

Gutachter:

1. Prof. Dr. rer. nat. Roland Sauerbrey

Institut für Optik und Quantenelektronik
Friedrich-Schiller-Universität Jena

2. Prof. Dr. rer. nat. Hansheinrich Langhoff

Physikalisches Institut
Bayerische Julius-Maximilians-Universität Würzburg

3. Prof. Dr. rer. nat. Andreas Tünnermann

Institut für Angewandte Physik
Friedrich-Schiller-Universität Jena

Tag der letzten Rigorosumsprüfung: 1. Oktober 2002

Tag der öffentlichen Verteidigung: 22. Oktober 2002

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	iv
1 Theorie	1
1.1 Lichtleitung	1
1.1.1 Licht in einer Gradientenindex-Faser	1
1.1.2 Hochleistungs-Laser in einem Plasmakanal	5
1.2 Der dynamische z-Pinch	9
1.2.1 Ablauf der Entladung	9
1.2.2 Dynamische Modelle	12
1.2.3 Plasma-Parameter	17
1.3 Der z-Pinch als Plasma-Lichtleiter	23
1.3.1 Ansichten von Pinchkanälen	23
1.3.2 MHD-Simulationen	24
2 Experimenteller Aufbau	31
2.1 Die z-Pinch-Apparatur	31
2.1.1 Aufbau und elektrische Schaltung	31
2.1.2 Zündung und Messung des Entladestromes	37
2.2 Messung der Lichtleitung	43
2.2.1 Aufbau in Würzburg für den Farbstoff-Laser	44
2.2.2 Aufbau in Jena für den Hochintensitäts-Laser	47
3 Messergebnisse	51
3.1 Charakterisierung des Plasmakanals	51
3.1.1 Strom, Plasmakanal und Plasmaleuchten	51
3.1.2 Lebensdauer	53
3.1.3 Elektronentemperatur	58
3.1.4 Kanal-Parameter	62
3.2 Führen des Hochintensitäts-Lasers	67
3.2.1 Frontansichten der Plasmakanäle	67
3.2.2 Geführte Intensität	71

4 Zusammenfassung und Ausblick

78

A Funkentriggerung der Funkenstrecke

83

Einleitung

Die Entwicklung von Hochintensitäts-Lasern eröffnet eine Vielzahl neuer Anwendungen von hohen Licht-Intensitäten, beispielsweise die Beschleunigung von Elektronen, die Erzeugung Höherer Harmonischer oder das Pumpen von Röntgenlasern. Durch geeignete Fokussierung werden derzeit Intensitäten bis zu $10^{20} \text{ W cm}^{-2}$ erreicht. Für die Anwendungen ist aber auch eine möglichst große Wechselwirkungslänge der hohen Intensität notwendig. Diese ist aber durch die Fokussierung beschränkt. Die Führung des Fokus in einem Lichtleiter steigert jedoch die Wechselwirkungslänge. Die vorliegende Arbeit befasst sich deshalb mit der Führung von Hochintensitäts-Laserpulsen in einem Plasma-Lichtleiter.

Licht kann fokussiert werden, beispielsweise durch eine Linse. Aufgrund der Brechung entsteht dabei ein Lichtfleck im Fokuspunkt. Mit der Annahme einer gaußförmigen Verteilung der Intensität I im Lichtstrahl, wird der Radius r definiert als der radiale Abstand zwischen der maximalen Intensität auf der Propagationsachse und dem Ort an dem die Intensität auf $1/e^2$ des Wertes abgefallen ist. Für verschiedenen Fokussierungen gilt: $I \sim r^{-2}$. Im Fokus gilt analog: $I_0 \sim r_0^{-2}$. Ein Maß für die Länge des Fokus in Richtung der Propagation des Lichtstrahls ist die Rayleigh-Länge L_R . Sie ist definiert als die Länge hinter dem Fokus innerhalb der sich der Strahlradius um den Faktor $\sqrt{2}$ vergrößert, sich die Intensität also halbiert. Die Größe der Rayleigh-Länge ist direkt proportional zum Radius des Lichtfleckes im Fokus: $R_L \sim r_0^{-2}$. Bei der Beschränkung der Wechselwirkungslänge der Fokusintensität auf die Rayleigh-Länge ist das Intensitäts-Längen-Produkt $I_0 \cdot L_R$ unabhängig von der Fokussierung und für eine gegebene Lichtquelle prinzipiell nicht steigerbar.

Durch die Führung des Fokus in einem Lichtleiter kann das Intensitäts-Längen-Produkt jedoch vergrößert werden. Um einen Strahl mit gaußförmigem Intensitätsprofil zu führen, wird in ein Medium mit parabolischem Profil des Brechungsindex [1] fokussiert. Darin nimmt der Brechungsindex quadratisch mit dem radialen Abstand von der Propagationsachse ab. Für das Führen moderater Intensitäten werden beispielsweise Glasfasern verwendet. Für hohe Intensitäten wird in einen Plasma-Kanal fokussiert. Für ein parabolisches Profil des Brechungsindex

muss der Plasma-Kanal ein parabolisches Profil der Elektronendichte aufweisen.

Die oben genannten Anwendungen dieser Plasmakanäle für die Lichtleitung von ultrakurzen Hochintensitäts-Laserpulsen benötigen Intensitäten im Fokus zwischen $I_0 = 10^{16} - 10^{21} \text{ Wcm}^{-2}$.

Bei der Laser-Heckwellen-Beschleunigung von Elektronen erzeugt ein in einem Plasmakanal propagierender Hochintensitäts-Laserpuls in seinem Heck eine Dichtewelle im Plasma, deren Phasengeschwindigkeit gleich der Lichtgeschwindigkeit im Plasma ist. Das elektrische Feld der Dichtewelle kann zur Beschleunigung von Elektronen in Richtung des Kanals verwendet werden. Es übersteigt die elektrischen Felder in konventionellen Beschleunigern um bis zu 3 Größenordnungen. Nach den grundlegenden Arbeiten von Tajima et al.[2] erklären Umstadter et al.[3] Möglichkeiten der effizienten Erzeugung einer Plasma-Heckwelle (Wakefield). Esarey et al.[4] geben einen Überblick über verschiedene Typen des Laser-Wakefield-Beschleunigers und Ogata et al.[5] entwerfen ein Konzept für einen Linearbeschleuniger mit vielen Laser-Wakefield-Beschleunigerstufen.

Durch Multiphotonenabsorption und Tunnelionisation kann ein ultrakurzer Hochintensitäts-Laserpuls Elektronen aus dem Atom-Potential entfernen und im eigenen ponderomotiven Potential auf das Rumpfatom zurück beschleunigen. Bis zur maximalen Energie (Cut-off), die etwa dem dreifachen Ponderomotiven Potential plus dem Ionisationspotential des Atomrumpfes entspricht, werden dabei Höhere Harmonische der Laserwellenlänge abgestrahlt[6],[7]. Milchberg et al.[8] berechnen, dass Höhere Harmonische in einem Plasmakanal phasenangepasst erzeugt werden können.

Hochintensive Kurzpulslaser können auch als Pumplaser für Röntgenlaser dienen. Eder et al.[9] stellen tabletop Röntgen-Laser-Schemata vor. Lemoff et al. [10] zeigen XUV-Verstärkung mit einer Repetitionsrate von 10 Hz und Korobkin et al.[11] erzeugen die Verstärkung in einer Hohlkapillare.

Die Erzeugung der Plasmakanäle nach verschiedenen Methoden und deren Verwendung zum Führen von Hochleistungs-Laserpulsen ist in Tabelle 1 dargestellt. Im Folgenden sind diese Methoden kurz beschrieben. Vergleichskriterien sind die Länge, die Stabilität und die Verwendbarkeit der Plasmakanäle.

Bei durch Selbstfokussierung erzeugten Plasmakanälen verdrängt der Hochintensitäts-Laserpuls wegen seines großen Ponderomotiven Potentials $U_p(r) \sim I(r)$ Elektronen von der Strahlachse und die auf der z-Achse verbleibenden Elektronen

erfahren eine relativistische Massenzunahme. Im Plasma bildet sich ein radiales Profil der Elektronendichte $n(r)$ mit Strahlführungs-Eigenschaften. Dreidimensionale Simulationen haben Pukov et al.[12] durchgeführt. Nach ersten Messungen von Rhodes et al. [13] benutzen Modena et al.[14] zur Erzeugung des Kanals einen langen das Plasma aufheizenden Laserpuls. Mit Kurzpuls-Lasern erzeugen Monot et al.[15] in Wasserstoff und Clayton et al.[16] in Helium vollionisierte Plasmakanäle, über etwa 10 Rayleighlängen. Plasmakanäle bis zu einer Länge von 2 cm werden von Nakajima et al.[17] beobachtet. Alle durch Selbstfokussierung entstandenen Kanäle verbrauchen die Energie des zu führenden Laserpulses zur Kanalerzeugung. Außerdem sind die Kanäle instabil und filamentieren in kleine Einzelkanäle [18].

Um stabilere und längere Lichtleitung zu erreichen muss der Laserpuls durch einen extern erzeugten Plasmakanal geführt werden. Bei der Fokussierung in Hohlkapillaren erzeugt der Hochintensitäts-Laserpuls durch Wandablation einen Plasmakanal. Chiou et al.[19] errechnen die erzeugbaren elektrischen Felder. Jackel et al.[20] führen den Laserpuls durch Vielfachreflexionen, Dorchie et al.[21] erreichen in einer engen Kapillare Lichtleitung. Die Hochintensitäts-Laserpulse können über sehr große Längen geführt werden, die Intensität und die Form der Pulse wird dabei aber verändert. Durch die unkontrollierbare Ablation von Wandmaterial ist der Kanal teilionisiert und kann nicht genauer beschrieben werden.

Die Plasma-Explosion ist eine Methode, Plasmakanäle zu erzeugen ohne die Intensität des zu führenden Laserpulses zu verwenden. Vor dem Hochleistungs-Laserpuls heizt ein mehrere 100 ps langer Laserpuls mit Intensität $< 10^{14} \text{ W cm}^{-2}$ im Linienfokus die freien Elektronen durch inverse Bremsstrahlungsabsorption auf [22]. Zur Erzeugung der freien Elektronen verwenden Nikitin et al.[23] Argon, das bei diesen Intensitäten teilionisiert ist und erzeugen den Linienfokus mit einem axial durchbohrten Axicon. Gaul et al.[24] verwenden eine Vorionisierung und können damit Plasmakanäle auch in voll-ionisiertem Helium erzeugen. Volfbeyn et al.[25] erzeugen die Startelektronen durch Multiphotonenabsorption durch Fokussierung eines KurzpulsLasers auf den Linienfokus des heizenden Laserpulses. Mit der Methode der Plasma-Explosion können Kanäle mittlerer Länge erzeugt werden, die Hochintensitäts-Laserpulse leiten. Mit Ausnahme der Verwendung von Helium ist der Kanal nur teilionisiert, das Elektronendichte-Profil kann durch den Laserpuls zerstört werden. Alle Kanäle sind anfällig gegenüber anwachsenden Wandinstabilitäten.

Fan et al.[26] erzeugen einen Plasmakanal, indem sie einen heizenden Laserpuls

der ein Intensitätsprofil in der Form der 5. Besselfunktion hat, mit einer Phasenschraube und einem Axicon in Argon fokussieren. Ditmire et al.[27] verwenden Argon-Cluster, dissoziieren diese mit einem Laser-Vorpuls geringerer Intensität und nutzen zur Formung des Elektronendichte-Profiles die höhere Absorption des Laser-Hauptpulses durch die Cluster am Kanalrand. Die Kanäle sind extrem kurz, nicht voll ionisiert.

Bei der Methode der statischen z-Pinch-Entladung werden Hochspannungsentladungen von Kondensatoren durch dielektrische Kapillaren erzeugt. Ehrlich et al.[28] verwenden die Ablation von Polyethylen-Entladungsrohren durch den Entladestrom zur Erzeugung des Elektronendichteprofiles. Obwohl der Plasmakanal nicht vollständig ionisiert ist, zeigt Kaganovich et al.[29] die Verwendbarkeit für Hochintensitäts-Laserpulse. Eine Variation dieser statischen Kapillarentladung ist von Spence et al.[30] realisiert und von Bobrova et al.[31] simuliert. Der Entladestrom fließt durch eine Al_2O_3 -Kapillare, die mit Wasserstoff gespült wird. Die gaskinetischen Drücke von ablatiertem Wandmaterial und Wasserstoff stehen im Gleichgewicht und bilden ein parabolisches Profil der Elektronendichte mit vollständig ionisiertem Wasserstoff. Insgesamt sind die Kanäle relativ lang, weisen aber nur bei der Verwendung von Wasserstoff stabile Dichteprofile auf.

Eine weitere Methode soll in dieser Arbeit untersucht werden: Bei der dynamischen z-Pinch-Entladung wird der Entladestrom so schnell angeschaltet, dass sich auf der Innenseite des Entladerohres ein kollabierender Stromschlauch ausbildet. Die von ihm getriebene Schockwelle im eingefüllten Gas hat kurz vor Erreichen der Rohrachse die gewünschten Lichtleiter-Eigenschaften. Beim Zünden des z-Pinches in Al_2O_3 -Kapillaren, die mit Helium gefüllt sind, ist der Plasmakanal vollständig ionisiert, weist noch keine Plasmainstabilitäten auf, muss aber von dem zu leitenden Laserpuls zeitlich getroffen werden. Hosokai et al. [32], der dieses Verfahren gleichzeitig untersuchte, gelang es einen Hochintensitäts-Laserpuls mit einem zeitlichen Jitter von 1.8 ns über eine Länge von 13 Rayleighlängen zu führen. Die Apparatur, die in dieser Arbeit dargestellt ist, leitet den 100 fs langen Laserpuls der Intensität $1.1 \cdot 10^{17} \text{ Wcm}^{-2}$ mit einem Jitter von 3.4 ns über 92 Rayleighlängen. Im Vergleich zu allen anderen Methoden können, abgesehen von den Hohlkapillaren, die längsten Plasmakanäle erzeugt werden. Im Gegensatz zu den anderen Methoden kann durch die Verwendung von Helium das Elektronendichte-Profil durch den Hochintensitäts-Laserpuls nicht zerstört werden und der Kanal weist kaum Wandinstabilitäten auf. Der Plasmadichte-Unterschied Δn ist relativ klein, kann aber durch eine Erhöhung der Plasmadich-

te n erhöht werden. Die eingefüllte Plasmadichte n selbst kann klein sein und variabel eingestellt werden. Im Gegensatz zu allen anderen Methoden der Kanalerzeugung können auf diese Weise die Anwendungen optimiert werden. Für die Verwendung als Laser-Elektronenbeschleuniger ist die geringe Elektronendichte n ideal.

Das Ziel dieser Arbeit ist, den längsten Plasmakanal zu erzeugen, der für die oben genannten Anwendungen verwendbar ist.

Im Theorieteil dieser Arbeit wird zunächst die Lichtleitung moderater Intensitäten in einer Gradientenindexfaser vorgestellt und wichtige Größen zur Beschreibung eines Lichtleiters eingeführt. Dann werden diese Überlegungen auf Hochintensitäts-Laser und Plasmakanäle übertragen. Anschließend wird die z-Pinch-Kapillarentladung vorgestellt. Nach einer allgemeinen Beschreibung werden dabei Modelle der Pinchdynamik beschrieben und charakteristische Plasma-Größen eingeführt. Schließlich wird die Verwendbarkeit des z-Pinches als Plasma-Lichtleiter qualitativ durch Bilder und quantitativ durch Simulationen gezeigt. Im experimentellen Teil wird zunächst der Aufbau der z-Pinch-Apparatur selbst dargestellt. Dann werden die Versuchsaufbauten zur Charakterisierung des Plasmakanals mit einem Probelaser und die Versuchsaufbauten für die Lichtleitung von Hochintensitäts-Laserpulsen beschrieben.

Im Messwerte-Teil dieser Arbeit sind die Vorhersagen der Simulationen durch Messungen an Plasmakanälen in Helium und Methan überprüft. Dem schließen sich die gemessenen Größen zur Beschreibung des Plasma-Lichtleiters an. Schließlich wird die Lichtleitung von Hochintensitäts-Laserpulsen gezeigt.

<u>Kanalerzeugung:</u>		<u>Abmessungen:</u>		<u>Plasmadichte:</u>		<u>Lichtleitung:</u>			
<i>Methode</i> :	<i>Zitat</i> :	<i>L/mm</i>	<i>r_{ch}/μm</i>	<i>Plasma</i> :	<i>n/cm⁻³</i>	<i>Δn/cm⁻³</i>	<i>I₀/W cm⁻²</i>	<i>τ_L/fs</i>	<i>LLF/L_R</i>
<u>Zu führender Laserpuls:</u>									
<i>Langer Laserpuls</i>	<i>Modena</i> [14]	2.5	100	<i>He</i>	$2 \cdot 10^{19}$	$5 \cdot 10^{19}$	$5 \cdot 10^{15}$	600ps	10
<i>Selbstfokussierung</i>	<i>Monot</i> [15]	3	?	<i>H</i>	$8 \cdot 10^{18}$?	$3 \cdot 10^{18}$	400	10
<i>Selbstfokussierung</i>	<i>Clayton</i> [16]	4	8 – 17	<i>He</i>	$2 \cdot 10^{19}$?	$5 \cdot 10^{18}$	1000	12
<i>Hohlkapillare</i>	<i>Jackel</i> [20]	126	133	<i>Glas</i>	–	–	$2 \cdot 10^{17}$	900	315
<i>Hohlkapillare</i>	<i>Dorchies</i> [21]	100	45 – 70	<i>Glas</i>	–	–	$1 \cdot 10^{16}$	120	100
<u>Weiterer Laserpuls:</u>									
<i>Axicon</i>	<i>Nikitin</i> [23]	15	50	<i>Ar</i>	$7 \cdot 10^{18}$	$9 \cdot 10^{18}$	$5 \cdot 10^{16}$	100	17
<i>Axicon</i>	<i>Gaul</i> [24]	20	50	<i>He</i>	$4 \cdot 10^{18}$	$4 \cdot 10^{18}$	$1 \cdot 10^{17}$	80	26
<i>Ignitor – Heater</i>	<i>Volfbeym</i> [25]	5	8 × 50	<i>N</i>	$5 \cdot 10^{18}$	$1 \cdot 10^{18}$	$5 \cdot 10^{17}$	75	5 – 10
<i>J₅ – Bessel</i>	<i>Fan</i> [26]	8	3	<i>Ar</i>	?	$3 \cdot 10^{19}$	–	–	–
<i>Ar – Cluster</i>	<i>Ditmire</i> [27]	> 0.5	13	<i>Ar</i>	$3 \cdot 10^{19}$	$1 \cdot 10^{19}$	$5 \cdot 10^{15}$	2000	> 1
<u>Kapillarentladung:</u>									
<i>Stat.z – Pinch</i>	<i>Ehrlich</i> [28]	66	100	<i>H + C</i>	$5 \cdot 10^{18}$	$4 \cdot 10^{18}$	$> 10^{16}$	110	75
<i>Stat.z – Pinch</i>	<i>Kaganovich</i> [29]	20	100	<i>H + C</i>	$2 \cdot 10^{19}$	10^{18-19}	$4 \cdot 10^{17}$	400	22
<i>Stat.z – Pinch</i>	<i>Spence</i> [30]	40	150	<i>H</i>	$3 \cdot 10^{18}$	$1 \cdot 10^{18}$	$1 \cdot 10^{16}$	120	12
<i>Dyn.z – Pinch</i>	<i>Hosokai</i> [32]	20	35	<i>He</i>	$2 \cdot 10^{17}$	$5 \cdot 10^{17}$	$1 \cdot 10^{17}$	90	13
Dyn.z – Pinch	diese Arbeit	144	20	He	$1 \cdot 10^{17}$	$3 \cdot 10^{17}$	$1 \cdot 10^{17}$	100	92

Tabelle 1: Übersicht über die gemessenen Plasmakanäle in der Literatur: Kanallänge L , Kanalradius r_{ch} , im Kanal befindliches *Plasma*, Teilchenzahldichte der Elektronen auf der Kanalachse n , Unterschied der Elektronendichte zwischen Kanalradius und Kanalmitte Δn , bei Messungen der Lichtleitung in den Kanal fokussierte Intensität I_0 , Länge des geführten Laserpulses τ_L und Lichtleitfaktor LLF in Einheiten der Rayleigh-Länge L_R .

Kapitel 1

Theorie

1.1 Licht in einem Medium mit parabolischem Profil des Brechungsindex

Die fokussierte Intensität I_0 hängt vom Radius des Fokus r_0 und der Leistung des Lasers P_{Laser} ab:

$$I_0 = \frac{P_{Laser}}{\pi r_0^2} . \quad (1.1)$$

Die Wechselwirkungslänge des Lasers, die Rayleigh-Länge L_R , hängt ebenfalls von r_0 und von der Wellenlänge λ ab:

$$L_R = \frac{\pi r_0^2}{\lambda} . \quad (1.2)$$

Für Fokussierungen deren Wechselwirkungslänge auf die Rayleigh-Länge beschränkt ist, ist das Intensität-Längen-Produkt ohne fundamentale Veränderung des Lasersystems konstant:

$$(I \cdot L) = (I \cdot L_R) = \frac{P_{Laser}}{\lambda} . \quad (1.3)$$

Führt man jedoch den Fokus der Intensität I_0 in einem Lichtleiter, so kann das Intensität-Längen-Produkt gesteigert werden:

$$(I \cdot L) = \frac{P_{Laser}}{\lambda} \cdot LLF . \quad (1.4)$$

LLF ist der Lichtleitfaktor des Lichtleiters in Einheiten der Rayleigh-Länge L_R .

1.1.1 Licht in einer Gradientenindex-Faser

Besitzt ein Medium ein Profil des Brechungsindex $\eta(r)$, das radial zur Symmetrieachse z wie

$$\eta(r) = \eta_0 - \Delta\eta \frac{r^2}{r_{ch}^2} \quad (1.5)$$

geschrieben werden kann, so heißt das Brechungsindex-Profil parabolisch. η_0 ist der Brechungsindex auf der z -Achse dieser Kanalstruktur. $\Delta\eta = \eta_0 - \eta(r_{ch})$ ist die Differenz des Brechungsindex zum Kanalrand $\eta(r_{ch})$. Zur Verdeutlichung siehe Abbildung 1.1.

Licht mit einem gaußförmigen Strahlprofil wird darin geführt. Ein solcher Lichtleiter heißt Gradientenindexfaser. Die Ausbreitung verschiedener Moden in einer solchen Gradientenindexfaser ist in Abbildung 1.2 gezeigt.

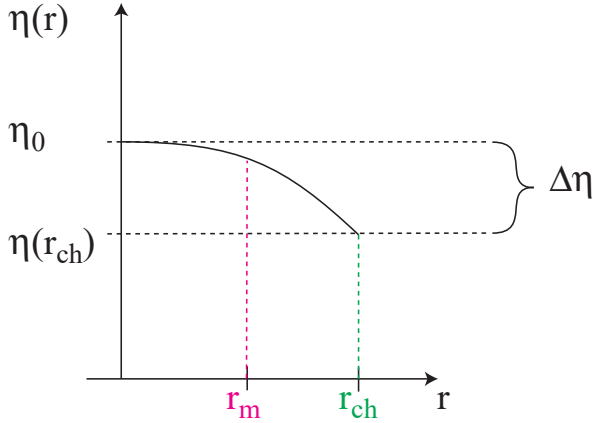


Abbildung 1.1: Parabolisches Profil des Brechungsindex η .

Die Abbildungsmatrix für den Strahlenverlauf innerhalb eines Mediums mit dem Brechungsindex aus Gleichung 1.5 kann nach Yariv [1] geschrieben werden als:

$$\begin{pmatrix} r(z) \\ \varphi_L(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\left(\sqrt{\frac{2\Delta\eta}{\eta_0 r_{ch}^2}} \cdot z\right) & \sqrt{\frac{\eta_0 r_{ch}^2}{2\Delta\eta}} \sin\left(\sqrt{\frac{2\Delta\eta}{\eta_0 r_{ch}^2}} \cdot z\right) \\ -\sqrt{\frac{2\Delta\eta}{\eta_0 r_{ch}^2}} \sin\left(\sqrt{\frac{2\Delta\eta}{\eta_0 r_{ch}^2}} \cdot z\right) & \cos\left(\sqrt{\frac{2\Delta\eta}{\eta_0 r_{ch}^2}} \cdot z\right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_0 \\ \varphi_{L0} \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

$r(z)$ ist der Radius des Strahls, $\varphi_L(z)$ der Winkel zur Propagationsachse innerhalb des Lichtleiters, r_0 bzw. φ_{L0} die zugehörigen Größen am Eingang des Lichtleiters.

Multipliziert man die Matrixgleichung 1.6 aus, so erhält man den Verlauf des Strahlradius $r(z)$ innerhalb der Plasma-Lichtleiters:

$$r(z) = r_0 \cos\left(\sqrt{\frac{2\Delta\eta}{\eta_0 r_{ch}^2}} \cdot z\right) + \varphi_{L0} \sqrt{\frac{\eta_0 r_{ch}^2}{2\Delta\eta}} \sin\left(\sqrt{\frac{2\Delta\eta}{\eta_0 r_{ch}^2}} \cdot z\right). \quad (1.7)$$

Der Verlauf des Radius $r(z)$ ist in der Abbildung 1.3 für verschiedene Einstrahlwinkel des Lasers φ_{L0} gestrichelt dargestellt. Da der Laser direkt auf den Eingang

des Lichtleiters fokussiert ist, muss in obiger Gleichung 1.7 $r_0 \stackrel{!}{=} 0$ sein. Innerhalb des Lichtleiters oszilliert der Strahlradius sinusförmig. Es handelt sich um eine Fernfeld-Beschreibung des Strahlradius mit Hilfe der Strahlenoptik.

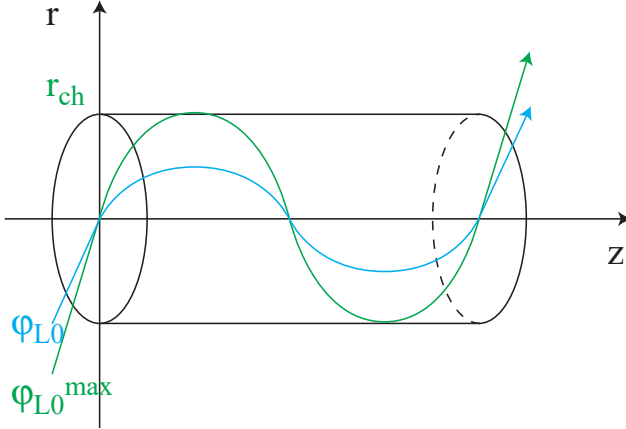


Abbildung 1.2: Ausbreitung verschiedener Moden in einer Faser mit parabolischem Brechungsindex (Gradientenindexfaser).

Da der reale Fokus in den Lichtleiter immer ein Punkt ausgedehnter Größe ist, müssen für Abstände von der Propagationsachse, die in der Größenordnung des Radius liegen, auch Beugungsterme berücksichtigt werden. Das Nahfeld innerhalb des Lichtleiters wird mit gaußscher Optik beschrieben.

Eine solche Herleitung der Entwicklung des Strahlradius $r(z)$ im Lichtleiter ist bei Yariv [1] ausgeführt:

$$r(z) = \sqrt{r_0^2 \cos^2 \left(\sqrt{\frac{2\Delta\eta}{\eta_0 r_{ch}^2}} \cdot z \right) + \varphi_{L0}^2 \frac{\eta_0 r_{ch}^2}{2\Delta\eta} \sin^2 \left(\sqrt{\frac{2\Delta\eta}{\eta_0 r_{ch}^2}} \cdot z \right)}. \quad (1.8)$$

In der Abbildung 1.3 ist der Verlauf des Strahlradius unter Berücksichtigung der Beugungseffekte im Nahfeld für verschiedene Einstrahlwinkel des Lasers φ_{L0} als durchgezogene Linie dargestellt.

Als rote durchgezogene Linie in Abbildung 1.3 ist der Fokusradius r_m aufgetragen, der ohne Oszillationen geführt wird. Er ist definiert als

$$r_m := \left(\frac{r_{ch}^2 \lambda^2 \eta_0}{2\pi^2 \Delta\eta} \right)^{1/4}. \quad (1.9)$$

Dieses Ergebnis kann aus Gleichung 1.8 durch Gleichsetzen der Faktoren vor den trigonometrischen Funktionen gewonnen werden. Der Index von r_m leitet sich von „matched radius“ ab. Bei einer solchen Fokussierung in den Lichtleiter bleibt neben dem Radius des Laserfokus auch dessen Intensität im gesamten Lichtleiter

konstant und die Wellenfronten stehen stets senkrecht auf der Propagationsrichtung z . Wird der Laser in einem größeren bzw. kleinerem Fokusradius in den Eingang fokussiert, so oszillieren die Strahlradien um den Lichtleitradius r_m .

Nur Strahlen, mit Oszillationsamplituden, die kleiner oder gleich dem Kanalradius r_{ch} sind, verbleiben im Lichtleiter. Aus der Gleichung 1.8 mit $r_0 \stackrel{!}{=} 0$ setzt man

$$\varphi_{L0}^{max} \cdot \sqrt{\frac{\eta_0 r_{ch}^2}{2\Delta\eta}} \stackrel{!}{=} r_{ch} \quad (1.10)$$

und kann deshalb auf den maximalen Einstrahlwinkel in den Lichtleiter schließen:

$$\varphi_{L0}^{max} = \sqrt{\frac{2\Delta\eta}{\eta_0}}. \quad (1.11)$$

Die Numerische Apertur des Lichtleiters ist definiert als

$$NA := \eta_0 \sin \varphi_{L0}^{max} = \sqrt{\eta_0^2 - \eta^2(r_{ch})}. \quad (1.12)$$

Für Einstrahlwinkel $\varphi_{L0} \leq \varphi_{L0}^{max} \ll 1$ kann man die Numerische Apertur nähern:

$$NA \approx \eta_0 \varphi_{L0}^{max} = \sqrt{2\eta_0 \Delta\eta}. \quad (1.13)$$

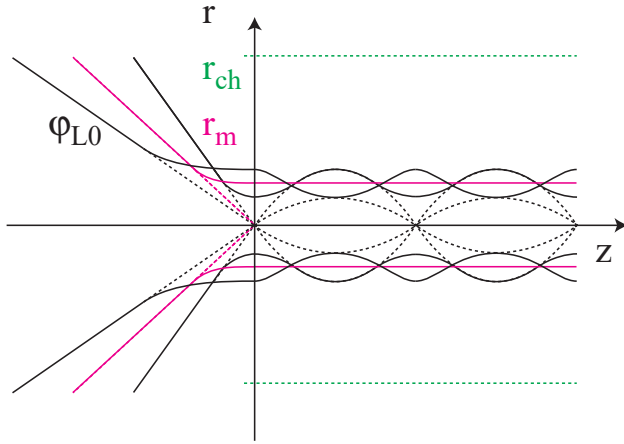


Abbildung 1.3: Oszillationen des Strahlradius (Gaußsches Strahlprofil, $1/e^2$ des Intensitätsmaximums) in einem Medium mit quadratischem Brechungsindex-Profil. Gestrichelt: Verlauf der Lichtstrahlen.

Aus den Argumenten der trigonometrischen Funktionen in der Fernfeldgleichung 1.7 oder auch der Nahfeldgleichung 1.8 für den Strahlradius im Lichtleiter kann die Periode z_p dieser Oszillationen des Radius um den Lichtleitradius r_m berechnet werden:

$$z_p = \pi r_{ch} \sqrt{\frac{\eta_0}{2\Delta\eta}}. \quad (1.14)$$

Diese Oszillationsperiode ist umgekehrt proportional zum maximalen Einstrahlwinkel φ_{L0}^{max} und damit auch zur Numerischen Apertur des Lichtleiters NA .

Aus dem Quotienten

$$\frac{L}{z_p} = \frac{L}{\pi r_{ch}} \sqrt{\frac{2\Delta\eta}{\eta_0}} \quad (1.15)$$

lässt sich die Anzahl der Oszillationen im Lichtleiter berechnen. Sie ist direkt proportional zur Länge des Lichtleiters L und zur Numerischen Apertur NA .

Der oben bereits erwähnte Lichtleitfaktor ist definiert als

$$LLF := \frac{L}{L_R} . \quad (1.16)$$

Mit der Definition der Rayleigh-Länge $L_R := \pi r_0^2 / \lambda$ kann für eine Fokussierung auf den optimalen Radius $r_0 \stackrel{!}{=} r_m$ der Lichtleitfaktor LLF umgeschrieben werden:

$$LLF = \frac{\sqrt{2}L}{r_{ch}} \sqrt{\Delta\eta} . \quad (1.17)$$

Das Produkt aus Energiedichte im Fokus I und Wechselwirkungslänge L (Gleichung 1.4) kann umgeschrieben werden:

$$(I \cdot L) = \frac{P_{Laser}}{\lambda} \left(\frac{\sqrt{2}L}{r_{ch}} \sqrt{\Delta\eta} \right) . \quad (1.18)$$

Das Intensitäts-Längen-Produkt eines Lichtleiters ist also direkt proportional zur Länge L .

1.1.2 Hochleistungs-Laser in einem Plasmakanal

Da bei der Verwendung von Hochleistungs-Laserimpulsen die Zerstörschwelle von Glas von ca. $10^{12} \frac{W}{cm^2}$ deutlich überschritten wird, eignen sich Glasfasern nicht mehr zum Führen von solch hohen Intensitäten. Das in der Abbildung 1.1 dargestellte Brechungsindex-Profil kann aber auch durch die Verwendung eines Plasma-Schlauches realisiert werden, der in den Wänden eine größere Elektronendichte besitzt als auf der Propagationsachse des Lichtes.

Mit einer parabolischen Verteilung der Elektronendichte im Plasma-Lichtleiter erreicht man das parabolische Profil des Brechungsindex von Gleichung 1.5. In einem Plasma hängt der Brechungsindex η von der Plasma-Elektronendichte n ab:

$$\eta(r) = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2(r)}{\omega^2}} = \sqrt{1 - \frac{\lambda^2 r_e n(r)}{\pi}} . \quad (1.19)$$

ω ist dabei die Kreisfrequenz und λ die Wellenlänge des zu führenden Lasers, ω_p ist die Plasmafrequenz und r_e der klassische Elektronenradius. Bei der verwendeten Plasma-Elektronendichte können Elektron-Ion-Stöße vernachlässigt werden, in Gleichung 1.19 steht deshalb kein Absorptionsterm. Die Plasma-Elektronendichte im Experiment beträgt typischerweise $n = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, die zugehörige Plasmafrequenz $\omega_p = 1.8 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$. Da $\lambda_{\text{TiSa}} = 800 \text{ nm}$ eine Laser-Kreisfrequenz $\omega_p = 2.4 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ entspricht, kann man außerdem $\omega_p \ll \omega$ annehmen und den Zusammenhang zwischen Brechungsindex η und Plasmaelektronen-Dichte n nähern:

$$\eta(r) \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2(r)}{\omega^2} = 1 - \frac{1}{2} \frac{\lambda^2 r_e n(r)}{\pi}. \quad (1.20)$$

Das parabolisch mit dem Radius variierende Profil der Plasma-Elektronendichte lässt sich schreiben als

$$n(r) = n_0 + \Delta n \frac{r^2}{r_{ch}^2}. \quad (1.21)$$

Dabei ist n_0 die Elektronendichte auf der z -Achse und Δn die Differenz der Elektronendichte zum Radius r_{ch} des Lichtleiters. Die Verteilung der Elektronen ist in Abbildung 1.4 dargestellt.

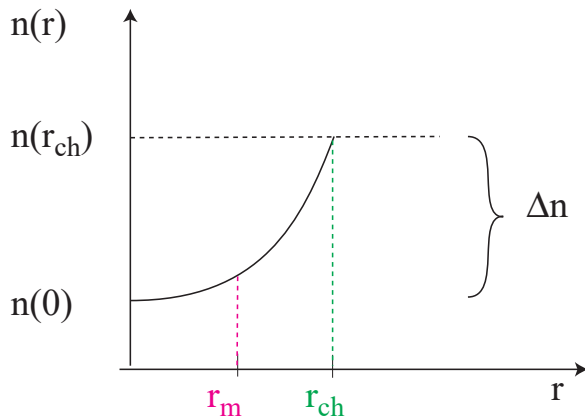


Abbildung 1.4: Dichteprofil der Plasmaelektronen im Plasma-Lichtleiter.

Vergleicht man die Elektronenverteilung $n(r)$ mit dem Profil des Brechungsindex $\eta(r)$ in Gleichung 1.5, so kann man identifizieren:

$$\Delta\eta = \frac{\eta_0 r_e \lambda^2}{2\pi} \Delta n. \quad (1.22)$$

$\Delta\eta$ ist die Differenz des Brechungsindex zwischen Kanalrand und -mitte. Da die Verteilung der Elektronen des Plasma-Schlauches allgemein unabhängig

von der Wellenlänge des zu leitenden Lichtpulses ist, sieht man die Abhängigkeit des Brechungsindex-Profiles von der Wellenlänge: Für längere Wellenlängen leitet ein Plasma-Lichtleiter um einen Faktor proportional λ^2 besser. Im weiteren wird $\eta_0 \approx 1$ gesetzt, was in Gasen und dünnen Plasmen sehr gut stimmt.

Mit Gleichung 1.22 kann die Fernfeld-Gleichung 1.7, die den Verlauf des Strahlradius $r(z)$ mit Hilfe der Strahlenoptik beschreibt, und die Nahfeld-Gleichung 1.8, die Beugungseffekte berücksichtigt, umgeschrieben werden. Der in der Abbildung 1.3 dargestellte Verlauf des Radius $r(z)$ für verschiedene Einstrahlwinkel des Lasers φ_{L0} gilt analog für den Plasmakanal.

Der Lichtleitradius r_m , bei dem ein genau so fokussierter Strahl ohne Veränderung des Radius, der Wellenfronten und damit der Intensität durch das Medium geführt wird, kann geschrieben werden als:

$$r_m = \left(\frac{r_{ch}^2}{\pi r_e \Delta n} \right)^{1/4} \quad (1.23)$$

Aus der Gleichung ist ersichtlich, dass er unabhängig von der Wellenlänge des eingestrahlten Lichtes ist.

Da nur Strahlen, die noch auf Radien kleiner dem Kanalradius r_{ch} , oszillieren im Lichtleiter verbleiben, kann mit den Gleichungen 1.10 und 1.11 auf den maximalen Einstrahlwinkel φ_{L0}^{max} geschlossen werden und analog zu Gleichungen 1.12 und 1.13 die Numerische Apertur berechnet werden:

$$NA = \sin \varphi_{L0}^{max} \approx \varphi_{L0}^{max} = \lambda \cdot \sqrt{\frac{r_e}{\pi} \Delta n} . \quad (1.24)$$

Man sieht, dass die Numerische Apertur proportional zur Wellenlänge des zu führenden Lichtes ist, der Kanal also längere Wellenlängen besser leitet. Außerdem gilt $NA \sim \sqrt{\Delta n}$.

Wie oben kann die Periode z_p der Oszillationen des Radius um den Lichtleitradius r_m und die Anzahl der Oszillationen im Lichtleiter berechnet werden.

$$\frac{L}{z_p} = L \lambda \sqrt{\frac{r_e \Delta n}{\pi^3 r_{ch}^2}} . \quad (1.25)$$

Die Anzahl der Oszillationen ist direkt proportional zur Länge des Lichtleiters L und zur Wellenlänge λ und zur Wurzel der Krümmung des Elektronendichteprofiles

$\frac{\Delta n}{r_{ch}^2}$.

Für eine Fokussierung in einen Kreis vom Radius r_0 ist der Lichtleitfaktor

$$LLF := \frac{L}{L_R} = \frac{L \lambda}{\pi r_0^2} . \quad (1.26)$$

Wird die Fokussierung so gewählt, dass man die Größe des Fokus genau dem Lichtleitradius r_m anpasst, so kann man für den Lichtleitfaktor schreiben:

$$LLF = \frac{L\lambda}{\pi r_m^2} = L\lambda \sqrt{\frac{r_e \Delta n}{\pi r_{ch}^2}} \quad (1.27)$$

Hierbei zeigt sich eine Proportionalität zu Länge des Lichtleiters L , zur geleiteten Wellenlänge λ und zur Wurzel der „Krümmung“ des Elektronen-Dichteprofiles des Lichtleiters $\frac{\Delta n}{r_{ch}^2}$.

Beispielsweise hätte ein Kanal aus Methan mit einem Elektronendichte- Unterschied zwischen Kanalrand und Mitte von $\Delta n = 3.8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und einem Kanalradius von $r_{ch} = 95 \mu\text{m}$ für Laserlicht der Wellenlänge $\lambda = 800 \text{ nm}$ einen maximalen Einstrahlwinkel von $\varphi_L^{max} = 15 \text{ mrad}$. Der Lichtleitradius, bei dem ein Lichtfleck ohne Veränderung in der Größe durch den Lichtleiter geführt wird, beträgt $r_m = 35 \mu\text{m}$. Bei einer an den Lichtleiter angepassten Fokussierung auf den Radius r_m beträgt die dazugehörige Rayleigh-Länge $L_R = 4.8 \text{ mm}$, der Lichtleitfaktor errechnet sich zu $\frac{L}{z_R}|_{r=r_m} = 30$. Bei einer Fokussierung mit $\varphi_L < \varphi_L^{max}$ deren Radius aber nicht genau r_m beträgt, ist die Oszillationsperiode $z_p = 2 \text{ cm}$, d.h. der Radius des Lichtfleckes oszilliert vor Verlassen des Lichtleiters 7 mal um r_m . Zur Veranschaulichung siehe Abbildung 1.3.

1.2 Der dynamische z-Pinch

Die dynamische z-Pinch-Entladung ist eine Möglichkeit, einen langen Plasma-Kanal mit den zuvor beschriebenen Lichtleitereigenschaften zu erzeugen. Im Folgenden werden Entstehung und Ablauf der z-Pinch-Entladung aufgezeigt und charakteristische Größen anhand von einfachen Modellen abgeschätzt.

1.2.1 Ablauf der Kapillarentladung

Allgemeine Beschreibung der z-Pinch-Entladung:

Die z-Pinch-Entladung ist eine schnelle Kapillarentladung die in einem Pinchrohr gezündet wird. Das Pinchrohr ist üblicherweise aus einem hitze- und ablationsbeständigen Isolator gefertigt. Im Experiment besteht es aus Aluminiumoxid, ist 14.4 cm lang und hat einen Durchmesser von 4 mm . Üblicherweise wird ein Füllgas verwendet, in unserem Fall 300 Pa Helium. Dieses dient dazu, dass über die gesamte Rohrlänge eine Gasentladung als Vorionisierung gezündet werden kann. Ähnlich wie in einem HeNe-Laser liegen einige kV Spannung am Pinchrohr an und es fließt ein Strom von einigen mA . Dadurch wird das Gas im Pinchrohr teilionisiert und die Innenfläche des Keramikrohres homogen mit Ladungen belegt. Während der Vorionisierung werden außerdem Kondensatoren auf eine Spannung von 35 kV aufgeladen.

Mit einem schnellen Schalter kann diese Spannung fast verdoppelt an das Pinchrohr angelegt werden. Diese Hochspannung entlädt sich zunächst als Oberflächenentladung durch das Keramikrohr. Aufgrund der homogenen Belegung der Oberfläche mit Ladungen verteilt sich der Entladestrom homogen über die gesamte Innenfläche des Rohres. Im Experiment werden Maximalwerte des Stromes von 30 kA erreicht. Aufgrund des schnellen Einschaltens durchdringt der Strom wegen des Skineffektes das Gasvolumen nicht, sondern fließt in einem das eingefüllte Gas umgebenden Plasmaschlauch.

Der Strom erzeugt ein azimuthales Magnetfeld, das die Plasmaelektronen aufgrund der Lorentz-Kraft in Richtung Rohrachse beschleunigt. Die Elektronen im implodierenden Plasmaschlauch wechselwirken durch die Coulomb-Kraft mit den Ionen und nehmen diese in ihrer Bewegung in Richtung z-Achse mit. Dies führt zu einer Kompression des eingefüllten Gases (Pinch-Effekt). Da diese Einschnürung durch einen in z-Richtung fließenden Strom erzeugt wird heißt die Kompression

z-Pinch-Effekt. Im Experiment können die magnetischen Flussdichten $3 T$ erreichen, der äquivalente Druck kann maximal einem Druck von 36 bar entsprechen und die stromführende Schicht auf Geschwindigkeiten von mehreren 10 km s^{-1} beschleunigen.

Bewegt sich die stromführende Schicht langsamer als mit Schallgeschwindigkeit, so werden alle Teilchen mitgenommen, Druck und Dichte sind homogen im eingeschnürten Gasvolumen. Bewegt sich die stromführende Schicht jedoch schneller als mit Schallgeschwindigkeit, so bildet sich eine Schockwelle davor aus. Das Gas vor der Schockfront bleibt dabei weitgehend unberührt, das Gas in der Schockwelle wird komprimiert und ionisiert.

Kurz vor dem Zusammentreffen der Teilchen auf der z-Achse wird ein etwa parabolisches Profil der Elektronendichte erreicht. Der zu führende Probelaser muss in diesem Moment durch den Plasma-Kanal gestrahlt werden. Nach dem Erreichen der z-Achse wird die Bewegungsenergie der Teilchen in Anregungsenergie der Atome und thermische Energie umgewandelt. Das Plasma beginnt zu leuchten. Im Experiment wird das eingefüllte Gas bis zu einem Faktor 50 komprimiert und die Elektronen erreichen Spitzentemperaturen von $20 \text{ eV} \approx 232000 \text{ K}$. Durch Strahlungskühlung, Wärmeleitung und adiabatische Expansion kühlt das eingefüllte Gas danach wieder ab.

Charakterisierung der Vorionisierung:

Die Vorionisierung dient der Homogenisierung der z-Pinch-Entladung. Es handelt sich dabei um eine Glimmentladung im eingefüllten Gas des Pinchrohres. Sie kann grob in die Kathodenschicht und in die positive Säule eingeteilt werden [33]. In der Kathodenschicht werden Ionen durch eine sich in der Gasentladung bildende Potentialdifferenz, den sogenannten Kathodenfall, auf die Kathode beschleunigt und lösen dort Elektronen heraus. In der positiven Säule wird der Stromtransport aufrecht erhalten. Sie weist dazu ein konstantes elektrisches Feld auf. Dieses ist gerade so groß ist, dass Elektronenverluste, wie sie durch Rekombination im Plasma oder durch Diffusion zur Wand entstehen, durch Ionisierung von Atomen ausgeglichen werden. Die Verhältnisse an der Anode können vernachlässigt werden.

In der Kathodenschicht der Dicke d_k werden die Ionen durch den Kathodenfall U_k beschleunigt. Beim Auftreffen auf die Kathode erzeugen sie dabei typischerweise $\gamma = 0.001..0.1$ Elektronen. Die Dicke der Kathodenschicht d_k und der Katho-

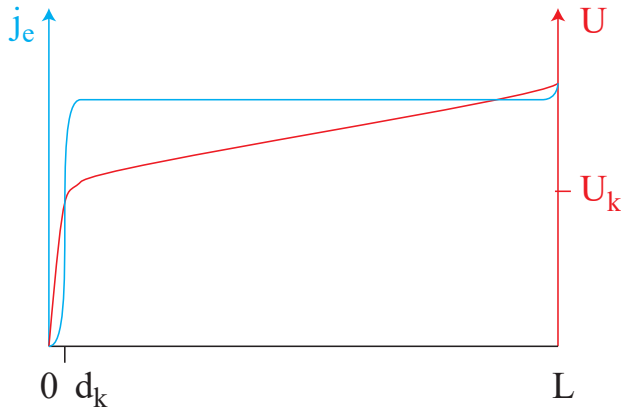


Abbildung 1.5: Stromdichte j_e und Spannung U der Vorionisierung im Rohr der Länge L : Glimmentladung und Ausbildung einer Kathodenschicht der Dicke d_k mit einem Kathodenfall U_k und einer positiven Säule der Länge $L - d_k$.

denfall U_k können aus der Paschenkurve berechnet werden. Für eine im Experiment verwendete Stromdichte $j = 15.1 \text{ mAcm}^{-2}$ ergibt sich ein Kathodenfall von $U_k = 1147 \text{ V}$ und eine Dicke der Kathodenschicht $d_k = 0.67 \text{ cm}$. Im Vergleich mit der Länge des Entladungsröhres $L = 14.4 \text{ cm}$ kann diese Schicht als klein betrachtet werden.

Die Größenordnung dieses elektrischen Feldes innerhalb der positiven Säule E kann grob abgeschätzt werden:

$$E = \frac{U_0 - U_k}{L - d_k}. \quad (1.28)$$

U_0 ist dabei die über dem Entladungsröhre der Länge L anliegende Spannung, U_k ist der Kathodenfall und d_k die Dicke der Kathodenschicht. Eine genauere Berechnung von E kann mit Hilfe der im Buch von Raizer [33] angegebenen Formeln durchgeführt werden. Dabei wird der Zusammenhang zwischen Ionisationsfrequenz ν_i und Townsend-Ionisationskoeffizient α benutzt. Die Ergebnisse bestätigen die grobe Abschätzung. Aus dem Spannungsabfall über dem Rohr $U_0 = 1.8 \text{ kV}$, der Rohrlänge $L = 14.4 \text{ cm}$, dem Kathodenfall $U_k = 1147 \text{ V}$ und der Dicke der Kathodenschicht $d_k = 0.67 \text{ cm}$ schätzt man grob eine elektrische Feldstärke in der positiven Säule von 48 Vcm^{-1} ab.

Mit diesem Ergebnis für die elektrische Feldstärke E , der Elektronenbeweglichkeit μ_e und der Stromdichte j lässt sich die Teilchendichte der Elektronen in der positiven Säule n berechnen:

$$n = \frac{|j|}{e\mu_e E}. \quad (1.29)$$

e ist dabei die Elementarladung. Der Ionisationsgrad des Plasmas ist dann gegeben durch n/n_0 wobei n_0 die Einfüllichte des Gases ist. Die Leitfähigkeit des

Plasmas während der Vorionisierung σ_V entspricht dem Verhältnis von Stromdichte j und elektrischem Feld in der positiven Säule E :

$$\sigma_V = \frac{j}{E}. \quad (1.30)$$

Mit einer Elektronenbeweglichkeit $\mu_e = 3.7 \cdot 10^5 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ und einer Stromdichte $j = 15.1 \text{ mA cm}^{-2}$ ermittelt man die Teilchenzahldichte der Elektronen in der positiven Säule zu $n = 6.0 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$. Mit der eingefüllten Teilchenzahldichte $n_{0\text{He}}$ ergibt dies einen Ionisationsgrad des Plasmas der Vorionisierung $n/n_0 = 8.0 \cdot 10^{-8}$. Dies entspricht einer Leitfähigkeit $\sigma_V = 3.6 \cdot 10^{-4} \text{ } \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$.

Wegen der Länge des Entladungsrohres von $L = 14.4 \text{ cm}$ im Vergleich zum Rohrradius $R = 2 \text{ mm}$ ist die Vorionisierung durch Wandstöße dominiert. Dies führt zur Ausbildung eines Nicht-Gleichgewichts-Plasmas, bei dem Elektronentemperatur und Ionentemperatur während der Vorionisierung verschieden sind. Eine Berechnung anhand der im Buch von Raizer [33] angegebenen Formeln bestätigt dies.

1.2.2 Modelle der Pinchdynamik

Qualitative Beschreibung der Pinchdynamik:

Während der stabil brennenden Vorionisierung wird mit einem schnellen Schalter eine Hochspannung von maximal erreichbaren $2 \cdot 35 \text{ kV}$ an das Pinchrohr angelegt. Die folgende Oberflächenentladung lässt einen radialsymmetrischen Stromschlauch auf der Innenfläche des Keramikrohres entstehen.

Ein typischer Stromverlauf durch den z-Pinch ist in Abbildung 1.6 gezeigt. Die Einschaltfrequenz ω_e direkt am Einschaltzeitpunkt kann man durch Anpassen einer Funktion $e^{\omega_e t}$ direkt an das Einschaltknie ermitteln. ω_e ist die Frequenz des Einschaltstromes. Nimmt man den weiteren Stromverlauf als sinusförmig an, d.h.

$$J = J_0 \sin(\omega_a t), \quad (1.31)$$

so kann man die maximale Stromanstiegszeit \dot{J}_a am Einschaltzeitpunkt durch die angepasste Kreisfrequenz des Stromes ω_a und den Maximalwert des Stromes J_0 berechnen:

$$\dot{J}_a = \omega_a J_0. \quad (1.32)$$

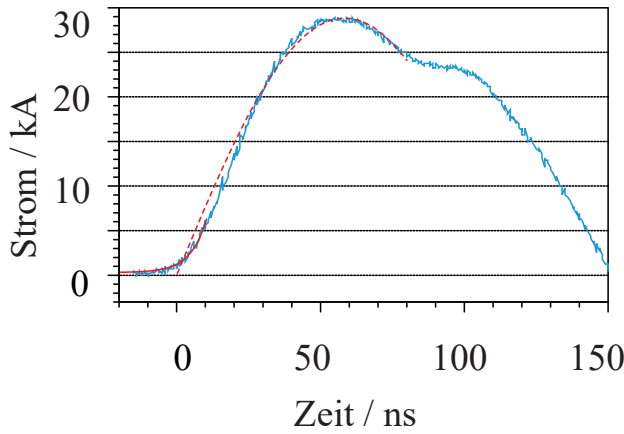


Abbildung 1.6: Stromverlauf durch das Entladungsrohr: Maximalstrom 29 kA , Dauer der Halbperiode 150 ns . Eine Einschaltfrequenz ω_e und eine Kreisfrequenz ω_a ist an den Stromanstieg angepasst.

In der Abbildung des Stromverlaufes 1.6 konnte der Stromanstieg bis 10 ns mittels einer Exponentialfunktion zu einer Frequenz des Einschaltstromes von $\omega_e = (179 \pm 7) 10^6 \text{ s}^{-1}$ angepasst werden. Der Stromanstieg wurde bis zu 80 ns mit einer Sinus-Funktion angepasst, woraus sich eine an den Stromanstieg angepasste Kreisfrequenz von $\omega_a = (26.9 \pm 0.1) 10^6 \text{ s}^{-1}$ ergibt. Mit dem Maximalwert des Stromes von $J_0 = (28.8 \pm 0.1) \text{ kA}$ berechnet sich eine Stromanstiegszeit von $\dot{J} = (7.8 \pm 0.1) 10^{11} \text{ As}^{-1}$.

Wegen der hohen Stromanstiegszeit fließt der Strom aufgrund des Skin-effektes zunächst in einen Stromschlauch von der Dicke der Skintiefe δ . Durch die Stromstärke J entsteht die azimutale magnetische Flussdichte auf der Oberfläche des Stromschlauches

$$B(r_s) = \frac{\mu_0 J(t)}{2\pi r_s(t)}. \quad (1.33)$$

Dabei ist μ_0 die Induktionskonstante und r_s der äußere Radius des Stromschlauches. Aufgrund der Annahme, dass innerhalb des Stromschlauches die Stromstärke $J \approx 0$ und damit auch für die magnetische Flussdichte $B \approx 0$ gilt, werden der Stromschlauch und die Plasma-Elektronen auf die Achse hin beschleunigt. Für die Lorentz-Kraft auf den Plasmaschlauch der Länge L gilt dann mit Gl. 1.33:

$$F_L = \frac{B^2 \pi r_s L}{\mu_0} = \frac{\mu_0 L J^2}{4\pi r_s}. \quad (1.34)$$

Abbildung 1.7 zeigt die Richtungen von Stromstärke J , magnetischer Flussdichte B und Lorentz-Kraft F_L .

Schneepflugmodell:

Ein quantitative Beschreibung der Pinchdynamik kann unter Zugrundelegung des

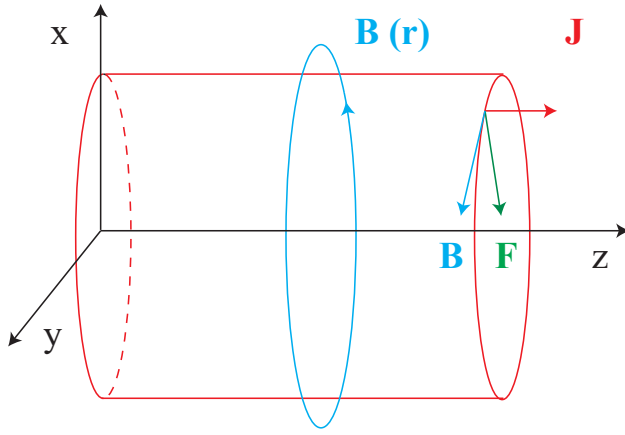


Abbildung 1.7: Der dynamische z-Pinch-Effekt: Der im Stromschlauch fließende Strom J erzeugt ein azimutales Magnetfeld B und bewirkt eine Lorentzkraft F_L in Richtung z-Achse.

Schneepflugmodells [34] geschehen. Dabei wird angenommen, dass der Plasmaschlauch der Wandstärke $\delta \approx 0$ beim Kollaps auf die z-Achse hin alle Teilchen mitnimmt und hinter der Schicht vom Radius r_s bis zur Rohrwand R nur Vakuum hinterlässt. Man geht von der Bewegungsgleichung

$$F_L \stackrel{!}{=} \frac{d}{dt}(m\dot{r}_s) = \dot{r}_s\dot{m} + \ddot{r}_s m \quad (1.35)$$

aus. m ist die Masse innerhalb der stromführenden Schicht, \dot{m} deren zeitliche Änderung während des Kollapses und \dot{r}_s dessen Geschwindigkeit. Die Masse der stromführenden Schicht m entspricht der Masse der bereits aufgesammelten Teilchen:

$$m = \frac{\pi M L n_0 (R^2 - r_s^2)}{N_A}. \quad (1.36)$$

M ist die molare Masse des eingefüllten Gases und n_0 die eingefüllte Teilchendichte. Mit

$$\dot{m} = -\frac{2\pi M L n_0 r_s \dot{r}_s}{N_A} \quad (1.37)$$

kann man Gleichung 1.35 umschreiben:

$$\ddot{r}_s (R^2 - r_s^2) - 2r_s \dot{r}_s^2 = \frac{\mu_0 N_A J^2}{4\pi M n_0 r_s}. \quad (1.38)$$

In dem Modell wird angenommen, dass der magnetische Druck

$$p_L = \frac{\mu_0 J(t)^2}{8\pi^2 r_s^2} \quad (1.39)$$

viel größer ist als der gaskinetische Gegendruck der komprimierten Plasmasäule

$$p_{gk} = (1 + Z_{eff}) k T n_0 \left(\frac{R}{r_s} \right)^2. \quad (1.40)$$

T ist die Elektronentemperatur, k die Boltzmann-Konstante, n_0 die eingefüllte Teilchenzahldichte. Z_{eff} ist eine effektive Kernladungszahl die man definiert als

$$Z_{eff} := \frac{n}{n_0}. \quad (1.41)$$

Für kleine Elektronendichten n entspricht diese dem bei der Beschreibung der Vorionisierung eingeführten Ionisationsgrad des Plasmas n/n_0 und geht bei vollständiger Ionisation des Plasmas in die Kernladungszahl des eingefüllten Gases Z über. Die magnetische Flussdichte B beträgt nach Gl. 1.33 für $J \approx J_0 = 28.8 \text{ kA}$ und $r_s \approx R = 0.2 \text{ cm}$ ungefähr $B \approx 3 \text{ T}$. Das entspricht nach Gl. 1.39 einem magnetischen Druck von $p_L = 36 \text{ bar}$ auf den Plasma-Schlauch. Demgegenüber beträgt der gaskinetische Gegendruck nach Gl. 1.40 für eine Elektronentemperatur $T = 0.5 \text{ eV}$, einer 300 Pa Helium entsprechenden eingefüllten Teilchenzahldichte $n_0 = 7.4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und einer effektiven Kernladungszahl $Z_{eff} \leq Z = 2$ zu Beginn des Pinches $p_{gk} \leq 178 \text{ mbar}$. Zu Beginn des z-Pinches ist also der gaskinetische Gegendruck p_{gk} aus Gleichung 1.40 um mehrere Größenordnungen kleiner als der magnetische Druck p_L aus Gleichung 1.39. Da der gaskinetische Druck p_{gk} erst in dem durch Kompression des Gases aufgeheizten Pinchplasma gleich dem magnetischen Druck p_L wird, stellt diese Vereinfachung des Schneepflug-Modells für den einlaufenden z-Pinch keine Einschränkung dar.

Das dynamische Verhalten der Stromschicht $r_s(t)$ und deren Kontraktionsgeschwindigkeit $\dot{r}_s(t)$ nach Gl. 1.38 für $R = 2 \text{ mm}$ ist in Abbildung 1.8 mit dem Programm von H. Langhoff [35] simuliert. Man sieht, dass sich der Radius des Stromschlauches r_s beschleunigt durch die Lorentz-Kraft F_L auf die z-Achse zu bewegt. Die Pinchgeschwindigkeit $v_s = \dot{r}_s$ nimmt zu. Das Modell endet sobald r_s die Größenordnung $R/10 \approx 200 \mu\text{m}$ erreicht, da dort der gaskinetische Gegendruck p_{gk} den magnetische Druck p_L ausgleicht. Siehe Gleichung 1.40 und obige Zahlenwerte für p_{gk} und p_L .

Das Modell reproduziert die experimentell beobachteten Zeitskalen der Pinchdynamik recht gut über die hier interessierende Verteilung der Elektronendichte macht es allerdings keine sinnvollen Aussagen.

Schockwellenmodell:

Falls die Kontraktionsgeschwindigkeit der stromführenden Schicht \dot{r}_s größer als die Schallgeschwindigkeit im Plasma c_s ist, dann muss das Schneepflugmodell zu einem Schockwellenmodell modifiziert werden[36]: Der stromführenden Schicht vom Radius r_s läuft dann eine Schockwelle mit dem Radius r_{schock} voraus. Das

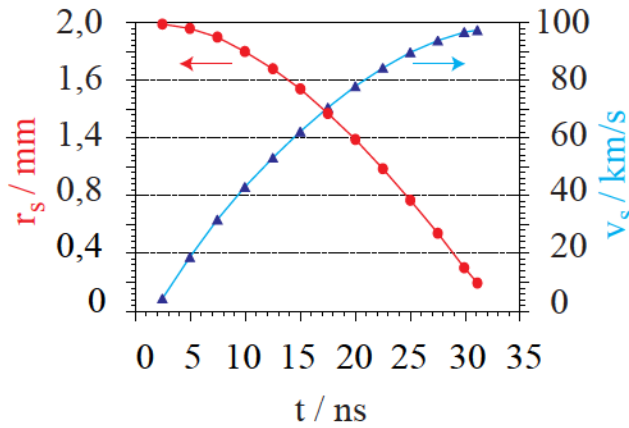


Abbildung 1.8: Simulation von Pinchradius $r_s(t)$ und Pinchgeschwindigkeit $v_s(t) = \dot{r}_s(t)$ in Abhängigkeit von der Zeit t [35].

Gas vor der Schockfront bleibt unverändert. Zwischen Schockfront r_{schock} und stromführender Schicht r_s wird das Gasvolumen adiabatisch komprimiert und zwischen r_s und der Rohrwand R ist Vakuum, siehe Abbildung 1.9.

Direkt hinter der Schockfront gelten die Rankine-Hugenot-Beziehungen für Teil-

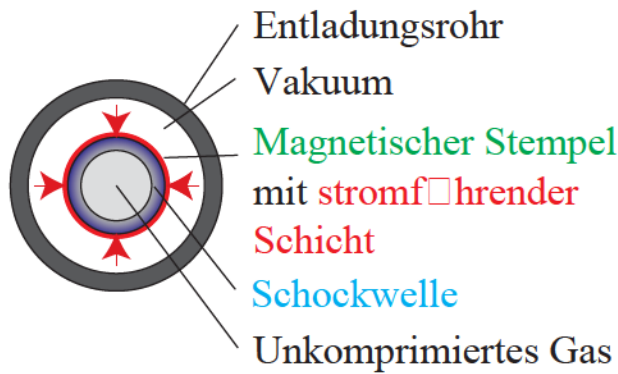


Abbildung 1.9: Schockwellen-Modell des z-Pinches: Vor dem in Richtung z-Achse kollabierenden Stromschlauch bildet sich eine Schockwelle. Das Gas vor der Schockfront bleibt unbeeinflusst.

chenzahldichte n_{schock} , Druck p_{schock} und Temperatur T_{schock} :

$$n_{schock} = \left(\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right) n_0, \tag{1.42}$$

$$p_{schock} = \frac{2Mn_0v_{schock}^2}{(\gamma + 1)N_A}, \tag{1.43}$$

$$T_{schock} = \frac{2(\gamma - 1)Mv_{schock}^2}{(\gamma + 1)R}. \tag{1.44}$$

Dabei ist γ der Adiabatenkoeffizient, n_0 die eingefüllte Teilchenzahldichte, M die molare Masse des Gases, N_A die Avogadro-Zahl, R die allgemeine Gaskonstante und v_{schock} die Geschwindigkeit der Schockfront. Unter der Annahme, dass

während der Kontraktion des Plasmaschlauches der Abstand zwischen Schockfront r_{schock} und stromführender Schicht r_s gleich bleibt, das heißt, der Druck im Volumen dazwischen $(r_s^2 - r_{schock}^2)\pi L$ konstant bleibt, gilt $p_L \stackrel{!}{=} p_{schock}$. Mit den Gleichungen 1.39 und 1.43 kann die Geschwindigkeit der Schockfront berechnet werden:

$$v_{schock} = \sqrt{\frac{\mu_0(\gamma + 1)N_A J(t)}{Mn_0 r_s(t)}}. \quad (1.45)$$

Der Adiabatenkoeffizient γ ist im Schockwellenmodell als konstant angenommen. Die Dichte in der Schockfront bestimmt das Lichtleitverhalten des Plasmas.

1.2.3 Plasma-Parameter

Die Schallgeschwindigkeit im Plasma:

Die Schallgeschwindigkeit im Plasma c_s , legt den Anwendungsbereich des Schockwellenmodells fest: Nur für Pinchgeschwindigkeiten der stromführenden Schicht, die größer als die Schallgeschwindigkeit sind, bildet sich eine Schockwelle.

Die genaue Berechnung von c_s muss eine Temperaturabhängigkeit des Adiabatenkoeffizienten $\gamma(T)$ im Temperaturbereich der Ionisationsenergien des eingefüllten Gases berücksichtigen. Damit ergibt sich

$$c_s(T) = \sqrt{\gamma(T) \frac{kT}{m_i}}. \quad (1.46)$$

m_i ist die Atommasse und k der Boltzmann-Faktor. Die Definition des Adiabatenkoeffizienten eines idealen Gases ist

$$\gamma_{id} := \frac{f + 2}{f}. \quad (1.47)$$

Dabei ist die Zahl f die Anzahl der Freiheitsgrade des Gasmoleküls.

Für Gase, die erst bei sehr hohen Energien vollständig ionisiert werden, kann die Temperaturabhängigkeit des Adiabatenkoeffizienten $\gamma(T)$ berechnet werden, siehe hierzu die detaillierten Rechnungen bei Mehling [37].

Am Beispiel von 300 Pa eingefülltem Helium wurde anhand von Gleichung 1.46 die Schallgeschwindigkeit c_s in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur T für $\gamma_{id} = 1.67$ berechnet. Für die Elektronentemperaturen im Pinchrohr zwischen 0.5 eV und 20 eV, liegt die Schallgeschwindigkeit in Helium zwischen 4.5 km s^{-1} und 28 km s^{-1} . Eine genaue Berücksichtigung des Ionisationsgrades im Plasma Z_{eff} als auch der Ionisationsstufen des Heliums korrigiert die Schallgeschwindigkeit im Bereich der Ionisationsenergien hin zu kleineren Werten. Ein Vergleich

dieser Abschätzung mit den Werten der Schallgeschwindigkeit in der Simulation in Abbildung 1.8 zeigt, dass die Pinchgeschwindigkeiten v_s größer als die Schallgeschwindigkeiten c_s sind und sich Schockwellen vor dem kontrahierenden Stromschlauch bilden.

Für die Berechnung der Höhe der Schockfront ist die Abhängigkeit des Adiabatenkoeffizienten $\gamma(T)$ von der Elektronentemperatur also von Bedeutung. Am Beispiel des Heliums existiert bei einer Elektronentemperatur von $T \approx 4 \text{ eV}$ ein Minimum von $\gamma \approx 1.2$ [37]. Mit diesen Werten kann man aus Gleichung 1.42 die Höhe der Schockfront $n_{Schock} = 11 \cdot n_0$ berechnen. Dabei ist n_0 die eingefüllte Teilchenzahldichte des unberührten Gases. Unter der Annahme eines idealen Gases mit $\gamma_{id} = 1.67$ würde die Höhe der Schockfront $n_{Schock} = 4 \cdot n_0$ betragen.

Die Temperatur in der Schockfront T_{Schock} in Gleichung 1.44 hängt von der Geschwindigkeit der Schockwelle v_{Schock} in Gleichung 1.45 ab. Da in diese Gleichung auch die Dynamik des Radius der stromführenden Schicht $r_s(t)$ eingeht, sieht man, dass die Erhöhung der Elektronentemperatur in der Schockfront letztendlich aus der kinetischen Energie, die die Teilchen durch den z-Pinch gewinnen, herrührt.

Da v_{Schock} in Gleichung 1.45 auch vom Stromverlauf $J(t)$ durch das Pinchrohr abhängt, ist allerdings eine genauere Simulation notwendig, als sie diese Beschreibung des z-Pinches hier liefern kann. Eine solche Simulation des z-Pinches von H. Langhoff[35] ist im Theorieteil noch ausführlicher dargestellt.

Ionisationsgrad und Elektronentemperatur:

Betrachtet man im Schockwellenmodell das Plasma innerhalb der Schockfront oder im Schneepflugmodell das komprimierte Plasma vor der stromführenden Schicht und kann Teilchenzahldichte n_0 und Elektronentemperatur T mit Hilfe einer detaillierten Simulation abschätzen, so kann man den Ionisationsgrad des Plasmas Z_{eff} und die relative Teilchenzahldichte der Ionen n_i/n_0 berechnen.

Die meisten Plasmen befinden sich oberhalb einer abschätzbaren Elektronendichte n [38] in einem lokalen thermodynamischen Gleichgewicht. Man kann diese Systeme lokal als abgeschlossen betrachten. Die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen wird als Maxwell-Verteilung, die Verteilung der angeregten Zustände einer bestimmten Ionisationsstufe als Boltzmann-Verteilung und die Verteilung der Ionisationsstufen im Plasma als Saha-Gleichgewicht angenommen. Aus dem optisch dünnen Pinch-Plasma kann allerdings Strahlung entweichen. Man muss

die Verteilung der Ionisationsstufen deshalb mit einem Korona-Gleichgewicht beschreiben: Absorption und stimulierte Emission sind vernachlässigt, Elektronenstoßanregung und Elektronenstoßionisation befinden sich im Gleichgewicht mit spontaner Emission und Strahlungsrekombination. Im Vergleich zur Verwendung des Saha-Gleichgewichts sind die maximalen relativen Teilchenzahldichten der Ionen n_i/n_0 zu höheren Elektronentemperaturen T verschoben.

Da diese Verschiebung moderat und das Saha-Gleichgewicht einfacher zu berechnen ist, wird im Folgenden mit Hilfe der Saha-Gleichung allgemein die Verteilung der Ionisationsstufen eines Atomrumpfes in Abhängigkeit von Elektronentemperatur T und der Teilchenzahldichte der Elektronen n berechnet. Dabei ist n_i die Teilchenzahldichte der Ionen mit der Ionisationsstufe i [37]:

$$\frac{n_{i+1}n}{n_i} = \frac{2(2\pi m_e kT)^{3/2}/h^3}{\sum_{q=1}^{Q_i} g_q e^{-E_{q,i}/kT}} e^{-\frac{E_{ion,i}}{kT}} \quad \forall 0..(Z-1) \quad (1.48)$$

Der Zähler ist die Zustandssumme des freien Elektrons in klassischer Näherung, wobei die Zahl 2 für die beiden Spineinstellungen steht, der Nenner ist zusammen mit der hinteren Exponentialfunktion der Quotient der Zustandssummen von n_i und n_{i+1} . $E_{q,i}$ ist die Energie eines Zustandes von n_i mit der Quantenzahl q , g_q ist dessen Entartungsfaktor und

$$Q_i = 0.5(i+1)^{3/5} (a_0^3 n)^{-2/15} \quad (1.49)$$

die maximale Quantenzahl [39]. a_0 ist der Bohrsche Radius, $E_{ion,i}$ ist die Ionisationsenergie für die Ionisationsstufe i , Z die Kernladungszahl, h das Plancksche Wirkungsquantum, m_e die Elektronenmasse und k der Boltzmannfaktor. Man sieht in Gleichung 1.48, dass die Ionentemperatur durch die Bildung der Quotienten der Zustandssummen heraus fällt und nur noch die Elektronentemperatur T eine Rolle spielt.

Zu den Z Saha-Gleichungen 1.48 kommen in einem Plasma mit einer Atomsorte und mit der eingefüllten Teilchenzahldichte n_0 noch die Gleichung für die Teilchenzahlerhaltung und die Gleichung der Ladungsneutralität:

$$n_0 = \sum_{i=0}^Z n_i, \quad n = \sum_{i=1}^Z i \cdot n_i. \quad (1.50)$$

Diesen insgesamt $Z+2$ Gleichungen stehen die $Z+2$ Variablen $n, n_{neutral}, n_1, \dots, n_Z$ gegenüber, wobei $n_{neutral}$ die Teilchenzahldichte der noch im Plasma vorhandenen

nicht-ionisierten Teilchen ist. Durch Vorgabe einer Elektronendichte n kann dieses Gleichungssystem iterativ gelöst werden. Für die näherungsweise Berechnung der Elektronendichte und der vorherrschenden Ionisationsstufen kann man die Rechnungen vereinfachen: Die Exponentialfunktionen im Nenner von Gl. 1.48 werden durch Stufenfunktionen ersetzt und damit die Zustandssummen durch ganze Zahlen ausgedrückt, die spezifisch für den Atomrumpf der Ionisationsstufe sind [37]. Durch Lösen der Gleichungen kann man für bestimmte eingefüllte Teilchenzahldichten n_0 die Teilchenzahldichten $n(T)$, $n_{neutral}(T)$, $n_1(T)$, ..., $n_Z(T)$ in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur T auftragen.

Die Annahme, dass die Besetzung der Energiezustände nach der Boltzmann-Verteilung erfolgt, gilt dann, wenn die Kontinuumszustände nur schwach besetzt sind. Dies ist genau dann der Fall, wenn für die Elektronendichte gilt:

$$n \ll (2\pi m_e kT)^{3/2} / h^3 \approx 6.04 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3} T[eV]^{3/2}. \quad (1.51)$$

Voraussetzung für die Ladungsneutralität des Plasmas ist, dass n und T so gewählt sind, dass die Abschirmungslänge geladener Teilchen, die Debye-Länge λ_D klein gegenüber dem Radius des Rohres R ist:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 kT}{ne^2}} \ll R \quad (1.52)$$

ε_0 ist die Influenzkonstante, e die Elementarladung und k der Boltzmann-Faktor.

Am Beispiel von 300 Pa eingefülltem Helium werden die Saha-Gleichungen analytisch gelöst und die Teilchenzahldichten n_{He} , n_{He^+} , $n_{He^{2+}}$ sowie die Elektronendichte n berechnet. Dazu wird in der Zustandssumme für das Wasserstoff-ähnliche System $\sum_q \stackrel{!}{=} 2$ und für das nackte System $\sum_q \stackrel{!}{=} 1$ gesetzt und die Ionisationsenergien $E_{ion,He^+} = 24.6 \text{ eV}$ und $E_{ion,He^{2+}} = 54.4 \text{ eV}$ verwendet. In Abbildung 1.10 sind die Teilchenzahldichten der Ionen und der Elektronen relativ zur Einfüll-dichte $n_0 = 7.4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ gegen die Elektronentemperatur T aufgetragen. In der Abbildung 1.10 sieht man, dass ab einer Elektronentemperatur von $T \approx 5 \text{ eV}$ Helium praktisch voll ionisiert ist, die Elektronendichte $n \approx 1.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ist. Die Voraussetzung für die Elektronenzahldichte n in Gleichung 1.51 sind für alle Elektronentemperaturen T in unserer z-Pinch-Entladung erfüllt. Auch die Voraussetzung für die Ladungsneutralität in Gleichung 1.52 ist ebenfalls erfüllt, da bereits ab $T = 0.5 \text{ eV}$ und der Elektronendichte $n = 1.8 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ die Debye-Länge $\lambda_D = 388 \text{ } \mu\text{m}$ beträgt und für $T = 1.0 \text{ eV}$, $n = 6.8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ bereits

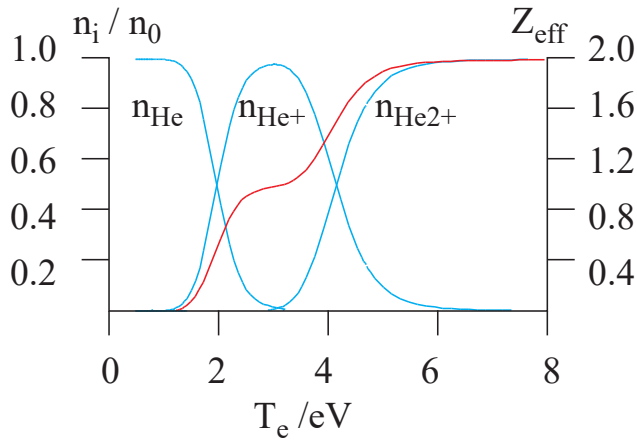


Abbildung 1.10: Saha-Gleichgewicht für Helium: Relative Teilchendichte der Ionen n_i/n_0 und der Elektronen Z_{eff} in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur T ; Einfüll-dichte $n_0 = 7.4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

$\lambda_D = 1 \mu\text{m}$ ist. Diese Werte sind viel kleiner als der Rohrradius $R = 2 \text{ mm}$.

Leitfähigkeit und Skintiefe:

Mit der Elektronendichte n und Elektronentemperatur T kann die Leitfähigkeit des Plasmas σ und die Eindringtiefe des Stromes δ in das Plasma berechnet werden. Damit können die Annahmen der Modelle für die dynamische z -Pinch-Entladung getestet werden.

In einem vollionisierten Plasma der Elektronendichte n , der Kernladungszahl Z und der Temperatur T kann die Leitfähigkeit σ nach der Spitzer-Formel [40] abgeschätzt werden:

$$\sigma = \frac{64\sqrt{2\pi}\epsilon_0^2(kT)^{3/2}}{Ze^2\sqrt{m_e}\ln\Lambda}. \quad (1.53)$$

Der Coulomb-Logarithmus $\ln\Lambda$ beschreibt das Verhältnis von Plasmatemperatur T zu Elektronendichte n :

$$\ln\Lambda = \ln\left(\frac{12\pi\epsilon_0^{3/2}(kT)^{3/2}}{e^3Z\sqrt{n}}\right). \quad (1.54)$$

Für ein nicht vollständig ionisiertes Plasma ersetzt man die Kernladungszahl Z durch die in Gleichung 1.41 definierte effektive Kernladungszahl Z_{eff} . Da Z_{eff} dem Ionisationsgrad des Plasmas entspricht, kann der Wert ebenfalls aus der Lösung der Saha-Gleichung 1.48 gewonnen werden.

In einem Leiter mit der Leitfähigkeit σ hat ein eindringendes äußeres elektrisches Wechselfeld der Kreisfrequenz ω nach der Skintiefe δ auf den $1/e$ -Wert des Feldes an der Grenzfläche abgenommen. Diese Skintiefe definiert man als die Eindringtiefe δ eines Stromes in einen elektrischen Leiter:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu\sigma\omega}}. \quad (1.55)$$

Für eine Elektronentemperatur $T = 5 \text{ eV}$, wie sie für die einlaufende Welle im z-Pinch mit 300 Pa eingefülltem Helium simuliert wird, berechnet man aus den Saha-Gleichungen eine Elektronendichte $n = 1.4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Aus den Gleichungen 1.53 und 1.54 ist ersichtlich, dass die Leitfähigkeit σ hauptsächlich mit der Elektronentemperatur T skaliert und die Elektronendichte n nur logarithmisch in das Ergebnis eingeht. Für Elektronentemperaturen $T \in [0.5 \text{ eV}; 10 \text{ eV}]$ kann die Leitfähigkeit abgeschätzt werden: $\sigma \sim T^{3/2}$. Sie liegt dann im Bereich $\sigma \in [7 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}; 950 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}]$. Diese Ergebnisse gelten auch für Einfülldrücke in das Pinchrohr, die sich von dem simulierten Wert nicht deutlich unterscheiden. Mit der gemessenen Stromanstiegsfrequenz $\omega_a = 26.9 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ und der Leitfähigkeit $\sigma = 680 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$, wie sie für die simulierte Temperatur des Plasma-Lichtleiters $T = 8 \text{ eV}$ berechnet wird, errechnet sich mit Gleichung 1.55 die Eindringtiefe des Stromes in das Plasma zu $\delta = 0.8 \text{ mm}$. Wegen der Annahme $\delta \approx 0$ im Schneepflug- und im Schockwellen-Modell dienen beide Modelle nur als Abschätzung der quantitativen Größen.

1.3 Der z-Pinch als Plasma-Lichtleiter

1.3.1 Seiten- und Frontansichten von Pinchkanälen

Zu einer qualitativen Beschreibung der Verwendbarkeit des z-Pinches als Plasma-Lichtleiter dienen Aufnahmen des Plasma-Leuchtens an einer anderen z-Pinch-Apparatur mit ähnlichen Versuchsparametern[41]. Sowohl senkrecht zur Symmetrieachse des z-Pinches als auch in z-Richtung werden in einem Zeitraum von 200 ns Bilder mit einer konstanten Belichtungszeit von 5 ns aufgenommen.

Je nachdem ob der z-Pinch mit dem Schockwellenmodell oder mit dem Schneeflugmodell beschrieben wird, führt sowohl die Temperaturerhöhung an der Schockfront als auch die Kompression des eingefüllten Gases zu einem Leuchten des Plasmas. Als Entladungsrohr für die Bilder senkrecht zur z-Achse wird ein Quarzrohr vom Innendurchmesser 4 mm und für Bilder in z-Richtung ein Alsint(Al_2O_3)-Rohr vom Innendurchmesser 7 mm verwendet. Die Länge beträgt jeweils 6 cm. Die Rohre sind mit einem Einfülldruck von 20 – 30 Pa Argon gefüllt, der Entladungsstrom liegt bei 40 kA.

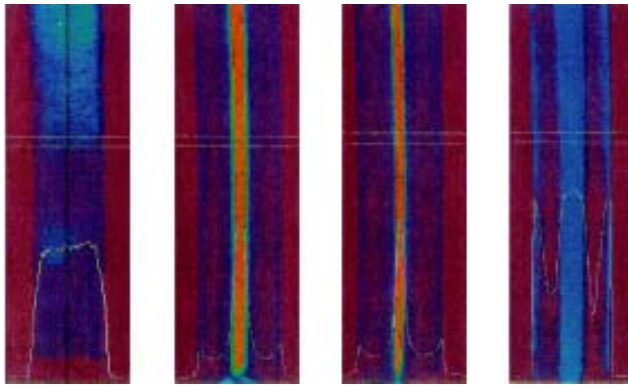


Abbildung 1.11: Seitenansicht des Pinchlichtes durch ein Quarzrohr von Eberl et al. [41]. Rohrlänge $L = 6\text{cm}$, Rohrradius $r = 2\text{mm}$, Gas: 20 Pa Argon, Strom: 40 kA. Zeiten von links nach rechts: 5 ns, 35 ns, 48 ns, 69 ns.

Die Aufnahmen von der Seite bzw. in z-Richtung sind in Abbildung 1.11 und 1.12 zu sehen. Die Dynamik des z-Pinches lässt sich dabei im Wesentlichen in drei Phasen unterteilen: Kontraktion des Pinchschlauches, Auftreffen auf der Achse und Expansion. Abbildung 1.11 zeigt als erstes Bild das gleichmäßige Plasmaleuchten der über den ganzen Rohrquerschnitt von 4 mm zu Beginn der Entladung; nach 35 ns bzw. 48 ns hat sich das Plasma auf einen Durchmesser von 0.5 mm bzw. 0.3 mm komprimiert. Man sieht einen homogenen Plasmafaden über die ganze Rohrlänge und erkennt noch den Innendurchmesser des Entladerohres an der dunklen Schattierung. Nach einer Stagnationsphase, in der das Plasma seine Geo-

metrie weitgehend beibehält, und die je nach Gasdruck 10 bis 20 ns beträgt, zeigt das letzte Bild eine Momentaufnahme der Expansionsphase, in der sich der komprimierte Plasmafaden ausweitet und Druck sowie Temperatur abnehmen. Abbildung 1.12 zeigt im ersten Bild die Startphase der Kontraktion, in der auf Grund des Skin-Effektes der Strom in eine hohlzylinderförmige stromführende Schicht verdrängt wird, sich von der Rohrwand gelöst hat und radial zur z-Achse hin kollabiert. Hierbei sammelt und erhitzt er Material. Zwischen der stromführenden Schicht und der Rohrwand ist dagegen fast kein Leuchten zu sehen. Das Bild löst die Stromführende Schicht und die Schock-Front nicht auf, zeigt aber sehr schön die radiale Symmetrie und Homogenität der Plasmawand. Nach 83 ns hat sich der Plasmafaden auf einen Durchmesser von 0.25 mm kontrahiert und löst sich in der Expansionsphase allmählich auf, bleibt aber immer noch radial relativ homogen. Bei diesen Einfülldrücken dauerte die Kontraktion ca. 20 ns und es wurden Kontraktionsgeschwindigkeiten von 80 – 150 $km s^{-1}$ gemessen. Bei noch geringeren Einfülldrücken weisen die Pinche Instabilitäten auf, bei höheren Einfülldrücken werden sie eher stabiler.

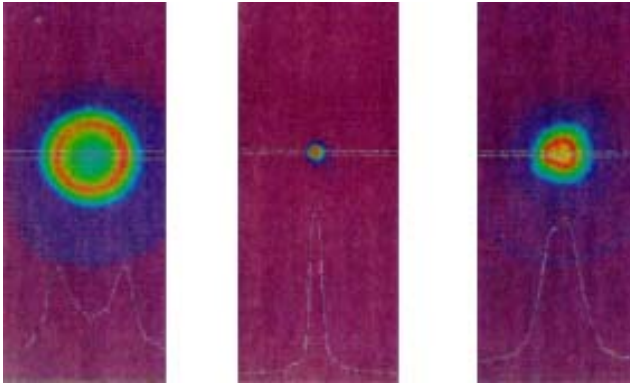


Abbildung 1.12: Pinchlicht in z-Richtung von Eberl et al. [41]. Bilder von links nach rechts: Kontraktion, Pinch, Expansion. Rohrradius $r = 3.5mm$, Gas: 30Pa Argon, Strom: 40kA. Belichtungszeit: 5ns.

1.3.2 MHD-Simulationen der z-Pinch-Entladung

Das Plasma entspricht hydrodynamisch einer kompressiblen Flüssigkeit. Druck p , Geschwindigkeit \vec{v} und Dichte sind orts- und zeitabhängig. Die MHD-Gleichungen lauten [42]:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p = \vec{F}, \quad (1.56)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0. \quad (1.57)$$

Dabei sind $p(\vec{x}, t)$ der gaskinetische Druck, $\rho(\vec{x}, t)$ die Massendichte, $\vec{v}(\vec{x}, t)$ die lokale Geschwindigkeit und $\vec{F}_L(\vec{x}, t)$ die magnetische Kraft pro Masseneinheit. Die Gleichung 1.56 beschreibt die Impulserhaltung, Gleichung 1.57 ist die Kontinuitätsgleichung.

Quantitative Aussagen über das dynamische Verhalten des z-Pinches liefern MHD-Simulationen von D'Yachenko [43]. Anhand eines Deuterium-Plasmas berechnet er für einen konstanten Strom numerisch den radialen Verlauf von Ionentemperatur $T_i(r, t)$, Elektronentemperatur $T_e(r, t)$ und der reduzierten Massendichte im zylinderförmigen Plasma des Pinches $\rho(r, t)/\rho_0$. Daraus errechnet man die Verteilung der Teilchenzahldichte im kollabierenden Pinch

$$n(r, t) = \frac{N_A n_0 \rho(r, t)}{M \rho_0}. \quad (1.58)$$

n_0 ist die ins Rohr eingefüllte Teilchenzahldichte, ρ_0 ist die eingefüllte Massendichte, $\rho(r, t)$ ist die Massendichte im kontrahierenden Pinchvolumen, M ist die molare Masse des Gases und N_A die Avogadro-Konstante. In Abbildung 1.13 ist $\rho(r, t)/\rho_0$ die reduzierte Massendichte für die molare Masse von Deuterium $M = 2$, den Rohrradius $R = 2 \text{ mm}$, einen konstanten Strom $J = 30 \text{ kA}$ und eine eingefüllte Teilchenzahldichte von $n_0 = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

In der ersten Phase der Kompression ist deutlich zu erkennen, dass keine ho-

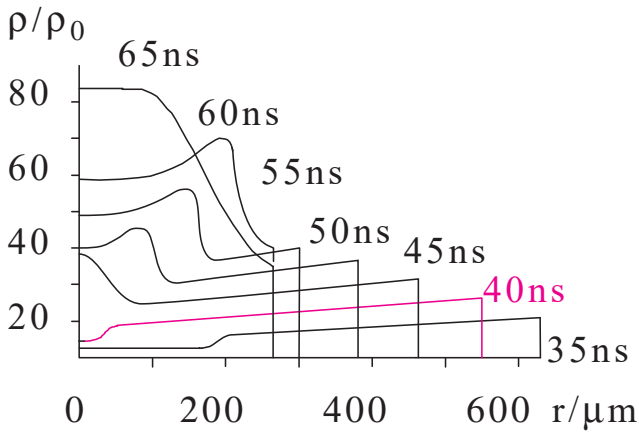


Abbildung 1.13: Simulierte Zeitentwicklung der Plasmadichte nach D'Yachenko.

mogene Dichteverteilung mehr vorliegt, sondern eine auf die Achse zulaufende Dichtewelle, wie sie das Schockwellenmodell vorhersagt. Das Gas auf der z-Achse bleibt bis kurz vor dem Eintreffen der Dichtewelle unbeeinflusst, der Radius der stromführenden Schicht ist dann $\tilde{r}_s \approx 600 \mu\text{m}$, was gut mit den Vorhersagen des

Schockwellenmodells übereinstimmt. Das Dichteprofil ist parabolisch, was zur Lichtleitung notwendig ist. Beim Eintreffen der Schockwelle auf der Achse steigt die Dichte stark an, ein solches Dichteprofil hat defokussierende Eigenschaften für das Führen eines Lasers. Das kollabierte Material wird dann auf der Achse reflektiert, läuft der stromführenden Schicht entgegen und stößt mit dieser zusammen, woraufhin der minimale Radius des Plasmafadens erreicht wird. Dies oder weitere Reflexionen an der stromführenden Schicht, die das Material wieder auf die Achse zulaufen lassen, können wieder parabolische Dichteprofile erzeugen, die für die Lichtleitung günstig sind, aber eine um mehrere Größenordnungen höhere Dichte als die Einfüll-dichte auf der z-Achse aufweisen. Schließlich ist eine einer Gauß-Verteilung ähnliche Dichteverteilung erreicht, die sich dann durch die Expansion des Materials nach dem Pinch schnell verbreitert. Eine solche Dichteverteilung wirkt für in z-Richtung eingestrahktes Laserlicht stets defokussierend. Obwohl die Simulation für Deuterium durchgeführt ist, kann man diese Ergebnisse der Simulationen qualitativ auch auf andere Gase verallgemeinern.

Im Modell ist ursprünglich mit reduzierten Zeiten τ gerechnet, die jedoch auf die normalen Zeiten t umgerechnet werden können:

$$t = \tau \sqrt{\frac{2Mn_0}{\mu_0 N_A} \frac{2\pi R^2}{J}} \quad (1.59)$$

Man sieht, dass die Zeitskalen und damit die Pinchgeschwindigkeiten sich proportional zur Stromstärke J und umgekehrt proportional zum Rohrradius R^2 , zur molaren Masse des eingefüllten Gases \sqrt{M} und eingefüllten Gasdichte $\sqrt{n_0}$ verhalten. μ_0 ist die Induktionskonstante und N_A die Avogadro-Zahl. D'Yachenko nimmt in der Simulation den Strom J als konstant an, im z-Pinch-Experiment ist der Stromverlauf allerdings gepulst. Siehe Abbildung 1.6. Für Experimente mit gleichbleibendem Rohrradius R und gleichem Stromverlauf $J(t)$, wie beispielsweise bei der z-Pinch-Kapillarentladung, können die Proportionalitäten aus Gleichung 1.59 folgend ebenfalls verwendet werden:

$$t \sim \sqrt{Mn_0} \sim \sqrt{Mp} \quad (1.60)$$

Dabei ist n_0 die eingefüllte Teilchenzahldichte und p der Einfülldruck. Für das parabolische Profil der einlaufenden Dichtewelle in Abbildung 1.13 kann damit der Zeitpunkt nach Beginn des Entladestromes für verschiedene Einfülldrücke abgeschätzt werden. Das bedeutet, dass auch Zeitdauern wie beispielsweise die Dauer der Existenz dieses Lichtleitungsprofils damit abgeschätzt werden können.

Ebenso kann man durch Bildung des Quotienten in Gleichung 1.60 die Zeitpunkte und Zeitdauern der Lichtleitung mit verschiedenen in das Pinchrohr eingefüllten Gasen vergleichen. Da das Modell von D'Yachenko für konstanten Strom simuliert ist, ist der Fehler der Abschätzungen für kleine Zeitdauern geringer.

Die im Folgenden dargestellte Simulation für unsere z -Pinch-Entladung wurde von H. Langhoff erstellt und bereits mit Messungen an anderen z -Pinch-Apparaturen verglichen [35], [44]. Der Strom wird als gedämpfte Sinus-Schwingung angenommen, deren Kreisfrequenz $3 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ und deren Dämpfungskonstante $3 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ ist. Die Lorentz-Kraft aus Gl. 1.34 ist verwendet, die Stromstärke J auf die Stromdichte j umgerechnet, die beiden Gleichungen 1.56 und 1.57 sind in Zylinderkoordinaten (r, z) transferiert und die z -Abhängigkeit separiert. Da im Experiment nur der Verlauf der Stromstärke $J(t)$ gemessen werden kann, nimmt man für die Verteilung der Stromdichte $j(r, t)$ für $r < r_s$ an:

$$j(r, t) = j_0(t)e^{\frac{r-r_s}{\delta}}. \quad (1.61)$$

δ ist die Skintiefe, r_s ist der Radius der stromführenden Schicht und $j(t)$ der durch den Pinch fließende Anteil der Stromdichte. Wie man an den Aufnahmen der Seitenansicht des z -Pinches in Abb. 1.11 erkennt, stammt ein Großteil des Plasmaleuchtens zwar von der durch den Strom getriebenen Schockfront, es gibt aber auch einen Anteil des Leuchtens von der ohmschen Heizung eines über die Plasmawand fließenden Teiles des Stromes. Beide Stromanteile werden deshalb in die Berechnungen einbezogen, Details siehe Langhoff et al. [35]. Das Modell ist relativ unempfindlich auf Veränderungen der Skintiefe δ ; die Berechnungen enden aber, wenn der Radius der stromführenden Schicht r_s gleich δ ist. Ergebnisse der

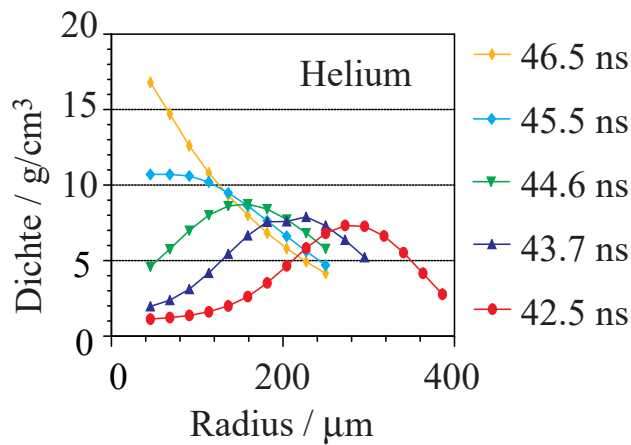


Abbildung 1.14: Simulation der Massendichte ρ in der einlaufenden Plasmawelle in Abhängigkeit vom Radius r ; Einfülldruck: 300 Pa Helium.

Simulationen, die die Verteilung der Massendichte ρ der einlaufenden Dichtewelle für Helium und Methan berechnen, sind in Abbildung 1.14 und 1.15 dargestellt. Die Zeiten beziehen sich jeweils auf den Anfangspunkt des Stromes. In Abbildung 1.14 sind für einen Einfülldruck von 300 Pa Helium die einlaufenden Dichtewellen zu verschiedenen Zeitpunkten dargestellt. Bei 42.5 ns sieht man die auf die z -Achse zulaufende Welle mit detailliert dargestelltem Dichteprofil. Die Dichte auf der z -Achse entspricht der eingefüllten Dichte. Der Kanalradius r_{ch} ist dabei das Maximum der Welle. Zu späteren Zeitpunkten nähert sich die Welle mehr und mehr der z -Achse an. Der Kanalradius r_{ch} wird kleiner, das Dichteprofil steiler und auch das Gas auf der z -Achse wird nun komprimiert. Nach 45.5 ns hat die Dichtewelle die z -Achse erreicht und der Kanal ist verschwunden. Das Dichteprofil würde nun für einen auf der z -Achse propagierenden Probepuls defokussierend wirken.

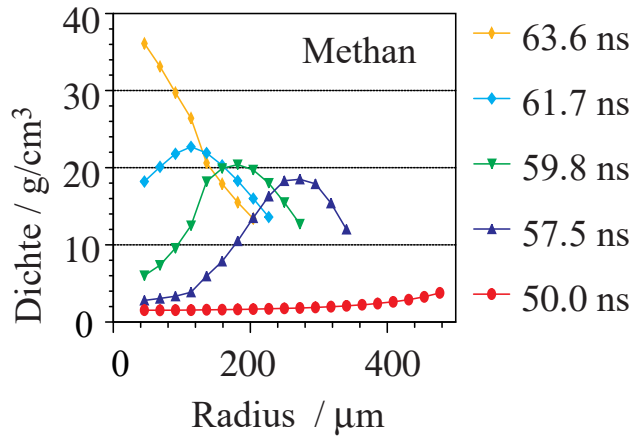


Abbildung 1.15: Simulation der Massendichte ρ in der einlaufenden Plasmawelle in Abhängigkeit vom Radius r ; Einfülldruck: 200 Pa Methan.

Da im Experiment sowohl mit Helium als auch mit Methan als Einfüllgas gearbeitet wird, ist in Abbildung 1.15 eine Simulation für Methan mit einem Einfülldruck in das Pinchrohr von 200 Pa dargestellt. Wie beim Helium sieht man wieder eine einlaufende Dichtewelle, die kurz vor dem Erreichen der z -Achse ein wohl definiertes Kanalprofil annimmt. Dabei wird das Gas auf der z -Achse mehr und mehr komprimiert und die Dichte wird schließlich maximal. Im Gegensatz zu Helium in Abbildung 1.14 werden für die Lichtleitung günstige Dichteprofile erst zu späteren Zeitpunkten ab 57.5 ns angenommen. Dies liegt daran, dass die Kohlenstoff-Atome schwerer sind und damit schlechter beschleunigt werden können. Für gleiche Kanalradien r_{ch} bei Methan und Helium ist bei Methan der Dichteunterschied zwischen Kanalrand und Mitte größer als beim Helium.

Dies liegt an der größeren Menge von Elektronen, die bei gleicher Temperatur aus dem Methan durch Ionisation frei werden können. Methan sollte also bei gleichem Einfülldruck wie bei Helium wesentlich bessere Lichtleitereigenschaften aufweisen.

Die Ordinaten der Abbildungen können mit

$$n = \frac{N_A}{M} \rho \quad (1.62)$$

in die entsprechenden Teilchenzahldichten umgerechnet werden. Aus diesen Profilen können zeitaufgelöst der Radius des Plasma-Lichtleiters $r_{ch}(t)$ und die Elektronenzahldichte auf der z -Achse $n_0(t)$ entnommen werden. Damit ist es möglich das parabolische Profil der Plasma-Elektronendichte $n(r)$ in Gleichung 1.21 anzupassen und dessen zeitlichen Verlauf $n(r, t)$ zu beschreiben. Daraus kann die Differenz des Brechungsindex zwischen Kanalrand und Mitte $\Delta\eta(t) = \eta_0(t) - \eta(r_{ch})(t)$, der Lichtleitradius $r_m(t)$ aus Gleichung 1.23, die Numerische Apertur des Plasma-Lichtleiters $NA(t)$ aus Gleichung 1.24 zeitaufgelöst berechnet werden. Weiterhin kann der in Gleichung 1.16 definierte Lichtleitfaktor $LLF(t)$ aus Gleichung 1.17 für jeden Zeitpunkt errechnet werden.

Mit einer einfachen Beschreibung eines Lichtleiters kann aus dem Zeitverlauf von Numerischer Apertur des Plasmakanals $NA(t)$ und Kanalradius $r_{ch}(t)$ die durch den Lichtleiter transmittierte relative Intensität $I_{mitLL}/I_{ohneLL}(t)$ berechnet werden:

$$\frac{I_{mitLL}}{I_{ohneLL}} = \frac{\left(1 - e^{-\frac{2(r_{ch})^2}{(r_0)^2}}\right) \left(1 - e^{-\frac{2(NA)^2}{(\varphi_{L0})^2}}\right)}{\left(1 - e^{-\frac{2(\varphi_{geo})^2}{(\varphi_{L0})^2}}\right)}. \quad (1.63)$$

Da dieses Modell im Experiment mehrfach verwendet wird, ist es im Folgenden kurz dargestellt. Der Zähler von Gleichung 1.63 beschreibt den prozentualen Anteil der durch den Lichtleiter geleiteten Intensität I_{mitLL} bezogen auf die in den Lichtleiter eingestrahlte Intensität I_0 . Der Kanalradius r_{ch} und die Numerische Apertur NA sind die charakteristischen Größen des Lichtleiters. Jede der drei großen Klammern in Gleichung 1.63 beschreibt allgemein die prozentuale Transmission eines gaußförmigen Laserpulses beim symmetrischen Durchgang durch eine Lochblende. Die erste Klammer im Zähler beschreibt den Eintritt eines Laserpulses in den Lichtleiter. Dazu wird der Laser auf den Eingang des Lichtleiters fokussiert. Der Fokus-Radius beträgt r_0 . Der zweite Term im Zähler steht für die Qualität des Lichtleiters. Nur Einstrahlwinkel des Lasers φ_{L0} , die kleiner als

die Numerische Apertur des Lichtleiters NA sind werden von diesem geführt. Im Experiment befindet sich am Ende des Lichtleiters der Länge L eine Lochblende vom Radius r_{Blende} , die größer ist als der Kanalradius r_{ch} . Falls kein Lichtleiter vorhanden ist, beschreibt der Nenner von Gleichung 1.63 also die transmittierte Intensität I_{ohneLL} durch die Blende vom Radius r_{Blende} , wobei der eingestrahlte Laser der Intensität I_0 im Abstand L vor der Blende fokussiert ist. Der Einstrahlwinkel des Lasers bleibt φ_{L0} , der maximale Durchstrahlungswinkel dieses Aufbaus beträgt $\varphi_{geo} = r_{Blende}/L$.

Für die Ergebnisse der Simulationen für 200 Pa Methan und 300 Pa Helium sind die durch die z-Pinch-Apparatur transmittierten relativen Intensitäten in Abbildung 1.16 gezeigt. Wie bereits diskutiert liegt der Zeitpunkt des Lichtleitungskanals von Helium vor dem des Methans. Die zeitliche Dauer des Lichtleitungskanals von Helium liegt bei etwa 5 ns, die von Methan ist länger. Die mit dem einfachen Modell des Lichtleiters simulierten relativen Intensitäten I_{mitLL}/I_{ohneLL} betragen etwa 20 und sind für beide eingefüllte Gase ungefähr gleich groß.

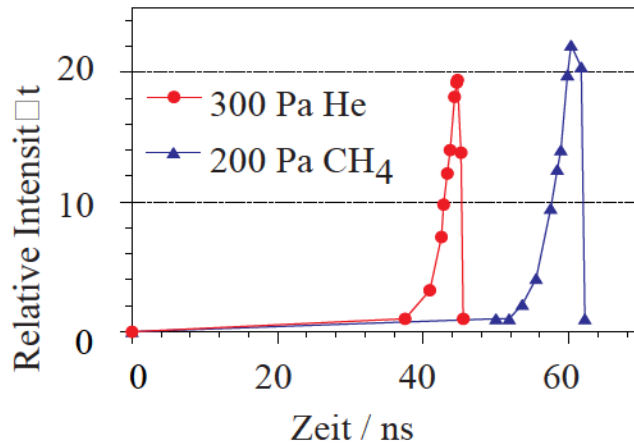


Abbildung 1.16: Simulation der durch den Plasma-Lichtleiter transmittierten relativen Intensität I_{mitLL}/I_{ohneLL} für Einfülldrücke von 300 Pa Helium bzw. 200 Pa Methan.

Kapitel 2

Experimenteller Aufbau

2.1 Die z-Pinch-Apparatur

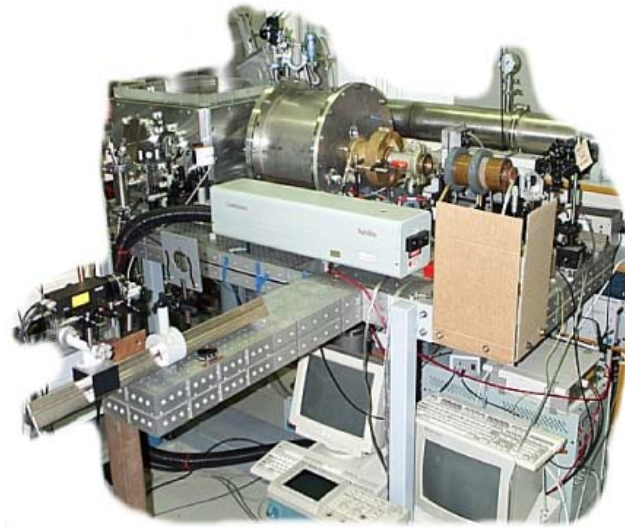


Abbildung 2.1: Foto der z-Pinch-Apparatur im Versuchsaufbau in Jena. Abmessungen der runden z-Pinch-Kammer in der oberen Mitte des Bildes: $70 \times 70 \times 50 \text{ cm}$.

Im Folgenden experimentellen Aufbau der z-Pinch-Apparatur werden zunächst die an die Apparatur gestellten Anforderungen benannt. Dann wird die apparative Umsetzung, das Pinchrohr und die notwendige elektrische Schaltung, beschrieben. Anschließend wird der Betrieb der Anlage vor Zündung des z-Pinches (Vorionisierung) dargestellt und berechnete charakteristische elektrische Größen durch Messungen bestätigt. Die für die schnelle Zündung der Kapillarentladung notwendige Funkenstrecke und die zur Messung der hohen Strompulse verwendete Rogowski-Spule werden abschließend vorgestellt.

2.1.1 Aufbau und elektrische Schaltung

Anforderungen an die Apparatur:

Mit unserer z-Pinch-Kapillarentladung soll ein Plasma-Lichtleiter mit dem für

obige Anwendungen gewünschten parabolischen Elektronendichteprofil und einer Länge von 14.4 cm erzeugt werden.

Um die z-Pinch-Entladung homogen zu zünden, wird das Gas in der Keramik-Kapillare vor dem schnellen Anlegen der Hochspannung vorionisiert. Um Leitungsinduktivitäten und damit die Entladezeiten klein zu halten ist die z-Pinch-Apparatur so klein wie möglich gebaut, aber die Abstände sind noch groß genug um Hochspannungs-Überschläge zu vermeiden. Einen Eindruck von der Größe der z-Pinch-Apparatur liefert Abbildung 2.1. Die runde Überdruck-Kammer, die die Kondensatorbänke und das Pinchrohr umgibt, ist in der oberen Mitte des Bildes zu sehen. Mit den Abmessungen der Überdruck-Kammer von $70 \times 70 \times 50\text{ cm}$ ist die z-Pinch-Apparatur tabletop aufstellbar.

An den Bau der z-Pinch-Apparatur sind grundsätzlich drei Anforderungen gestellt: Ohne eingefülltes Gas in das Pinchrohr muss die Apparatur aus Sicherheitsgründen über unendlich lange Zeit für 35 kVdc spannungsfest sein. Nach Einlass des Gases in das Rohr muss dort eine Glimmentladung stabil brennen (Vorionisierung). Nach dem Zünden der Funkenstrecke und dem Umschwingen des Blümlein-Generators darf die 130 ns lange Entladungsspitze von maximal 30 kA nur durch das Pinchrohr abfließen.

Um die Lichtleitereigenschaften der Kapillarentladung für Kurzpuls laser nutzen zu können, muss außerdem an beiden Enden ein Laser ein- und ausgekoppelt werden können und die Entladung reproduzierbar und mit möglichst geringem Jitter erfolgen.

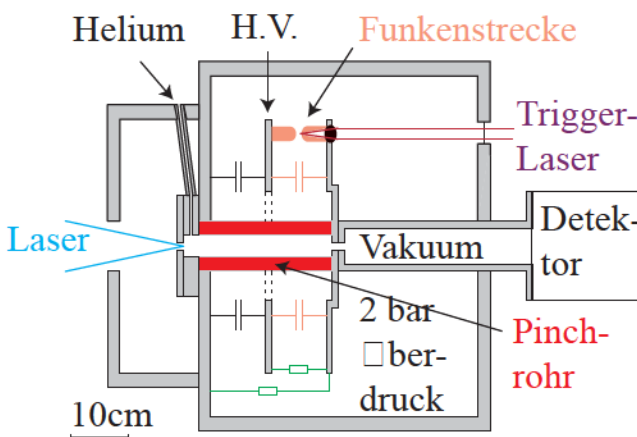


Abbildung 2.2: Überblickszeichnung der Apparatur zur Erzeugung der z-Pinch-Kapillarentladung.

Druckverhältnisse im Pinchrohr

Die z-Pinch-Entladung wird in einer Kapillare aus Alsin-Keramik (Al_2O_3) er-

zeugt. Ihre Länge beträgt $L = 14.4 \text{ cm}$ und ihr innerer Radius $R = 2 \text{ mm}$.

An beiden Enden befinden sich Elektroden aus Molybdän, die den hohen Entladeströmen Stand halten können. Diese Blenden sind in Abbildung 2.2 nur durch Löcher angedeutet. Die beiden Elektroden sind mittig durchbohrt. Diese Löcher dienen dem differentiellen Pumpen in eine auf beiden Rohrseiten vorgelagerte Vakuumkammer. Dies dient dazu, dass sich an den Enden des Plasma-Lichtleiters keine Grenzschichten mit defokussierenden Eigenschaften bilden. Die Elektroden sind gleichzeitig Blenden für den in z-Richtung zu führenden Laser. Die Eintrittsblende in die der Laser später fokussiert wird, hat einen Durchmesser von $800 \mu\text{m}$, die Austrittsblende, hinter der dann die durchstrahlte Intensität gemessen wird, hat einen Durchmesser von $500 \mu\text{m}$.

Vor der Zündung der Entladung wird das Rohr mit $100 - 600 \text{ Pa}$ Helium oder Methan gefüllt. Methan zeigt gut charakterisierbare Lichtleitungskanäle, Helium-Kanäle sind für Anwendungen des Plasma-Lichtleiters von Bedeutung. Der Einfülldruck in das Pinchrohr wird über die Einfüllzeit des einströmenden Gases durch eine Düse mit bekannten Dimensionen bestimmt. Die Düse ist 1.5 cm lang und mit einer Bohrung vom Durchmesser $500 \mu\text{m}$ versehen. Beim Öffnen des Einlassventils fließt das Gas aus einem Druckbehälter mit konstant 40 mbar Druck durch die Düse in das Pinchrohr. Die Kalibration der Einfüllzeit $t[\text{ms}]$, die bei dieser Düse und dieser Druckdifferenz im ms -Bereich liegt, auf den eingefüllten Druck $p[\text{Pa}]$ im Rohr beträgt beispielsweise für Helium:

$$p[\text{Pa}] = 57.9 \text{ Pa} + 0.61 \text{ Pa/ms} \cdot t[\text{ms}], \quad (2.1)$$

$$t[\text{ms}] = -95.2 \text{ ms} + 1.64 \text{ ms/Pa} \cdot p[\text{Pa}]. \quad (2.2)$$

Für 300 Pa Helium ist der zeitliche Verlauf des Druckes des eingefüllten Gases im Pinchrohr in Abbildung 2.3 oben links zu sehen. Zum Zeitpunkt 0 s wird begonnen das Gas einzufüllen. Je nach beabsichtigtem Einfülldruck wird der Einfüllhahn geschlossen. Für den beabsichtigten Einfülldruck geschieht dies nach 0.4 s . Wegen des differentiellen Pumpens diffundiert anschließend Gas durch die beiden Lochblenden, was zu dem langsamen aber stetigen Druckabfall in Abbildung 2.3 führt. Nach etwa 3.2 s wird das Gas wieder aus dem Rohr gepumpt.

Für einen Einfülldruck von 300 Pa Helium wurde für viele Drücke eine Variation des Einfülldruckes zum Zeitpunkt des Schließens des Einfüllventils von 2.7% gemessen und 1.5 s später zum Zeitpunkt des Zündens des Pinches variiert der

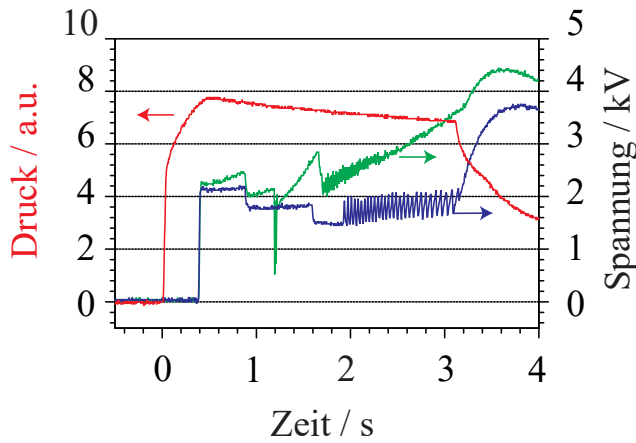


Abbildung 2.3: Zeitlicher Verlauf des eingefüllten Druckes (links oben) und der Spannung über dem Pinchrohr mit und ohne Zündung der z-Pinch-Entladung (rechts unten bzw. rechts in der Mitte).

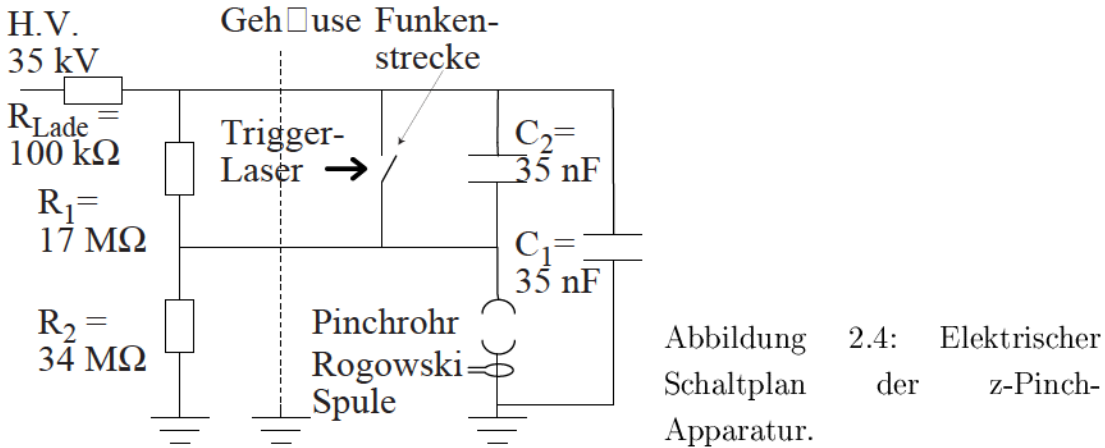
Druck im Rohr um 10.2 %. Die erste Druckvariation stammt von nicht exakt konstanten Druckverhältnissen im Vorratsgefäß, zum späteren Zeitpunkt kommt noch die unterschiedlich schnelle Diffusion durch die beiden Lochelektroden hinzu, die von Druckschwankungen in der Vakuumkammer davor stammen. Die Druckbedingungen im Pinchrohr sind nicht optimal. Durch ein anderes System des Druck-Einfüllens mit einer Druckstabilisierung könnte möglicherweise der Jitter der Apparatur weiter verbessert werden.

Elektrischer Schaltplan:

Der elektrische Schaltplan der Apparatur ist in Abbildung 2.4 zu sehen. Er besteht neben der Spannungsquelle, die konstant eine Spannung von 35 kV liefert, zuerst aus einem in der Leistung entsprechend dimensionierten Ladewiderstand R_{Lade} als Absicherung gegen einen Kurzschluss. Links ist ein ohmscher Spannungsteiler aus den Widerständen R_1 und R_2 eingezeichnet, der die Vorionisierung im Pinchrohr steuert. Rechts oben sind die Kondensatorbänke C_1 und C_2 in Blümlein-Anordnung zu sehen. Sie werden während der Vorionisierung aufgeladen und entladen sich nach Schließen des schnellen Schalters durch das Pinchrohr. Der schnelle Schalter ist eine Laser-getriggerte Druckgasfunkenstrecke. Der Stromverlauf durch das Pinchrohr wird mit einer Rogowski-Spule gemessen.

Elektrisch gibt es im Betrieb der Pinch-Apparatur praktisch zwei verschiedene Betriebszustände: Das Brennen der Vorionisierung in dem mit Gas gefüllten Pinchrohr über die Dauer von mehreren Sekunden und das schnelle Schalten der Funkenstrecke mit dem Durchbruch des Pinchrohres in der Größenordnung von 100 ns. Die Messungen bestätigen, dass die obige elektrische Schaltung sowohl eine stabil brennende Vorionisierung im Pinchrohr erzeugen, als auch den Pinch

schnell genug zünden kann.



Vorionisierung und Aufladen der Kondensatoren:

Nach Einfüllen des Gases in das Pinchrohr wird die Hochspannung für die Vorionisierung eingeschaltet. Um knatternde Durchschläge vor dem Experiment zu vermeiden, wird die Hochspannung erst nach Einfüllen des Gases gezündet.

Ein geeignet gewählter ohmscher Spannungsteiler sorgt anschließend dafür, dass über dem Pinchrohr eine definierte Spannung in der Größenordnung von einigen kV abfällt, die zu einer kontinuierlich fließenden Stromstärke von einigen mA zwischen den beiden Molybdänblenden des Pinchrohres führt. Dies ist die Vorionisierung. Der Widerstand des Pinchrohres während der Vorionisierung R_{Rohr} beträgt einige $M\Omega$. Der Widerstand R_1 des Spannungsteilers wirkt als begrenzender Widerstand für die Glimm-Entladung. Wie man an der rechten unteren Kurve in Abbildung 2.3 sieht, brennt sie stabil über eine Zeitdauer von mehreren Sekunden.

Die Stromstärke durch das Entladerohr kann berechnet werden mit

$$J_{Rohr} = \frac{U_0 - U_{Rohr}}{R_1} - \frac{U_{Rohr}}{R_2}. \quad (2.3)$$

R_1 und R_2 sind die Werte der Widerstände aus dem Spannungsteiler und U_0 die Spannung der Spannungsquelle. Die Spannung über dem Pinchrohr kann beispielsweise aus Abbildung 2.3 entnommen werden. Der Widerstand des Entladerohres ist

$$R_{Rohr} = \frac{U_{Rohr}}{J_{Rohr}}, \quad (2.4)$$

und der Gesamtwiderstand der Apparatur ist

$$R_{App} = R_1 \cdot \left(1 - \frac{U_{Rohr}}{U_0}\right)^{-1}. \quad (2.5)$$

Für das konkrete Beispiel einer Vorionisierung die in 300 Pa eingefülltem Helium brennt, liest man aus Abbildung 2.3 eine Spannung über das Entladerohr während der Vorionisierung von $U_{Rohr} = (1.8 \pm 0.1) kV$ ab. Mit $R_1 = 17 M\Omega$, $R_2 = 34 M\Omega$ und $U_0 = 35 kV$ folgt daraus ein Strom durch die Vorionisierung von $J_{Rohr} = (1.90 \pm 0.01) mA$. Am Hochspannungsgerät wird nach einer Einschwingzeit ein in die Apparatur fließender Strom von 1.85 mA gemessen. Obwohl noch 0.05 mA durch den Parallelwiderstand R_2 abfließen, ist der berechnete Wert sehr gut, wenn man die Fehlertoleranz der beiden Widerstände des Spannungsteilers von 15 % bedenkt. Ohne Berücksichtigung dieser Toleranzen von R_1 und R_2 berechnet man für den Widerstand des Entladerohres $R_{Rohr} = (0.95 \pm 0.06) M\Omega$ und für den Gesamtwiderstand der Apparatur $R_0 = (17.92 \pm 0.06) M\Omega$. Wie die Rechnungen im Theorieteil zeigen wird mit diesen gemessenen daraus errechneten Werten eine Vorionisierung des eingefüllten Gases im Pinchrohr erreicht. Außerdem entsprechen die Werte etwa den Verhältnissen der Gasentladung in Helium-Neon-Lasern.

Der Widerstand R_1 ist gleichzeitig so dimensioniert, dass $R_1 \gg R_{Rohr}$ ist, so dass die Kondensatoren C_2 auf nahezu 35 kV aufgeladen werden. Die Ladezeit der Kondensatoren C_2 kann man abschätzen:

$$t_{Lade} = \frac{C_2 U_0}{I_{Rohr}} \quad (2.6)$$

Dabei wird angenommen, dass die Kondensatoren auf die volle Spannung $U_0 = 35 kV$ aufgeladen werden und der Parallelwiderstand zum Rohr $R_2 = 34 M\Omega$ groß gegenüber dem Widerstand der Vorionisierung R_{Rohr} ist. Die Ladezeit von $C_2 = 35 nF$ liegt in der Größenordnung von 500 ms. Die Kondensatoren C_1 werden dagegen sofort aufgeladen, denn das Hochspannungsgerät kann bis zu 20 mA liefern, um die Spannung an der z-Pinch-Anlage konstant zu halten. Vor elektrischen Aufbau her kann die Apparatur also in einer 1 – Hz-Zündfolge betrieben werden.

In Abbildung 2.3 sieht man, dass zeitgleich mit dem Schließen des Einfüllventils die Hochspannung angeschaltet wird. Nach Einschwingvorgängen die u.a. die Kondensatoren C_1 aufladen und ausreichend Zeit zum Aufladen der Kondensatoren C_2 wird der Pinch zum Zeitpunkt 1.25 s gezündet. Zum Zeitpunkt 1.6 s

wird dann die Hochspannung abgeschaltet. Nachdem noch ca. 1.5 s vergangen sind, um die Restladungen der Kondensatoren über eine erneute Vorionisierung des Gasvolumens abfließen zu lassen, wird das Gas abgepumpt. In Abbildung 2.3 ist zu sehen, dass dann immer noch genug Ladungen in den Kondensatorbänken vorhanden sind, um die Spannung über dem Rohr wieder ansteigen zu lassen. Diese reicht dann aber nicht mehr aus, um das Restgas nochmals durchbrechen zu lassen. Mit dieser zeitlichen Abfolge wird vermieden, dass lange andauernde knatternde Durchbrüche nach der z-Pinch-Entladung im Pinchrohr stattfinden.

2.1.2 Zündung und Messung des Entladestromes

Die Funkenstrecke als schneller Schalter:

Nachdem die Kondensatorbänke, die parallel zum Entladungsrohr in einer Blümlin-Schaltung angeordnet sind, aufgeladen sind, wird der Schalter in Abbildung 2.4 gezündet. Die Ladung von Kondensator C_2 schwingt um und addiert sich über dem Pinchrohr. Beim Schalter der Experimente handelt es sich um eine Laser-getriggerte Druckgasfunkenstrecke, wie sie in Abbildung 2.4 zu sehen ist. Eine alternative Triggerung der Funkenstrecke mit einem Zündfunken ist im Anhang vorgestellt. Diese benötigt keinen Triggerlaser, weist allerdings einen zu großen Jitter für die Lichtleitungsexperimente auf. Für die Laser-Triggerung des z-Pinches ist die Hochspannung am Ladegerät negativ gepolt, für die Funken-Triggerung wird eine positive Spannung gewählt. Der Grund sind die jeweiligen Zündbedingungen innerhalb der Funkenstrecke. Der Anschaulichkeit wegen wird im Folgenden vor den Spannungsangaben meist kein Vorzeichen verwendet.

Um beim Durchbruch des Pinchrohres die Stromanstiegszeit zu minimieren und damit den Skineffekt zu maximieren, muss der Entladekreis der Kondensatoren über diese Funkenstrecke möglichst schnell sein. Die Selbstinduktivität des Entladekreises muss also möglichst gering sein und die Funkenstrecke möglichst schnell durchbrechen. Die Selbstinduktivität des Entladekreises wird beispielsweise dadurch minimiert, dass die Funkenstrecke möglichst nahe an das Entladungsrohr gebaut ist. Dadurch muss die Funkenstrecke so klein wie möglich gebaut werden. Im Experiment ersetzt sie genau einen Kondensator in der Kondensatorbank. Die Durchschaltzeit t_s einer Funkenstrecke ist im Wesentlichen abhängig von der

Durchbruchfeldstärke E_f : [45]:

$$t_s = 13.5 \frac{k_f}{E_f} \quad (2.7)$$

Die Funkenkonstante beträgt für Stickstoff $k_f \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ Vsm}^{-1}$. Bei einem Abstand der Elektroden von $d = 0.5 \text{ cm}$ kann man wegen der Verwendung halbkugelförmiger Elektroden die in der Funkenstrecke herrschende elektrische Feldstärke auf der Verbindungsachse der beiden Halbkugeln nur abschätzen:

$$E_f \approx \frac{U_f}{d}. \quad (2.8)$$

Die an der Funkenstrecke anliegende Spannung wird dabei mit $U_f = 35 \text{ kV}$ angenommen. Bei einem Einfülldruck von $p'_f = 2.0 \text{ bar}$ sollte für Stickstoff die für planparallele Elektroden tabellierte Durchbruchfeldstärke von $35 \text{ kVcm}^{-1}\text{bar}^{-1}$ gerade erreicht sein [33]. Tatsächlich bricht die Funkenstrecke bereits bei Drucken von $p_f = 2.2 \text{ bar}$ durch. Für diese Durchbruchfeldstärke berechnet man mit Gl. 2.7 eine Durchbruchzeit von $t_s = 10 \text{ ns}$.

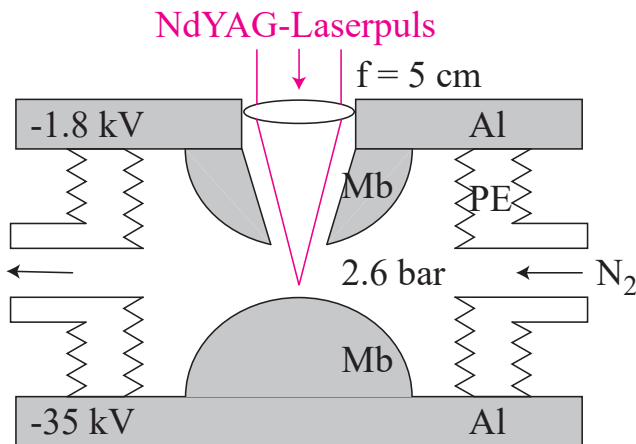


Abbildung 2.5: Zündung der Funkenstrecke des z-Pinches mit der Lasertriggerung: NdYAG, $\lambda = 1064 \text{ nm}$, Pulslänge 12 ns , Triggerschwelle 2.2 mJ .

Allgemein muss die Funkenstrecke bei einer anliegenden Potentialdifferenz von maximal 35 kV Ströme von bis zu 30 kA schalten. Da bei der Gesamtkapazität der umschwingenden Kondensatorbank von 35 nF die Ladungsmenge $Q_f = 1.2 \text{ mC}$ beträgt, sind die Elektroden aus Molybdän gefertigt. Diese halbkugelförmigen Elektroden vom Radius 1.3 cm befinden sich in einem zylinderförmigen Druckbehälter aus Polyethylen vom Radius 2 cm und der Länge 4 cm . Der Druckbehälter ersetzt einen Kondensator, der zwar möglichst nahe am Entladerohr liegt, aber noch zugänglich für die optische Triggerung ist, siehe Abbildung 2.2.

Wie in Abbildung 2.5 zu sehen, wird die Funkenstrecke mit Stickstoff gespült, dessen Druck bis 3.5 bar einstellbar ist. In den Experimenten wird die Funkenstrecke mit einem 20 ns langen NdYAG-Laserpuls der Wellenlänge 1064 nm mit einer Pulsenergie von 320 mJ getriggert. Dazu wird der Laser mit einer im Strahl auf der Oberseite der Aluminium-Platte angebrachten $f = 5 \text{ cm}$ -Linse zwischen die 5 mm voneinander entfernten Molybdän-Elektroden im Abstand von 3.5 mm von der Kathode fokussiert. Da der Laser-getriggerte Stromdurchbruch an der Anode beginnt, ist dort und damit an der ganzen Apparatur eine negative Hochspannung angelegt. Der Stromdurchbruch in Stickstoff geschieht durch Mehrphotonenabsorption. Die Länge des Durchbruchbereichs gibt einen Entladungskanal zwischen den Elektroden vor.

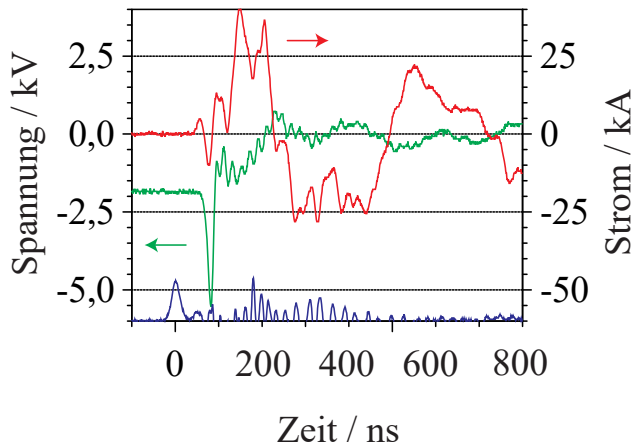


Abbildung 2.6: Hochspannung über dem Pinchrohr und Pinchstrom J mit dem Trigger-Laserpuls in die Funkenstrecke als Zeitnullpunkt (unterste Kurve o.E.). Druck in der Funkenstrecke 2.8 bar , Einfülldruck im Pinchrohr 300 Pa Helium.

Abbildung 2.3 zeigt in der mittleren Kurve die Zündung des z -Pinches 1.25 s nach Einlass des Gases in das Pinchrohr. Abbildung 2.6 zeigt den Zeitverlauf der Hochspannung über dem Pinchrohr mit stark vergrößerter Zeitachse, für negative Spannungen und mit dem NdYAG-Triggerpuls als Zeitnullpunkt. Vom konstanten Wert der Vorionisierung $U_{Rohr} = -1.8 \text{ kV}$ überhöht sich die Rohrspannung durch das schnelle Durchzünden der Funkenstrecke bis auf -5 kV , bis dann der Durchbruch der Oberflächenentladung und der z -Pinch die Spannung einbrechen lassen. Die Spannungsüberhöhung liegt für einen Druck in der Funkenstrecke von 2.8 bar und einen Einfülldruck im Pinchrohr von 300 Pa Helium 60 ns nach dem Trigger-Laserpuls. Gleichzeitig beginnt der Strom durch das Pinchrohr zu fließen. Die Anzeige des Pinchstromes weist hier noch eine Oberschwingung auf, die kurz vor der Spannungsüberhöhung am Pinchrohr mit dem Durchzünden der Funkenstrecke beginnt. Eine Ursache hierfür ist, dass zur Messung der Spannung über

dem Pinchrohr selbige am Parallelwiderstand R_2 des ohmschen Spannungsteilers abgegriffen wird und zu diesem Zweck die Abschirmkiste des Spannungsteilers, die die Laborgeräte vor elektromagnetischer Störstrahlung schützt, geöffnet ist. Eine weitere nicht vermeidbar Ursache sind elektrische Reflexionen aufgrund der Impedanzänderung des Pinchschlauches, dessen Selbstinduktivität sich mit zunehmender Einschnürung erhöht. Der Jitter des ungestörten Stromanfangs gegenüber dem NdYAG-Triggerpuls variiert für Drücke in der Funkenstrecke von 2.2 *bar* bis 2.9 *bar* zwischen 2.8 *ns* und 4.6 *ns*. Es gibt dabei einen Drift der Durchbruchzeit mit steigender Erwärmung von ≤ 20 *ns*. Ein über viele Messungen gemittelter Jitter beträgt 3.4 *ns*. Im Vergleich zur Lebensdauer der Pinchkanäle in Helium ist der Jitter sehr groß, aber realistisch wie die Messungen von Hosokai et al. [32] zeigen.

Die Rogowski-Spule:

Der Zeitverlauf der Stromstärke durch das Pinchrohr wird mit einer Rogowski-Spule induktiv gemessen. Diese umgibt das Pinchrohr kurz vor dessen geerdetem Ende, siehe Abbildung 2.4. Mit Hilfe der Rogowski-Spule können allgemein elektrische Stromstöße in Plasma-Entladungen gemessen werden: Das den Strom umgebende Magnetfeld durchsetzt die Windungen der Spule, und die zeitliche Änderung der magnetischen Flussdichte $\dot{\vec{B}}$ induziert ein die Entladung umgebendes elektrisches Feld. In der Spule resultiert daraus ein Strom, der an einem Messwiderstand abgegriffen wird. Die Gesamtspannung aller Windungen hängt nur von der Gesamtstromstärke J innerhalb des Torus der Spule und nicht von der Verteilung der Stromdichte ab. Um alle hochfrequenten magnetischen Störfelder abzuschirmen, ist die Spule in ein Gehäuse aus 0.8 *mm* Messing eingebaut, das nur zum Pinchrohr hin einen 0.5 *mm* dicken Schlitz aufweist. Um Schwingungen der Spule durch Störfelder weiter zu minimieren sind einige der Windungen der Spule über Dämpfungswiderstände R_d geerdet. Die Selbstinduktivität der Spule L_s und der Messwiderstand R_m sind so gewählt, dass die Spule selbstintegrierend wirkt. Das bedeutet, dass die Zeitkonstante L_s/R_{eff} groß gegenüber der Schwingungsdauer des Stromes durch das Pinchrohr $t_{Periode}$ ist:

$$\tau = L_s/R_{eff} \gg t_{Periode} . \quad (2.9)$$

R_{eff} ist dabei der effektive Widerstand der Parallelschaltung der Dämpfungswiderstände R_d , des Messwiderstandes R_m und eines 50 Ω -Abschlusswiderstandes am Ende des Messkabels. Ist R_m viel kleiner als die anderen Widerstände gewählt,

so gilt ohne Berücksichtigung der Leitfähigkeit der Wicklungen $R_{eff} \approx R_m$. Würde man auf die Integration verzichten, so wären die induzierten Spannungen U_{ind} wegen der hohen Stromanstiegsraten \dot{J} unmessbar hoch im MV -Bereich, Details siehe [46].

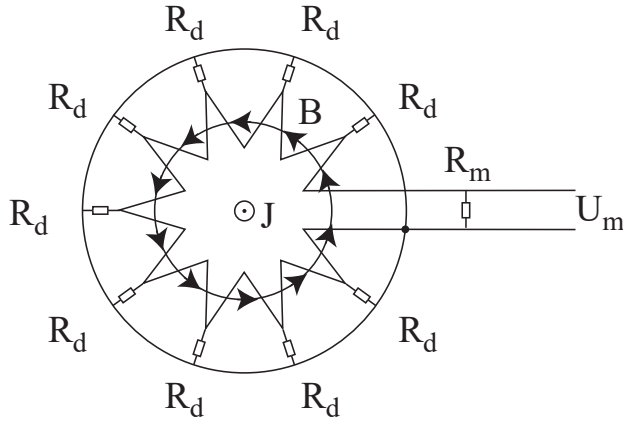


Abbildung 2.7: Aufbau der Rogowski-Spule mit Dämpfungswiderständen R_d , Messwiderstand R_m und gemessener Spannung U_m . J ist der Strom durch das Rohr und B dessen magnetische Flussdichte [46].

Nähert man den Stromverlauf durch das Rohr mit einer Sinus-Funktion an (Gleichung 1.31), so sieht man, dass die messbare Spannung U_m direkt proportional zur Stromstärke des durch das Rohr fließenden Stromes J bzw. zu dessen Maximum J_0 ist. Durch eine Vergleichsmessung mit einem Spannungspuls ähnlicher Periodenlänge und bekannter Höhe kann man daher die Rogowski-Spule kalibrieren:

$$J = \left(\frac{J_{kal}}{U_{kal}} \right) U_m . \quad (2.10)$$

U_m ist dabei die mit der Rogowski-Spule gemessene Spannung, J die durch das Rohr fließende Stromstärke, U_{kal} und J_{kal} sind die jeweiligen Werte der Kalibration. Die Kalibration wurde mit einem Kabelpuls durchgeführt. Dabei entlädt sich ein auf 6 kV aufgeladenes ca. 10 m langes Hochspannungskabel durch Selbstdurchbruch einer kleinen Funkenstrecke über einen wohlbekanntem Widerstand mit geringer Toleranz. Durch Abmessen der am Widerstand abgefallenen Spannung kann die Stromstärke des Impulses J_{kal} mit dem gemessenen Spannungssignal U_{kal} der um das Erdungskabel gelegten Rogowski-Spule verglichen werden. Die doppelte Kabellänge bestimmt dabei die Länge des Strompulses. Dessen Länge sollte den mit der Rogowski-Spule zu messenden Strompuls entsprechen. Die eingebaute Rogowski-Spule besteht aus einem 5 mm breiten und 1.5 mm hohen Ring mit einem Innendurchmesser von 1.6 cm . Sie besteht aus 43 Windun-

gen und 25 Dämpfungswiderständen von $R_d = 1 \text{ k}\Omega$. Damit errechnet man eine Selbstinduktivität von $L_s = 173 \text{ nH}$. Mit einem kleinen Messwiderstand $R_m = 0.1 \text{ }\Omega$ beträgt die Integrationszeit der Spule $\tau = 1.7 \text{ }\mu\text{s}$. Dies ist lang gegenüber der Periodendauer des Strompulses $t_{\text{periode}} \approx 300 \text{ ns}$, die Spule ist selbstintegrierend. Der Kabelpulser liefert Strompulse von $J_{\text{kal}} = 63 \text{ A}$ in $t_{\text{periode}} = 200 \text{ ns}$ und die gemessene Spannung an der Rogowski-Spule ist $U_{\text{kal}} = 195 \text{ mV}$. Daraus ergibt sich für die Rogowski-Spule eine Kalibration zwischen gemessener Spannung U_m und Strom durch die Spule J von

$$J = 323 \text{ }\Omega^{-1} \cdot U_m . \quad (2.11)$$

Die mit der Rogowski-Spule gemessenen Stromstärken im Pinchrohr entsprechen in ihrer Zeitdauer und absoluten Größe den erwarteten Werten. Der Aufbau der Spule, beispielsweise deren Integrationsdauer ist sinnvoll. Bemerkenswert ist, dass die Spule Strompulse über fast drei Größenordnungen messen kann. Nach zusätzlicher Abschirmung der Messkabel und einem Tiefpassfilter am Oszillographen können die Stromsignale dabei fast frei von Rauschen gemessen werden.

Mit dem Simulationsprogramm B-Spice konnte der ungestörte Stromverlauf durch das Pinchrohr für eine elektrische Schaltung wie in Abbildung 2.4 bis zu einer Zeit von $1 \text{ }\mu\text{s}$ nach dem Stromanfang durch das Pinchrohr simuliert werden. Das Pinchrohr ist dabei durch einen Widerstand von $0.2 \text{ }\Omega$ und eine Induktivität von 25 nH , die Funkenstrecke durch einen Widerstand von $0.3 \text{ }\Omega$, eine Induktivität von 10 nH und einen Schalter ersetzt. Dieser Schalter im B-Spice-Programm wird zum Starten der Simulation geschlossen. Diese Simulation zeigt, dass unsere Annahmen für die Größe von Induktivität und Widerstand in Funkenstrecke und Pinchrohr richtig liegen.

2.2 Versuchsaufbauten zur Messung der Lichtleitung

Mit den Durchstrahlungsmessungen des Probelasers durch die Symmetrieachse der z-Pinch-Entladung werden die Lichtleitereigenschaften des Plasma-Lichtleiters, Numerische Apertur NA und Lichtleitradius r_{ch} gemessen. Außerdem kann der Zeitpunkt und die Dauer der Lichtleitung mit Modellen, weiteren Messungen und dem Jitter der Anlage verglichen werden. Mit dem Führen des Kurzpuls-Lasers ist dann die Eignung des Plasma-Lichtleiters zum Führen von höchsten Laserintensitäten zu zeigen.

Vorstellung der Messmethode

Der zu führende Laser der Intensität I_0 wird exakt in die $800\ \mu m$ -Lochelektrode am Beginn des Entladerohres fokussiert und hinter der $500\ \mu m$ -Lochelektrode wird die durchstrahlte Intensität gemessen. Dabei werden die Messungen mit Lichtleiter I_{mitLL}/I_0 stets mit denen ohne Lichtleiter I_{ohneLL}/I_0 , dh. ohne Pinch verglichen. Die sonstigen Entladungsbedingungen der Vorionisierung im Rohr bleiben gleich. In Abbildung 2.8 ist der prinzipielle Aufbau dieser Intensitätsmessung zu sehen.

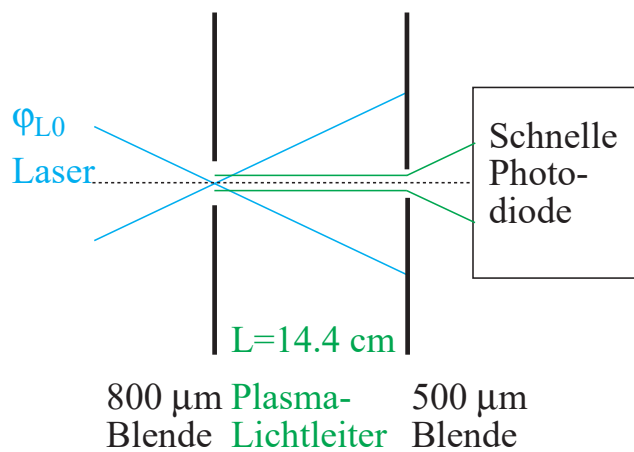


Abbildung 2.8: Charakterisierung des Plasma-Lichtleiters durch Messung der durchgestrahlten Intensitäten mit und ohne Lichtleitung (I_{mitLL}/I_{ohneLL})(φ_{L0}).

Die fünffach vergrößerte Abbildung der Austrittsblende wird durch eine konvexe Linse der Brennweite $f = 25\ cm$ realisiert, die $30\ cm$ von der Austrittsblende entfernt zentriert auf die z-Achse montiert ist. In der Bildweite $150\ cm$ wird das Bild mit einem Detektor aufgenommen. Zusammen mit der Messung der relativen Intensität kann damit die Numerische Apertur NA des Lichtleiters berechnet

werden.

Eine Variation der obigen Intensitäts-Vergleichsmessung besteht darin, dass man den Einstrahlwinkel des Probe-Lasers φ_{L0} variiert, das heißt, unterschiedlich in den Lichtleiter hinein fokussiert und die Intensitäten hinter der Austrittsblende vergleicht. Damit kann die Numerische Apertur des Lichtleiters NA direkt bestimmt und eine Abschätzung für den Radius des geführten Lichtes r_{ch} angegeben werden.

2.2.1 Aufbau in Würzburg für den Farbstoff-Laser

Bei den Durchstrahlungsmessungen des z-Pinches mit dem Probe-Laser wird hinter der Austrittsblende die Intensität mit und ohne Plasma-Lichtleitung I_{mitLL}/I_{mitLL} verglichen, Aufnahmen des Lichtleitradius r_{ch} gemacht, sowie die Einstrahlwinkel in den Lichtleiter φ_{L0} variiert.

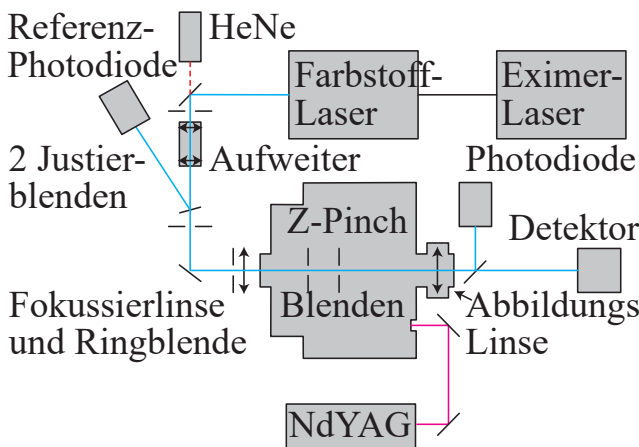


Abbildung 2.9: Versuchsaufbau in Würzburg: Lichtleitungsmessung mit dem Farbstofflaser. $\lambda = 456 \text{ nm}$.

In Abbildung 2.9 ist der Versuchsaufbau für die Messungen an der Universität Würzburg dargestellt. Der Puls des Farbstoff-Lasers wird durch die Fokussierlinse in die z-Pinch-Apparatur fokussiert und die transmittierte Intensität mit der Photodiode gemessen sowie ein vergrößertes Bild des Lichtleitungschanals mit dem Detektor aufgenommen.

Der Probe-Laserpuls wird von einem Farbstoff-Laser geliefert, der durch einen Excimer-Laser gepumpt wird. Der Excimer-Laser LPX-100 der Firma Lambda-Physik wird mit Xenon, Chlorwasserstoff und Neon als Puffergas gefüllt und das XeCl-Excimer liefert Pumplicht bei 308 nm Wellenlänge. Im Farbstoff-Laser FL

3001 der Firma Lambda-Physik wird der Farbstoff Coumarin 47 gelöst in Methanol verwendet. Dieser emittiert Licht im Bereich $440 - 484 \text{ nm}$ mit einem Maximum der Emission bei 456 nm . Der Laser liefert $8 - 10 \text{ ns}$ lange Pulse mit einer Leistung von 10^5 W . Dieser Farbstoff-Laser wurde gewählt, da seine zentrale Wellenlänge in etwa mit dem Empfindlichkeitsmaximum der schnellen Photodiode zusammenfällt. Die durch die Apparatur transmittierte Intensität ist dann mehr als zwei Größenordnungen größer als das durch den z-Pinch erzeugte Plasmaleuchten und kann theoretisch ohne Transmissionsfilter detektiert werden. Außerdem sind die Eigenschaften des Laserstrahls relativ gut. Der M^2 -Faktor gibt allgemein die Abweichung einer Fokussierung von beugungsbegrenzter Fokussierung an:

$$M^2 := \pi r_0 \varphi_{L0} / \lambda . \quad (2.12)$$

r_0 ist der Fokus-Radius, φ_{L0} der Einstrahlwinkel und λ die Wellenlänge. Für unsere $f/\# = 100$ -Fokussierung auf einen Spotradius von $r_0 = 40 \text{ }\mu\text{m}$ ist $M^2 = 1.38$. Um mit verschiedenen Einstrahlwinkeln in den Lichtleiter zu fokussieren, wird der Strahlradius des Probe-Lasers vor der Fokussierlinse mit einer Ringblende verkleinert bzw für größere Einstrahlwinkel vorher noch aufgeweitet. Um sicher zu gehen, dass die Radien der Fokii nicht wesentlich größer als der Kanalradius sind, werden anschließend die Fokii für jede Fokussierung mit einer Verschiebeklinge ausgemessen.

Zur Messung der transmittierten relativen Intensität wird die schnelle Photodiode UVHC 20 verwendet. Der Durchmesser der Photodiode beträgt 2 cm . Dies stellt sicher, dass das gesamte transmittierte Licht gemessen aufgefangen wird. Das Kathodenmaterial ist $CsSb$, der Messbereich ist $145 - 700 \text{ nm}$ und die Empfindlichkeit bei 456 nm beträgt 38 mA pro Watt eingestrahelter Leistung. Die Stromanstiegszeit der Photodiode beträgt theoretisch 0.2 ns , gemessen werden 0.3 ns . Die schnelle Anstiegszeit ist wichtig, damit die Spitzenintensitäten der eine Größenordnung längeren Laserpulse nicht verfälscht dargestellt werden.

Der Detektor zur Betrachtung der vergrößerten Bilder der Austrittsblende ist ein Posma-Zeilendetektor. Dieser besteht aus einer 7 mm hohen und 2 cm breiten empfindlichen Pixelzeile mit der Pixelbreite $26 \text{ }\mu\text{m}$. Der Posma-Detektor kann mit dem Pulsgenerator von 20 ns bis $1.7 \text{ }\mu\text{s}$ bei einer Anstiegszeit von 5 ns und einem Jitter von 1 ns getatet werden. Siehe dazu Abbildung 2.10. Als praktikabler erwies es sich jedoch ohne Gate mit einer Aufnahmezeit von 33 ms zu messen.

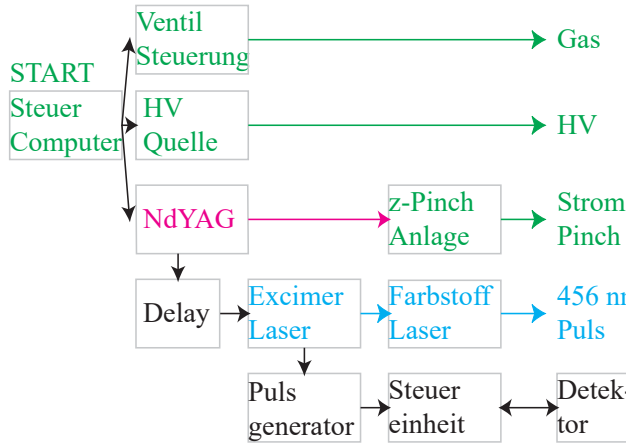


Abbildung 2.10: Blockschaltbild des Versuchsaufbaus in Würzburg: Lichtleitungsmessung mit dem Farbstofflaser. $\lambda = 456 \text{ nm}$.

Zeitlicher Ablauf des Experimentes:

Der zeitliche Ablauf des Experimentes orientiert sich am Blockschaltbild in Abbildung 2.10. Mit dem Computers werden die Gasventile und das Hochspannungsnetzgerät angesteuert. Das eingefüllte Gas verbleibt dann für mehrere Sekunden im Pinchrohr. Sobald die Hochspannung anliegt, brennt die Vorionisierung ebenfalls für mehrere Sekunden. Im Vergleich zu den Zeitdauern des restlichen Experimentes sind dies sehr lange.

Vom Computer wird außerdem der NdYAG-Triggerlasers gestartet. Ein elektrischer Puls, der kurz vor dem Q-Switch ausgegeben wird, dient als Nullpunkt der weiteren Triggerung. Er wird durch ein Kabeldelay, das von 0.5 ns bis 254 ns variiert werden kann, und startet den Excimer-Laser. Von diesem Zeitpunkt über das Pumpen des Farbstoff-Lasers bis zum Farbstoff-Laserpuls vergehen $(771 \pm 3) \text{ ns}$. $(640 \pm 15) \text{ ns}$ nach dem Trigger-Nullpunkt wird der Trigger-Laserpuls zum Start der z-Pinch-Anlage abgestrahlt. Dieser ist 12 ns lang und hat bei der Wellenlänge 1064 nm eine Energie von 43 mJ . Für einen Druck von 2.6 bar in der Funkenstrecke und einem Helium-Einfülldruck von 300 Pa im Pinchrohr beträgt die Zeit vom Trigger-Lichtpuls bis zum Beginn des Entladestromes im Pinchrohr dann $(180 \pm 5) \text{ ns}$.

Der bestmögliche Jitter zwischen Stromanfang des z-Pinches und dem Farbstoff-Laserpuls beträgt 16 ns . Haupt-Quelle ist die ausschließliche Triggermöglichkeit der Lampe des NdYAG-Lasers.

Zum Abbilden des Rohrausgangs bekommt die Steuereinheit ST-100 des Posma-Detektors über den Pulsgenerator FG-100 ein Sync-Out-Signal der Fernbedienung des Excimer-Lasers.

2.2.2 Aufbau in Jena für den Hochintensitäts-Laser

Das Ziel der Messungen mit dem Hochintensitätslaser ist es, die Eignung des Plasma-Lichtleiters zum Führen einer Intensität von $I_0 = 10^{17} \text{ Wcm}^{-2}$ über eine Länge von $L = 14.4 \text{ cm}$ nachzuweisen. Dazu wird die durch den Plasma-Lichtleiter geführte Intensität mit und ohne Lichtleiter $I_{\text{mitLL}}/I_{\text{ohneLL}}$ gemessen und der Radius des geführten Lichtes r_{ch} vergrößert abgebildet. Die transmittierte Intensität wird mit einer schnellen Photodiode gemessen und das Bild mit einem Beamprofiler-Detektor aufgenommen. Der Versuchsaufbau dieser Messungen an der Universität Jena ist in Abbildung 2.11 gezeigt.

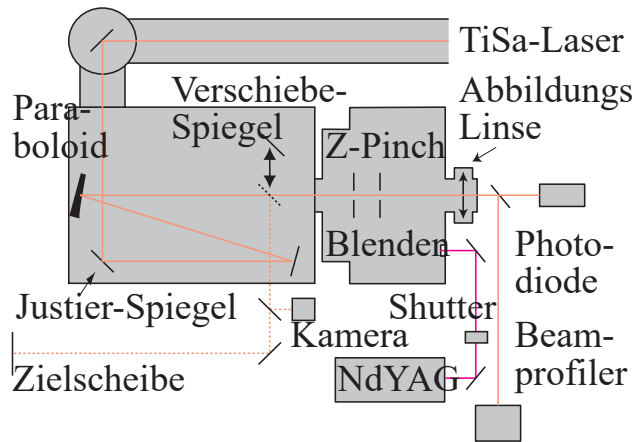


Abbildung 2.11: Versuchsaufbau in Jena: Lichtleitungsmessung mit dem TiSa. $\lambda = 800 \text{ nm}$.

Der zu führende Laserpuls wird mit einem modengekoppelten TiSa-Oszillator, der von einem diodengepumpten NdYVO_4 -Laser gepumpt wird, mit einer Repetitionsrate von 80 MHz erzeugt. Mit einer Pockelszelle wird daraus ein 10 Hz -Pulszug ausgewählt. Die ursprünglich 45 fs werden in einem Strecker auf 200 ps gestreckt und in einem regenerativen Verstärker, der durch einen gütegeschalteten NdYAG-Laser gepumpt wird, auf 2 mJ verstärkt. Hier befindet sich auch der Shutter zum Durchlass einzelner Laserpulse. Nach Aufweitung kann der Laserpuls in einem TiSa-4-Pass-Verstärker, der von zwei gütegeschalteten NdYAG-Lasern gepumpt wird, auf 300 mJ weiter verstärkt werden. Nach Kompression entstehen Pulse von 100 fs Dauer und 5 cm Durchmesser mit einer Wellenlänge von 800 nm . Mit dem regenerativen Verstärker allein beträgt die in die Eintrittsblende des Pinchrohres fokussierte Intensität $3.2 \cdot 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$, mit der zusätzlichen

Verstärkung im Vier-Pass-Verstärker $1.1 \cdot 10^{17} \text{ W cm}^{-2}$.

Damit wirklich 100 fs lange Laserpulse in den Plasma-Lichtleiter fokussiert werden, wird der Laser mit einem 15° -Off-Axis-Paraboloid-Spiegel der effektiven Brennweite $f_{eff} = 64.6 \text{ cm}$ fokussiert. Da die beiden durchbohrten Elektroden des Pinchrohres sich unzugänglich im Inneren der Apparatur befinden, wird ein Verschiebespiegel in den Strahlengang gebracht und der Fokus mit Hilfe einer Kamera mit angebautem zehnfach-Vergrößerungsobjektiv mittig in die Eintrittsblende verschoben. Die Richtung des Laserpulses durch die Austrittsblende wird mit Hilfe einer in der doppelten Brennweite $2 \cdot f_{eff}$ angebrachten Zielscheibe justiert. Eine eventuelle radiale Verschiebung des $r_0 = 20 \mu\text{m}$ Fokus kann mit $5 \mu\text{m}$ Genauigkeit nachgeregelt werden, die Richtung des Lasers kann mit einer Genauigkeit von 2 mrad eingestellt werden. Bei herausgefahretem Verschiebespiegel kann hinter der Apparatur mit der schnellen Photodiode und dem Bild am Beamprofiler-Detektor eine Feinjustage erfolgen.

Die schnelle Photodiode XA-1002 hat eine CsSb-Kathode vom Durchmesser 2 cm . Dies stellt sicher, dass die gesamte aus der Austrittsblende kommende Intensität registriert wird. Die Anstiegszeit ist theoretisch 0.2 ns und gemessen 0.3 ns . Der Empfindlichkeitsbereich liegt zwischen $300 - 650 \text{ nm}$ mit dem Maximum bei 400 nm . Da der Hochintensitätslaser beim Austritt aus der Apparatur durch ein Quarzglasfenster geht und auch die Photokathode mit einer Glasscheibe geschützt ist, kann man sehr gute selbstphasenmodulierte Weißlicht-Signale beobachten. Die Verwendbarkeit dieses Messverfahrens wurde mit einer kleinen Si-Photodiode untersucht, deren Empfindlichkeitsmaximum bei 800 nm liegt und die eine Anstiegszeit von 1 ns hat. Die relativen Intensitätsschwankungen für Einzelpulse des TiSa-Lasers sind etwa gleich groß. Die schnelle Photodiode XA-1002 zeigt für TiSa-Einzelpuls-Messungen mit dem Regenerativen Verstärker relative Intensitätsschwankungen von 3.3% und für Laserpulse mit voller Verstärkung im Vier-Pass-Verstärker relative Intensitätsschwankungen von 4.0% .

Detektor für die vergrößerte Abbildung der $500 \mu\text{m}$ -Austrittsblende ist der Beamprofiler Spiricon TM 765E. Er hat eine aktive Fläche von $(8.3 \times 6.4) \text{ mm}$ und eine Pixelgröße von $(11 \times 11) \mu\text{m}$.

Zeitliche Abfolge des Experimentes:

Die Erklärung des Ablaufes der Lichtleitungs-Experimente orientiert sich am Blockschaltbild in Abbildung 2.12. Der grundlegende Unterschied zum Versuchsaufbau in Würzburg besteht darin, dass das Experiment nun vom Laser-System ge-

startet wird. Vergleiche dazu das Blockschaltbild 2.10.

Außerdem gibt es in diesem Versuchsaufbau zwei zu justierende Zeitbereiche: Einen Feinbereich, der 10 Hz -Pulszüge mit ns -Genauigkeit gegeneinander verschiebt und einen Grobbereich, der die richtigen Einzelpulse aus diesen 10 Hz -Pulszügen mit einer Genauigkeit im 10 ms -Bereich auswählt und den Rest abblockt.

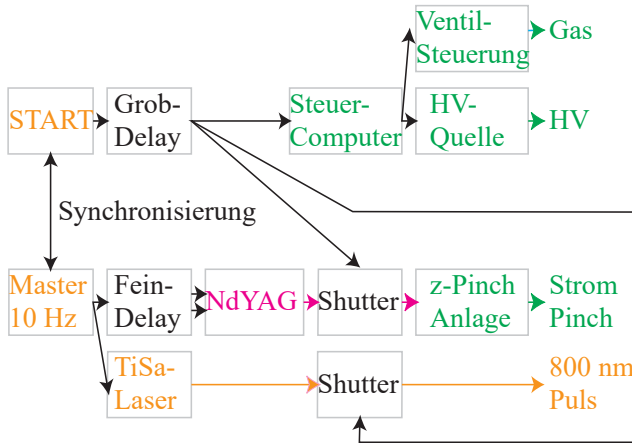


Abbildung 2.12: Blockschaltbild des Versuchsaufbaus in Jena: Lichtleitungsmessung mit dem Hochintensitätslaser. $\lambda = 800 \text{ nm}$.

Das Startsignal wird in eine elektronische Delay-Box gegeben. Ohne Verzögerung wird der Steuercomputer der z-Pinch-Anlage gestartet. Wie beim Versuchsaufbau in Würzburg steuert dieser das Einfüllen des Gases und das Anlegen der Hochspannung. Mit einer Zeitverzögerung wählt man dann mit Hilfe einer Shutter-Steuerung einen TiSa-Laserpuls aus. Das Delay 1.5 s ist so gewählt, dass die Vorionisierung bereits stabil brennt. Er ist so fein eingestellt, dass der Laserpuls vom Shutter nicht abgeschnitten wird. Mit der gleichen Zeitverzögerung wird ein Shutter im Strahl des NdYAG-Triggerlasers justiert. Es wird so fein nachjustiert, dass genau ein Triggerpuls in die Funkenstrecke der z-Pinch-Anlage eingestrahlt wird.

Das 10 – Hz -Master-Triggersignals des Lasersystems ist mit dem obigen Startsignal synchronisiert. Es erzeugt die 10 – Hz -TiSa-Laserpulse im Regenerativen Verstärker. Ein Teil dieses 10 – Hz -Master-Triggersignals wird in eine elektronische Delay-Box gegeben, die im ns -Bereich variierbar ist. Mit je einem verzögerten Pulszug wird Lampe und Q-Switch des NdYAG-Triggerlasers getriggert. Der Jitter ist deutlich kleiner als 1 ns . Der zeitliche Abstand der beiden Pulszüge für Lampe und Q-Switch wird auf die optimale Laserpuls-Intensität fest eingestellt. Zwischen dem Master-Triggerpuls und dem TiSa-Laserpuls liegt eine Zeitdauer

von $319.9 \mu s$. Mit der variierbaren Zeitdauer zwischen Master-Triggerpuls und Lampentrieger kann der Pinchstrom rechtzeitig und jitterarm gezündet werden. Für einen Einfülldruck von $300 Pa$ Helium im Pinchrohr und von $2.6 bar$ Stickstoff in der Funkenstrecke beträgt die Zeitdauer zwischen NdYAG-Laserpuls und Pinchstrom $180 ns$. Durch Erwärmung der Elektroden kann sich diese Zeit über dutzende von Einzelschüssen verschieben, siehe beispielsweise Abbildung 3.21. Der Jitter des Masterpulses und der Jitter der elektronischen Delay-Box sind vernachlässigbar. Der Jitter zwischen dem NdYAG-Laserpuls und dem TiSa-Laserpuls beträgt $0.5 ns$. Der mittlere Jitter zwischen Pinchstrom und TiSa-Laserpuls beträgt $3.5 ns$. Dieser Jitter rührt hauptsächlich von der z-Pinch-Apparatur her.

Kapitel 3

Messergebnisse

3.1 Charakterisierung des Plasmakanals mit dem Farbstoff-Laser

Die zeitliche Abfolge des Entladestromes, der Lichtleitung durch den Plasmakanal und des Plasmaleuchtens der kollabierten Schockwelle werden aufgenommen. Durch den Plasmakanal wird dann mit verschiedenen Verzögerungszeiten zum Stromanfang des Pinchstromes der Farbstoff-Laserpuls gestrahlt. In den Messungen wird die Zeitdauer, in der der Plasma-Kanal existiert, bestimmt. Um die Qualität der Plasma-Kanäle der z-Pinch-Apparatur zu bestimmen, wird die Maximaltemperatur des Pinch-Plasmas abgeschätzt sowie die zeitliche Entwicklung der Elektronentemperatur gemessen. Außerdem wird die durch den Lichtleiter geführte Intensität in Abhängigkeit vom Einstrahlwinkel in den Kanaleingang gemessen und die Größe des Plasmakanals bestimmt.

Alle gewonnenen Ergebnisse werden jeweils mit den im Theorieteil vorgestellten Modellen und Simulationen verglichen. Die Messungen an Helium dienen dazu, die Verwendbarkeit der langen Plasma-Kanäle für Anwendungen wie beispielsweise die Beschleunigung von Elektronen zu untersuchen. Methan lässt sich bei den erreichbaren Plasmatemperaturen zu $C^{4+} + 4 H^+ + 8 e^-$ zerlegen und das Verhältnis zwischen Elektronenzahl und mittlerer Masse der Ionen ist genauso groß wie bei Helium. Die Plasmakanäle sollten also eine ähnliche Dynamik wie bei Helium aufweisen, aber wegen der größeren Elektronendichte bessere Lichtleitereigenschaften für nicht-Hochintensitäts-Laserpulse zeigen.

3.1.1 Strom, Plasmakanal und Plasmaleuchten

Nach dem Auslösen der Funkenstrecke der z-Pinch-Apparatur beginnt die Entladung auf der Oberfläche im Keramikrohr und wird durch die Vorionisierung

homogen über die gesamte Oberfläche verteilt. Dieser Stromschlauch bewegt sich beschleunigt in Richtung z -Achse und das eingefüllte Gas bildet davor eine Schockwelle. Kurz vor dem Eintreffen der Schockwelle auf der Achse sind die Bedingungen für eine Plasma-Lichtleitung in z -Richtung durch diesen Pinchschlauch erfüllt. Beim Eintreffen der Schockwelle auf der Achse wird diese dort reflektiert, das eingefüllte Gas wird komprimiert, heizt sich stark auf und beginnt zu leuchten. Für einen nun auf der z -Achse propagierenden Laserpuls wirkt das Plasma defokussierend.

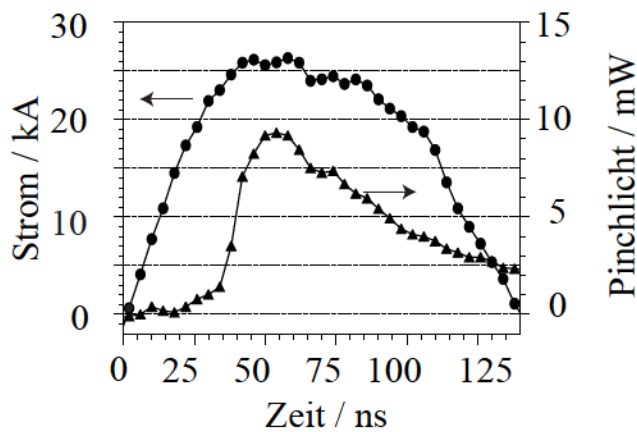


Abbildung 3.1: Zeitlicher Verlauf von Pinchstrom J und Eigenleuchten des Plasmas (Pinchlicht). Zeitnullpunkt: Beginn des Pinchstromes. Eingefülltes Gas: 546 Pa Helium. Vergleiche mit Abbildung 3.2.

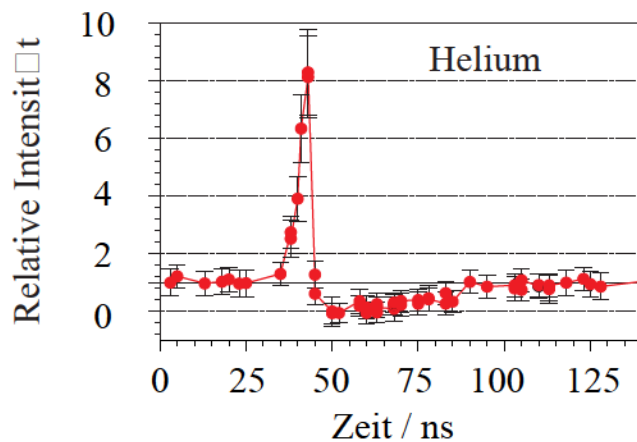


Abbildung 3.2: Relative Intensität I_{mitLL}/I_{ohneLL} vieler einzelner Transmissionen des Probelasers. Normierung: Mittlere Intensität I_{ohneLL} für Zeiten vor der Lichtleitung. Zeitnullpunkt: Beginn des Pinchstromes. Eingefülltes Gas: 546 Pa Helium. Vergleiche Abbildung 3.1.

Um die zeitliche Abfolge von Pinchstrom J , Lichtleitung und Plasmaleuchten zu bestimmen, wird der Pinchstrom mit der Rogowski-Spule und das Plasmaleuchten mit einer kalibrierten Photodiode gemessen. Dies ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Der Plasmakanal für die Lichtleitung wird durch die relative Intensität I_{mitLL}/I_{ohneLL}

des Farbstoff-Probelasers der Wellenlänge $\lambda = 456 \text{ nm}$ hinter der Austrittsblende des Pinchrohres ausgemessen. Dabei werden jeweils einzelne Lichtleitungen für verschiedene Zeitdauern zwischen Stromanfang und Probelaserpuls in Abbildung 3.2 aufgetragen. Die Laufzeit des Laserpulses durch den Lichtleiter beträgt 0.5 ns und kann gegenüber anderen Messungenauigkeiten in der Auftragung vernachlässigt werden. Ebenso ist die Intensität des Plasmaleuchtens um mehr als 2 Größenordnungen geringer als die Intensität des Probelasers. Abbildung 3.1 und 3.2 können also direkt verglichen werden:

Für einen Einfülldruck von 546 Pa Helium im Pinchrohr ist in Abbildung 3.1 ein typischer Stromverlauf mit einem Maximum von 26 kA zu sehen. Etwa 35 ns nach dem Stromanfang beginnt das Plasmaleuchten durch die einlaufende Schockwelle, erreicht nach Eintreffen der Schockwelle auf der Achse bei 55 ns ein Maximum und nimmt danach ab. Die Transmission des Probelasers durch das Pinchrohr in Abbildung 3.2 ist für Zeiten vor dem Einsetzen des Plasmaleuchtens ungestört. Da der Mittelwert über viele solche Werte der transmittierten Intensität als Normierung verwendet wurde, ist in diesem Bereich die relative Intensität $I_{mitLL}/I_{ohneLL} = 1$. 42 ns nach dem Stromanfang weist das radiale Profil der Elektronendichte, das durch die einlaufende Schockwelle gebildet wird, die optimalen Lichtleitungsbedingungen für den Farbstoff-Probelaser auf. Diese Lichtleitung endet abrupt nach 45 ns und die Transmission des Probelasers durch die z-Pinchentladung geht ab diesem Zeitpunkt auf Werte nahe Null zurück. Der Plasmaschlauch ist auf der z-Achse kollabiert, die Plasmadichte erreicht ein Maximum und die optischen Eigenschaften des Plasmas in z-Richtung sind defokussierend. 90 ns nach dem Stromanfang geht die Transmission wieder auf Werte ohne Pinch zurück, die Plasmadichte auf der Achse nimmt ab.

3.1.2 Lebensdauer von Plasmakanälen

Plasma-Kanäle in Helium:

Um die zeitliche Dauer der Lichtleitung zu vermessen, wird Helium mit einem Einfülldruck von 150 Pa in das Pinchrohr gefüllt. Der Probelaser wird mit einer Linse der Brennweite $f = 20 \text{ cm}$ in die Eintrittsblende fokussiert. Dies entspricht einem Einstrahlwinkel von $\varphi_{L0} = 17.5 \text{ mrad}$ oder einer $f/29$ Fokussierung.

Um den Jitter zu erkennen, nimmt eine schnelle Photodiode den Laserpuls des

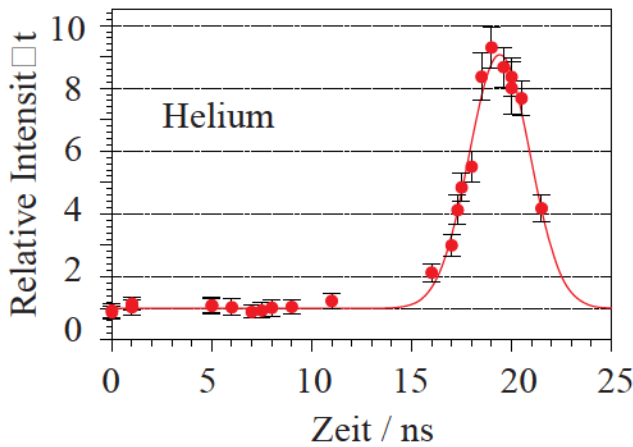


Abbildung 3.3: Zeitliche Dauer des Lichtleitungs-Kanals in 150 Pa Helium: $FWHM = 3.6 \text{ ns}$. Relative Intensität I_{mitLL}/I_{ohneLL} vieler Messungen des Probelasers mit verschiedenen Verzögerungszeiten. Zeitnullpunkt: Stromanfang.

NdYAG-Lasers auf, der die z-Pinch-Anlage zündet. Zwischen dem elektrischen Trigger-Impuls für den NdYAG-Laser und diesem Signal wird der Jitter des Lasers überwacht ebenso zwischen Photodiodensignal und dem Stromanfang der Rogowski-Spule der Jitter der z-Pinch-Anlage. Der Jitter des Würzburger Versuchsaufbaus über alle geführten Laserpulse beträgt zwischen 16 – 20 ns. In Ausnahmefällen für bis zu 8 aufeinander folgende Einzelmessungen liegt er um eine Größenordnung darunter. Der Jitter in Abbildung 3.3 ist 1.4 ns. Diese Bereiche mit minimalem Jitter liegen alle nach der Aufwärmphase der Apparatur und bei minimalem Druck in der Funkenstrecke. Für jede einzelne Lichtleitung des des Probelasers durch den Plasmakanal wurde die Zeitdifferenz zum Stromanfang gemessen. So entstand Abbildung 3.3. An die Ergebnisse wurde eine Gauß-Kurve angepasst, die für Zeiten vor dem Lichtleitungs kanal eine relative Intensität des transmittierten Laserpulses von $I_{mitLL}/I_{ohneLL} = 1$ aufweist. Die Halbwertsbreite dieser Gauß-Kurve beträgt 3.6 ns. Die Dauer des Lichtleitungs kanals in Abbildung 3.3 kann für die Messungen mit dem Farbstoff-Laser also nur in den Bereichen kleineren Jitters aufgelöst werden. Außerdem ist die Kanaldauer kürzer als die Pulslänge des zu führenden Farbstoff-Lasers von $FWHM \geq 8 \text{ ns}$. Für Kanäle in Helium muss dies in der Auswertung berücksichtigt werden.

Um auszuschließen dass eine solche Prozedur das Messergebnis verfälscht, werden einzelne durch den Plasma-Lichtleiter geleitete Probe-Laserpulse mit einem schnellen Oszillographen aufgenommen. In Abbildung 3.4 ist dies für einen eingefüllten Gasdruck von 546 Pa Helium dargestellt. Der Einstrahlwinkel in den Lichtleiter beträgt 5 mrad. Dies entspricht einer f/100- Fokussierung. Die Abbildung zeigt, einmal den Verlauf eines einzelnen Lichtpulses ohne Lichtleitung

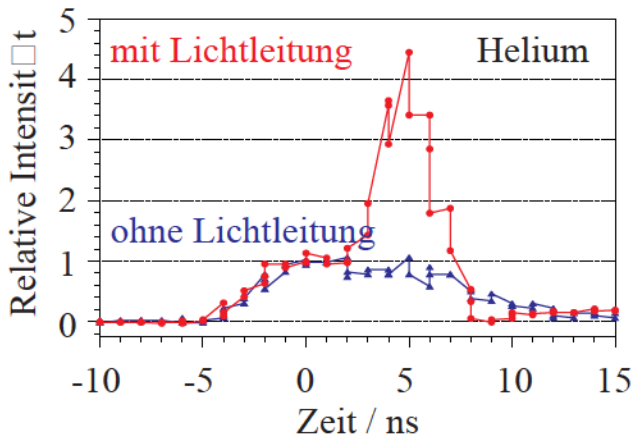


Abbildung 3.4: Zeitliche Dauer des Lichtleitungs-Kanals in 546 Pa Helium: Relative Intensität I_{mitLL}/I_{ohneLL} eines einzelnen transmittierten Laserpulses mit und ohne Lichtleitung. Zeitnullpunkt gleich für beide Aufnahmen.

(Transmission zeitlich weit vor dem Lichtleitungs-Kanal). Zum Vergleich der Fall der Lichtleitung, die transmittierte Intensität steigt stark an. Die Halbwertsbreite des Lichtleitungs-Kanals liegt in dieser Abbildung 3.4 bei 3 ns, in anderen Messungen wurden bis zu 5.3 ns Kanalbreite gemessen. Der Mittelwert liegt bei 4.9 ns.

Vergleich der Helium-Kanäle mit dem MHD-Modell:

Die Modellrechnungen in Abbildung 1.13 sagen die Bildung eines Plasmakanals für die Zeiten zwischen 35 – 40 ns nach Beginn des Entladestromes vorher. Die gemessene Dauer ist also in Übereinstimmung mit dieser Vorhersage. Vergleicht man die Ergebnisse aus Abbildung 3.2, die eine Lichtleitung im gleichen Zeitbereich zeigen, so sieht man, dass sowohl der Zeitpunkt der Lichtleitung als auch der Zeitbereich in der gleichen Größenordnung liegen.

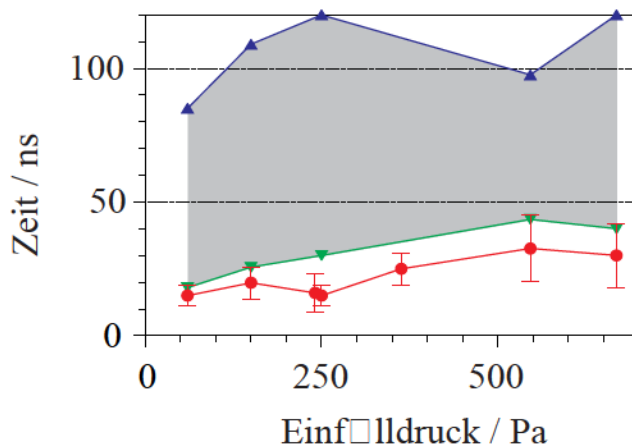


Abbildung 3.5: Zusammenfassung von 26 Lichtleitungs-messungen in Helium: Zeitliche Lage des Lichtleitungs-Kanals und des defokussierend wirkenden Bereiches in Abhängigkeit vom Einfülldruck im Pinchrohr. Zeitnullpunkt: Anfang des Pinchstromes.

Abbildung 3.5 zeigt die Zusammenfassung von 26 Lichtleitungen in Helium. Es ist jeweils die Zeitdauer nach Beginn des Entladestromes angegeben, die der Mitte der Lebensdauer des Lichtleitungskanals entspricht. Die unterste Kurve gibt den Mittelwert all dieser Werte an, die Fehlerbalken deren Verteilungsbereich. Die zeitliche Dauer der Existenz des Lichtleitungsbereichs ist aufgrund des Jitters mancher Messungen nicht angegeben. Die schattierte Fläche zwischen den beiden oberen Kurven zeigt den Zeitbereich in dem die Transmission durch das Pinchrohr auf Werte nahe Null absinkt. Es handelt sich dabei wieder um den Mittelwert verschiedener Messungen zu gleichem Einfülldruck. Der vermessene Druckbereich des eingefüllten Heliums ist zu kleinen Drücken hin begrenzt durch die Homogenität der Vorionisierung. Bei knatternder Vorionisierung steigt der Jitter an. Am oberen Ende des Druckbereiches zündet das Pinchrohr manchmal erst in der zweiten Halbwelle des Entladestromes. Dies führt zu großen zeitlichen Verschiebungen der Durchzündzeit. Im Rahmen der beschriebenen Ungenauigkeiten können die Messungen der Lichtleitung in Abbildung 3.5 für verschiedene Einfülldrücke p von Helium mit der theoretisch vorhergesagten (Gleichung 1.59) $t \sim \sqrt{p}$ reproduziert werden.

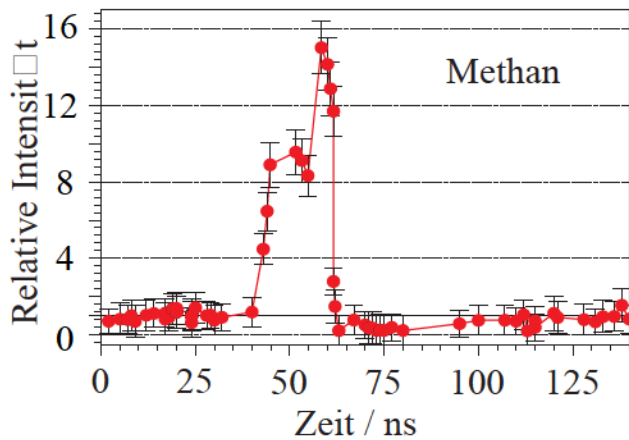


Abbildung 3.6: Zeitliche Dauer des Lichtleitungs-Bereichs in 200 Pa Methan: 20 ns. Jitterbereinigte Aufnahme der relativen Intensität I_{mitLL}/I_{ohneLL} des transmittierten Laserpulses von vielen Messungen. Zeitnullpunkt: Stromanfang des Pinches.

Plasma-Kanäle in Methan:

Durch Ionisation des Methans in der einlaufenden Schockwelle ergibt sich ein Gemisch aus Kohlenstoff- und Wasserstoff-Plasma, deren Ionen sich möglicherweise mit unterschiedlicher Geschwindigkeit bewegen. Es könnte also bei Lichtleitungsmessungen einen langen Bereich mit Lichtleitung geben. In Abbildung 3.6 beobachtet man für einen eingefüllten Gasdruck von 200 Pa Methan einen 20 ns breiten Bereich der Lichtleitung. Der Einstrahlwinkel $\varphi_L = 22.6 \text{ mrad}$ entspricht

einer $f/22$ -Fokussierung.

Wie erwartet ist auch die Intensität I_{mitLL}/I_{ohneLL} des durch den Plasma-Lichtleiter geleiteten Probe-Laserpulses höher als beim Helium. Der Grund dafür ist die höhere eingefüllte Elektronendichte bei 200 Pa Methan im Vergleich mit 546 Pa Helium, da bei den vorherrschenden Temperaturen Methan 8 Elektronen, Helium aber nur 2 Elektronen beitragen. Möglicherweise könnte auch die Rauigkeit der Innenwand des Plasmakanals eine Rolle spielen. Da die Masse der Kohlenstoff-Atome geringer als die der Helium-Atome ist, kann Helium besser aus der Plasmawand diffundieren. Vergleichsmessungen an Wasserstoff-Kanälen, die nur geringe Lichtleitung zeigen, unterstützen diese These.

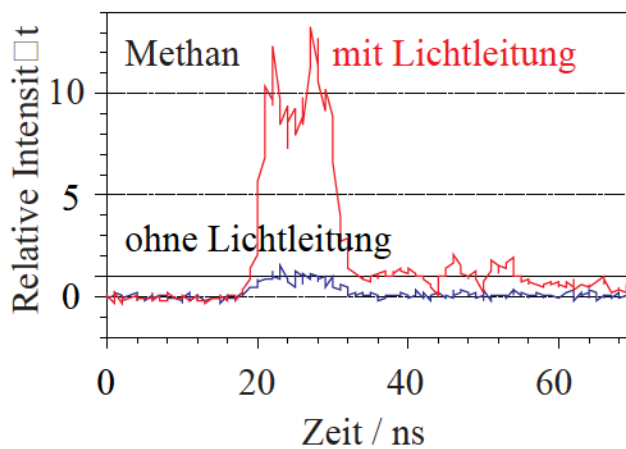


Abbildung 3.7: Zeitliche Dauer des Lichtleitungs-Kanals in 200 Pa Methan: Zeitaufgelöste Aufnahme der relativen Intensität eines transmittierten Laserpulses ohne Lichtleitung $I_{mitLL}/I_{ohneLL} = 1$ und mit Lichtleitung. Zeitnullpunkt gleich für beide Aufnahmen.

Um zu zeigen, dass der Jitter der z-Pinch-Apparatur nicht die Quelle für den ganzen Bereich der Lichtleitung ist, wird in Abbildung 3.7 ein einzelner transmittierter Probe-Laserpuls aufgenommen. Anschließend wird er mit einem Laserpuls verglichen, der ohne Lichtleitung aber bei sonst gleichen Bedingungen durch die Apparatur propagiert. Die gemessene Dauer der Lichtleitung umfasst die gesamte Basislänge des ungestörten Laserpulses von 12 ns. Der Lichtleitungsbereich muss also zeitlich mindestens so lang sein. Obwohl die Doppelpulsstruktur in Abbildung 3.7 auf Grund der unterschiedlichen Skalierung der Zeitachsen nicht mit der Mehrpulsstruktur in Abbildung 3.6 vergleichbar ist, zeigt sie doch, dass es sich bei der Lichtleitung in Methan nicht um einen einzelnen Kanal mit optimalen Lichtleitungsbedingungen handelt, wie es beim Helium beobachtet wurde.

Mit der molaren Masse $M_{C^{4+}} = 12 \text{ g/mol}$ kann Gleichung 1.59 für die Abschätzung des Zeitverhaltens der Lichtleitung verwendet werden. Die Ergebnisse liegen am oberen Ende des beobachteten Lichtleitungsbereiches. Auf Grund des Kontrak-

tionsmechanismus des Pinchslauches, wo der kontrahierende Stromschlauch durch Raumladungseffekte die Ionen hinter sich herzieht, bestimmt das Verhältnis von Ladung zu Masse die Pinchgeschwindigkeit der Ionen. Die Beobachtung ist also plausibel, da die Kohlenstoff-Ionen die größte Masse aufweisen und vierfach ionisiert sein sollten und damit als letztes auf der z-Achse eintreffen. Vorher eintreffende Ionen könnten nach dieser Abschätzung Protonen sein.

3.1.3 Elektronentemperatur im Plasmakanal

Zur Bestimmung der Elektronentemperatur T_e im Pinchrohr während des z-Pinches werden charakteristische Emissionslinien des eingefüllten Gases betrachtet. Abbildung 3.8 zeigt an der z-Pinch-Apparatur gemessene Linien des O^{5+} -Ions sowie als Vergleich ein Sauerstoff-Linienspektrum von Bergmann et al. [47]. Die Sauerstoff-Linie bei 12.98 nm entspricht dem $OVI \ 4d \rightarrow 2p$ Übergang, die Linie bei 15.01 nm dem $OVI \ 3p \rightarrow 2s$ Übergang und die Linie bei 17.30 nm dem $OVI \ 3d \rightarrow 2p$ Übergang. Die Existenz der Linien zeigt, dass im z-Pinch zu irgendeinem Zeitpunkt O^{5+} -Ionen vorliegen und dienen damit zu einer Abschätzung der maximal erreichbaren Elektronentemperaturen.

Für die Messungen in Abbildung 3.8 wurde ein Monochromator und ein Photomultiplier mit Szintillatorfolie vor dem Eintrittsspalt verwendet. Die in das Pinchrohr eingefüllten 61 Pa Sauerstoff entsprechen einer eingefüllten Teilchenzahldichte $n_0 = 3.0 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Für eine grobe obere Abschätzung der maximalen Kompression ≤ 100 während des Zusammentreffens der Schockwellen auf der z-Achse, könnten maximale Plasmadichten bis 10^{18} cm^{-3} erreicht werden.

Abbildung 3.9 zeigt das modifizierte Korona-Gleichgewicht von Sauerstoff für eine Teilchenzahldichte von $n_0 = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. n_0 ist dabei die eingefüllte Teilchenzahldichte. In der Abbildung 3.9 sieht man, dass das Maximum der relativen Teilchenzahldichte für O^{4+} über $T_e > 10 \text{ eV}$ befindet, und für O^{5+} $T_e = 15 \text{ eV}$ beträgt. O^{5+} -Ionen sind in diesem Plasma noch bis zu Elektronentemperaturen $T_e \leq 40 \text{ eV}$ vorhanden. Dies zeigt, dass die Elektronentemperatur im Sauerstoff-Plasma diese Werte erreicht. Eingefülltes Helium ist im Pinchplasma also auf jeden Fall voll ionisiert, siehe Abbildung 1.10.

Für die Lichtleitungs-Experimente mit dem Hochintensitätslaser sollte der durch den z-Pinch geformte Plasma-Kanal während der Lichtleitung möglichst vollständig

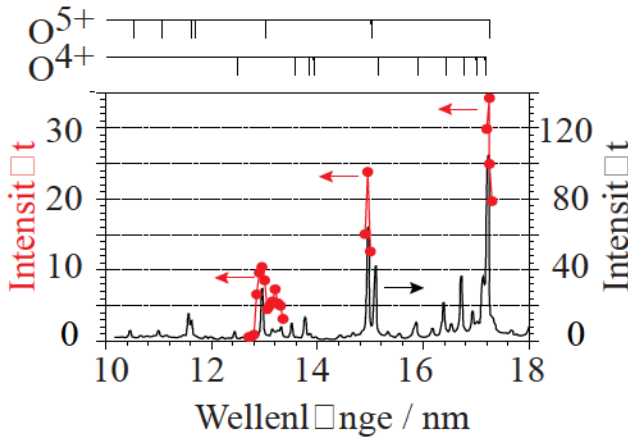


Abbildung 3.8: Abschätzung der maximalen Plasmatemperatur im z-Pinch (Messpunkte): Vergleich der gemessenen Sauerstofflinien mit einem Sauerstoff-Linienspektrum von K. Bergmann et al. [47].

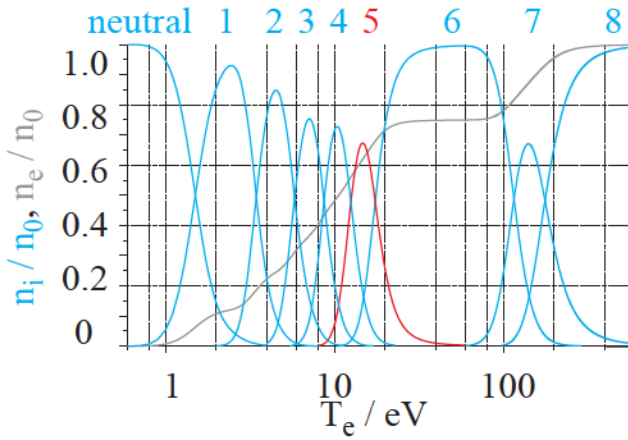


Abbildung 3.9: Maximale Plasmatemperatur im z-Pinch. Modifiziertes Korona-Gleichgewicht für Sauerstoff [48]: Relative Teilchendichte n_i/n_0 der einzelnen Oxidationsstufen, Elektronendichte n_e , Einfüllendichte $n_0 = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

ionisiert sein. Eine Nachionisation von unvollständig ionisierten Ionenrümpfen durch den zu führenden Hochleistungs-Laserpuls würde das Dichteprofil der Elektronen im Plasmakanal zerstören. Da der TiSa-Hochleistungspuls in Helium-Kanälen geführt werden soll, muss während der Existenz des Lichtleitungs Kanals Helium ausschließlich als He^{2+} vorliegen. Deshalb wurde das Zeitverhalten der Intensität der $Lyman_\alpha$ - und der $Lyman_\beta$ -Linien des Heliumions gemessen und daraus auf das Zeitverhalten der Elektronentemperatur T_e und des Ionisationsgrades geschlossen.

Die $Lyman_\beta$ -Linie des Heliumions He^+ entspricht dem $1s \leftarrow 3p$ Übergang mit einer Wellenlänge von $\lambda = 25.6 \text{ nm}$, die $Lyman_\alpha$ -Linie des Heliumions entspricht dem $1s \leftarrow 2p$ Übergang mit einer Wellenlänge von $\lambda = 30.3 \text{ nm}$. Die beiden Linien wurden mit der Monochromator-Photomultiplier-Kombination von oben gemessen. Die Auflösung des Monochromators beträgt 0.11 nm bei 18.2 nm . Die Helium- $Lyman_\beta$ -Linie hat eine Halbwertsbreite von 0.20 nm , die $Lyman_\alpha$ -Linie hat eine Halbwertsbreite von 0.23 nm .

Das Zeitverhalten der beiden Linien ist im kleinen Bild in Abbildung 3.10 zu sehen. In das Pinchrohr wurden 546 Pa Helium eingefüllt. Dies entspricht einer eingefüllten Teilchenzahldichte $n_0 = 1.3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Da die Bedingungen wie in Abbildung 3.1 und 3.2 gewählt sind, kann man die dortigen Lichtleitungsbedingungen vergleichen: Während zum Zeitpunkt der Lichtleitung in Abbildung 3.2 von 42 ns nach dem Stromanfang im kleinen Bild in Abbildung 3.10 die $Lyman_\alpha$ -Linie intensiver als die $Lyman_\beta$ -Linie ist, ist dies für den Zeitpunkt des maximalen Pinchlichtes und der minimalen Transmission in Abbildung 3.2 bei 55 ns umgekehrt. Das Plasma heizt sich in dieser Zeit also bis etwa zum Erreichen von Gleichbesetzung auf. Interessant für die Bestimmung des Zeitverlaufs der Elektronentemperatur während der Lichtleitungsphase sind die Intensitäten am Fuß vor den beiden Intensitätsspitzen im kleinen Bild von Abbildung 3.10.

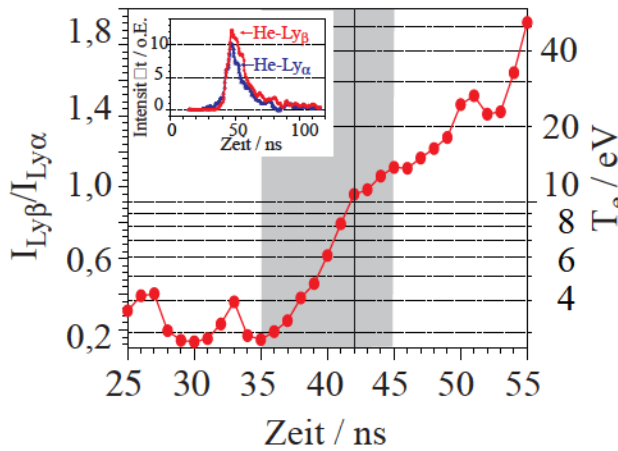


Abbildung 3.10: Zeitverlauf der Plasmatemperatur T_e in Helium aus dem Intensitätsverhältnis der Lyman-Linien $I_{Ly\alpha}/I_{Ly\beta}$ im kleinen Bild. Einfülldruck: 546 Pa Helium. Der Zeitbereich der Lichtleitung in Abbildung 3.1 und 3.2 ist grau und dessen Optimum mit einem Strich markiert.

Um den Zeitverlauf der Elektronentemperatur $T_e(t)$ bestimmen zu können, wird der Zeitverlauf des Intensitätsverhältnisses der beiden Linien $I_{Ly\beta}/I_{Ly\alpha}$ gebildet, siehe Abbildung 3.10. Für die weitere Analyse nimmt man an, dass die Linien im Zentrum optisch dick sind. Das Verhältnis der Intensitäten in den Linienzentren ist dann gleich dem Verhältnis der Planckfunktion $B(\lambda)$ bei beiden Wellenlängen:

$$\frac{I_{Ly\beta}}{I_{Ly\alpha}} = \frac{B(25.6 \text{ nm})}{B(30.3 \text{ nm})} \quad (3.1)$$

mit

$$B(\lambda) = \frac{2c}{\lambda^4} \cdot \frac{1}{e^{hc/\lambda k T_e} - 1} \quad (3.2)$$

Dabei ist c die Lichtgeschwindigkeit, h das Plancksche Wirkungsquantum und k der Boltzmann-Faktor. Durch Lösen der beiden Gleichungen für die gemessenen

$I_{Ly\beta}/I_{Ly\alpha}$ kann $T_e(t)$ (Abbildung 3.10) angegeben werden.

Abbildung 3.10 zeigt, dass im Zeitbereich der Lichtleitung (Abbildung 3.2) bei Zeiten zwischen 35 ns und 45 ns nach dem Stromanfang die Elektronentemperatur zwischen 2 eV und $> 10\text{ eV}$ beträgt. Für den Zeitpunkt der optimalen Lichtleitung in Abbildung 3.2 bei 42 ns liest man in Abbildung 3.10 eine Plasmatemperatur von 10 eV ab. Wegen Ungenauigkeiten auf der Zeitachse, die vom Jitter der Apparatur stammen, sowie Ungenauigkeiten auf der Temperaturachse die aus der Quotientenbildung stammen und wegen der unsicheren Annahme über die Selbstabsorption, sollte der gesamte Lichtleitungsbereich anstelle des Optimums allein betrachtet werden.

Eine Simulation des Zeitverlaufs der Elektronentemperatur von H. Langhoff [35] für einen Einfülldruck von 300 Pa Helium, ergibt den in Abbildung 3.11 reproduzierten Verlauf. Er stimmt recht gut mit dem Ergebnis der Messung überein, obwohl die Einfülldrücke nicht genau gleich sind. Der Einfülldruck der Simulation entspricht allerdings genau dem der Lichtleitungsmessungen mit dem Hochintensitäts-Laser.

Abschätzungen der notwendigen Elektronentemperatur T_e [49] für eine vollständige Ionisation des Heliums ergeben für die eingefüllte Gasdichte $T_e = 5\text{ eV}$. Wird noch berücksichtigt, dass die Gasdichte durch die Pinchkompression um den Faktor 10 bis 100 steigt, so verschiebt sich T_e nach $T_e = 5.5 - 6.0\text{ eV}$. Der Vergleich mit den Messdaten (Abbildung 3.10 und 3.11) lässt den Schluss zu, dass bei unseren Bedingungen Helium im erzeugten Plasmakanal bereits vollständig ionisiert vorliegt.

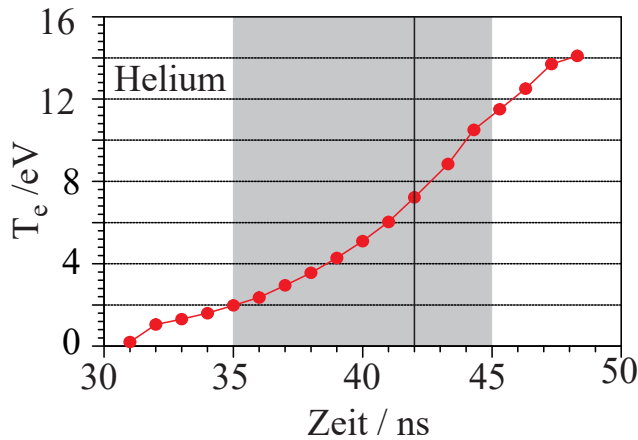


Abbildung 3.11: Simulation des Zeitverlaufs der Plasmatemperatur T_e für 300 Pa Helium. Trotz des dort höheren Einfülldruckes ist der Zeitbereich der Lichtleitung aus Abbildung 3.2 grau und dessen Optimum mit einem Strich markiert.

3.1.4 Bestimmung der Kanal-Parameter

Durch die Variation des Einstrahlwinkels in den Plasma-Lichtleiter soll die Numerische Apertur NA gemessen und der Kanalradius r_{ch} abgeschätzt werden. Daraus kann dann der Unterschied der Teilchendichte der Elektronen Δn zwischen Kanalrand r_{ch} und Kanalmitte und der Lichtleitfaktor LLF in Einheiten der Rayleigh-Länge L_R berechnet werden. Außerdem kann auf den optimalen Fokusradius r_m geschlossen werden, der eine Lichtleitung ohne radiale Oszillation des Laserpulses ermöglicht. Dazu wird die relative Intensität I_{mitLL}/I_{ohneLL} in Abhängigkeit vom Einstrahlwinkel φ_{L0} gemessen. Die Fokussierung in den Lichtleiter wird dabei verändert und die durch den z-Pinch transmittierte Intensität I_{mitLL} gemessen.

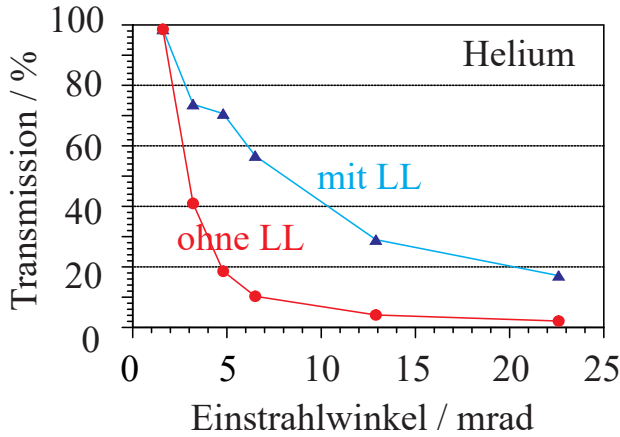


Abbildung 3.12: Durch den Plasmakanal transmittierte Intensität I_{mitLL}/I_0 in Abhängigkeit vom Einstrahlwinkel des Probelasers φ_{L0} . Normierung: Eingestrahlte Intensität I_0 . Einfülldruck: 546 Pa Helium. LL:Lichtleitung.

Fokussierung in einen Helium-Kanal:

In Abbildung 3.12 ist der Anteil der durch die z-Pinch-Apparatur transmittierten Intensität I_{mitLL} normiert auf die eingestrahlte Intensität I_0 in Abhängigkeit vom Einstrahlwinkel φ_{L0} für Plasmakanäle in 546 Pa Helium dargestellt. Die obere Kurve ist dabei die von der Güte des Lichtleiters bestimmte Transmission mit Lichtleitung, die untere Kurve die nur von der Geometrie des Pinchrohres abhängige Transmission ohne Lichtleitung. Die Geometrie des Pinchrohres berechnet sich aus der Größe der Austrittsblende und der Länge des Pinchrohres L , siehe Beschreibung zu Gleichung 1.63. Beim Auftragen wird berücksichtigt, dass die Länge des Probe-Laserpulses länger als die zeitliche Dauer des Kanals von 5 ns ist. Abbildung 3.12 zeigt, dass für kleine Einstrahlwinkel die Transmission der eingestrahnten Intensität durch den Plasma-Lichtleiter sehr hoch ist, bei

größeren Einstrahlwinkeln aber zunehmend mehr Intensität des Probelaser nicht geführt werden kann.

Um für diese z-Pinch-Apparatur die Erhöhung der Transmission, die durch den Plasma-Lichtleiter bewirkt wird darzustellen, wird die obere Transmissionskurve mit Lichtleitung in Abbildung 3.12 durch die untere ohne Lichtleitung geteilt. Dies wird im Folgenden als relative Intensität I_{mitLL}/I_{ohneLL} bezeichnet. Eine solche Messung ist in Abbildung 3.14 für einen eingefüllten Druck von 546 Pa Helium dargestellt. An dieser Auftragung sieht man, dass für kleine Einstrahlwinkel die durch den Lichtleiter bewirkte Erhöhung der Intensitätstransmission nur gering ist. Dies liegt an der für kleine Einstrahlwinkel bereits hohen Transmission durch die Apparatur. Für große Einstrahlwinkel wird dann eine Sättigung auf hohem Niveau erreicht, weil der Plasma-Lichtleiter nur bis zu einem maximalen Einstrahlwinkel φ_{L0}^{max} , der der Numerischen Apertur NA entspricht, die eingestrahlte Intensität leiten kann und für höhere Einstrahlwinkel mehr und mehr Intensität verliert.

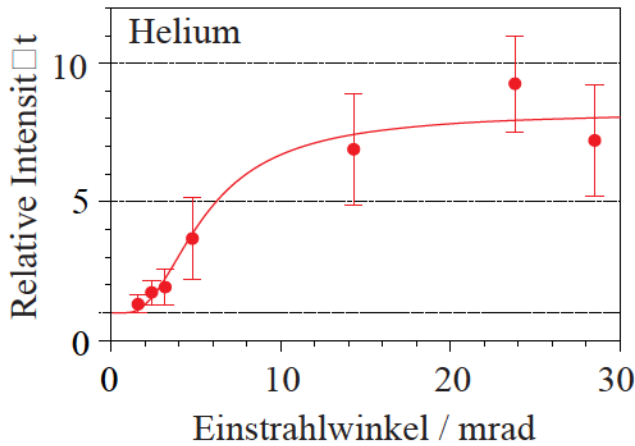


Abbildung 3.13: Transmittierte relative Intensität I_{mitLL}/I_{ohneLL} in Abhängigkeit vom Einstrahlwinkel des Probelasers φ_{L0} . Einfülldruck: 546 Pa Helium.

Die Messwerte $I_{mitLL}/I_{ohneLL}(\varphi_{L0})$ in Abbildung 3.13 können an die im Theorie-Teil in Gleichung 1.63 vorgestellte Ausgleichskurve angepasst werden. Dabei sind der Kanalradius r_{ch} und die Numerische Apertur NA aus der Anpassung bestimmbar. Der Radius des Fokus in der Eintrittsblende r_0 wird für jeden Einstrahlwinkel φ_{L0} gemessen. $\varphi_{geo} = r_{Blende}/L$ ist der maximale Einstrahlwinkel für eine Blende vom Radius der Austrittsblende r_{Blende} , die sich im Abstand der Rohrlänge L vom Fokus befindet. Für $r_{Blende} = 250 \mu m$ und $L = 14.4 cm$ ist in der z-Pinch-Apparatur $\varphi_{geo} = 1.7 mrad$.

Mit der Messung des Radius im Fokus $r_0 = (40 \pm 9) \mu m$ kann man in Abbildung

3.13 die Messwerte mit Gleichung 1.63 anpassen. Für die Numerische Apertur ergibt sich damit ein sehr genauer Wert $NA = (5.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-3}$, der Radius des Lichtleiters kann allerdings nur mit relativ großem Fehler bestimmt werden zu $r_{ch} = (70 \pm 30) \mu m$.

Fokussierung in einen Methan-Kanal:

Eine ähnliche Messung der relativen Intensität in Abhängigkeit vom Einstrahlwinkel $I_{mitLL}/I_{ohneLL}(\varphi_{L0})$ mit 200 Pa Methan im Pinchrohr ist in Abbildung 3.14 dargestellt. Dabei ergibt sich eine Numerische Apertur $NA = (8.4 \pm 0.2) \cdot 10^{-3}$ und ein Kanalradius von $r_{ch} = (80 \pm 40) \mu m$. Auch hier sieht man, dass die Anpassung mit Gleichung 1.63 sehr genaue Werte für NA und relativ ungenaue Werte für r_{ch} liefert.

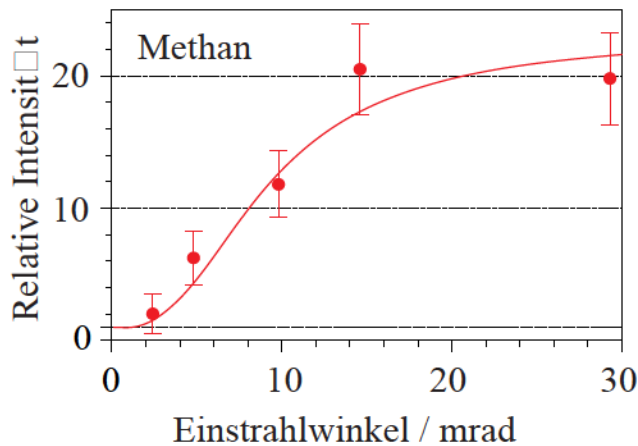


Abbildung 3.14: Transmittierte relative Intensität I_{mitLL}/I_{ohneLL} in Abhängigkeit vom Einstrahlwinkel des Probelasers φ_{L0} . Einfülldruck: 200 Pa Methan.

Um die obige grobe Bestimmung des Kanalradius r_{ch} nachzumessen, wurde eine fünffache Vergrößerung der Austrittsblende auf eine Detektorzeile abgebildet. Abbildung 3.15 zeigt ein solches Bild für einen in das Pinchrohr eingefüllten Druck von 200 Pa Methan. Dabei ist die transmittierte Intensität mit Lichtleitung als obere Kurve aufgetragen und ein Probe-Laserpuls ohne Lichtleitung als untere Kurve. Da der Laserpuls ohne Lichtleitung auf Eins normiert ist, zeigt das Bild die relative Intensität. Außerdem ist der Radius der Austrittsblende gestrichelt eingezeichnet. Aus der Messung liest man einen Radius des geführten Laserlichtes von $r_{ch} = (95 \pm 24) \mu m$ ab. Die Messung stimmt mit dem nach der Methode der Aufweitungsmessung abgeschätzten Kanalradius im Rahmen der Fehlergrenzen überein. Für Methan kann durch die Messung der Fehler des Kanalradius verbessert werden, für Helium kaum.

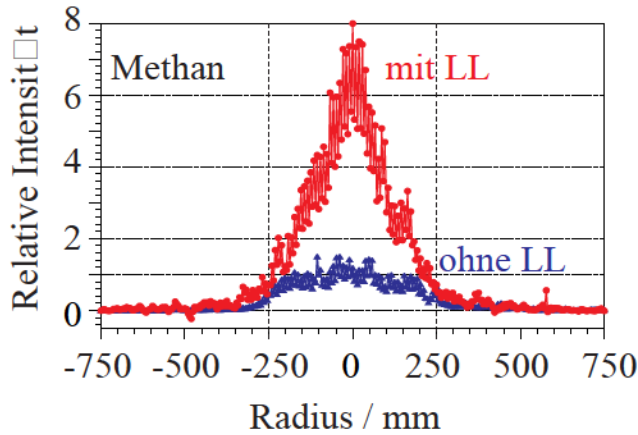


Abbildung 3.15: Radiales Intensitäts-Profil I_{mitLL}/I_{ohneLL} des Probelasers an der $500 \mu m$ Austrittsblende mit und ohne Lichtleitung. Einfülldruck: $200 Pa$ Methan.

Charakteristische Größen der Plasma-Lichtleiter:

Mit den Ergebnissen für die Numerische Apertur NA kann der Unterschied der Teilchenzahldichte der Elektronen zwischen Kanalradius r_{ch} und Kanalmitte mit der umgeformten Gleichung 1.24 berechnet werden:

$$\Delta n = \frac{\pi NA^2}{r_e \lambda^2} . \quad (3.3)$$

Dabei ist r_e der klassische Elektronenradius und $\lambda = 456 nm$ die Wellenlänge des Probelasers. Für Helium ergibt sich $\Delta n|_{He} = (1.3 \pm 0.1) \cdot 10^{17} cm^{-3}$. Die Teilchenzahldichte für den Einfülldruck $200 Pa$ Helium beträgt $n|_{He} = 1.3 \cdot 10^{17} cm^{-3}$. Für $200 Pa$ Methan ist $\Delta n|_{Me} = (3.8 \pm 0.2) \cdot 10^{17} cm^{-3}$ und $n|_{Me} = 5.0 \cdot 10^{16} cm^{-3}$. Berücksichtigt man zusätzlich zu NA noch die obigen Ergebnisse für den Kanalradius r_{ch} so kann man den im Theorieteil definierte Lichtleitfaktor LLF durch Umformung von Gleichung 1.27 berechnen:

$$LLF = \frac{NA \cdot L}{r_{ch}} . \quad (3.4)$$

$L = 14.4 cm$ ist die Länge des Pinchrohres. Für $r_{ch}|_{He} = (70 \pm 30) \mu m$ bei $546 Pa$ Helium ist der Lichtleitfaktor $LLF|_{He} = 10.8 \pm 4.8$. Für $r_{ch}|_{Me} = (95 \pm 24) \mu m$ bei $200 Pa$ Methan ist der Lichtleitfaktor $LLF|_{Me} = 12.7 \pm 3.6$.

Der optimale Radius des Fokus, bei dem ein eingestrahelter Laserpuls ohne radiale Oszillationen geleitet wird, kann mit der umgeformten Gleichung 1.23 berechnet werden:

$$r_m = \sqrt{\frac{\lambda r_{ch}}{\pi \cdot NA}} . \quad (3.5)$$

Mit der Wellenlänge des Probelasers $\lambda = 456 \text{ nm}$ wird für 546 Pa Helium $r_m|_{He} = 45 \text{ }\mu\text{m}$ und für 200 Pa Methan $r_m|_{Me} = 41 \text{ }\mu\text{m}$ berechnet.

Vergleicht man diese Ergebnisse mit dem gemessenen Radius des Fokus in der Eintrittsblende $r_0 = (40 \pm 9) \text{ }\mu\text{m}$, so sieht man, dass dieser Fokus mit nur geringen radialen Oszillationen durch den Lichtleiter propagiert. Die Messungen sind an den Plasma-Lichtleiter sehr gut angepasst.

3.2 Führen des Hochintensitäts-Lasers

Im Verlauf der Messungen in Würzburg wurde der durch die z-Pinch-Entladung erzeugte Plasma-Lichtleiter hinsichtlich seines zeitlichen Verhaltens charakterisiert. Ebenso wurden mit einem Probelaser die wichtigsten Kanalparameter ermittelt: Die Numerische Apertur NA , der Kanalradius r_{ch} . Daraus abgeleitet wurde die Differenz der Elektronendichte zwischen Kanalrand und Mitte Δn , der optimale Fokallradius in den Lichtleiter r_m sowie der Lichtleitfaktor LLF in Einheiten der Rayleigh-Länge L_R .

Im Versuchsaufbau in Jena werden Intensitäten von $3.2 \cdot 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$ und $1.1 \cdot 10^{17} \text{ Wcm}^{-2}$ in den Lichtleiter fokussiert. Die Wellenlänge des TiSa-Lasers beträgt $\lambda = 800 \text{ nm}$, was die Lichtleitungsmessungen begünstigen sollte, siehe Gleichung 1.24. Die Laserpulse sind etwa 100 fs lang und damit viel kürzer als die Lebensdauer des Kanals. Da mit dem Off-Axis-Paraboloid-Spiegel die Feinjustage des Lasers durch die Apparatur erfolgt, kann dieser leicht verkippt sein und der Fokus dadurch leicht verzerrt werden. Mit dessen effektiver Brennweite von $f_{eff} = 64.6 \text{ cm}$ ist der Einstrahlwinkel für alle Experimente konstant $\varphi_{L0} = 46 \text{ mrad}$. Dies entspricht einer $f/11$ -Fokussierung. Der Radius des Fokus beträgt $r_0 = 20 \text{ }\mu\text{m}$. Die Rayleigh-Länge ist $L_R = 1.57 \text{ mm}$. Für die Abweichung von beugungsbegrenzter Fokussierung verwendet man üblicherweise einen M^2 -Faktor, der als $M^2 := \pi r_0 \varphi_{L0} / \lambda$ definiert ist. Aus den experimentellen Werten φ_{L0} und r_0 wird $M^2 = 3.57$ berechnet. Andere Experimente am TiSa-Lasersystem weisen ein $M^2 \approx 1.5$ auf. Hier zeigt sich quantitativ die Verzerrung des Fokus.

Bei den Messungen in Jena werden die oben genannten Parameter des Plasmakanals für die kurzen Pulse mit den sehr hohen Intensitäten bestimmt und mit den Farbstoff-Laser-Messungen verglichen. Daraus und aus den Messungen der transmittierten Intensität kann auf die im Plasmakanal geführte Intensität geschlossen werden.

3.2.1 Frontansichten der Plasmakanäle

Von der Lichtleitung von Hochintensitäts-Laserpulsen werden vergrößerte Aufnahmen der Frontseiten gemacht. Daraus kann der Kanalradius r_{ch} bestimmt und die Differenz der Elektronendichte zwischen Kanalrand und Mitte Δn sowie die Numerische Apertur NA berechnet werden.

Aufnahmen von Helium-Kanälen:

In Abbildung 3.16 sind Bilder der Lichtleitung bei einer eingestrahnten Intensität von $I_0 = 1.1 \cdot 10^{17} \text{ Wcm}^{-2}$ in 300 Pa Helium zu sehen. Im Vergleich mit dem Bild des TiSa-Lasers ohne Lichtleitung links oben sieht man deutlich den Kanal. Durch Vergleich mit dem Radius der Austrittsblende $r_{Blende} = 250 \mu\text{m}$ kann man einen Kanalradius $r_{ch} = 20 \mu\text{m}$ zuordnen.

Löst man Gleichung 1.23 nach Δn auf und nimmt an, dass für die Lichtleitung durch den Kanal der Kanalradius r_{ch} mindestens so groß wie der optimale Lichtleitradius r_m sein muss, so kann Gleichung 1.23 umgeschrieben werden:

$$\Delta n \geq \frac{1}{\pi r_e r_{ch}^2} . \quad (3.6)$$

Mit dem klassischen Elektronenradius r_e berechnet sich der Unterschied der Elektronendichte des Helium-Kanals zu $\Delta n \geq 2.8 \cdot 10^{17} \text{ Wcm}^{-2}$. Mit Gleichung 1.24 sowie der Wellenlänge $\lambda = 800 \text{ nm}$ kann daraus die Numerische Apertur des Plasma-Lichtleiters in Helium $NA = 12.7 \text{ mrad}$ berechnet werden. Bei den Messungen mit dem Hochintensitäts-Laser kann aufgrund der Aufnahmen der Helium-Kanalenden nur ein minimaler Kanalradius angegeben werden. Aus diesem Grund sind sowohl Δn als auch NA zunächst Untergrenzen.

Im Gegensatz dazu konnte bei den Messungen mit dem Farbstoff-Laser die Numerische Apertur NA sehr genau angepasst, der Kanalradius jedoch nur grob abgeschätzt werden. Die Numerische Apertur dieser Messungen mit dem Farbstoff-Laser bei $\lambda = 456 \text{ nm}$ beträgt 5.0 mrad . Mit Hilfe von Gleichung 1.24 würde man deshalb mit dem Hochintensitäts-Laser bei $\lambda = 800 \text{ nm}$ eine Numerische Apertur von 8.8 mrad erwarten. Berücksichtigt man allerdings für die Messungen mit dem Farbstoff-Laser die kürzere Lebensdauer der Plasmakanäle in Helium im Vergleich zur Pulslänge des Farbstoff-Lasers, wie in Abbildung 3.12 durchgeführt, so entspricht die erwartete Numerische Apertur der obigen Messung. Geht man von der zuvor gezeigten vollständigen Ionisation der Plasma-Kanäle in Helium aus, so dürften sich die Lichtleitbedingungen auch für den Hochintensitäts-Laser nicht verändern, die Messungen von NA und damit auch von Δn und r_{ch} sind die tatsächlichen Werte und nicht nur Untergrenzen.

Aufnahmen von Methan-Kanälen:

In Abbildung 3.17 sind Bilder der Austrittsblende des Pinchrohres für Kanäle in

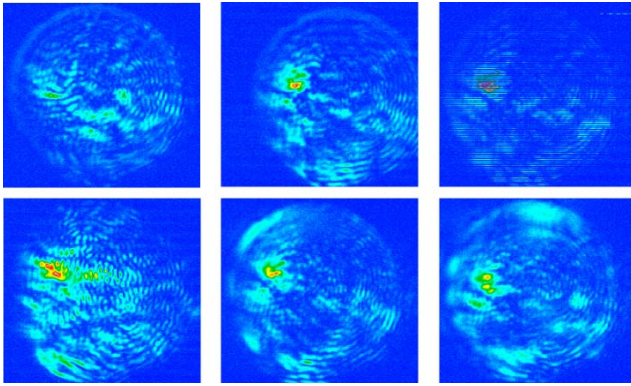


Abbildung 3.16: Bild des Hochintensitäts-Lasers am Kanalende in 300 Pa Helium. Fokusintensität $1.1 \cdot 10^{17} \text{ Wcm}^{-2}$, Einstrahlwinkel $\varphi_{L0} = 46 \text{ mrad}$. Transmittierte Intensität ohne Lichtleitung links oben.

200 Pa Methan bei einer eingestrahnten Intensität von $1.1 \cdot 10^{17} \text{ Wcm}^{-2}$ und einem Einstrahlwinkel von $\varphi_{L0} = 46 \text{ mrad}$ zu sehen. Im Vergleich mit dem Bild des Transmission-Laserpulses ohne Lichtleitung links oben sieht man deutliche Steigerungen der durchgestrahlten Intensität. Eine ähnliche Lichtleitungsmessung in 200 Pa Methan wurde mit einer eingestrahnten Intensität von $3.2 \cdot 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$ unter sonst gleichen Versuchsbedingungen wiederholt. Diese Aufnahmen sind in Abbildung 3.18 zu sehen.

Im Vergleich zu Helium wird eine deutlich größere transmittierte Laserintensität beobachtet. Im Gegensatz zu Helium ist auf den Bildern kein deutlicher Kanal mit messbarem Radius, sondern ein filamentierter Schwerpunkt der Lichtleitung mit vielen Beugungsringen und auf manchen Aufnahmen eine Modenstruktur zu sehen. Weiterhin sieht man in Abbildung 3.18 auf der Aufnahme ohne Lichtleitung, dass der Fokus, wie beim Helium auch beobachtet, Verzerrungen auf Grund der Fokussierung aufweist.

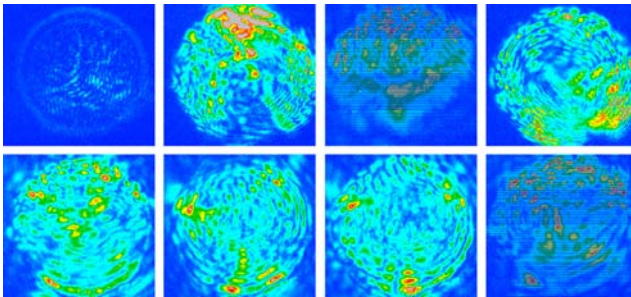


Abbildung 3.17: Bild des Hochintensitäts-Lasers am Kanalende in 200 Pa Methan. Fokusintensität $1.1 \cdot 10^{17} \text{ Wcm}^{-2}$, Einstrahlwinkel $\varphi_{L0} = 46 \text{ mrad}$. Transmittierte Intensität ohne Lichtleitung links oben.

Der Schwerpunkt der Lichtleitung in der 2. Aufnahme in Abbildung 3.17 und in 2 Aufnahmen von Abbildung 3.18 kann grob mit dem Radius $r_0 = 120 \mu\text{m}$ abgeschätzt werden. Dabei nimmt man wieder das Bild der Austrittsblende vom

Durchmesser $500 \mu m$ als Skalierung. Die Richtigkeit der Skalierung wurde durch Ablesen der Pixelzahl der Aufnahme und einer Pixelgröße von $11 \times 11 \mu m$ des Beamprofiler-Detektors sowie des Vergrößerungsfaktors 5 der Vergrößerungsabbildung nachgerechnet.

In Abbildung 3.17 und 3.18 im linken oberen Bild sind viele Beugungsringe der Austrittsblende zu sehen. Durch stetige Einengung des TiSa-Laserstrahls sieht man, dass es sich wirklich um Beugungsringe handelt. Außerdem werden in einzelnen Aufnahmen der Abbildungen 3.17 und 3.18 Beugungsringe um die Lichtleitungs-Bereiche beobachtet. Aus dem Liouville-Theorem folgt, dass bei der Propagation von Licht durch optische Elemente für den Strahlradius r_{Blende} und den Divergenzwinkel θ_{Blende} gilt:

$$r_{Blende} \cdot \theta_{Blende} \geq \lambda . \quad (3.7)$$

λ ist dabei die Wellenlänge des verwendeten Lasers. Gleichheit gilt, falls der Laserstrahl beugungsbegrenzt ist. Ausgehend von dieser Gleichung 3.7 kann der Kanalradius r_{ch} auch aus den Divergenzwinkeln der Beugungsringe θ_{ch} abgeschätzt werden:

$$r_{ch} = \frac{\theta_{Blende}}{\theta_{ch}} \cdot r_{Blende} . \quad (3.8)$$

Alle Bilder der Austrittsblenden sind mit gleicher Vergrößerung aufgenommen. Deshalb sind die Divergenzwinkel direkt proportional zur ablesbaren Anzahl der Beugungsringe pro Längeneinheit in den Aufnahmen. Durch Division der Anzahl der Beugungsringe pro Längeneinheit ohne Lichtleitung mit der Anzahl an Beugungsringen pro Längeneinheit bei Lichtleitung kann der Quotient der Divergenzwinkel $\theta_{Blende}/\theta_{ch}$ in Gleichung 3.8 direkt berechnet werden. Als Bezugsbild ohne Lichtleitung ist wegen der guten Ablesbarkeit der Beugungsringe das linke obere Bild aus Abbildung 3.18 gewählt. Die Beugungsringe pro Längeneinheit für die meisten Lichtleitungen in den Abbildungen 3.17 und 3.18 sind um Faktoren zwischen 5 und 3.4 weniger als innerhalb der gleichen Längeneinheit des Vergleichsbildes ohne Lichtleitung. Mit dem Blendenradius $r_{Blende} = 250 \mu m$ ergeben sich daraus Radien des geführten Lasers r_{ch} zwischen $71 \mu m$ und $95 \mu m$ mit dem Schwerpunkt der Ergebnisse an der Obergrenze des berechneten Bereiches. Die direkt gemessenen und die aus den Beugungsringen abgeschätzten Lichtleitradien für Methan stimmen mit den Messungen und Abschätzungen mit dem Farbstoff-Laser überein.

Jackel [20] hat bei Messungen an Hohlkapillaren vom Radius $r_{ch} = 50 \mu m$ außerdem zylindrische Moden zweiter Ordnung und für Messungen an $r_{ch} = 133 \mu m$

Hohlkapillaren zylindrische Moden vierter Ordnung gesehen. Bei Aufnahmen explodierender Plasmakanäle, die von Clark [50] mit der Axicon-Methode erzeugt wurden, konnte die Veränderung der Modenstruktur bis zur vierter Ordnung bei einem expandierenden Kanalradius an Plasmakanälen aufgenommen werden. Die Simulationen an Methan in Abbildung 1.15 zeigen wie der Lichtleitungschanal implodiert. Eine Modenstruktur sollte sich also genau umgekehrt wie bei Clark [50], [51] verhalten. Auf den unteren Aufnahmen in Abbildung 3.17 und auf der untersten rechten Aufnahme in Abbildung 3.18 sind unter Vernachlässigung der Beugungsringe Strukturen zu sehen, die Moden zweiter und höherer Ordnung ähnlich sehen. Diese liegen außerhalb des Schwerpunktes der Lichtleitung, da Moden höherer Ordnung nur in Kanälen mit größerem Kanalradius geleitet werden können, die Aufnahmezeit des Beamprofiler-Detektors allerdings im ms -Bereich liegt und alle Kanalradien der einlaufenden Schockwelle summiert darstellt. Bei aller Schwierigkeit der Interpretation der Bilder, auch wegen der beim Farbstoff-Laser beobachteten zeitlichen Doppelstruktur des Lichtleitungsgebietes in Methan, wäre dies die Lichtleitung von höheren Moden in einem Plasma-Lichtleiter, der mehr als 14 mal länger ist als die bisherigen Beobachtungen. Auf jeden Fall unterstützen diese Beobachtungen aber die obigen Zahlen für die radiale Größe des Lichtleitungschanals in Methan.

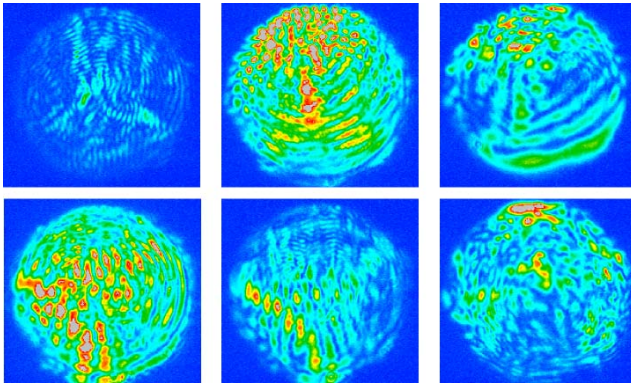


Abbildung 3.18: Bild des Hochintensitäts-Lasers am Kanalende in 200 Pa Methan. Fokusintensität $3.2 \cdot 10^{14} \text{ W cm}^{-2}$, Einstrahlwinkel $\varphi_{L0} = 46 \text{ mrad}$. Transmittierte Intensität ohne Lichtleitung links oben.

3.2.2 Geführte Intensität durch Helium- und Methan-Kanäle

Lichtleitung in Helium:

Messungen der transmittierten relativen Intensität I_{mitLL}/I_{ohneLL} des Laserpulses in 300 Pa Helium mit einer Fokusintensität im Kanaleingang von $1.1 \cdot 10^{17} \text{ W cm}^{-2}$

sind in Abbildung 3.19 zu sehen. Mit der oben berechneten Rayleigh-Länge von $L_R = 1.57 \text{ mm}$ und der Länge des Entladungsrohres $L = 14.4 \text{ cm}$ berechnet man einen Lichtleitfaktor $LLF = 92$. Der durch die dynamische z-Pinch-Entladung erzeugte Plasmakanal kann Hochintensitäts- Laserpulse über 92 Rayleigh-Längen führen. Im Vergleich mit Lichtleitung in anders erzeugten Plasmakanälen ist das der Spitzenwert.

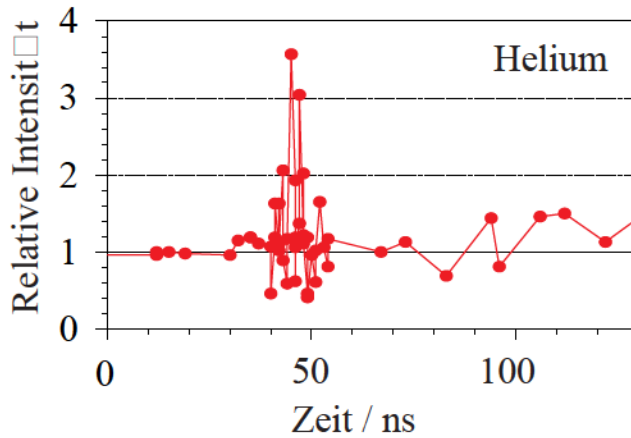


Abbildung 3.19: Lichtleitung des Hochleistungs-Laserpulses in 300 Pa Helium: Relative Intensität I_{mitLL}/I_{ohneLL} vieler transmittierter TiSa-Pulse. Fokussintensität $1.1 \cdot 10^{17} \text{ Wcm}^{-2}$, Einstrahlwinkel $\varphi_{L0} = 46 \text{ mrad}$, Zeitnullpunkt: Stromanfang des Pinches.

Die Mitte des Bereichs der Lichtleitung liegt 45 ns nach dem Stromanfang. Dies stimmt mit den Überlegungen im Theorieteil in Abbildung 1.16 sehr gut überein. Die Dauer des Lichtleitungsbereichs in Abbildung 3.19 beträgt etwa 10 ns im Gegensatz zur Dauer der Lichtleitung mit dem Farbstoff-Laser von 5 ns. Der Jitter über alle Messungen in Abbildung 3.19 beträgt 4.6 ns. Außerdem wird eine kontinuierliche Verschiebung des Durchzündbereiches von 2 ns beobachtet, siehe Abbildung 3.21 zur Illustration.

Eine Vergleichsmessung in ebenfalls 300 Pa Helium mit einer eingestrahnten Intensität von $3.2 \cdot 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$ bei sonst gleichen Bedingungen zeigt einen mittleren Zeitpunkt der Lichtleitung von 43 ns nach dem Stromanfang, mit einer Dauer der Lichtleitung von 6 ns. Der Jitter über alle Messungen beträgt 2.9 ns bei einer kontinuierlichen Verschiebung des Durchzündbereiches der z-Pinch-Anlage von 16 ns. Insgesamt stimmen die zeitlichen Messung für Helium-Kanäle sehr gut mit den theoretischen Vorhersagen und mit den Messungen mit dem Farbstoff-Laser überein. Da alle Messpunkte der Hochintensitäts-Messung dargestellt sind, ist der dargestellte Jitter größer als bei den Messungen mit dem Farbstoff-Laser.

Das Maximum der transmittierten Intensität für eine eingestrahlte Intensität von

$1.1 \cdot 10^{17} \text{ Wcm}^{-2}$ liegt wie in Abbildung 3.19 zu sehen bei $I_{mitLL}/I_{ohneLL} = 3.6$. Eine Vergleichsmessung in 300 Pa Helium bei einer eingestrahlten Intensität von $3.2 \cdot 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$ bei sonst gleichen Versuchsbedingungen ergibt eine transmittierte relative Intensität $I_{mitLL}/I_{ohneLL} = 2.9$.

Wie bei der Erläuterung von Gleichung 1.63 bereits erwähnt, entspricht der Nenner dieser Gleichung der relativen Transmission ohne Lichtleitung bezogen auf die eingestrahlte Intensität I_0 :

$$\frac{I_{ohneLL}}{I_0} = 1 - e^{-\frac{2(\varphi_{geo})^2}{(\varphi_{L0})^2}} \quad (3.9)$$

Ohne Lichtleiter ist die Transmission durch die Apparatur allein von Abstand und Durchmesser der Blenden abhängig, für unseren Aufbau ist $\varphi_{geo} = 1.7 \text{ mrad}$. Mit dem Einstrahlwinkel $\varphi_{L0} = 46 \text{ mrad}$ errechnet sich eine relative Transmission von $I_{ohneLL}/I_0 = 0.27 \%$.

Verwendet man die gemessene relative Intensität $I_{mitLL}/I_{ohneLL} = 3.6$ so lässt sich durch Multiplikation die relative Transmission mit Lichtleitung bezogen auf die eingestrahlte Intensität I_0 berechnen: $I_{ohneLL}/I_0 = 1.0 \%$. In den Messungen wird also gezeigt, dass durch den Plasma-Lichtleiter in 300 Pa Helium mindestens 1.0 % der eingestrahlten Intensität von $I_0 = 1.1 \cdot 10^{17} \text{ Wcm}^{-2}$ geleitet werden können. Die Simulation für 300 Pa Helium in Abbildung 1.16 fordert allerdings eine transmittierte relative Intensität von $I_{mitLL}/I_{ohneLL} \stackrel{!}{=} 19$, Transmission mit Lichtleitung von $I_{ohneLL}/I_0 \stackrel{!}{=} 5.1 \%$ entspräche.

Lichtleitung in Methan:

Bei den Messungen mit dem Probelaser in Würzburg zeigte Methan sehr lange andauernde Bereiche der Lichtleitung mit größerer Numerischer Apertur NA als Helium. Ein Kanal in Methan ist deshalb zeitlich besser zu treffen. Berücksichtigt man außerdem Effekte wie das von Spence [52] beschriebene 'Quasi-matched guiding' von C^{4+} -Plasmakanälen für Laserintensitäten bis $5 \cdot 10^{17} \text{ Wcm}^{-2}$, so sollte auch ein unvollständig ionisierter Methan-Kanal bei hohen Intensitäten Lichtleitung zeigen.

Bei den Messungen mit den Hochintensitäts-Laserpulse zeigt auch Methan Lichtleitung, deren absolute Intensität sogar noch über denen des Heliums liegt. In Abbildung 3.20 ist für eine eingestrahlte Intensität von $1.1 \cdot 10^{17} \text{ Wcm}^{-2}$ eine durch den Plasma-Lichtleiter transmittierte relative Intensität I_{mitLL}/I_{ohneLL} aufgetragen. In das Pinchrohr ist 200 Pa Methan eingefüllt.

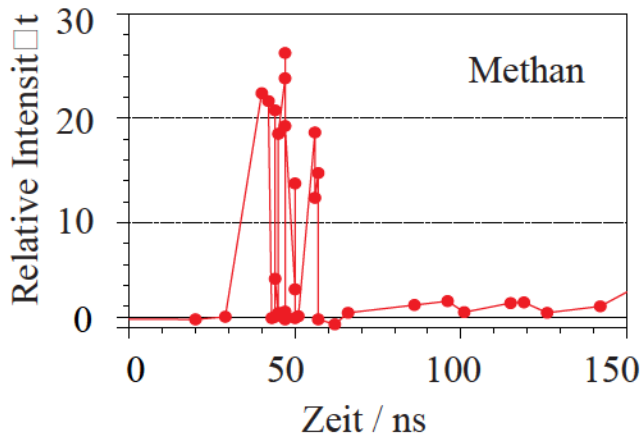


Abbildung 3.20: Lichtleitung des Hochleistungs-Laserpulses in 200 Pa Methan: Relative Intensität I_{mitLL}/I_{ohneLL} vieler Einzelmessungen des TiSa-Laserpulses. Fokussintensität $1.1 \cdot 10^{17} \text{ Wcm}^{-2}$, Einstrahlwinkel $\varphi_{L0} = 46 \text{ mrad}$, Zeitnullpunkt: Stromanfang.

Den Bereich der Lichtleitung in Methan bezogen auf den Stromanfang durch das Pinchrohr liest man zwischen $45 - 67 \text{ ns}$ ab, mit einem mittleren Wert von 56 ns . Für die Dauer der Lichtleitung liest man in Abbildung 3.20 22 ns ab. Der Jitter über alle Messungen in Abbildung 3.20 beträgt 3.6 ns . Dies ist Abbildung 3.21 entnommen. Man sieht in Abbildung 3.21, dass die Durchzündzeit zwischen dem Trigger-Laserpuls in die Funkenstrecke und dem Stromanfang durch das Pinchrohr sich im Laufe der Messungen kontinuierlich um 10 ns verschoben hat.

Eine Vergleichsmessung mit einer eingestrahlten Intensität von $3.2 \cdot 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$ unter sonst gleichen Versuchsbedingungen zeigt einen Lichtleitungsbereich von 18 ns Dauer, dessen mittlerer Zeitabstand vom Stromanfang 56 ns beträgt. Der Jitter dieser Messungen beträgt 2.8 ns auf, bei einer kontinuierlichen Verschiebung der Durchzündzeit um ebenfalls 10 ns während der gesamten Messzeit.

Zeitpunkt und Zeitdauer der Lichtleitungsbereiche für Methan-Kanäle entspricht den Messungen mit dem Farbstofflaser in Würzburg, siehe Abbildung 3.6. Die Mitte des zeitlichen Lichtleitungsbereiches stimmt gut mit den theoretischen Vorhersagen für den Zeitpunkt der Lichtleitung in Abbildung 1.16 überein. Die Inhomogenität der Lichtleitungsbereiche, beispielsweise in Abbildung 3.20, im Vergleich zu den früheren Messungen mit dem Farbstoff-Laser ist wie bei den Messungen für Helium-Kanäle durch die kontinuierliche Verschiebung der Durchzündzeit von Funkenstrecke und Pinchrohr gegeben, siehe Abbildung 3.21.

Das Maximum der transmittierten relativen Intensität in Abbildung 3.20 beträgt $I_{mitLL}/I_{ohneLL} = 28$. Diese gemessenen transmittierten relativen Intensitäten stimmen mit den Simulationen für Methan, die mit dem Einstrahlwinkel des Experimentes durchgeführt wurden, überein, siehe Abbildung 1.16. Die Simu-

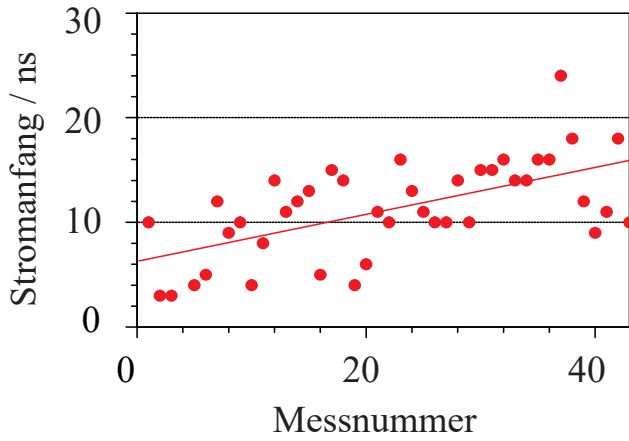


Abbildung 3.21: Zeitlicher Jitter zwischen NdYAG-Triggerpuls und Stromanfang durch das Pinchrohr: 3.6 ns. Einfülldruck: 200 Pa Methan im Pinchrohr und 2.6 bar Stickstoff in der Funkenstrecke.

lationen zeigen also, dass der Hochintensitäts-Laserpuls im Methan-Lichtleiter keine signifikant großen Verluste hat, über die Einkoppelverluste in den Lichtleiter wird nichts ausgesagt. Wegen der weit geringeren Intensität der Laserpulse, kann diese Aussage auch auf die Messungen mit dem Farbstoff-Laser übertragen werden. Mit dem Farbstoff-Laser war eine transmittierte relative Intensität von 16 gemessen, siehe Abbildung 3.6. Das Ergebnis ist um den Faktor 1.8 größer. Für Einstrahlwinkel, die wie in unserem Experiment, größer als die Numerische Apertur des Lichtleiters sind, kann man in Gleichung 1.63 zwei Exponenten entwickeln und mit den experimentellen Werten die ersten Klammern im Zähler vernachlässigen. Für die beiden Maxima der transmittierten relativen Intensität I_{mitLL}/I_{ohneLL} für $\lambda = 800 \text{ nm}$ des TiSa-Lasers und $\lambda = 456 \text{ nm}$ des Farbstoff-Lasers bildet man den Quotienten zweier solchen Gleichungen. Da sie transmittierte absolute Intensität I_{ohneLL} nur von der Geometrie der Apparatur abhängt, erhält man:

$$NA_{800 \text{ nm}} = \sqrt{\frac{I_{mitLL}|\lambda=800 \text{ nm}}{I_{mitLL}|\lambda=456 \text{ nm}}} \cdot NA_{456 \text{ nm}} . \quad (3.10)$$

Mit der Numerischen Apertur der Messungen mit dem Farbstoff-Laser $NA_{456 \text{ nm}} = 8.4 \text{ mrad}$ berechnet sich eine Numerische Apertur des Methan-Kanals für TiSa-Laserpulse von $NA_{800 \text{ nm}} = 11 \text{ mrad}$. Benutzt man anstelle von Gleichung 1.63 die Proportionalität $NA \sim \lambda$ in Gleichung 1.24 zur Berechnung der Numerischen Apertur des TiSa-Lasers aus den Ergebnissen der Messungen mit dem Farbstoff-Laser, so ergibt sich eine Numerische Apertur $NA = 15 \text{ mrad}$. In dieses Ergebnis gehen allerdings keine Messungen mit dem Hochintensitäts-Laser ein, allerdings ist auch der Einfluss von möglichen Messfehlern geringer. Beide Ergebnisse der Numerischen Apertur zeigen aber, dass der Plasma-Lichtleiter

längere Wellenlängen besser führt.

Durch Umstellen von Gleichung 1.24 kann man den Unterschied der Elektronendichte zwischen Kanalrand und Mitte nur aus der Numerischen Apertur NA und aus der Wellenlänge $\lambda = 800 \text{ nm}$ berechnen:

$$\Delta n = \frac{\pi NA^2}{r_e \lambda^2} . \quad (3.11)$$

Mit dem klassischen Elektronenradius r_e berechnet man einen Unterschied der Elektronendichte zwischen Kanalrand und Mitte von $\Delta n = 2.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Die durch die Apparatur transmittierte Intensität I_{mitLL} bezogen auf die einstrahlte Intensität I_0 kann analog zu den Messungen an Helium berechnet werden. Dazu werden die relative Transmission durch die Apparatur von $I_{ohneLL}/I_0 = 0.27 \%$ aus Gleichung 3.9 und die gemessene transmittierte relative Intensität $I_{mitLL}/I_{ohneLL}|_{Me} = 26$ verwendet. Die relative Transmission durch den Plasma-Lichtleiter in 200 Pa Methan für Laserpulse der Intensität $I_0 = 1.1 \cdot 10^{17} \text{ Wcm}^{-2}$ beträgt $I_{mitLL}|_{Me}/I_0 = 7.0 \%$. Wie schon erwähnt, stimmen für Plasmakanäle in Methan gemessene und simulierte Ergebnisse für die Transmission durch den Lichtleiter überein.

Lichtleitungs-Verluste:

Um die Ergebnisse der gemessenen relativen Transmissionen des Hochintensitäts-Lasers I_{mitLL}/I_0 beurteilen zu können, werden diese mit den theoretisch erwarteten Werten und mit Messungen des Farbstoff-Lasers verglichen.

Zur Berechnung von Einkoppelverlusten in den Plasma-Lichtleiter verwendet man den Zähler von Gleichung 1.63, der I_{mitLL}/I_0 angibt. Im Experiment weist die Fokussierung des TiSa-Lasers einen Fokus-Radius von $r_0 = 20 \mu\text{m}$ und einen Einstrahlwinkel $\varphi_{L0} = 46 \text{ mrad}$ auf. Für Plasmakanäle in Helium, mit einer Numerischen Apertur $NA = 13 \cdot 10^{-3}$ und einem Kanalradius $r_{ch} = 20 \mu\text{m}$, ergibt sich eine theoretische Transmission von 13 %. Die Verluste infolge der zu großen Numerischen Apertur der Einstrahlung (zweiter Term im Zähler von Gleichung 1.63) dominieren dabei deutlich über die Verluste eines zu großen Fokus-Radius (zweiter Term im Zähler von Gleichung 1.63): Das Verhältnis beträgt etwa 6:1. Dieses Ergebnis zeigt, dass Einkoppelverluste, hauptsächlich infolge der zu großen Fokussierung in den Plasma-Lichtleiter, für etwa eine Größenordnung der Abschwächung der transmittierten Intensität durch Helium-Kanäle verantwortlich

sind. Die Berechnung der theoretischen Transmission für Methan-Kanäle, mit einer Numerischen Apertur $NA = 11 \cdot 10^{-3}$ und einem Radius $r_{ch} \approx 95 \mu m$ ergibt 12 % und bestätigt diese Aussage.

Die gemessene relative Transmission I_{mitLL}/I_0 durch Methan-Kanäle beträgt dagegen 7.0 %. Da der radiale Lichtleitungsbereich der Methan-Kanäle groß im Vergleich zum Kanalradius in Helium ist, kann man annehmen, dass eine Fokussierung neben den Eingang des Plasmakanals nur bei Helium-Kanälen auftreten kann. Dies kann damit maximal 6 % zur Abschwächung des Signals beitragen. Die oben bereits dargestellten Simulationen für Helium und Methan (Abbildung 1.16) bestätigen etwa beide Zahlen. Ein solches neben-den-Kanal-treffen wäre ein weiterer Einkoppelverlust, dessen Größenordnung für die Helium-Kanäle innerhalb der Justage- Ungenauigkeit des Fokus liegt. Damit kann die höhere Transmission durch Methan-Kanäle erklärt werden. Eine ebenso mögliche Verkippung der Einstrahlrichtung des Lasers gegen die Kanalachse ist allerdings unkritisch, da der verwendete Einstrahlwinkel φ_{L0} deutlich größer als die Numerische Apertur NA ist.

Vergleicht man die gemessenen relativen Transmissionen I_{mitLL}/I_0 der Farbstoff-Laser-Messungen für Kanäle in Methan, Helium und Wasserstoff, so nehmen die Werte von 4.9 % über 2.6 % bis 1.5 % kontinuierlich ab. Die Fokus-Intensitäten sind bei diesen Messungen zu gering um den Kanal zu verändern. Eine Möglichkeit für diese abnehmenden Werte wäre, dass die Kanalrauheit für kleinere Plasmaionen infolge höherer Diffusion aus der Kanalwand größer ist und damit Führungsverluste im Kanal auftreten. Unterstützt wird dies durch den oben bereits dargestellten Vergleich der gemessenen relativen Transmissionen der Hochintensitäts-Messungen an Helium- und Methan-Kanälen mit den Simulationen in Abbildung 1.16. Eine Kanalrauheit wären von der Fokussierung weitgehend unabhängig. Sie spielt bei Methan relativ zu den beiden anderen Gasen keine Rolle. Wie die obigen Messungen mit dem Farbstoff-Laser aber auch zeigen, kann dann eine Kanalrauheit höchstens für Lichtleitungsverluste von maximal 3 % verantwortlich sein.

Bei optimaler Einkopplung und Fokussierung in den Lichtleiter mit einem an die Numerische Apertur angepassten Einstrahlwinkel sollte die messbare Transmission I_{mitLL}/I_0 um eine Größenordnung steigerbar sein. Dem notwendigen Einstrahlwinkel in Helium-Kanäle entspräche eine Brennweite von $2 m$.

Kapitel 4

Zusammenfassung und Ausblick

Ein in einen Plasmakanal fokussierter ultrakurzer Laserpuls kann darin geführt werden. Die Voraussetzung für die Lichtleitung, die parabolische Änderung des Brechungsindex mit dem Abstand von der Propagationsachse, kann mit einem parabolisch zunehmenden Profil der Elektronendichte erreicht werden. In dieser Arbeit wird ein solcher Plasmakanal durch eine schnelle z-Pinch-Entladung realisiert. Neben Bau und Charakterisierung der z-Pinch-Anlage werden im Rahmen der Arbeit die Lichtleitungseigenschaften des Plasma-Kanals mit einem Farbstoff-Laser vermessen und anschließend die Eignung zum Führen von Hochintensitäts-Laserpulsen nachgewiesen. Das Ziel der Arbeit, den längsten für obige Anwendungen verwendbaren Plasmakanal zu erzeugen, wurde erreicht.

Die z-Pinch-Apparatur kann auf einem Labortisch aufgestellt werden. Mit der internen Blümlein-Schaltung werden Spannungen von 35 kV addiert und sehr schnelle Entlade-Stromstärken von maximal 30 kA erzeugt. Die z-Pinch-Entladung wird in einer mit Gas gefüllten Keramikröhre gezündet. Die erzeugten Plasmakanäle sind 14.4 cm lang und damit die längsten erzeugten Plasma-Lichtleiter. Im Gegensatz zu fast allen anderen Erzeugungsmethoden von Plasmakanälen, kann bei dieser Methode durch Einfüllen verschiedener Gase und Drücke, das Plasma und dessen Elektronendichte variiert werden. Dadurch können die in der Einleitung beschriebenen Anwendungen des Plasma-Lichtleiters erst realisiert und darüber hinaus noch optimiert werden.

Wie theoretisch modelliert, wird ein Lichtleitungskanal zwischen dem Einsetzen des Stromes durch das Pinchrohr und dem Plasmaleuchten beobachtet. Für die verschiedenen Gase und Einfülldrücke kann außerdem der Zeitpunkt der Plasma-Lichtleitung nach dem Beginn des Entladestromes, dessen Dauer, die Elektrentemperatur im Plasmakanal und die Transmission von Laserpulsen simuliert werden [35]. Messungen an Helium und Methan bestätigten die Voraussagen, Wasserstoff zeigt kaum Transmission. Damit existiert für diese Methode der Erzeugung eines Plasma-Lichtleiters eine durch Messungen bestätigte theoretische

Beschreibung. Diese erlaubt die theoretische Optimierung der Plasmakanäle im Hinblick auf die Anforderungen der Anwendungen.

	<u>Hochintensitäts- Laser:</u>		<u>Farbstoff- Laser:</u>	
	$\mathbf{I_0 = 1.1 \cdot 10^{17} Wcm^{-2}}$,		$I_0 = 10^8 - 10^9 Wcm^{-2}$,	
	$\tau_L = 100 fs, \lambda = 800 nm$,		$\tau_L = 8 ns, \lambda = 456 nm$,	
	$r_0 = 20 \mu m, L_R = 1.6 mm$,		$r_0 = 40 \mu m, L_R = 1.1 cm$,	
	LLF = 92		<i>LLF = 13</i>	
<i>Plasma</i>	Helium	<i>Methan</i>	<i>Helium</i>	<i>Methan</i>
$r_{ch}/\mu m$	> 20	70 – 120	70 ± 30	95 ± 24
$n/10^{17} cm^{-3}$	0.7	3 – 4	1.3	3 – 4
$\Delta n/10^{17} cm^{-3}$	> 2.8	2.2	1.3	3.8
<i>NA</i>	0.013	0.011	0.005	0.008
$f/\#$	39	44	100	60
$r_m/\mu m$	20	40 – 52	45	41
$(\mathbf{I_{mitLL}/I_0})/\%$	1.0	7.0	2.6	4.9

Tabelle 4.1: Messergebnisse der Plasma-Lichtleitung: Kanalradius r_{ch} , Teilchendichte der Elektronen auf der Kanalachse n , Unterschied der Elektronendichte zwischen Kanalradius und Kanalmitte Δn , Numerische Apertur NA , entsprechende f-Nummer $f/\#$, optimaler Fokusradius r_m und relative Transmission I_{mitLL}/I_0 . I_0 ist die fokussierte Intensität, τ_L die Länge des Laserpulses, λ die Wellenlänge, r_0 der Fokusradius, L_R die entsprechende Rayleigh-Länge und LLF der Lichtleitfaktor in Einheiten von L_R . Die Länge des Plasmakanals ist $L = 14.4 cm$.

Die Plasmakanäle in Helium weisen eine Dauer der Lichtleitung von $5 ns$ auf. Für Methan werden Bereiche der Lichtleitung von bis zu $20 ns$ Dauer gemessen. Der zeitliche Jitter der Plasmakanäle beträgt $3.4 ns$. Im Vergleich zur Lebensdauer der Plasmakanäle ist der Jitter relativ groß. Die wichtigste Verbesserung der Apparatur wäre daher eine weitere Minimierung des Jitters. Durch Frequenzverdopplung des Trigger-Laserpulses in die Funkenstrecke kann dies geringfügig verbessert werden, aber erst mit einem Pseudofunkenschalter anstelle der Funkenstrecke sollte der Jitter deutlich unterhalb des ns-Bereiches liegen.

Um die Eigenschaften der Plasmakanäle zu bestimmen, wird aus der spektralen

Analyse des Plasmaleuchtens sowohl die Maximaltemperatur als auch die zeitliche Entwicklung der Elektronentemperatur während des Pinches bestimmt. Diese zeigt, dass Helium-Kanäle vollständig ionisiert sind. Die Frontansicht des Plasmakanals mit geführtem Hochintensitäts-Laserpuls zeigt für Helium einen einzelnen Kanal. Das Verhältnis zwischen Kanallänge und Radius beträgt 7200. Methan dagegen zeigt einen filamentierten Lichtleitungs-Bereich mit Beugungsringen und einer Modenstruktur. Obwohl die transmittierte Intensität für Methan größer als für Helium ist, werden die Plasmakanäle in Methan durch den Hochintensitäts-Laserpuls ionisiert. Im Gegensatz zu den meisten anderen Erzeugungsmethoden von Plasmakanälen können durch unseren Plasma-Lichtleiter in Helium Hochintensitäts-Laserpulse ohne Zerstörung des Kanalprofils geleitet werden, was für Anwendungen sehr wichtig ist.

Durch die Messung der Numerischen Apertur des Plasma-Lichtleiters NA ist die Qualität der Plasmakanäle auch quantitativ bestimmbar. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt: Während bei den Messungen mit dem Farbstoff-Laser Methan-Kanäle die besseren Lichtleiter-Eigenschaften als Helium-Kanäle zeigen, ist dies bei den Messungen mit dem Hochintensitätslaser aus oben genannten Gründen umgekehrt. Wie theoretisch erwartet, leiten allerdings beide Plasmakanäle die längere Wellenlänge des Hochintensitäts-Lasers besser. Die transmittierte Intensität für den Hochintensitäts-Laser beträgt 1.0 % für Helium-Kanäle und 7.0 % für Methan-Kanäle. Sie ist im Vergleich mit anderen Erzeugungsmethoden von Plasmakanälen niedrig, aber mit einem auf die Numerische Apertur abgestimmten Einstrahlwinkel in den Plasma-Lichtleiter um mehr als eine Größenordnung steigerbar. Damit werden die Transmissionen der anderen Plasmakanäle etwa erreicht. Um die numerische Apertur des Plasma-Lichtleiters darüber hinaus zu verbessern und damit die Einkoppelung von Licht weiter zu erhöhen, kann, allerdings auf Kosten eines größeren Jitters, mehr Gas in das Pinchrohr eingefüllt werden. Eine deutliche Verbesserung der Plasmadichte Δn wird jedoch nur durch einen größeren Entladestrom J zu erreichen sein. Dies kann beispielsweise durch eine Erhöhung der Spannung mit einem anderen Netzgerät erreicht werden.

Insgesamt können 100 fs lange Pulse eines TiSa-Lasers mit Intensitäten von $1.1 \cdot 10^{17} Wcm^{-2}$ in Helium- und Methan-Kanäle fokussiert und darin geführt werden. Durch Messung der Transmission und Aufnahmen des Kanalendes konnte Plasma-Lichtleitung über 92 Rayleigh-Längen nachgewiesen werden. Dies ist der Spitzenwert im Vergleich mit anders erzeugten Plasmakanälen. Die Transmis-

sionsverluste können erklärt und im Hinblick auf die Anwendungen weitgehend vermieden werden. Um trotz großer Rauigkeit des Plasmakanals Wasserstoff verwenden zu können, kann man das Pinchrohr durch Einschiebestifte verkürzen. Der in dieser Arbeit dargestellte Plasmakanal ist damit der längste verwendbare Plasma-Lichtleiter.

Eine Anwendung für unseren Plasma-Lichtleiter ist die Beschleunigung von Elektronen nach dem Laser-Wakefield-Prinzip. Erfüllt der durch den Plasmakanal propagierende Hochintensitäts-Laserpuls eine Resonanzbedingung zwischen Pulslänge τ_L und Plasmadichte n [53], so können Plasma-Heckwellen direkt vom Laserpuls resonant angeregt werden (LWA: Laser-Wakefield Acceleration), ansonsten indirekt und weniger effizient (smLWA: Self-modulated Laser-Wakefield Acceleration). Von der Heckwelle können dann schnelle Elektronen des Plasmahintergrundes oder extern vorbeschleunigte Elektronen mitgerissen und beschleunigt werden. Die bisher verwendeten Plasmakanäle, die in Tabelle 4.2 zusammengestellt sind, werden alle durch Selbstfokussierung in Helium gebildet. Im Gegensatz zu unserem Plasmakanal müssen die Plasmadichten n sehr hoch sein (smLWA-Bereich) und sind kaum variierbar.

In unserem Experiment wird ein extern geformter Plasmakanal mit einem Einfülldruck von 546 Pa Helium im Pinchrohr verwendet, was einer Plasmadichte von $n_e = 2.6 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^{-2}$ entspricht. Für die resonante Anregung der Plasmawelle kann damit ein $\tau_L = 109 \text{ fs}$ langer Laserpuls verwendet werden. Das maximal erreichbare elektrische Feld in Propagations- bzw. Beschleunigungsrichtung der Elektronen ist damit $E_z^{max} = 31 \text{ MV/cm}$ [54]. Im Vergleich dazu ist in konventionellen Linearbeschleunigern die maximale Beschleunigungsfeldstärke durch Wandeffekte auf $E_z^{max}|_{RF} < 1 \text{ MV/cm}$ begrenzt [4]. Um die Energie der Elektronen ohne Plasma-Lichtleiter zu maximieren, ohne das longitudinale elektrische Feld durch Wellenbrechen zu zerstören, müssten Plasmadichten von $n \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ eingefüllt werden und ein Hochintensitäts-Laserpuls von 20 fs Dauer verwendet werden [17]. Der maximale Energiegewinn der beschleunigten Elektronen in einem Kanal der Dephasierungslänge $L_d = 46 \text{ cm}$ würde bei unserer Einfüllichte n und Intensität I_0 $W_{max} = 1.3 \text{ GeV}$ [4] betragen. In unserem Plasma-Kanal der Länge $L = 14.4 \text{ cm}$ sollten Elektronen also auf eine Energie von 407 MeV beschleunigt werden können. Diese theoretischen Rechnungen gelten für einen idealen Plasma-Lichtleiter mit unseren Bedingungen. Wegen $E_z^{max} \sim I_0$ und damit auch $W_{max} \sim I_0$ sind diese Werte für unseren Plasma-

<u>Beschleunigung:</u>		<u>Plasmakanal:</u>			<u>Elektronenpaket:</u>	
<i> Methode : Zitat :</i>		<i>L/mm</i>	<i>LLF/L_R</i>	<i>n/cm⁻³</i>	<i>W/MeV</i>	<i>N_e</i>
<u>Hintergrund-Elektronen:</u>						
<i>smLWA</i>	<i>Santala</i> [55], [56]	0.7	2	$1 \cdot 10^{19}$	94	$4 \cdot 10^{11}$
<i>smLWA</i>	<i>Wagner</i> [57]	0.9	5	$4 \cdot 10^{19}$	20	$6 \cdot 10^9$
<i>smLWA</i>	<i>Leemans</i> [58]	1.5	11	$> 10^{19}$	≥ 25	$3 \cdot 10^{10}$
<i>smLWA</i>	<i>Moore</i> [59]	3.0	10	$1 \cdot 10^{19}$	28	$\approx 10^8$
<i>smLWA</i>	<i>Malka</i> [60]	3.5	12	$5 \cdot 10^{19}$	70	$3 \cdot 10^{10}$
<u>Injizierte Elektronen:</u>						
<i>LWA</i>	<i>Dorchies</i> [61]	2.0	2	$2 \cdot 10^{16}$	1.5	2000
<i>LWA</i>	<i>Kando</i> [62], [17]	20	30	$1 \cdot 10^{18}$	300	$6 \cdot 10^8$
<u>Plasma-Lichtleiter:</u>						
(LWA)	diese Arbeit	144	92	$1 \cdot 10^{17}$	(407)	($3 \cdot 10^8$)

Tabelle 4.2: Beschleunigung von Elektronen aus Plasmakanälen: Beschleunigungslänge L , Lichtleitfaktor des Plasmakanals LLF in Einheiten der Rayleighlänge L_R , Teilchenzahldichte der Elektronen in der Kanalmitte n , maximal erreichte kinetische Energie W und Anzahl der beschleunigten Elektronen N_e . (sm)LWA: (self-modulated) Laser-Wakefield Acceleration. Alle Plasmakanäle sind durch Selbstfokussierung in Helium gebildet. Zum Vergleich ist unser Ansatz mit den theoretischen Werten in Klammern eingetragen.

Lichtleiter mit anderen Einstrahlbedingungen um weniger als eine Größenordnung kleiner, mit der oben beschriebenen Fokussierung um zwei Größenordnungen. Die in unserem Plasma-Lichtleiter bei Optimierung der Einstrahlbedingungen erreichbare kinetische Energie für die Beschleunigung von Elektronen des Plasma-Hintergrundes liegt um eine Größenordnung über den Messungen anderer Gruppen in Tabelle 4.2. Sie ist vergleichbar mit den Werten für die Beschleunigung von injizierten Elektronen. Dort ist allerdings eine vorherige Beschleunigung und eine ps -Genauigkeit zwischen den vorbeschleunigten Elektronenpaketen und dem Hochleistungs-Laserpuls notwendig. Die Anzahl der beschleunigbaren Elektronen ist umgekehrt proportional zur Wurzel der Elektronendichte und sollte $N_e \approx 3 \cdot 10^8$ betragen [54]. Im Vergleich mit den smLWA-Experimenten sollten wir 10 mal mehr Elektronen beschleunigen können.

Anhang A

Funkentriggerung der Funkenstrecke

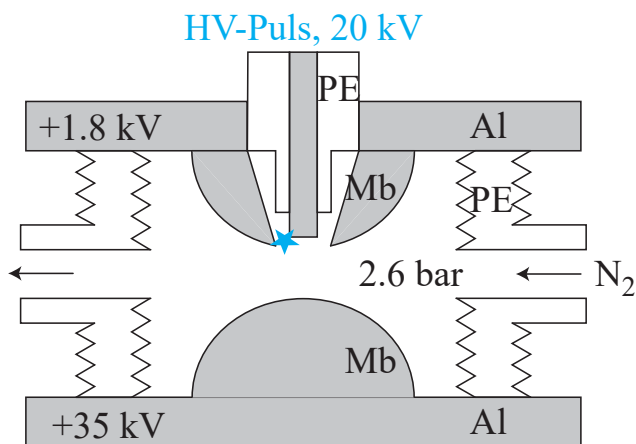


Abbildung A.1: Zündung der Funkenstrecke des z-Pinches mit dem Funkentrichter: HV-Puls, 20 kV, 200 ns Anstiegszeit.

Alternativ kann die Funkenstrecke mit einer Funkentriggerung gezündet werden, wie sie in Abbildung A.1 zu sehen ist. Die potentialfreie Triggerschaltung in Abbildung A.2, erzeugt einen 20 kV-Spannungspuls mit einer Anstiegszeit von 200 ns. Dieser erzeugt an der Kante der Molybdänelektrode einen Entladungsfunkens. Die Spannung an der durchbohrten Elektrode ist deshalb im Gegensatz zur Lasertriggerung positiv gepolt. Die ionisierende UV-Strahlung des Funkens erzeugt zwischen den Elektroden Ladungsträger, die die Funkenstrecke durchbrechen lassen. Im Gegensatz zur Lasertriggerung gibt es bei der Funkentriggerung jedoch keinen vorgegebenen Entladungskanal sondern eine Vielzahl von möglichen Durchbruchswegen zwischen den Rundelektroden. Außerdem ist die Anzahl der Startelektronen für den Avalanche-Durchbruch der Funkenstrecke ist um Größenordnungen geringer als bei der Laser-Triggerung. Der Jitter der Funkentriggerung sollte also höher als der der Laser-Triggerung sein.

Auf die Photodiode SFH 250 (Siehe Abbildung A.2) wird durch eine in die z-Pinch-Anlage hineingeführte Glasfaser ein 3.5 s langer Ladepuls gegeben, dem

nach einer halben Sekunde ein 1 ms langer Trigger-Lichtpuls folgt. Während der Zeit des Ladepulses wird die aus der 12 V -Batterie entnommene Gleichspannung im rechten oberen Teil der Schaltung in eine Rechteckspannung zerhackt, die durch den oberen Transformator hochtransformiert wird und dann den 470 nF -Kondensator unten rechts auflädt. Nach Ausschalten des Ladepulses bleibt die Schaltung noch ca. 1 s aktiv. Der Trigger-Lichtpuls auf die SFH 250 - Photodiode bewirkt nun eine schnelle Entladung des Kondensators über den 2N 6399-Thyristor. Der Transformator TR 1700 erzeugt daraus den Hochspannungspuls von 20 kV mit einer Anstiegszeit von 200 ns . Der Delay der Schaltung beträgt 400 ns mit einem Jitter von $< 50\text{ ns}$. Damit die Stromentladung des z-Pinches durch das Pinchrohr mit einer Stromanstiegszeit von bis zu 10^{12} As^{-1} keine Störspannungen induziert, die einzelne Bauteile zerstören kann, wurde die ganze Schaltung in eine Abschirmkiste aus 2 mm Messing eingebaut.

Im Druckbereich zwischen 2.2 bar und 2.6 bar Stickstoff in der Funkenstrecke und für einen Einfülldruck von 300 Pa Helium im Pinchrohr liegt der Jitter zwischen dem zweiten Lichtpuls und dem Stromanfang durch das Pinchrohr im Bereich zwischen 20 ns und 85 ns . Der mittlere Jitter beträgt 46 ns . Zum einfachen Zünden der Anlage ohne Triggerlaser ist die Funkenttriggerung sehr gut geeignet, für die Messung der Lichtleitung ist der bestmöglich erreichbare Jitter jedoch eine Größenordnung zu groß.

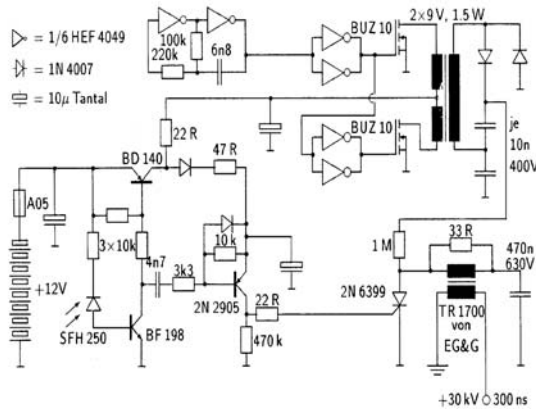


Abbildung A.2: Schaltplan der potentialfreien Triggerelektronik zur Zündung der Funkenstrecke [37].

Literaturverzeichnis

- [1] A. Yariv. *Quantum Electronics*. John Wiley, 1989.
- [2] T. Tajima, J.M. Dawson. Laser electron accelerator. *Phys. Rev. Lett.*, 43(4):267, 1979.
- [3] D. Umstadter, J. Kim, E. Esarey, E. Dodd, T. Neubert. Resonantly Laser-driven plasma waves for electron acceleration. *Phys. Rev. E*, 51(4):3484, 1995.
- [4] E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, A. Ting. Overview of plasma-based accelerator concepts. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 24(2):252, 1996.
- [5] A. Ogata, K. Nakajima. Recent progress and perspectives of Laser-Plasma Accelerators. *Laser Part. Beams*, 16(2):381, 1998.
- [6] J. Zhou, J. Peatross, M.M. Murnane, H.C. Kapteyn. Enhanced high-harmonic generation using 25 fs Laser pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 76(5):752, 1996.
- [7] C.-G. Wahlström, S. Borgström, J. Larsson, S.-G. Pettersson. Resonantly high-order harmonic generation in Laser-produced ions using a near-infrared Laser. *Phys. Rev. A*, 51(1):585, 1995.
- [8] H.M. Milchberg, C.G. Durfee III, T.J. McIlrath. High-order frequency conversion in the plasma waveguide. *Phys. Rev. Lett.*, 75(13):2494, 1995.
- [9] D.C. Eder, P. Amendt, L.B. DaSilva, R.A. London, B.J. MacGowan, D.L. Matthews, B.M. Penetrante, M.D. Rosen. Tabletop x-ray Lasers. *Phys. Plasmas*, 1(5):1744, 1994.
- [10] B.E. Lemoff, G.Y. Yin, C.L. Gordon III, C.P.J. Barty, S.E. Harris. Demonstration of a 10-Hz femtosecond-pulse-driven XUV Laser at 41.8 nm in Xe IX. *Phys.Rev.Lett.*, 74(9):1574, 1995.
- [11] D. Korobkin, A. Goltsov, A. Morozov, S. Suckewer. Soft x-ray amplification at 26.2 nm with 1-Hz repetition rate in a table-top system. *Phys. Rev. Lett.*, 81(8):1607, 1998.

- [12] A. Pukhov, J. Meyer ter Vehn. Relativistic magnetic self-channeling of light in near-critical plasma: Three dimensional particle-in-cell simulation. *Phys. Rev. Lett.*, 76(21):3975, 1996.
- [13] A.B. Borisov, A.V. Borovskiy, V.V. Korobkin, A.M. Prokhorov, O.B. Shiryayev, X.M. Shi, T.S. Luk, A. McPherson, J.C. Solem, K. Boyer, C.K. Rhodes. Observation of relativistic and charge-displacement self-channeling of intense subpicosecond ultraviolet (248 nm) radiation in plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 68(15):2309, 1992.
- [14] V. Malka, E. DeWispelaere, F. Amiranoff, S. Baton, R. Bonadio, C. Coulaud, R. Haroutunian, A. Modena, D. Puissant, C. Stenz, S. Hüller, M. Casanova. Channel formation in long Laser pulse interaction with a helium gas jet. *Phys. Rev. Lett.*, 79(16):2979, 1997.
- [15] P. Monot, T. Auguste, P. Gibbon, F. Jakober, G. Mainfray, A. Dulieu, M. Louis-Jacquet, G. Malka, J.L. Miquel. Experimental demonstration of relativistic self-channeling of a multiterawatt Laser pulse in a underdense plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 74(15):2953, 1995.
- [16] C.E. Clayton, K.-C. Tzeng, D. Gordon, P. Muggli, W.B. Mori, C. Joshi, V. Malka, Z. Najmudin, A. Modena, D. Neely, A.E. Dangor. Plasma wave generation in a self-fokused channel of a relativistically intense Laser pulse. *Phys. Rev. Lett.*, 81(1):100, 1998.
- [17] K. Nakajima. Recent progress on Laser acceleration. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 455(1):140, 2000.
- [18] X.F. Wang, M. Krishnan, N. Saleh, H.W. Wang, D. Umstadter. Electron acceleration and propagation of ultrashort high-intensity Laser pulses in plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 84(23):5324, 2000.
- [19] T.C. Chiou, T. Katsouleas, C. Decker, W.B. Mori, J.S. Wurtele, G. Shvets, J.J. Su. Laser wake-field acceleration and optical guiding in a hollow plasma channel. *Phys. Plasmas*, 2(1):310, 1995.
- [20] S. Jackel, R. Burris, J. Grun, A. Ting, C. Manka, K. Evans, J. Kosakowski. Channeling of terawatt Laser pulses by use of hollow waveguides. *Opt. Lett.*, 20(10):1086, 1995.

- [21] F. Dorchies, J.R. Marques, B. Cros, G. Matthieussent, C. Courtois, T. Velikoroussov, P. Audebert, J.P. Geindre, S. Rebibo, G. Hamoniaux, F. Amiranoff. Monomode guiding of 10^{16} Wcm^{-2} Laser pulses over 100 Rayleigh length in hollow capillary dielectric tubes. *Phys. Rev. Lett.*, 82(23):4655, 1999.
- [22] C.G. Durfee III. *Plasma waveguide for high intensity Laser pulses*. Dissertation an der University of Maryland, 1994.
- [23] S.P. Nikitin, I. Alexeev, J. Fan, H.M. Milchberg. High efficiency coupling and guiding of intense femtosecond Laser pulses in preformed plasma channels in an elongated gas jet. *Phys. Rev. E*, 59(4):R3839, 1999.
- [24] E.W. Gaul, S.P. Le Blanc, A.R. Rundquist, R. Zgadzaj, H. Langhoff, M.C. Downer. Production and characterization of a fully ionized He plasma channel. *Appl. Phys. Lett.*, 77(25):4112, 2000.
- [25] P. Volfbeyn, E. Esarey, W.P. Leemans. Guiding of Laser pulses in plasma channels created by the ignitor-heater technique. *Phys. Plasmas*, 6(5):2269, 1999.
- [26] J. Fan, E. Parra, I. Alexeev, K.Y. Kim, H.M. Milchberg, L.Y. Margolin, L.N. Pyatnitskii. Tubular plasma generation with a high-power hollow Bessel beam. *Phys. Rev. E*, 62(6):R7603, 2000.
- [27] T. Ditmire, R.A. Smith, M.H.R. Hutchinson. Plasma waveguide formation in predissociated clustering gases. *Opt. Lett.*, 23(5):322, 1997.
- [28] Y. Ehrlich, C. Cohen, D. Kaganovich, A. Zigler, R.F. Hubbard, P. Sprangle, E. Esarey. Guiding and damping of high-intensity Laser pulses in long plasma channels. *J. Opt. Soc. Am. B*, 15(9):2416, 1998.
- [29] D. Kaganovich, A. Ting, C.I. Moore, A. Zigler, H.R. Burris, Y. Ehrlich, R. Hubbart, P. Sprangle. High efficiency guiding of terawatt subpicosecond Laser pulses in a capillary discharge channel. *Phys. Rev. E*, 59(5):R4769, 1999.
- [30] D.J. Spence, A. Butler, S.M. Hooker. First demonstration of guiding of high-intensity Laser pulses in a hydrogen-filled capillary discharge waveguide. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 34:4103, 2001.

- [31] N.A. Bobrova, A.A. Esaulov, J.-I. Sakai, P.V. Sasorov, D.J. Spence, A. Butler, S.M. Hooker, S.V. Bulanov. Simulations of a hydrogen-filled capillary discharge waveguide. *Phys. Rev. E*, 65:016407, 2001.
- [32] T. Hosokai, M. Kando, H. Dewa, H. Kotaki, S. Kondo, N. Hasegawa, K. Horioka, K. Nakajima. Fast z-pinch optical guiding for Laser wakefield acceleration. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 455(1):155, 2000.
- [33] Yu.P. Raizer. *Gas discharge physics*. Springer-Verlag, Berlin, 1997.
- [34] K. Miyamoto. *Plasma physics for nuclear fusion*. MIT Press, Cambridge, 1980.
- [35] T. Boboc, R. Bischoff, H. Langhoff. Emission in the extreme ultraviolet by xenon excited in a capillary discharge. *J.Phys. D: Appl. Phys.*, 2001.
- [36] D. Potter. The formation of high-density z-pinches. *Nucl. Fusion*, 1978.
- [37] A. Mehling. *Untersuchung zur Eignung eines dynamischen z-Pinch als Rekombinationslaser im XUV-Bereich*. Dissertation am Physikalischen Institut der Universität Würzburg, 1993.
- [38] H.W. Drawin. Validity conditions for local thermodynamik equilibrium. *Zeitschrift für Physik*, 1969.
- [39] D.R. Inglis, E. Teller. Ionic depression of series limits in one-electron spectra. *Astrophys. J.*, 1939.
- [40] L. Spitzer Jr. *Physics of fully ionized gases*. Interscience Publishers Ltd., London, 1956.
- [41] E. Eberl. *XUV-Verstärkung im elektronenstoßgepumpten Plasma einer schnellen z-Pinch Entladung*. Dissertation am Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg, 1997.
- [42] A. Sommerfeld. *Mechanik der deformierbaren Medien*. Geest & Protig K.-G., Leipzig, 1954.
- [43] V.F. D'Yachenko, V.S. Imshenik. Magnetohydrodynamic theory of the pinch effect in a dense high-temperature plasma (dense plasma focus). *Reviews of Plasma Physics*, 5, 1970.

- [44] C.M. Fauser, H. Langhoff. Focussing of Laser beams by means of a z-pinch formed plasma guiding system. *Appl. Phys. B*, 71:607, 2000.
- [45] H. Pfeiffer. *Impulstechnik*. Hanser Verlag, 1976.
- [46] A. Niederlöhner. *Elektrische und spektroskopische Untersuchungen an neon-gefüllten Multigappseudofunkenkammern*. Dissertation am Physikalischen Institut der Universität Würzburg, 1993.
- [47] K. Bergmann. *Pinchplasmen als Strahlungsquellen für die extrem UV Lithographie*. Fraunhofer Institut für Lasertechnik und Lehrstuhl für Lasertechnik der RWTH Aachen, 1999.
- [48] R. Bischoff. *Kapillarentladungen in Lithiumähnlichem Sauerstoff OVI als Quelle intensiver EUV-Strahlung*. Dissertation am physikalischen Institut der Universität Würzburg, 2000.
- [49] T. Böß. *VUV-Spektroskopie an einem dynamischen z-Pinch*. Diplomarbeit am Physikalischen Institut der Universität Würzburg, 1993.
- [50] T. R. Clark, H.M. Milchberg. Frequency selective tunnel coupling to the plasma fiber. *Phys. Rev. Lett.*, 81(2):357, 1998.
- [51] T. R. Clark, H.M. Milchberg. Time-evolution and guiding regimes of the laser-produced plasma waveguide. *Phys. Plasmas*, 7(5):2192, 2000.
- [52] D.J. Spence, S.M. Hooker. Investigation of a hydrogen plasma waveguide. *Phys. Rev. E*, 63:015401(R), 2000.
- [53] F. Amiranoff. Observation of laser wakefield acceleration of electrons. *Phys. Rev. Lett.*, 81(5):995, 1997.
- [54] N.E. Andreev. Structure of the wakefield in plasma channels. *Phys. Plasmas*, 4(4):1145, 1997.
- [55] M.I.K. Santala, Z. Najmudin, E.L. Clark, M. Tatarakis, K. Krushelnick, A.E. Dangor, V. Malka, J. Faure, R. Allott, R.J. Clarke. Observation of a hot high-current electron beam from a self-modulated Laser wakefield accelerator. *Phys. Rev. Lett.*, 86(7):1227, 2001.

- [56] D. Gordon, K.C. Tzeng, C.E. Clayton, A.E. Dangor, V. Malka, K.A. Marsh, A. Modena, W.B. Mori, P. Muggli, Z. Najmudin, D. Neely, C. Danson, C. Joshi. Observation of electron energies beyond the linear dephasing limit from a Laser-excited relativistic plasma wave. *Phys. Rev. Lett.*, 80(10):2133, 1998.
- [57] R. Wagner, S.-Y. Chen, A. Maksimchuk, D. Umstadter. Electron acceleration by a Laser wakefield in a relativistically self-guided channel. *Phys. Rev. Lett.*, 78(16):3125, 1997.
- [58] W.P. Leemans, D. Rodgers, P.E. Catravas, C.G.R. Geddes, G. Fubiani, E. Esarey, B.A. Shadwick, R. Donahue, A. Smith. Gamma-neutron activation experiments using Laser wakefield accelerators. *Phys. Plasmas*, 8(5):2510, 2001.
- [59] C.I. Moore, A. Ting, K. Krushelnick, E. Esarey, R.F. Hubbard, B. Hafizi, H.R. Burris, C. Manka, P. Sprangle. Electron trapping in self-modulated Laser wakefields by Raman backscatter. *Phys. Rev. Lett.*, 79(20):3909, 1997.
- [60] V. Malka, J. Faure, J.R. Marques, F. Amiranoff. Characterization of electron beams produced by ultrashort (30 fs) Laser pulses. *Phys. Plasmas*, 8(6):2605, 2001.
- [61] F. Dorchies, F. Amiranoff, V. Malka, J.R. Marques, A. Modena. Acceleration of injected electrons in a Laser wakefield experiment. *Phys. Plasmas*, 6(7):2903, 1999.
- [62] M. Kando, H. Ahn, H. Dewa, H. Kotaki, T. Ueda, M. Uesaka, T. Watanabe, H. Nakanishi, A. Ogata, K. Nakajima. Experimental results of Laser wakefield acceleration using a femtosecond terawatt Laser pulse. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 38(8B):L967, 1999.

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Jena, den 4. Oktober 2002

Danksagung

Mein Dank gilt allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, beziehungsweise diese erst ermöglicht haben.

Prof.Dr. Hansheinrich Langhoff, Prof.Dr. Roland Sauerbrey und Dr. Heinrich Schwörer für die Themenstellung und Betreuung.

Dr. Tiberiu Boboc, Laszlo Weisz und Stefan Düsterer für wissenschaftliche Diskussionen und Hilfestellung.

Harald Bardorf, Monika Seifer, Wolfgang Ziegler, Peter Engelhardt und Falk Ronneberger für technische Unterstützung.

Prof.Dr. Gustav Gerber sowie allen Mitarbeitern des Physikalischen Institutes der Universität Würzburg und am Institut für Optik und Quantenelektronik der Universität Jena für gute Zusammenarbeit.

Ganz besonderer Dank gilt meiner Frau Mari, meinen Eltern, meiner Schwester und meiner Patentante. Ihnen ist diese Arbeit gewidmet.

Lebenslauf

Dipl.-Phys. Christian M. Fauser,
M.A.(Univ. Texas, Austin)
Sophienstraße 27
07743 Jena



Persönliche Angaben:

- 15.01.1971 Geboren in Marktheidenfeld.
- 1990-1991 Grundwehrdienst in Hammelburg.
- 1996-1998 Stipendiat der Hanns-Seidel-Stiftung.
- 1997 Ehrenbürger des US-Staates Texas.
- 2001 Stipendium des jap. Außenministeriums.
- 2002 Heirat mit Mari Kubo-Fauser.

Ausbildung und Forschungsarbeit:

- 1990 Abitur in Marktheidenfeld.
- 1994 Vordiplom in Physik, Universität Würzburg.
- 1996-1997 Master-Thesis, University of Texas, Austin
bei Prof.Dr. Michael Downer.
- 1997 Master of Arts in physics, UT Austin.
- 1997 Vordiplom in Mathematik, Universität Würzburg.
- 1998 Diplom in Physik, Universität Würzburg.
- 1998-2000 1. Teil der Doktorarbeit, Universität Würzburg
bei Prof.Dr. Hansheinrich Langhoff.
- 2000 Japonicum: Sprache, Kultur und Geschichte Japans.
- 2000-2002 2. Teil der Doktorarbeit, Universität Jena
bei Prof.Dr. Roland Sauerbrey.

Gesellschaftspolitisches Engagement:

- 1994-1995 Senator der Universität Würzburg.
- 1994-1995 Vorsitzender des RCDS Würzburg.
- 1995-1996 Landesvorsitzender des RCDS in Bayern.
- 1995-1998 Kulturpolitischer Ausschuss der CSU in Bayern.
- 1997-1998 Ständige Kommission für Hochschulplanung.
- 1998-2000 St. Kommission für Forschung und wiss. Nachwuchs.