

AUFBAU UND UNTERSUCHUNG  
EINER KOMPAKTEN  
PINCHPLASMASTRAHLUNGSQUELLE

Diplomarbeit  
vorgelegt von

Jens Raacke

aus  
Bochum

angefertigt  
am Institut für Experimentalphysik  
der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

April 1995

# Inhaltsverzeichnis

<b>0</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>1</b>
<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>SPEED 3 – Aufbau und Funktion</b>	<b>5</b>
2.1	Aufbau der Kondensatorbatterie . . . . .	5
2.1.1	Schaltverhalten und Jitter der Funkenstrecken . . . . .	6
2.2	Anordnung von SPEED 3 . . . . .	9
2.3	Messung der elektrischen Signale . . . . .	13
2.3.1	Spannungsmessung . . . . .	13
2.3.2	Strommessung . . . . .	14
2.4	Optische- und Röntgendiagnostik, Signalverarbeitung . . . . .	16
2.5	Schaltverhalten . . . . .	17
<b>3</b>	<b>SPEED 3 – Pinchplasma</b>	<b>20</b>
3.1	Die Fokusentladung . . . . .	20
3.2	Zündung und Schichtbildung . . . . .	21
3.3	Einfluß der Potentialsteuerung . . . . .	29
3.4	Plasmadynamik und Pinchbildung . . . . .	34
<b>4</b>	<b>Fazit und Ausblick</b>	<b>44</b>
<b>5</b>	<b>Anhang</b>	<b>46</b>

## 0 Zusammenfassung

Intensive Strahlungsquellen im Spektralbereich der weichen Röntgenstrahlung finden in Forschung und Industrie vielfältige Anwendungsmöglichkeiten. Da Pinchplasmen in diesem Bereich intensive Linienstrahlung emittieren können, wurde der kompakte und transportable Doppelplasmafokus SPEED 3 mit planer Isolatorgeometrie entwickelt und im Rahmen dieser Arbeit erfolgreich aufgebaut und in Betrieb genommen.

Nach dem Aufbau bzw. der Entwicklung der benötigten Diagnostikeinrichtungen wurde das Schaltverhalten der Funkenstrecken und die Symmetrie der Stromzuführung überprüft und die zeitweise aufgetretenen Asymmetrien weitestgehend beseitigt.

Die Schichtbildung und das Pinchverhalten wurden unter Verwendung von Bildwandlerkameras im sichtbaren Spektralbereich untersucht. Dabei wurde festgestellt, daß es nur bei Verwendung von leichten Gasen (Deuterium oder Wasserstoff) zu effizienter Pinchbildung kommt. Bei Entladungen mit Argonzusatz wurde die Schichtbildung so stark beeinträchtigt, daß eine gute Kompression der Schicht ausblieb.

Besonderer Wert wurde auch auf die Beobachtung der Auswirkungen der Potentialsteuerung gelegt, die bei positiver Aufladung die Schichtbildung verbessern sollte. Jedoch war weder beim gepulsten Betrieb mit 50 kV-Pulsen noch bei statischer Aufladung auf 5 kV eine deutliche Auswirkung auf die Schichtbildung zu beobachten, da entweder die verwendeten Spannungen zu niedrig waren oder eine Potentialsteuerung bei planer Isolatorgeometrie prinzipiell wenig Wirkung zeigt. Dies eröffnet jedoch die Möglichkeit des Einbaus einer Erdplatte anstelle der Potentialsteuerung, was eine Reihe von Vorteilen bietet (vgl. Abschnitt 4).

Aus Bildwandleraufnahmen zur Kompressions- und Pinchphase wurde versucht, die Schichtgeschwindigkeiten in verschiedenen Arbeitsgasen zu bestimmen und daraus die Verweilzeit der Schicht auf den Isolatoren abzuschätzen. Es ergab sich für Deuterium eine Zeit zwischen 85 und 125 ns, während die theoretischen Werte zwischen 76 und 158 ns liegen.

Mit Hilfe einer Szintillator-Photomultiplier-Anordnung wurden die während der Pinchphase entstehende harte Röntgenstrahlung und emittierte Fusionsneutronen zeitaufgelöst registriert. Durch die Annahme eines an anderen Fokusanlagen gemessenen Energiespektrums der Neutronen konnte der Emissionsbeginn der Neutronen abgeschätzt werden. Es ergab sich, daß die Röntgenstrahlung und die Neutronenemission fast gleichzeitig beginnen, die Neutronenproduktion jedoch manchmal mit geringfügiger Zeitverzögerung (max. 25 ns) einsetzt.

# 1 Einführung

Strahlungsquellen, die im Spektralbereich vom VUV (10 – 200 nm) über XUV (1 – 10 nm) bis in den Bereich der weichen Röntgenstrahlung (SXR, 0.05 – 1 nm) emittieren, sind bei technischen Anwendungen vielseitig einsetzbar. Eine Anwendung ist z.B. die Röntgenlithographie, mit deren Hilfe die Strukturen von Halbleiterchips bis in den Submikrometerbereich verkleinert werden können [Ble93]. Dadurch erhöht sich die Packungsdichte, und die Herstellungskosten werden aufgrund des geringeren Flächenbedarfs gesenkt.

Eine andere Anwendung ist die Röntgenmikroskopie, durch die die Beobachtung lebender Zellen mit weit höherer Auflösung als mit herkömmlichen Lichtmikroskopen möglich ist. [Sch83]

Pinchplasmen stellen eine mögliche Alternative zu den bisher für diese Zwecke verwendeten Strahlungsquellen, wie z. B. Synchrotrons dar. Um praktisch gut einsetzbar zu sein, sollte die Quelle eine Reihe von Anforderungen erfüllen:

- Die Quelle sollte kompakt und transportabel sein, damit sie evtl. sogar als „table-top“-Gerät einsetzbar wird. Zusätzlich wäre eine Drehbarkeit der Quelle, senkrecht zur Pinchachse günstig, damit die Austrittsrichtung der erzeugten Strahlung verschiedenen apparativen Gegebenheiten angepaßt werden kann.
- Die Strahlungsausbeute sollte möglichst hoch sein und die Strahlung aus einem kleinen Volumen kommen, dessen Position genau festgelegt ist und sich zeitlich nicht verändert.

Die von Pinchplasmen emittierte Strahlungsleistung ist bei Zusatz von Hoch-Z-Material zum Arbeitsgas besonders hoch. Bei bestimmten Versuchsbedingungen (besonders bei Zusatz von Argon und Stromstärken oberhalb eines kritischen Stromes) kann es aufgrund eines lokalen Strahlungskollapses zur Bildung von sog. Mikropinchen kommen. Diese besitzen einen Durchmesser zwischen 40 und 200  $\mu\text{m}$  (je nach Beobachtungswellenlänge) [Röw90] und stellen damit sehr intensive, fast punktförmige Strahlungsquellen dar.

Zu ihrer Bildung muß der kritische Strom überschritten werden, bei dem der Energieverlust des Plasmas durch Strahlung größer wird als die elektrisch zugeführte Heizleistung. Dadurch sinkt der Plasmadruck lokal ab, und der strah-

lende Bereich wird bis zu einem Durchmesser von einigen zehn Mikrometern komprimiert. Problematisch ist allerdings eine reproduzierbare Lokalisierung der Mikropinche, die bisher nur in den Einschnürungen der Plasmasäule auftreten [Dec95] und die sich prinzipiell nicht vorhersagen lassen. Theoretisch ist es auch möglich, daß der Pinch in seiner gesamten Länge kollabiert (globaler Strahlungskollaps), was jedoch bisher im Experiment nicht einwandfrei nachgewiesen worden ist.

Wird anstelle von Argon ( $Z = 18$ ) ein Gas niedrigerer Ordnungszahl z.B. Neon ( $Z = 10$ ) zugesetzt, unterbleibt am Plasmafokus SPEED 2 die Bildung der Mikropinche aufgrund der etwas verminderten Strahlungsleistung gegenüber Argon, und der Pinch strahlt als lineares Gebilde (Säulenmode) [Luc95]. Dabei ist die Lokalisierung recht gut reproduzierbar, jedoch ist die Strahlungsquelle nicht mehr punktförmig, sondern einige Millimeter lang und zylindrisch, mit einem Durchmesser in der Größenordnung von einigen  $100 \mu\text{m}$ .

Während für die Röntgenlithographie polychromatische Röntgenstrahlung verwendet werden kann, wird eine scharfe Abbildung in der Röntgenmikroskopie aufgrund der wellenlängenabhängigen Brennweite der abbildenden Elemente erst durch den Einsatz monochromatischer Strahlung ( $\lambda/\Delta\lambda \geq 200$ ) möglich. Dazu bietet sich vor allem die intensive Linienstrahlung der Mikropinche an, von der z.B. durch Filterfolien oder durch wellenlängenselektive Vielschichtspiegel eine einzige Linie ausgewählt werden muß. Durch die geringe Ausdehnung des Mikropinches ist die so erhaltene Strahlung, bei guter Filterung, zumindest teilweise kohärent. Daher sind eventuell spätere Anwendungen im Bereich der Röntgen- bzw. XUV-Laser denkbar.

- Die Strahlungsquelle sollte eine hohe Repetitionsrate besitzen, falls die Strahlungsenergie einer Entladung, z. B. zur Belichtung von Mikrochips, nicht ausreicht. Gleichzeitig sollte die Quelle wartungsfrei oder zumindest leicht zu warten sein, damit der Betrieb möglichst kostengünstig wird.

Nachdem in Düsseldorf bereits die beiden großen Plasmafokusanlagen SPEED 1 und SPEED 2 (**S**chnelles **P**inchentladungsexperiment **D**üsseldorf) entwickelt und gebaut worden sind, wurde, mit Blick auf die obigen Anforderungen, ein kompakter (max. Durchmesser ohne Steuerelektronik ca. 130 cm, Höhe etwa 65 cm) Plasmafo-

kus SPEED 3 entworfen. SPEED 3 wurde als Doppelfokus mit durchbohrter Mittelelektrode konzipiert, damit eine möglichst lange, strahlende Plasmasäule entstehen kann, bzw. damit sich zwei Pinche bilden und dadurch die Strahlungsleistung vergrößert wird. Auch wird eine Wechselwirkung durch Strahlung und Teilchen zwischen den beiden Pinchen ermöglicht, deren Untersuchung jedoch nicht Gegenstand dieser Arbeit ist. Die Durchbohrung der Mittelelektrode vermindert außerdem die sonst beobachtete starke Erosion der Anode während der Pinchphase durch den Beschuß mit hochenergetischen Teilchen aus der Pinchregion, da der Kontakt mit dem Plasma reduziert wird. Zusätzlich wird auch die Entstehung harter Röntgenstrahlung vermindert, die beim Aufprall von Runaway-Elektronen auf die Elektrode entsteht. Durch die Verwendung von planen Isolatoren, die die kurze Mittelelektrode halten, wird ein besonders niederinduktiver Aufbau ermöglicht.

Damit die ins Plasma eingekoppelte Leistung ausreicht, um Mikropinche in Argon zu erzeugen bzw., damit überhaupt viel Strahlungsenergie entsteht, wurde SPEED 3 als Hochleistungstreiber dimensioniert. Durch seine vergleichsweise hohe Impedanz von  $80 \text{ m}\Omega$  und die dadurch notwendige hohe Spannung dominiert er fast während der gesamten Entladung die Last. Gleichzeitig ergibt sich daraus eine geringe Kondensatorkapazität, die, zusammen mit einem niederinduktiven Aufbau, zu einer kurzen Stromanstiegszeit und einer hohen Energieeinkopplung während der Schichtbildungsphase führt. [Kie82]

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde der Plasmafokus SPEED 3 aufgebaut und getestet. Die dazu benötigten Einrichtungen zur Diagnostik der elektrischen Signale, wie Spannungsteiler und Stromsonden wurden entwickelt und erprobt.

Als abbildende Diagnostik im sichtbaren Spektralbereich wurden schnelle Bildwandlerkameras eingesetzt. Mit ihrer Hilfe wurde die Schichtbildung unter Verwendung eines Pyrex-Glasisolators und das Pinchverhalten mit Deuterium und einem Deuterium/Argon-Gemisch als Arbeitsgas untersucht. Von anderen Plasmafokusanlagen ist bekannt, daß es bei hoher Leistungseinkopplung zu Schwierigkeiten beim Aufbau einer homogenen und dünnen Plasmaschicht während der Schichtbildungsphase kommt. Zusätzlich wurde die entstehende harte Röntgenstrahlung, sowie Neutronen aus Fusionsreaktionen bei Entladungen in Deuterium mit einer Szintillator-Photomultiplier-Anordnung detektiert.

## 2 SPEED 3 – Aufbau und Funktion

Der schnelle Plasmafokus SPEED 3 besteht aus den vier Hauptteilen Energiespeicher, Schalter, Übertragungsleitung und Entladungskammer. Als Energiespeicher werden Kondensatoren verwendet, die paarweise zu Marx-Modulen verbunden sind und über Funkenstrecken als Schalter geschaltet werden. Funkenstrecken zeichnen sich durch eine geringe Verzugszeit bei kleinem Jitter, hohe Strombelastbarkeit und geringen Wartungsaufwand aus. Die Verbindung zwischen Energiespeicher und Entladungskammer wird durch Bandleiter gebildet, die einen niederinduktiven Aufbau und damit auch sehr kurze Stromanstiegszeiten ermöglichen.

### 2.1 Aufbau der Kondensatorbatterie

Die Kondensatorbatterie von SPEED 3 (Abb. 1a) besteht aus insgesamt 16 Kondensatoren<sup>1</sup> (C) mit einer Nennkapazität von jeweils  $0.625\mu\text{F}$ . Jeweils zwei über eine Funkenstrecke in Serie geschaltete Kondensatoren bilden ein zweistufiges Marx-Modul. Das Prinzip eines Marx-Moduls besteht darin, daß die Kondensatoren eines Moduls über Widerstände parallel auf eine Spannung  $U_0$  geladen werden und dann mit schnellen Schaltern in Serie geschaltet werden. Bei Verwendung von  $n$  Kondensatoren entsteht dadurch eine Ausgangsspannung von  $n \cdot U_0$ , bei einer von  $C$  auf  $C/n$  verringerten Kapazität des Moduls. Die aus den 16 Kondensatoren gebildeten acht Module von SPEED 3 sind über Bandleiter niederinduktiv parallel und hochinduktiv ( $L \approx 10\mu\text{H}$ ) mit Masse verbunden, damit sie über die an den Funkenstrecken angeschraubten Ladewiderstände (R) geladen werden können (s. Abb. 1a).

Die bei SPEED 3 verwendeten Funkenstrecken sind exakte Nachbauten der bereits bei SPEED 2 eingesetzten Typen. Diese bestehen aus zwei kalottenförmigen Elektroden, die sich in einem Druckgefäß aus Kunststoff (Delrin) gegenüber stehen. In der Mittelebene zwischen den Elektroden befindet sich eine in der Mitte durchbohrte Kupferscheibe als Triggerelektrode.

Zur Erzeugung des Triggerpulses wird die ehemalige SPEED-1-Triggereinheit verwendet. Dabei werden die Triggerkabel (Koaxialkabel) statisch auf ca. +50 kV geladen und dann über einen schnellen Schalter an einem Ende kurzgeschlossen und entladen. Durch den Reflex der entstehenden Welle an der Triggersäule (Abb. 1b, offenes

---

<sup>1</sup>MAXWELL, San Diego Ca., USA; Spezialanfertigung für das IPP Garching [Kie82, S.23]

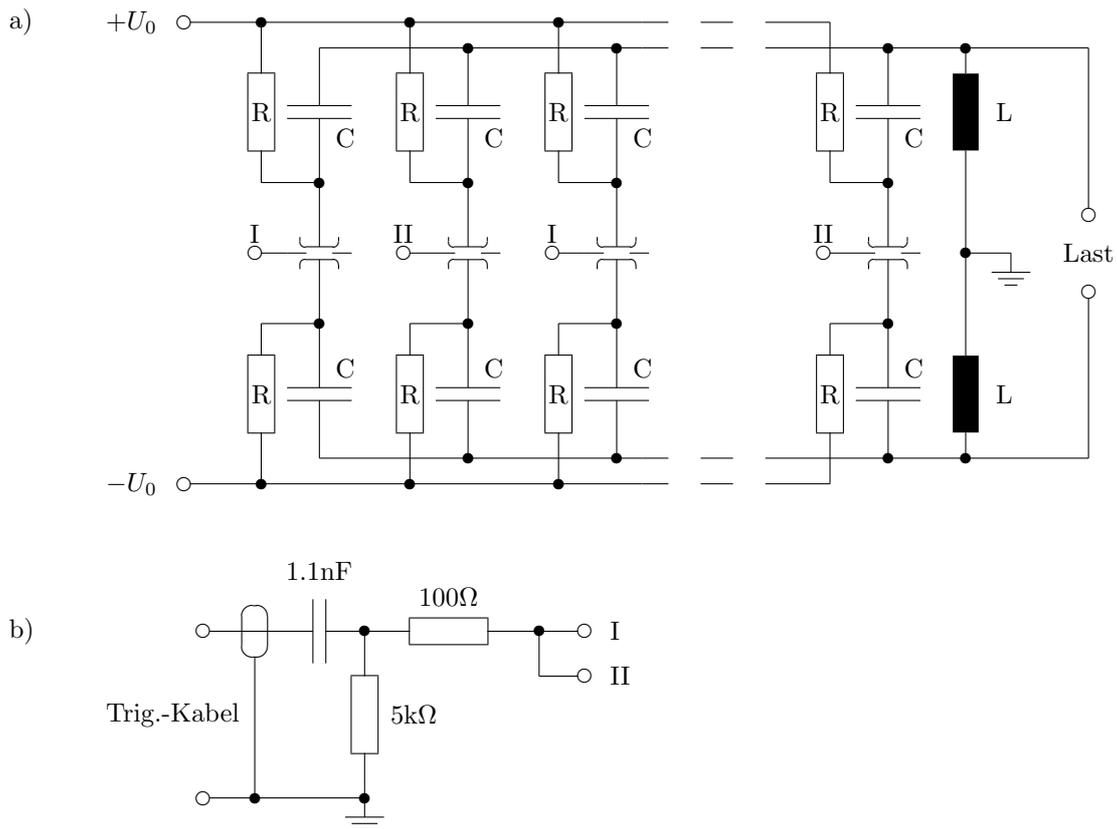


Abbildung 1: Schaltung der SPEED-3-Kondensatorbatterie

- a) achtfacher, zweistufiger Marxgenerator
- b) Triggersäulen zur Beschaltung der Funkenstrecken des Marxgenerators an I und II (je eine Triggersäule für zwei Marxmodule)

Ende) und durch die Potentialverschiebung des Kondensators erreicht ein negativer 100 kV-Puls die Triggerscheiben der Funkenstrecken.

### 2.1.1 Schaltverhalten und Jitter der Funkenstrecken

Bedingt durch den vergleichsweise kompakten Aufbau von SPEED 3 (vgl. Abschnitt 2.2), sind die Entkopplungslängen der Marx-Module sehr gering. Frühes Schalten (im Rahmen des Jitters) eines Moduls führt dazu, daß die Spannung an den Funkenstrecken der noch nicht geschalteten Module schnell absinkt und somit deren Zündung erschwert wird. Daher ist es besonders wichtig, daß die Verzugszeit von Funkenstrecke zu Funkenstrecke nur sehr wenig schwankt und der Jitter der einzelnen Funkenstrecken sehr klein ist.

Das Schaltverhalten, d. h. die Durchschlagsspannung und die Verzugszeit von Funken-

strecken, sowie der Jitter sind im allgemeinen druckabhängig. Des weiteren beeinflussen Verunreinigungen der Elektroden und der Druckkammer die Zündung.

Daher waren beim Aufbau von SPEED 3 einige Messungen notwendig, um das Verhalten der verwendeten Funkenstrecken zu testen:

- Zündungen zur „Konditionierung“ der Funkenstrecken, da bei den ersten Entladungen z. B. auf Grund von Verunreinigungen die Verzugszeit und der Jitter noch stark schwanken
- Bestimmung des Arbeitsdrucks bei vorgegebener Durchschlagsspannung

Durch Variation des Gasdrucks zwischen den Elektroden der Funkenstrecke kann ihre Durchschlagsspannung verändert werden, wobei eine Druckerhöhung ein Ansteigen der Durchschlagsspannung bewirkt. Der Arbeitsdruck liegt für die SPEED-3-Typen bei 210 kPa und ist so eingestellt, daß die zu schaltende Spannung (66 kV) gerade noch sicher gehalten wird. Da die Durchschlagsspannung ebenfalls von der Feuchtigkeit der verwendeten Druckluft und damit vom Wetter bzw. dem Trocknungsgrad abhängt, muß der Druck in einem Bereich von etwa  $\pm 5$  kPa variiert werden, um diesen Effekt wieder auszugleichen.

Zur Triggerung der Funkenstrecke wird ein hoher Spannungspuls ( $-100$  kV, s.o.) auf die Triggerscheibe gegeben, so daß es zum Durchschlag zwischen einer Elektrode und der Triggerscheibe kommt. Dadurch werden genügend Ladungsträger freigesetzt und das Potential der Triggerscheibe (durch den Durchschlag mit einer Elektrode verbunden) soweit verschoben, daß es auch zum Durchschlag zu der anderen Elektrode kommt. Der Strom fließt dann in einem Plasmakanal durch die Bohrung der Triggerscheibe, so daß diese nur wenig erodiert wird.

Da Verunreinigungen der Elektroden und der Druckkammer das Zündverhalten beeinflussen, wurden die Funkenstrecken vor dem Einbau getestet bzw. durch einige Zündungen konditioniert. Dazu wurde ein Teststand aufgebaut (vgl. Abb. 2), der aus einem Marx-Modul bestand, das in seinem Aufbau genau dem der Module in SPEED 3 entsprach. An dieses Modul wurden nacheinander sämtliche Funkenstrecken angeschlossen. Als Last wurde ein Kurzschlußbügel verwendet, um den eine Rogowski-Spule zur Strommessung gelegt wurde. Es wurde festgestellt, daß die Funkenstrecken eine mittlere Verzugszeit, das ist der zeitliche Abstand zwischen Triggerpuls und

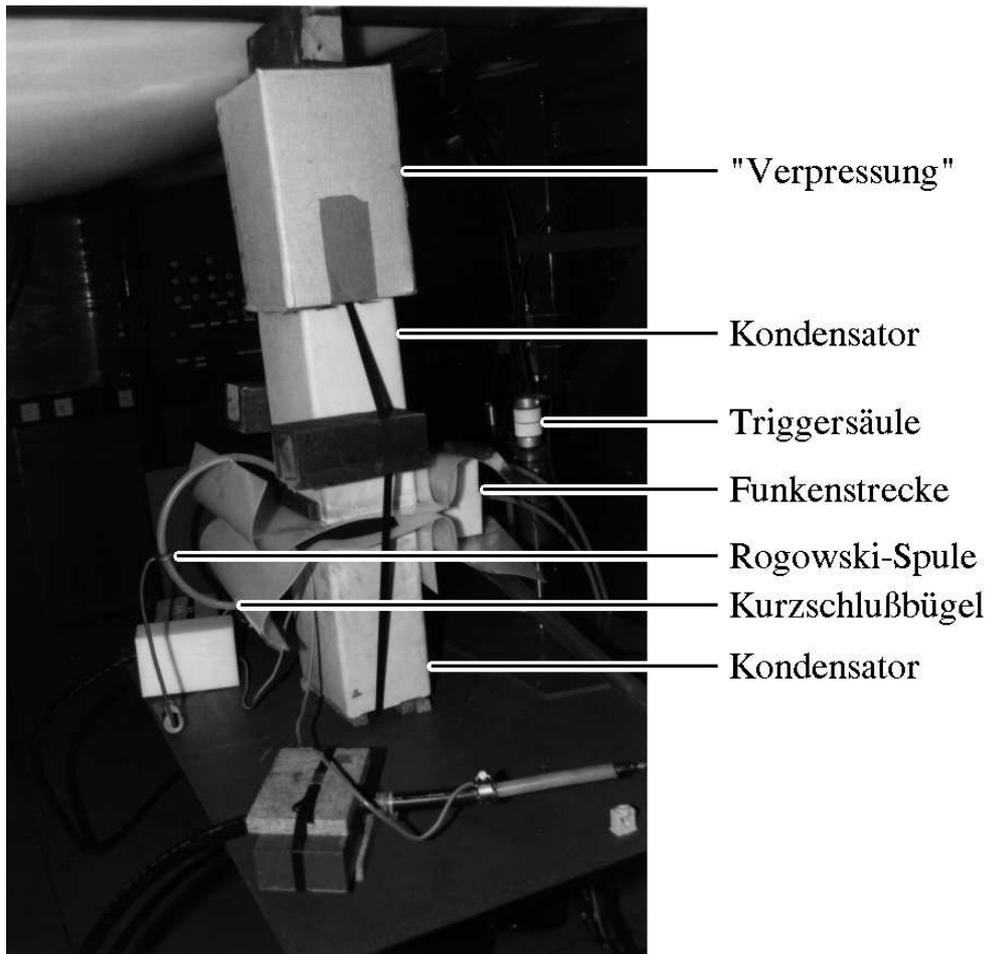


Abbildung 2: Funkenstreckenteststand

Stromfluß, von etwa 45 ns bei einem mit dem verwendeten Oszilloskop<sup>2</sup> kaum meßbaren Jitter von max. 2 ns besitzen.

Die Druckabhängigkeit des Jitters wurde nicht untersucht, da bereits von SPEED 2 bekannt ist, daß die Abhängigkeit sehr gering ist [Kie95]. Trotzdem ist im Betrieb von Zeit zu Zeit eine geringfügige Variation des Drucks notwendig (s. o.), die sowohl zu einer kleinen Veränderung des Jitters als auch der Verzugszeit führt.

Der Jitter von 2 ns scheint zunächst sehr klein zu sein. Während der ersten Entladungen zeigte sich jedoch, daß er bereits ausreicht, um aufgrund der Spannungsabsenkung an den noch nicht geschalteten Modulen, ein zuverlässiges Schalten einzelner Marx-Module zu verhindern. Es kommt vor, daß eine oder mehrere Funkenstrecken erst nach einigen 100 ns zünden, da während der Entladung die Spannung an der Funkenstrecke zeitweise wieder für die Zündung ausreicht. Dadurch kommt es zu nicht

<sup>2</sup>Gould 4074, 100 MHz Bandbreite, 400 Megasamples/Sekunde

rotationssymmetrischen Stromverteilungen in den Kollektoren und Bandleitern, die aufgrund der magnetischen Kräfte die Apparatur mechanisch stark belasten. Dies führt auch zu einer Asymmetrie im Stromfluß durch das Plasma, was so große Drehmomente auf die Mittelelektrode bewirken kann, daß die Glasisolatoren zerbrechen, durch die die Mittelelektrode gehalten wird.

## 2.2 Anordnung von SPEED 3

Der Plasmafokus SPEED 3 unterscheidet sich im Aufbau wesentlich von den sonst „üblichen“ koaxialen Fokus-Typen, dem Fillipov-Typ mit einer zylindrischen, kurzen, breiten Mittelelektrode (Anode) und als Käfig ausgebildeter Außenelektrode [Fil62] bzw. dem Mather-Typ, der sich durch eine eher lange, schmale Anode und einen offenen Außenelektrodenbereich auszeichnet [Mat64].

SPEED 3 ist, um transportabel zu sein, sehr kompakt aufgebaut. Die Abmessungen betragen ohne die notwendige Steuerelektronik etwa 130 cm im Durchmesser und 65 cm in der Höhe.

Die Anlage läßt sich, bedingt durch den neuartigen Doppelfokusaufbau, horizontal in zwei gleichartige Hälften unterteilen (s. Abb. 3). Jede Hälfte enthält im Außenbereich acht Kondensatoren (je ein halbes Marx-Modul), die in einem regelmäßigen Achteck angeordnet sind und über eine Ringleitung, an die die Ladewiderstände angeschlossen sind, aufgeladen werden können. Die pulsfesten Wasserwiderstände dienen weniger zur Ladestrombegrenzung als zur elektrischen Entkopplung der Kondensatoren während der Entladung. Eine Verbindung zu der anderen Hälfte wird über acht Funkenstrecken hergestellt, die mit Hilfe kurzer Bandleiter an den äußeren Anschlüssen der Kondensatoren angeschraubt sind. Die „inneren“ Anschlüsse der Kondensatoren sind ebenfalls über Bandleiter mit dem oberen bzw. unteren Kollektorflansch verbunden, der als Stromzuführung zu den ringförmigen Außenelektroden dient. Gleichzeitig bildet er einen Teil der Bodenfläche des Entladungsgefäßes (s. Abb. 4). Die Außenelektroden halten je einen planen Isolator aus Pyrex-Glas, der in der Mitte eine Bohrung zur Aufnahme der hohlen Mittelelektrode besitzt. Die Mittelelektrode bildet die zweite Verbindung der beiden Apparaturhälften und schließt damit den Stromkreis, wenn die Isolatorstrecken durch das Plasma überbrückt werden. Die Längsbohrung der Mittelelektrode soll die Erosion von Elektrodenmaterial durch das Plasma vermindern und die Entstehung harter Röntgenstrahlung durch Runaway-Elektronen reduzieren. Zusätzlich besteht die Möglichkeit der vollständigen Ablösung der Plasmaschicht von



Abbildung 3: Untere Hälfte und oberes Entladungsgefäß von SPEED 3

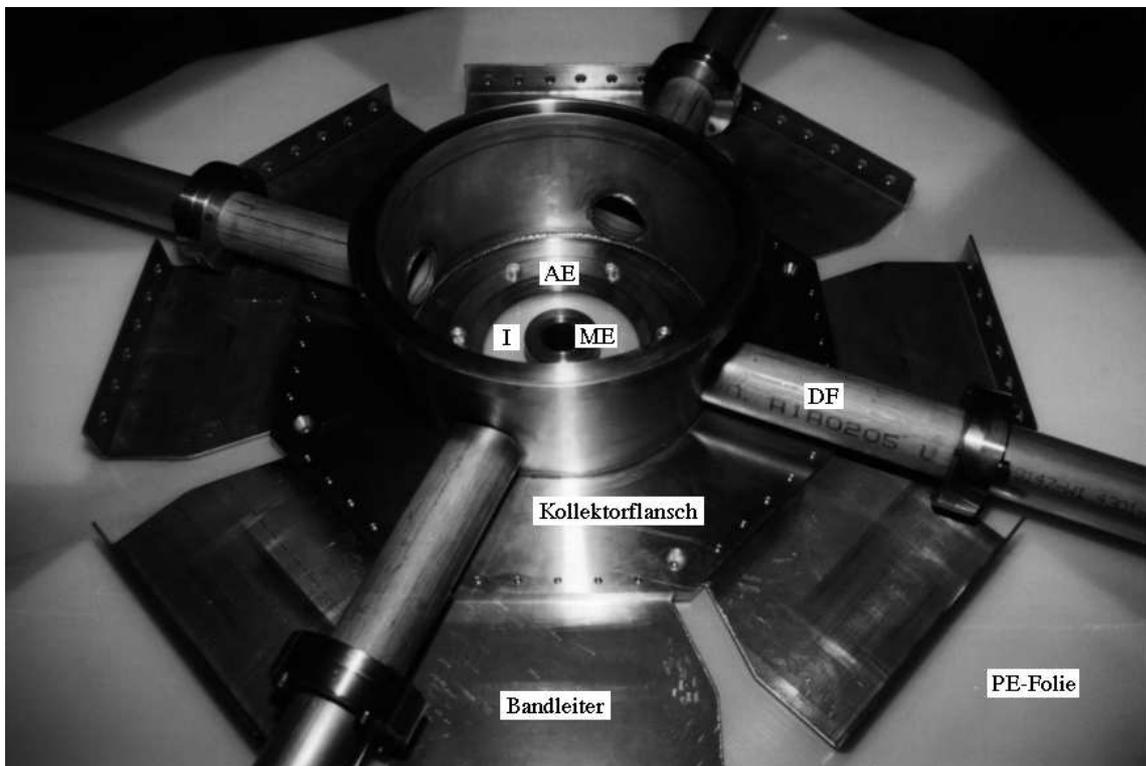


Abbildung 4: eines der beiden Entladungsgefäße von SPEED 3

I: Isolator, ME: Mittелеlektrode, AE: Außenelektrode, DF: Diagnostikflansch

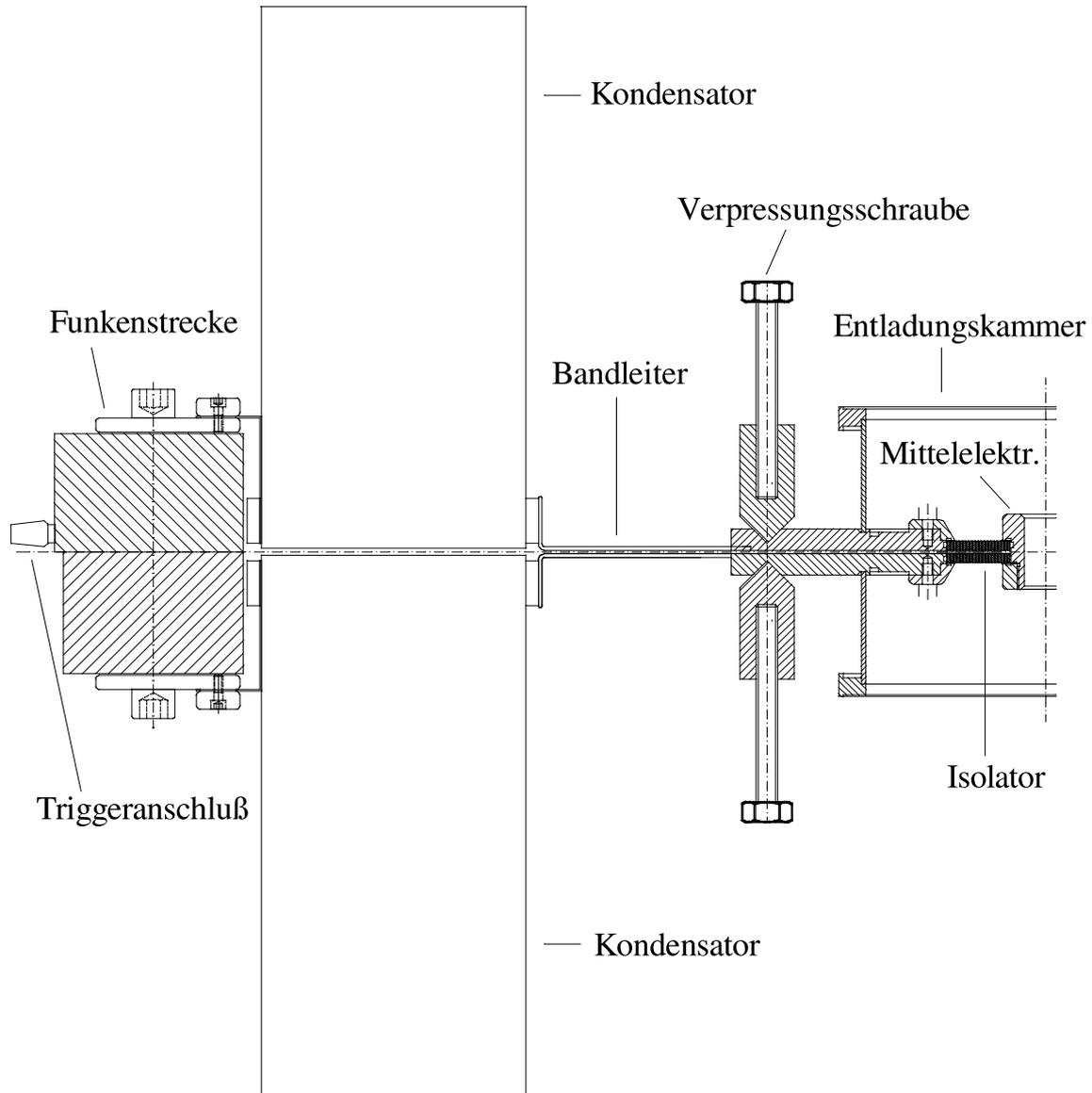


Abbildung 5: Hälfte eines senkrechten Schnitts durch SPEED 3

der Elektrode zur Pinchzeit (s. auch Abschnitt 3.4). Ein weiterer Aspekt ergibt sich durch die Möglichkeit der Wechselwirkung zwischen den beiden Pinchen durch emittierte Teilchen und Strahlung, die aber im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht wurde.

Die beiden Hälften der Apparatur werden durch 12 Lagen 0.2 mm dicker Polyethylenfolie (Durchschlagsfestigkeit  $> 10$  kV/Lage) voneinander isoliert. Zwischen der sechsten und siebten Folie liegt genau unter dem vom Plasma „sichtbaren“ Bereich der Isolatoren ein Kreisring aus 0.2 mm dicker Kupferfolie, der über einen 3 cm breiten und etwa 60 cm langen Streifen von außen elektrisch beschaltet werden kann. Zur

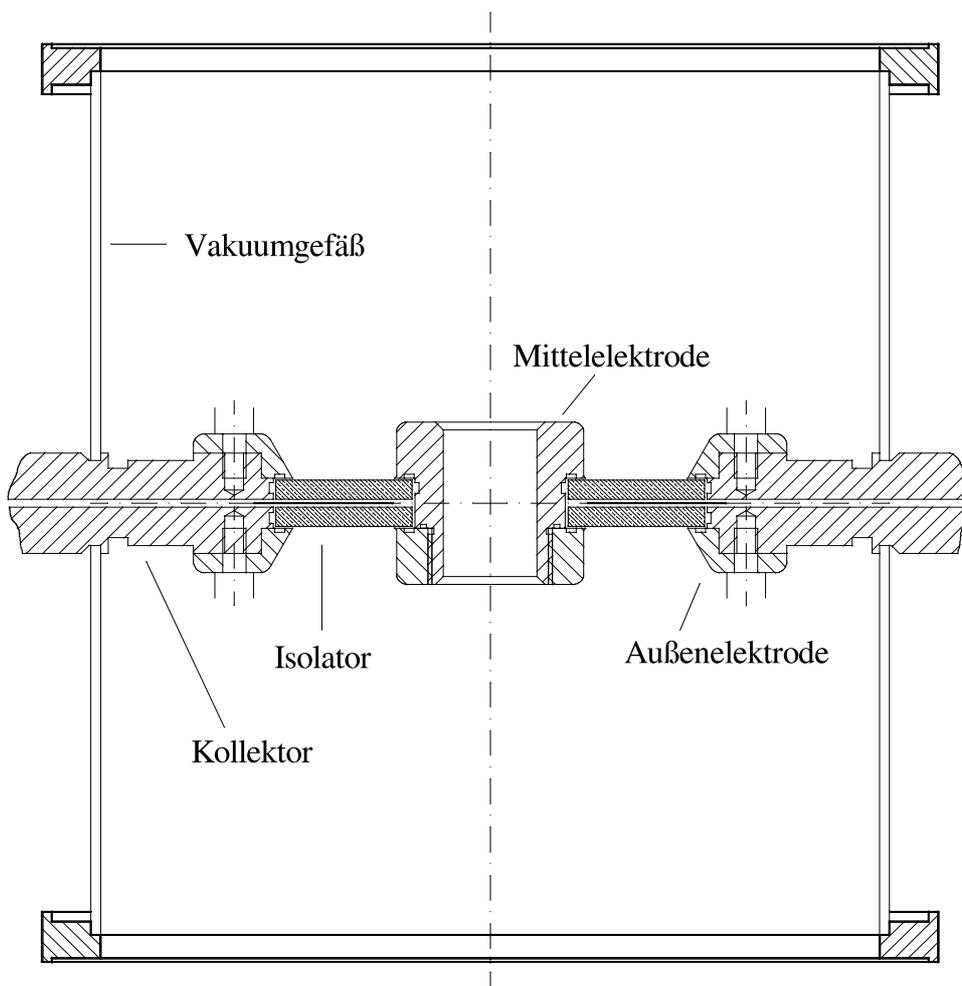


Abbildung 6: Querschnitt durch die Entladungskammer<sup>4</sup>

Isolation von der Mittlelektrode wurde ein Isolationsfolienring zwischen dem Kupferfolienring und der Mittlelektrode eingesetzt. In Abschnitt 3.3 werden Sinn und Zweck dieser als Potentialsteuerung bezeichneten Einrichtung beschrieben.

Wegen der bei der Entladung fließenden hohen Ströme und der damit verbundenen großen  $j \times B$ -Kräfte, die so auf die Kollektoren und Bandleiter wirken, daß sie während der Entladung auseinander gedrückt werden, ist es nötig, die beiden Hälften der Apparatur gegeneinander zu pressen. Dazu dient ein äußeres Gestell, an dem alle beschriebenen Teile befestigt sind und mit dem über insgesamt acht Stellschrauben Druck auf die Kollektorflansche ausgeübt werden kann (Verpressung, vgl. Abb. 5). Möglichkeiten der Plasmabeobachtung sind durch zwei große Fenster in axialer Richtung und durch jeweils 4 Fensterstützen (40 mm Durchmesser) pro Apparaturhälfte gegeben.

<sup>4</sup>Zu den Entladungsphasen siehe Abbildung 10, S. 21

## 2.3 Messung der elektrischen Signale

Eine Möglichkeit der Diagnostik bietet die Untersuchung der elektrischen Signale, der Spannung  $U(t)$  und der Stromänderung  $dI/dt = \dot{I}$ . Während der Pinchphase wird, bei effektiver Kompression, aufgrund der schnell anwachsenden Induktivität und des steigenden Widerstandes der Stromfluß gedämpft. Dies macht sich durch einen Dip im  $\dot{I}$ -Signal bemerkbar. Im Spannungssignal zeigt sich gute Pinchbildung durch einen scharfen und hohen Peak, der auf die anomale Widerstandserhöhung in Verbindung mit Induktionseffekten zurückzuführen ist und der ein Vielfaches der Ladespannung erreichen kann. [Kie82]

Die Messung von  $U$  und  $\dot{I}$  erwies sich als erheblich schwieriger als ursprünglich angenommen. Durch den extrem kompakten Aufbau befinden sich die einzelnen Sonden immer relativ nahe an einer der Haupttriggerleitungen, die durch den 100 kV-Triggerpuls (vgl. Abschnitt 1) starke elektrische Störfelder produzieren. Deshalb müssen Sonden so gut wie irgend möglich mittels einer metallischen Umhüllung (Triax-Leitung) abgeschirmt werden. Gleichzeitig muß aber auch eine ausreichende Isolation zu *allen* Metallteilen der Apparatur vorhanden sein, da in der Nähe der Apparatur kein festes Erdpotential existiert, aber die die Sonde abschirmende Triaxleitung mit der Erde der Meßkabine verbunden ist. Durch unzureichende Isolation kam es daher sogar zu Überschlügen zwischen dem SPEED-3-Gestell und der Masse des Triggergenerators, die über lange Kabel nur hochinduktiv verbunden waren.

### 2.3.1 Spannungsmessung

Zur Spannungsmessung stehen abgeschlossene 50 $\Omega$ -Kabel mit einem kapazitiven Spannungsteiler zur Verfügung, mit denen jedoch konstruktionsbedingt nur Spannungen gegenüber Erde gemessen werden können. Zur Messung der Spannung zwischen den beiden Kollektorhälften werden daher zwei Teiler verwendet, die jeweils die Spannung eines Flansches gegenüber Erde messen. Die Lage des Spannungsabgriffs ist in Abb. 9, S. 15 eingezeichnet, in der auch die Positionen der Sonden zur Strommessung angegeben sind. Die beiden Signale werden dann voneinander subtrahiert und das Resultat mit dem Oszilloskop<sup>5</sup> aufgezeichnet.

Zur Subtraktion werden beide Teilersignale zunächst um 20dB gedämpft, eines der

---

<sup>5</sup>Gould 4074

beiden invertiert und dann mit einem Splitter addiert (Abb. 7). Die Addition mit einem Splitter hat jedoch den Nachteil, daß das Signal jedes Teilers auch in die Leitung des anderen Teilers übertragen wird. Da der kapazitive Teiler selbst praktisch ein offenes Ende darstellt, wird das Signal reflektiert und läuft zum Splitter zurück. Dort würde durch Überlagerung der Signale und Reflexe das Meßsignal verformt, wenn die Reflexe nicht durch die Dämpfungsglieder reduziert würden. Die Dämpfungsglieder werden von den Reflexen zwar in der „falschen“ Richtung durchlaufen, die Wirkung ist aber wegen ihrer Symmetrie die gleiche, d.h. die störenden, reflektierten Signale durchlaufen die Dämpfungsglieder zweimal und werden dabei um 40 dB reduziert, was einer Spannungsabnahme auf 1/100 des ursprünglichen Wertes entspricht.

Die Kabellängen in den beiden Spannungsteileraufbauten zwischen dem Abgriff am Entladungsgefäß und dem addierenden Splitter sind gleich groß, damit auch scharfe Spannungspeaks zeitlich aufgelöst werden können. Insgesamt sollte der Aufbau aber wegen der Kabeldämpfung und der „Verschmierung“ von steilen Pulsen durch Dispersion recht kurz sein.

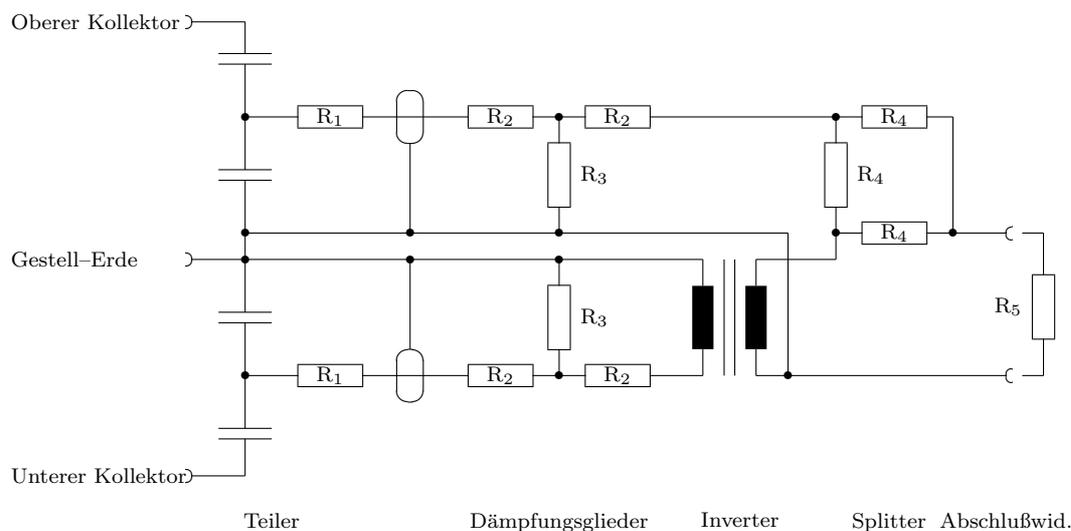


Abbildung 7: Differenzspannungsmessung zwischen beiden Kollektoren

### 2.3.2 Strommessung

Da sich aus dem Verlauf des Stromsignals Aussagen über die Zündung und das Pinchverhalten ableiten lassen, ist seine störungsfreie Messung besonders wichtig. Da alle stromführenden Leiter auf hohem Potential liegen und die zu messenden Ströme einige 100 kA betragen, ist die Messung des Stromes anhand des Spannungsabfalls an

einem Widerstand sehr aufwendig. Daher ist die Messung von  $I$  nur indirekt über die Wirkungen des erzeugten Magnetfeldes praktikabel.

Dazu werden bei SPEED 3 mehrere kleine Spulen mit je 6 Windungen verwendet, die bis auf einen schmalen Spalt vollständig von Kupferblech umgeben sind (s. Abb. 8).

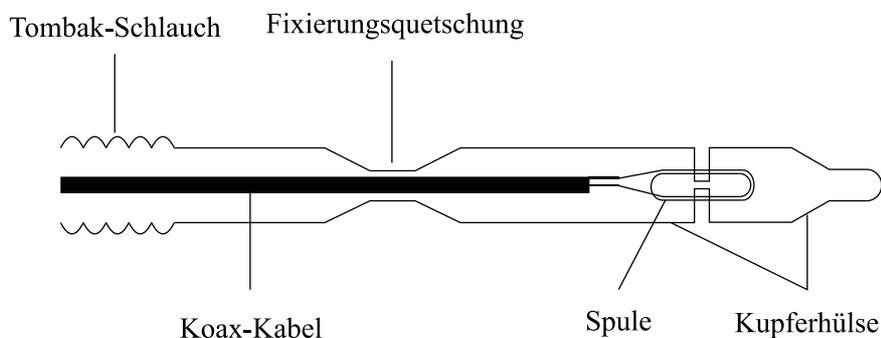


Abbildung 8: Aufbau der  $\dot{I}$ -Sonden

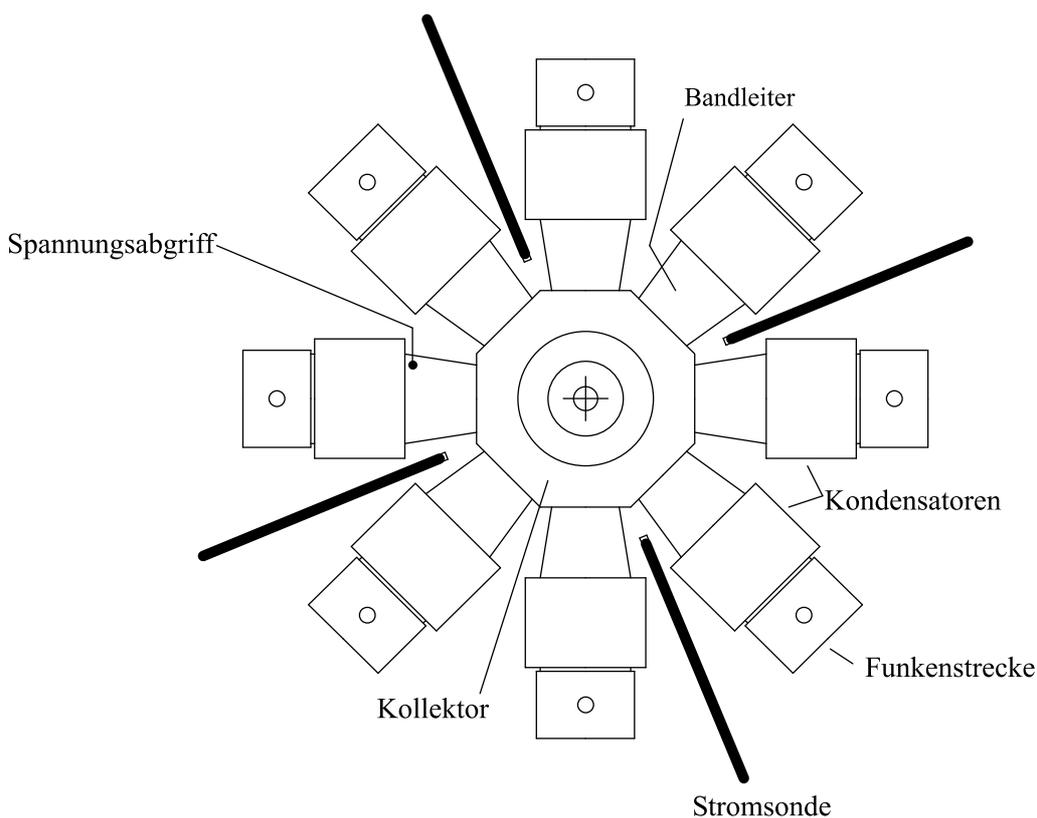


Abbildung 9: Positionen der vier  $\dot{I}$ -Sonden

Diese Sonden wurden dann mit Isolationsfolie umwickelt und jeweils zwischen zwei Marx-Modulen, zwischen der sechsten und siebten Hauptisolationsfolie so nahe wie möglich in Richtung Entladungsgefäß positioniert (s. Abb. 9). Dadurch werden die

Spulen vom azimuthalen Magnetfeld durchsetzt, das von dem radialen Stromfluß in den Bandleitern erzeugt wird. Die Sonden liefern dann eine zu  $\dot{I}$  proportionale Spannung, woraus  $I$  durch Integration gewonnen werden kann. Insgesamt werden bis zu 4 Sonden gleichzeitig verwendet, die jeweils im  $90^\circ$ -Winkel zueinander angeordnet sind (s. Abb. 9). Dadurch ist eine Überwachung des Schaltverhaltens der Funkenstrecken und der Phasenbeziehungen der Ströme in den einzelnen Bandleitern zueinander möglich.

## 2.4 Optische- und Röntgendiagnostik, Signalverarbeitung

Für die Diagnostik im Sichtbaren stehen insgesamt drei schnelle Bildwandlerkameras<sup>6</sup> (Auflösung 512 x 256 Punkte, 256 Graustufen) zur Verfügung, die bei einer Belichtungszeit von 10 ns betrieben wurden. Mit einer der Kameras wurde gleichzeitig das Plasma der oberen und unteren Hälfte in radialer Richtung beobachtet. Die beiden anderen Kameras verwenden über einen Strahlteiler dasselbe Objektiv und wurden für einen großen Teil der Messungen zur Beobachtung in axialer Richtung eingesetzt. Dabei wurde mit Hilfe von Spiegeln der Bildausschnitt geteilt und beide Isolatorflächen gleichzeitig eingeblendet. Durch die Verwendung von zwei Kameras war es möglich, während jeder Entladung zwei Bilder zu verschiedenen Zeiten aber gleichem Blickfeld aufzunehmen. Die elektrischen Signale von und zu diesen, aber auch den anderen Diagnostikeinrichtungen werden über Koaxialkabel, die in abschirmenden Tombak-Schläuchen verlegt sind, in die metallische Meßkabine geleitet. Die Videosignale der drei optischen Bildwandlerkameras werden von je einer Framegrabber-Karte im Computer der Meßkabine digitalisiert und können bei Bedarf ebenfalls abgespeichert werden. Das dazu benötigte Programm wurde für den Betrieb von SPEED 1 mit dem Plasmajet DAVID geschrieben und für SPEED 3 angepaßt [Ber94].

Zusätzlich war auch noch eine schnelle Photodiode<sup>7</sup> vor einem der seitlichen Fenster angebracht, die ein zur Intensität des auftreffenden Lichtes proportionales Spannungssignal lieferte. Damit war eine zeitliche Abschätzung des Zeitpunktes der stärksten Kompression auch bei Entladungen mit schwacher Kompression (fehlender Dip im  $\dot{I}$ -Signal) möglich. Dabei wird angenommen, daß während der maximalen Kompression auch ein Maximum der Emission erfolgt, was durch Bildwandleraufnahmen bestätigt wurde.

---

<sup>6</sup>Proxitronic Nanocam 1811

<sup>7</sup>BPX 65, Schaltung siehe Anhang S.46

Zur Diagnostik im VUV- und XUV-Bereich wurde versucht, mit der zeitauflösenden Mikrokanalplattenkamera [Sop92, Sch93] und der zeitintegrierenden Röntgenlochkamera Aufnahmen zu erhalten, jedoch bisher leider ohne Erfolg. Dies liegt daran, daß bei Entladungen in Deuterium oder Wasserstoff keine hochenergetische Linienstrahlung emittiert wird, da das Plasma vollständig ionisiert ist, weil die Ionisationsgrenze bei nur 13.6 eV liegt. Bei Zusatz von 10% Argon zum Arbeitsgas, bei dessen Einsatz hochenergetische Linienstrahlung zu erwarten ist, war jedoch die Schichtbildung so schlecht, daß es nur zu sehr schwacher Kompression und nur zu geringer Aufheizung während der Pinchphase kam. Dadurch wurde das Argon nicht genügend weit ionisiert und die erwünschte Strahlung blieb aus (vgl. Abb. 3.2).

Zur Detektion harter Röntgenstrahlung, die bei der Abbremsung von Runaway-Elektronen entsteht, steht ein Szintillator<sup>8</sup> mit Photomultiplier zur Verfügung. Diese Anordnung ist auch für Neutronen empfindlich, die bei Entladungen in Deuterium durch Kernfusionsreaktionen freigesetzt werden.

Die Signale der Photodiode, der  $U$ - und  $\dot{I}$ -Sonden, des Photomultipliers und des Triggerpulses werden mit zwei schnellen, digitalen Oszilloskopen<sup>9</sup> aufgezeichnet und anschließend von einem PC<sup>10</sup> automatisch ausgelesen und abgespeichert.

## 2.5 Schaltverhalten

Da SPEED 3 aus Kondensatoren und Induktivitäten (Funkenstrecken, Bandleiter, Kollektoren) besteht, stellt er ein elektrisch schwingungsfähiges System dar. Während der Entladung sind Kondensatorbatterie, Bandleiter und „Plasma“ durch die Funkenstrecken in Serie geschaltet. Durch den Schaltvorgang wird SPEED 3 zu einer gedämpften Schwingung angeregt, aus deren Periodendauer sich verschiedene für SPEED 3 charakteristische Größen ableiten lassen.

Um diese Apparatureigenschaften in einer Betriebsart zu messen, die dem Kurzschlußbetrieb am nächsten kommt, wurde die Entladungskammer mit Deuterium bei hohem Druck ( $> 15$  hPa) gefüllt. Dadurch besitzt das bei der Entladung entstehende Plasma einen sehr geringen Widerstand und bildet praktisch einen Kurzschluß auf den Isolatoroberflächen. Bei einer solchen Entladung wurde die Periodendauer der

---

<sup>8</sup>Typ NE 111 (ZIP)

<sup>9</sup>Gould 4074

<sup>10</sup>Personalcomputer

Schwingung zu  $1.25 \mu\text{s}$  bestimmt. Da die Kapazität der Kondensatorbatterie bekannt ist ( $C = 8 \cdot 0.625 \mu\text{F}/2 = 2.5 \mu\text{F}$ ), läßt sich die Induktivität der gesamten Apparatur berechnen.

$$T = 2\pi\sqrt{LC} \Leftrightarrow L = \frac{T^2}{4\pi^2 C} \approx 16 \text{ nH} \quad (1)$$

Laut Angabe des Kondensatorherstellers besitzt jeder Kondensator eine Induktivität von 20 nH. Durch die Zusammenschaltung zu Marx-Modulen und die Parallelschaltung der Module ergibt sich damit ein Gesamtbeitrag der Kondensatoren zur Induktivität von etwa  $2 \cdot 20 \text{ nH}/8 = 5 \text{ nH}$ . Die restlichen 11 nH verteilen sich im wesentlichen auf den Bereich der Funkenstrecken und die Entladungskammer.

Die maximale Stromanstiegsgeschwindigkeit zum Zündzeitpunkt, die die Kondensatorbatterie liefern kann, läßt sich mit Hilfe der Maschenregel abschätzen. Zunächst gilt ganz allgemein:

$$0 = U_C + U_R + U_L \quad (2)$$

$$= U_C + RI - LI\dot{I} - \dot{L}I \quad (3)$$

Zu Beginn der Entladung ( $t = 0$ ) muß  $I = 0$  gelten, da der Strom wegen der Induktivität im Stromkreis nicht unstetig anwachsen kann. Daraus erhält man im Kurzschlußbetrieb mit der Vorgabe  $U_C = U_0 = 66 \text{ kV}$  (übliche Entladungsbedingung):

$$\dot{I}_{max} = \frac{U_0}{L} \approx 4.2 \cdot 10^{12} \frac{\text{A}}{\text{s}} \quad (4)$$

Der bei dieser Ladespannung maximal durch das Plasma fließende Strom läßt sich abschätzen, indem man annimmt, daß die maximale elektrische Energie gleich der maximalen magnetischen Energie ist. Es gilt:

$$\frac{1}{2}CU_0^2 = \frac{1}{2}LI_0^2 \quad (5)$$

$$\Rightarrow I_0 = U_0\sqrt{\frac{C}{L}} = U_0\frac{2\pi C}{T} = U_0\frac{T}{2\pi L} \approx 0.83 \text{ MA} \quad (6)$$

Die Schwingung von SPEED 3 ist aufgrund der Energieaufnahme durch das Schichtplasma und die Plasmen der Funkenstrecken gedämpft. Aus dem Verhältnis zweier aufeinanderfolgender Amplituden, die um die Zeit  $T_0$  einer Periode auseinanderliegen, läßt sich der zeitlich gemittelte Widerstand der Plasmen grob abschätzen<sup>11</sup>. Es gilt

<sup>11</sup>Die zeitliche Veränderung von  $L$  und damit von  $T$  wird vernachlässigt

für eine gleichmäßig gedämpfte Schwingung:

$$U(t) = U_0 e^{-\delta t} \sin\left(2\pi \frac{t}{T_0}\right) \quad (7)$$

Für den im Exponenten der Exponentialfunktion auftretenden Dämpfungsfaktor  $\delta$  gilt folgender Zusammenhang mit dem logarithmischen Dekrement  $\vartheta$  und den elektrischen Größen  $R$  und  $L$  [Ber87]:

$$\vartheta = \ln \frac{U_n}{U_{n+1}} = \delta T_0 = \frac{R}{2L} T_0 \quad (8)$$

Durch Umstellung erhält man:

$$R = \frac{2L}{T_0} \ln \frac{U_n}{U_{n+1}} \quad (9)$$

Bei einem Fülldruck von 5 hPa Deuterium erhält man für  $R$  Werte im Bereich von 15 – 20 m $\Omega$ <sup>12</sup>.

Die Maximaldaten der drei SPEED-Treiber sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt:

		SPEED 1	SPEED 2	SPEED 3
Energie(max.)	$W$ [kJ]	30	187	12.5
Spannung(max.)	$U_0$ [kV]	200	300	100
Kapazität	$C$ [ $\mu$ F]	1.56	4.16	2.5
Induktivität	$L_0$ [nH]	40	15	16
Kurzschlußstrom	$I_0$ [MA]	1.22	5	1.25
Stromanstiegsgeschw.	$\dot{I}$ [TA/s]	5	20	6.3
Stromanstiegszeit	$\tau/4$ [ $\mu$ s]	0.4	0.4	0.3
Impedanz	$Z$ [m $\Omega$ ]	160	60	80

<sup>12</sup>Die Werte wurde aus den Entladungen #54–#60 gewonnen

## 3 SPEED 3 – Pinchplasma

### 3.1 Die Fokusentladung

Da SPEED 3 als symmetrischer Doppelfokus aufgebaut ist (s. Abb. 6), ist es zur Beschreibung des Prinzips ausreichend, nur die Vorgänge bei der Entladung in einer der beiden Hälften zu betrachten. Im Betrieb wird der Entladungsraum nach der Evakuierung auf  $< 10^{-4}$  hPa mit einem Arbeitsgas bei einem Druck von wenigen Hektopascal<sup>13</sup> gefüllt und die Kondensatorbatterie über die Elektroden entladen. Die Ladespannung betrug dabei bisher 66 kV, kann jedoch bis maximal 100 kV gesteigert werden. Der Ablauf der Entladung kann in drei Phasen gegliedert werden (vgl. Abb. 10). In der ersten Phase bildet sich durch Gleitentladungen auf den beiden Isolatoroberflächen eine Plasmaschicht aus. Das durch den nun herrschenden Stromfluß entstehende Magnetfeld beschleunigt die Schicht aufgrund von  $\underline{j} \times \underline{B}$ -Kräften vom Isolator weg. In der zweiten Phase entfernt sich die Schicht immer weiter vom Isolator und läuft in axialer Richtung die Mittelelektrode entlang. Dabei wird die Energie in die wandernde Schicht dynamisch und durch ohmsche Heizung eingekoppelt. In der Nähe der äußeren Elektroden bewegt sich die Schicht wegen des schwächeren Magnetfeldes langsamer als an der Mittelelektrode. Hat die Schicht das Ende der Mittelelektrode erreicht, wird sie durch die radial nach innen gerichteten Anteile der  $\underline{j} \times \underline{B}$ -Kräfte zur Anodenachse hin komprimiert; es kommt zum Pinch. Meistens wird bei SPEED-Entladungen Deuterium als Arbeitsgas verwendet, da sich dann die Pinchqualität auch anhand der Neutronenausbeute beurteilen läßt. Wegen der hohen kinetischen Energie der Deuteriumkerne im Pinchvolumen kommt es zu D-D-Fusionsreaktionen, die sich anhand der entstehenden Neutronen nachweisen lassen:



Zusätzlich sind noch weitere Reaktionen, wie



sowie Reaktionen der so entstandenen Teilchen möglich, deren Reaktionsprodukte jedoch das Entladungsgefäß nicht verlassen können und daher mit der verwendeten Anordnung nicht registriert werden.

---

<sup>13</sup>typische Werte liegen für Deuterium zwischen 2 und 10 hPa

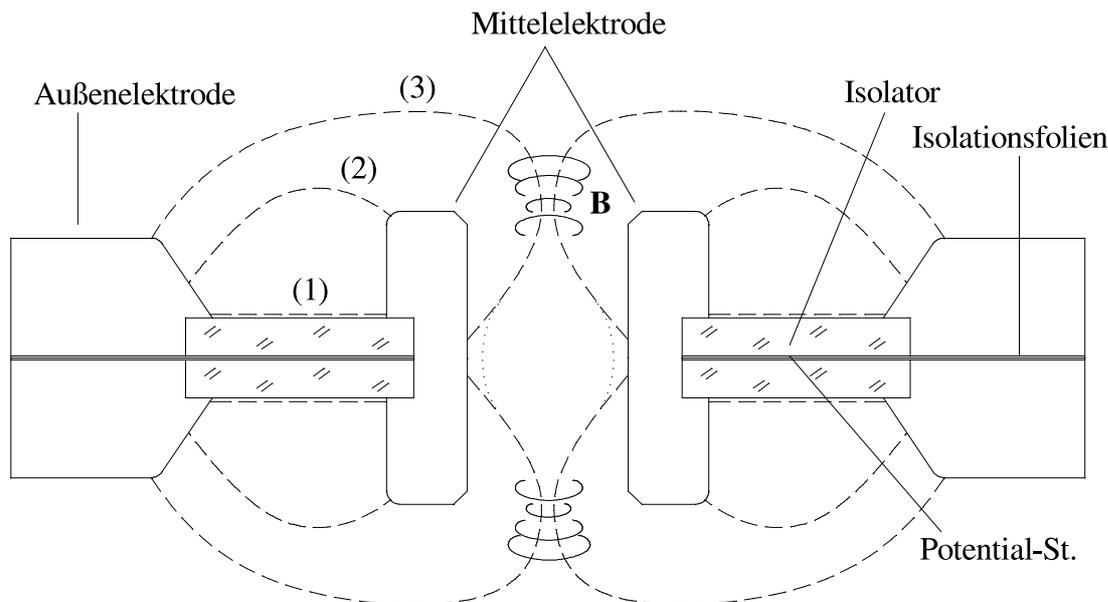


Abbildung 10: Plasmafokus SPEED 3 mit Entladungsphasen

### 3.2 Zündung und Schichtbildung

Die Schichtbildung und das Abheben der Schicht vom Isolator sind für die spätere Pinchbildung von entscheidender Bedeutung. Die für die Entstehung einer „pinchfähigen“ Schicht wichtigen Punkte werden im folgenden diskutiert:

1. Fülldruck und  $\dot{I}$  zum Zündzeitpunkt
2. Verunreinigungen der beiden Glasisolatoren sowie der Elektroden
3. Schaltverhalten der Funkenstrecken

Die zunächst durch Gleitentladungen auf der Isolatoroberfläche entstehende Plasmaschicht sollte möglichst homogen sein und sich danach entlang des Isolatorumfangs gleichzeitig und gleichmäßig vom Isolator ablösen. Nur dadurch wird eine starke Kompression und damit eine gute Pinchbildung möglich.

Besitzt die Plasmaschicht schon vor dem Pinchzeitpunkt eine hohe Stromdichte, d.h. ist sie besonders dünn und gut leitfähig, wird auch die Stromdichte im Pinch besonders hoch. Von elektromagnetischen Untersuchungen [Kie82, Jah68] ist bekannt, daß hohe Werte von  $\dot{I}$  zum Zündzeitpunkt und ein hoher Fülldruck eine dünne Schicht erzeugen. Andererseits wird durch hohen Fülldruck die Zündspannung reduziert und damit der Wert von  $\dot{I}$  zum Zündzeitpunkt verringert. Dadurch sinkt die Leistungsaufnahme und die Energiedichte der Schicht und die Schichtstruktur verschlechtert sich [Dec83].

Daraus ergibt sich ein optimaler Betriebsdruck, bei dem die Stromdichte im Pinch maximal wird.

Bei Experimenten mit verschiedenen Fülldrucken hat sich gezeigt, daß mit der bei SPEED 3 gegebenen Geometrie für Deuterium dieser Wert bei etwa 5 hPa liegt. In Abbildung 11 sind die elektrischen Signale typischer Entladungen für drei verschiedene Drucke (3, 5 und 10 hPa) dargestellt. Im folgenden werden die druckabhängigen Signalveränderungen näher untersucht:

1. Die Lage des Dips im  $\dot{I}$ -Signal ist bei Druckerhöhung zu späteren Zeiten hin verschoben, da aufgrund der höheren Gasdichte die Schichtgeschwindigkeit sinkt und die Pinchphase dadurch erst später einsetzen kann. Man erkennt auch an der Tiefe des Dips, daß die Kompression bei 5 hPa stärker als bei den anderen Drucken war.
2. Beim Spannungssignal der 3-hPa-Entladung ist eine starke Kollektorschwingung direkt nach der Zündung zu beobachten. Diese entsteht, weil die Zündspannung gegenüber größeren Drucken erhöht ist. Dadurch setzt die Energieaufnahme durch das sich bildende Plasma erst später ein, und die Entladungskammer wirkt für kurze Zeit wie ein offenes Ende des Treibers. Dies führt zu einer Reflexion des einlaufenden Spannungspulses und damit zu einer momentanen Verdopplung des Spannungssignals. Durch eine weitere Reflexion der Welle an den Funkenstrecken (Kurzschluß) sinkt das Spannungs-Signal kurz darauf fast wieder bis auf Null ab. Die Kollektorschwingung, die durch fortgesetzte Reflexion entsteht, würde erheblich länger andauern, wenn sie nicht durch die Energieaufnahme der sich bildenden Plasmaschicht gedämpft würde. Daher ist die anfängliche „Überschwingung“ im Spannungs-Signal ein Hinweis auf die schwache Energieaufnahme des Plasmas. Bei der 10-hPa-Entladung verläuft das Signal erheblich flacher und fast ohne Überschwingungen, was auf eine stärkere Energieaufnahme und niedrigere Zündspannung hinweist.
3. Der Zündverzug, das heißt der zeitliche Abstand zwischen dem Ansteigen des Spannungs- und des  $\dot{I}$ -Signals nimmt mit steigendem Druck etwas ab. Dies ist jedoch nur bei den Entladungen mit 5 bzw. 10 hPa zu sehen (es wird die Hauptflanke des Signals gewertet), da das  $\dot{I}$ -Signal bei der 3-hPa-Entladung stark von elektrischen Störungen überlagert ist. Dies ist auf die bei steigendem

Druck sinkende Zündspannung zurückzuführen, da der Spannungspuls nur eine endliche Steilheit besitzt und daher die niedrigere Zündspannung eher erreicht wird, als die höhere.

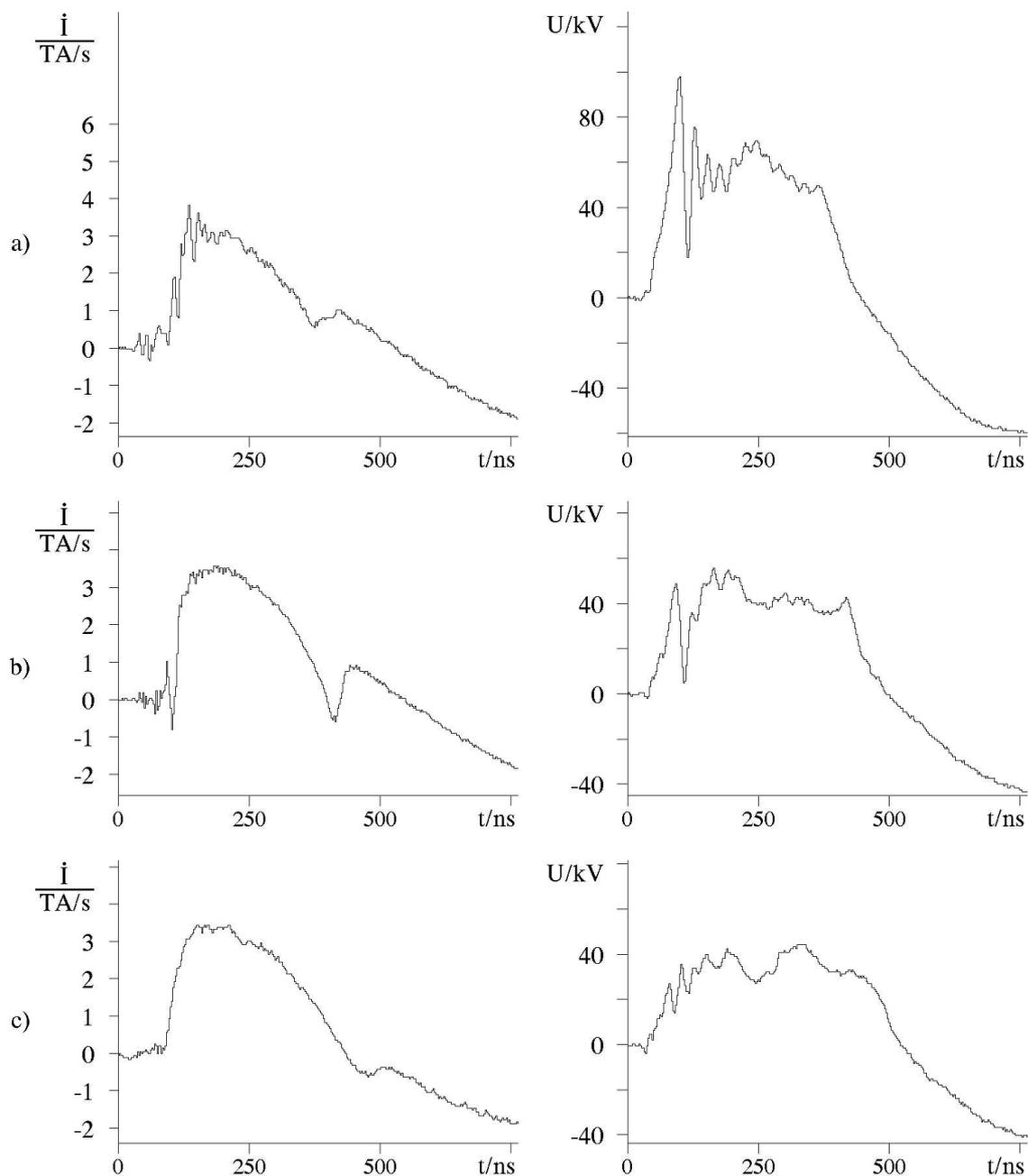


Abbildung 11: Vergleich der Signale für verschiedene Fülldrücke  
a) 3 hPa, #346; b) 5 hPa, #268; c) 10 hPa, #215

Verunreinigungen, besonders solche mit niedriger Ionisationsenergie, die ungleichmäßig über die Isolatoroberflächen verteilt sind oder ungleichmäßig freigesetzt werden,

behindern die Ausbildung einer homogenen Schicht. Sie führen zu Speichenbildung und damit zu lokaler Überhitzung der Plasmaschicht [Kie86]. Dies ist bei SPEED 3 insbesondere nach dem Einbau eines neuen Isolators bzw. nach dem Belüften der Apparatur der Fall (siehe Abb. 12, rechts). Auf den Bildwandlernaufnahmen (VIS) der Isolatoroberflächen erscheinen Stellen, an denen sich die Schicht noch auf dem Isolator befindet, hell, da er durch den Teilchenbeschuß zu Fluoreszenz angeregt wird. Eine abgehobene, verunreinigungsarme Schicht leuchtet dagegen kaum.

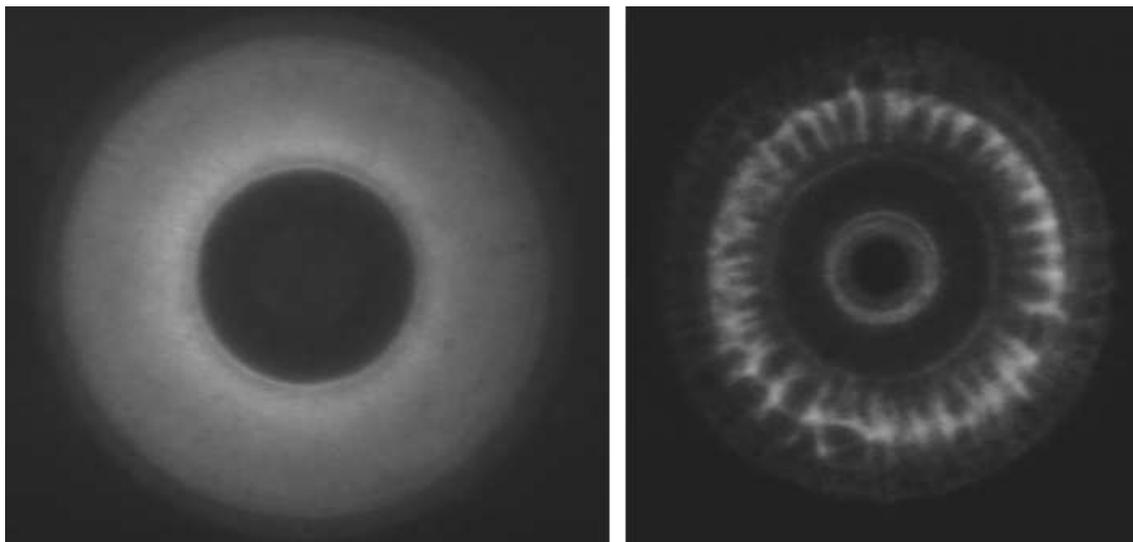


Abbildung 12: Homogene (links, #134, Aufnahmezeitpunkt: 270 ns nach Stromanstieg) und inhomogene Schichtbildung (rechts, #15, Aufnahmezeitpunkt: 260 ns nach Stromanstieg)

Auf der linken Aufnahme leuchtet die gesamte Isolatoroberfläche sehr gleichmäßig, was im Gegensatz zur rechten Aufnahme eine homogene Schichtbildung belegt. Auf der rechten Aufnahme befindet sich die Schicht, in Form von dünnen Filamenten noch auf dem Isolator, während sie an den anderen Stellen bereits abgehoben hat. Mit einer so inhomogenen, nicht planaren Schicht ist eine gute Pinchbildung unmöglich.

Nach einer Reihe von Entladungen haben sich die Verunreinigungen vom Isolator gelöst und wurden entweder durch die Vakuumpumpe abgepumpt oder z.B. an der Wand des Entladungsgefäßes adsorbiert, wo sie die Entladung nicht mehr beeinflussen können. Im Experiment zeigte sich, daß die reinigende Wirkung der Entladungen besonders gut ist, wenn der Deuteriumfülldruck zyklisch variiert wird (z.B. 10, 5, 5, 10, 5, 5, ... hPa).

Die Reinigung des Isolators durch Entladungen ist jedoch nicht allein verantwortlich für die konditionierende Wirkung. Bei Untersuchungen an den anderen SPEED-Anlagen zeigte sich, daß ein gut konditionierter Isolator mit kleinen ( $\leq 10\mu\text{m}$ ) Kupferkristalliten in einem netzartigen Muster übersät ist, die während der Entladungen gebildet werden. Sind diese Kristallite vorhanden, ist der Einfluß der Verunreinigungen insofern reduziert, daß schon nach ganz wenigen Entladungen eine gute Pinchbildung beobachtet wird. Daher wurde an SPEED 2 auch versucht, den Isolator vor dem Einbau etwas mit Kupfer zu bedampfen, um die Konditionierungsphase abzukürzen. Dies hatte jedoch nicht den erhofften Erfolg, da die so erzeugten Kupferablagerungen eine völlig andere, regellose Anordnung hatten und zusätzlich in der Größe stark schwankten. [Kie86]

Bei SPEED 3 waren auch nach ca. 150 Entladungen (danach Isolatorbruch) keine Kupferablagerungen auf den Isolatoren zu erkennen, die bei den anderen SPEED-Anlagen mit bloßem Auge sichtbar sind. Dies erklärt vermutlich auch die großen Probleme durch Verunreinigungen, die beim Betrieb auftraten und eine effektive Pinchbildung verhinderten.

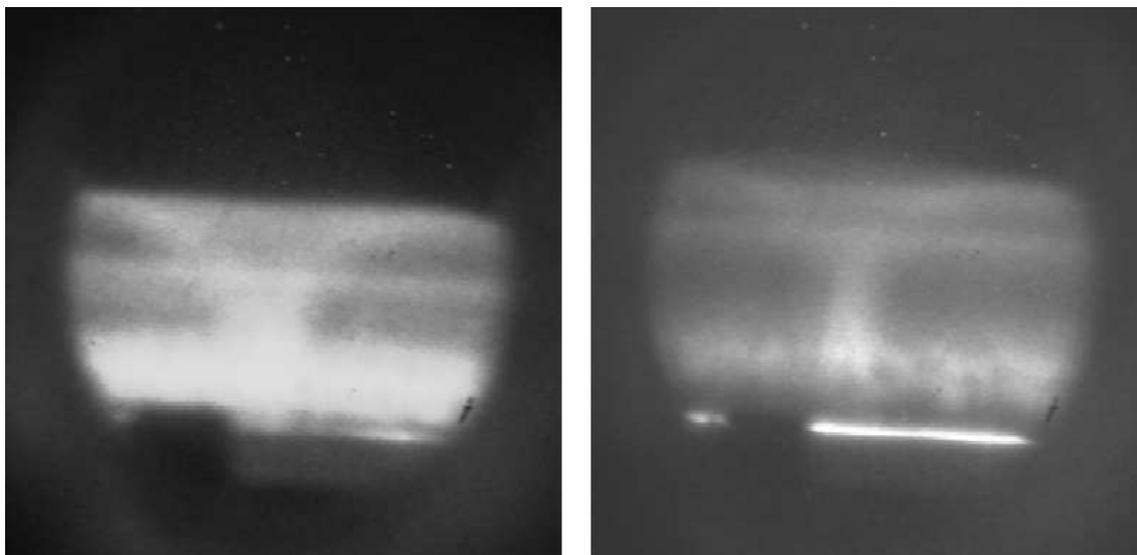


Abbildung 13: Zwei Plasmaschichten bei Entladungen in Wasserstoff (links #742, rechts #749)

Während einer Reihe von Entladungen in reinem Wasserstoff, die ursprünglich nur zur Reinigung und Konditionierung der Isolatoren gedacht war, wurde ein interessanter Effekt gefunden. Während es bei Entladungen in Deuterium immer nur zur Ausbildung einer einzigen lauffähigen Plasmaschicht kommt, wurden in Wasserstoff

manchmal zwei solcher Schichten gebildet. Dies ist auf Bildwandleraufnahmen in radialer Richtung in Abbildung 13 zu sehen.

Für die Rotationssymmetrie und die maximale Energiedichte der Schicht ist auch das gleichzeitige Eintreffen der Spannungspulse von den Marx-Modulen wichtig. Wie bereits im Abschnitt 2.1.1 erwähnt, kommt es schon bei dem recht kleinen Jitter der Funkenstrecken zu verzögertem Zünden einzelner Funkenstrecken. Dies macht sich in den Signalen der  $\dot{I}$ -Sonden durch Sprünge und Stufen bemerkbar.

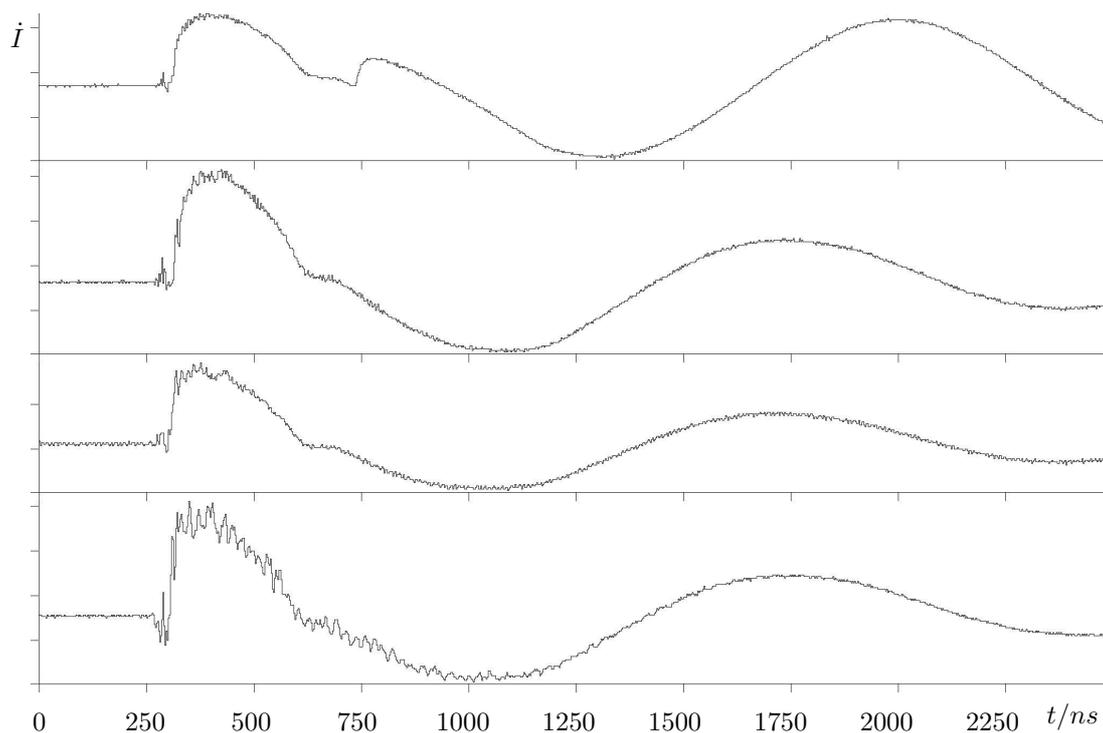


Abbildung 14: Verzögertes Zünden der Funkenstrecken, Entladung #235

Die Abbildung 14 zeigt die Signale der vier Stromsonden während einer Entladung<sup>14</sup>. Jede der Sonden „überwacht“ die zwei Marx-Module, zwischen denen sie sich befindet. Im günstigsten Fall zeigen alle vier Sonden den gleichen Verlauf. Die Amplituden müssen nicht unbedingt übereinstimmen, da die Sonden zum einen nicht exakt baugleich sind und zum anderen ihre Einbaulage und -position nicht genau festgelegt ist. Wie in Abb. 14 zu erkennen ist, hat eines der beiden Marx-Module, die von Sonde 1 überwacht werden, erst etwa 130 ns nach dem sehr schwachen Pinch gezündet. Dadurch kam es zu einer elektrischen Schwingung zwischen den einzelnen Modulen, was an der Phasenverschiebung des ersten Sondensignals zu den anderen drei Sondensignalen er-

<sup>14</sup>Entladung #235

kennbar ist. Durch geringfügige Erniedrigung des Drucks in den Funkenstrecken (um ca. 5 kPa) läßt sich dieses Problem jedoch recht gut beheben, da sich bei Druckerniedrigung der Jitter etwas verringert. Wird der Druck jedoch zu weit reduziert, sinkt die Durchschlagsspannung der Funkenstrecken unter die Ladespannung der Kondensatorbatterie. Dadurch kommt es zu ungewollten Zündungen einzelner Funkenstrecken bevor die Kondensatoren voll geladen sind. Da solche sog. Vorzünder vermieden werden müssen, ist dem Funkenstreckendruck eine untere Grenze gesetzt.

Sind alle Voraussetzungen für eine gute Pinchbildung gegeben, macht sich der Pinch in den elektrischen Signalen wie in Abbildung 15 bemerkbar. Das Signal des Photomultipliers (mit „X“ beschriftet) zeigt zwei Peaks. Der erste entsteht durch harte Röntgenstrahlung, der zweite durch Neutronen. Aufgrund des Abstandes von 3 m zwischen Entladungsgefäß und Multiplier und der unterschiedlichen Flugzeit der Neutronen und Röntgenquanten werden die Pulse zeitlich getrennt obwohl sie fast gleichzeitig emittiert werden (näheres siehe Abschnitt 18, S. 41).

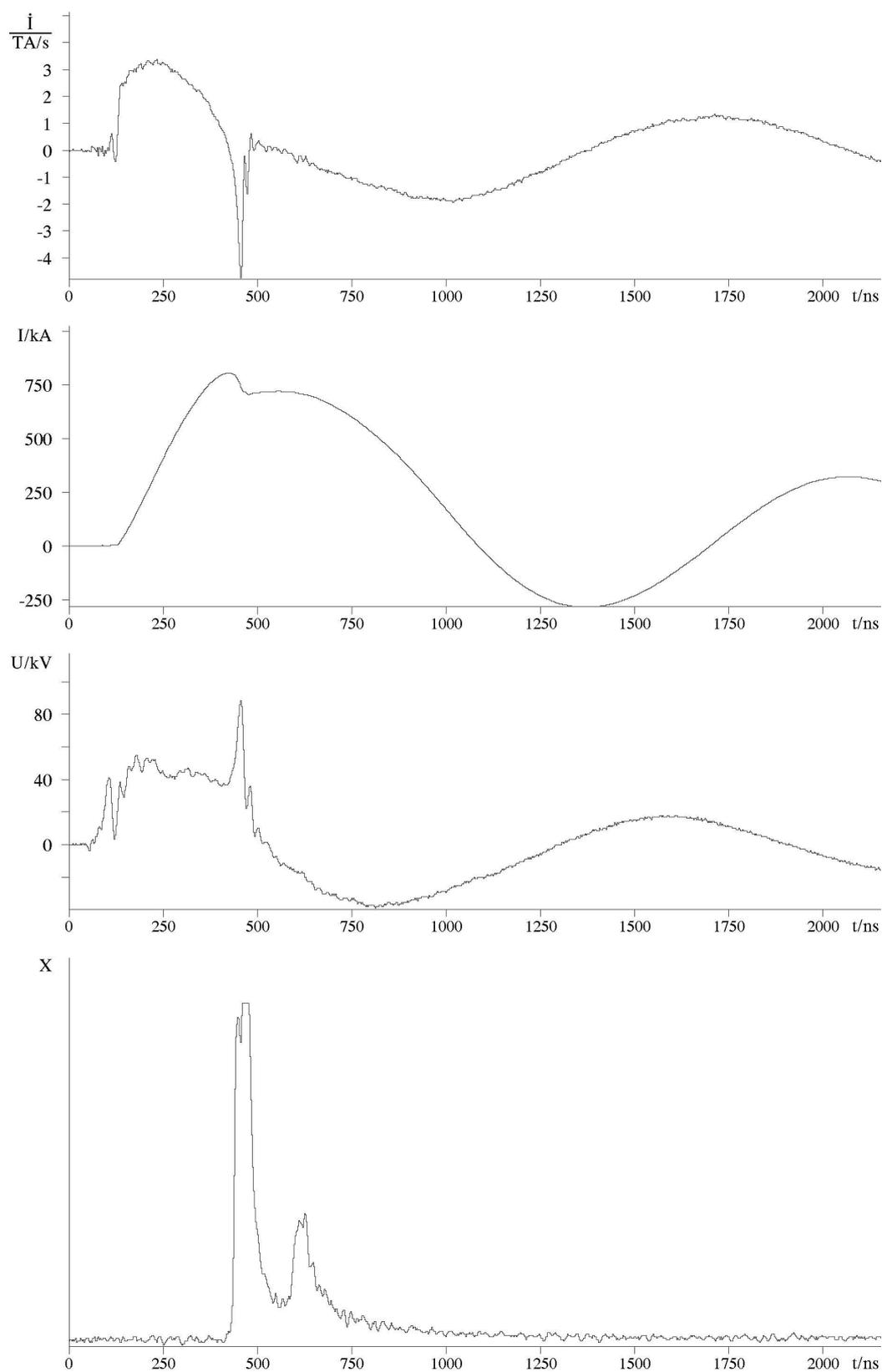


Abbildung 15: Elektrische Signale bei effizienter Pinchbildung (Entladung #210;  $I$  wurde durch numerische Integration gewonnen)

### 3.3 Einfluß der Potentialsteuerung

Von Versuchen mit Plasmafoki mit zylindrischen Isolatoren ist bekannt, daß die Pinchbildung erheblich besser verläuft, wenn die Außenelektrode negativ gepolt ist. Bei positiver Polung der Außenelektrode fehlen meistens der Dip im  $\dot{I}$ - und der Peak im Spannungs-Signal und die Neutronenausbeute ist (bei Deuterium als Arbeitsgas) sehr gering. Kies zeigte, daß das unterschiedliche Verhalten nur von der Richtung des  $E$ -Feldes zur Isolatoroberfläche abhängt. Weisen die Feldlinien vom Isolator radial nach außen, werden Elektronen auf die Isolatoroberfläche hin beschleunigt, die die Schichtbildung verbessern und beschleunigen und damit die Pinchbildung positiv beeinflussen. [Kie82]

Bei SPEED 3 liegt die Außenelektrode aufgrund des Doppelfokusaufbaus auf einer Seite auf positivem, auf der anderen auf negativem Potential gegenüber der Mittelelektrode. Die Feldlinien des elektrischen Feldes treffen in der Nähe der Außenelektroden fast senkrecht auf die Isolatoroberflächen, während sie in der Umgebung der Mittelelektrode eher tangential verlaufen. Im mittleren Bereich ändert sich der Schnittwinkel kontinuierlich. Daher wird besonders im äußeren Bereich die Schichtbildung auf der Seite mit negativer Außenelektrode gegenüber der mit positiver Außenelektrode bevorzugt.

Da sich die Schicht, aufgrund des stärkeren Magnetfeldes, in der Nähe der Mittelelektrode zuerst vom Isolator löst, ist hier die Schichtbildung für den weiteren Verlauf der Entladung besonders kritisch. Durch den tangentialen Verlauf der Feldlinien wird jedoch keine Oberflächen- oder Raumladung aufgebaut, sondern die Elektronen und Ionen nur in radialer Richtung zu den Elektroden beschleunigt. Deshalb wird in der Nähe der Mittelelektrode, nach dem von Kies gefundenen Mechanismus, keine der beiden Fokushälften bevorzugt.

Im Experiment (SPEED 3) wurde trotzdem meistens beobachtet, daß die Schicht auf der Seite mit positiver Mittelelektrode einen geringen zeitlichen Vorsprung gegenüber der anderen Seite hatte. Allerdings wurde während einer langen Entladungsserie mit einem Deuterium-Argon-Gemisch als Füllgas und auch einige Zeit danach – in reinem Deuterium – genau das Gegenteil beobachtet. Dieser Effekt wurde vermutlich durch Verunreinigungen<sup>15</sup> ausgelöst, die sich während der Entladungsserie mit Argon auf einem der Isolatoren abgelagert hatten.

<sup>15</sup>Eine Umkehrung der Polarität änderte das zeitliche Verhalten der beiden Seiten nicht merklich.

Um die Schichtbildung beeinflussen zu können, wurde, wie schon im Abschnitt 2.2 erwähnt, eine zusätzliche Elektrode zwischen den beiden Isolatorscheiben montiert. Durch die positive Aufladung dieser Elektrode vor und während der Schichtbildungsphase sollte es möglich sein, das elektrische Feld so zu verändern, daß Elektronen auf die Isolatoroberflächen treffen und damit die Schichtbildung verbessern und den Polaritätseffekt vermindern.

Dazu wurde eine Reihe von Versuchen unternommen, bei denen diese Steuerungselektrode auf zwei verschiedene Arten beschaltet wurde.

Zuerst wurde ein positiver 50 kV-Puls verwendet, der vom Triggergenerator abgezweigt wurde. Er traf etwa 25 ns vor dem Stromanstieg an der Potentialsteuerungselektrode ein und dauerte ca. 70 ns an. In den Experimenten war jedoch keine Zunahme der Pinchhäufigkeit oder eine stärkere Pinchbildung zu beobachten. Da die Qualität der Pinchbildung nur an den elektrischen Signalen bzw. den entstehenden Neutronen zu beurteilen ist, ist eine Trennung der Ereignisse in der oberen von denen der unteren Entladungskammer nicht möglich. Durch die Beobachtung des Plasmas im sichtbaren Spektralbereich können ebenfalls keine Qualitätsinformationen gewonnen werden, da das heiße Plasma in der Pinchachse nicht in diesem Spektralbereich strahlt. Daher wird mit den Bildwandlerkameras immer nur die recht gleichbleibende Intensität der kühleren Randschicht des Pinches beobachtet.

Auch im Verlauf des  $\dot{I}$ -Signals ist keine Änderung zu erkennen (s. Abb. 16). Beim Spannungssignal tritt zu Beginn der Entladung eine leichte Verformung auf, die evtl. durch die elektrische Wechselwirkung der Steuerung mit den Kollektoren zustande kommt, da diese kapazitiv gekoppelt sind. Allerdings ließ sich mit einem Puls allein an der Potentialsteuerung (keine Entladung) kein nennenswertes Spannungssignal mit den Teilern nachweisen.

Die Strahlungssignale der beiden Entladungen zeigen ebenfalls keine signifikante Veränderung, insbesondere die Neutronenausbeute, am zweiten Peak zu erkennen, ist im Rahmen statistischer Schwankungen gleich geblieben.

Bei der zweiten Variante des Betriebs wurde die Potentialsteuerung während der gesamten Entladung statisch auf einem Potential von +1.2 kV bzw. 0 und  $\pm 5$  kV gehalten. Dazu wurde ein zusätzlicher Hochspannungskondensator ( $C = 0.625 \mu\text{F}$ ) über ein Netzteil geladen und dann mit der Steuerungselektrode verbunden. Auch bei dieser Betriebsart ließ sich keine Änderung im Pinchverhalten oder den elektri-

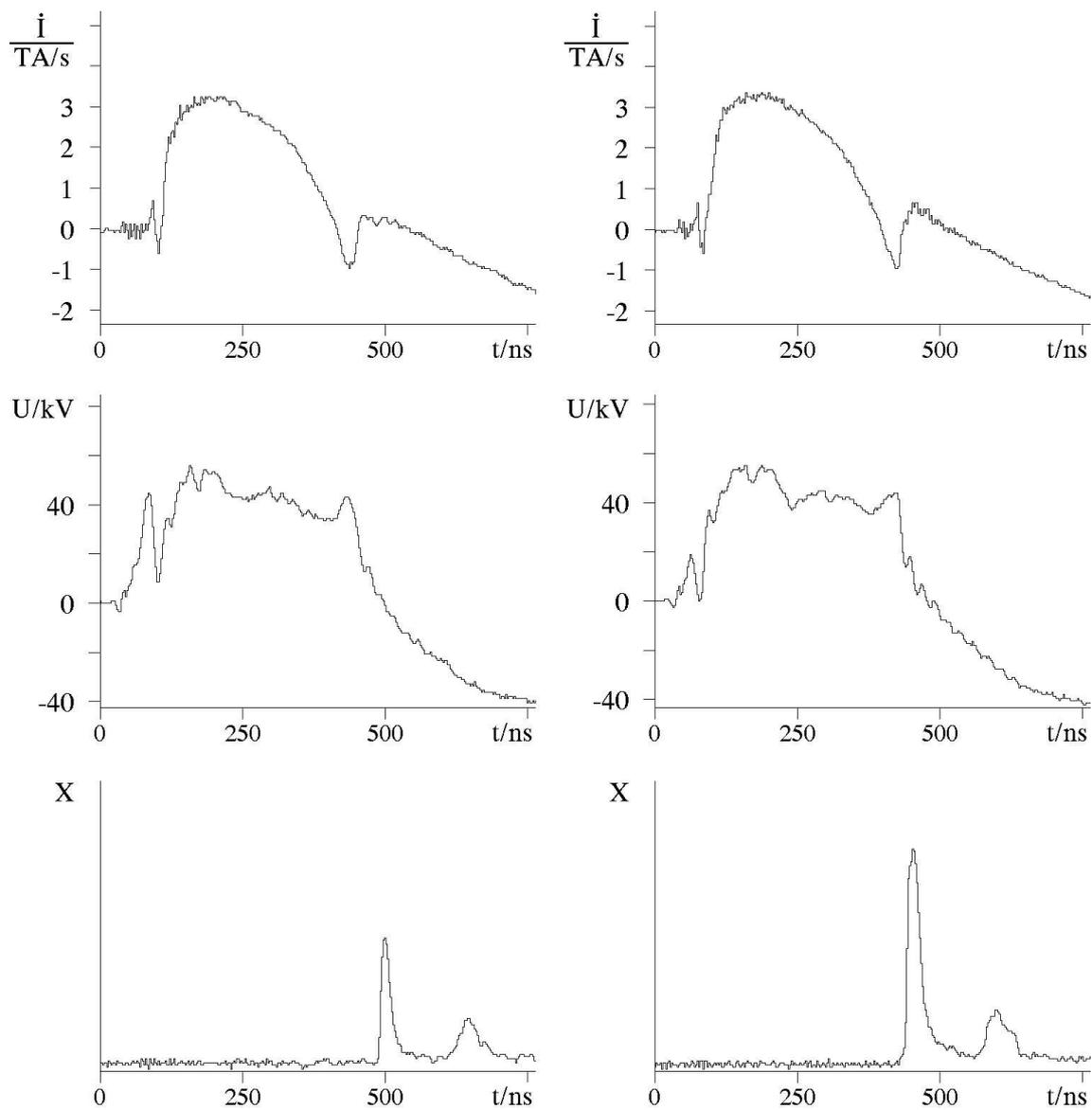


Abbildung 16: Vergleich der Signale ohne (links, #217) und mit 50-kV-Potentialsteuerungspuls (rechts, #220);  $p_{D_2} = 5 \text{ hPa}$

schen Signalen feststellen. Bei zwei Entladungen wird dies besonders deutlich, da ihre elektrischen Signale praktisch deckungsgleich verlaufen (Abb. 17)<sup>16</sup>. Auch auf den seitlichen Bildwandleraufnahmen (Abb. 18) ist keine Veränderung zu erkennen. Man sieht jeweils einen runden Ausschnitt der oberen (oben) und der unteren (unten) Entladungskammer mit jeweils etwa 40 mm im Durchmesser. Zur Bildmitte hin schließt sich bei jedem Ausschnitt die Mittelelektrode an, deren Ober- bzw. Unterkante gerade noch als heller Bereich zu sehen ist<sup>17</sup>.

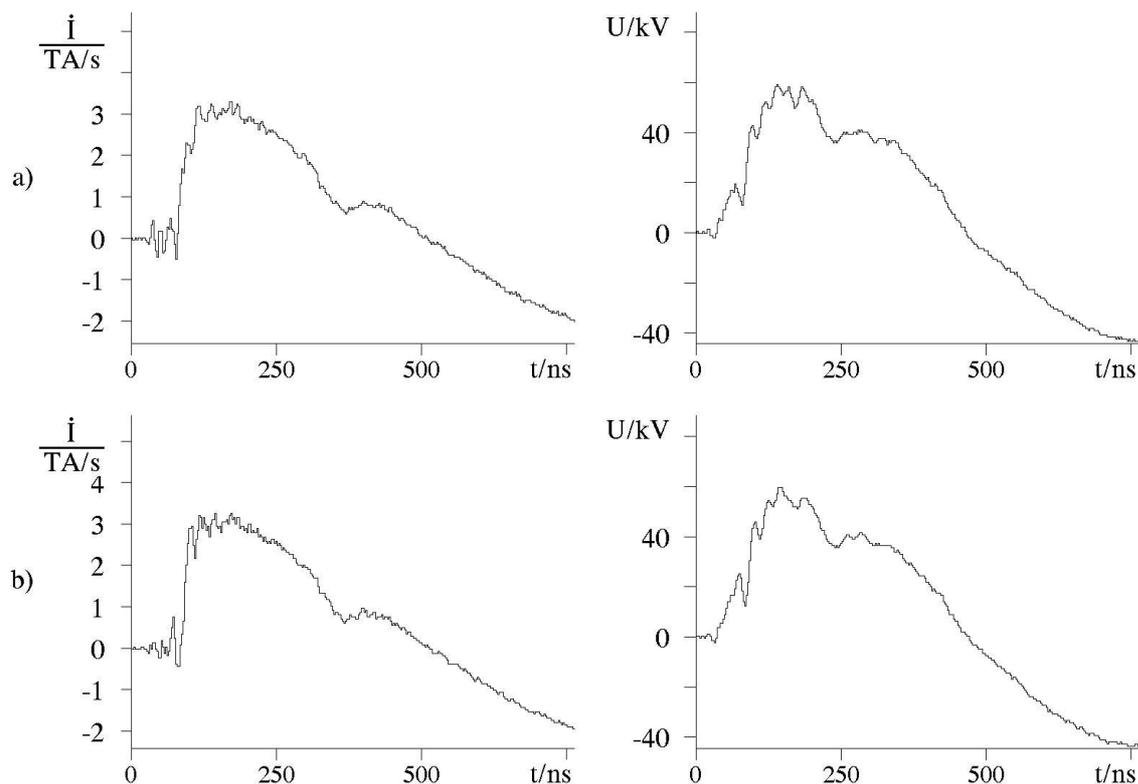


Abbildung 17: Vergleich der Signale ohne (a, #279) und mit 5-kV-Potentialsteuerung (b, #280)

Aus diesen Ergebnissen läßt sich schließen, daß die Potentialsteuerung in der untersuchten Form keine oder eine zumindest nicht nachweisbare Wirkung hatte. Auch die gleichzeitige Beobachtung der Schichten beider Hälften zeigte keine Hinweise auf eine Auswirkung der Potentialsteuerung. Bei Deuterium ist die Plasmaschicht aufgrund der schwachen Strahlung im sichtbaren Bereich nur sehr schlecht zu beobachten. Durch Zusatz von 10 vol.% Argon wurde die Schicht zwar gut sichtbar, aber

<sup>16</sup>Entladungen #279/280

<sup>17</sup>Der Abstand der beiden Ausschnitte voneinander entspricht nicht der Länge der Mittelelektrode, sondern entstand bei der Bildmontage.

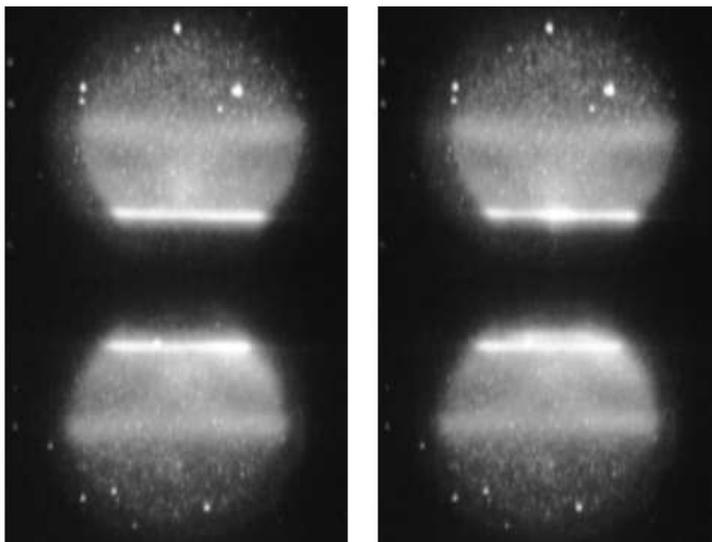


Abbildung 18: Entladung in Deuterium, ohne (links, #279) und mit 5-kV-Potentialsteuerung (rechts, #280)

während dieser Versuchsreihe spielten vermutlich Verunreinigungen, die sich nicht beseitigen ließen, eine so große Rolle, daß sogar ohne Potentialsteuerung mal auf der einen, mal auf der anderen Seite eine schnellere Schichtbildung zu beobachten war. Auch war es mit Argonzusatz nicht möglich, effiziente Pinche zu erzeugen, weshalb der Dip im  $\dot{I}$ -Signal ausblieb.

Für das Versagen der Steuerung kommen mehrere Gründe in Betracht. Es kann sein, daß eine Potentialsteuerung bei planen Isolatoren wenig nützt, da das  $E$ -Feld während der Entladung in der Nähe der Mittelelektrode tangential zur Isolatoroberfläche liegt. Dadurch können durch die Potentialsteuerung angesammelte Oberflächenladungen sehr schnell wieder in Richtung der Außen- oder Mittelelektrode abtransportiert werden, und der Ausgangszustand ist wieder hergestellt. Ein anderer Grund für die Wirkungslosigkeit der Steuerung können die Streukapazitäten sein, die die Steuerungselektrode mit den Kollektoren, Außenelektroden und der Mittelelektrode bildet. Dadurch wird das von der Steuerung erzeugte Feld im wesentlichen auf den Nahbereich um die Elektroden begrenzt und ist in der Nähe der Mittelelektrode auf diese hin gerichtet. Dadurch verläuft es jedoch gerade im entscheidenden Bereich wieder eher tangential als senkrecht zur Isolatoroberfläche. Bei gepulstem Betrieb der Steuerung wirkt sich besonders die Kapazität der Zuleitung mit den Kollektoren dämpfend auf den Spannungspuls aus.

Um einen deutlichen Effekt zu erzielen, müßten daher wahrscheinlich wesentlich hö-

here Pulshöhen bzw. Spannungen verwendet werden, damit eine größere senkrechte Feldkomponente während der Schichtbildung aufrecht erhalten werden kann. Höhere Spannungen sind jedoch wegen isolationstechnischer Probleme kaum einsetzbar.

### 3.4 Plasmadynamik und Pinchbildung

Um eine Vorstellung über den zeitlichen Ablauf der Fokulentladung zu erhalten, ist die Kenntnis der Geschwindigkeiten der Plasmaschicht in den verschiedenen Entladungsphasen wichtig. Aus den Abmessungen der Mittelelektrode und den Geschwindigkeiten läßt sich dann die Dauer der Laufphase abschätzen.

Leider ist eine Beobachtung der Schicht während des ersten Teils der Laufphase in radialer Richtung nicht möglich, da durch die seitlichen Fenster nur ein Bereich in der Nähe der Stirnflächen der Mittelelektrode eingesehen werden kann. Daher mußte die axiale Geschwindigkeitskomponente der Schicht anhand von Aufnahmen zur Kompressionsphase geschehen. Dazu wurde eine Reihe von Bildwandleraufnahmen zu Entladungen<sup>18</sup> in Deuterium bei einem Arbeitsdruck von 3 hPa verwendet. Zu jeder Entladung wurden zwei Aufnahmen zu verschiedenen Zeitpunkten gemacht und die Positionen der in axialer Richtung am weitesten von der Mittelelektrode entfernten „Schichtkanten“ ermittelt. Aus den Positionen, dem zeitlichen Abstand der Aufnahmen und dem Abbildungsmaßstab wurde dann die axiale Komponente der Schichtgeschwindigkeit zu etwa  $1.9 \cdot 10^5$  m/s abgeschätzt. Dieser Wert ist mit einer Unsicherheit von wesentlich mehr als 10% behaftet, da das Ablesen der Schichtpositionen auf den Bildern sehr unsicher ist. Die Schicht bildet bei Entladungen in Deuterium nur einen diffusen Bereich, dessen subjektive „Kante“ durch Helligkeits- und Kontrasteinstellungen in einem großen Bereich verschoben werden kann. Daher wurden von etwa 50 in Frage kommenden Entladungen nur diejenigen ausgewählt, auf deren Aufnahmen die Schicht möglichst scharf begrenzt war.

Während des letzten Teils der Laufphase bewegt sich die Plasmaschicht auf den Stirnflächen der Mittelelektrode im wesentlichen radial auf die Mittelachse zu. Die radiale Komponente der Schichtgeschwindigkeit während dieser Phase läßt sich aus den gleichen Aufnahmen abschätzen. Dabei ergab sich ein Mittelwert von ca.  $1.6 \cdot 10^5$  m/s. Zwei Vergleichsmessungen bei einem Druck von 5 hPa ergaben Werte von  $1.1 \cdot 10^5$  m/s bzw.  $1.9 \cdot 10^5$  m/s.

---

<sup>18</sup>Entladungen #541, 545, 548, 556, 559

Die Radialgeschwindigkeit von  $1.6 \cdot 10^5$  m/s ist jedoch im Vergleich zur Axialgeschwindigkeit von  $1.9 \cdot 10^5$  m/s vermutlich zu gering. An den anderen SPEED-Anlagen ist die Radialgeschwindigkeit bisher immer größer als die axiale Komponente gewesen [Kie82, Kie95]. Leider konnten die Messungen aufgrund von mehreren Defekten der Apparatur bisher nicht wiederholt werden, so daß keine weiteren Aufnahmen und damit auch keine besseren Werte zur Verfügung stehen.

Auch bei Entladungen in einem Deuterium/Argon-Gemisch (10 vol.-% Argon) bei einem Druck von 3 hPa wurde versucht, die Schichtgeschwindigkeiten zu bestimmen. Dazu standen allerdings nur eine Reihe von Einzelaufnahmen zur Dokumentation der Pinchphase zur Verfügung. Leider ist bei Entladungen mit Argonzusatz die Schichtbildung so schlecht, daß es nur zu schwacher Kompression in der Pinchphase kommt. Daher fehlen in den elektrischen Signalen jegliche Charakteristika des Pinches. Dadurch war es auch nicht möglich, die Bildserie dem sonst üblichen Dip im  $\dot{I}$ -Signal zeitlich zuzuordnen. Ein weiteres Problem stellten Verunreinigungen dar, durch die sich die Schichtbildungszeit bzw. die Verweilzeit auf dem Isolator während der Entladungsreihe veränderte. Da die Bildwandlerkameras zeitlich an den Haupttriggerimpuls gekoppelt sind, ist eine nachträgliche Korrektur der Aufnahmezeitpunkte notwendig, um den Jitter des Abhebezeitpunktes zu eliminieren. Dazu wurde das Signal der Photodiode verwendet, das zum Zeitpunkt der maximalen Kompression einen recht scharfen Peak zeigt und zusammen mit den anderen elektrischen Signalen vom Oszilloskop (vom Haupttriggerimpuls getriggert) aufgezeichnet wurde. Die Position des Peaks im Signal der Photodiode einer bestimmten Entladung (#405) wurde als Referenzwert angenommen und die Zeitpunkte der anderen Bildwandleraufnahmen dann anhand der Verschiebung ihrer Photodiodenpeaks nachträglich korrigiert. Mit den Bildwandleraufnahmen und der nachträglichen zeitlichen Korrektur ergab sich die in Abbildung 19 gezeigte Serie.

Auf den insgesamt 12 Einzelaufnahmen ist jeweils die Plasmaschicht ober- bzw. unterhalb der Mittelelektrode in radialer Ansicht abgebildet. Der vertikale Abstand der jeweiligen beiden Teilaufnahmen entspricht nicht der Länge der Mittelelektrode, sondern entstand, ebenso wie der leichte horizontale Versatz der Bilder, bei der Montage der Einzelbilder zum Gesamtbild. Die zu den jeweiligen Entladungsnummern angegebenen Zeitpunkte sind auf die Einsatzflanke des  $\dot{I}$ -Signals bezogen.

Wie zu den Aufnahmen der Entladungen in Deuterium kann auch hier anhand der

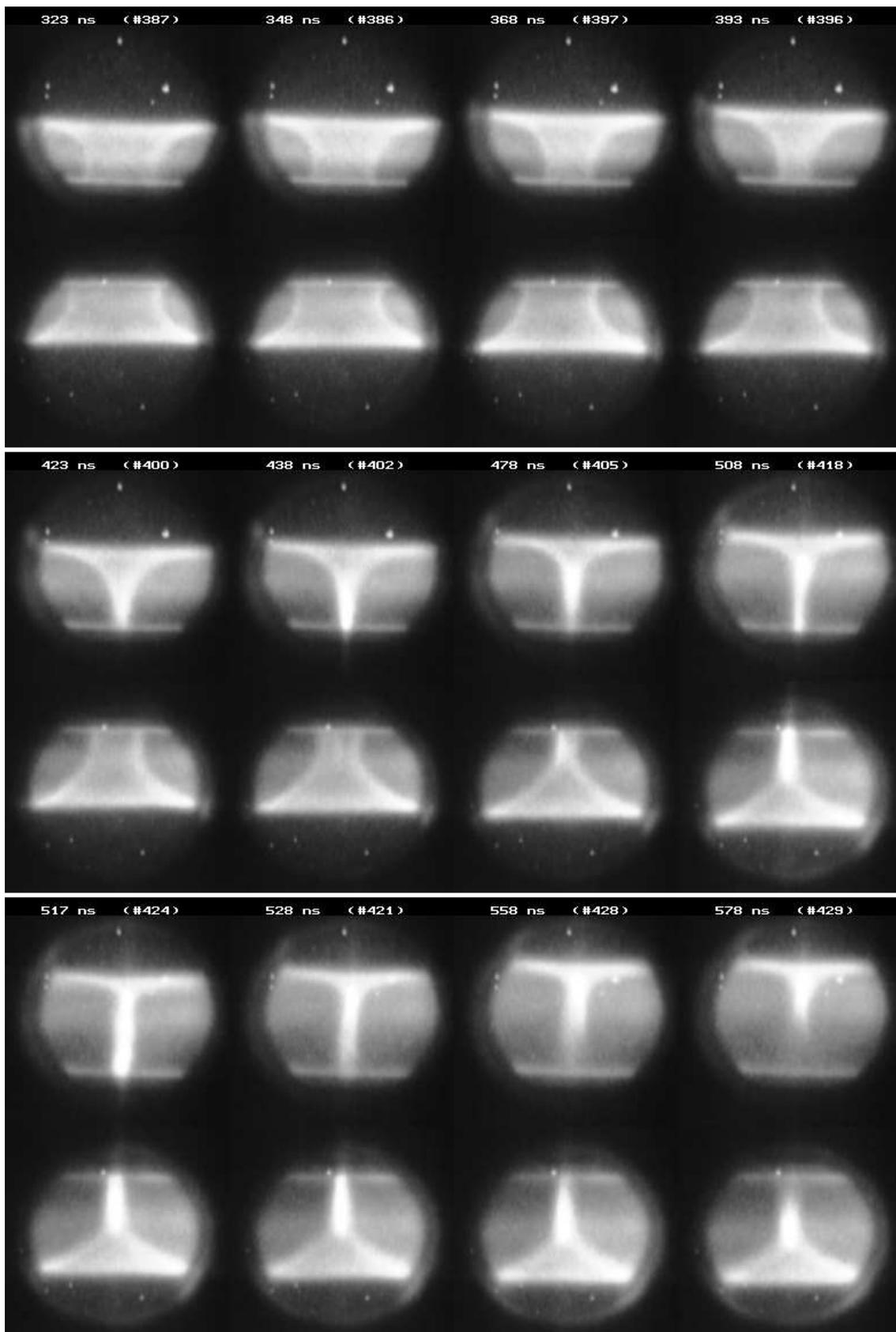


Abbildung 19: Bildwandleraufnahmen zur Pinchphase

Positionen der Schicht auf den einzelnen Bildern die Schichtgeschwindigkeit in radialer und axialer Richtung bestimmt werden. Dazu wurden aus der Bildserie an bestimmten Positionen schmale Streifen in vertikaler sowie horizontaler Richtung ausgeschnitten und diese entlang einer Zeitachse zu „Pseudo-Streakaufnahmen“ montiert (vgl. Abb. 20).

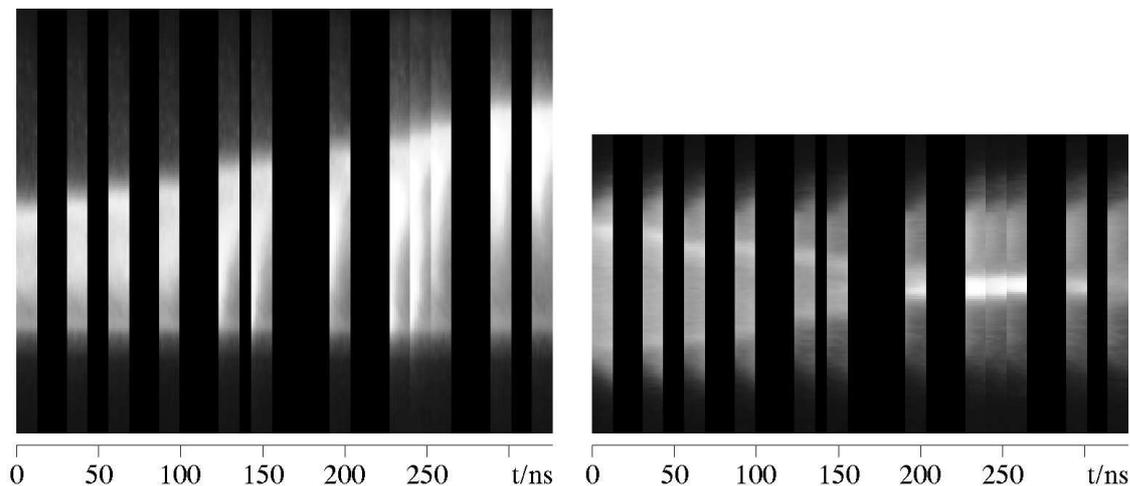


Abbildung 20: Pseudo-Streakaufnahmen zur Bestimmung der Schichtgeschwindigkeiten (links: Schnitte parallel zur Pinchachse; rechts: Schnitte senkrecht zur Pinchachse)

Daraus lassen sich die Geschwindigkeitskomponenten leicht ablesen, wobei jedoch auch hier, bedingt durch die geringe Auflösung der Bilder, die Fehler groß werden. Man erhält für die axiale Geschwindigkeitskomponente  $0.5 \cdot 10^5$  m/s und für den radialen Anteil einen Wert von  $1.4 \cdot 10^5$  m/s.

Nachdem nun die Schichtgeschwindigkeiten näherungsweise bekannt sind, kann die Dauer der Laufphase, sowie die Verweilzeit der Schicht auf dem Isolator abgeschätzt werden. Da bei Deuterium die Geschwindigkeitswerte sehr fraglich sind, kann hier nur eine obere und untere Abschätzung angegeben werden, je nachdem welcher Wert verwendet wird. Bei einer axialen Lauflänge von 14.6 mm und einem Elektrodenradius von 24 mm erhält man für die Dauer der Laufphase bei Deuterium bis zum Zeitpunkt der maximalen Kompression Zeiten zwischen 200 und 240 ns .

Anhand des Dips im  $\dot{I}$ -Signal läßt sich ebenfalls der Zeitpunkt der maximalen Kompression bestimmen. Er ist dann erreicht, wenn die steigende Flanke des Dips die virtuelle  $\dot{I}$ -Kurve ohne Dip schneidet [Kie95]. Der zeitliche Abstand dieses Punktes vom ersten, steilen Anstieg zu Beginn der Entladung gibt die Dauer der Laufphase

zusammen mit der Verweilzeit der Schicht auf dem Isolator an. Aus den Entladungen #488, #541 und #545 wurde diese Zeit zu ca. 325 ns bestimmt. Daraus ergibt sich eine Verweilzeit der Schicht auf dem Isolator von 85 – 125 ns.

Die Verweilzeit läßt sich bei Entladungen in Deuterium und Wasserstoff auch auf theoretische Weise abschätzen, wenn man annimmt, daß die Schicht dann abhebt, wenn die Feldenergie des magnetischen Feldes ausreicht, um die vorhandenen Deuteriummoleküle zu dissoziieren und die dann freien Deuteriumatome zu ionisieren. Dazu muß folgende Bedingung erfüllt sein:

$$\frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{\mu_0}{8\pi^2} \left( \frac{I(t_{to})}{r} \right)^2 \approx \frac{\mu_0}{8\pi^2} \left( \frac{\dot{I}t_{to}}{r} \right)^2 \geq 2n_0(Q_d + 2Q_i) \quad (12)$$

Dabei ist  $B$  die magnetische Flußdichte,  $n_0$  die Deuteriumfülldichte und  $Q_d$ ,  $Q_i$  die Dissoziations- bzw. die Ionisationsenergie des Deuteriummoleküls/-atoms. [Kie86]

Löst man Gleichung (12) nach der Verweilzeit  $t_{to}$  auf, erhält man:

$$t_{to} \geq \frac{4\pi r}{\dot{I}} \sqrt{\frac{n_0(Q_d + 2Q_i)}{\mu_0}} \quad (13)$$

Für die Dissoziations- und Ionisationsenergie wird nun etwa das Doppelte des wahren Wertes eingesetzt ( $2(Q_d + 2Q_i) \approx 60$  eV), um den schnellen Rückgang des Ionisationsgrades durch die Rekombination der Ionen und Elektronen wieder auszugleichen und die Abhängigkeit der Ionisationswahrscheinlichkeit von der kinetischen Energie der stoßenden Elektronen mit einzubeziehen [Kie95, Kie86]. Verwendet man für  $\dot{I}$  den gemessenen Wert von etwa  $3 \cdot 10^{12}$  A/s, ergibt sich für den minimalen Radius  $r = 24$  mm und  $p = 3$  hPa für  $t_{to}$  ein Wert von ca. 76 ns. In der Nähe der Außenelektroden ( $r = 50$  mm) hebt die Schicht dagegen, aufgrund des schwächeren Magnetfeldes, erst sehr viel später ab:  $t_{to} = 158$  ns. Der aus den Bildwandleraufnahmen ermittelte Wert paßt im Rahmen der Meßgenauigkeit zu den berechneten Werten, wobei sich die Verweilzeit von 76 ns sehr gut mit der an SPEED 1 beobachteten (75 ns) deckt.

Für die Laufzeit der Schicht beim Deuterium/Argon-Gemisch errechnet sich bei den gleichen geometrischen Daten eine Dauer von etwa 490 ns. Aus der Bildserie in Abbildung 19 ergibt sich jedoch für die Zeit vom Anstieg des  $\dot{I}$ -Signals bis zur maximalen Kompression ein Wert von nur ca. 425 ns. Daher sind die gemessenen Geschwindigkeiten offensichtlich recht weit vom wahren Wert entfernt, obwohl das Verhältnis von axialer zu radialer Geschwindigkeit hier wahrscheinlicher erscheint. Fragwürdig ist jedoch besonders die geringe Axialgeschwindigkeit von nur  $0.5 \cdot 10^5$  m/s. Nimmt

man eine mit SPEED 1 und den Zeiten für Entladungen in Deuterium vergleichbare Verweilzeit der Schicht auf dem Isolator von 80 ns an, ergibt sich daraus eine mittlere axiale und radiale Schichtgeschwindigkeit von etwa  $1.1 \cdot 10^5$  m/s. Eine theoretische Abschätzung der Verweilzeit ist aufgrund der fehlenden Information über den mittleren Ionisationszustand der Argonatome in der Schicht nicht möglich.

Nach den Entladungen mit Argonzusatz war zunächst auch in reinem Deuterium, vermutlich aufgrund von Verunreinigungen, keine effektive Pinchbildung mehr möglich. Um die Isolatoren zu reinigen, zu konditionieren und gleichzeitig Deuterium zu sparen, wurden diese „Reinigungsentladungen“ in reinem Wasserstoff durchgeführt. Anhand der sehr wenigen verwendbaren Bildwandlernaufnahmen zu diesen Entladungen wurde ebenfalls versucht, die Schichtgeschwindigkeit in axialer Richtung zu bestimmen. Dabei wurde aus den Aufnahmen zu den Entladungen #677 und #682 ein mittlerer Wert von  $3.0 \cdot 10^5$  m/s und zu den Entladungen #717 und #730 ein Zahlenwert von  $5.2 \cdot 10^5$  m/s ermittelt. Im Mittel scheint daher die Schicht erheblich schneller als bei Deuterium zu sein. Die Erhöhung der Schichtgeschwindigkeit bei den beiden späteren Entladungen ist vermutlich auf eine Senkung des Fülldrucks zurückzuführen. Diese kam vermutlich durch einen Defekt des Vakuummeters zustande, der sich im Verlauf dieser Entladungsserie durch eine zu hohe Druckanzeige bereits ankündigte und nach Entladung #802 zum völligen Versagen des Meßgeräts führte. Ein Fülldruckunterschied zwischen den beiden Entladungspaaren ist auch an den Spannungssignalen deutlich erkennbar: bei den Niederdruckentladungen (#717 und #730) tritt zu Beginn der Entladung eine hohe Spannungsspitze auf, die bei Entladungen mit höherem Fülldruck fehlt (vgl. Abb. 11). Zusätzliche Entladungen, mit denen dieser Sachverhalt hätte überprüft werden können, konnten jedoch bisher nicht durchgeführt werden, da die Steuerung der Turbomolekularpumpe ebenfalls defekt war.

Nach der Laufphase trifft die Front der Plasmaschicht auf der Symmetrieachse durch die Mittelelektrode ein (vgl. Abb. 19). Dabei und während der Laufphase ist eine zeitliche Differenz der beiden Schichten (oben/unten) von etwa 50 ns zu beobachten, die durch Unterschiede in der Schichtbildungszeit und/oder der Verweilzeit der Schicht auf dem Isolator zustande kommt. Während der Zeit von etwa 285 ns bis ca. 380 ns nach dem Stromanstieg kommt es zur maximalen Kompression der Schicht, die innerhalb der Bohrung oder nahe der Stirnfläche der Mittelelektrode beginnt und

sich in axialer Richtung nach außen fortsetzt. Dabei ist zu beobachten, daß dieses Wachstum auf der verzögerten (unteren) Seite gegenüber der oberen früher endet, die Pinchbildung also auf einer Seite ausgeprägter als auf der anderen ist.

Während der Pinchphase wird die Plasmasäule durch die stark anwachsenden  $\underline{j} \times \underline{B}$ -Kräfte komprimiert. Befindet sich der kinetische Druck des Plasmas mit den magnetischen Kräften im Gleichgewicht, ist ein stabiler Zustand erreicht. Es gilt dann:

$$\nabla p + \underline{j} \times \underline{B} = 0 \quad (14)$$

Geht man zu Zylinderkoordinaten über und legt die  $z$ -Achse in Stromrichtung, kann man zu einer eindimensionalen Gleichung übergehen:

$$\frac{dp(r)}{dr} = -j_z(r)B_\vartheta(r) \quad (15)$$

Das Magnetfeld bei  $r$  wird durch den Stromanteil  $I(r) = 2\pi \int_0^r r' j_z(r') dr'$  erzeugt, der weiter innen fließt. Es gilt:

$$B_\vartheta(r) = \frac{\mu_0}{2\pi r} I(r) \quad (16)$$

Nach Einsetzen dieser Beziehung in Gleichung (15) und Umformen erhält man:

$$\frac{dI^2(r)}{dr} = -\frac{8\pi^2}{\mu_0} \left[ \frac{dr^2 p(r)}{dr} - 2rp(r) \right] \quad (17)$$

Setzt man voraus, daß  $p(r)$  für  $r \rightarrow \infty$  genügend schnell abfällt, erhält man, unter Verwendung von  $r^2 p(r) = 0$  für  $r = 0$ , durch Integration über alle  $r$ :

$$I_0^2 = \frac{8\pi}{\mu_0} \int_0^\infty 2\pi r p(r) dr \quad (18)$$

Dabei ist  $I_0$  der gesamte, durch das Plasma fließende Strom. Für ein ideales Plasma mit einheitlicher Temperatur  $T$  gilt dann:

$$p(r) = (n_e(r) + n_i(r))kT = (Z_{eff} + 1)n_i kT \quad (19)$$

Damit erhält man die Bennett-Gleichung:

$$I_0^2 = \frac{8\pi}{\mu_0} (Z_{eff} + 1)kT \int_0^\infty 2\pi r n_i(r) dr = \frac{8\pi}{\mu_0} (Z_{eff} + 1)kT N_i \quad (20)$$

Das Integral stellt die Anzahl der pro Längeneinheit im Plasma vorhandenen Ionen der Ladung  $Z_{eff}$  dar, die sog. Liniendichte  $N_i$ . Die Bennett-Gleichung gibt an, in welchem Verhältnis Gesamtstrom, Liniendichte und Temperatur zueinander stehen müssen, damit ein Gleichgewicht besteht. Die radiale Dichteverteilung ist dabei unerheblich, solange sie die o. g. Bedingungen erfüllt. Sie sagt nichts darüber aus, wie sich die drei Größen bei einer Variation zueinander einstellen, sondern nur, ob ein Gleichgewicht besteht. [Ber92]

Während der Kompressionsphase heizt sich das Plasma immer weiter auf. Zusätzlich steigt die Induktivität aufgrund des sinkenden Säulenradius an und die Stromstärke durch das Plasma sinkt ab, was sich in einem steilen Abfall im  $\dot{I}$ -Signal bemerkbar macht. Bleibt während dieser Phase der vom Plasma umschlossene magnetische Fluß und der Plasmawiderstand konstant, bleibt auch das Spannungssignal unverändert, denn es gilt:

$$U(t) = \dot{\Phi} + RI = \frac{d}{dt}(LI) + RI \quad (21)$$

Ein Ansteigen des Plasmawiderstandes führt zum Spannungsanstieg, da der Plasmastrom durch die induktive Wirkung des magnetischen Flusses annähernd konstant gehalten wird. Dringt das magnetische Feld wegen der endlichen Leitfähigkeit der Schicht ins Plasma ein, verändert sich auch der vom Strom umschlossene magnetische Fluß, was ebenfalls zur Spannungserhöhung führt (vgl. Abb. 15). [Kie82]

Dadurch herrschen in der Pinchregion zeitweise starke elektrische Felder, die die Ionen und Elektronen des Plasmas beschleunigen. Bei Stößen zwischen Deuteronen mit hoher Relativgeschwindigkeit kann es zu Kernfusionsreaktionen kommen, die sich außerhalb der Entladungskammer anhand der entstehenden Neutronen nachweisen lassen. Aufgrund der Schwerpunktsbewegung des Stoßsystems besitzen die emittierten Neutronen, bei Beobachtung in radialer Richtung, ein Energiespektrum mit Energien im Bereich von etwa 2 – 3 MeV (Reaktionsenergie: 2.45 MeV). [Kie82, Sch87]

Zusätzlich entstehen auch Runaway-Elektronen, deren kinetische Energie bei der Abbremsung in harte Röntgenstrahlung umgewandelt wird. Neutronen und Röntgenstrahlung zeigen sich bei effizienten Entladungen im Signal des Photomultipliers, der sich in einem Abstand  $s = 3$  m von der Mittelelektrode befand. Da sich die Neutronen mit geringerer Geschwindigkeit als das Licht bewegen (Flugzeit bei  $E = 2.45$  MeV: 46 ns/m), sind Röntgen- und Neutronenpuls zeitlich gegeneinander verschoben. Nimmt man an, daß die hochenergetischen Neutronen auch schon zu Beginn

der Neutronenemission entstehen, läßt sich aus dem Einsatzzeitpunkt des Neutronensignals und der bekannten Flugzeit von insgesamt 125 ns der Emissionsbeginn ermitteln. Aus den Entladungen mit deutlichem Neutronensignal ergab sich, daß der Emissionsbeginn der Neutronen in einem Zeitraum von ca. 25 ns im Anschluß an die steigende Flanke des Röntgenpeaks liegt. Dabei war jedoch der Anstiegszeitpunkt des Neutronensignals nicht genau abzulesen, da meistens keine steile Flanke, sondern nur ein allmählich ansteigendes Signal zu beobachten war, oder der Anstieg des Neutronenpulses noch auf der fallenden Flanke des Röntgenpeaks lag. Bei Entladung #210 (Abb. 15) ist z. B. der Abstand zwischen den steigenden Flanken besonders groß, bei Entladung #217 (Abb. 16) dagegen besonders klein.

Auch die Position des Röntgenpeaks, der normalerweise an einen Spannungspeak gekoppelt ist, verschiebt sich bei diesen beiden Entladungen. Das sehr späte Röntgensignal bei Entladung #217 könnte verschiedene Ursachen haben. Zum einen wäre es denkbar, daß es während einer späten Phase des Pinchzerfalls zu Instabilitäten gekommen ist, wodurch es lokal zu hohen Feldstärken und damit Runaway-Elektronen auftraten. Es ist aber auch denkbar, daß kurze, nicht zu große Spannungspeaks von den Teilern gar nicht registriert werden, da diese weit entfernt angeschlossen sind. Eine andere Möglichkeit ist die, daß es durch den Pinchspannungspeak zur erneuten Zündung über die Isolatoren gekommen ist, wodurch ein zusätzlicher Stromweg entstanden ist, der die Spannungsteiler praktisch kurzgeschlossen hat. Ein Triggerfehler des Oszilloskops bei dem Kanal des Multipliers scheint ebenfalls möglich, wenn auch sehr unwahrscheinlich zu sein.

Nach der Kompressions- und Wachstumsphase expandiert die Pinchsäule in radialer Richtung, was sich durch abnehmende Lichtintensität aufgrund der verringerten Dichte bemerkbar macht. Dabei beginnt die Expansion an der Stelle, an der die Kompression zuerst eingesetzt hat. Die „Lebensdauer“ des Pinches beträgt nach diesen Aufnahmen etwa 100 ns. Der Zerfall setzt sich dann in axialer Richtung nach außen fort, wobei verschiedene Ursachen für die Expansion in Frage kommen. Die Stromstärke durch die Plasmasäule sinkt aufgrund der elektrischen Schwingung von SPEED 3 allmählich ab, so daß der magnetische Druck abfällt und den Plasmadruck unterschreitet, wodurch die Säule expandiert. Eine andere Zerfallsursache sind makroskopische Instabilitäten, Einschnürungen ( $m = 0$ , „Würstcheninstabilität“) und Verbiegungen ( $m = 1$ , „Knickinstabilität“). Welche der Ursachen bei diesen Entladungen die Pinchlebens-

---

dauer hauptsächlich begrenzt und ob überhaupt während dieser Zeit Instabilitäten auftreten, läßt sich anhand der Bildwandleraufnahmen nicht entscheiden. Dafür wäre eine höhere Auflösung und die Beobachtung im XUV-Bereich statt im Sichtbaren notwendig.

## 4 Fazit und Ausblick

Nach dem Aufbau von SPEED 3 und der zugehörigen Diagnostik zeigte sich, daß mit SPEED 3 Entladungen mit effizienter Pinchbildung bei gleichzeitiger hoher Neutronenausbeute möglich sind. Eine Optimierung der Neutronenausbeute wurde bisher nicht vorgenommen, war jedoch auch nicht Gegenstand der vorliegenden Arbeit. Trotz des kompakten Aufbaus und der damit verbundenen kurzen Entkopplungslängen, ist ein rechtzeitiges Schalten der Funkenstrecken bei korrekter Druckeinstellung unproblematisch. Auch erwies sich die Apparatur als sehr robust gegenüber asymmetrischen Stromverteilungen durch Schaltverzögerungen einzelner Funkenstrecken.

Die Schichtbildung wird beim Betrieb mit schweren Gasen vermutlich durch die vermehrte Freisetzung von Verunreinigungen von den Isolatoroberflächen so stark behindert, daß effiziente Pinche völlig ausbleiben. Dies läßt sich wahrscheinlich durch die Verwendung von beschichteten Isolatorscheiben (z. B. mit  $Al_2O_3$  [Dol88]), durch die auch die Konditionierungsphase verkürzt würde, verbessern. Durch einen gepulsten Gaseinlaß in der Nähe der Mittelelektrode könnte das schwere Gas erst nach der Schichtbildung in Deuterium oder Wasserstoff zugegeben werden, so daß die störende Wechselwirkung mit dem Isolator entfallen würde.

Weiterhin zeigte sich, daß die zur Verbesserung der Schichtbildung vorgesehene Potentialsteuerung nicht die erhoffte Wirkung hatte. Das beim Betrieb aufgefallene unterschiedliche Zeitverhalten der beiden Pinche, das ebenfalls durch die Potentialsteuerung verringert werden sollte, kann evtl. durch eine Formänderung der Mittelelektrode beseitigt werden, indem eine verlängerte Schichtbildungszeit durch eine verkürzte Laufphase wieder ausgeglichen wird.

In naher Zukunft wird SPEED 3 umgebaut, wobei die Potentialsteuerung entfernt und durch eine geerdete Kupferplatte ersetzt wird (vgl. Abb. 21). Dadurch entstehen eine ganze Reihe von neuen Diagnostik- und Betriebsmöglichkeiten: Durch Bohrungen in der Platte können Sonden bis an das Plasma geführt werden, ohne daß Probleme mit elektrischen Störungen zu befürchten sind, da das Innere der Platte feldfrei ist. Auch die Spannungsmessung kann näher am Plasma erfolgen, so daß auch kleine Spannungspeaks meßbar werden und nicht mehr so stark wie bisher durch die Wirkung der Kondensatorbatterie gedämpft werden. Kleine Stromsonden können bis in die Bohrung der Mittelelektrode gelegt werden, damit das Schichtverhalten während der

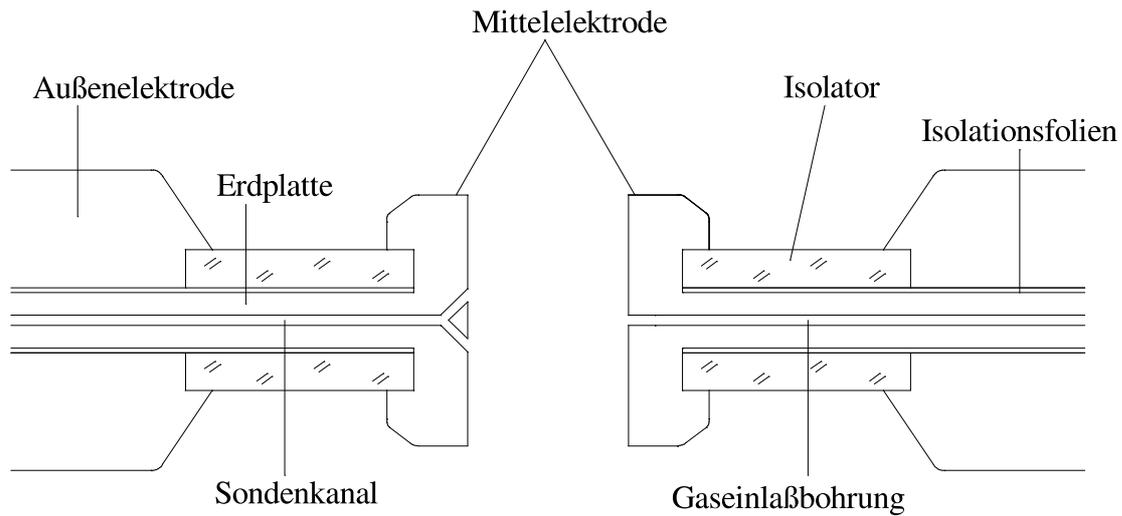


Abbildung 21: Prinzipskizze zur Erdplatte

Pinchphase untersucht werden kann. Ebenso wird an Öffnungen für einen gepulsten Gaseinlaß gedacht, der den Betrieb mit schweren Gasen ermöglichen soll.

Nach dem Einbau der Erdplatte wird die Mittelelektrode durch diese und nicht mehr von den Isolatoren gehalten, so daß ein Verkappen der Elektrode während der Entladung verhindert wird und dadurch die Isolatoren nicht mehr bruchgefährdet sind.

## 5 Anhang

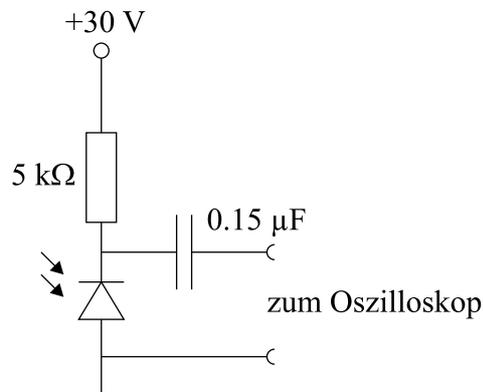


Abbildung 22: Beschaltung der schnellen Photodiode

Auszug aus dem Datenblatt zur Photodiode BPX 65:

	Parameter	Test conditions	Value			units
			min	typ	max	
$A$	Radiant sensitive Area			1		mm <sup>2</sup>
$\lambda_{smax}$	Wavelength of max. sensitivity			850		nm
$\eta$	Quantum yield	$\lambda = 850 \text{ nm}$		0.8		$\frac{\text{electrons}}{\text{photon}}$
$R_e$	Responsivity	$\lambda = 850 \text{ nm}$		0.55		A/W
$t_r$	Response time (10, 90% Levels)	$R_L = 50 \text{ } \Omega$ ; $V_R = 20 \text{ V}$ ; $\lambda = 900 \text{ nm}$		0.5	1	ns
$C_0$	Capacitance $V_R = 0 \text{ V}$			15		pF
$C_1$	$V_R = 1 \text{ V}$			12		pF
$C_{20}$	$V_R = 20 \text{ V}$			3.5		pF
$f_g$	Cut-off-frequency			500		MHz
$I_p$	Dark current	$V_R = 20 \text{ V}$ , Dark ( $E = 0$ )		1	5	nA
$S$	Spectral sensitivity	$V_R = 20 \text{ V}$ <sup>19</sup>	7	10		nA/Lx
$NEP$	Noise equivalent power	$V_R = 20 \text{ V}$		$3.3 \cdot 10^{-12}$		W/V Hz

<sup>19</sup>The illuminance indicated refers to unfiltered radiation of a tungsten filament lamp at a color temperature of 2856 K (standard light A in accordance with DIN 5033 and IEC publ. 306-1

## Literatur

- [Ber87] BERGMANN und SCHAEFER: *Lehrbuch der Experimentalphysik, Elektrizität und Magnetismus*, Band 2, Kapitel 7.1, S. 427–429. de Gruyter, Berlin, 1987.
- [Ber92] BERGMANN und SCHAEFER: *Lehrbuch der Experimentalphysik, Vielteilchensysteme*, Band 5, Kapitel 2.12.2.3, S. 192–193. de Gruyter, Berlin, 1992.
- [Ber94] U. BERNTIEN: *Iris*. PC-Programm zur Aufzeichnung und Verarbeitung der elektrischen Signale von SPEED-3-Entladungen, 1994.
- [Ble93] P. BLEY und W. MENZ: *Aufbruch in die Mikrowelt*. Phys. Bl. 49 (3), 1993.
- [Dec83] G. DECKER, W. KIES and G. PROSS: *The first and the final fifty nanoseconds of a fast focus discharge*. Phys. Fluids 26 (2), pp. 571–578, 1983.
- [Dec95] G. DECKER, W. KIES, R. NADOLNY, P. RÖWEKAMP, F. SCHMITZ, G. ZIETHEN, K. N. KOSHELEV, YU. V. SIDELNIKOV and YU. V. SOPKIN: *Microinch actuation in the SPEED 2 plasma focus*. Submitted for publication in Plasma Sources, Science & Technology, 1995.
- [Dol88] T. DOLL: *Untersuchung von „SPEED 2“-Pinchplasmen mit Hilfe der Schlierentechnik bei Initiierung an  $Al_2O_3$ -Isolatoren und gepulsten Gasstrahlen*. Diplomarbeit, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 1988.
- [Fil62] N. V. FILLIPOV, T. I. FILLIPOVA and V. P. VINOGRADOV: *Dense, high temperature plasma in a noncylindrical z-pinch compression*. Nucl. Fusion Suppl. 2, pp. 577–587, 1962.
- [Jah68] R. G. JAHN: *Physics of Electric Propulsion*. McGraw-Hill, New York, 1968.
- [Kie82] W. KIES: *Schneller stromsteifer 200 kV-Plasmafokus SPEED 1 anders als andere Plasmafoki?* Inaugural-Dissertation, Universität Düsseldorf, 1982.
- [Kie86] W. KIES: *Power limits for dynamical pinch discharges?* Plasma Physics 28 (11), pp. 1645–1657, 1986.
- [Kie95] W. KIES: *Persönliche Mitteilungen*, 1994/95.

- 
- [Luc95] B. LUCAS: *Untersuchung der Emission weicher Röntgenstrahlung am Plasmafokus*. Diplomarbeit, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 1995.
- [Mat64] J. W. MATHER: *Investigation of the high energy acceleration mode in the coaxial gun*. Phys. Fluids Suppl. **7**, pp. 528–534, 1964.
- [Röw90] P. RÖWEKAMP: *Untersuchung der Röntgenemission von Pinchplasmen an SPEED 2*. Diplomarbeit, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 1990.
- [Sch83] G. SCHMAHL and D. RUDOLPH: *X-ray microscopy*, September 1983. Proceedings of the International Symposium Göttingen, Frg.
- [Sch87] R. SCHMIDT: *Untersuchung über den Ablauf der Fusionsprozesse im Plasmafokus unter Verwendung von zeitaufgelöster Neutronenspektroskopie*. Dissertation, Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart, 1987.
- [Sch93] F. SCHMITZ: *Untersuchung der UV- und Röntgenemission von Pinchplasmen*. Diplomarbeit, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 1993.
- [Sop92] YU. V. SOPKIN: *Kurzanleitung zur Four-Frame MCP-Kamera*. Moskau, 1992.

# Danksagung

Zum Abschluß der Diplomarbeit möchte ich mich bei allen bedanken, die mit zum Gelingen der vorliegenden Arbeit beigetragen haben.

Für die interessante Aufgabenstellung, die Möglichkeit ihrer Durchführung am Institut für Experimentalphysik und die intensive Betreuung bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. W. Kies. Für sein Interesse an dieser Arbeit danke ich Herrn Prof. Dr. G. Decker.

Bei Herrn G. Ziethen möchte ich mich für seine technische Unterstützung beim Aufbau von SPEED 3 bedanken.

Besonderer Dank gilt auch Ulrich Berntien für seinen tatkräftigen Einsatz beim Abbau von SPEED 1 und beim Aufbau und Betrieb von SPEED 3.

Den Mitgliedern der Fokusgruppe, namentlich Peter Röwekamp, Bernd Lucas und Felix Schmitz danke ich für die freundliche Aufnahme, die ständige Hilfsbereitschaft und die gute Zusammenarbeit auch außerhalb der Experimentierzeit.

Herrn G. Bölke, den Mitarbeitern der Feinmechanikwerkstatt und der Zentralwerkstatt danke ich für die Anfertigung der Einzelteile, die Hilfe bei Reparaturen und die Hilfestellung bei vielen kleinen Problemen.

## **Erklärung**

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbständig verfaßt, Zitate kenntlich gemacht und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet zu haben.

Düsseldorf, im April 1995