft weder gefunden noch ausgeschlossen werden.

14/ O. Pfeiffer, A. Schläter, MPI-Report, PA 1/62 (62)
15/ H.E. Fuchs, M.N. Rosenbluth, Phys. Fluids, 5 (64) 1064
16/ J.M. Greene, D.L. Johnson, K.E. Weinger, Phys. Fluids, 6 (62/63)
17/ H. Grad, Phys. Fl., 10 (67) 1117
18/ W. Stodiek, B.J. Grove, J.D. Keeler, Conf. Plasma Phys. Contr.
Fus. Res., Götting, (65) 1, 287
19/ D. Eckhardt, G.V. Gierke, G. Geisler, Conf. Plasma Phys. Contr.
Fus. Res., Götting, (67) 2, 713
20/ D.J. Green, R.B. Meservey, W. Stodiek, Conf. Plasma Phys. Contr.
Fus. Res., Novosibirsk, 1967, 1, 432
21/ R. Berk, D. Eckhardt, G.V. Gierke, G. Geisler, Conf. Plasma Phys.
K.U.v. Zagreb, W. Götting, Conf. Plasma Phys. Contr.
Novosibirsk, 1967, 1, 513
22/ A.A. Rink, H. Grad, H. Weitzner, Conf. Plasma Phys. Contr.
Novosibirsk, (69)
23/ G.R. Vekshstein, Los Alamos-Report, LA-19-68-51 (68)
24/ E.L. Riber, LA-4198 (69) Los Alamos Report
25/ M.N. Rosenbluth, D.L. Johnson, J.M. Greene, K.E. Weinger,
Phys. Fl., 12, (69) 728
26/ H. Grad, H. Weitzner, Phys. Fl., 12 (69) 1222
27/ J. Wüthrich, IPP-Report, 6/77 (69)

Literaturverzeichnis

- /1/ L.Spitzer, Jr., Phys. Fl. 1 (58) 253
- /2/ M.D.Kruskal, R.M.Kulsrud, Phys.Fl. 1 (58) 265
- /3/ J.L.Johnson, C.R.Oberman, R.M.Kulsrud, E.A.Frieman, Phys.Fl. 1 (58) 281
- /4/ D.Pfirsch, A.Schlüter, MPI-Report, PA/7/62 (62)
- /5/ H.P.Furth, M.N.Rosenbluth, Phys. Fluids, 7 (64) 764
- /6/ J.M.Greene, J.L.Johnson, K.E.Weimer, Pl.Phys. 8 (66) 145
- /7/ H.Grad, Phys.Fl. 10 (67) 137
- /8/ W.Stodiek, D.J.Grove, J.O.Kessler, Conf.Plas.Phys.Contr. Fus.Res., Culham, (65) 2, 687
- /9/ D.Eckhartt, G.v.Gierke, G.Grieger, Conf.Plas.Phys.Contr. Culham, (65), 2, 719
- /10/ D.J.Grove, E.B.Meservey, W.Stodiek, K.M.Joung, Conf.Plas.Phys. Contr. Novosibirsk, (69) 1, 479
- /11/ E.Berkl, D.Eckhartt, G.v.Gierke, G.Grieger, E.Hinnov, K.U.v.Hagenov, W.Ohlendorff, Conf.Plas.Phys. Contr. Novosibirsk, (69) 1, 513
- /12/ A.A.Blank, H.Grad, H.Weitzner, Conf.Plas.Phys. Contr. Novosibirsk, (69)
- /13/ G.E.Vekshtein, Los Alamos-Report, LA-TR-68-43 (68)
- /14/ F.L.Ribe, LA-4098 (69) Los Alamos Report
- /15/ M.N.Rosenbluth, J.L.Johnson, J.M.Greene, K.E.Weimer, Phys.Fl. 12, (69) 726
- /16/ H.Grad, H.Weitzner, Phys.Fl. 12 (69) 1725
- /17/ J.Nührenberg, IPP-Report, 6/77 (69)

- Abbildungen
- /18/ K.E.Weimer, J.M.Greene, J.L.Johnson, Pl.Phys. 12 (70) 227
- /19/ H.Weitzner, Veröffentl. in Vorbereitung
- /20/ W.Lotz, IPP-Report 1/92
- /21/ A.I.Morozow, L.S.Solovev, Reviews of Plasma Physics, 2 (1966) 42
- /22/ W.Hertz, A.Koller, A.Michel, Z.Naturf. 19a (1964) 1089
- /23/ U.Schumacher, R.Wilhelm, H.Zwicker, DPG-Frühjahrstagung Kiel (1966)
- /24/ C.Andelfinger et al., IPP-Report 1/67
- /25/ C.Bobeldijk, R.J.J.van Heijningen, P.C.T.v.d.Laan, L.Th.M.Ornstein, W.Schuurman, R.F. de Vries, Proc. 3rd Conf.on Plasma Phys. Contr.Nucl.Fus.Res., Novosibirsk (1968)
- /26/ F.Pohl, G.Lehner, M.Kaufmann, IPP-Report in Vorber.

Abbildungen

- Abb. 1 Grundfeld B_z als Funktion der Zeit
- Abb. 2 Anordnung der helischen Leiter
- Abb. 3 Stellaratorstromkreis
- Abb. 4 Querschnitt der magnetischen Flächen für verschiedene Werte α
- Abb. 5 Radius der magnetischen Achse a und der Separatrix r_s und die Rotationstransformation t als Funktion von α
- Abb. 6 Schmierbild einer Entladung mit $\Delta t_{z,s} = -1 \mu s$
($10 \mu D_2$, $B_{max} = 16 \text{ kG}$)
- Abb. 7 Schmierbilder von Entladungen mit $\Delta t_{z,s} = 0$
bzw. $\Delta t_{z,s} = 1,5 \mu s$ ($10 \mu D_2$, $B_{max} = 16 \text{ kG}$)
- Abb. 8a Entladungen ohne und mit helischem Feld, $10 \mu D_2$
- Abb. 8b Entladungen ohne und mit helischem Feld, $20 \mu D_2$
- Abb. 9 Vergleich der Plasmaauslenkung mit der Amplitude der magnetischen Achse
- Abb. 10 Bewegung der Plasmasäule in der Ebene senkrecht zur Achse
- Abb. 11 End-on-Bilder der Plasmasäule ohne und mit helischem Feld
($4,5 \mu s$ nach Zündung der HE)
- Abb. 12 Dichte auf der Achse als Funktion der Zeit, mit und ohne helisches Feld
- Abb. 13 Halbwertsbreite des Dichteprofiles als Funktion der Zeit, mit und ohne helisches Feld
- Abb. 14 Stabilitätsgrenzen für die $m = 1$ mode als Funktion von $\beta = \frac{r_c}{r_p}$ und β nach G.Weitzner /19/.

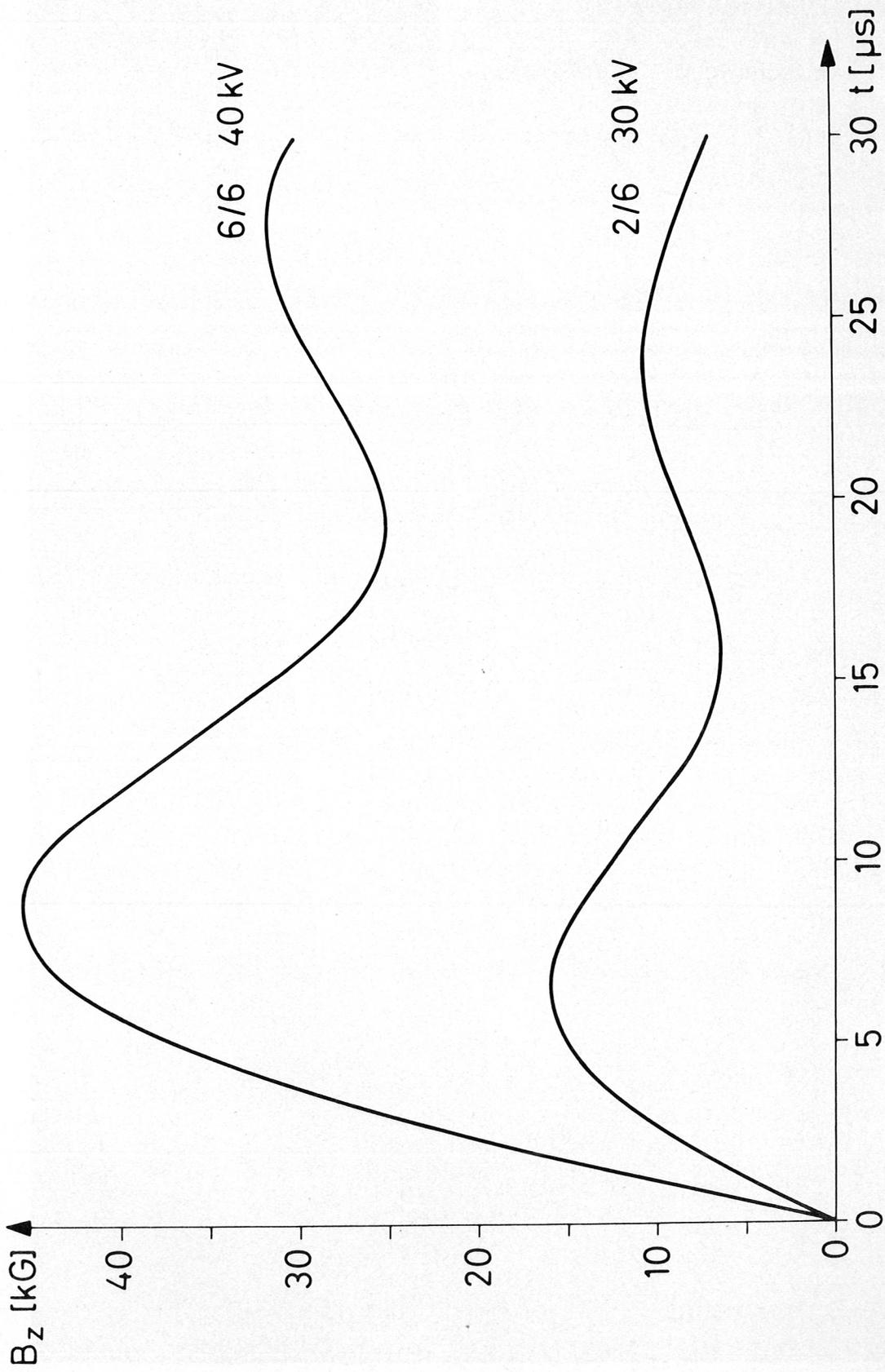


Abb. 1 Grundfeld B_z als Funktion der Zeit

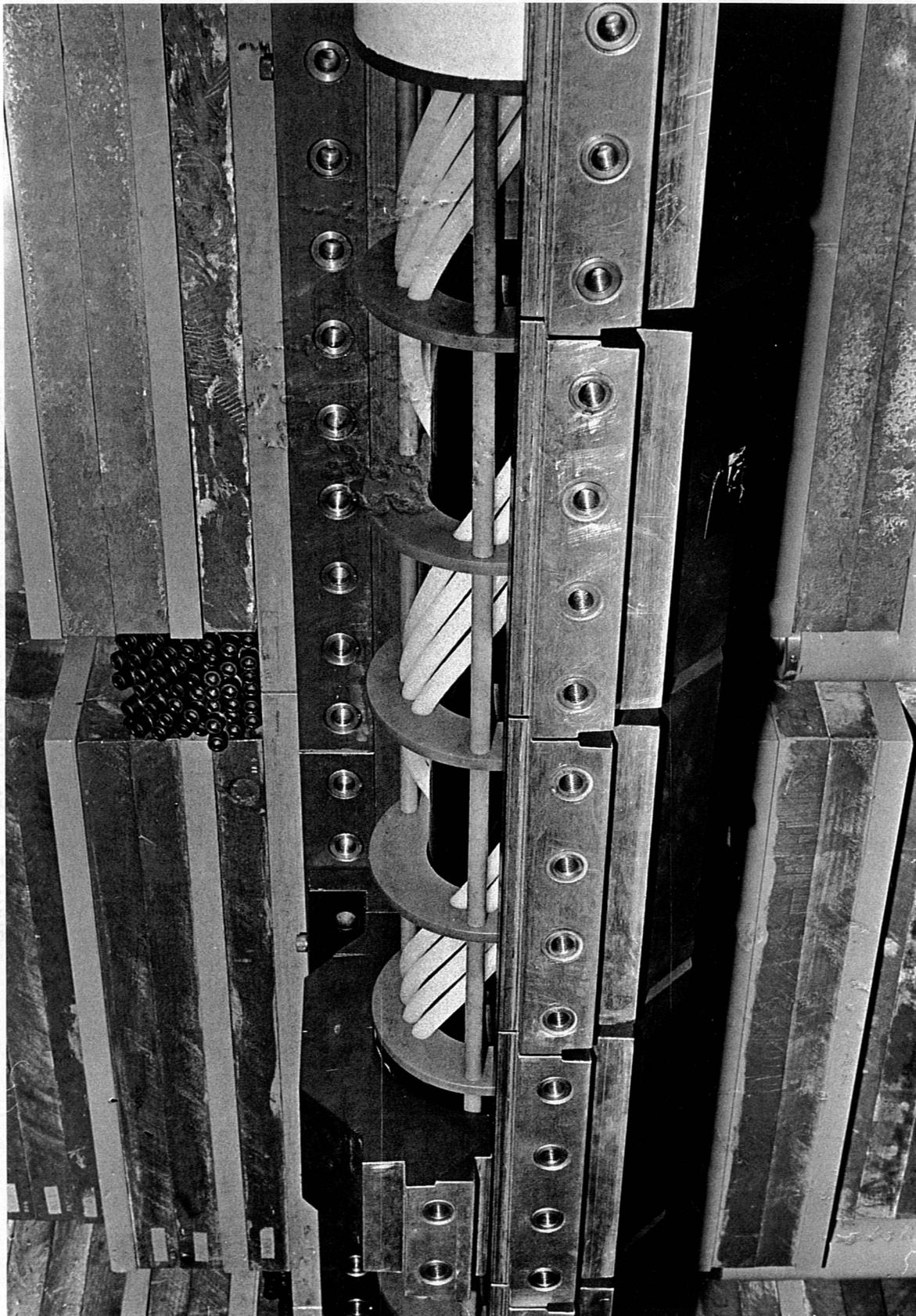


Abb. 2 Anordnung der helischen Leiter

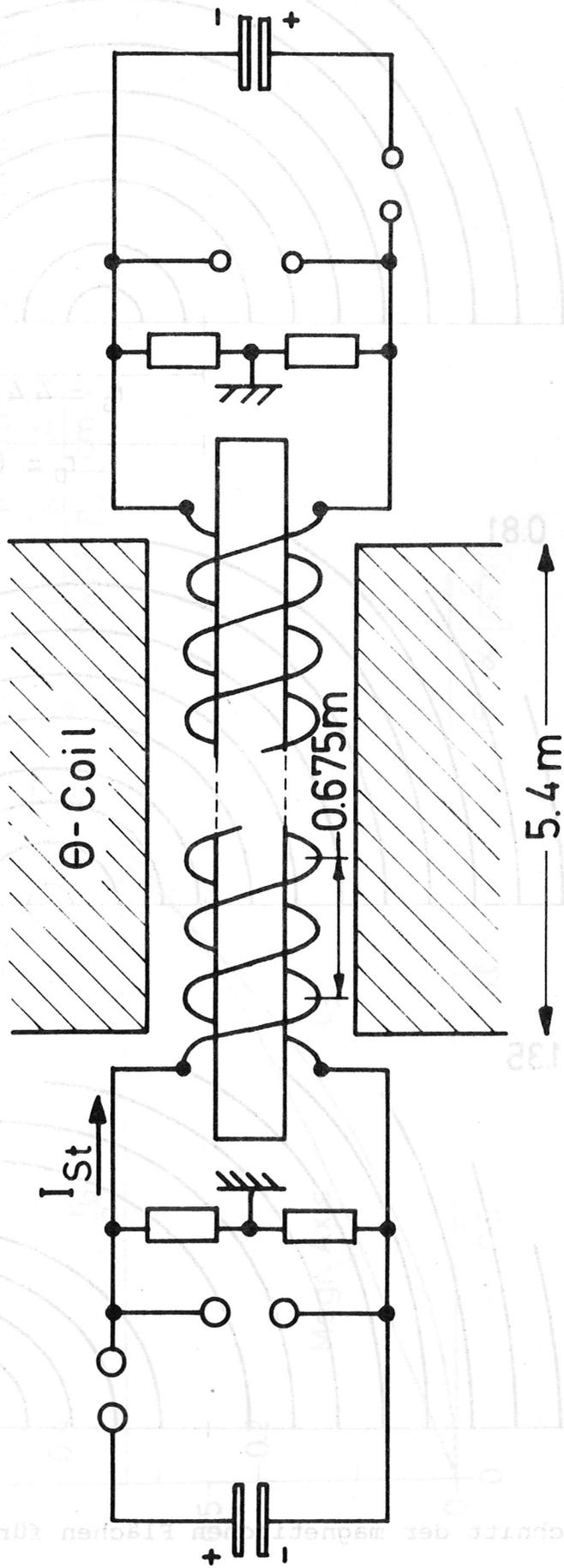


Abb. 3 Stellaratorstromkreis

Abb. 4 Querschnitt der magnetischen Flächen für verschiedene Werte α

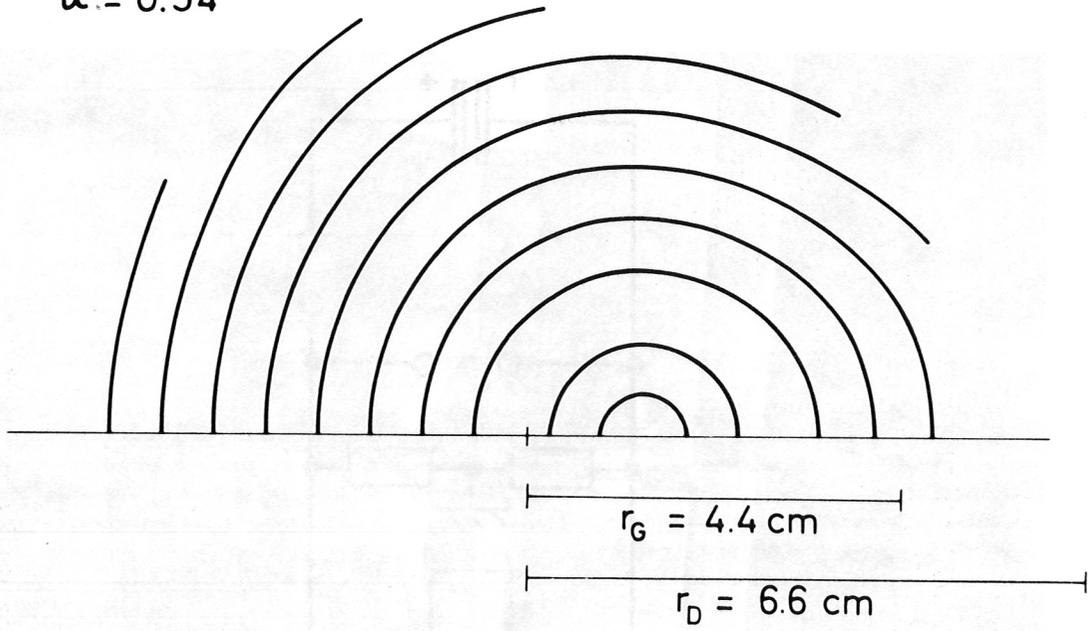
Abb. 5 Radius der magnetischen Achse a und der Separatrix r_s und

$\alpha = 0.24$

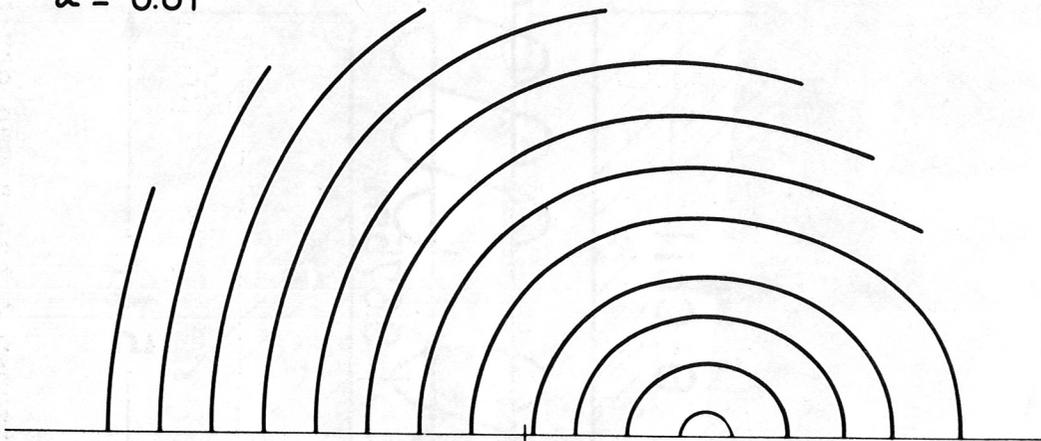
$180 = \alpha$

$r = 1.32$

$\alpha = 0.54$



$\alpha = 0.81$



$\alpha = 1.35$

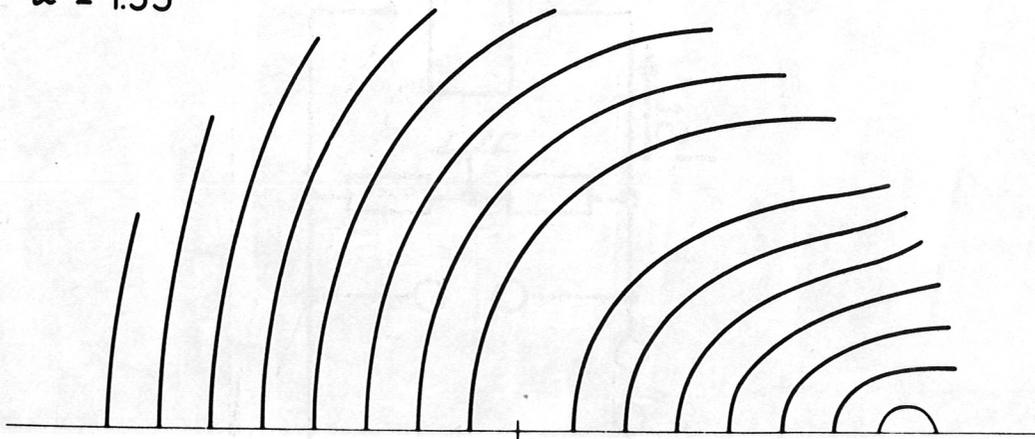


Abb. 4 Querschnitt der magnetischen Flächen für verschiedene Werte α

$a = 6.6 \text{ cm}$ Radius d. Draathelix
 $L = 67.5 \text{ cm}$ Periodenlänge d. Helix
 $r_G = 4.4 \text{ cm}$ Gefäßradius
 I_S Drahtstrom
 B_z Grundfeld in Achsenrichtung
 ω_p Rotationstransformation pro Periode

$$\alpha = \frac{L}{2\pi a^2} \frac{I_S}{B_z} \left[\frac{\text{A}}{\text{cmG}} \right]$$

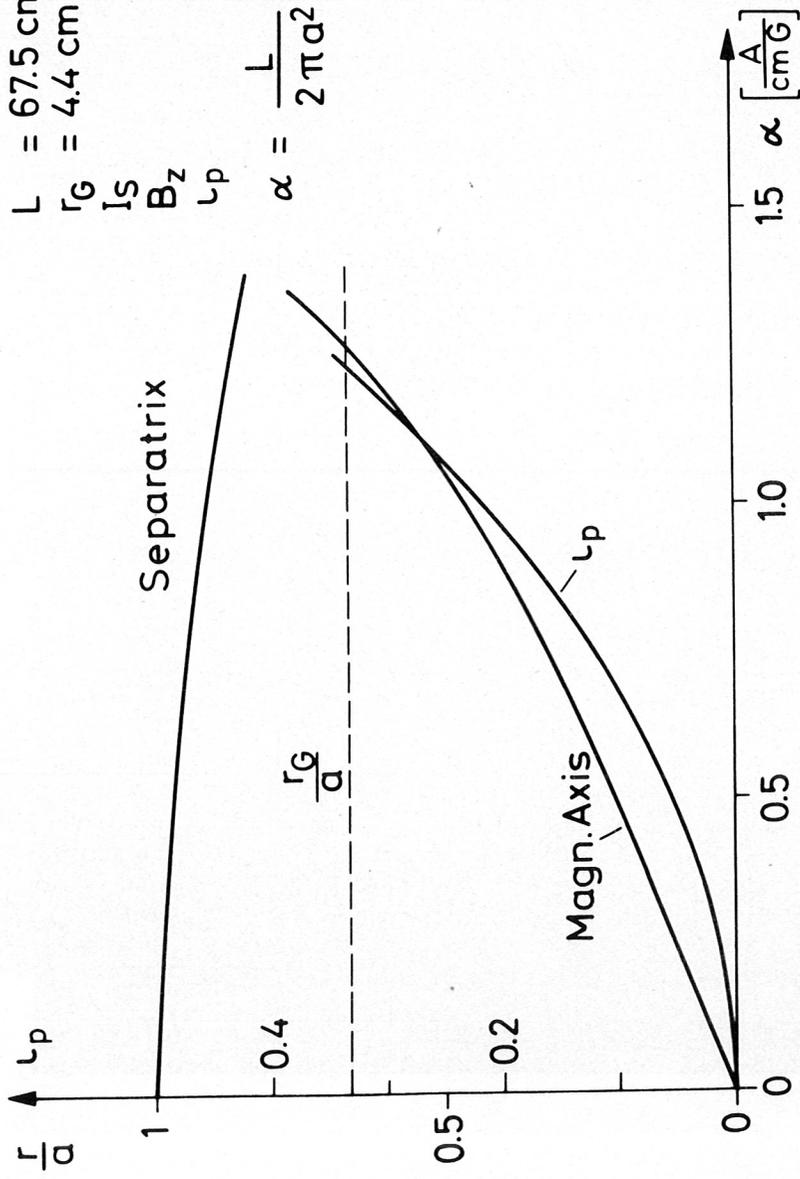


Abb. 5 Radius der magnetischen Achse a und der Separatrix r_s und

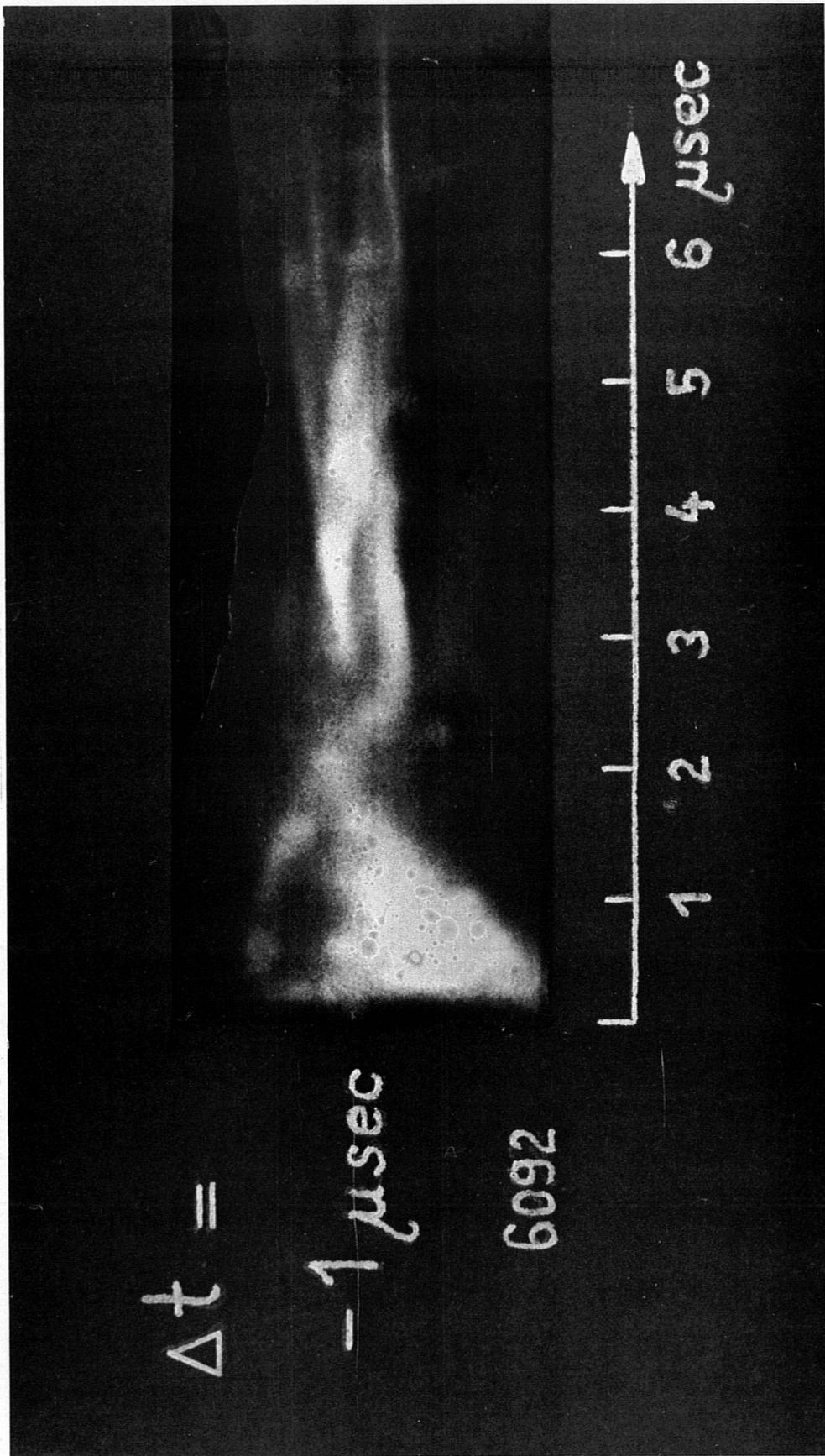


Abb. 6 Schmierbild einer Entladung mit $\Delta t_{z,s} = -1 \mu\text{s}$
 ($10 \mu\text{D}_2$, $B_{\text{max}} = 16 \text{ kG}$)

$U_0 = 30 \text{ kV}, 2/6, B_{\text{max}} = 16 \text{ kG}$
 $P_0 = 10 \mu \text{ D}_2$

$$\alpha = \frac{I_s [\text{A}]\text{L}}{B_z [\text{G}]2\pi\text{rad}^2}$$

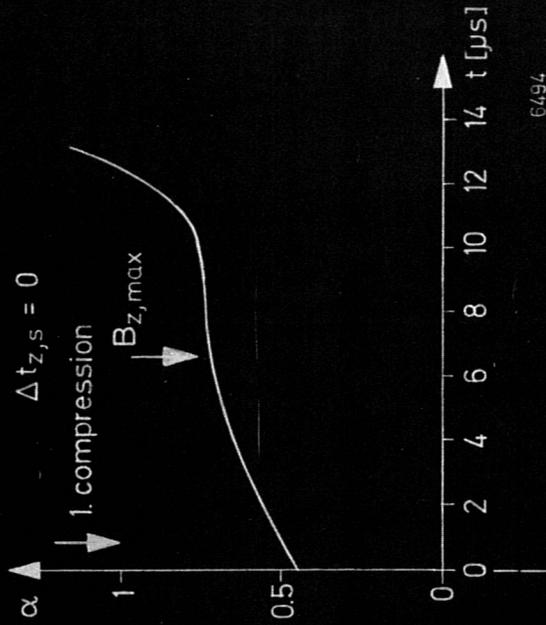
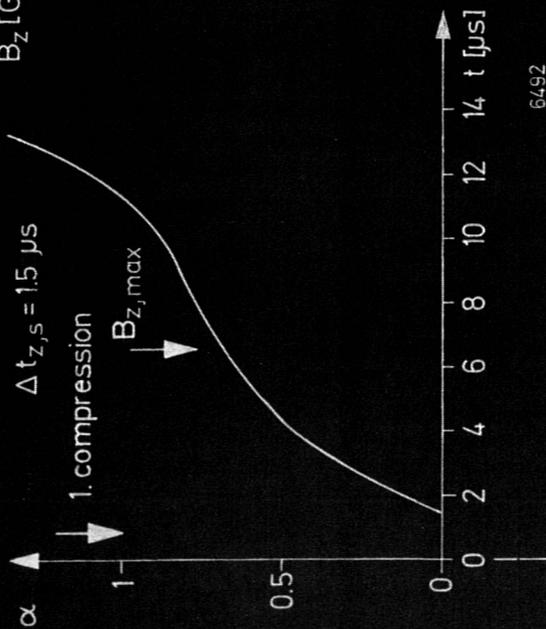


Abb. 7 Schmierbilder von Entladungen mit $\Delta t_{z,s} = 0$
 bzw. $\Delta t_{z,s} = 1,5 \mu\text{s}$ ($10 \mu \text{ D}_2, B_{\text{max}} = 16 \text{ kG}$)

$p = 10 \text{ micron } D_2; B_z \text{ max} = 34,0 \text{ KG}; \tau = 8,7 \text{ } \mu\text{sec}; U_L = 30 \text{ KV}$

IMAGE - CONVERTER -
STREAK - CAMERA

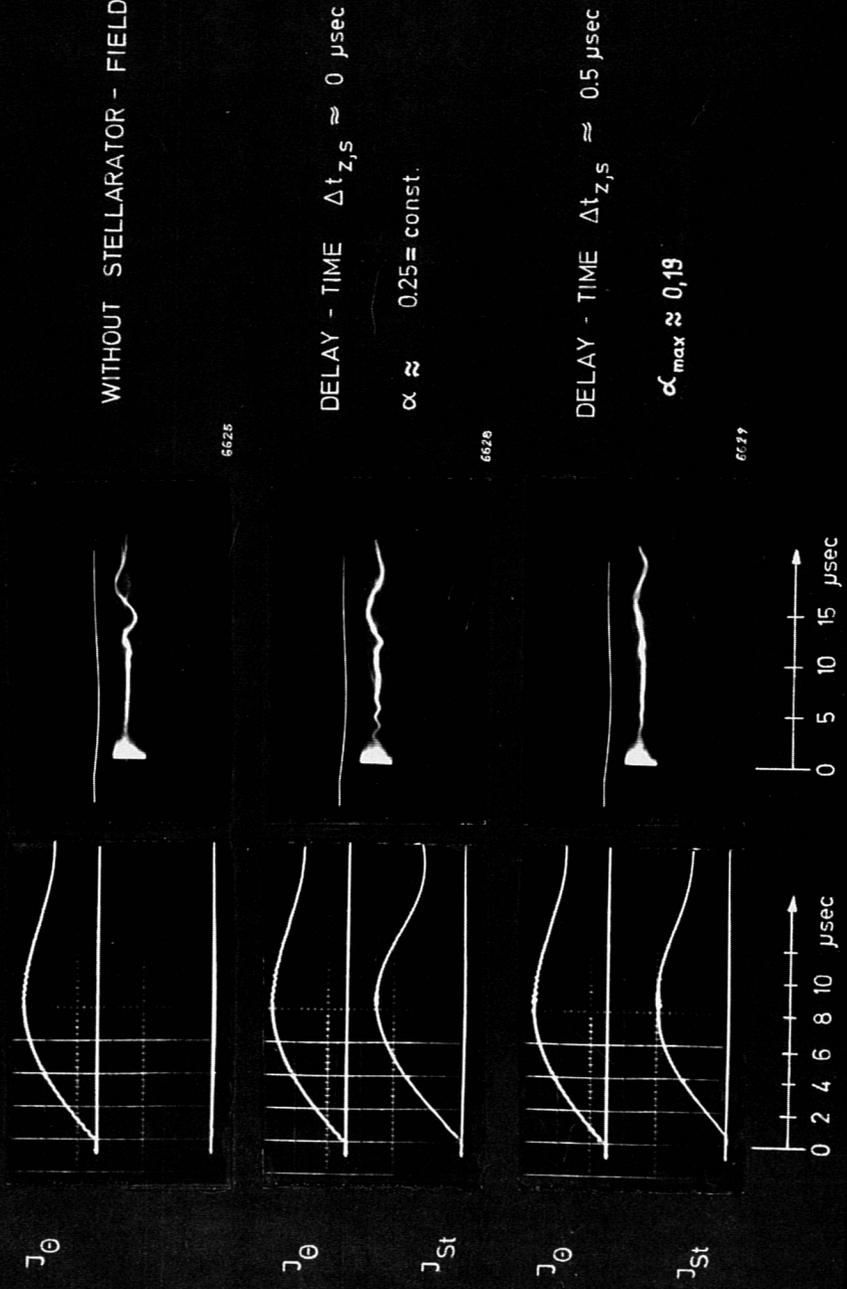
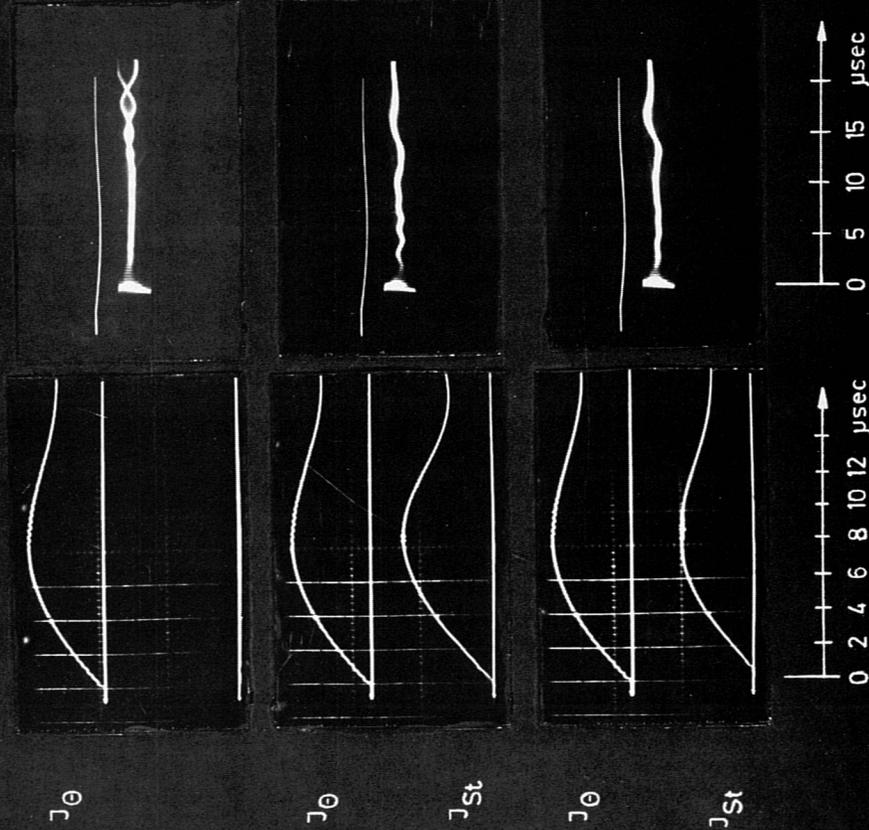


Abb. 8a Entladungen ohne und mit helischem Feld, 10 μD_2

$p = 20 \text{ micron D}_2$; $B_{z\text{max}} = 34,0 \text{ KG}$; $\frac{T}{4} = 8,7 \text{ } \mu\text{sec}$; $U_L = 30 \text{ KV}$

IMAGE - CONVERTER -
STREAK - CAMERA

CURRENT



DELAY - TIME $\Delta t_{z,s} \approx 0 \text{ } \mu\text{sec}$
 $\alpha \approx 0,25 = \text{const.}$

DELAY - TIME $\Delta t_{z,s} \approx 0,5 \text{ } \mu\text{sec}$
 $\alpha_{\text{max}} \approx 0,19$

Abb. 8b Entladungen ohne und mit helischem Feld, 20 μD_2

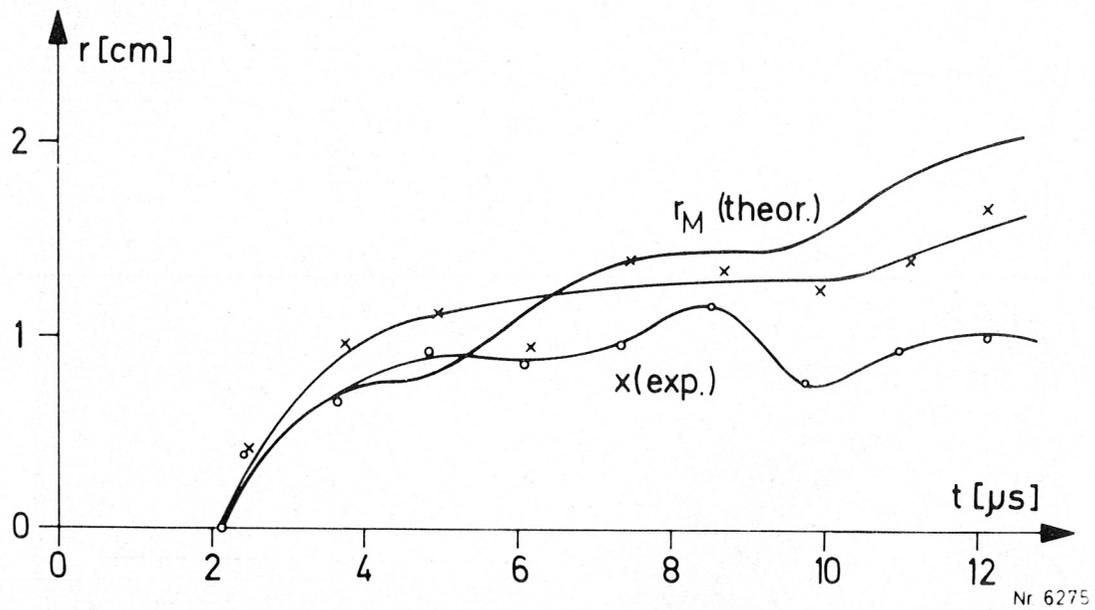
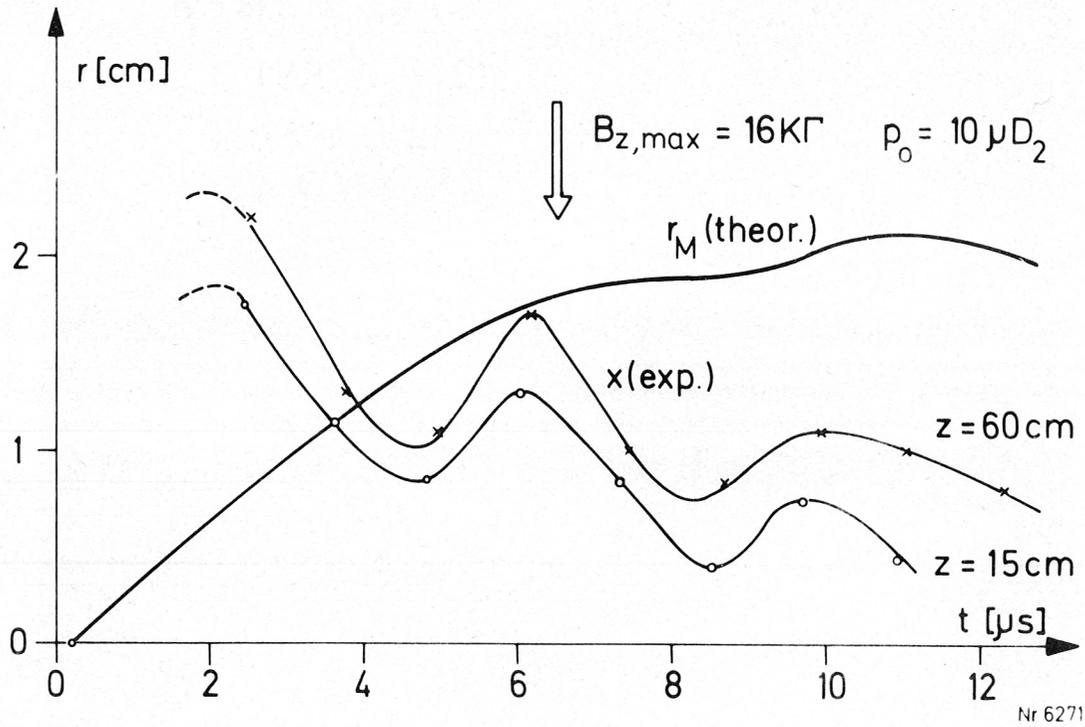
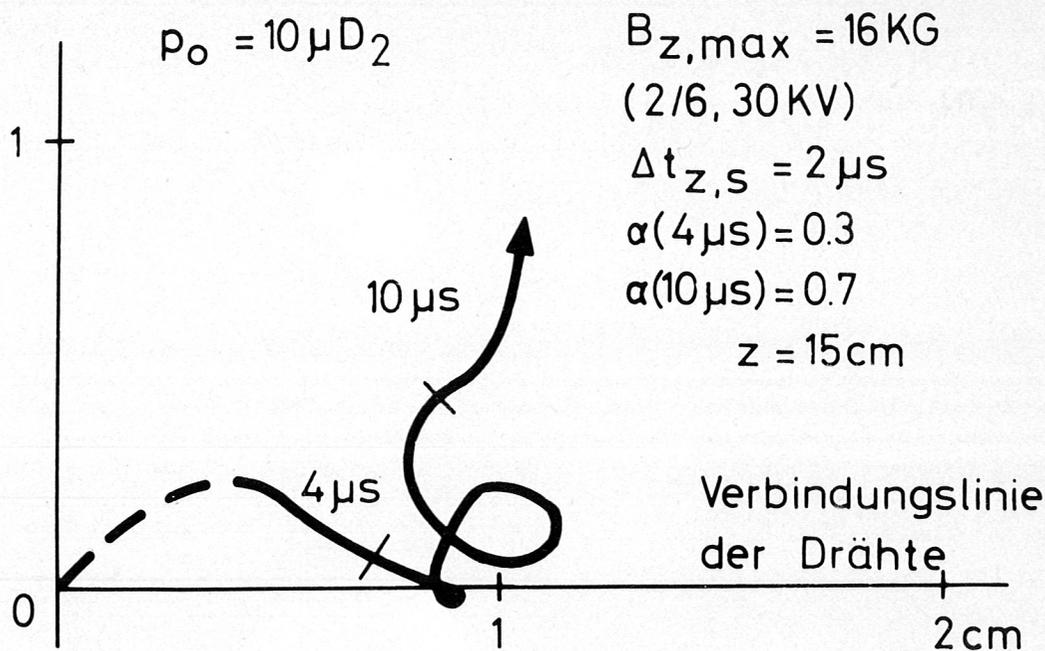
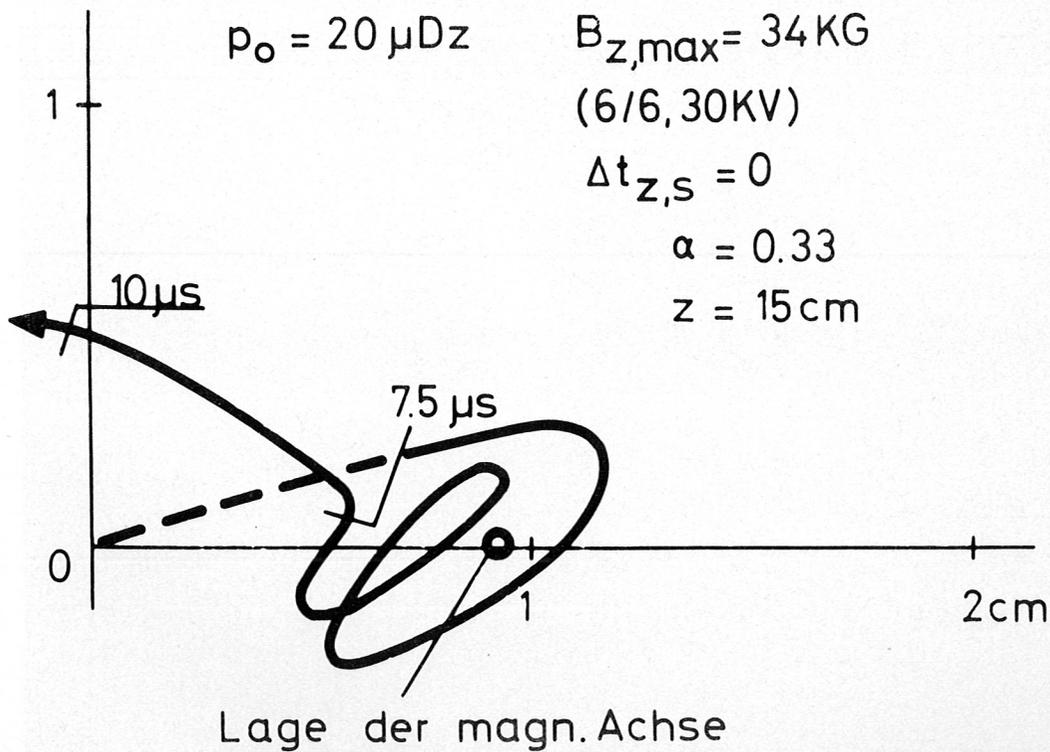


Abb. 9 Vergleich der Plasmaauslenkung mit der Amplitude der magnetischen Achse



Nr.6275



Nr.6615-6619

Abb.10 Bewegung der Plasmasäule in der Ebene senkrecht zur Achse

$$\frac{I_s [A] L [cm]}{2 \pi a^2 [cm] B_z [G]} = 0$$

Nr. 6376

= 0.4

Nr. 6373

= 0.61

Nr. 6402

$p_0 = 40 \mu D_2$
 $B_z = 15 K\Gamma$



Abb. 11 End-on-Bilder der Plasmasäule ohne und mit helischem Feld (4,5 μs nach Zündung der HE)

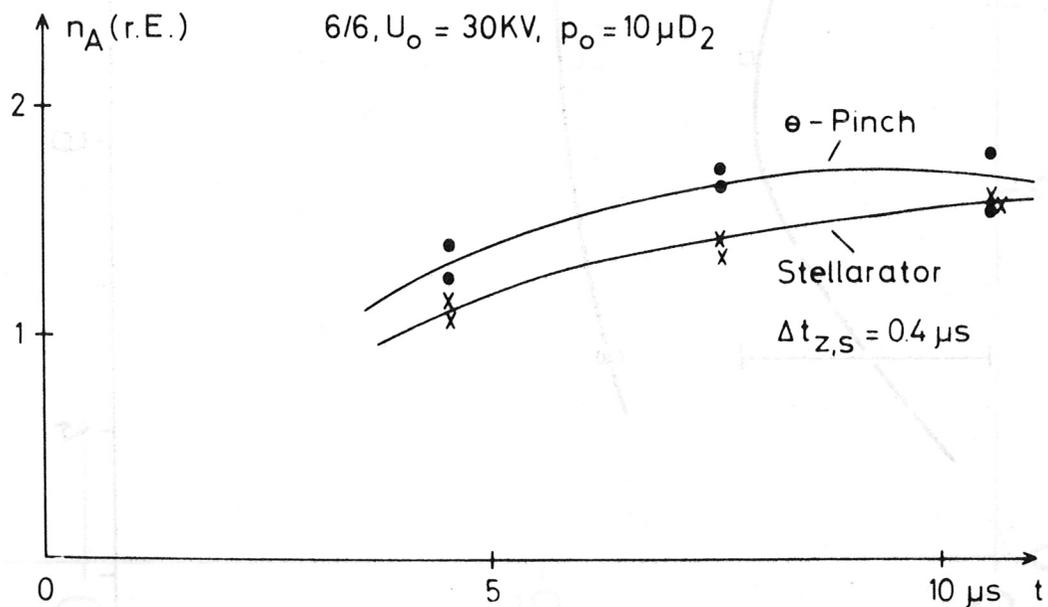
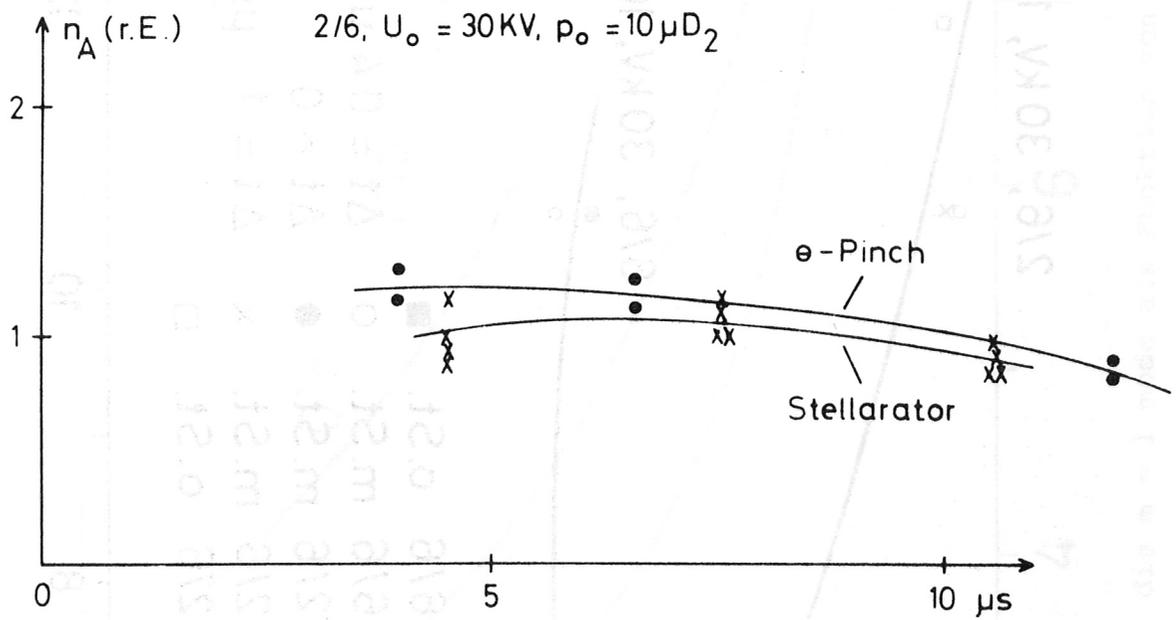


Abb. 12: Dichte auf der Achse als Funktion der Zeit, mit und ohne helisches Feld

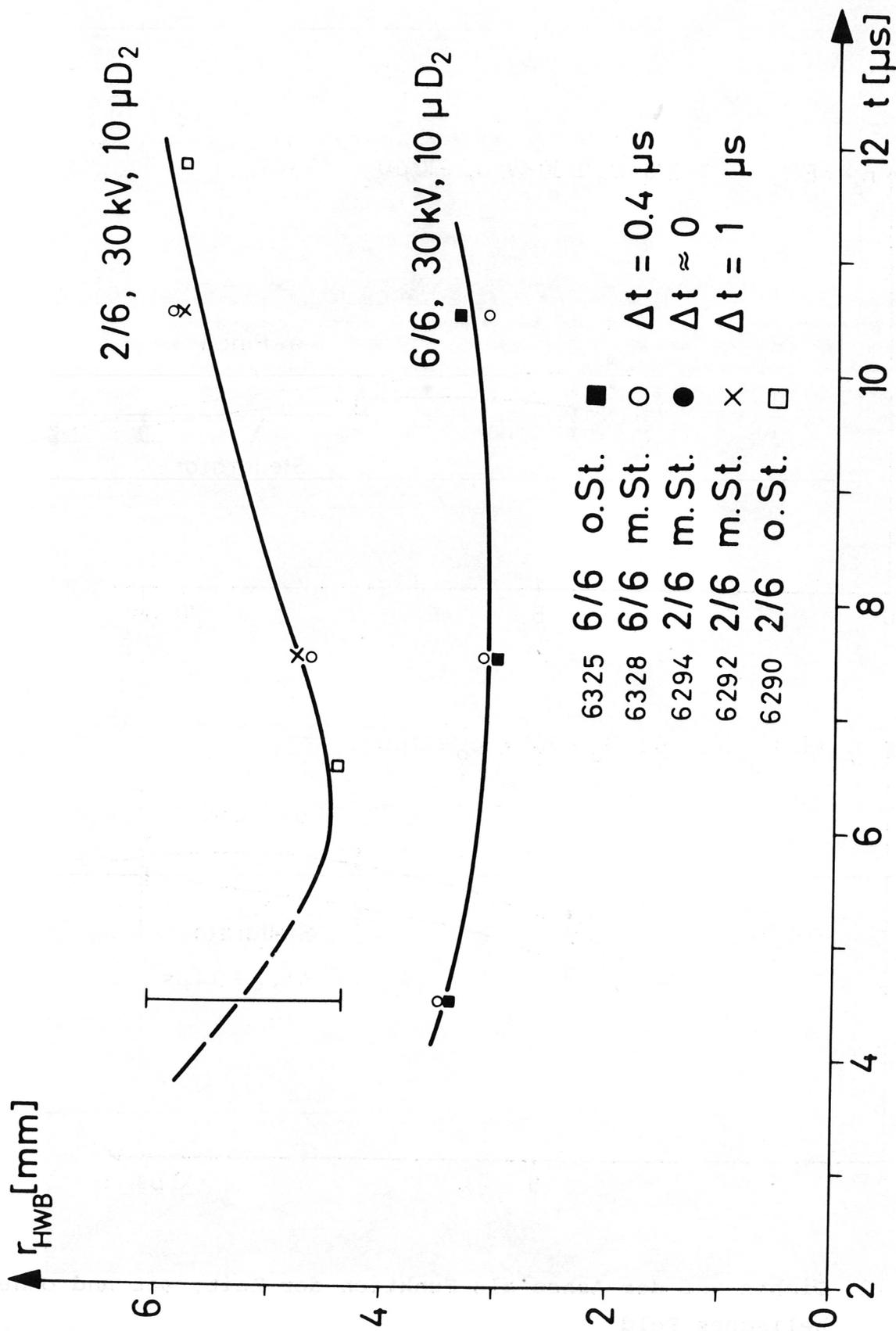


Abb. 13 Halbwertsbreite des Dichteprofiles als Funktion der Zeit, mit und ohne helisches Feld

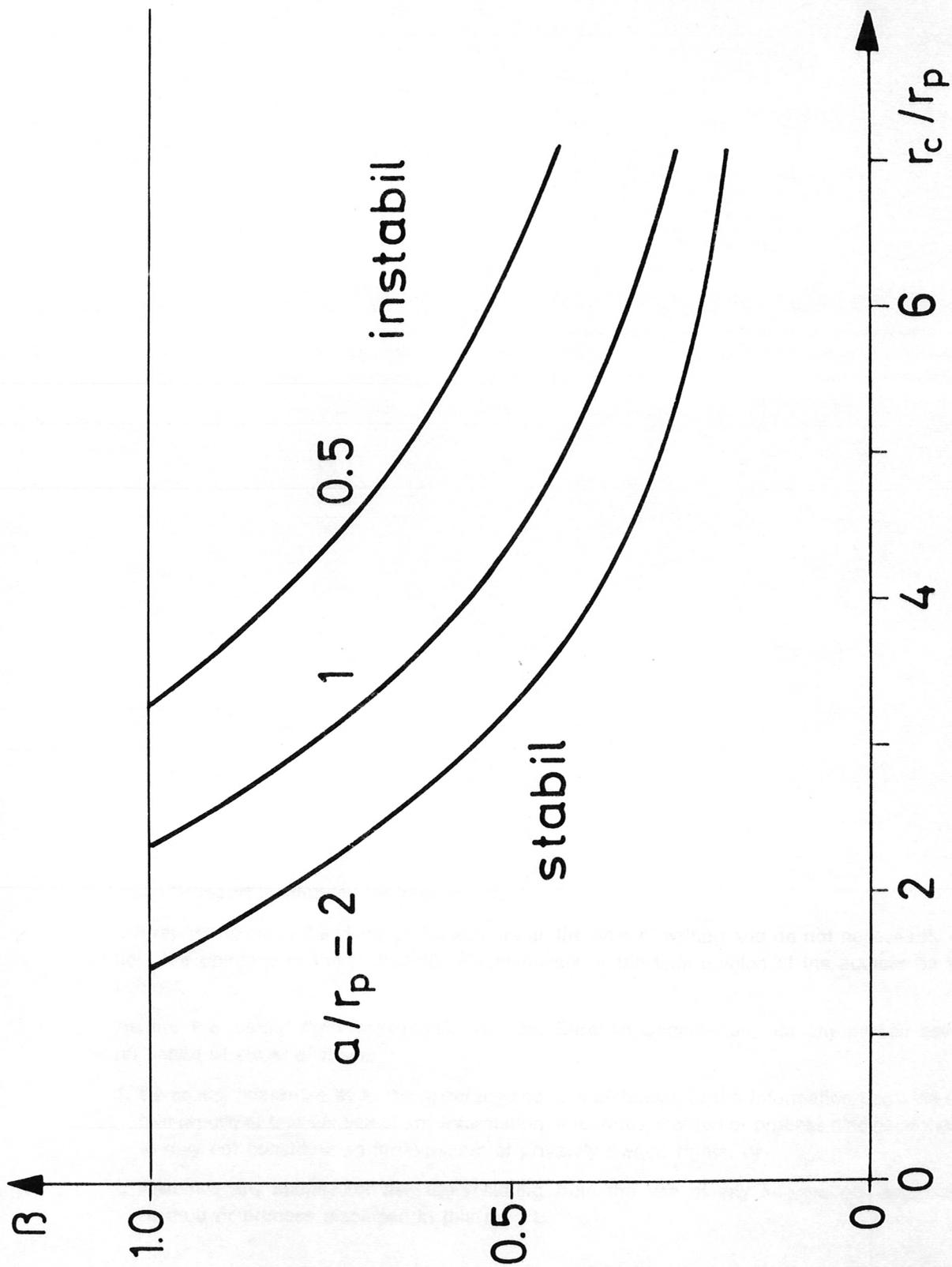


Abb. 14 Stabilitätsgrenzen für die $m = 1$ mode als Funktion von $\beta = \frac{r_c}{r_p}$ und a/r_p nach G.Weitzner /19/.