

an Stelle der Ausdrücke (18), (16) und (7) mit passend gewähltem  $\gamma'$  zwecks Erfassung des Einflusses der Elektronenwechselwirkung<sup>8</sup>.

In früheren Arbeiten<sup>5, 8</sup> ist eine Methode angegeben worden, die Transporterscheinungen in einem Plasma durch Lösung der BOLTZMANN-Gleichung mit Wechselwirkungsglied der Elektronen in direkter

Form zu erfassen; an Stelle der geschlossenen Integralausdrücke der Theorie des LORENTZ-Gases treten dann Determinanten.

Die folgerichtige Erweiterung dieser Untersuchungen auf den hier vorliegenden Fall der Anwesenheit von Magnetfeldern soll in einer folgenden Arbeit durchgeführt werden.

## Über den Einfluß longitudinaler Magnetfelder auf den linearen Pinch-Effekt

Von H. HEROLD, E. FÜNFER, G. LEHNER, H. TUCZEK und C. ANDELFINGER

Aus dem Laboratorium für Techn. Physik der Technischen Hochschule München  
(Z. Naturforsch. 14 a, 323–329 [1959]; eingegangen am 29. Dezember 1958)

Es wird der Einfluß von stabilisierenden magnetischen Longitudinalfeldern bis zu 1100 Gauß auf den linearen Pinch-Effekt untersucht. Die Entladungen erfolgen in Deuterium bei Drucken von  $10^{-2}$  bis  $10^{-1}$  Torr, bei Stromanstiegen von  $6 \cdot 10^{11}$  A/sec und Strömen von etwa 300 kA. Gemessen wurde die longitudinale Flußänderung innerhalb einer Meßschleife zwischen Stromrückleiter und Entladungsgefäß. Neben einer Flußänderung durch das im Plasma eingefangene Längsfeld tritt zum Zeitpunkt der letzten Plasmakontraktion eine starke Flußzunahme auf, die ( $m=1$ )-Instabilitäten zugeschrieben wird. Der Schraubensinn dieser Instabilitäten ist bei Stabilisierungsfeldern über 300 Gauß durch deren Richtung definiert, während er bei kleineren Feldstärken wechselndes Vorzeichen hat. Mit zunehmendem Längsfeld verschiebt sich das Auftreten der Instabilität von 2,5  $\mu$ sec (0 Gauß) zu 3,7  $\mu$ sec (1100 Gauß). Entsprechend nimmt die Zahl der Kontraktionen von 2 auf 5 zu. Das Auftreten der Kontraktionen und der Instabilitäten verschiebt sich mit zunehmendem Druck zu größeren Zeiten ( $t \sim p^{3/11}$ ). Die Abnahme gewisser Schwankungen im Spannungsverlauf mit zunehmendem Feld läßt darauf schließen, daß die ( $m=0$ )-Instabilitäten bei höheren Feldern nicht mehr auftreten. Entladungen in verunreinigtem Deuterium zeigen ein völlig anderes Verhalten. Es tritt nur eine Plasmakontraktion auf, und Fluß- und Spannungsmessungen ergeben keine Anhaltspunkte für ( $m=0$ )- und ( $m=1$ )-Instabilitäten.

In einer früheren Arbeit<sup>1</sup> wurden Versuche mit Deuteriumentladungen beschrieben. Dabei ergaben sich bei Stromstärken von einigen  $10^5$  A und Stromanstiegen von etwa  $6 \cdot 10^{11}$  A/sec 2–3 Plasmakontraktionen, mit denen Neutronenimpulse verknüpft waren. Aus KERR-Zellenaufnahmen ließ sich entnehmen, daß im Anschluß an die Kontraktionsprozesse die Plamasäule durch Instabilitäten zerstört wird. In der folgenden Arbeit wird über Versuche berichtet, diese Instabilitäten durch Messung des dabei auftretenden magnetischen Flusses nachzuweisen. Weiterhin wurde der Einfluß von longitudinalen Magnetfeldern auf den Entladungsablauf untersucht. Ebenso wie bei verschiedenen anderen Arbeiten (z. B. <sup>2–4</sup>) zeigte sich ein stabilisierender Einfluß des Längsfeldes auf den Pinch-Effekt.

### Experimenteller Aufbau

Es wurde die gleiche Stoßanlage wie in der früheren Arbeit<sup>1</sup> benutzt (40 kV, 40  $\mu$ F). Das Entladungsgefäß bestand aus einem Duranglaszylinder von 20 cm Durchmesser und 50 cm Länge. Den Stromrückleiter bildete ein geschlossener Kupferhohlzylinder. Der Druck im Entladungsgefäß betrug etwa  $4 \cdot 10^{-2}$  Torr Deuterium. Der Restgasdruck an Verunreinigungen lag unter  $10^{-5}$  Torr.

Das magnetische Längsfeld wurde durch eine mit Gleichstrom betriebene Spule erzeugt, die konzentrisch um das Entladungsgefäß angeordnet war. Durch zusätzliche Windungen an den Enden wurde der Feldverlauf etwas homogenisiert. Die Feldstärke entlang der Entladungssachse ist in Abb. 1 gezeigt. Sie konnte bis 1100 Gauß gesteigert werden.

<sup>1</sup> E. FÜNFER, H. HEROLD, G. LEHNER, H. TUCZEK u. C. ANDELFINGER, Z. Naturforschg. 13 a, 524 [1958].

<sup>2</sup> A. L. BEZBATCHENKO, I. N. GOLOVIN, P. D. IVANOV, V. D. KIRILOV u. N. A. YAVLINSKY, J. Nucl. Energy 5, 71 [1957].

<sup>3</sup> L. C. BURCKHARDT, R. H. LOVBERG, G. A. SAWYER u. T. F. STRATTON, J. Appl. Phys. 29, 964 [1958].

<sup>4</sup> S. A. COLGATE, J. P. FERGUSON u. H. P. FURTH, 2nd UN Int. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy (1958), Bericht Nr. A/Conf 15/P/369.



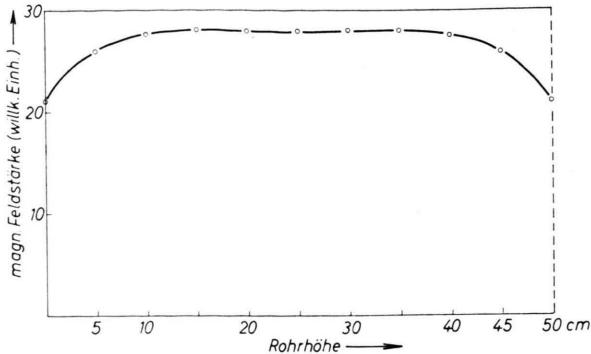


Abb. 1. Magnetische Feldstärke längs der Achse des Entladungsrohres.

### Messung des magnetischen Flusses

Zur Messung der longitudinalen Flußänderungen wurde eine elektrostatisch abgeschirmte Drahtschleife zwischen Rückleiter und Entladungsgefäß angebracht (Abb. 2 a), ähnlich wie dies bereits von verschiedenen Seiten<sup>2-4</sup> durchgeführt wurde. Eine zeitliche Flußänderung innerhalb der Schleife vom Radius  $r_S$  erzeugt an ihrem Ende eine Spannung proportional  $d\Phi/dt$ . Durch ein RC-Glied wird eine Integration so durchgeführt, daß die am Oszillographen gemessene Spannung dem Integral der zeitlichen Flußänderung proportional ist:

$$U \sim \Delta\Phi = \int \frac{d\Phi}{dt} dt.$$

### Eingefangenes Magnetfeld

Eine Flußänderung kommt dadurch zustande, daß bei einer Kompression des Plasmas das innerhalb des Plasmazylinders liegende Feld bis zu einem gewissen Grade mitgenommen wird. Ist  $\eta$  der spezifische Plasmawiderstand, so gilt für den Fluß  $\Phi$  innerhalb einer geschlossenen Kurve, die sich mit dem Plasma bewegt<sup>5</sup>:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{\eta}{4\pi} \int \Delta\mathcal{B} d\sigma.$$

Im Idealfall  $\eta \rightarrow 0$  bleibt der Fluß im Plasma konstant. Obgleich sich aus Versuchen<sup>2</sup> ergibt, daß insbesondere für den Anfang der Pinch-Kontraktion dies nur unvollständig erfüllt ist, sollen die folgenden Rechnungen der Einfachheit halber darauf bezogen sein.

Da sich die betrachteten Plasmavorgänge innerhalb einiger  $\mu$ sec abspielen, kann außerdem das Feld nicht merklich in den Rückleiter eindringen.

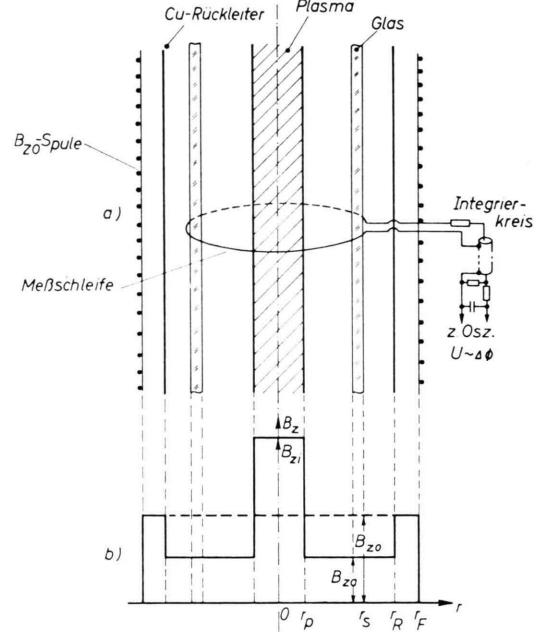


Abb. 2. a) Anordnung der Meßschleife zur Messung der Flußänderung  $\Delta\Phi$ ; b) Feldverteilung während der Kompression (schematisch).

Dies bedeutet, daß auch innerhalb des Rückleiters der Fluß konstant bleiben muß.

Daraus ergibt sich beim Plasmaradius  $r_p$  zur Zeit  $t$  ein schematischer Feldverlauf entsprechend Abb. 2 b. Während innerhalb des Plasmas das ursprüngliche Feld  $B_{z0}$  durch Kompression auf  $B_{zi}$  erhöht wird, sinkt es zwischen Rückleiter und Plasma auf den Wert  $B_{za}$  ab. Damit läßt sich die Größe der Flußänderung  $\Delta\Phi$  ableiten. Es ist:

$$r_p^2 B_{zi} = r_0^2 B_{z0} \quad (1)$$

(Flußkonstanz im Plasma),

$$r_R^2 B_{z0} = r_p^2 B_{zi} + (r_R^2 - r_p^2) B_{za} \quad (2)$$

(Flußkonstanz innerhalb des Rückleiters).

$\Delta\Phi$  ist:

$$\Delta\Phi = \pi (r_R^2 - r_S^2) \cdot (B_{z0} - B_{za}). \quad (3)$$

Mit (1) und (2) erhält man den Zusammenhang zwischen  $\Delta\Phi$  und dem Plasmaradius  $r_p$ :

$$\Delta\Phi = \frac{(r_R^2 - r_S^2)(r_0^2 - r_p^2)}{(r_R^2 - r_p^2)} \pi B_{z0}. \quad (4)$$

Danach entsprechen den Minima von  $r_p$ , d. h. den Zeitpunkten der maximalen Plasmakontraktionen, Maxima von  $\Delta\Phi$ . Das Oszillogramm der Abb. 3 a

<sup>5</sup> L. SPITZER, Physics of Fully Ionized Gases, New York 1956.

zeigt den zeitlichen Verlauf von  $\Delta\Phi$  und den zugehörigen Stromverlauf bei einem longitudinalen Feld  $B_{z0} = 600$  Gauß. Zu Beginn der Plasmakontraktion steigt  $\Delta\Phi$  erwartungsgemäß an (über den nach etwa 3–4  $\mu$ sec auftretenden sehr steilen Anstieg von  $\Delta\Phi$ ,

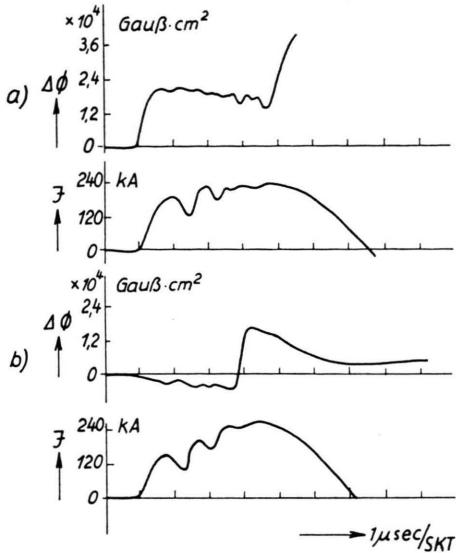


Abb. 3. Flußänderung  $\Delta\Phi$ , Strom  $I$ . a)  $B_{z0}=600$  Gauß,  
b)  $B_{z0}=0$  Gauß.

der andere Ursachen hat, soll erst anschließend gesprochen werden). Die Maxima der  $\Delta\Phi$ -Kurve zeigen jedoch nicht den nach (4) zu erwartenden Zusammenhang mit den die Kompressionen kennzeichnenden Knicken der Stromkurve. Um dies zu verstehen, soll die Abb. 3 b betrachtet werden, die ohne äußeres Feld ( $B_{z0} = 0$  Gauß) gewonnen wurde. Auch dabei wird ein longitudinaler Fluß beobachtet. Er ist wesentlich kleiner und entspricht etwa dem Stromverlauf. Dieser Fluß kann verschiedene Ursachen haben. Zum Beispiel könnten Abweichungen des Rückleiters, der Meßschleife oder des kontrahierenden Plasmas von der Zylindersymmetrie Feldkomponenten erzeugen, die von der Meßschleife aufgenommen werden. Es ist jedoch auch denkbar, daß azimutale Stromkomponenten im Plasma zu einem Longitudinalfeld führen. Dies ist auf Grund der Anisotropie der Leitfähigkeit eines Plasmas im Magnetfeld möglich<sup>2, 6</sup>. Ein reiner Longitudinalstrom ist nämlich in diesem Falle nicht stabil, da ein beliebig kleines Longitudinalfeld zur Ausbildung eines azimutalen Stromes führt, der seinerseits zu einer Vergrößerung des Magnetfeldes führt usw. („Paramagnetischer“ Effekt nach BICKERTON<sup>6</sup>). Diese Ef-

fekte würden ein dem Strom proportionales Signal liefern.

Die  $\Delta\Phi$ -Kurve mit  $B_{z0}$ -Feld ist daher vermutlich eine Überlagerung von mehreren Effekten der beschriebenen Art.

### Auftreten der $m = 1$ -Instabilitäten (Korkzieherinstabilitäten)

Mit und ohne Longitudinalfeld  $B_{z0}$  tritt nach 3 bis 4  $\mu$ sec und zum Zeitpunkt des letzten erkennbaren Knicks der Stromkurve ein steiler Anstieg von  $\Delta\Phi$  auf. Dabei erreicht  $\Delta\Phi$  Werte von einigen  $10^4$  bis  $10^5$  Gauß · cm<sup>2</sup>, während im ersten Teil  $\Delta\Phi$  nur etwa einige  $10^3$  Gauß · cm<sup>2</sup> beträgt. Diese starke Flußänderung kann mit der Kontraktion des Plasmas schon deswegen nicht erklärt werden, weil sie nach dem Aufhören der Plasmakontraktionen entsteht. Es ist wahrscheinlich, daß zu diesem Zeitpunkt Korkzieherinstabilitäten ( $m = 1$ ) auftreten, die zur Ausbildung eines spiralförmigen Plasmafadens und damit zu einem starken Longitudinalfeld führen. Ähnliche Erscheinungen wurden bereits von anderer Seite<sup>3, 4</sup> beobachtet und ebenso gedeutet.

Auch in diesem Falle muß der Fluß innerhalb des Rückleiters konstant bleiben. Dies führt dazu, daß durch die Instabilitäten im Rückleiter Kreis-

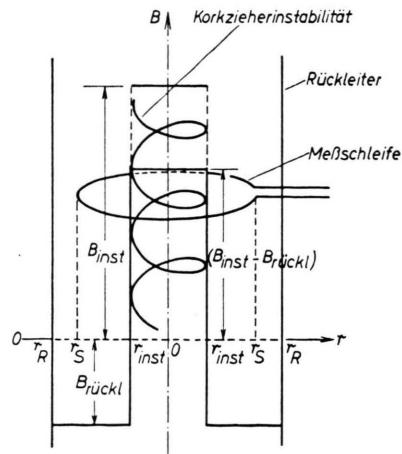


Abb. 4. Feldverlauf bei Korkzieherinstabilität ( $m=1$ ).

ströme erzeugt werden, deren magnetischer Fluß den der Instabilität gerade aufhebt. Der Feldverlauf ist schematisch durch Abb. 4 gegeben, wobei die vom Stabilisierungsfeld  $B_{z0}$  herrührenden Felder  $B_{zi}$  und

<sup>6</sup> R. J. BICKERTON, Proc. 3rd Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Venedig 1957, 101.

$B_{za}$  (siehe Abb. 2 b) nicht berücksichtigt wurden. Geht man von einer schematisierten Form der Korkzieherinstabilität aus, wobei sie als eine Kreisspirale konstanter Ganghöhe betrachtet wird, so läßt sich aus folgender Betrachtung die mit dieser Ganghöhe identische Wellenlänge der Instabilität abschätzen. Die Flußkonstanz fordert:

$$r_{\text{inst}}^2 B_{\text{inst}} = r_R^2 B_{\text{rückl}}. \quad (5)$$

Für die Flußänderung ergibt sich

$$\Delta\Phi = (r_R^2 - r_S^2) \pi B_{\text{rückl}}.$$

Zusammen mit (5) ergibt sich dann für den durch die Instabilität erzeugten Fluß  $\Phi_{\text{inst}}$ :

$$\Phi_{\text{inst}} = r_{\text{inst}}^2 B_{\text{inst}} = \frac{\Delta\Phi}{1 - (r_S/r_R)^2}. \quad (6)$$

Betrachtet man den Plasmafaden als eine vom Strom  $I$  durchflossene Spule mit  $n$  Windungen und  $l$  cm Länge, so ist die Wellenlänge  $\lambda = l/n$  und mit (6) ist:

$$\frac{0.4 \pi^2 r_{\text{inst}}^2 I}{\lambda} = \frac{\Delta\Phi}{1 - (r_S/r_R)^2}. \quad (7)$$

Für Werte, die sich aus den Messungen ergaben ( $I = 3 \cdot 10^5$  A,  $\Delta\Phi = 10^5$  Gauß cm<sup>2</sup>,  $r_{\text{inst}} = 2$  cm und  $r_S/r_R = 0.9$ ), erhält man  $\lambda = 10$  cm. Dies ist mindestens der Größenordnung nach ein vernünftiger Wert. Nach HAIN und LÜST<sup>7</sup> ist nämlich die Wellenlänge der Instabilität, die die größte Wachstumsrate hat, von der Größenordnung des Pinch-Durchmessers.

### Schraubensinn der $m=1$ -Instabilität

Das aus den Messungen ermittelte Vorzeichen von  $\Delta\Phi$  liefert den Schraubensinn der Instabilität. Dabei treten je nach der Größe des Longitudinalfeldes  $B_{zo}$  verschiedene Fälle auf, von denen Abb. 5 einige typische Beispiele zeigt. Ohne Longitudinalfeld ( $B_{zo} = 0$  Gauß) und bei kleinen Feldern wechselt das Vorzeichen des Instabilitätsfeldes, d. h. es treten sowohl Links- wie auch Rechtsschrauben auf (Abb. 5 a und 3 b). Außerdem treten im Gebiet bis zu 300 Gauß häufig Fälle auf, bei denen das Vorzeichen des Fluxes während einer Entladung wechselt (Abb. 5 b,  $B_{zo} = 0$  Gauß) oder die Größe des Fluxes stark schwankt (Abb. 5 c,  $B_{zo} = 200$  Gauß). Mit zunehmendem Feld  $B_{zo}$  überwiegen allmählich die Fälle, bei denen  $B_{zo}$ -Feld und Instabilitätsfeld im

Vorzeichen übereinstimmen. Ist  $B_{zo}$  größer als 300 Gauß, so haben beide Felder immer gleiches Vorzeichen (Abb. 5 d,  $B_{zo} = 1100$  Gauß).

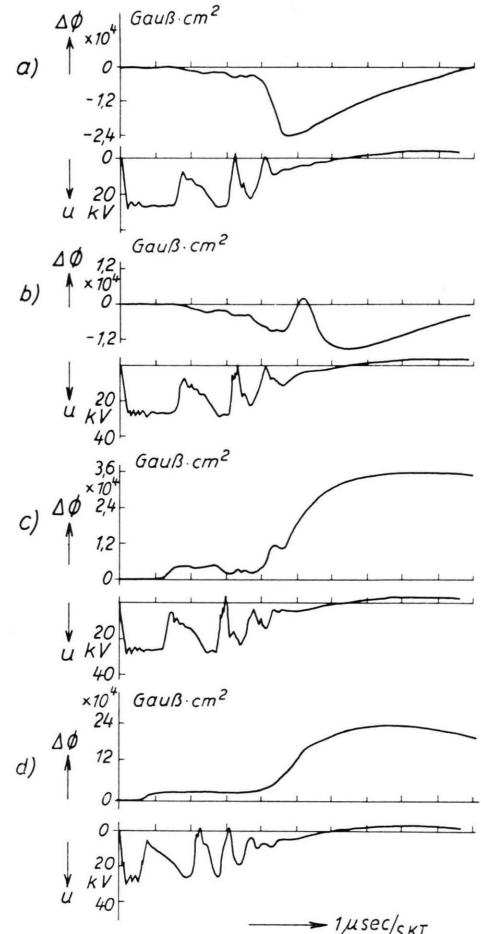


Abb. 5. Flußänderung  $\Delta\Phi$ , Spannung  $u$ . a)  $B_{zo} = 0$  Gauß, b)  $B_{zo} = 0$  Gauß, c)  $B_{zo} = 200$  Gauß, d)  $B_{zo} = 1100$  Gauß.

Diese verschiedenen Formen lassen sich verstehen, wenn man annimmt, daß während einer Entladung mehrere Instabilitäten mit verschiedenem Schraubensinn und unterschiedlicher Wachstumsgeschwindigkeit auftreten. Man kann auch daran denken, daß eine Instabilität im Zusammenhang mit einer Plasmakontraktion entsteht, jedoch bei der folgenden Expansion wieder unterdrückt wird. Bei der nächsten Kontraktion kann dann eine neue, von der ersten unabhängige Instabilität entstehen. Theoretisch ist zu erwarten, daß bei genügend hohen  $B_{zo}$ -Feldern diejenige Instabilität ausgezeichnet ist, deren Schraubensinn übereinstimmt mit dem Schraubensinn des magnetischen Feldes, das durch Überlagerung des

<sup>7</sup> K. HAIN u. R. LÜST, Z. Naturforschg. 13a, 936 [1958].

azimutalen Eigenfeldes der Entladung mit dem longitudinalen Stabilisierungsfeld entsteht. Dies stimmt für Felder ab 300 Gauß mit den Messungen überein.

Der Verlauf der  $\Delta\Phi$ -Kurven ist bei hohen  $B_{z0}$ -Feldern einigermaßen reproduzierbar. Aus Abb. 6 a ( $B_{z0} = 900$  Gauß) erkennt man, daß beim Null-

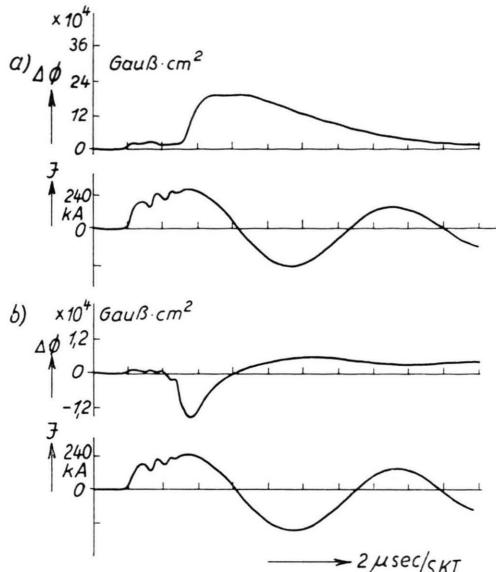


Abb. 6. Flußänderung  $\Delta\Phi$ , Strom  $I$ . a)  $B_{z0}=900$  Gauß,  
b)  $B_{z0}=100$  Gauß.

durchgang des Stromes  $\Delta\Phi$  noch sehr groß ist. Das heißt, es müssen beim Verschwinden des äußeren Entladungsstromes noch beträchtliche, im Plasma sich schließende, azimutale Ströme fließen. Mit abnehmendem  $B_{z0}$ -Feld werden die Erscheinungen verwickelter und die  $\Delta\Phi$ -Kurven weniger gut reproduzierbar. Es treten Fälle auf, bei denen  $\Delta\Phi$  schnell abnimmt und sogar bald nach dem Nulldurchgang des Stromes negative Werte annimmt (Abb. 6 b,  $B_{z0} = 100$  Gauß).

Das Maximum von  $\Delta\Phi$  nimmt bis zu etwa 900 Gauß proportional der Feldstärke  $B_{z0}$  zu und ändert sich dann bis 1100 Gauß nur noch unwesentlich (Abb. 7).

Wie z. B. aus Abb. 5 d zu ersehen ist, zeigt die Spannung an der Entladungsstrecke keine wesentliche Änderung beim Eintreten der Instabilität. Dies ist eine Folge der relativ geringen Änderung der Induktivität des Plasmas beim Einsetzen der Instabilität, verglichen mit der schon vorher vorhandenen Induktivität. Bei einer Flußänderung von etwa  $10^5$

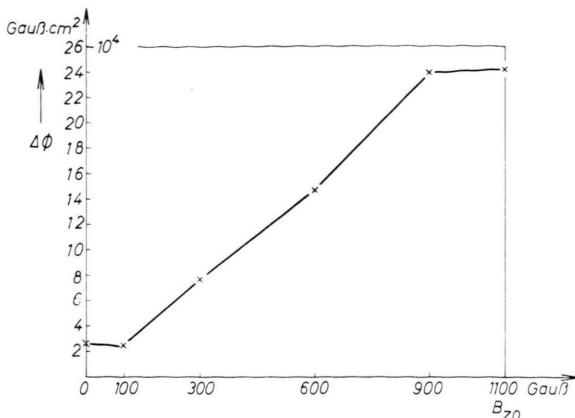


Abb. 7. Maximale Flußänderung  $\Delta\Phi_{\max}$  (Mittelwerte aus je 10 Messungen) in Abhängigkeit von  $B_{z0}$ .

Gauß  $\text{cm}^2$  und bei einem Strom von etwa  $3 \cdot 10^5$  A ergibt sich eine Änderung der Induktivität

$$\Delta L = \frac{\Delta\Phi}{I} = \frac{10^5 \text{ Gauß} \cdot \text{cm}^2}{3 \cdot 10^5 \text{ Weber}} = 3 \text{ cm}.$$

Diese Änderung ist klein gegenüber der Induktivität des Pinch-Fadens vor der Instabilität, die einige 100 cm beträgt.

### $m = 0$ -Instabilität

Im Gegensatz zur ( $m = 1$ )-Instabilität können bei einer ( $m = 0$ )-Instabilität beträchtliche Änderungen der Induktivität auftreten<sup>8</sup>. Die Entstehung von ( $m = 0$ )-Instabilitäten sollte sich also im Verlauf der Spannungskurve und der  $dI/dt$ -Kurve ausdrücken. Von COLGATE<sup>8</sup> werden Spannungen, die im Verlaufe von ( $m = 0$ )-Instabilitäten auftreten, für eine axiale Beschleunigung von Deuteronen verantwortlich gemacht. Aus Asymmetriemessungen an Neutronen schließt er auf Spannungen bis zu 100 kV. Derartige Spannungen ließen sich jedoch nicht nachweisen und treten auch bei uns nicht auf. Dagegen findet man in den Spannungsoszillogrammen der Abb. 5 kleine Schwankungen, die nicht mit den normalen Plasmakontraktionen (Stromknicke) erklärt werden können (Abb. 5 a, 5 b und 5 c). Die Annahme, daß es sich hierbei um ( $m = 0$ )-Instabilitäten handelt, wird dadurch gestützt, daß diese Schwanungen bei höheren Feldern abnehmen (Abb. 5 d,  $B_{z0} = 1100$  Gauß). Dies ist mit der theoretischen Aussage im Einklang, daß ( $m = 0$ )-Instabilitäten

<sup>8</sup> O. A. ANDERSON, W. R. BAKER, S. A. COLGATE, I. ISE u. R. V. PYLE, Phys. Rev. **110**, 1375 [1958].

durch Felder dieser Größe unterdrückt werden. Im Gegensatz zu einer Arbeit von OHLIN und Mitarbb.<sup>9</sup> ließ sich jedoch kein Zusammenhang dieser ( $m=0$ )-Instabilitäten mit den Neutronenimpulsen feststellen.

### Zeitpunkt der $m=1$ -Instabilitäten

Mit zunehmendem  $B_{z0}$ -Feld tritt die ( $m=1$ )-Instabilität später auf (Abb. 8). Gleichzeitig nimmt die Zahl der Plasmakontraktionen zu und wächst von 2 bei  $B_{z0}=0$  Gauß bis zu 5 bei  $B_{z0}=1100$  Gauß

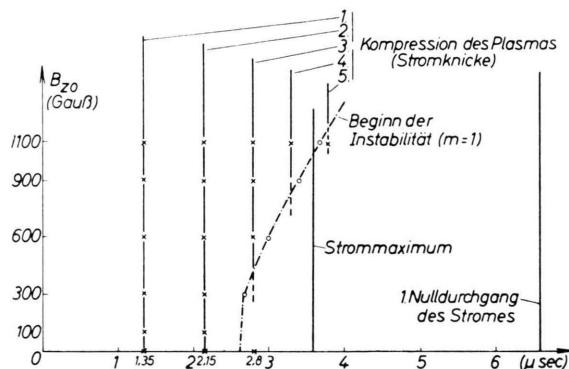


Abb. 8. Zeitpunkte der Kompressionen des Plasmas und Beginn der ( $m=1$ )-Instabilität in Abhängigkeit vom Magnetfeld  $B_{z0}$ .

an. Dabei sind die letzten Knickstellen weniger gut ausgeprägt. Das Auftreten der Instabilität fällt immer mit dem Zeitpunkt der letzten erkennbaren Plasmakontraktion zusammen. In Abb. 8 definiert also die Instabilitätskurve die Grenze zwischen einem für  $m=1$  stabilen und instabilen Bereich. Die Abb. 8 bezieht sich auf einen Druck  $p = 4 \cdot 10^{-2}$  Torr.

Die zeitliche Lage der Stromknick ändert sich mit dem  $B_{z0}$ -Feld nicht merklich. Dagegen verschieben sie sich zu längeren Zeiten, wenn der Druck erhöht wird. Aus Abb. 9 ist dieser Zusammenhang für den ersten, zweiten und dritten Knick erkennbar (wobei der dritte Knick meist nur bei Stabilisierung vorhanden ist). Dies lässt sich mit der Zunahme der bei der Kontraktion mitbewegten Masse erklären, die dem Druck proportional ist. Theoretisch wird eine Abhängigkeit  $t_K \sim p^{1/4}$  gefunden<sup>4, 10</sup>. Aus der Neigung der Geraden in Abb. 9 ergibt sich  $t_K \sim p^{3/11}$ , was innerhalb der Meßgenauigkeit damit übereinstimmt.

<sup>9</sup> P. OHLIN, K. SIEGBAHN, T. SUNDSTRÖM u. S. SVENNERSTEDT, Nucl. Instrum. **3**, 237 [1958].

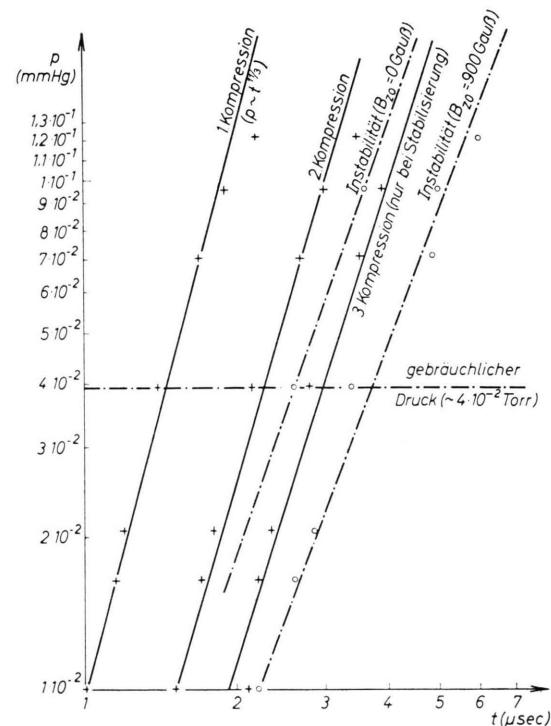


Abb. 9. Zeitpunkt der ersten drei Kompressionen und Einsetzen der Instabilität bei  $B_{z0}=0$  Gauß und  $B_{z0}=900$  Gauß in Abhängigkeit vom Druck  $p$ .

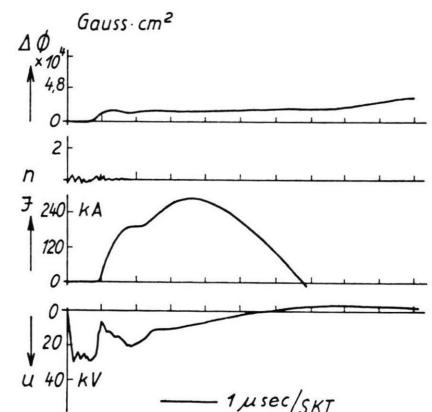


Abb. 10. Flußänderung  $\Delta\Phi$ , Neutronen  $n$ , Strom  $I$ , Spannung  $u$  bei verunreinigter Füllung,  $B_{z0}=600$  Gauß.

### Einfluß von Verunreinigungen

Die bisherigen Resultate wurden mit einem hohen Reinheitsgrad der Deuteriumfüllung gewonnen. Es wurde vor jeder Entladung das Gefäß auf  $10^{-6}$  Torr ausgepumpt und dann mit Deuterium bis zu einigen  $10^{-2}$  Torr gefüllt. Der Restgasdruck der Verunreinigungen

<sup>10</sup> M. A. LEONTOVICH u. S. M. OSOVETS, J. Nucl. Energy **4**, 209 [1957].

gungen lag dann bei Berücksichtigung der Gasabgabe von Wänden und Elektroden zum Zeitpunkt der Entladung unterhalb  $10^{-5}$  Torr. Entlädt man die Batterie ein zweites Mal ohne vorherige Neufüllung, so hat man mit erheblichen Verunreinigungen durch die vorhergehende Entladung zu rechnen. Obgleich nach der ersten Entladung kein merklicher Druckanstieg beobachtet wird, ist doch ein beträchtlicher Anteil schweratomiger Gase aus Wänden und Elektroden vorhanden. Dies folgt aus spektroskopischen Aufnahmen, die starke Emissionslinien besonders von Silicium und Kupfer zeigen.

In diesem Fall ändert sich sowohl Strom- als auch Flußverlauf grundsätzlich. Im Stromverlauf tritt mit und ohne  $B_{z0}$ -Feld nur ein einziger flacher Knick auf, der jedoch zur gleichen Zeit wie der erste Knick bei Entladungen mit hohem Reinheitsgrad erfolgt (Abb. 10,  $B_{z0} = 600$  Gauß). Der Fluß  $\Delta\Phi$  erreicht

nur sehr geringe Werte, die schon aus dem eingefangenen  $B_{z0}$ -Feld und dem früher erwähnten „paramagnetischen Effekt“ erklärt werden können. Es tritt jedoch nie ein starker Anstieg von  $\Delta\Phi$  auf, wie er bei den bisher beschriebenen Messungen im Zusammenhang mit dem Anwachsen von ( $m=1$ )-Instabilitäten gefunden wurde. Auch die kleinen Schwankungen der Spannung, wie sie früher im Zusammenhang mit der ( $m=0$ )-Instabilität gefunden wurden, treten nicht auf. Auch werden nie Neutronen beobachtet.

Zusammenfassend lässt sich also sagen, daß in diesem Fall nur eine schwache Plasmakontraktion auftritt und daß keine Anzeichen für ( $m=0$ )- und ( $m=1$ )-Instabilitäten vorhanden sind.

## Neutronen- und Röntgen-Strahlung beim stabilisierten linearen Pinch-Effekt

Von E. FÜNFER, H. HEROLD, G. LEHNER, H. TUCZEK und C. ANDELFINGER

Aus dem Laboratorium für Techn. Physik der Technischen Hochschule München  
(Z. Naturforsch. 14 a, 329–333 [1959]; eingegangen am 29. Dezember 1958)

Es wurde der Einfluß von stabilisierenden Longitudinalfeldern auf Intensität und zeitlichen Verlauf der Neutronenemission beim linearen Pinch-Effekt untersucht. Im allgemeinen wurde mit Deuterium von  $4 \cdot 10^{-2}$  Torr und bei Stromstärken von  $3 \cdot 10^5$  A und Stromanstiegen von  $6 \cdot 10^{11}$  A/sec gearbeitet. Ohne Stabilisierungsfeld erhält man im Mittel etwa  $3 \cdot 10^6$  Neutronen pro Entladung. Mit ansteigendem Stabilisierungsfeld sinkt diese Zahl auf ein Drittel bei 900 Gauß ab. Der zeitliche Verlauf zeigt bei niedrigen Longitudinalfeldern zwei, bei höheren Feldern drei oder sogar mehrere getrennte Neutronenimpulse. Der erste Impuls beginnt bei etwa 2  $\mu$ sec kurz vor der zweiten Plasmakontraktion und fällt sehr schnell mit zunehmendem Longitudinalfeld ab, was auf einen Zusammenhang mit ( $m=0$ )-Instabilitäten hindeutet. Der zeitlich letzte Impuls ist an das Auftreten der ( $m=1$ )-Instabilität gebunden und verschiebt sich mit dieser zu späteren Zeiten (von 2,5  $\mu$ sec bei 0 Gauß zu 3,7  $\mu$ sec bei 1100 Gauß). Dazwischen liegen weitere Impulse, deren Einsatz nicht vom Feld abhängt und deren Herkunft nicht mit den genannten Instabilitäten erklärt werden kann. Ohne Feld ergab sich aus Messungen mit Kernspurplatten eine Asymmetrie der Neutronenenergie, die einer Beschleunigung von Deuteronen in Richtung der Entladungssachse auf 40 keV entspricht. Ab 300 Gauß wird außerdem ein RÖNTGEN-Impuls im Zusammenhang mit der ersten Kontraktion des Plasmas (etwa bei 1,3  $\mu$ sec) beobachtet, dessen Häufigkeit mit dem Feld zunimmt. Seine mittlere Energie beträgt mindestens einige 100 keV. Er wird durch das Auftreten von „Runaway-Elektronen“ in den bei der Plasmakontraktion induzierten elektrischen Feldern erklärt. Ein Zusammenhang zwischen Neutronen- und RÖNTGEN-Impulsen konnte nicht festgestellt werden.

In einer vorhergehenden Arbeit<sup>1</sup> wurde gezeigt, daß bei stromstarken Entladungen in Deuterium eine Reihe von aufeinanderfolgenden Plasmakontraktionen auftritt. Im Zusammenhang damit wurden Neutronenimpulse gefunden. In einer späteren Arbeit<sup>2</sup> wurde der Einfluß von stationären magnetischen Longitudinalfeldern ( $B_{z0}$ ) mit der gleichen Anordnung untersucht. Durch magnetische Flußmessungen wurde dabei das Auftreten von ( $m=1$ )-

Instabilitäten (Korkzieherinstabilitäten) zum Zeitpunkt der letzten Plasmakontraktion festgestellt. Aus dem Spannungsverlauf ergaben sich Andeutungen für das Auftreten von ( $m=0$ )-Instabilitäten („sausage“-Instabilitäten). Im folgenden wird die Neutronenemission in Abhängigkeit vom stabilisierenden Längsfeld untersucht. Dabei wurde auch eine harte RÖNTGEN-Strahlung gefunden, die vorwiegend bei Längsfeldern ab 300 Gauß auftritt. Für den

<sup>1</sup> E. FÜNFER, H. HEROLD, G. LEHNER, H. TUCZEK u. C. ANDELFINGER, Z. Naturforsch. 13 a, 524 [1958].

<sup>2</sup> H. HEROLD, E. FÜNFER, G. LEHNER, H. TUCZEK u. C. ANDELFINGER, Z. Naturforsch. 14 a, 323 [1959].