

Beobachtungen über Makroinstabilitäten
in einem Thetapinch mit antiparallel
eingefangenen Magnetfeld.

A. Eberhagen, H. Glaser

IPP 1/27

Juli 1964

s. Nuclear Fusion 4 (1964)

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

Beobachtungen über Makroinstabilitäten
in einem Thetapinch mit antiparallel
eingefangenen Magnetfeld.

A. Eberhagen, H. Glaser

IPP 1/27

Juli 1964

s. *Nuclear Fusion* 4 (1964)

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.

In einer vor kurzem erschienenen Arbeit hat Bodin (1) Beobachtungen über das achsiale Verhalten des Plasmas eines Thetapinches mit antiparallel eingefangenen Magnetfeld mitgeteilt. Bei diesen Untersuchungen wurde eine durchsichtige Spule verwendet, deren Leiter entweder aus einem in Araldit eingegossenen, feinen Kupfernetz bestand oder aus einem perforierten Blech, falls höhere Magnetfelder angewandt werden sollten. Dadurch konnten Framing-Kamera- und Smearbild-Aufnahmen von dem Entladungsablauf in side-on-Beobachtung durchgeführt werden. Neben der achsialen Kontraktion des Plasmas durch die sich am Ende schliessenden Magnetfeldlinien wurde ein Aufbrechen der Plasmasäule in einzelne Ringe festgestellt. Dieses geschah verhältnismässig früh nach der Zündung in der zweiten Halbwelle. Bodin hat die beobachtete Anzahl dieser Ringe und ihre Entstehungszeit mit den theoretischen Voraussagen von Furth, Killeen und Rosenbluth (2) für die Tearing-Mode-Widerstandsinstabilitäten verglichen und eine Übereinstimmung gefunden, wobei er von einer Plasmatemperatur von 100 eV ausging.

Wir wurden zu ähnlichen Untersuchungen wie Bodin veranlasst durch Messungen der Kontinuumstrahlung des Plasmas bei antiparallel eingefangenen Magnetfeld, wobei die Beobachtung durch Spulenschlitze senkrecht zur Entladungsachse erfolgte. Hierbei war ein steiler, kurzzeitiger Intensitätsanstieg festgestellt worden, der auftrat, nachdem die anfänglichen, radialen Schwingungen der Plasmasäule ausgedämpft waren. Da als Ursache für diese Erscheinung achsiale Bewegungseffekte vermutet wurden, kam gleichfalls eine durchsichtige Spule zur Anwendung, die eine side-on Beobachtung für die ganze Spulenlänge erlaubte. Auf diese Weise konnten Aufnahmen gewonnen werden, die neben der achsialen Kontraktion ebenfalls das Aufreissen der Plasmasäule in einzelne Ringe zeigten. Diese Ringe bewegten sich gelegentlich auf der Entladungsachse entlang und vereinigten sich bei Berührung miteinander. Für diese Bewegung der einzelnen Ringe ist das Schliessen der Magnetfeldlinien durch lokale Plasma-bereiche verantwortlich, wie es Bodin in seinem Bericht dargelegt hat (1). Auf sie wird im folgenden ebenso wenig eingegangen wie auf die achsiale Kontraktion. Stattdessen haben wir nach Triggern

für solche Makroinstabilitäten gesucht und nach möglichen Wegen, sie experimentell auszuschliessen.

Apparative Einzelheiten

Eine Beschreibung der Thetapinch-Anlage ist bereits früher gegeben worden (3). Das Plasma wurde folgendermassen erzeugt: Nach einer schwachen Vorionisierung durch eine Kabelentladung wurde innerhalb der Spule zunächst ein Plasma mit einem mittleren Ionisierungsgrad von etwa 90% gebildet. Dieses geschah mittels einer schnellen Thetapinch-Vorentladung, deren Speicherenergie gegenüber früher (3) um den Faktor 2 erhöht worden war, und die etwa 10 μ sec nach ihrer Zündung ein verhältnismässig homogenes Plasma lieferte. Bis zu diesem Augenblick war durch eine weitere, langsame Entladung innerhalb der Spule ein ebenfalls verhältnismässig homogenes Magnetfeld von 2,3 kG aufgebaut worden. Die Hauptentladung begann dann mit umgekehrtem Vorzeichen. Der Energieinhalt ihrer 40 kV-Kondensatorbatterie betrug 26 kJoule, und sie erreichte ihr maximales Magnetfeld von 55 kG nach 1,6 μ sec.

Es wurden drei verschiedene Entladungsspulen (Länge 30 cm, Innendurchmesser 5,4 cm) verwendet:

- a) Die erste - als "Massive Spule" bezeichnet - wurde nur für die Voruntersuchungen eingesetzt. Die Beobachtung erfolgte hier durch einen Spulenschlitz von 3 mm Breite senkrecht zur Entladungsachse. Einzelheiten sind der Fig. 1a zu entnehmen.
- b) Bei der zweiten verwendeten Spule - im folgenden mit "Netzspule" bezeichnet - bestand der Leiter aus sechs Teilstücken von je 5 cm Länge aus 1 mm dickem perforierten Kupferblech (Lochdurchmesser: 7 mm, Lochabstand: 10 mm). Die Netzspule sollte u.a. auch Framing-Kamera-Aufnahmen in side-on-Beobachtung erlauben. Es stellte sich jedoch heraus, dass hierfür die Intensität der Plasmastrahlung bei den vorliegenden Verhältnissen nicht ausreichte.
- c) Schliesslich wurde ein Spulentyp verwendet - im folgenden "Schlitzspule" genannt - dessen 1 mm dicker Kupferleiter mit nur zwei eng benachbarten Reihen von Löchern (Lochdurchmesser: 7 mm, Lochabstand: 10 mm) versehen war. Durch die Anwendung dieser Schlitzspule sollte weitgehend ausgeschlossen werden, dass die mit der Netzspule beobach-

	Spule	Optische Anordnung für Smear-Bilder	Smearbild - Aufnahme
(a)	<u>Massive Spule</u> $\phi_A = 13,8\text{cm}$ $\phi_j = 5,4\text{cm}$ Länge 30cm 6 Teilstücke		 Zeitablenkung: 30mm/ μs $(P_{H_2} = 0,15\text{ Torr})$ $(B_{z0} : \uparrow\uparrow 0,8\text{ K}\Gamma)$
(b)	<u>Netz-Spule</u> $\phi_A = 5,6\text{cm}$ $\phi_j = 5,4\text{cm}$ Länge 30cm 6 Teilstücke $\phi_{\text{Loch}} = 7\text{mm}$ Lochabst. 10mm		 Zeitablenkung: 10mm/ μs $(P_{H_2} = 0,15\text{ Torr})$ $(B_{z0} : \uparrow\uparrow 0,8\text{ K}\Gamma)$
(c)	<u>Schlitz-Spule</u> $\phi_A = 5,6\text{cm}$ $\phi_j = 5,4\text{cm}$ Länge 30cm 1 Stück $\phi_{\text{Loch}} = 7\text{mm}$ Lochabst. 10mm		 Zeitablenkung: 10mm/ μs $(P_{H_2} = 0,15\text{ Torr})$ $(B_{z0} : \uparrow\uparrow 0,8\text{ K}\Gamma)$

Fig. 1. Optische Anordnung für Smear-Bildwandler-Aufnahmen in side-on-Beobachtung. a) Massive Spule, b) Netzspule c) Schlitzspule.

teten Makroinstabilitäten durch die wellenförmigen Magnetfeldlinien in der Nähe der inneren Netzspulenoberfläche hervorgerufen waren. Beide Spulen aus 1 mm dickem Kupferblech waren von einem 5 cm starken Plexiglasmantel umgeben. Auf diesem befand sich eine zylindrische Korrekturlinse aus Plexiglas zur Erzielung einer unverzerrten Abbildung in Beobachtungsrichtung. Die meisten side-on-Beobachtungen wurden mit einer Smear-Bildwandler-Kamera durchgeführt. In Fig. 1 ist die optische Anordnung für solche Aufnahmen schematisch dargestellt, zusammen mit einem jeweils erhaltenen Aufnahmemuster. Zusätzlich erfolgten Framing-Kamera-Aufnahmen in end-on-Beobachtung.

Das Entladungsrrohr bestand aus Quarz und hatte einen Aussendurchmesser von 5 cm. Ein planparalleles Quarzfenster war für die end-on Framing-Kamera-Aufnahmen mit Silberchlorid auf das eine Rohrende aufge kittet. Nach einer Entladung wurde das Rohr auf einen Druck zwischen $1,5 - 3,0 \cdot 10^{-6}$ Torr ausgepumpt. Als Füllgas wurde Wasserstoff von 0,10 Torr verwendet. Der Sauerstoff-Verunreinigungsgrad des Plasmas konnte bei jeder Entladung mit Hilfe eines Monochromators geprüft werden, wohingegen aus früheren Messungen bekannt war, dass der Kohlenstoff-Verunreinigungsgrad unter 0,03% lag.

Untersuchungen mit verschiedenen Entladungsgefäßen

a) Entladungsgefäß mit Sondentasche und Sondenstützen

Zur Messung der radialen Magnetverteilung in einem Plasma werden zumeist Sonden benutzt, die gegenüber dem Plasma durch einen Quarzmantel geschützt sind. Dieser - im folgenden mit "Sondenstützen" bezeichnet - ragte bei den hier durchgeführten Versuchen in der Mittelebene der Spule radial in das Entladungsgefäß hinein und war über einen entsprechenden seitlichen Quarzglasansatz - im folgenden "Sondentasche" genannt - mit dem Entladungsgefäß verbunden (Fig. 2a). Die Magnetfeldsonde selbst konnte zur Messung des Feldes in den Stützen hineingeschoben werden. Es war bereits früher bei solchen Versuchen festgestellt worden, dass das antiparallele Magnetfeld "anomal" schnell nach der ersten maximalen Kompression aus dem Plasma herauszudiffundieren schien (4). Die Smearbild-Aufnahmen ergaben nun, dass zu diesem frühen Zeitpunkt die Plasmasäule am Ort des Sondenstützens stets sehr drastisch in zwei Hälften aufriss, die

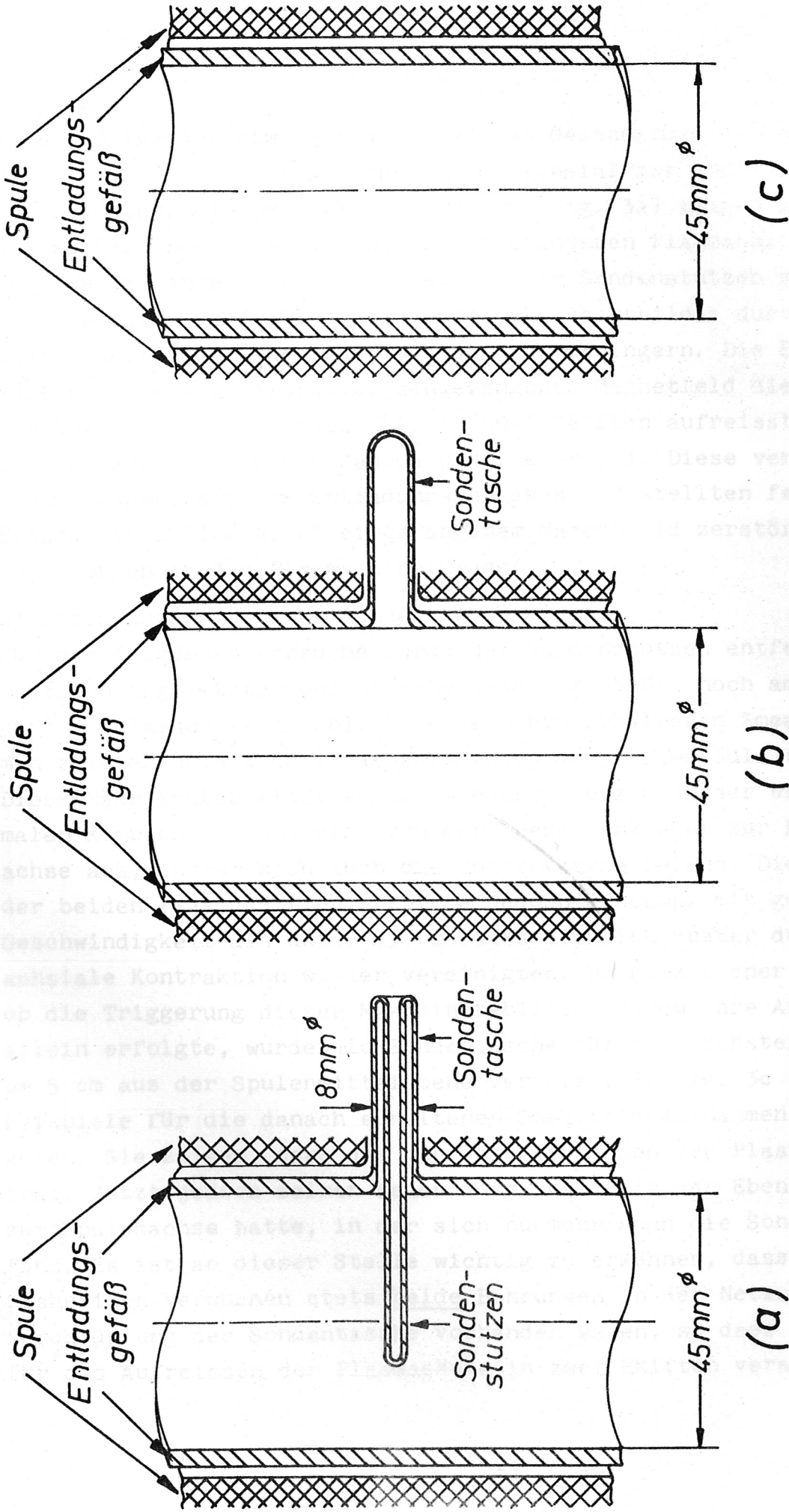


Fig. 2. Ausschnitte aus den verwendeten Entladungsgefäßen. a) Mit Sondenstützen und Sondentasche, b) Mit Sondentasche, c) Glattes Rohr.

sich voneinander etwa mit der gleichen Geschwindigkeit entfernten, mit der sich die Kontraktionsfronten achsial zur Spulenmittelebene hin bewegten. Die Smearbild-Aufnahmen (Fig. 3a) zeigen auch deutlich das weitere Schicksal der beiden entstandenen Plasmahälften. Bei dem zweiten angegebenen Beispiel ist der Sondenstutzen selbst abgedeckt worden, um die Überstrahlung des Gesamtbildes durch das sehr starke Aufleuchten des Quarzmantels zu verringern. Die Beobachtung, dass bei einem antiparallel eingefangenen Magnetfeld die Plasmasäule vom Ort des Sondenstutzens her in zwei Hälften aufreißt, deckt sich mit den Ergebnissen von Jahoda und Sawyer (5). Diese verwendeten Sonden ausserhalb des Entladungsgefässes und stellten fest, dass ein Plasma mit antiparallel eingefangenen Magnetfeld zerstört wird, wenn Sonden in das Plasma hineinragen.

b) Entladungsgefäss mit Sondentasche

Für die folgenden Versuche wurde der Sondenstutzen entfernt, die seitlich angesetzte Sondentasche jedoch zunächst noch am Entladungsgefäss belassen (Fig. 2b). Die daraufhin erhaltenen Smearbild-Aufnahmen zeigten unverändert das Aufreissen der Plasmasäule (Fig. 3b). Diese Makroinstabilität begann wiederum kurz nach der ersten maximalen Kompression und ging von der Ebene senkrecht zur Entladungsachse aus, in der sich auch die Sondentasche befand. Die Trennung der beiden Plasmahälften erfolgte jedoch manchmal mit geringerer Geschwindigkeit als unter a), so dass sie sich später durch die achsiale Kontraktion wieder vereinigten. Um ganz sicher zu prüfen, ob die Triggerung dieser Makroinstabilität durch ihre Anwesenheit allein erfolgte, wurde die Sondentasche für die nächsten Aufnahmen um 5 cm aus der Spulenmittelebene versetzt. In Fig. 3c sind zwei Beispiele für die danach erhaltenen Smearbild-Aufnahmen wiedergegeben. Sie zeigen, dass das gleiche Aufreissen der Plasmasäule auftrat, jetzt jedoch seinen neuen Ausgangsort in der Ebene senkrecht zur Spulenachse hatte, in der sich nunmehr auch die Sondentasche befand. Es ist an dieser Stelle wichtig zu erwähnen, dass in allen bisherigen Versuchen stets beide Bohrungen in der Netzspule für die Durchführung der Sondentasche vorhanden waren, so dass sie nicht für das Aufreissen der Plasmasäule in zwei Hälften verantwortlich

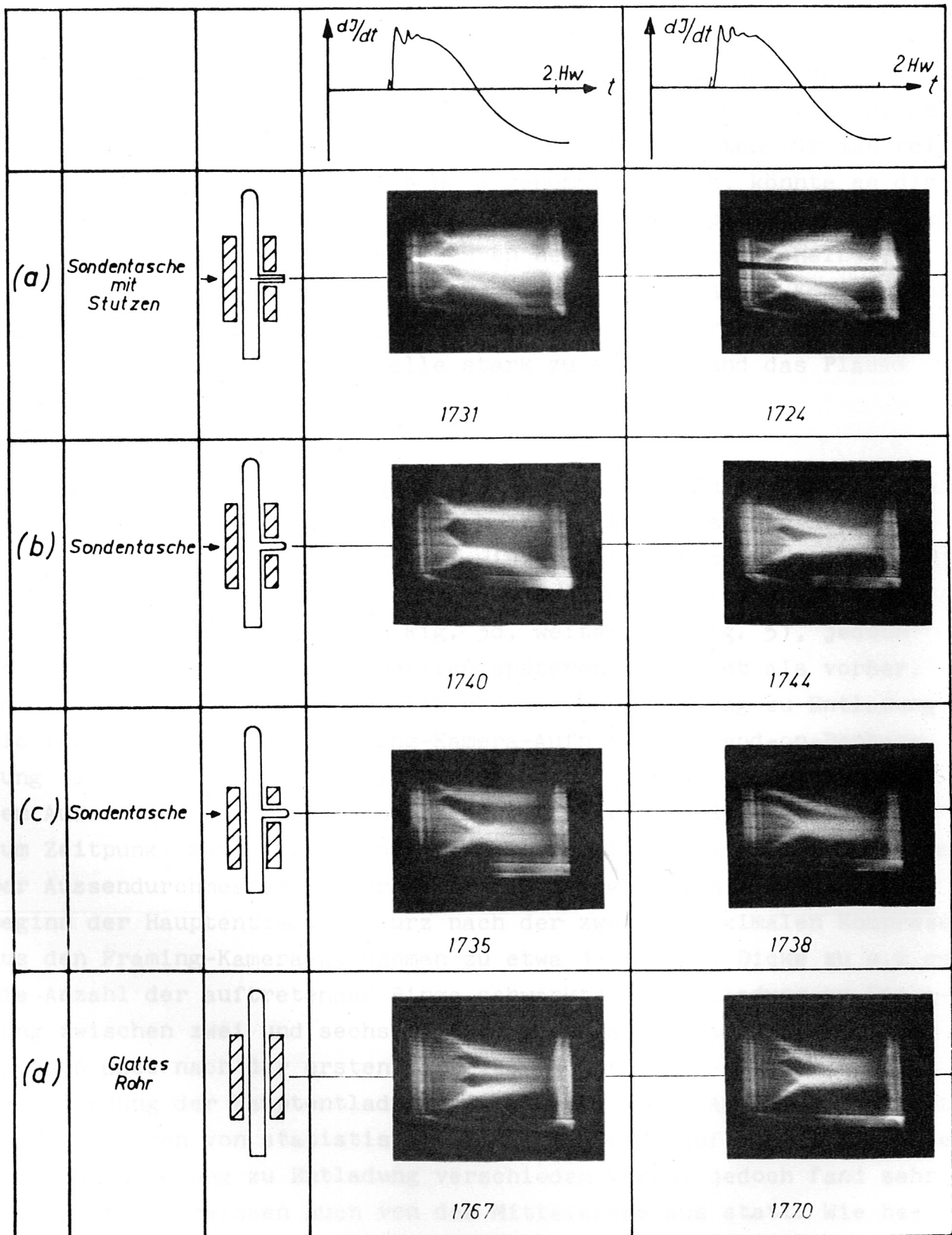


Fig. 3. Smearbild-Aufnahmen für Entladungen mit antiparallel eingefangenen Magnetfeld. a) In Entladungsgefäß mit Sonderstützen und Sondentasche, b) In Entladungsgefäß mit Sondentasche, letztere in Spulenmittelebene, c) wie b), jedoch Sondentasche um 5 cm verschoben, d) Im glatten Entladungsrohr.

gemacht werden können. Eine vollständige Erklärung für diesen "Sondentaschen-Effekt" kann zur Zeit noch nicht gegeben werden. Selbst wenn unwahrscheinlich hohe Diffusionsgeschwindigkeiten für das relativ kalte Gas in der Sondentasche angenommen werden, könnte es die komprimierte Plasmasäule erst zu einem erheblich späteren Zeitpunkt erreichen als die Makroinstabilitäten beginnen. Daher scheint ein Teil des kälteren Gases in der Sondentasche während der Kompressionsphase mit nach innen gerissen zu werden, den elektrischen Widerstand der Plasmasäule an dieser Stelle stark zu erhöhen und das Plasma selbst zu zerstören.

c) Glattes Entladungsgefäß

Für die weiteren Versuche wurde ein glattes Entladungsgefäß verwendet (Fig. 2c). Die Smearbild-Aufnahmen zeigten jetzt ein sehr ähnliches Verhalten der Plasmasäule, wie es Bodin in seiner Arbeit (1) bereits beschrieben hat. Es traten weiterhin Makroinstabilitäten auf (zwei Beispiele dafür in Fig. 3d, weitere in Fig. 5), jedoch begannen sie nun zu einem deutlich späteren Zeitpunkt als vorher, und ihr Ausgangsort änderte sich ebenso von Entladung zu Entladung wie ihre Anzahl. Durch Framing-Kamera-Aufnahmen in end-on-Beobachtung (ähnlich wie in Fig. 6a) wurde sicher gestellt, dass nach dem Aufreißen die einzelnen Fragmente der Plasmasäule etwa bis zum Zeitpunkt maximalen Magnetfeldes ihre Ringstruktur beibehielten. Der Aussendurchmesser dieser Plasmaringe ergab sich $0,6 \mu\text{sec}$ nach Beginn der Hauptentladung (kurz nach der zweiten maximalen Kompression) aus den Framing-Kamera-Aufnahmen zu etwa 1 cm , ihre Dicke zu $0,2 \text{ cm}$. Die Anzahl der auftretenden Ringe schwankte von Entladung zu Entladung zwischen zwei und sechs. Sie begannen sich zwischen $0,3 \mu\text{sec}$ und $0,6 \mu\text{sec}$ nach der ersten maximalen Kompression (etwa $0,4 \mu\text{sec}$ nach Zündung der Hauptentladung) zu bilden. Ihren Ausgang nahmen sie im allgemeinen von statistisch verteilten Orten auf der Spulenachse, die von Entladung zu Entladung verschieden waren, jedoch fand sehr häufig ein Aufreißen auch von der Mittelebene aus statt. Wie bereits von Bodin (1) konnte gelegentlich auch hier ein Wandern von einzelnen Plasmaringen entlang der Spulenachse festgestellt werden, öfter jedoch wurde beobachtet, dass die diskreten Ringe - wenn

überhaupt - durch die achsiale Kontraktion wieder vereinigt wurden.

Versuche zur Verbesserung der makroskopischen Stabilität der Plasmasäule.

a) Nach Reinigungsentladungen in Wasserstoff

Es wurde nunmehr versucht, durch experimentelle Massnahmen das Aufreißen der Plasmasäule zu verhindern. Letzteres sollte sich in den Smearbild-Aufnahmen darin widerspiegeln, dass der Bereich zwischen den achsial zur Spulenmittelebene hineinlaufenden Kontraktionsfronten von gleichmässiger Helligkeit ausgefüllt war. Dieses Ziel konnte dadurch erreicht werden, dass der Entladung mit antiparallelem Magnetfeld eine Anzahl mit parallelem Magnetfeld innerhalb des Plasmas vorausging (siehe Fig. 5 und 6a). Letztere erfolgten bei den durchgeführten Versuchen in 0,15 Torr Wasserstoff, das eingefangene parallele Magnetfeld betrug 0,8 kG und der mittlere Vorionisierungsgrad etwa 40%. Sie werden im folgenden mit "Reinigungsentladungen" bezeichnet. Es konnte festgestellt werden, dass im allgemeinen zwei solcher Reinigungsentladungen nach einer Serie mit antiparallelem Magnetfeld im Plasma für das Erreichen des genannten Zieles genügten. Jedoch war dann das Ergebnis nicht immer vollständig reproduzierbar, gelegentlich traten danach noch die genannten Makroinstabilitäten auf (ein Beispiel in Fig. 5, dritte Entladung, siehe auch Fig. 6a). Aber selbst im Falle solcher Ausnahmen erfolgte das Aufreißen der Plasmasäule zu einem verhältnismässig späten Zeitpunkt und führte selten zur Bildung von mehr als zwei Plasmaringen, die sich ausserdem auch schnell durch die achsiale Kontraktion wieder vereinigten.

Die nächsten Untersuchungen betrafen die Aufklärung der Frage, wodurch ein Einfluss der beschriebenen Art von einer Entladung auf die nachfolgende verursacht war. Es wurde vermutet, dass ein derartiger "Gedächtnis"-Effekt durch irgendwelche Belegungen der inneren Gefässwand nach der vorhergehenden Entladung hervorgerufen war. Diese sollten dann jedoch keinen zu geringen Dampfdruck besitzen, damit sie während der nachfolgenden Entladung vom Plasma leicht wieder aufgenommen werden konnten. Ihr Nachweis sollte deshalb mit einem Massenspektrometer möglich sein. Es wurde hierfür ein Farvitron-

Massenspektrometer verwendet, das an die Pumpleitung angeschmolzen war und die Registrierung von Massenspektren während des Abpumpens nach einer Entladung erlaubte. In der Fig. 4 findet sich ein Beispiel solcher Massenspektren. Sie zeigt, dass nach der Entladung Wasser in beträchtlichen Mengen vorhanden und auch nach Erreichen eines Vakuumdruckes von $2,7 \cdot 10^{-6}$ Torr noch nicht vollständig abgepumpt war. Wie oben angegeben wurde, erfolgte bei diesem Vakuumdruck die erneute Füllung des Gefässes mit Wasserstoff für die nachfolgende Entladung. Solche Mengen von Wasser können bei einer Entladung entstehen, wenn die sehr aktiven Wasserstoffatome des Plasmas auf die Gefässwand treffen und mit dem Sauerstoff ihrer SiO_2 - (Quarz)-Struktur reagieren. Die gebildete Wassermenge begrenzt die Geschwindigkeit, mit der der oben genannte Vakuumdruck nach einer Entladung wieder erreicht werden kann. Weiterhin wird der Bereich der inneren Gefässwand, auf dem die Wassermengen vorzugsweise abgelagert werden (innerhalb des Spulenbereichs oder ausserhalb) für die nachfolgende Entladung von wesentlichem Einfluss sein. Da die Abpumpgeschwindigkeit nach den Reinigungsentladungen etwa doppelt so lang war wie nach Entladungen mit antiparallelem Magnetfeld, scheint die Menge des gebildeten Wassers nicht die Erklärung für die genannte Wirkung der Reinigungsentladung zu liefern. Es ist andererseits aber bekannt, dass das Plasma mit einem parallelen inneren Magnetfeld bereits nach der ersten maximalen Kompression axial sehr stark aus dem Spulenbereich herausgetrieben wird. In diesem Falle sollte daher die Bildung von Wasser bevorzugt ausserhalb des Spulenbereichs erfolgen im Gegensatz zu einer Entladung mit antiparallel eingefangenen Magnetfeld. Hierbei sind allerdings die weiteren Halbwellen der Entladungen nicht mit betrachtet worden, und insofern kann dieser Erklärungsversuch für die Wirkung der Reinigungsentladungen noch nicht als abgeschlossen angesehen werden.

Es wurde oben bereits erwähnt, dass der Sauerstoff-Verunreinigungsgrad bei jeder Entladung durch die Messung der OII-Linien-Intensität geprüft wurde. Er betrug in der Vorentladung weniger als 1/2% und war von der gleichen Grösse in der Hauptentladung, wenn das innere Magnetfeld dieselbe Richtung wie das äussere hatte. Wurde nach zwei

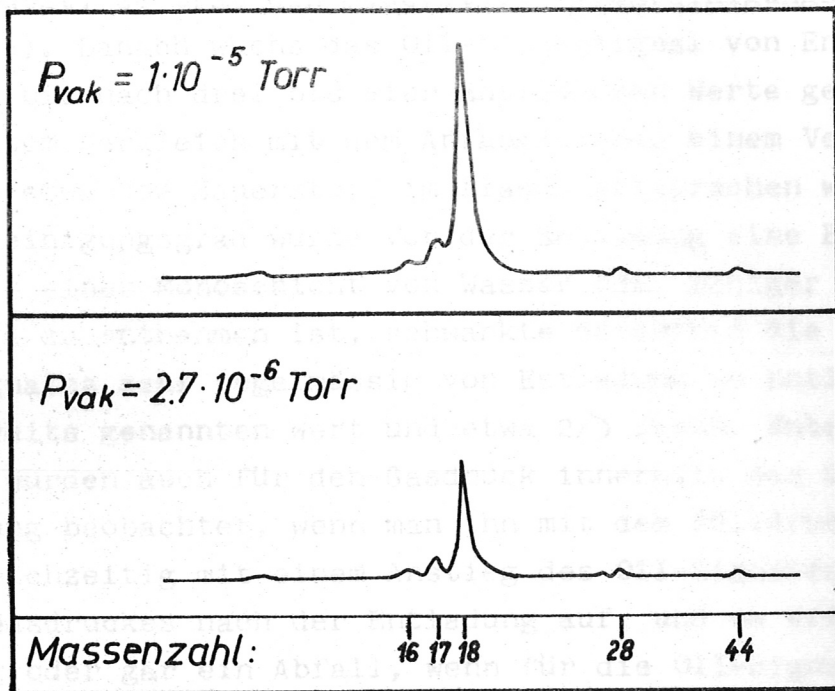


Fig. 4. Massenspektren während des Abpumpens nach einer Entladung bei verschiedenen Vakuumdrücken p_{vak} (die Massenzahl 28 zeigt CO an, wobei der Kohlenstoff hauptsächlich aus dem Wolfram-Heizdraht der Ionisationsmanometer-
 röhre stammt).

flüssige Plasmasphäre in Helium
 wie oben angegeben wurde, konnten durch zwei vorangegangene Reini-
 gungsentladungen im Gasstrom die beschriebenen Makroinstabilitäten
 während des Pumpens mit antiparallel eingefangenen Magnetfeld vermieden
 werden. In Fig. 4 sind zwei Beispiele dafür angegeben. Sie enthalten
 auch die entsprechenden Framing-Kamera-Aufnahmen der Plasmasphäre.
 Sie lassen erkennen, dass - wie bereits im letzten Abschnitt erwähnt wurde - eine im genannten Sinne
 stabile Plasmasphäre mit antiparallel eingefangenen Magnetfeld nicht
 in vollstündig reproduzierbarer Weise durch die angegebenen Massnah-
 men bereichert wird. Allerdings sei hier nochmals darauf hingewiesen,
 dass Ergebnisse, entsprechend der Entladung Nr. 1802 in Fig. 6a,
 häufiger beobachtet wurden als solche der Entladung Nr. 1764.
 Ausgehend von dem genannten Resultat, dass eine Belegung der inneren
 Gaskammer mit Wasser (als Folge der vorangegangenen Entladung) das
 Auftreten von Makroinstabilitäten begünstigt, wurde versucht, die

Reinigungsentladungen zum ersten Male ein antiparalleles Magnetfeld im Plasma benutzt, so trat ein Sauerstoff-Verunreinigungsgrad von 2% auf (Fig. 5). Danach wuchs das OII-Liniensignal von Entladung zu Entladung an, bis nach drei bis vier Entladungen Werte gemessen wurden, die bei direktem Vergleich mit dem Anfangssignal einem Verunreinigungsgrad von etwa 10% Sauerstoff im Plasma entsprechen würden. Dieser Verunreinigungsgrad würde vor der Entladung eine Belegung der Gefässwand mit einer Monoschicht von Wasser oder weniger bedeuten. Wie der Fig. 5 zu entnehmen ist, schwankte daraufhin die Grösse des Sauerstoffsignales sehr regelmässig von Entladung zu Entladung zwischen dem bereits genannten Wert und etwa $\frac{2}{3}$ davon. Entsprechende Schwankungen wurden auch für den Gasdruck innerhalb des Gefässes nach einer Entladung beobachtet, wenn man ihn mit dem Fülldruck verglich (Fig. 5). Gleichzeitig mit einem Anstieg des OII-Signales trat auch ein Anstieg des Gasdruckes nach der Entladung auf, und es erfolgte keine Druckänderung oder gar ein Abfall, wenn für die OII-Signale die kleineren Werte gemessen waren. Ein eindeutiger Zusammenhang zwischen diesem Verhalten und den zu jeder Entladung aufgenommenen Smearbild-Aufnahmen konnte nicht festgestellt werden. Es ist jedoch möglich, dass eine von Entladung zu Entladung wechselnde Belegung der Gefässwand innerhalb der Spule mit Wasser dieses periodische Verhalten hervorruft.

b) Nach Reinigungsentladungen in Helium

Wie oben ausgeführt wurde, konnten durch zwei vorangegangene Reinigungsentladungen in Wasserstoff die beschriebenen Makroinstabilitäten in einem Plasma mit antiparallel eingefangenen Magnetfeld vermieden werden. In Fig. 6a sind zwei Beispiele dafür angegeben. Sie enthalten sowohl Smearbild- als auch die entsprechenden Framing-Kamera-Aufnahmen in end-on-Beobachtung. Sie lassen erkennen, dass - wie bereits im letzten Abschnitt erwähnt wurde - sich eine im genannten Sinne stabile Plasmasäule mit antiparallel eingefangenen Magnetfeld nicht in vollständig reproduzierbarer Weise durch die angegebenen Massnahmen erreichen liess. Allerdings sei hier nochmals darauf hingewiesen, dass Ergebnisse, entsprechend der Entladung Nr. 1802 in Fig. 6a, häufiger beobachtet wurden als solche der Entladung Nr. 1764.

Ausgehend von dem genannten Resultat, dass eine Belegung der inneren Gefässwand mit Wasser (als Folge der vorangegangenen Entladung) das Auftreten von Makroinstabilitäten begünstigt, wurde versucht, die

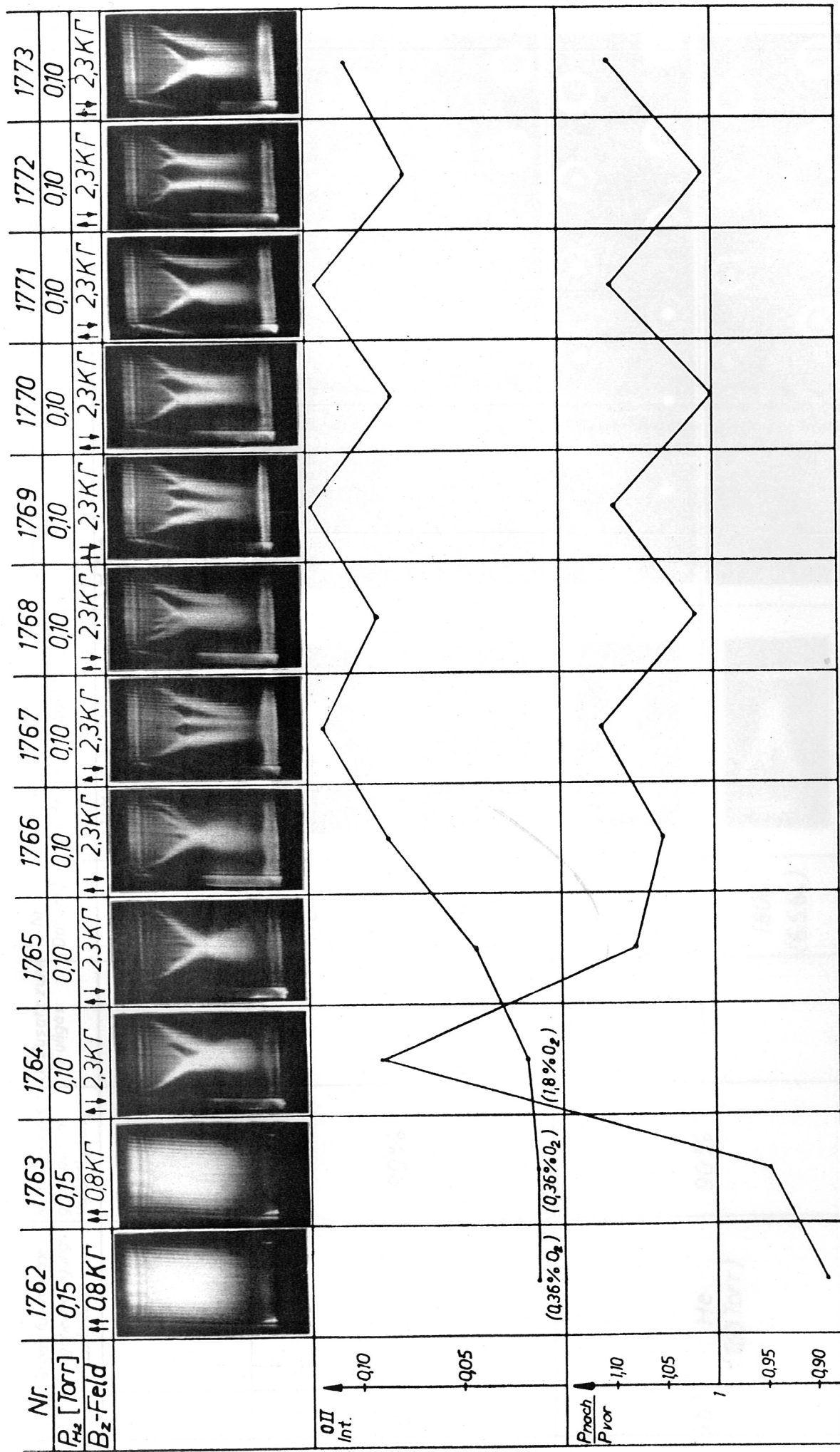


Fig. 5. Smearbild-Aufnahmen, OII-Linien-Intensitäten und Verhältnis des Gasdruckes im Gefäß nach und vor der Entladung für ein Beispiel einer aufeinander folgenden Reihe von Entladungen. Bei den Entladungen Nr. 1762, 1763, 1764 ist der dem OII-Linien-Signal-entsprechende O_2 -Verunreinigungsgrad angegeben.


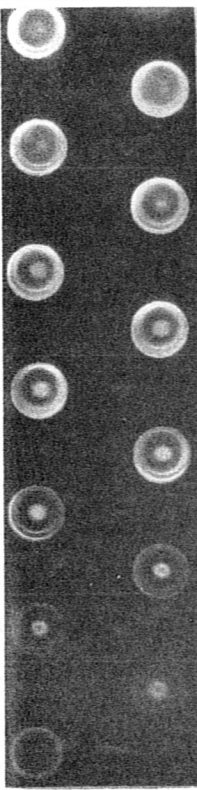
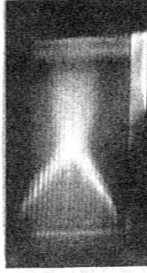
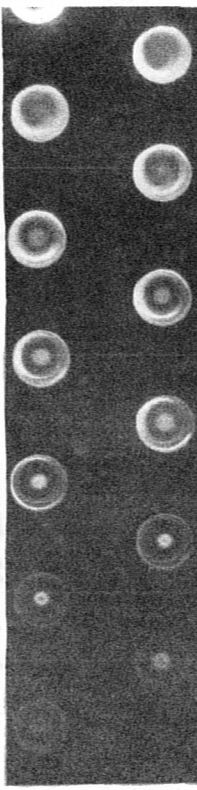

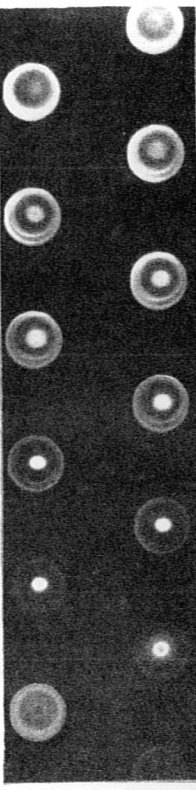

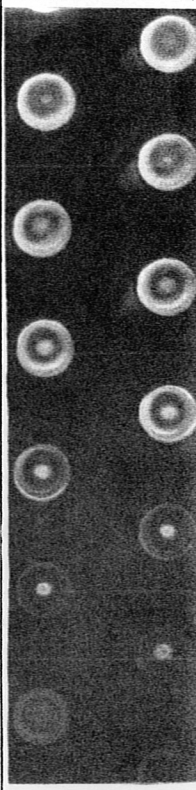
Füllgas für vorangegangene Reinigungs-entladung	Mittlerer Ionisierungsgrad durch Vorentladung	O ₂ Zusatz zum Füllgas	Nr. (Datum)	Smear - Bilder (side-on-Beobacht.)	Framing-Kamera - Aufnahmen (end-on-Beobachtung)
(a) H ₂	90%	—	1764 (5.5.64)		
			1802 (6.5.64)		
(b) He (0,00 Torr)	90%	—	1776 (5.5.64)		
			1806 (6.5.64)		

Fig. 6. Smearbild-Aufnahmen in side-on-Beobachtung und zugehörige Framing-Kamera-Aufnahmen in end-on-Beobachtung von Entladungen mit antiparallelen eingefangenen Magnetfeld. a) Nach Reinigungsentladungen in Wasserstoff, b) Nach Reinigungsentladungen in Helium.

Stabilität der Plasmasäule in reproduzierbarer Weise bis zum Zeitpunkt maximalen Magnetfeldes zu erhalten durch eine vollständige Vermeidung einer erneuten Wasserbildung während der Reinigungs-entladungen. Aus diesem Grunde wurde in letzteren Helium von 0,10 Torr an Stelle von Wasserstoff verwendet. Dieses sollte nach der Entladung durch Abpumpen von der Gefässwand leichter wieder zu entfernen sein. Die Ergebnisse nach solchen Reinigungsentladungen in Helium lassen sich aus den zwei Beispielen in Fig. 6b entnehmen. Obwohl die Pumpzeit bis zum Erreichen eines Vakuumdruckes von $2 \cdot 10^{-6}$ Torr nach diesen Reinigungsentladungen tatsächlich um einen Faktor 3 kürzer war als zuvor, zeigten weder die Smearbild-Aufnahmen noch die Massenspektren eine echte Verbesserung in der Stabilität der Plasmasäule bei antiparallel eingefangenen Magnetfeld.

Letztere hätte dagegen vielleicht noch erzielt werden können durch ein vollständiges Ausheizen des Gefässes nach einer jeden Entladung. Aus praktischen Gründen wurde aber davon abgesehen und im folgenden Reinigungsentladungen in Wasserstoff beibehalten.

c) Versuche zur künstlichen Erzwingung der Makroinstabilitäten

Die nächste Frage war, ob die Makroinstabilitäten durch einen verhältnismässig hohen Zusatz von Sauerstoff zum Wasserstoff-Füllgas oder durch eine Verringerung des Vorionisierungsgrades wieder erzwungen werden konnten. Es wurde im ersteren Falle ein Sauerstoff-zusatz von 4,6% verwendet, und im zweiten Falle betrug der mittlere Grad der Vorionisierung nur etwa 40%. Die Smearbild-Aufnahmen blieben jedoch in beiden Fällen unverändert (Fig. 7). Durch zwei vorhergehende Reinigungsentladungen in Wasserstoff war also hier auch bei diesen verschlechterten Entladungsverhältnissen noch die Vermeidung von Makroinstabilitäten im genannten Sinne möglich.

Es ist aus den gewonnenen Ergebnissen zu schliessen, dass neben Sondenstutzen und Sondentaschen eine Belegung der inneren Gefässwand mit Wasser durch die vorangegangenen Entladungen der wesentlichste Trigger für auftretende Makroinstabilitäten sein kann, während im Gefässvolumen vorhandene Verunreinigungen des Füllgases und schlechte Vorionisierungsverhältnisse dafür erst in zweiter Linie verantwortlich zu sein scheinen.

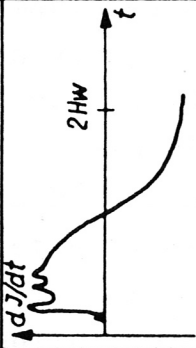
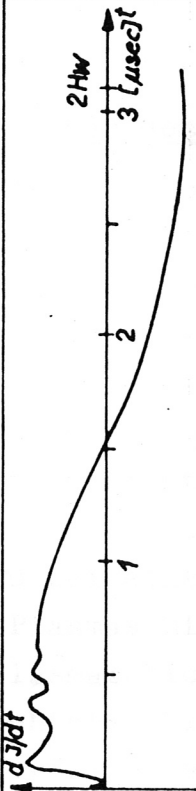
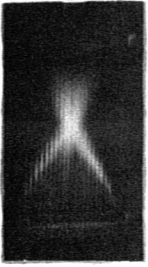
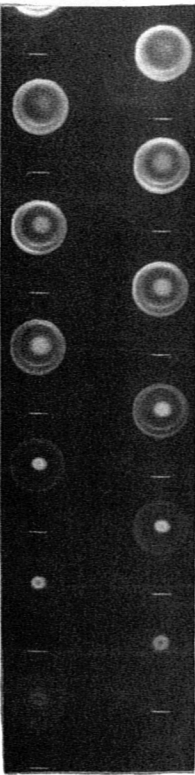
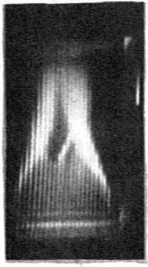
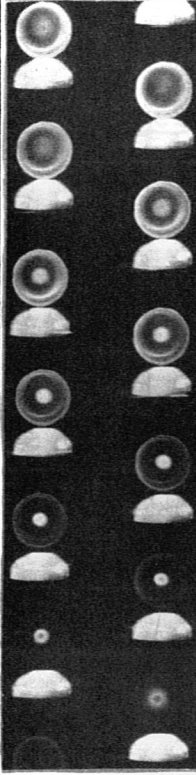
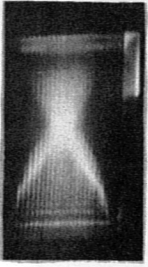
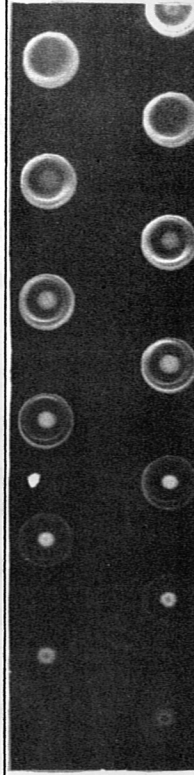
Füllgas für vorangegangene Reinigungs-entladung	Mittlerer Ionisierungsgrad durch Vorentladung	O ₂ Zusatz zum Füllgas	Nr. (Datum)	Smear-Bilder (side-on-Beobacht.)	Framing-Kamera-Aufnahmen (end-on-Beobachtung)
					
(a) H ₂	90%	4,6%	1784 (5.5.64)		
			1809 (6.5.64)		
(b) H ₂	40%	—	1798 (6.5.64)		

Fig. 7. Smearbild-Aufnahmen in side-on-Beobachtung und zugehörige Framing-Kamera-Aufnahmen in end-on-Beobachtung von Entladungen mit antiparallel eingefangenen Magnetfeld nach Reinigungsentladung in Wasserstoff. a) Für 4,6% O₂-Zusatz zum H₂-Füllgas, b) Bei einem Vorionisierungsgrad von 40%.

Vergleiche zwischen den experimentellen Ergebnissen und theoretischen Voraussagen.

Im abschliessenden Teil dieses Berichtes sollen Vergleiche angestellt werden zwischen den experimentell beobachteten Zeiten bis zum Aufreissen der Plasmasäule in einzelne Ringe und ihrer Anzahl einerseits und entsprechende theoretische Voraussagen andererseits. Hierzu werden die unten angegebenen experimentellen Daten: Temperatur, Durchmesser und Schichtdicke der Plasmasäule herangezogen. Sie wurden zunächst benutzt zur Berechnung der Diffusionszeit τ_R für das Magnetfeld bei einem vorhandenen Plasmawiderstand η . Im Falle einer ebenen Plasmaschicht lautet der Zusammenhang zwischen τ_R , η und der Plasmaschichtdicke a : $\tau_R = 4\pi a^2 / \eta$ (in cgs-Einheiten). Für die beobachteten Plasmaringe ist diese Gleichung entsprechend dem jeweils vorliegenden Verhältnis von Plasmaschichtdicke zu Radius des Plasmaringes zu korrigieren. Weiterhin wurde ein Vergleich mit den Voraussagen der Theorie von Furth, Killeen und Rosenbluth (2) über die Tearing-Mode-Widerstandsinstabilitäten durchgeführt. Dazu erfolgte mit den experimentellen Ergebnissen eine Berechnung der charakteristischen Wachstumszeit τ_{FKR} für solche Instabilitäten und der theoretisch maximal möglichen Wellenlänge λ_{max} , die nach der genannten Theorie zugleich die grösste als auch die am häufigsten auftretende Wellenlänge ist.

Als experimentell beobachtete Wellenlänge λ_{exp} wird im folgenden das Verhältnis von Länge der gesamten, in einzelne Ringe unterteilten Plasmasäule zu der Zahl der Ringe angegeben. Als experimentell bestimmte Zeit τ_{exp} wird der Zeitraum mitgeteilt zwischen der ersten maximalen Kompression der Plasmasäule und den ersten Anzeichen für ihr Aufreissen. Dieser Zeitraum ist allerdings weder mit τ_R noch mit τ_{FKR} unmittelbar vergleichbar, da experimentell erst die Folgeerscheinung (nämlich das Aufreissen der Plasmasäule) des ihrer Definition zugrunde liegenden Mechanismus beobachtet werden konnte. Insofern lässt der angestrebte Vergleich in quantitativer Hinsicht nur Aussagen über eine grössenordnungsmässige Übereinstimmung zwischen τ_{exp} einerseits und τ_R und τ_{FKR} andererseits zu.

Experimentell wurde beobachtet:

	Plasma hohen Verunreinigungsgrades	Plasma geringen Verunreinigungsgrades
τ_{exp}	0,8 μsec - 1,2 μsec	0,3 μsec - 0,8 μsec
λ_{exp}	≥ 30 cm	≈ 5 cm - ≈ 15 cm

Für die in die theoretischen Gleichungen einzusetzenden, experimentellen Werte wurden die kurz nach der zweiten maximalen Kompression (0,6 μsec nach Beginn der Hauptentladung) beobachteten Daten verwendet. Sie besitzen natürlich wegen der hier verwendeten, mehr qualitativen Messmethoden keinen hohen Genauigkeitsgrad.

Diese Daten lauten:

Plasmaschichtdicke $a \approx 0,2$ cm
 Radius der Plasmasäule $r \approx 0,5$ cm } aus end-on-Framing-Kamera-Aufnahmen

Temperatur:

20 eV \leq (kT) (Plasma geringen Verunreinigungsgrades) \leq 40 eV
 10 eV \leq (kT) (Plasma hohen Verunreinigungsgrades) \leq 20 eV

Die Plasmatemperatur ist für die vorliegenden Entladungsverhältnisse noch nicht experimentell bestimmt worden. Aus dem Auftreten von OIV-Linien im Plasma hohen Verunreinigungsgrades vom Zeitpunkt der ersten maximalen Kompression (0,4 μsec nach Zündung der Hauptentladung) an bis über denjenigen maximalen Magnetfeldes hinaus wurde eine Plasmatemperatur innerhalb der angegebenen Grenzen abgeschätzt. Sie sollte im anderen Falle wegen der kleineren Strahlungs- und Ionisationsverluste durch die Sauerstoffverunreinigungen etwa um den Faktor 2 höher sein.

Mit diesen experimentellen Werten ergeben sich folgende theoretische Voraussagen:

kT (eV)	τ_R (μsec)	τ_{FKR} (μsec)	λ_{max} (cm)
10	0,3	0,06	3
20	0,9	0,1	4
40	2,5	0,2	5
80	7	0,35	7

Es sei nun insbesondere ein Plasma geringen Verunreinigungsgrades betrachtet, wie es etwa in Entladung Nr. 1802, Fig. 6a, erzielt wurde. Danach ist es experimentell möglich, ein Plasma mit antiparallel eingefangenen Magnetfeld unter den vorliegenden Verhältnissen zu erzeugen, ohne dass ein Aufreißen der Plasmasäule (als Folge von Makroinstabilitäten) vor dem Zeitpunkt maximalen Magnetfeldes feststellbar ist. Das heisst, die Plasmasäule kann hier zumindest bis 1 μ sec nach der ersten maximalen Kompression stabil gehalten werden. Solche Intervalle werden aber bereits durch die Diffusionszeit τ_R theoretisch vorausgesagt. Die gewonnenen Ergebnisse stellen daher keine experimentelle Unterstützung der theoretischen Voraussagen von Furth, Killeen und Rosenbluth über die Tearing-Mode-Widerstandsinstabilitäten dar, wobei allerdings nochmals auf die zuvor erwähnten Einschränkungen für einen solchen Vergleich hingewiesen sei.

Die Verfasser möchten an dieser Stelle Herrn Prof. Dr. H.R. Griem für die Diskussionen über die Abschätzung der Plasmatemperatur und Herrn Dr. R. Chodura über die Instabilitätstheorien danken. Für weitere Diskussionen danken sie auch Herrn Prof. Dr. E. Fünfer und ihren Garchinger Kollegen.

Literaturhinweise

- 1 H.A.B. Bodin, Nuclear Fusion 3, (1963) 215
- 2 H.P. Furth, J. Killeen, M.N. Rosenbluth, Phys. Fluids 6, (1963) 459
- 3 A. Eberhagen, M. Keilhacker, Comptes Rendus VIe Conf. Int. sur les Phen. dans le Gaz, Paris (1963), Vol. II, 573
- 4 A. Eberhagen, M. Keilhacker, Comptes Rendus VIe Conf. Int. sur les Phen. dans le Gaz, Paris (1963), Vol. II, 577
- 5 F.C. Jahoda, G.A. Sawyer, Phys. Fluids 6, (1963) 1195