

Untersuchungen  
zur Verwendbarkeit von geschlitzten Metallgefäßen  
bei schnellen Kompressionsentladungen

Siegfried Lindner

IPP 1/164

März 1977



**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**

**8046 GARCHING BEI MÜNCHEN**

**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**  
**GARCHING BEI MÜNCHEN**

Untersuchungen  
zur Verwendbarkeit von geschlitzten Metallgefäßen  
bei schnellen Kompressionsentladungen

Siegfried Lindner

IPP 1/164

März 1977

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

IPP 1/164

Siegfried Lindner

Investigation on the  
Applicability of Slit Metal  
Vessels in Fast Compression  
Experiments

(in German)

March 1977

Abstract

Investigations have been carried out on the applicability of large diameter ( $\varnothing = 40$  cm) slit metal vessels in fast theta-pinch discharges.

Two limiting factors were identified, namely short-circuiting arcs across the slit gaps and wide current bridges connecting the two sides of the slits electrically via the pre-ionization plasma. Both of these effects could be avoided by a magnetic bias field superimposed on the discharge. The necessary condition for this bias field was verified.

## Inhaltsübersicht

	Seite
1. Einleitung und Ziel der Arbeit	1
2. Aufbau des Experiments und Darstellung der Diagnostik	4
3. Messung und Interpretation des Metallwandstroms	8
3.1 Typische Sondensignale und der Vorstrom	8
3.2 Azimutale Verteilung des Vorstroms	10
3.3 Skalierung des Vorstroms mit der Ladespannung und dem Fülldruck	15
3.4 Vorstrom mit überlagertem Magnetfeld	17
4. Einleitung des Kurzschlusses im Spalt	19
4.1 Volumenionisation des Füllgases und der Einfluß von Kathodenzerstäubung (sputtering) für die Bildung von Plasmabrücken	21
4.2 Aufheizung und Verdampfung von Anodenspots während der Vorstromphase	22
4.3 Vermeidung der Kurzschlußüberschläge im Spalt durch ein überlagertes Magnetfeld $B_{zo}$	27
5. Untersuchung der Plasmastromschicht und des Kompressionsverhaltens	29
5.1 Radiales Magnetfeldprofil $B_z(r)$	29
5.2 Azimutale Verteilung des Magnetfeldes entlang der Innenwand des Metallkäfigs	32
Zusammenfassung	34
Anhang 1 Wandstrom-Sonden	36
Anhang 2 Konfiguration des elektrischen Feldes im Metallwand-Theta-Pinch	38
Anhang 3 Lösung von Wärmeleitungsproblemen nach H. Tautz /20/	46

## 1. Einleitung und Ziel der Arbeit

Bei schnellen magnetischen Kompressionsexperimenten verwendet man bisher Vakuumgefäße aus Glas, Quarz oder Keramik. Das Wandmaterial muß geeignet sein, die während der Entladung absorbierte Energie aufzunehmen, ohne dabei zerstört zu werden oder durch Erosion das Plasma stark zu verunreinigen und infolgedessen abzukühlen. Hauptsächlich folgende Erosionsprozesse führen an der dem Plasma zugewandten Oberfläche der Gefäßwand zur Freisetzung von Atomen /1/:

1. Oberflächenaufheizung durch Ionen- und Elektronenbombardement und durch Linienstrahlung, vor allem von Verunreinigungen (Sauerstoff, Kohlenstoff, Silizium) /2/.
2. Zerstäubung (sputtering) und Blasenbildung an der Oberfläche (blistering) /3/, /4/.
3. Chemische Reaktionen von Wasserstoff mit Wandatomen zu gasförmigen Reaktionsprodukten und Desorption.

Dazu kommen bei Entladungen unter Fusionsbedingungen vor allem enorme Neutronenflußdichten (z.B. bei einer für einen Reaktor angestrebten Fusionsleistung von  $5 \cdot 10^{10}$  Watt etwa  $10^{15}$  Neutronen/(cm<sup>2</sup>.sec) /5/) mit Neutronenenergien im Bereich von 4 bis 17 MeV.

An das Wandmaterial der Vakuumgefäße für Fusionsexperimente und spätere Fusionsreaktoren werden also bezüglich der thermischen und der Strahlungsbelastbarkeit hohe Anforderungen gestellt. Metalle sind dabei den bis heute üblichen Dielektrika überlegen /6/, /7/.

So ist z.B. die Wärmeableitung und damit die Kühlmöglichkeit bei Metallen besser. Für Zimmertemperatur beträgt die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  des Eisens etwa  $0,18 \text{ cal}/(\text{cm} \cdot \text{sec} \cdot \text{K})$  im Vergleich zu Glas oder Quarz von ungefähr

$2 \cdot 10^{-3}$  cal/(cm.sec.K) /8/, /9/. Schon bei Temperaturen um  $800^{\circ}\text{C}$  wird Glas plastisch verformt. Die Schmelztemperatur der Metalle liegt demgegenüber um rund einen Faktor 2 höher. Auch die Zerstäubungsausbeuten bei Beschuss mit leichten Ionen ( $\text{H}_2^+$ ,  $\text{D}_2^+$ ,  $\text{He}^+$ ) sind bei Glas und Quarz (im wesentlichen  $\text{SiO}_2$ ) höher als bei Metallen wie Eisen oder Niob, weil die Energieübertragung auf die Targetteilchen nach einem klassischen Stoßmodell vom Massenverhältnis des zerstäubenden Ions zum Targetatom abhängt /10/.

Die hohen Neutronenflußdichten von MeV-Neutronen führen durch unelastische Stöße mit Wandatomen zu Materialschäden (Leerstellen und Versetzungen von Gitteratomen) /5/. In Metallen können sich im Gegensatz zu amorphen Stoffen wie Glas oder Quarz Strahlenschäden dieser Art bei Temperaturerhöhung erholen, weil die Gitterfehlstellen nach Überwindung einer geringen Energieschwelle (größenordnungsmäßig 0,01 bis 0,1 eV) wieder ausheilen können /11/, /12/.

Außerdem ist die Herstellung von Gefäßen mit größeren Dimensionen, wie sie für künftige Fusionsexperimente benötigt werden, aus Metallen technisch einfacher und billiger.

Es wäre also wünschenswert, Vakuumgefäße vollständig oder fast vollständig aus Metall zu bauen. Da aber die gute Wärmeleitfähigkeit der Metalle gleichzeitig gute elektrische Leitfähigkeit bedeutet, wird es jedoch schwierig, bei Verwendung der Kompressionsheizung die erforderlichen Felder genügend schnell in das Kompressionsvolumen einzukoppeln. So liegt die Skineindringtiefe bei einer für Metalle typischen elektrischen Leitfähigkeit von rund  $10^6$  A/(V.cm) und einer Magnetfeldanstiegszeit von  $T/4 \approx 10^{-6}$  sec in der Größenordnung von einigen  $10^{-2}$  cm. Bei Experimenten mit schneller magnetischer Kompression kommt also wegen der raschen Feldänderungen ein Vollmetallgefäß nicht in Frage.

Man versuchte deshalb, diese Schwierigkeit durch eine Unterbrechung des Metallmantels durch geeignete Schlitze zu umgehen (im Theta-Pinch mit azimuthaler Stromrichtung werden die Schlitze parallel zur Achse in z-Richtung angebracht). Die getrennten und isolierten Metallstege können aber durch das im Metallkäfig erzeugte Plasma und die hohen induzierten elektrischen Felder (ungefähr  $10^4$  V/cm

im Spalt) über die so angebrachten Schlitze sehr schnell kurzgeschlossen werden.

Eine Untersuchung der Verwendbarkeit solcher geschlitzten Metallgefäße in schnellen Kompressionsexperimenten wurde in diesem Institut zunächst an einem Theta-Pinch mit einer 15 kJ-Batterie und kleinen Gefäßdimensionen ( $\varnothing_{\text{Gefäß}} = 10,5 \text{ cm}$ ) begonnen. Sie hatten zu ermutigenden Ergebnissen geführt /13/. Es konnte gezeigt werden, daß mit abnehmendem Fülldruck  $p_0$  ( $5 \text{ mTorr} \leq p_0 \leq 50 \text{ mTorr}$ ) zunehmende in den Schlitzen der unterbrochenen Metallwand induzierte Potentialdifferenzen  $U_s$  ( $U_s \leq 10 \text{ kV}$ ) zulässig sind, ohne daß die Plasmakompression durch einen Kurzschluß der Metallstege im Spalt wesentlich behindert wird.

Diese positiven Resultate konnten bei einer Vergrößerung des Gefäßdurchmessers auf  $\varnothing_{\text{Gefäß}} = 40 \text{ cm}$  nicht mehr bestätigt werden. Selbst bei Verringerung der induzierten elektrischen Feldstärke in den Schlitzen behinderten jetzt Bogenüberschläge im Spalt noch während des Kompressionsvorganges den Aufbau des treibenden Magnetfeldkolbens. Die Kompressionszeit war länger als die Zeit bis zum Kurzschluß der Metallstege geworden. Nur durch Überlagerung eines zusätzlichen Magnetfeldes (einige 100 Gauss) gelang es, den Kurzschluß im Spalt zu vermeiden und eine fast unbehinderte Plasmakompression (allerdings mit niedrigeren  $\beta$ -Werten und entsprechend geringeren Ionentemperaturen) zu erreichen.

Die Anwendbarkeit von geschlitzten Metallwandgefäßen bei Hoch- $\beta$ -Entladungen skaliert also demnach nicht nur mit dem Fülldruck, den in den Schlitzen der Metallwand induzierten elektrischen Feldern und dem Wandmaterial /13/, sondern wird auch durch den verwendeten Gefäßdurchmesser wesentlich mitbestimmt.

In dieser Arbeit sollte ein Beitrag dazu geleistet werden, die Grenzen der Verwendbarkeit von geschlitzten Metallgefäßen für schnelle magnetische Kompressionsexperimente weiter zu klären. Dazu schien es erforderlich, die räumliche und zeitliche Verteilung der Ströme in der Metallwand und im Plasma vor und nach dem Kurzschluß im Spalt zu kennen. Der Aufbau der Plasmastromschicht in Wandnähe und das Plasmakompressionsverhalten sollten untersucht werden, ebenso die Ausbildung des Kurzschlusses in den Metallschlitzen. Nachdem aus den vorangegangenen Untersuchungen Hinweise

dafür vorlagen /13/, daß sich die Verwendbarkeit von geschlitzten Metallgefäßen mit  $\sim R^2$  verschlechtert, sollte insbesondere auch eine Aussage über die Skalierung der Verwendbarkeit mit der Gefäßdimension gemacht werden.

## 2. Aufbau des Experiments und Darstellung der Diagnostik

Die Untersuchungen wurden an einem linearen Theta-Pinch durchgeführt mit folgenden charakteristischen Daten:

Batterie-Energie	14,5 kJ
Ladespannung	20 bis 36 kV
max. Magnetfeld	3 bis 5 kGauss
ind. elektr. Feld im Gefäß	120 - 210 V/cm
max. Magnetfeldanstieg	1,25 - 2,20 kGauss/ $10^{-6}$ sec
Ø der Theta-Pinch-Spule	43 cm
Spulenlänge	80 cm

Abbildung 1 zeigt den schematischen Aufbau des im Experiment verwendeten Theta-Pinches mit simulierter Metallwand, Hauptbatterie und Crowbar.

Das Vakuumgefäß bestand aus einem Duranglasrohr (Innenradius: 20 cm, Wandstärke: 0,7 cm), das auf beiden Seiten etwa 50 cm über die Spulenenden ragte. Stirnseitig wurde es durch Flansche, die auch als Elektroden für den zur Vorionisierung benötigten Z-Pinch dienten, mit Umfangsdichtungen abgeschlossen.

Zur Simulation der Metallwand war die Innenwand des Vakuumgefäßes über die Länge der Spule mit vier  $V_2A$ -Stegen (Länge: 80 cm, Breite: 30 cm, Dicke: 0,05 cm) ausgekleidet. Sie waren durch etwa 0,5 cm breite Schlitze getrennt.

An den Schlitten waren die Metallstege gekrümmt (Krümmungsradius ungefähr 0,2 cm).



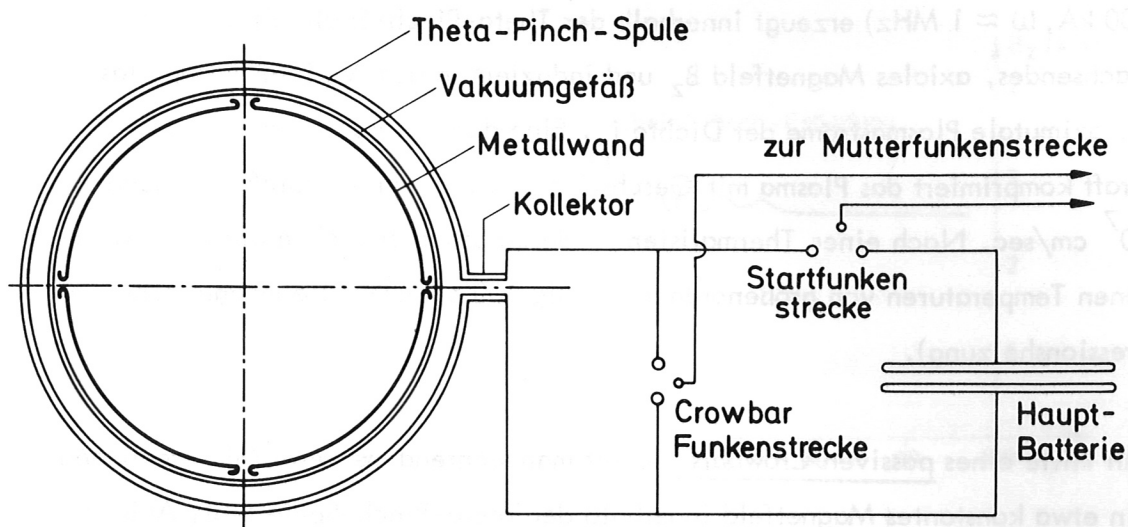


Abb. 1: Schematischer Aufbau des verwendeten Theta-Pinch mit simulierter Metallwand, Hauptbatterie und Crowbar.

Die Experimente wurden grundsätzlich bei einem Restgasdruck  $p_R$  kleiner als  $3 \cdot 10^{-6}$  Torr durchgeführt, welcher durch Ausheizen der Pumpstutzen und nach längerem "Sauberschießen" der  $V_2A$ -Stege (etwa 100 Entladungen) erreicht werden konnte. Der Deuteriumfülldruck wurde für die Untersuchungen zwischen 2 und 50 mTorr variiert.

Das Vorionisierungsplasma wurde durch eine Z-Pinch-Entladung erzeugt. Als Zündhilfe bei niedrigem Fülldruck ( $2 \text{ mTorr} \leq p_0 \leq 10 \text{ mTorr}$ ) diente als zusätzliche UV-Strahlungs-Vorionisierung ein Gleitfunken, der durch die Entladung eines Kondensators ( $0,8 \mu\text{F}$ ) entlang eines Glasstabes an der negativen Z-Pinch-Elektrode erzeugt wurde. Der Z-Pinch wurde etwa  $15 \mu\text{sec}$  nach dem Gleitfunken getriggert.

Die Hauptbatterie, die etwa  $40 \mu\text{sec}$  nach dem Z-Pinch gezündet wurde, bestand aus 15 parallelgeschalteten Kondensatoren mit  $22,5 \mu\text{F}$  Gesamtkapazität. Über eine gemeinsame Mutterfunkenstrecke wurden die 15 verschiedenen Startfunkenstrecken innerhalb von etwa 20 nsec gleichzeitig getriggert. Am Kollektor wird über die gesamte Spulenlänge die Batterieenergie gleichmäßig in die Theta-Pinch-Spule eingespeist.

Der hohe, zeitlich variable azimutale Spulenstrom  $I_{\Theta}$  ( $I_{\Theta, \max} \approx 300$  bis  $500$  kA,  $\omega \approx 1$  MHz) erzeugt innerhalb der Theta-Pinch-Spule ein rasch anwachsendes, axiales Magnetfeld  $B_z$  und induziert in dem Vorionisierungsplasma azimutale Plasmaströme der Dichte  $j_p$ . Eine daraus resultierende  $j_p \times B_z$ -Kraft komprimiert das Plasma mit Geschwindigkeiten von der Größenordnung  $10^7$  cm/sec. Nach einer Thermalisierung durch Stöße erreichen die Deuterium-Ionen Temperaturen von größenordnungsmäßig  $100$  eV (schnelle magnetische Kompressionsheizung).

Mit Hilfe eines passiven Crowbars erhält man während mehrerer Mikrosekunden ein etwa konstantes Magnetfeld innerhalb der Theta-Pinch-Spule (vgl. Abb. 1 und Abb. 2). Nach einem schnellen Anstieg des  $B_z$ -Feldes ( $B_z$  ist proportional zum azimutalen Spulenstrom  $I_{\Theta}$ ) auf etwa  $3$  bis  $5$  kGauss (je nach der Ladungsspannung der Hauptbatterie) wird es - überlagert von Crowbarschwingungen - mit einer Zeitkonstanten von etwa  $50$   $\mu$ sec ausgedämpft. Die Amplituden der Crowbarschwingungen sind in erster Näherung proportional zum Verhältnis der Induktivität des Crowbarkreises zum Hauptentladungskreis.

Durch die Entladung einer hohen Kapazität (ungefähr  $200$   $\mu$ F) mit zusätzlich vorgeschalteter Induktivität über die Theta-Pinch-Spule konnte ein schon zu Beginn der Hauptentladung überlagertes Magnetfeld  $B_{z0}$  erzeugt werden.

Nach einem langsamen zeitlichen Anstieg ( $T/4 \approx 35$   $\mu$ sec) wird im ersten Maximum die Hauptbatterie gezündet (Abb. 2).

#### Verwendete Diagnostik

Der Gleitfunken und der Z-Pinch wurden bei jeder Entladung mit Hilfe je eines Rogowsky-Gürtels kontrolliert (Abb. 2). Die Hauptentladungen wurden einerseits durch eine axiale Magnetfeldsonde geprüft, die zwischen der Theta-Pinch-Spule und dem Vakuumgefäß isoliert eingebaut war, andererseits durch das diamagnetische Signal. Letzteres mißt die Differenz des magnetischen Flusses innerhalb der Theta-Pinch-Spule mit und ohne Plasma und ist ein Maß für den vom Plasma verdrängten Fluß.

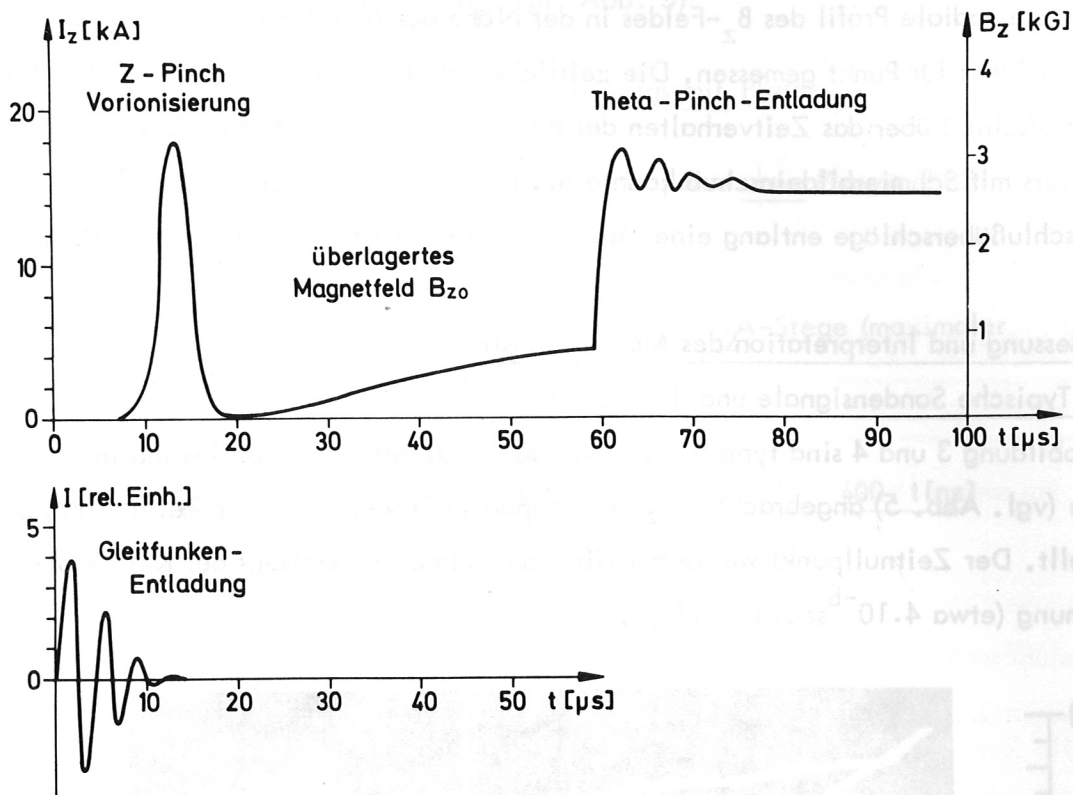


Abb. 2: Zeitlicher Verlauf der Kontrollsignale zur Gleitfunken- bzw. Z-Pinch-Vorionisierung und zur Theta-Pinch-Hauptentladung.

Das von einem Rogowsky-Gürtel erhaltene Signal des Z-Pinch-Stromes und ein integriertes  $B_z$ -Sondensignal, das den azimuthalen Spulenstrom der Theta-Pinch-Entladung bzw.  $B_z$  mißt und ein eventuell vorhandenes überlagertes Magnetfeld  $B_{z0}$ , wurden auf eine Oszilloskopspur aufaddiert.

Durch Kompensation der Signale von zwei speziellen Magnetfeld-Sonden (Anhang 1), die auf der Innen- und Außenseite eines Metallstegs in gleicher azimuthaler und axialer Stellung angebracht waren, wurde der in der Metallwand nach Zündung der Hauptbatterie fließende Strom gemessen. Die beiden Magnetfeld-Sonden sind 20 cm lang. Sie besitzen eine für die Messungen ausreichende Zeitauflösung und Empfindlichkeit (Anhang 1). Mit der in die Innenseite der Metallwand eingelegten Sonde konnte insbesondere auch das Magnetfeld an der Innenwand des Metallkäfigs separat gemessen werden.

Mit Hilfe von Magnetfeld-Sonden, die in radialer Richtung verschoben werden konnten, wurde das radiale Profil des  $B_z$ -Feldes in der Nähe der Metallwand in Abständen von 0,5 cm Punkt für Punkt gemessen. Die zeitliche Entwicklung dieses radialen  $B_z$ -Profils gibt Aufschluß über das Zeitverhalten der Plasmastromschicht. Mit Hilfe eines Bildwandlers mit Schmierbildeinschub konnte in Side-On-Beobachtung die Verteilung der Kurzschlußüberschläge entlang eines Spalts (axiale z-Richtung) fotografiert werden.

### 3. Messung und Interpretation des Metallwandstroms

#### 3.1 Typische Sondensignale und der Vorstrom

In Abbildung 3 und 4 sind typische Signale des beiderseits der Metallwand in Stegmitte (vgl. Abb. 5) angebrachten  $B_z$ -Sondenpaars mit verschiedener Zeitauflösung dargestellt. Der Zeitnullpunkt wurde mit Hilfe des schnellen Anstiegs der Kollektorspannung (etwa  $4 \cdot 10^{-8}$  sec) festgelegt.

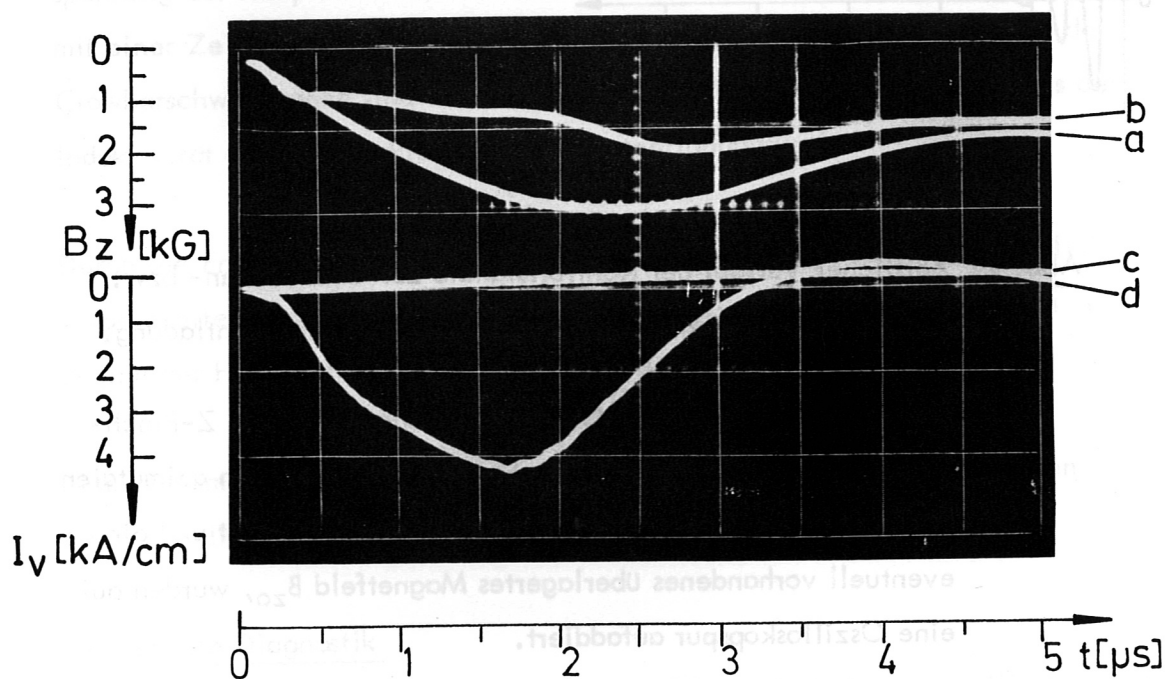


Abb. 3: Typische Oszilloskop-Signale der beiderseits der Metallwand angebrachten axialen Magnetfeld-Sonden (Anhang 1) bei einer Theta-Pinch-Entladung mit folgenden charakteristischen Daten:

- |                                |                            |
|--------------------------------|----------------------------|
| Ladespannung der Hauptbatterie | $U_0 = 20 \text{ kV}$      |
| Deuteriumfülldruck             | $p_0 = 3 \text{ mTorr}$    |
| überlagertes Magnetfeld        | $B_{z0} = 0 \text{ Gauss}$ |

- (a) Magnetfeld  $B_z$  an der Innenwand des Metallkäfigs ohne Plasma (die Sonden sind in Mittelstellung angebracht, vgl. Abb. 5)
- (b) Magnetfeld an der Innenwand des Metallkäfigs mit Plasma
- (c) Kompensation des axialen Magnetfeld-Sondenpaars ohne Plasma (Nulllinie für die Stromauswertung)
- (d) Metallwandstrom in der Mitte der 30 cm breiten  $V_2A$ -Stege (maximaler Metallwandstrom, vgl. Abb. 6).

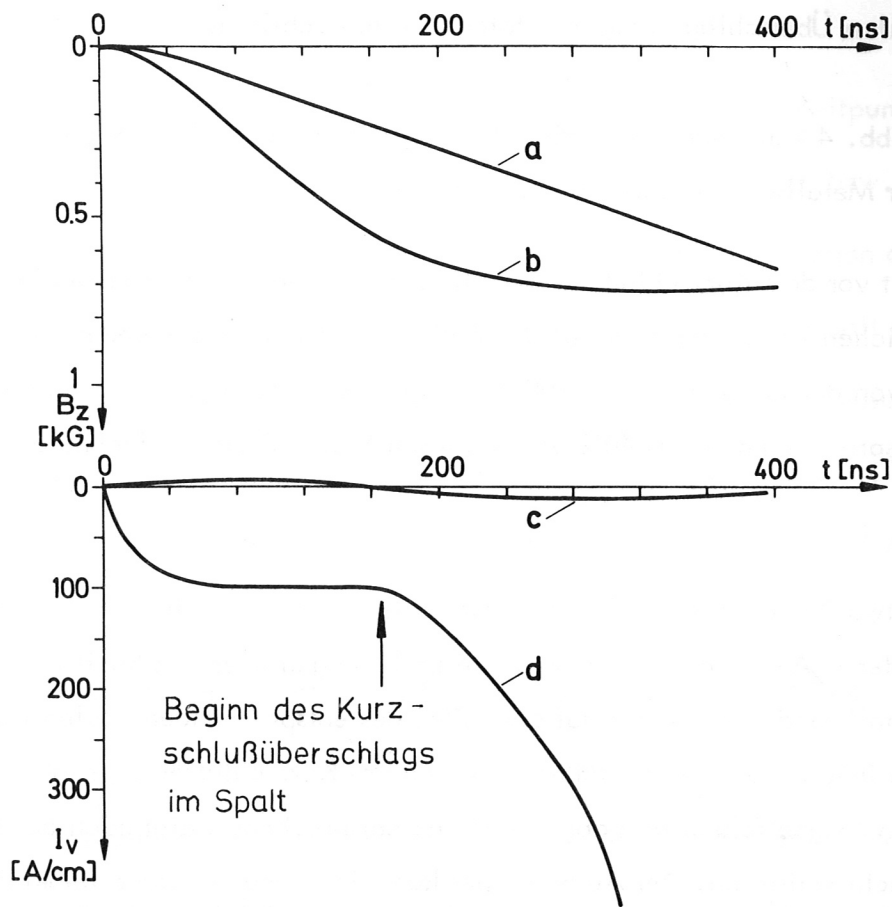


Abb. 4 : Typische Signale der axialen Magnetfeld-Sonden beiderseits eines Metallstegs während der Anfangsphase einer Theta-Pinch-Entladung ( $0 \leq t \leq 400$  nsec). Das rasche Anwachsen des Metallwandstroms (d) bei 200 ns rührt von dem Beginn des Kurzschlußüberschlags im Spalt her.

Abbildung 4 a und b zeigt den zeitlichen Verlauf des Magnetfeldes  $B_z$  an der Innenwand des Metallkäfigs zu Beginn einer Theta-Pinch-Entladung ( $0 \leq t \leq 400$  nsec). Es wurde mit der inneren Magnetfeld-Sonde des axialen  $B_z$ -Sondenpaars (Anhang 1) gemessen. Der zunächst im Vergleich zum Vakuummagnetfeld (4a) steilere zeitliche Anstieg (4b) beruht auf der durch das vorhandene Vorionisierungsplasma verringerten Induktivität des Entladungskreises. Etwa 200 nsec nach Zündung der Hauptbatterie steigt das Feld im Metallkäfing nicht mehr weiter an, sondern bleibt im wesentlichen konstant. Ungefähr gleichzeitig wächst der Metallwandstrom (Abb. 4d) stark an, hervorgerufen durch den vollzogenen Kurzschluß der einzelnen, durch Schlitze getrennten  $V_2A$ -Stege. In Übereinstimmung damit erscheinen zu diesem Zeitpunkt auf den Side-on-Schmierbildern die ersten Überschläge längs des fotografierten Schlitzes.

Anhand von Abb. 4 kann man den Beginn der Theta-Pinch-Entladung in einem Gefäß mit simulierter Metallwand in zwei Phasen einteilen:

1. Die Zeit vor dem Kurzschluß der Metallstege. Es fließt in Stegmitte ein im wesentlichen konstanter oder mit der Zeit nur schwach ansteigender sog. "Vorstrom" von der Größenordnung 100 A/cm (pro Längeneinheit in z-Richtung). Das entspricht rund 30 bis 40% des zu diesen frühen Zeiten aufgebauten Spulenstroms.
2. Nach etwa 200 nsec steigt der Metallwandstrom rasch an. Hier ist der Kurzschluß der  $V_2A$ -Stege durch stromstarke Entladungen über den Spalt erfolgt. Der Metallwandstrom wächst auf etwa 75% des entsprechenden Spulenstroms an. Das Innere des  $V_2A$ -Gefäßes ist wegen des Kurzschlusses gegenüber einem weiteren Magnetfeldanstieg abgesperrt und entsprechend steigt auch der Plasmastrom nicht weiter an. Der Aufbau eines komprimierenden Magnetfeldkolbens im Metallgefäß wird also durch den Kurzschlußüberschlag im Spalt behindert. Zu späteren Zeiten (ab etwa 600 nsec) beobachtet man ein "Nachdiffundieren" des Spulenfeldes in den abgesperrten Metallkäfing (Abb. 3b).

### 3.2 Azimutale Verteilung des Vorstroms

Abbildung 5 zeigt zunächst die drei azimutalen Stellungen des axialen  $B_z$ -Sondenpaars. Sie sollen fortan mit Randstellung (R), Viertelstellung (V) und Mittelstellung (M) benannt werden.

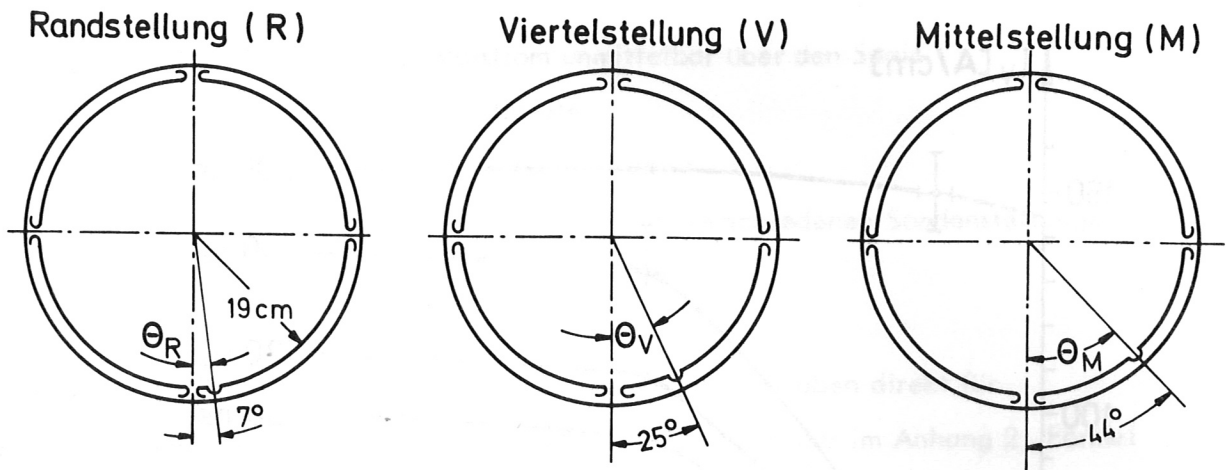


Abb. 5: Azimutale Stellungen des axialen Wandstrom-Sondenpaars

In Abb. 6 ist der in der Metallwand gemessene Strom für gleiche Zeitpunkte und gleiche Entladungsparameter in Abhängigkeit vom Azimutwinkel  $\theta$  bzw. vom Bogen  $s = \theta \cdot R$  aufgetragen ( $R =$  Metallwandradius). Eine Extrapolation der Meßpunkte zum Spalt hin erlaubt eine Abschätzung des unmittelbar im Spalt fließenden Stromes. Man ermittelt rund  $20 \text{ A/cm}$ . Das entspricht Stromdichten zwischen  $10$  und  $50 \text{ A/cm}^2$  und bei induzierten elektrischen Feldern von maximal  $10^4 \text{ V/cm}$  über den Spalt einer elektrischen Leitfähigkeit von  $1 \cdot 10^{-3}$  bis  $5 \cdot 10^{-3} \text{ A/(V.cm)}$ .

Nach Abb. 6 fließt der Hauptteil des Metallwand-Vorstroms nicht direkt über den Spalt. Vielmehr nimmt offensichtlich die Metallwand entlang des  $V_2A$ -Stegs auch einen Teil des induzierten Plasmastroms auf. Die Ursache dieses radialen Stromes vom Plasma auf die Metallwand ist ein in der Nähe der Metalloberfläche nicht abgeschirmtes radiales elektrisches Potentialfeld  $E_r$ . Das folgt aus Berechnungen des Feldlinienbildes in einem Theta-Pinch mit geschlitzten Metallwänden und einem als gut leitenden Kern genäherten Plasma (Anhang 2).

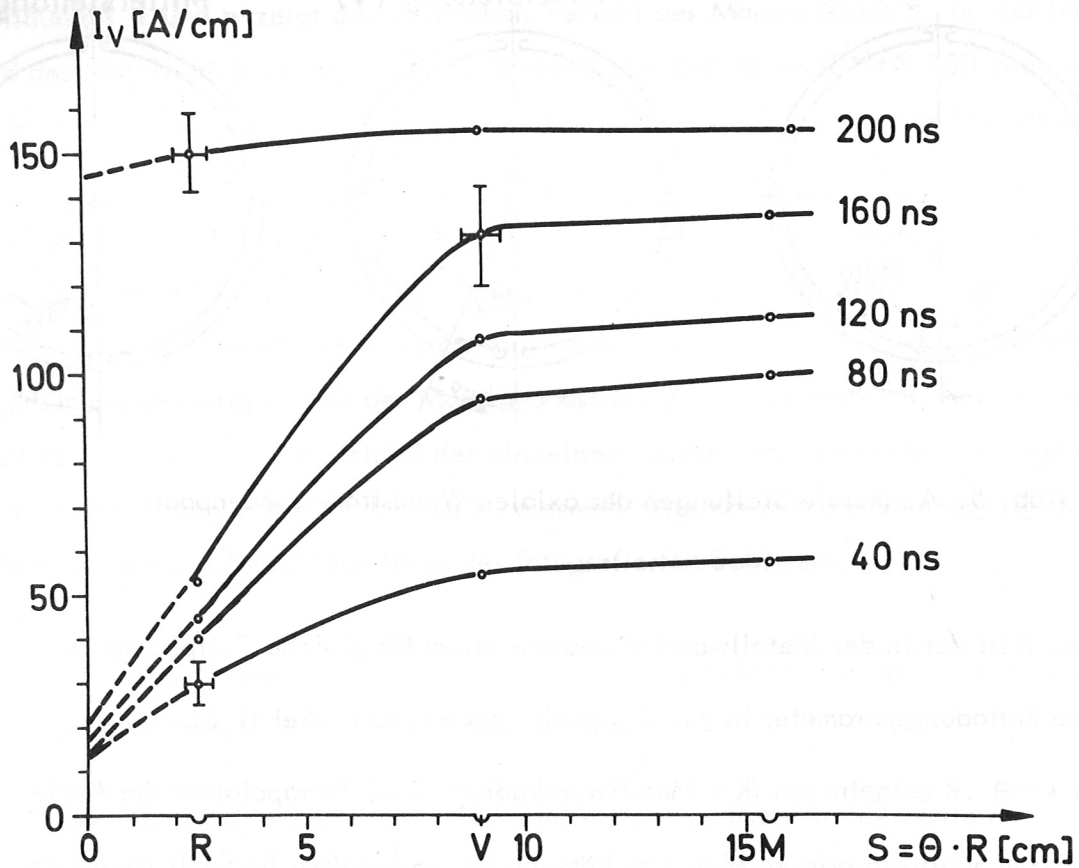


Abb. 6: Azimutale Verteilung des Metallwand-Vorstroms entlang eines  $V_2A$ -Steges ohne ein überlagertes Magnetfeld.

$$U_0 = 20 \text{ kV}$$

$$p_0 = 3 \text{ mTorr}$$

Setzt man die elektrische Leitfähigkeit des Plasmas in Wandnähe  $\sigma = \text{konstant}$ , so errechnet sich der in Randstellung ( $\Theta_R$ ), Viertelstellung ( $\Theta_V$ ) und Mittelstellung ( $\Theta_M$ ) fließende Strom in der Metallwand (pro Längeneinheit in z-Richtung) jeweils durch azimutale Integration der Stromdichte  $dj = \sigma_0 \cdot E_{1,r}(\Theta) \cdot R \cdot d\Theta$  vom Spalt bis zum Ort der Sonden:

$$I_V(\Theta_k) = \sigma_0 \int_{\Delta/2 \cdot R}^{\Theta_k} E_{1,r}(\Theta) \cdot R \cdot d\Theta + I_{V,\text{spalt}}$$



$I_{v, \text{Spalt}}$ .....	Vorstrom unmittelbar über den Spalt
$\Delta$ .....	Spaltbreite
$R$ .....	Metallwand-Radius
$\Theta_K = \Theta_R; \Theta_V; \Theta_M$ .....	Azimutwinkel der verschiedenen Sondenstellungen (vgl. Abb. 5)

Mit  $\sigma = 8 \cdot 10^{-3} \text{ A/(Vcm)}$  (etwa in der Größenordnung der oben direkt für den Spalt abgeschätzten elektrischen Leitfähigkeit) und mit der im Anhang 2, Formel (17), hergeleiteten bzw. in Abb. 22 graphisch dargestellten Radialkomponente des elektrischen Potentialfeldes entlang der Metallwand ergibt sich gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Metallwandstrom (Abbildung 7). Insbesondere läßt sich die Sättigung des Metallwandstroms nach Abb. 6, die aufgrund der Messung etwa in Viertelstellung erreicht wird, unter Berücksichtigung der azimuthalen Verteilung des radialen elektrischen Potentialfeldes in der Nähe der Metalloberfläche gut erklären. Der Vorstrom vor dem Kurzschluß im Spalt ist also im wesentlichen ein ohmscher Strom, der von der Leitfähigkeit des Vorionisationsplasmas und der Verteilung der Radialkomponente des elektrischen Potentialfeldes entlang der Innenwand des  $V_2A$ -Käfigs abhängt und aus zwei Komponenten besteht:

1. Ein unmittelbar im Spalt induzierter azimuthaler Vorstrom  $I_{v, \text{Spalt}}$  von der Größenordnung 20 A/cm (pro Längeneinheit in axialer z-Richtung) überbrückt die getrennten  $V_2A$ -Stege unmittelbar im Spalt. Dieser Strom spielt für die Ausbildung des Kurzschlusses im Spalt eine wichtige Rolle, wie im Kapitel 4 ausgeführt wird.
2. Ein radial gerichteter Flächenstrom fließt vom Plasma auf die Metallwand. In azimuthaler Richtung integriert vom Spalt bis zur Stegmitte wächst er auf den 10-fachen Wert des direkt im Spalt induzierten Stromes an. Im Fülldruckbereich von 3 bis 5 mTorr und bei 20 bis 25 kV Ladespannung gehen dadurch im Bereich der Stegmitte rund 100 A/cm (pro Längeneinheit in z-Richtung), d.h. 30% des insgesamt möglichen induzierten Plasmastroms noch vor dem eigentlichen Absperren des Magnetfeldes durch die entstehenden Kurzschlußüberschläge für die Kompression verloren. Der Plasmastrom wird vom Spalt zur

Stegmitte hin kleiner:  $j = j(\Theta)$ . Gleichzeitig nimmt wegen dieser radialen Ströme das Magnetfeld von Spalt zur Stegmitte hin ab ( $B_z = B_z(\Theta)$ ), so daß der treibende Magnetfeldkolben gemäß  $j(\Theta) \times B(\Theta)$  ebenfalls schwächer wird.

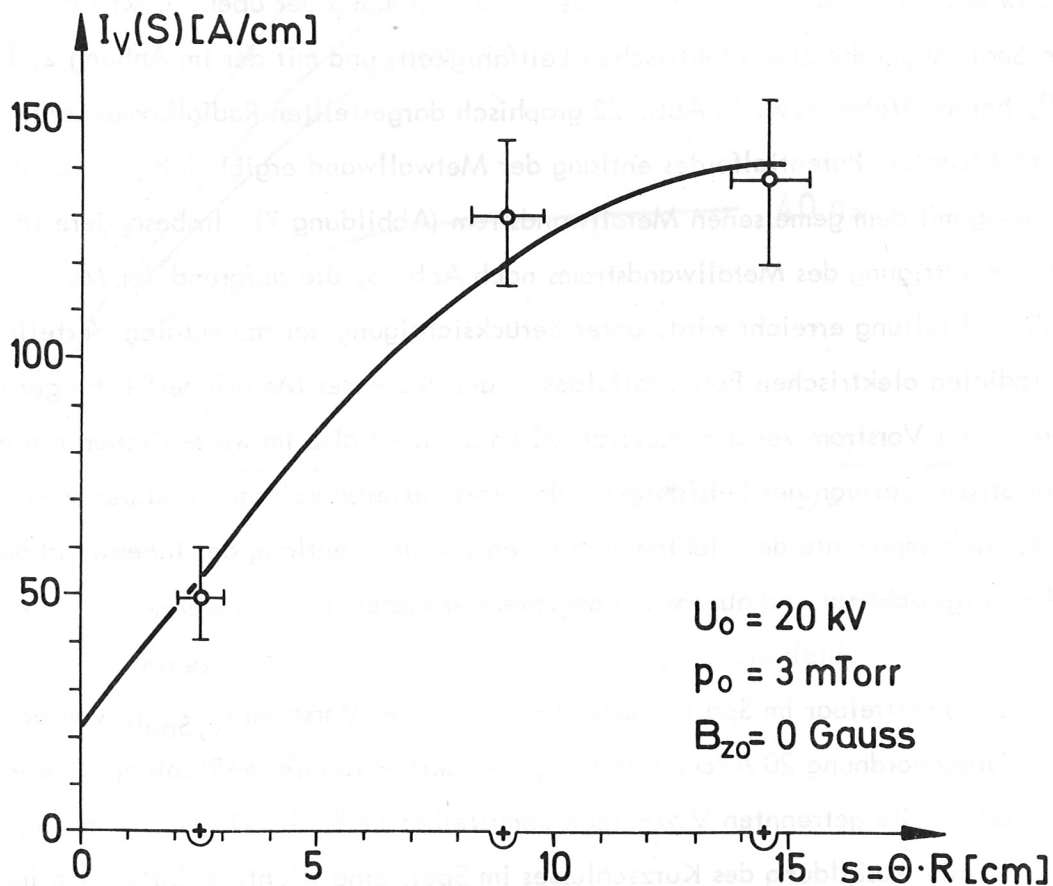


Abb. 7: Vergleich von Meßpunkten mit errechneter Stromverteilung  
 $(\sigma_0 \approx 8 \cdot 10^{-3} \text{ A/Vcm})$

Selbst wenn es also gelingt, den Kurzschluß der Metallstege im Spalt zu verzögern oder gar zu vermeiden, behindern immer noch beträchtliche radiale Ströme vom Plasma auf die Metallwand die Plasmakompression. Abhilfe könnte z.B. eine Abschirmung des Potentialfeldes durch Überziehen der Metallwandoberfläche mit einer Oxidschicht bringen /7/, oder die Verringerung der Plasmaleitfähigkeit

senkrecht zur Feldrichtung (radial) durch ein überlagertes Magnetfeld  $B_{z0}$ .  
Letztere Möglichkeit wird im Kapitel 3.4 näher untersucht.

Nach dem Kurzschluß fließt nach Abb. 6 der gesamte Metallwandstrom unmittelbar über den Spalt. Man erkennt das deutlich aus den Meßpunkten bei 200 nsec. Der Zeitpunkt des Kurzschlusses ist schwach vom Fülldruck und von der im Spalt induzierten elektrischen Feldstärke abhängig und liegt bei  $U_0 = 20$  kV in Übereinstimmung mit Abb. 4 zwischen 160 und 200 nsec. Mit dem Kurzschluß im Spalt bricht das radiale Potentialfeld aufgrund veränderter Randbedingungen (Anhang 2) zusammen und der radiale Strom vom Plasma auf die Metallwand hört auf.

### 3.3 Skalierung des Vorstroms mit der Ladespannung und dem Fülldruck

Die Messungen des Stromes in der Metallwand in Randstellung, Viertelstellung und Mittelstellung zeigen, daß die Größe des Vorstroms von der Batterie-Ladespannung, d.h. von den induzierten elektrischen Feldern, und dem Fülldruck abhängt.

Die Skalierung zu höheren Feldern ist für die Verwendbarkeit von geschlitzten Metallwand-Gefäßen bei künftigen Kompressionsexperimenten von wesentlicher Bedeutung. Innerhalb der Fehlergrenzen ergab sich - wie wegen der ohmschen Natur des Vorstroms zu erwarten - ein linearer Zusammenhang zwischen dem Vorstrom und der Batteriespannung. Abbildung 8 zeigt die Meßergebnisse in Viertelstellung bei 3 mTorr Deuterium-Fülldruck und ohne ein überlagertes Magnetfeld.

Zum Vergleich von Experimenten mit verschiedener Metallwand-Geometrie eignet sich für die Skalierung statt der Batterie-Spannung die Spaltspannung  $U_s$  besser. Der Vorstrom wird zwar nach Abb. 8 mit zunehmend induzierten Potentialdifferenzen im Spalt größer, doch bleibt bei gleicher Schlitzzahl  $N$  das Verhältnis von Plasma - strom zu Metallwandstrom (bezogen auf die Mitte der 30 cm breiten  $\sqrt{2}A$ -Stege) konstant etwa 30%. Allerdings konnte bei dieser Untersuchung die Ladespannung nur um etwa einen Faktor 2 im Bereich von 20 bis 36 kV variiert werden.

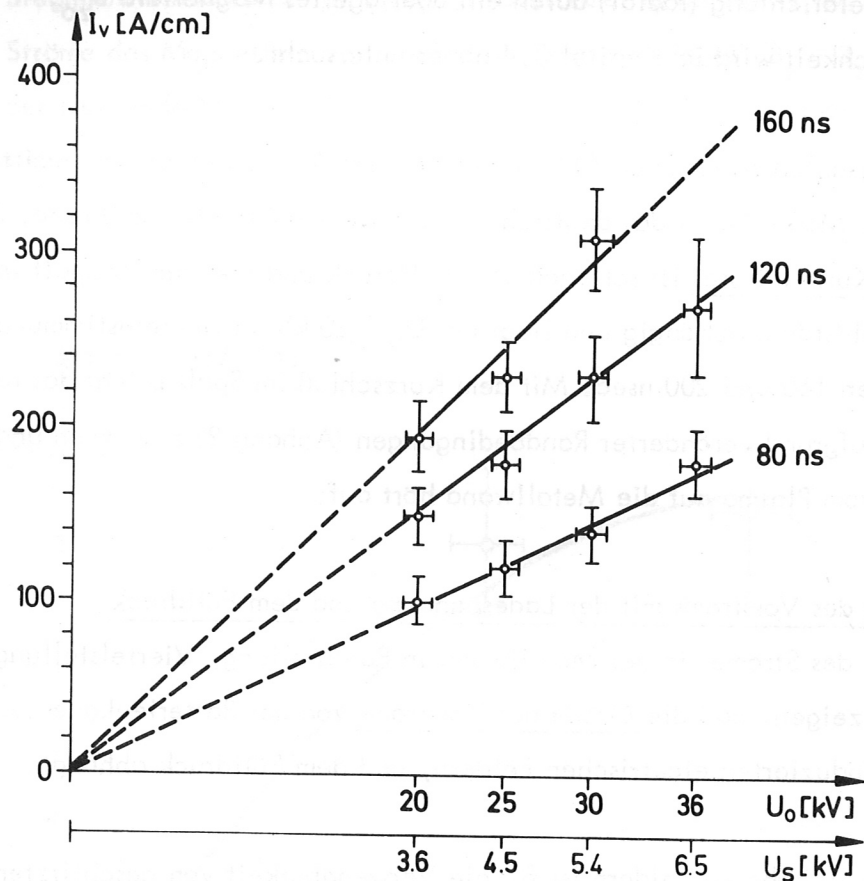


Abb. 8: Abhängigkeit des Vorstroms von der Batteriespannung bzw. der im Spalt induzierten Potentialdifferenz

Das Anwachsen des Vorstroms mit dem Fülldruck wird für 20 kV Ladespannung ohne ein überlagertes Magnetfeld durch die Meßergebnisse in Mittelstellung in Abbildung 9 präsentiert. Der Deuterium-Fülldruck wurde zwischen 2 und 50 mTorr variiert. Eine plausible Erklärung für die ab 10 mTorr beobachtete Sättigung konnte nicht gefunden werden.

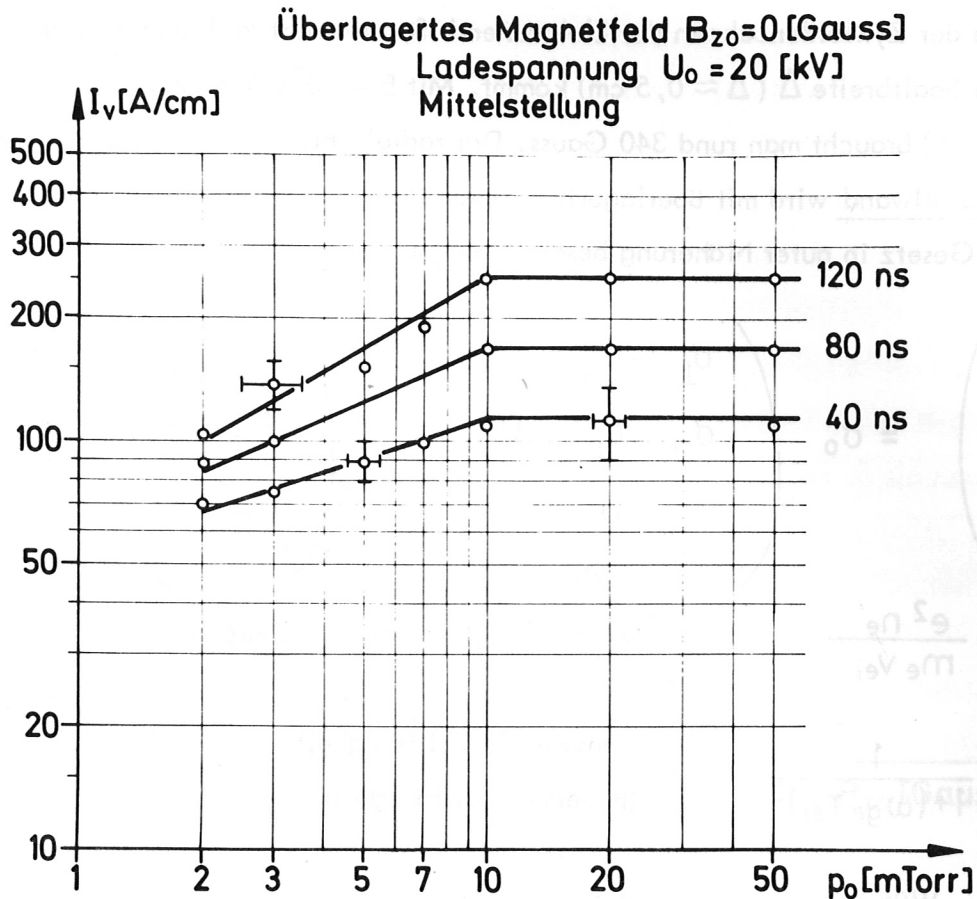


Abb. 9: Vorstrom in der Metallwand in Abhängigkeit vom Deuterium-Fülldruck

### 3.4 Vorstrom mit überlagertem Magnetfeld

Mit Hilfe eines zu Beginn der Hauptentladung überlagerten axialen Magnetfeldes  $B_{z0}$  von einigen 100 Gauss kann man den Vorstrom in den Metallstegen reduzieren (Abb. 10). Das überlagerte Magnetfeld wird durch eine langsame Entladung ( $T/4 \approx 30 \mu\text{sec}$ ) einer hohen Kapazität (etwa  $200 \mu\text{F}$ ) mit zusätzlich vorgeschalteter Induktivität über die Theta-Pinch-Spule erreicht. Im ersten Strommaximum wird die Hauptentladung gezündet (Abb. 2).

Die beiden Komponenten des Vorstroms (Kap. 3.2) werden reduziert, weil die elektrische Leitfähigkeit senkrecht zum Magnetfeld abnimmt. Wie in Kapitel 4 näher ausgeführt, wird der Stromanteil unmittelbar im Spalt verschwindend klein, wenn die

Amplitude der Zykloidenbahnen der Elektronendrift senkrecht zu E und B in die Größe der Spaltbreite  $\Delta$  ( $\Delta \approx 0,5$  cm) kommt. Mit  $E \approx 10^4$  V/cm im Spalt ( $U_o = 20$  kV) braucht man rund 340 Gauss. Der radiale Flächenstrom vom Plasma auf die Metallwand wird mit überlagertem Magnetfeld  $B_{z0}$  durch das folgende Ohmsche Gesetz in guter Näherung beschrieben /14/:

$$\begin{pmatrix} j_r \\ j_\theta \\ j_z \end{pmatrix} = \sigma_o \begin{pmatrix} \sigma_\perp & -\sigma_H & 0 \\ \sigma_H & \sigma_\perp & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_r \\ E_\theta \\ E_z \end{pmatrix}$$

$$\sigma_o = \frac{e^2 n_e}{m_e \nu_{ei}} \quad \text{skalare longitudinale Leitfähigkeit}$$

$$\sigma_\perp = \frac{1}{1 + (\omega_{ge} \tau_{ei})^2} \quad \begin{array}{l} \text{transversale Leitfähigkeit} \\ \text{(Pedersen-Leitfähigkeit)} \end{array}$$

$$\sigma_H = \frac{\omega_{ge} \tau_{ei}}{1 + (\omega_{ge} \tau_{ei})^2} \quad \text{Hall-Leitfähigkeit}$$

$$\omega_{ge} = B_{z0} / (m_e \cdot e) \quad \text{Elektronen-Gyrationsfrequenz}$$

$$\nu_{ei} = \tau_{ei}^{-1} \quad \text{Elektron-Ion-Stoß-Frequenz}$$

Den wesentlichen Beitrag zum Vorstrom in der Metallwand liefern die radialen Komponenten der Stromdichte und des elektrischen Feldes (Anhang 2)

$$j_r = \sigma_o \cdot \sigma_\perp \cdot E_r$$

Kommt die Elektronengyrations-Frequenz in die Größenordnung der Stoßfrequenz, so wird  $\sigma_\perp$  und damit der radiale Flächenstrom um einen Faktor 2 kleiner.

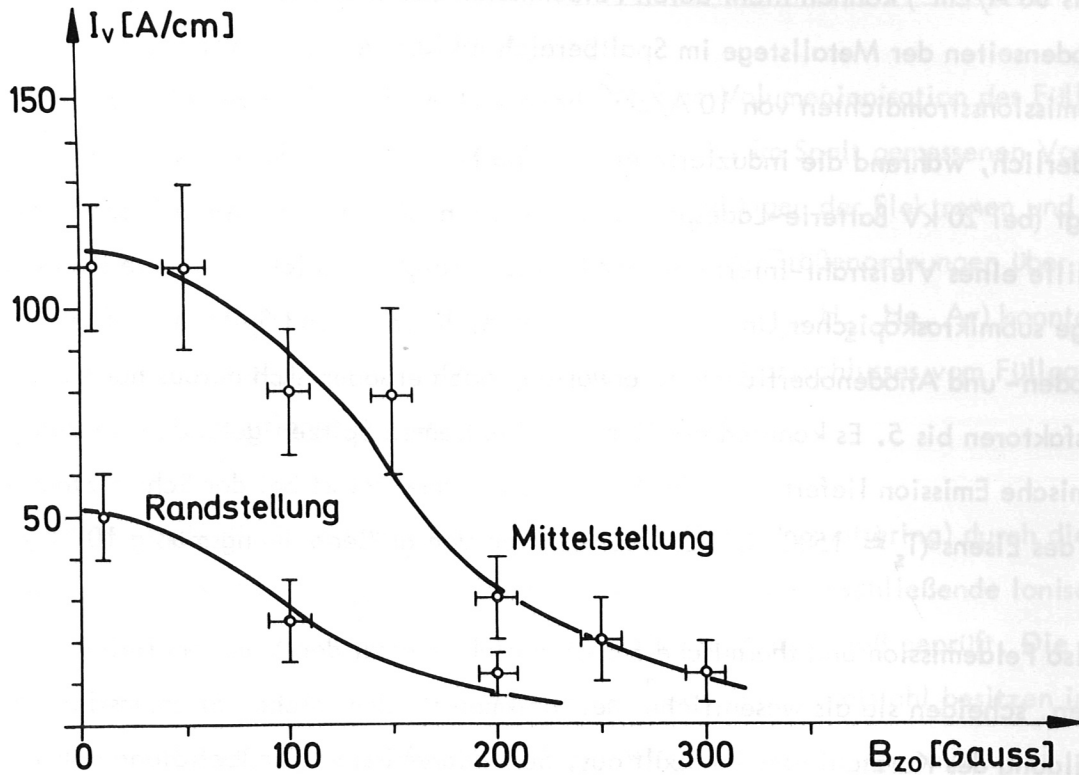


Abb. 10: Verringerung des Metallwand-Vorstroms mit überlagertem Magnetfeld  $B_{z0}$

Nach Abb. 10 wird bei einem überlagerten Magnetfeld von  $B_{z0} \approx 150$  Gauss  $\omega_{ge} \approx \nu_{ei}$ , was für die Nähe der Metallwand  $n_e \approx 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  und  $kT \approx 0.1$  eV bedeuten würde.

#### 4. Einleitung des Kurzschlusses im Spalt

Im vorhergehenden Kapitel wurde gezeigt, daß noch vor dem eigentlichen Kurzschluß der Metallstege im Spalt (etwa 200 nsec) in der Metallwand ein mit dem Spulenstrom vergleichbarer Vorstrom induziert wird. Etwa 10% dieses Vorstroms fließen unmittelbar im Spalt (Abb. 6). Die relativ hohen Stromdichten des Spaltstroms

(10 bis  $50 \text{ A/cm}^2$ ) können nicht durch Feldemission und thermische Emission an den Kathodenseiten der Metallstege im Spaltbereich erklärt werden. So sind z.B. für Feldemissionsstromdichten von  $10 \text{ A/cm}^2$  hohe elektrische Felder von einigen  $10^7 \text{ V/cm}$  erforderlich, während die induzierte elektrische Feldstärke im Spalt maximal  $10^4 \text{ V/cm}$  beträgt (bei 20 kV Batterie-Ladespannung). Wie eine Analyse der Metalloberfläche mit Hilfe eines Vielstrahl-Interferenz-Mikroskops zeigt, sind lokale Feldverstärkungen infolge submikroskopischer Unebenheiten (Kanten, Kuppen und Spitzen) auf der Kathoden- und Anodenoberfläche zu erwarten, doch ergeben sich daraus nur Verstärkungsfaktoren bis 5. Es konnten nämlich keine extremen Spitzen gefunden werden /15/. Thermische Emission liefert nach der Richardson-Formel selbst bei der Schmelztemperatur des Eisens ( $T_s \approx 1500^\circ \text{ C}$ ) nur Stromdichten von größenordnungsmäßig  $10^{-3} \text{ A/cm}^2$ .

Da also Feldemission und thermische Emission nicht einmal den Vorstrom liefern können, scheiden sie als wesentliche Mechanismen für den raschen Stromanstieg nach Ausbildung des Kurzschlusses im Spalt aus. Sekundäremission (Stoßbefreiung von Elektronen an der Kathode durch die einfallenden, im Spalt auf etwa 5 keV beschleunigten Ionen /16/ mit Multiplikationsfaktoren von der Größenordnung 1), spielt offensichtlich während der Vorstromphase ( $I_v \approx \text{konstant}$ ) eine Rolle, weil die durch die Vorionisierung des Füllgases im Spalt vorhandenen Ladungsträger zur Erklärung des Vorstroms allein nicht ausreichen. Aber der steile Stromanstieg nach der Ausbildung des Kurzschlusses kann auch durch Sekundäremission nicht verstanden werden.

Eine plausible Erklärung für die stromstarken Kurzschlußüberschläge im Spalt bieten demgegenüber Plasmabrücken, die sich während der Vorstromdauer bilden, über den Spalt hinweg ausbreiten und dadurch die getrennten  $V_2A$ -Stege kurzschließen /17/, /18/, /19/. Mit Hilfe von Modellabschätzungen soll nun geprüft werden, wie solche Plasmabrücken innerhalb der relativ kurzen Zeit von etwa 150 nsec entstehen und die  $V_2A$ -Stege über den Spalt kurzschließen können.



#### 4.1 Volumenionisation des Füllgases und der Einfluß von Kathodenzerstäubung (sputtering) für die Bildung von Plasmabrücken

Im Fülldruckbereich von 2 bis 50 mTorr scheidet eine Volumenionisation des Füllgases im Schlitzbereich, etwa durch die Elektronen des im Spalt gemessenen Vorstroms (Abb. 6), praktisch völlig aus. Die freien Weglängen der Elektronen und Ionen für Ionisationsstöße mit dem Neutralgas liegen um Größenordnungen über der Spaltbreite. Durch Verwendung verschiedener Füllgase ( $D_2$ ,  $H_2$ , He, Ar) konnte denn auch klar gezeigt werden, daß der Zeitpunkt des Kurzschlusses vom Füllgas (verschiedene Ionisationsenergien) nicht bestimmt wird.

Weiterhin wurde die Möglichkeit der Kathodenzerstäubung (sputtering) durch die im Spaltbereich auf etwa 5 keV beschleunigten Ionen und die anschließende Ionisation des so entstandenen Metaldampfes als Ursache für den Kurzschluß geprüft. Die Sputtering-Raten  $Y_s$  für  $H_2^+$ ,  $D_2^+$ ,  $He^+$  und  $Ar^+$ -Ionen auf Edelstahl besitzen im Energiebereich um 5 keV ein Maximum /19a/ von:

zerstäubende Ionen	Sputtering-Ausbeute pro Atom-Ion: $Y_s$
$H^+$	$4 \cdot 10^{-3}$
$D^+$	$10^{-2}$
$He^+$	$10^{-1}$
$Ar^+$	1,5

Tabelle 1: Sputtering-Raten  $Y_s$  für 5 keV Ionen auf Edelstahl /19a/.

Für Molekül-Ionen sind die angegebenen Sputtering-Raten wegen Dissoziation der Moleküle auf der Metalloberfläche um einen Faktor 2 kleiner.

Mit diesen Zerstäubungs-Raten schätzt man für Deuterium als Füllgas sowie bei Stromdichten von etwa  $20 \text{ A/cm}^2$  und Potentialdifferenzen von 5 kV im Spaltbereich immerhin eine Zerstäubungsausbeute von größenordnungsmäßig  $10^9$  Eisenatomen/ $(\text{cm}^2 \cdot 100 \text{ nsec})$  ab. Entladungen mit verschiedenen Füllgasen ( $D_2$ , He, Ar), deren Sputtering-Raten entsprechend Tabelle 1 bis zu  $10^2$ -mal höher sind als für

Deuterium, sowie Entladungen mit Wasserstoff mit geringerer Sputtering-Rate führten aber zu keinen erkennbaren Änderungen des Kurzschluß-Zeitpunkts, so daß auch Sputtering als dominierender Mechanismus für die Einleitung des Kurzschlußüberschlags ausgeschlossen werden muß. Wahrscheinlich ist die in Kathodennähe innerhalb von etwa 100 nsec entstehende Eisendampfdichte noch zu gering, als daß eine für die Übernahme des Kurzschlußstromes ausreichende Stoßionisation einsetzen könnte (Wirkungsquerschnitt  $\bar{\sigma} \approx 10^{16} \text{ cm}^2$ ).

#### 4.2 Aufheizung und Verdampfung von Anodenspots während der Vorstromphase

Die Elektronen und Ionen des Spalt-Vorstroms geben an den Elektrodenoberflächen der  $V_2A$ -Stege ihre kinetische Energie ( $\approx 5 \text{ keV}$ ) an das Kristallgitter ab. Diese Energiedissipation führt zur Aufheizung der Metalloberfläche. Deshalb ist als weitere Möglichkeit für die Bildung von Plasmabrücken im Spalt die Aufheizung der Metalloberfläche im Spaltbereich während der Vorstromphase zu diskutieren und insbesondere die Verdampfung von mikroskopischen Spots an Anode und Kathode zu prüfen /17/, /18/.

Mit 20 kV Batterie-Ladespannung, 4 Schlitzen in der Metallwand und Stromdichten von etwa  $20 \text{ A/cm}^2$  entstehen zu Beginn der Theta-Pinch-Entladung im Spalt Leistungsdichten  $w_F$  von rund  $2,5 \cdot 10^4 \text{ cal}/(\text{cm}^2 \cdot \text{sec})$ . Eine Abschätzung mit Hilfe der Lösung der planaren, eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung (vgl. Anhang 3 und /20/) zeigt, daß damit eine als eben angenommene Metalloberfläche im Spaltbereich in 100 nsec nur um etwa 20 K aufgeheizt wird (vgl. auch /2/).

$$\Delta T = \frac{2 \cdot w_F \sqrt{t}}{\sqrt{\pi \cdot \lambda \cdot c \cdot \rho}}$$

$\lambda$  : Wärmeleitfähigkeit des Eisens  $\approx 0,18 \text{ cal}/(\text{cm} \cdot \text{sec} \cdot \text{K})$

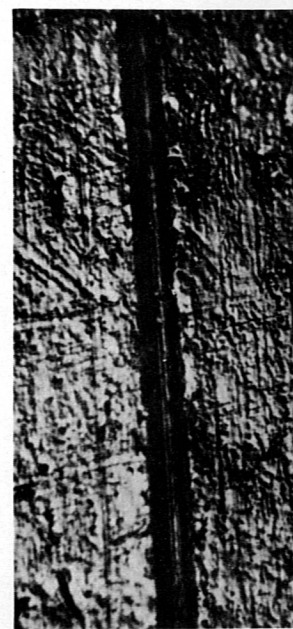
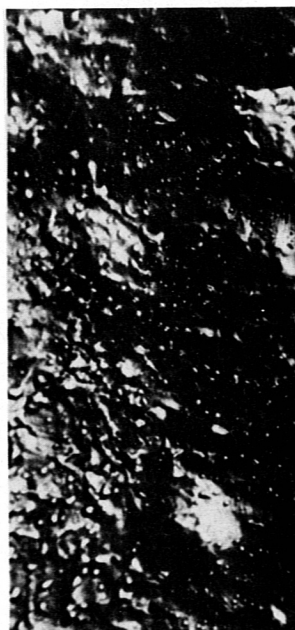
$\rho$  : Dichte des Eisens  $\approx 7,86 \text{ g/cm}^3$

$c$  : spezifische Wärme  $\approx 0,1 \text{ cal}/(\text{g} \cdot \text{K})$

Die Metalloberfläche ist jedoch keine ideale Ebene, sondern besitzt eine mikroskopische, mehr oder weniger "rauhe" Oberflächenstruktur. Das verursacht lokale Verstärkungen des elektrischen Feldes /15/ und eine entsprechende lokale Konzentration des Stromes. Aufgrund obiger Abschätzung der Oberflächenaufheizung

wären allerdings für eine Aufheizung der Metalloberfläche im Spaltbereich auf die Schmelztemperatur des Eisens ( $T_s \approx 1500^\circ\text{C}$ ) Stromdichte-Verstärkungsfaktoren von etwa 80 bis 100 erforderlich.

Über die tatsächlich zu erwartenden Verstärkungsfaktoren gab eine Analyse der Metalloberfläche mit Hilfe eines Vielstrahl-Interferenzmikroskops bei 280-facher Vergrößerung Aufschluß. Man findet z.B. auf der Anode im Spaltbereich mikroskopisch Unebenheiten hauptsächlich in der Form von zahlreichen mehr oder weniger halbkugelförmigen Kuppen in der Größenordnung 0,1 bis 5  $\mu\text{m}$ , vereinzelt auch scharfe Kanten und Stufen sowie einige größere Mulden (Abb. 11a). Im Gegensatz dazu ist die Kathodenoberfläche stark zerklüftet und mit Kratern und Furchen übersät (Abb. 11b). Vereinzelt wurden an der Kathodenseite der  $\text{V}_2\text{A}$ -Bleche im Spaltbereich auch Blister gefunden. Zum Vergleich zeigt Abb. 11c ein unbenütztes  $\text{V}_2\text{A}$ -Blech. Beide Elektrodenoberflächen im Spaltbereich weisen also stark ausgeprägte, spezifische Strukturen durch Schmelzvorgänge und Partikel-Bombardement auf, die durch Kurzschlußüberschläge aus vorangegangenen Entladungen verursacht wurden.



a) |-----| 50  $\mu\text{m}$

b) |-----| 50  $\mu\text{m}$

c) |-----| 50  $\mu\text{m}$

Abb. 11: Mikroskopische Struktur der Metallwandoberfläche im Spaltbereich

a) Anode, b) Kathode, c) unbenütztes  $\text{V}_2\text{A}$ -Blech

Zur Abschätzung der Feldverstärkungsfaktoren und entsprechender Stromdichtekonzentrationsfaktoren kann man für die Anodenoberfläche der Spalte nach Abb. 11a) z.B. Halbkugeln auf einer ebenen Elektrode annehmen. An der Spitze solcher halbkugelförmigen Erhebungen ist die lokale Stromdichte um etwa einen Faktor 3 bis 5 höher als auf der glatten Ebene /15/.

Extrem dünne und hohe Oberflächenspitzen, die Hinweise auf Feldverstärkungsfaktoren in der Größenordnung 100 geben, konnten allerdings nicht gefunden werden.

Die mikroskopischen Aufnahmen der  $V_2A$ -Oberfläche im Spaltbereich deuten darauf hin, daß eine lokale Verstärkung der Stromdichte insbesondere an der Anodenoberfläche (wegen der großen Masse (Trägheit) der auf die Kathode auftreffenden Ionen treten diese Stromdichtekonzentrationen an der Kathode praktisch nicht auf), verursacht von mikroskopischen Unebenheiten auf der Metalloberfläche, allein noch nicht ausreicht, um innerhalb von etwa 100 nsec mit den vorhandenen Energieflußdichten  $w_F \approx 2,5 \cdot 10^4 \text{ cal}/(\text{sec} \cdot \text{cm}^2)$  Metall zu verdampfen und die Bildung von Plasma-  
brücken einzuleiten.

Andererseits sieht man auf Side-on-Schmierbildern, daß die Kurzschlußüberschläge längs eines Schlitzes in z-Richtung bevorzugt an bestimmten, über eine größere Zahl von Theta-Pinch-Entladungen gleichbleibenden Stellen auftreten. Daraus ist zu schließen, daß sich ein Kurzschlußüberschlag in Form einer Metallplasmabrücke über den Spalt vor allem an lokalen Oberflächenstellen mit besonders extremen Strukturen ausbildet. Für diese dürften dann wohl etwas höhere als die zuvor genannten Verstärkungsfaktoren von etwa 5 anzusetzen sein. Daneben spielen aber auch die infolge der Oberflächenstruktur veränderten Wärmeleitungsverhältnisse für die Anodenaufheizung eine Rolle.

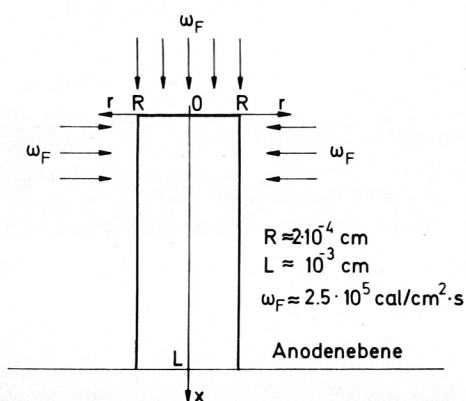


Abb. 12: Modell eines aus der ebenen Anode ragenden zylinderförmigen Spot

Es soll ein nach Abbildung 11 durchaus realistischer Extremfall betrachtet werden. So ist ein Zylinderradius von 2  $\mu\text{m}$ , eine Länge von 10  $\mu\text{m}$  gewählt. Mit diesem Modell wird nun unter Berücksichtigung der Wärmeleitung die Aufheizung der Spot-oberfläche abgeschätzt. Die Lösung dieses dreidimensionalen Wärmeleitungsproblems gewinnt man durch Superposition von entsprechenden eindimensionalen Lösungen (Anhang 3). Mit  $w_F \approx 2,5 \cdot 10^5 \text{ cal}/(\text{sec} \cdot \text{cm}^2)$  (ein Stromdichtekonzentrationsfaktor von 10 ist berücksichtigt) schätzt man danach für den Bereich der Stirnfläche des zylinderförmigen Spot ( $r \approx R$ ,  $x \approx 0$ ) innerhalb von 100 nsec eine Aufheizung um  $\Delta T \approx 600 \text{ K}$  ab. Diese Oberflächentemperatur entspricht größenordnungsmäßig schon der Sublimationstemperatur des Eisens ( $T_s \approx 1300^\circ \text{ C}$  bei einem Dampfdruck von etwa 3 mTorr /8/).

Weitere extreme Oberflächenspots könnten mikroskopische Kugeln ( $R \approx 0,5 \mu\text{m}$ , vgl. Abbildung 11a) sein, die in vorhergehenden Kurzschlußüberschlägen im Spalt in Form von "Schmelzperlen" an der Anodenoberfläche auf dem Anodenrumpf gebildet wurden. In Abbildung 13 ist ein vereinfachtes geometrisches Modell einer solchen Schmelzperle mit geringer Auflagefläche auf dem Anodenrumpf dargestellt. Der konstante Wärmefluß  $w_F$  trifft auf einen großen Teil der mehr oder weniger kugelförmigen Spotoberfläche. Die Lösung dieses Wärmeleitungsproblems unter der idealisierten Annahme einer an der Oberfläche allseitig durch  $w_F =$  konstant aufgeheizten Kugel (Anhang 3) liefert für die folgenden Daten:

$$w_F \approx 1,3 \cdot 10^5 \text{ cal}/(\text{sec} \cdot \text{cm}^2)$$

(eine Stromdichtekonzentration für die Kugel von 5 ist berücksichtigt)

$$t \approx 100 \text{ nsec}$$

eine Aufheizung der Oberfläche der kugelförmigen Schmelzperle um  $\Delta T \approx 1000 \text{ K}$ . Das entspricht der Sublimationstemperatur des Eisens bei einem Dampfdruck von etwa 3 mTorr.

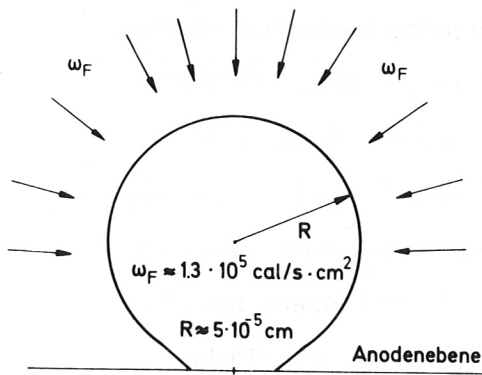


Abb. 13: Modell einer "Schmelzperle" auf der Anodenoberfläche

Die Sublimierungsenergie des Eisens (Energie zur Befreiung eines Atoms aus dem Kristallgitter) beträgt rund 3,5 eV/Atom. Nach der Aufheizung der Oberfläche von extremen Anodenspots auf die Sublimationstemperatur bewirkt die fortgesetzt zugeführte Energie der auftreffenden Elektronen einen Phasenübergang. Die innerhalb von 50 nsec zur Verfügung stehende Energie von etwa  $10^{-3} \text{ cal/cm}^2$  reicht zur Verdampfung von größenordnungsmäßig  $10^{16}$  Fe-Atomen pro  $\text{cm}^2$  aus. Da ein kugelförmiger Spot mit Radius  $R \approx 0,5 \text{ }\mu\text{m}$  ungefähr  $5 \cdot 10^{10}$  Atome liefern kann, sollten also pro  $\text{cm}^2$  etwa  $10^5$  Schmelzperlen verdampfen können, zumindest lokal begrenzt. Der entstehende Eisendampf besitzt eine mittlere thermische Energie von 0,1 eV (entsprechend der Sublimationstemperatur). Die an der Anodenoberfläche freigesetzten Eisenatome haben also mittlere Geschwindigkeiten von  $4 \cdot 10^4 \text{ cm/sec}$ . Damit kann sich innerhalb von 50 nsec eine etwa 20  $\mu\text{m}$  dicke Fe-Dampfschicht vor der Anodenoberfläche bilden mit Teilchendichten von etwa  $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Nimmt man für die auf der Anode auftreffenden Elektronen ( $E \approx 5 \text{ keV}$ ) einen Ionisationsquerschnitt für Stöße mit Eisenatomen von größenordnungsmäßig  $10^{-16} \text{ cm}^2$  an, so könnte in Übereinstimmung mit Arbeiten von Orzechowski und Bekefi /17/ sowie Bugaev et al. /18/ der durch Elektronenstoß ionisierte Metalldampf den Kurzschlußstrom übernehmen. In den zitierten Arbeiten wurden Kurzschlußüberschläge unter ähnlichen Bedingungen untersucht. Auch die dort angegebenen Ausbreitungsgeschwindigkeiten von an der Elektrodenoberfläche gebildeten Metalldampfplasmen über den Elektrodenabstand ( $v \approx 5 \cdot 10^6 \text{ cm/sec}$ ) passen gut zu den für eine Spaltbreite  $\Delta \approx 0,5 \text{ cm}$  beobachteten Kurzschlußzeiten von etwa 200 nsec. In Übereinstimmung mit /18/ wurde auch bei dieser Untersuchung festgestellt, daß der Kurzschlußzeitpunkt nur geringfügig von der im Spalt induzierten Potentialdifferenz abhängt.

#### 4.3 Vermeidung der Kurzschlußüberschläge im Spalt durch ein überlagertes

##### Magnetfeld $B_{z0}$

Ein zu Beginn der Theta-Pinch-Entladung überlagertes axiales Magnetfeld  $B_{z0}$  (vgl. Abbildung 2) führt dazu, daß die Elektronen und Ionen auf Parazykloidenbahnen mit den entsprechenden Amplituden  $A_{e,i}$  senkrecht zu  $E$  und  $B$ , also in radialer Richtung aus dem Spalt driften. Die Amplitude der Zykloidenbahnen ist gegeben durch:

$$A_{e,i} = \frac{m_{e,i} \cdot E_s}{e \cdot B_{z0}^2}$$

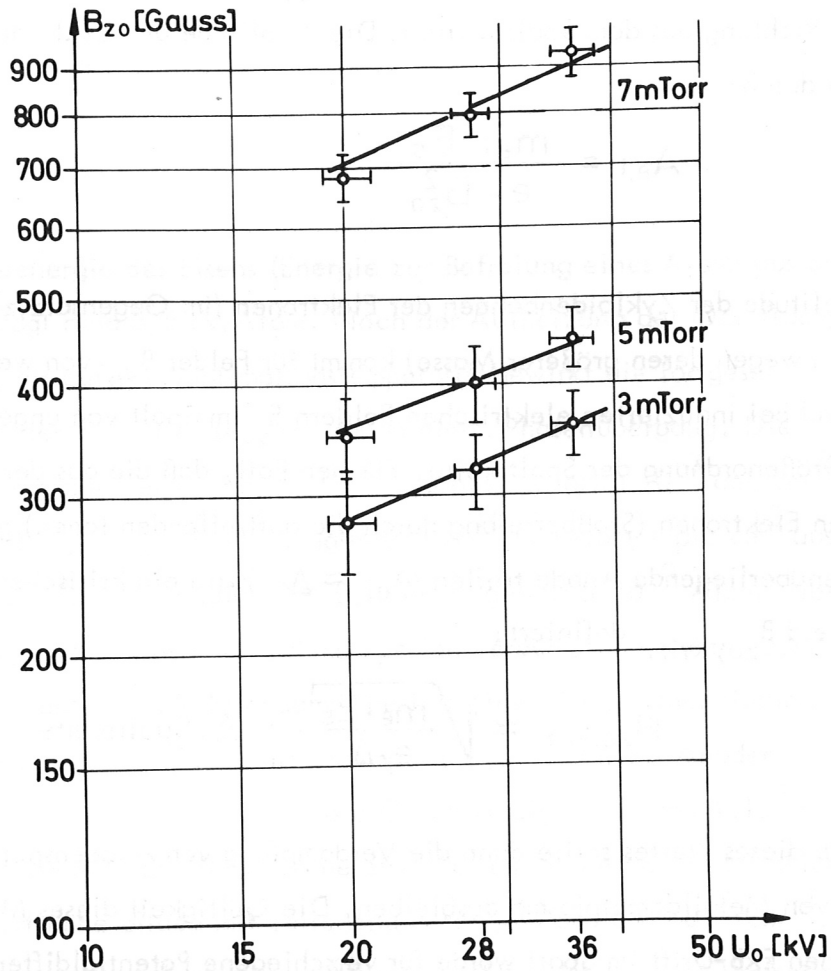
Die Amplitude der Zykloidenbahnen der Elektronen (im Gegensatz zur Amplitude der Ionen wegen deren größerer Masse) kommt für Felder  $B_{z0}$  von wenigen 100 Gauss und bei induzierten elektrischen Feldern  $E_s$  im Spalt von ungefähr  $10^4$  V/cm in die Größenordnung der Spaltbreite. Für den Fall, daß die aus der Kathode austretenden Elektronen (Stoßbefreiung durch die auftreffenden Ionen) gerade nicht mehr die gegenüberliegende Anode treffen ( $A_{ei} \approx \Delta$ ) wird ein kritisches überlagertes Magnetfeld  $B_{z0, \text{krit.}}$  definiert:

$$B_{z0, \text{krit.}} \approx \sqrt{\frac{m_e \cdot E_s}{e \cdot \Delta}} \quad \Delta : \text{Spaltbreite}$$

Oberhalb dieses Wertes sollte dann die Verdampfung von Anodenspots und die Bildung von Metaldampfplasma ausbleiben. Die Gültigkeit dieses Modells der Einteilchen  $ExB$ -Drift im Spalt wurde für verschiedene Potentialdifferenzen im Spalt (Variation der Ladespannung  $U_0$ ) und für verschiedene Deuteriumfülldrucke untersucht. Als Kriterium für die Vermeidung von Kurzschlußüberschlägen im Spalt diente das Ausbleiben von Leuchterscheinungen auf den Side-on-Schmierbildaufnahmen längs eines Schlitzes in  $z$ -Richtung (abgesehen von Randeffekten) und die durch das diamagnetische Signal angezeigte Plasmakompression. Kurzschlußüberschläge an den Enden der  $V_2A$ -Stege (Randeffekte) bleiben bei diesen Untersuchungen unberücksichtigt. Die Felder werden dort (Spulenende) inhomogen; außerdem treten Kanten auf. Bei toroidalen Anordnungen treten Randeffekte dieser Art ohnehin nicht mehr auf. Wie Abbildung 14 zeigt, konnte im Bereich der untersuchten elektrischen Felder im Spalt  $E_s$

( $10^4 \text{ V/cm} \leq E_s \leq 1,8 \cdot 10^4 \text{ V/cm}$ ) innerhalb der Fehlergrenzen der aufgrund obiger Gleichung erwartete Zusammenhang zwischen E und B bestätigt werden.

$$B_{z_0, \text{ krit.}} = \text{konst.} \cdot E_s^{1/2}$$



**Abb. 14:** Meßergebnisse der Kurzschlußfestigkeit im Spalt bei überlagertem Magnetfeld  $B_{z_0}$  in Abhängigkeit von der Ladespannung  $U_0$  und für verschiedene Deuterium-Fülldrücke  $p_0$  ( $p_0 = 3, 5, 7 \text{ mTorr}$ ). Die Steigung der Geraden beträgt etwa 0,5 in Übereinstimmung mit oben erläuterten Elektronendriftmodell

Für 3 mTorr Fülldruck errechnet sich  $B_{z_0, \text{ krit.}}$  in quantitativer Übereinstimmung mit dem Experiment direkt durch Gleichsetzen der Amplitude der Elektronenparazykloiden mit der Spaltbreite  $\Delta \approx 0,5 \text{ cm}$  aus obiger Formel. Die bei höherem Fülldruck (ab etwa 7 mTorr) nach Abbildung 14 erforderlichen höheren kritischen Felder dürften auf



Stöße der Elektronen mit Neutralteilchen zurückzuführen sein. Bei 7 mTorr Fülldruck schätzt man mit typischen Stoßquerschnitten  $\sigma_{eo} \approx 5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$  (20a) eine mittlere freie Weglänge von etwa 1 cm ab, welche in der Größenordnung der Stegbreite liegt. Wenn also Stöße bei höherem Fülldruck nicht mehr vernachlässigt werden können, muß für die Abschätzung des kritischen überlagerten Magnetfeldes statt der Spaltbreite die mittlere freie Weglänge für Elektron-Ion-Stöße in obige Formel eingesetzt werden. Das erfordert höhere überlagerte Felder bei höherem Fülldruck.

## 5. Untersuchungen der Plasmastromschicht und des Kompressionsverhaltens

Aus dem Gradienten des Magnetfeldprofils  $B_z(r)$  kann man mit den Maxwellgleichungen die azimutale Plasmastromschicht  $I(r)$  ermitteln.

### 5.1 Radiales Magnetfeldprofil $B_z(r)$

Die zeitliche Entwicklung von  $B_z(r)$  für die ersten 800 nsec der Theta-Pinch-Entladung wurde in Randstellung, Viertelstellung und Mittelstellung (vgl. Abbildung 5) durch radiale Verschiebung von Magnetfeldsonden in Abständen von 0,5 cm Punkt für Punkt gemessen. Für den Fall ohne überlagertes Magnetfeld zeigt Abbildung 15 den Aufbau einer Plasmastromschicht in der Nähe der Metallwand. Nach dem Absperrern des treibenden Magnetfeldkolbens (etwa 200 nsec) durch Kurzschlüsse der  $V_2A$ -Stege über den Spalt dringt das im Metallkäfig eingesperre Feld in das Plasma ein, wodurch die stromführende Plasmaschicht von der Wand weggedrückt wird und sich verbreitert.

Zu späteren Zeiten (etwa ab 600 nsec) beobachtet man, daß sich ein Teil der Stromschicht deutlich ablöst und mit einer Geschwindigkeit von etwa  $10^7 \text{ cm/sec}$  nach innen läuft (Abbildung 16). Die angedeutete Kompression ist aber nicht vollständig ausgebildet. Dem Magnetfeldgradienten in Wandnähe nach zu schließen, bleiben etwa 50% des Plasmastroms in der Nähe der Metallwand hängen ("Wall-hang-up", vgl. /2/).

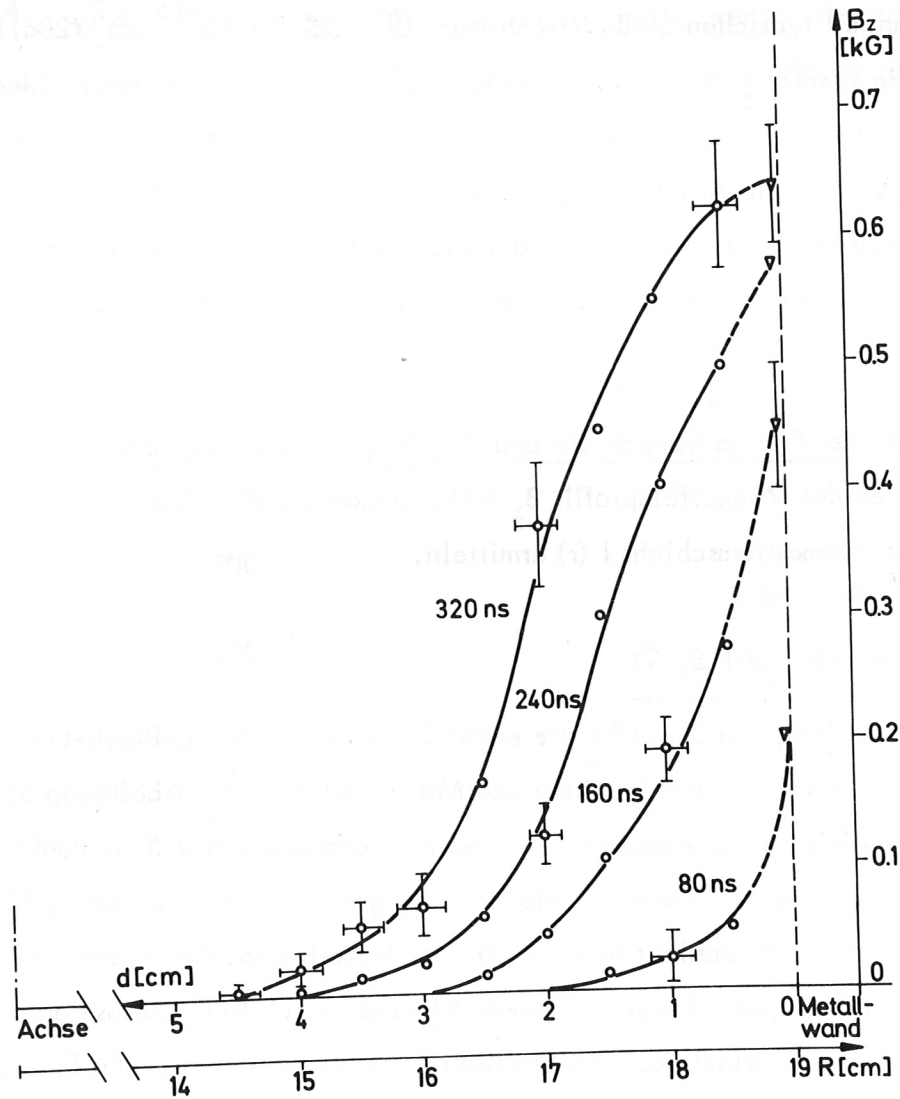


Abb. 15: Zeitliche Entwicklung des Magnetfeldprofils  $B_z(r)$  in der Nähe der Metallwand: Aufbauphase einer Plasmastromschicht in der Nähe der Metallwand

Die Ergebnisse der Magnetfeldprofilmessungen stimmen gut mit einer Abschätzung nach dem Schneepflugmodell überein /21/. Für die Nähe der Metallwand ( $r_{pl}/R_{wand} \approx 1$ ) sollte sich danach bei  $\dot{B}_z \approx 1,25 \cdot 10^9$  Gauss/sec, 30% Vorionisierung bei 3 mTorr Fülldruck und ohne ein überlagertes Magnetfeld die stromführende Plasmaschicht bis zum Kurzschluß im Spalt ( $\approx 200$  nsec) um etwa 1 cm von der Wand abheben. Nach dem Kurzschluß wird die weitere Zunahme von  $B_z$  an der Metallwand vernachlässigbar klein und die Plasmastromschicht wächst nicht weiter an. Der Impulsgewinn des treibenden Magnetfeldkolbens bis zum Kurzschlußzeitpunkt reicht

offensichtlich für eine vollständige Kompression nicht aus, denn die Kompressionsgeschwindigkeit bleibt klein ( $v_k \approx 10^7$  cm/sec) und ein beträchtlicher Teil der Ladungsträger in Wandnähe ( $\approx 50\%$ ) wird vom behinderten Magnetfeldkolben nicht mitgenommen.

Ladespannung :  $U_0 = 20$  kV  
 Fülldruck :  $p_0 = 3$  mTorr  
 Überlagertes Magnetfeld :  $B_{z0} = 0$  Gauss  
 Mittelstellung

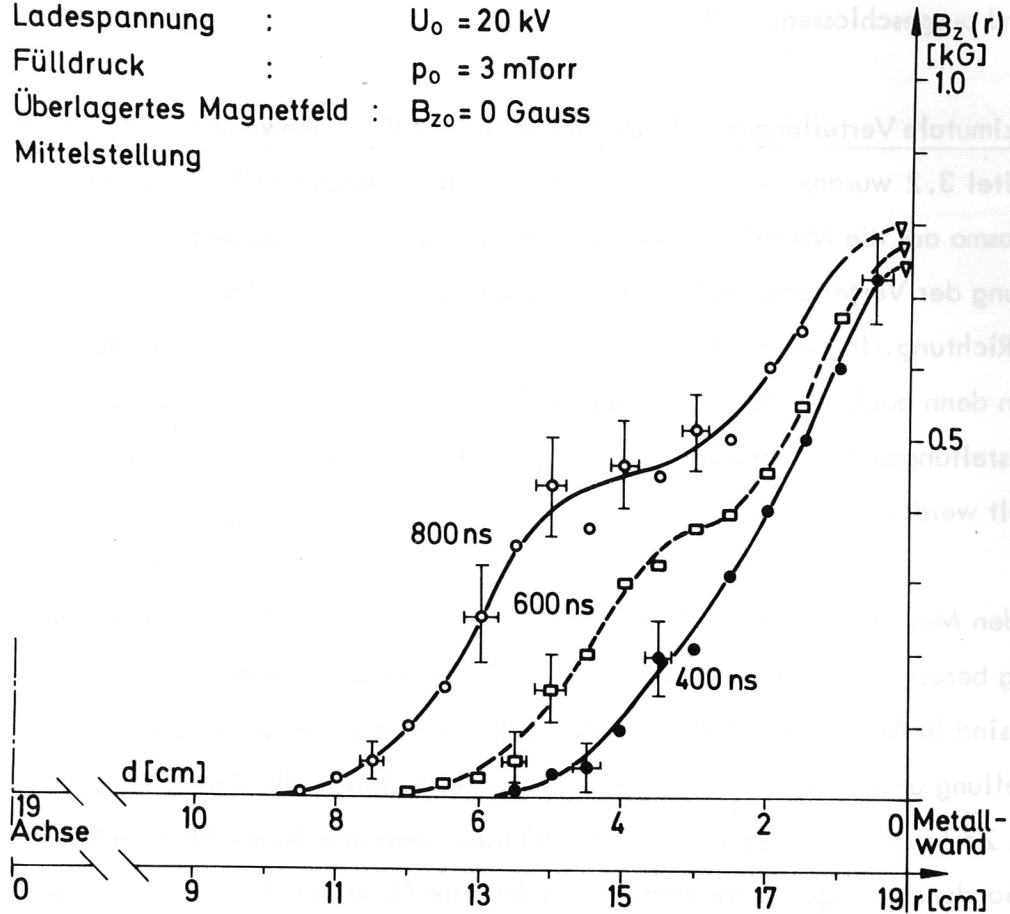


Abb. 16: Magnetfeldprofil  $B_z(r)$  nach dem Kurzschluß im Spalt mit angedeuteter Plasmakompression

Bei sehr geringen Dichten (unterhalb einer sog. "kritischen Dichte") findet wegen der zunehmenden Verbreiterung des Magnetfeldprofils schließlich keine Kompression mehr statt /22/. Die kritische Dichte ist durch diejenige anfängliche Plasmadichte definiert, bei der die Breite der stromführenden Plasmaschicht  $\Delta \approx 0,5 \cdot c / \omega_{pi}$  /23/ etwa dem halben Gefäßradius entspricht. Bei einem Fülldruck von 3 mTorr sollte sie erst bei etwa 1% Vorionisierung unterschritten werden ( $n_e \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ).

In Abbildung 16 beträgt die Schichtdicke etwa 3 cm. Statistisch unregelmäßig, besonders häufig bei noch wenig saubergeschossenen Metallstegen, wurden jedoch auch Entladungen beobachtet, deren Magnetfeldprofile denen unterhalb der kritischen Dichte entsprachen. Wegen des offensichtlichen Zusammenhangs mit der Reinheit der  $V_2A$ -Stege wurden diese Fälle für die Beurteilung der Kompression innerhalb der Metallwand ausgeschlossen.

### 5.2 Azimutale Verteilung des Magnetfeldes entlang der Innenwand des Metallkäfigs

In Kapitel 3.2 wurden vor dem Kurzschluß der Metallstege im Spalt radiale Ströme vom Plasma auf die Metallwand nachgewiesen. Radiale Ströme bedeuten eine Behinderung der Verteilung des  $B_z$ -Feldes entlang der Innenwand des Metallkäfigs in Theta-Richtung. In Übereinstimmung mit den Wandstrommessungen (Abbildung 6) konnten denn auch aus den Magnetfeldprofil-Messungen in verschiedenen azimutalen Sondenstellungen (vgl. Abbildung 5) Magnetfeldgradienten in azimutaler Richtung ermittelt werden.

Nach den Messungen in Kap. 3.2 trifft im Bereich zwischen Randstellung und Viertelstellung bereits der größte Teil des radialen Stromes vom Plasma auf die Metallwand. Darum sind in Abbildung 17 die radialen  $B_z(r)$ -Profile für verschiedene Zeitpunkte in Randstellung und Viertelstellung gegenübergestellt. Nach Abbildung 17 c fällt  $B_z(r)$  für den Zeitpunkt 240 nsec (etwa 40 bis 80 nsec nach dem Kurzschluß im Spalt) für beide Sondenstellungen zusammen. Der azimutale Gradient des  $B_z$ -Feldes verschwindet also innerhalb dieser Zeit (40 bis 80 nsec) nach dem Kurzschluß im Spalt. Dieser Befund stimmt überein mit einer Abschätzung für die Diffusionszeit  $\tau$  des  $B_z$ -Feldes in das Plasma mit der elektrischen Leitfähigkeit  $\sigma$  über die Strecke  $L$  entlang der Metallwand /24/:

$$\tau \approx \sigma \cdot \mu_0 \cdot L^2$$

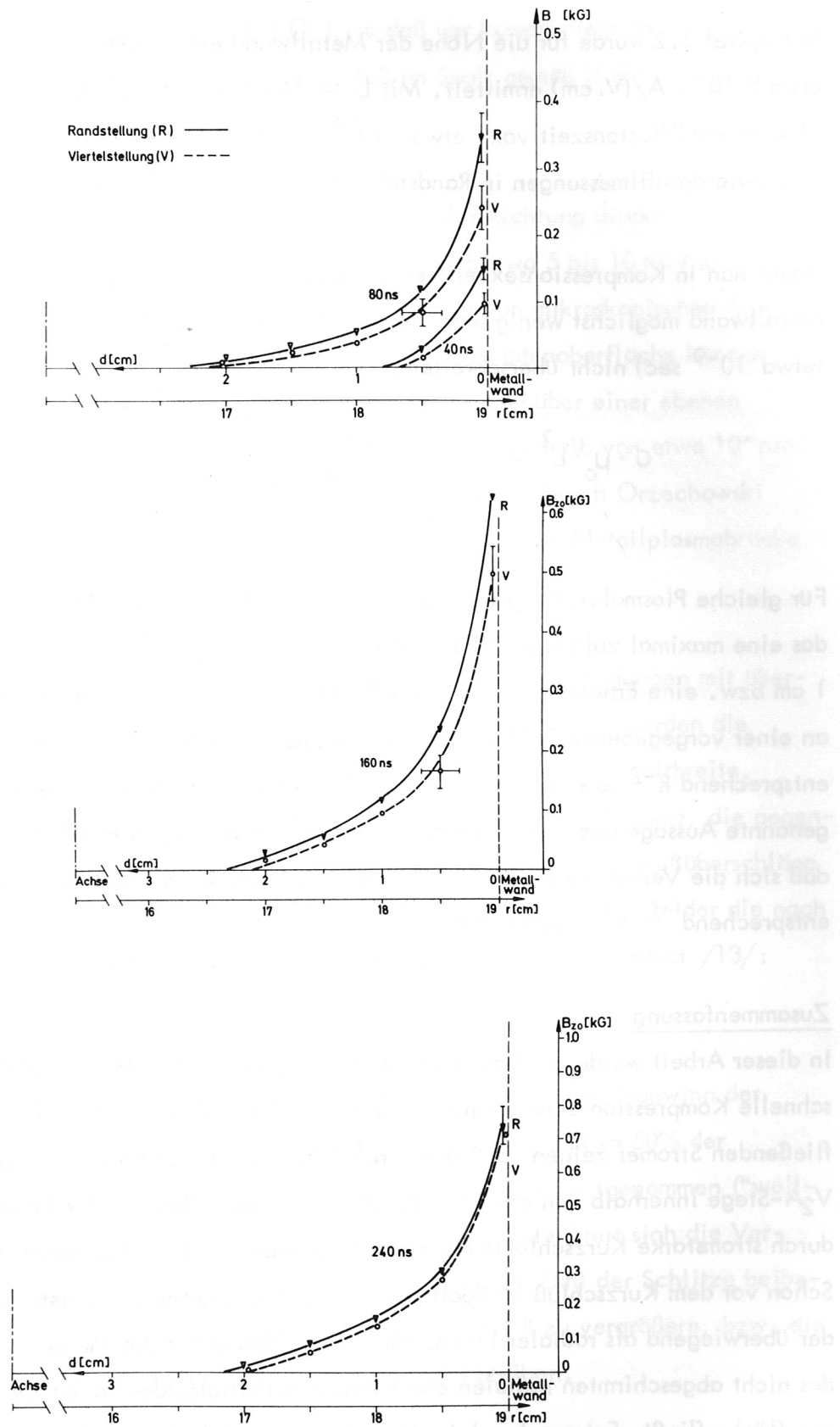


Abb. 17: Gegenüberstellung von  $B_z(r)$ -Profilen in Randstellung (R) und Viertelstellung (V) für verschiedene Zeitpunkte vor und nach dem Kurzschluß im Spalt.

In Kapitel 3.2 wurde für die Nähe der Metallwand eine elektrische Leitfähigkeit von etwa  $8 \cdot 10^{-3} \text{ A/(V.cm)}$  ermittelt. Mit  $L \approx 10 \text{ cm}$  ergibt sich dann eine azimutale Magnetfelddiffusionszeit von etwa  $10^{-8} \text{ sec}$  in Übereinstimmung mit den genannten Magnetfeldprofilmessungen in Randstellung und Viertelstellung.

Damit nun in Kompressionsexperimenten die  $B_z$ -Feldverteilung entlang der inneren Metallwand möglichst wenig behindert wird, darf  $\tau$  einen bestimmten Wert  $\tau_c$  (etwa  $10^{-9} \text{ sec}$ ) nicht überschreiten:

$$\sigma \cdot \mu_0 \cdot L^2 = \sigma \cdot \mu_0 \cdot \left( \frac{2\pi R}{N} \right)^2 \lesssim \tau_c$$

Für gleiche Plasmaleitfähigkeit  $\sigma \approx 8 \cdot 10^{-3} \text{ A/(V.cm)}$  vor der Metallwand bedeutet das eine maximal zulässige Stegbreite  $L_0 \approx 2 \cdot (\tau_c / (\sigma \mu_0))^{1/2}$  von der Größenordnung 1 cm bzw. eine Erhöhung der Schlitzzahl  $N \sim R$ . Andernfalls ist bei Festhalten an einer vorgegebenen Schlitzzahl  $N$  die Plasmaleitfähigkeit  $\sigma$  vor der Metallwand entsprechend  $R^{-2}$  zu reduzieren (z.B. durch ein überlagertes Magnetfeld). Die letztgenannte Aussage deckt sich mit der bereits früher ausgesprochenen Vermutung /13/, daß sich die Verwendbarkeit geschlitzter Metallgefäße in Kompressionsexperimenten entsprechend  $\sim R^2$  verschlechtert.

### Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Verwendbarkeit von geschlitzten Metallgefäßen für schnelle Kompressionsexperimente untersucht. Messungen des in der Metallwand fließenden Stromes zeigen, daß die durch Schlitze (Breite  $\Delta \approx 0,5 \text{ cm}$ ) getrennten  $\sqrt{2}A$ -Stege innerhalb von etwa 160 bis 200 nsec nach Zündung der Hauptbatterie durch stromstarke Kurzschlußüberschläge über diese Schlitze kurzgeschlossen werden. Schon vor dem Kurzschluß im Spalt wird in der Metallwand ein Vorstrom induziert, der überwiegend als radialer Flächenstrom vom Plasma auf die Metallwand infolge des nicht abgeschirmten radialen elektrischen Potentialfeldes an der Metallwandoberfläche fließt. Entsprechend der Verteilung des elektrischen Potentialfeldes an der Metallinnenwand wächst der Metallwandstrom vom Spalt zur Stegmitte hin an. Analog nimmt der im Plasma fließende Strom vom Spalt zur Stegmitte hin ab:  $j = j(\theta)$ . Gleichzeitig verringert sich auch wegen dieser radialen Ströme das

Magnetfeld zur Stegmitte hin:  $B_z = B_z(\Theta)$ , so daß der komprimierende Magnetfeldkolben noch vor dem eigentlichen Kurzschluß im Spalt gemäß  $j(\Theta) \times B_z(\Theta)$  geschwächt wird.

Etwa 10% des Metallwandvorstroms fließen in azimuthaler Richtung direkt im Spalt. Die an der Metalloberfläche im Spalt auftreffenden, auf etwa 5 bis 10 keV beschleunigten Ladungsträger verursachen eine Aufheizung von mikroskopischen Oberflächenspots. Extreme mikroskopische Strukturen an der Anodenoberfläche können infolge von Stromdichtekonzentrationen und wegen der gegenüber einer ebenen Metalloberfläche veränderten Wärmeleitungsverhältnisse innerhalb von etwa  $10^2$  nsec auf die Sublimationstemperatur des Eisens aufgeheizt werden. Nach Orzechowski und Bekefi /17/ und Bugaev /18/ sollte dann die Bildung einer Metallplasmabrücke über den Spalt möglich sein.

Dieses Modell stimmt mit den Beobachtungen bei Theta-Pinch-Entladungen mit überlagertem Magnetfeld  $B_{z0}$  überein. Oberhalb von einigen 100 Gauss werden die Amplituden der Parazykloidenbahnen der Elektronen kleiner als die Spaltbreite. Dann werden die aus der Kathode austretenden Elektronen daran gehindert, die gegenüberliegende Anode zu erreichen. In diesem Falle bleiben die Kurzschlußüberschläge im Spalt aus. Allerdings bleiben durch die so zu überlagernden Magnetfelder die nach der Kompression erreichbaren Plasma- $\beta$ - und -temperaturwerte beschränkt /13/:

$$\beta \approx 0,5 \text{ bzw. } kT \lesssim 100 \text{ eV.}$$

Die Plasmakompression im Metallgefäß ist stark behindert. Der Impulsgewinn der stromführenden Schicht bis zum Kurzschluß im Spalt ist gering. Etwa 50% der Ladungsträger werden vom behinderten Magnetfeldkolben nicht mitgenommen ("wall-hang-up"). Bei einer Vergrößerung des Gefäßradius  $R$  verschlechtert sich die Verwendbarkeit von geschlitzten Metallgefäßen  $\sim R^2$ , falls die Zahl der Schlitze beibehalten bleibt. Andernfalls ist die Schlitzzahl entsprechend  $R$  zu vergrößern, bzw. die Stegbreite muß konstant (von der Größenordnung 1 cm) bleiben.

## Anhang 1

### Wand-Strom-Sonden

#### 1. Sondendaten

Zur Messung des in der Metallwand fließenden azimuthalen Stromes wurden spezielle Sonden entwickelt. Sie entsprachen einem den Strom umschließenden Rogowsky-Gürtel /25/. Da aber im Experiment eine Z-Pinch-Vorionisierung verwendet wurde, wurde wegen der Gefahr eines Kurzschlußüberschlags zwischen der heißen Z-Pinch-Elektrode und den Enden der  $V_2A$ -Stege der Metallwandstrom mit einem Paar kompensierter  $B_z$ -Sonden gemessen, die in Käfigmitte beiderseits eines  $V_2A$ -Bleches in die Oberfläche eingelegt waren. Die Magnetfeld-Sonden sollten einerseits möglichst lang sein, um den Strom in den 80 cm langen Metallstegen gut ermitteln zu können, andererseits mußten die Zeitkonstanten klein genug gewählt werden, wollte man die Sondersignale vor dem Kurzschluß-Zeitpunkt (größenordnungsmäßig 100 nsec) auswerten. Ferner mußte die Signalspannung genügend über dem Störpegel liegen, um für die anschließende Integration und Kompensation der beiden Signale groß genug zu sein.

Eine Optimierung dieser Randbedingungen führte zum Bau zweier Magnetfeld-Sonden mit folgenden charakteristischen Daten:

Windungszahl	$N = 40$
Sondenlänge	$L = 20 \text{ cm}$
$\varnothing$ des Quarzkerns	$\varnothing = 2,1 \pm 0,1 \text{ mm}$

Die Signalspannung liegt in der Größenordnung von 20 Volt ( $\dot{B}_z \approx 1,25 \cdot 10^9 \text{ G/sec}$ ) Durch Verwendung von 4,5 mm breiten und 0,05 mm dicken Kupferstreifen statt einer dünnen Drahtwicklung konnte die Induktivität verringert werden. Zusammen mit einem Abschirmrohr aus Messing (Innendurchmesser: 4,9 mm, Wandstärke: 0,5 mm) wurden die beiden Sonden in je einem Quarzrohr zu beiden Seiten eines  $V_2A$ -Stegs bis zur halben Spulenlänge in axialer Richtung in das Vakuumgefäß eingeführt.

#### 2. Zeitkonstanten

Aus einer Abschätzung mit den Sondendaten und vergleichenden Messungen der Induktivität und Kapazität ergaben sich die folgenden Daten für die Sonden:



	Abschätzung	Messung
L	40 nHy	100 nHy
C	100 pF	300 pF

Aus den Messungen (Abschlußwiderstand des Meßkables  $R = 120 \text{ V/A}$ ) erhält man somit folgende Zeitkonstanten:

$$L/R \approx 1 \text{ nsec}$$

$$R \cdot C \approx 40 \text{ nsec}$$

Die Ansprechzeit der Sonden wird also hauptsächlich durch die relativ große Kapazität der Kupferstreifen-Wicklung auf rund 40 nsec begrenzt. Eine Eichung mit Hilfe eines Solenoiden und eines Sinusgenerators variabler Frequenz führte zum gleichen Ergebnis. Unterhalb von 25 MHz war die Empfindlichkeit der Sonden von der Frequenz unabhängig. Der Kurzschluß der Metallstege setzt zwischen 160 und 200 nsec nach Zündung der Hauptbatterie ein. Die Anstiegszeit der Kollektorspannung liegt bei etwa 40 nsec. Die Zeitauflösung der entwickelten Magnetfeldsonden war also für die beabsichtigten Messungen ausreichend.

## Anhang 2

### Konfiguration des elektrischen Feldes im Metallwand-Theta-Pinch

Die Verteilung des elektrischen Feldes im Metallwand-Theta-Pinch wird zunächst für den Vakuumfall berechnet. Nach Allen, Segre /26/ kann man dieses Problem in geschlossener Form lösen.

Nach den Maxwell-Gleichungen wird das elektrische Feld innerhalb eines Theta-Pinch durch ein zeitlich rasch ansteigendes Magnetfeld bestimmt.

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = - \dot{\vec{B}}. \quad (1)$$

Die allgemeine Lösung  $\vec{E}$  setzt sich zusammen aus der allgemeinen Lösung  $\vec{E}_1$  der zugehörigen homogenen Gleichung und einer speziellen Lösung  $\vec{E}_2$  der inhomogenen Gleichung

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2. \quad (2)$$

$\vec{E}_2$  läßt sich nach einer Umformung von (1) mit Hilfe des Stoke'schen Satzes in ein Linienintegral und nach anschließender Integration leicht finden

$$E_{2\theta} = - \frac{1}{2} \cdot r \cdot \dot{B}_z; \quad E_{2r} = 0; \quad E_{2z} = 0. \quad (3)$$

Es wurde Rotationssymmetrie vorausgesetzt. Randeffekte infolge der endlichen Spulenlänge sollen vernachlässigbar sein. Physikalisch ist  $E_{2\theta}$  als ein von  $\dot{B}_z$  induziertes elektrisches Wirbelfeld zu interpretieren.

Die allgemeine homogene Gleichung (1) läßt sich bekanntlich nach Einführung einer skalaren Potentialfunktion auf die Laplace-Gleichung zurückführen. Für die weitere Rechnung werden ebene Polarkoordinaten verwendet.

$$\Delta \phi(p, \theta) = 0; \quad \vec{E}_1 = - \nabla \phi; \quad p = \frac{\text{Radius: } r}{\text{Metallwandradius: } R}. \quad (4)$$

Als Randbedingungen nimmt man unendlich hohe elektrische Leitfähigkeit für die Metallwand an, so daß die Azimutalkomponente des elektrischen Gesamtfeldes,

d.h. die Summe aus den Azimutalkomponenten des Potentialfeldes und des induzierten Wirbelfeldes, Null wird.

Also gilt entlang eines jeden Metallstegs die Randbedingung

$$E_{\theta} = E_{1\theta} + E_{2\theta} = 0$$

oder: 
$$\phi(p=1, \theta) = -\frac{1}{2} \cdot R^2 \cdot \dot{B}_z \cdot \theta + \text{konst.}$$

Im Spalt gilt jeweils die Randbedingung /28/:

$$E_{\theta} = -\frac{\pi \cdot R^2 \cdot \dot{B}_z}{N \cdot \Delta} ; \quad \begin{array}{l} \Delta : \text{ Schlitzbreite} \\ N : \text{ Schlitzzahl} \end{array}$$

Für eine Metallwand mit  $N = 4$  Schlitzten sind diese Randbedingungen in Abb. 18 graphisch dargestellt.

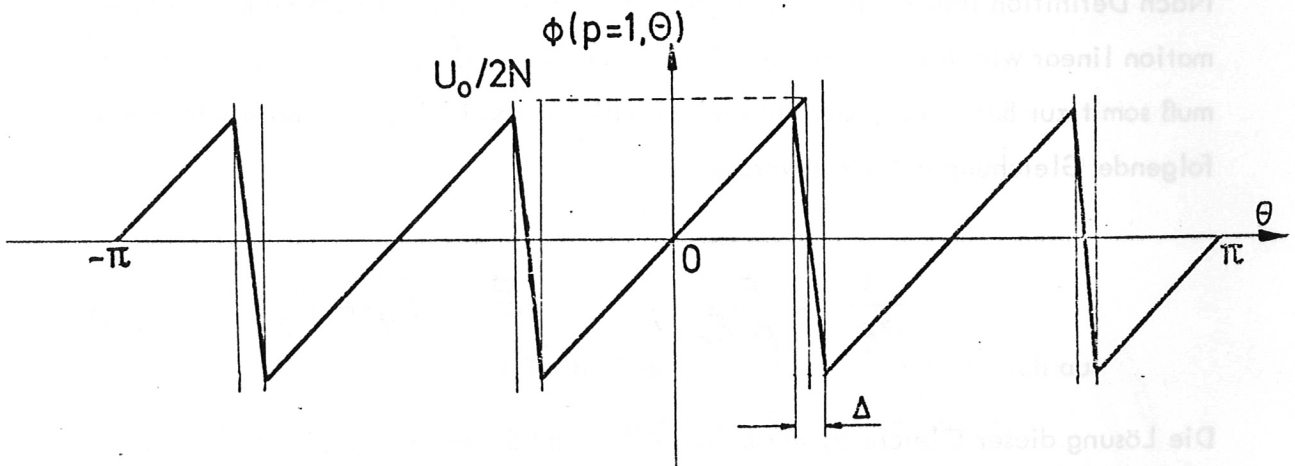


Abb. 18: Randbedingungen für die Metallwand: Potentialfunktion in Abhängigkeit vom Azimut  $\theta$ .

$N$  : Schlitzzahl

$\Delta$  : Schlitzbreite

$U_0$  : Ladespannung der Hauptbatterie

Nach Allen und Segre /26/ berechnen sich die diesen Randbedingungen genügenden Komponenten des elektrischen Potentialfeldes für  $0 \leq \rho \leq 1$  zu:

$$E_{1r} = -\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \rho} = \frac{U_0}{\pi R} \cdot \frac{\rho^{N-1} \cdot \sin(N \cdot \theta)}{1 + \rho^{2N} - 2\rho^N \cdot \cos(N \cdot \theta)} \quad (7)$$

$$E_{1\theta} = -\frac{1}{\rho \cdot R} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \theta} = \frac{U_0}{\pi R} \cdot \frac{\rho^{N-1} (\cos(N \cdot \theta) - \rho^{2N})}{1 + \rho^{2N} - 2\rho^N \cos(N \cdot \theta)} \quad (8)$$

Die Linien des elektrischen Feldes sind in kartesischen Koordinaten durch folgende Differentialgleichung definiert:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{E_y}{E_x} \quad (9)$$

Nach Definition transformieren sich Vektorkomponenten bei Koordinatentransformation linear wie die Koordinatendifferentiale. Beim Übergang zu Polarkoordinaten muß somit zur Berechnung der Feldlinienkonfiguration im Metallwand-Theta-Pinch folgende Gleichung aufgelöst werden:

$$\frac{d\theta}{d\rho} = \frac{E_\theta}{\rho \cdot E_r} ; \quad \vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \quad (10)$$

Die Lösung dieser Gleichung wurde von Allen und Segre in /26/ angegeben.

$$\cos(N \cdot \theta) = \left[ \rho^{-N} \left( \frac{1 + \rho^{2N}}{2} - (1 - \mu_0) \cdot \exp \frac{-N(1 - \rho^2)}{2} \right) \right], \quad (11)$$

$\rho < 1.$

Für 4 Schlitze wurde die Gleichung (11) numerisch ausgewertet. Die Daten entsprechen dem Experiment. Das Feldlinienbild ist in Abb. 19 dargestellt (vgl. auch /27/, /28/). Als Kurvenparameter wurde  $\mu_0$  gewählt.

Vakuum - Feldlinienbild des elektrischen  
Gesamtfeldes ( $E = E_{pot} + E_{ind}$ )  
im Metallwand - Theta - Pinch

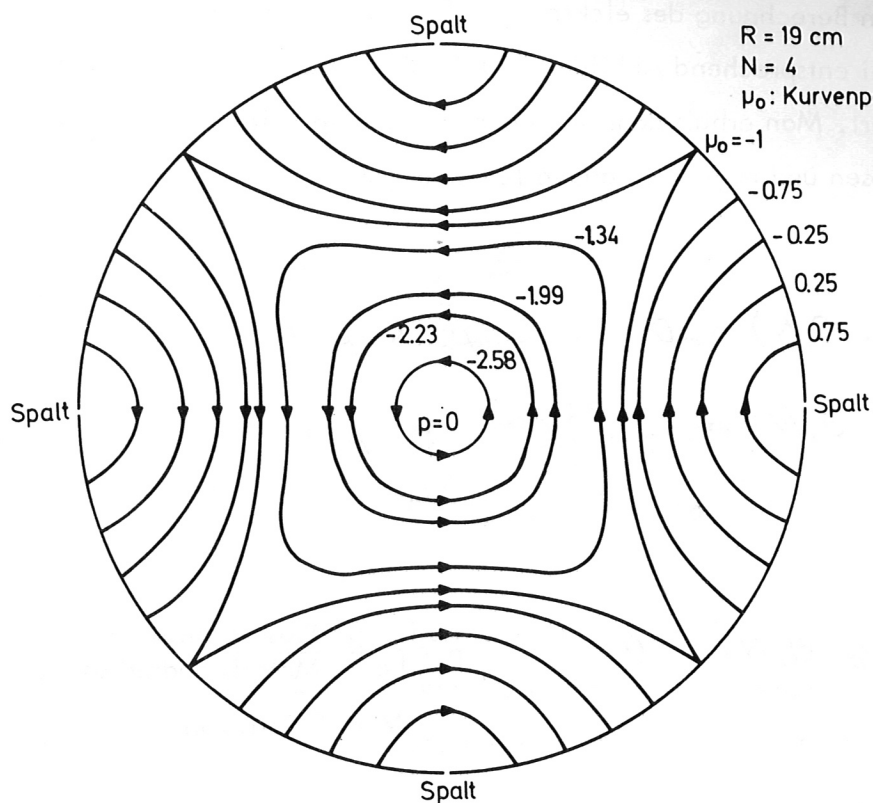


Abb. 19: Vakuumfeldlinienbild im Metallwand-Theta-Pinch

Das Feldlinienbild im Metallwand-Theta-Pinch mit Plasma errechnet sich aus den Lösungen der Poisson-Gleichung mit geeigneten Randbedingungen.

$$\Delta \phi = \frac{e}{\epsilon_0} (n_I - n_e) \quad (14)$$

$n_e$  : Elektronendichte

$n_I$  : Ionendichte

Die Ladungsträger im Plasma schirmen die Radialkomponente des Potentialfeldes etwa innerhalb einer Debye-Länge ab. Da weder die Temperatur noch die Elektronen- bzw. Ionendichte in Wandnähe genau genug bekannt sind, erscheint die exakte

Lösung des Problems aussichtslos.

Zur näherungsweisen Berechnung des elektrischen Feldes im Metallwand-Theta-Pinch mit Plasma sei entsprechend Abbildung 20 das Plasma durch einen ideal leitenden Kern genähert. Man erhält dann folgendes Randwertproblem, das man für  $N$  Schlitze exakt lösen und numerisch auswerten kann /26/

$$\begin{aligned} \Delta \phi(\rho, \theta, N) &= 0 & \rho_0 < \rho < 1 \\ \phi(1, \theta, N) &= -\frac{1}{2} R^2 \dot{B}_z \theta & \rho &= 1 \end{aligned} \quad (15)$$

$$\phi(\rho_0, \theta, N) = 0 \quad \rho = \rho_0 = \frac{\text{Plasmaradius : } r}{\text{Metallwandradius : } R}$$

$N = \text{Schlitzzahl}$

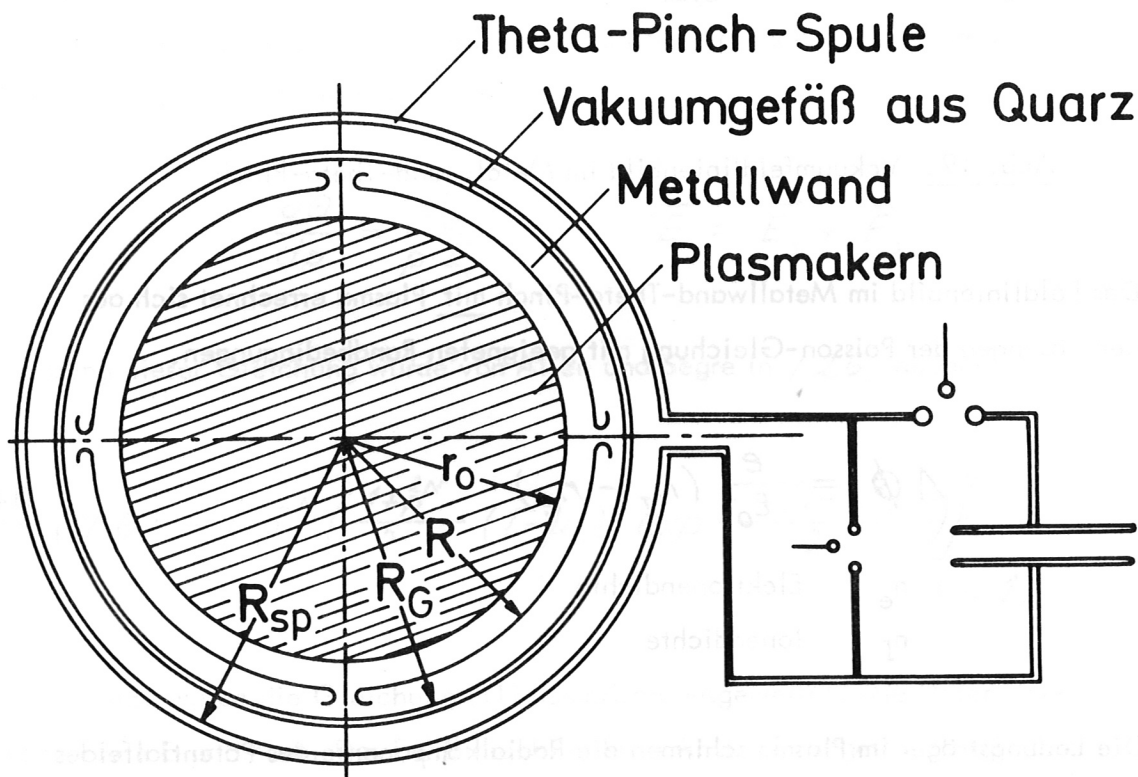


Abb. 20: Schematischer Aufbau des Metallwand-Theta-Pinch mit ideal leitendem Plasmakern

Als Lösung findet man die Potentialfunktion: ( $p_0 < p < 1$ ):

$$\phi(p, \theta, N) = \frac{-U_0}{\pi} \cdot \sum_{m=1}^{(M)} \frac{\sin(m \cdot N \cdot \theta)}{N \cdot m} \frac{(-p)^m}{(1-p_0^{2m})} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{p_0}{p} \right)^{2m} \right]. \quad (16)$$

Eine Differentiation ergibt die Komponenten des Potentialfeldes

$$E_{1r} = -\frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial p} = \frac{U_0}{\pi p R} \sum_{m=1}^{(M)} \frac{\sin(m \cdot N \cdot \theta) \cdot (-p)^m}{N (1-p_0^{2m})} \left[ 1 + \left( \frac{p_0}{p} \right)^{2m} \right], \quad (17)$$

$$E_{1\theta} = -\frac{1}{pR} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} = \frac{U_0}{\pi p R} \sum_{m=1}^{(M)} \frac{\cos(m \cdot N \cdot \theta) \cdot (-p)^m}{(1-p_0^{2m})} \left[ 1 - \left( \frac{p_0}{p} \right)^{2m} \right]. \quad (18)$$

Das induzierte Wirbelfeld erhält man wieder nach Integration der Maxwellgleichung (1) über den Querschnitt. Unter der Voraussetzung eines statischen, nicht komprimierenden Plasmakerns mit hoher elektrischer Leitfähigkeit folgt:

$$E_{2\theta} = \frac{U_0}{2\pi} \cdot \frac{1}{pR} \cdot \frac{(p^2 - p_0^2)}{(1 - p_0^2)}; \quad E_{2r} = 0. \quad (19)$$

Die Gleichung zur Konstruktion des Feldlinien-Bildes

$$\frac{d\theta}{dp} = \frac{E_\theta}{p E_r}; \quad \vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \quad (20)$$

wurde für folgende Parameterwerte numerisch gelöst:

$N = 4$

Schlitzzahl

$R = 19 \text{ cm}$

Metallwand-Radius

$U_0 = 20 \text{ kV}$

Ladespannung der Hauptbatterie

$p_0 = 0,9$

$r_0 = p_0 \cdot R$ : Plasmaradius

$M = 500$

Grenze der Summation

Das Feldlinienbild ist in Abbildung 21 dargestellt. Die Dichte der Feldlinien ist in etwa ein linearer Maßstab für den Betrag der Feldstärke  $E_{1,r}$  in der Nähe der Metallwand.

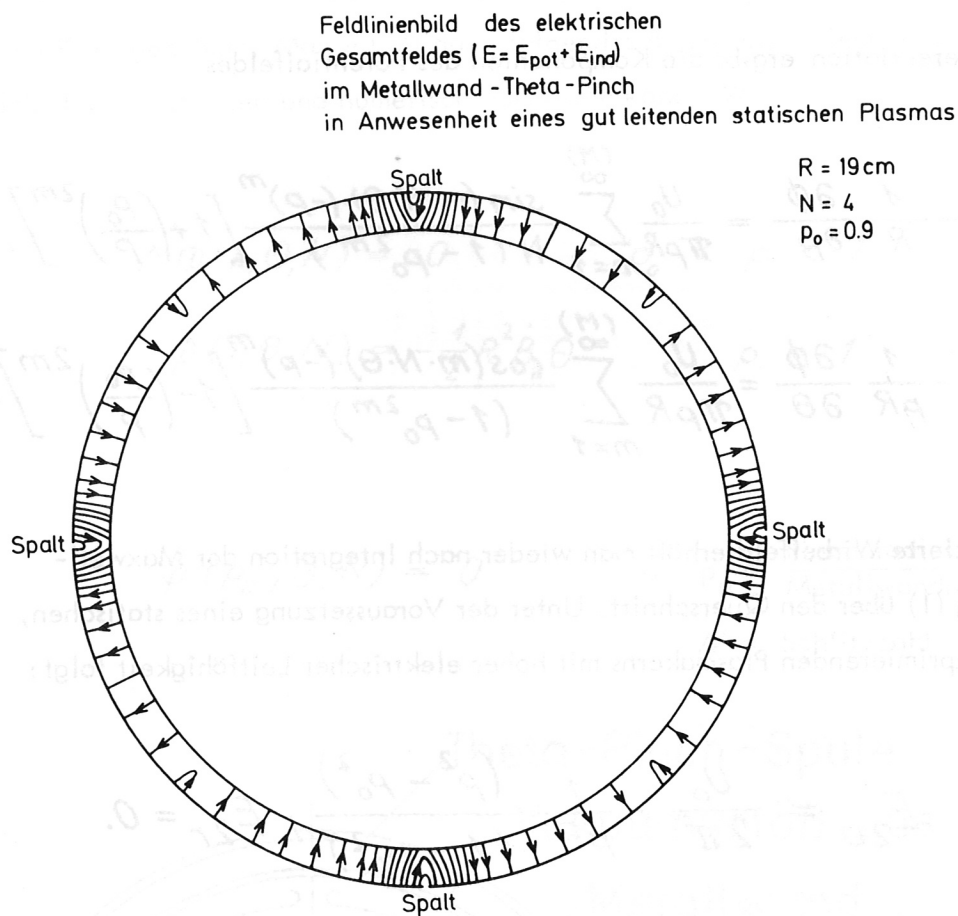


Abb. 21: Feldlinienbild im Metallwand-Theta-Pinch mit einem statischen Plasmakern

Die Verteilung des radial gerichteten elektrischen Potentialfeldes vom Spalt bis zur Stegmitte – gewonnen durch Summation von (17) von  $m = 1$  bis  $m = 500$  – ist in Abbildung 22 dargestellt. Der Feldverlauf konvergiert für  $p < 1$  gegen eine glatte Kurve. An den Schlitten sind die  $V_2A$ -Stege gekrümmt (Krümmungsradius  $\approx 0,2 \text{ cm}$ ). Da außerdem die Spaltbreite  $\Delta \approx 0,5 \text{ cm}$  beträgt im Gegensatz zum punktförmig genäherten Spalt für die theoretische Berechnung, ist das berechnete radiale elektrische Feld in der Nähe der Schlitze ( $0 \leq s \lesssim 1 \text{ cm}$ ) zu groß. In Übereinstimmung mit Messungen des Metallwandstroms nach Kap. 3.2 deutet die in Abbildung 22 unterbrochene Linie für den Schlitzbereich einen realistischen



Verlauf des elektrischen Feldes an.

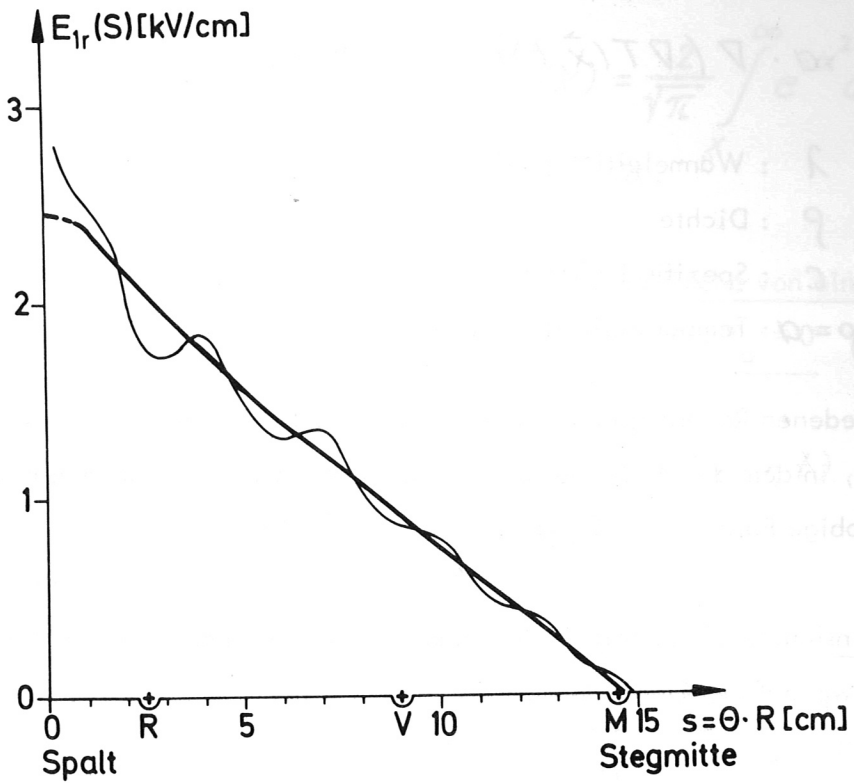


Abb. 22: Verteilung des radialen elektrischen Potentialfeldes entlang der Metallwand

Anhang 3

Lösung von Wärmeleitungsproblemen nach H. Tautz /20/

Es werden die in dieser Arbeit verwendeten Lösungen der Wärmeleitungsgleichung

$$\alpha \cdot \nabla (\nabla T(\vec{x}, t)) = \dot{T}(\vec{x}, t)$$

$\lambda$  : Wärmeleitfähigkeit

$\rho$  : Dichte

$c$  : Spezifische Wärme

$\lambda / c\rho = \alpha$ : Temperaturleitfähigkeit

mit verschiedenen Randbedingungen nach Tautz /20/ kurz zusammengestellt.

Der Körper, in dem der Wärmeausgleich stattfindet, wird als homogen betrachtet.

Dann sind obige Parameter ( $\lambda, \rho, c, \alpha$ ) Skalare.

1. Eindimensionale Wärmeleitung in einem halbumendlichen Körper mit konstantem

Wärmefluß  $w_F$  auf der Oberfläche:

Gleichung: 
$$\alpha \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \dot{T}$$

Anfangsbedingung:  $T(t < 0) = 0$

Randbedingung:  $w_F = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = \text{konst.}$

Die Lösung findet man z.B. durch Laplace-Transformation /19/:

$$T_I(x, t) = \frac{2 w_F \sqrt{t}}{\sqrt{\lambda c \rho}} \cdot \text{interfc} \frac{x}{2\sqrt{\alpha t}}$$

Für die Oberfläche ( $x = 0$ ) gilt insbesondere:

$$T_{10}(x, t) = \frac{2 w_F \sqrt{t}}{\sqrt{\lambda \cdot c \cdot \rho \cdot \pi}}$$

interfc ( $x$ ) ist ein Integral des Komplements des Gauss'schen Fehlerintegrals

Gauss'sches Fehlerintegral :

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \int_0^x e^{-\alpha^2} d\alpha$$

Komplement des Gauss'schen Fehlerintegrals :

$$\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty e^{-\alpha^2} d\alpha$$

Def. von  $\operatorname{interfc}(x)$ :  $\operatorname{interfc}(x) = \int_x^\infty \operatorname{erfc}(\alpha) d\alpha$ .

2. Unendlich langer Zylinder mit Radius  $R$ , dessen Mantelfläche von einem konstanten Wärmefluß  $w_F$  aufgeheizt wird. Anfangstemperatur  $T_a = 0$

Gleichung:

$$a \left( \frac{\partial^2 T(r,t)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T(r,t)}{\partial r} \right) = \dot{T}(r,t).$$

Anfangsbedingung:  $T(t < 0) = 0$ .

Randbedingung:  $-w_F = \text{konst.} = \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R}$ .

Für nicht zu kleine Werte von  $r$  (z.B.  $r/R > 0,5$ ) erhält man nach /20/ folgende näherungsweise Lösung

$$\begin{aligned} T_2(r,t) = & \frac{2 w_F \sqrt{t}}{\sqrt{\lambda c \rho}} \cdot \sqrt{\frac{R}{r}} \left[ \operatorname{interfc} \left( \frac{R-r}{2\sqrt{a \cdot t}} \right) + \frac{(R+3r) \cdot (a t / R^2)^{1/2}}{4r} \right. \\ & \cdot \operatorname{interfc}^2 \left( \frac{R-r}{2\sqrt{a \cdot t}} \right) + \frac{3(3R^2 + 2Rr + 11r^2)}{32 r^2} \cdot \left( \frac{a t}{R^2} \right) \\ & \left. \cdot \operatorname{interfc}^3 \left( \frac{R-r}{2\sqrt{a \cdot t}} \right) + \dots \right] \end{aligned}$$

3. Dreidimensionales Wärmeleitungsproblem: Halibunendlicher Zylinder mit konstantem Wärmefluß durch die Mantelfläche und eine Deckfläche

Der betrachtete halibunendliche Zylinder läßt sich geometrisch durch den Schnitt eines halibunendlichen ebenen Körpers mit einem unendlich langen Zylinder gewinnen. Die

Lösungen ergeben sich infolgedessen durch Superposition von (1) und (2):

$$T_3(x, r, t) = T_1(x, t) + T_2(r, t).$$

4. Kugel (Radius R) mit konstantem Wärmefluß  $w_F$  durch die Oberfläche

Gleichung:

$$a \left( \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{\partial T}{\partial t}.$$

Anfangsbedingung:

$$T(t < 0) = 0.$$

Randbedingung:

$$-w_F = \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R}.$$

Lösung für  $0 \leq r \leq R$

$$T(r, t) = \frac{w_F R}{\lambda} \left[ 3 \frac{a \cdot t}{R^2} + \frac{1}{2} \left( \frac{r}{R} \right)^2 - \frac{3}{10} + \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{\sin(\mu_n \cdot r/R)}{\mu_n \cdot r/R} \frac{e^{-\mu_n^2 \cdot \frac{a \cdot t}{R^2}}}{\mu_n \cdot \sin \mu_n} \right) \right]$$

Die Konstanten  $\mu_n$  ergeben sich als die Eigenwerte der Gleichung:

$$\tan \mu = \mu \quad \text{mit:} \quad \mu_1 = 4.4934$$

$$\mu_2 = 7.7253$$

$$\mu_3 = 10.9041.$$

Für die in dieser Arbeit betrachteten Dimensionen ( $R < 1 \mu\text{m}$ ,  $t \approx 10^{-7}$  sec) kann der Summenterm vernachlässigt werden. Für die Kugeloberfläche ( $r \approx R$ )

gilt insbesondere:

$$T(R, t) = \frac{w_F R}{\lambda} \cdot \left( 3 \frac{a \cdot t}{R^2} + \frac{1}{5} \right).$$

## Literaturverzeichnis

- /1/ J.A. Phillips and J.L. Tuck  
All-Metall-Discharge Tube Wall  
Proc. Second United Nations Intern. Conf. on the Peaceful Uses of  
Atomic Energy, Vol. 32, (1958)
- /2/ D.E.T.F. Ashby  
A Simple Theory of Wall Evaporation in a Pulsed Gas Discharge  
J. Nucl. Energy, Part C, Vol. 5, pp. 83 - 87 (1963)
- /3/ R. Behrisch, J. Bohdanský, G.H. Oetjen, J. Roth, G. Schilling  
H. Verbeck  
Measurements of the Erosion of Stainless Steel, Carbon and SiC by  
Hydrogen Bombardement in the Energy Range of 0.5 - 5 keV  
J. Nucl. Materials 60, p. 321 - 329 (1976)
- /4/ J. Roth  
Blistering and Bubble Formation  
Inst. Phys. Conf. Ser. Nor. 28, Capt. 7 (1976)
- /5/ H.A. Kiersted  
Radiation Damage Effects in Thermonuclear Reactors  
Proc. Contr. Thermonucl. Conf., Washington (1958), p. 313 - 315
- /6/ J.L. Craston, R. Hancox  
The Role of Materials in Controlled Thermonuclear Research  
Sec. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy,  
Paper No. 34, Genoveva (1958)

- /7/ A.E. Robson, R. Hancox  
Choice of Materials and Problems of Design of Heavy-Current Toroidal  
Discharge-Tubes  
The Institution of Electrical Engineers, Pap. No. 2948 (1959)
- /8/ DAN I S LAX  
Taschenbuch für Chemiker und Physiker  
Bd. 1, 3. Auflage, Springer Verlag Berlin - Heidelberg (1967)
- /9/ Kohlrausch  
Praktische Physik  
Bd. 3 Tafeln, B.G. Teubner - Stuttgart
- /10/ v. Seefeld, mündliche Mitteilung
- /11/ E.R. Schulze  
Metallphysik  
2. Auflage, Seite 248, Springer Verlag, New York - Wien
- /12/ G.L. Kulcinski  
Bulk Radiation Damage to First-Wall Material  
  
Proc. IAEA Workshop, Culham (1974)
- /13/ A. Eberhagen, H. Herold, R. Wilhelm  
Fast Plasma Compression in Slit Metal Vessels  
Lausanne - Tagung (1975)
- /14/ D.J. Rose, M. Clark Jr.  
Plasma Physics and Controlled Fusion  
John Wiley, New York - London

- /15/ E.W. Müller  
Feldemission  
Ergebnisse der Exakten Naturwissenschaften Bd. XXVII, S. 290 - 360 (1953)
- /16/ H. Plesse  
Untersuchungen am elektrischen Lichtbogen  
Annalen der Physik, 5. Folge, Bd. 22, S. 473 ff. (1936)
- /17/ T.J. Orzechowski , G. Bekefi  
Current Flow in a High-Voltage Diode Subjected to a Crossed Magnetic Field  
The Physics of Fluids, Vol. 19, No. 1 (1975)
- /18/ S.P. Bugaev, E.A. Litvinov, G.A. Mesyats, D.I. Proskurovskii  
Explosive Emission of Electrons  
Sov. Phys. Usp., Vol. 18, No. 1 (1975)
- /19/ R.K. Parker, R.E. Anderson, C.V. Duncan  
Plasma-Induced Field Emission and the Characteristics of High Current-Relativistic Electron Flow  
J. Appl. Phys. Vol 45, No. 6 (1974)
- /19a/ B.M.U. Scherzer  
Ion-Solid Interaction in Fusion Reactors  
J. Vac. Sci. Technol. Vol. 13, No. 1 (1976)
- /20/ H. Tautz  
Wärmeleitung und Temperatenausgleich  
Verlag Chemie / Weinheim -Bergstraße (1971)
- /20a/ Finkelburg und Maecker  
Elektrische Lichtbögen und thermisches Plasma  
Handbuch der Physik, Bd. XXII

- /21/ S. Glasstone, R. Lovberg  
Controlled Thermonuclear Reactions  
D.V. Nostrand Co., Toronto, New York, London
- /22/ M. Keilhacker, M. Kornherr, G. Maret, H. Niedermeyer, K.-H. Steuer  
Shock Heating and Plasma Sheath Scaling in Low Density Theta-Pinches  
Europ. Conf. on Contrl. Fus. and Plasma Physics, Moscow (1973)
- /23/ Biskamp, D., R. Chodura, 2nd Top. Conf. on Pulsed High-Beta Plasmas  
Report IPP 1/127, 143 (1972)
- /24/ Prof. E. Fünfer  
Vorlesungen über Plasmaphysik
- /25/ W. Köppendörfer  
Induktionsspulen als Meßelemente an schnellen stromstarken Gasentladungen  
IPP Report 1/2 (1961)
- /26/ J.E. Allen, S.E. Segre  
The Electric Field in Single-Turn and Multi-Sector Coils  
II Nuovo Cimento, Serie X, Vol. 21, p. 980-987
- /27/ E. Barbian  
Untersuchung der harten Röntgen-Strahlung am Theta-Pinch  
Z. Naturf. 20a, 675-682 (1965)
- /28/ R. Chodura, M. Keilhacker  
Der Energiegewinn von Elektronen und die durch sie erzeugte harte  
Röntgenstrahlung bei Theta-Pinch Entladungen vor der Zündung  
Z. Naturf. 17a, 977 - 989 (1962)
- /29/ R. Chodura, Mündliche Mitteilung



Herrn Prof. Dr. Fünfer möchte ich danken, daß er die Durchführung dieser Arbeit am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik ermöglichte. Herrn Dr. Wilhelm danke ich für sein Interesse am Fortgang der Arbeit.

Für die intensive Betreuung und die tatkräftige Unterstützung durch viele wertvolle Diskussionen gilt mein Dank Herrn Dr. Eberhagen.

Außerdem danke ich Herrn E. Schmid für seine Hilfsbereitschaft bei praktischen Arbeiten sowie allen Mitarbeitern des Max-Planck-Instituts, die zum Gelingen der Arbeit beitrugen.