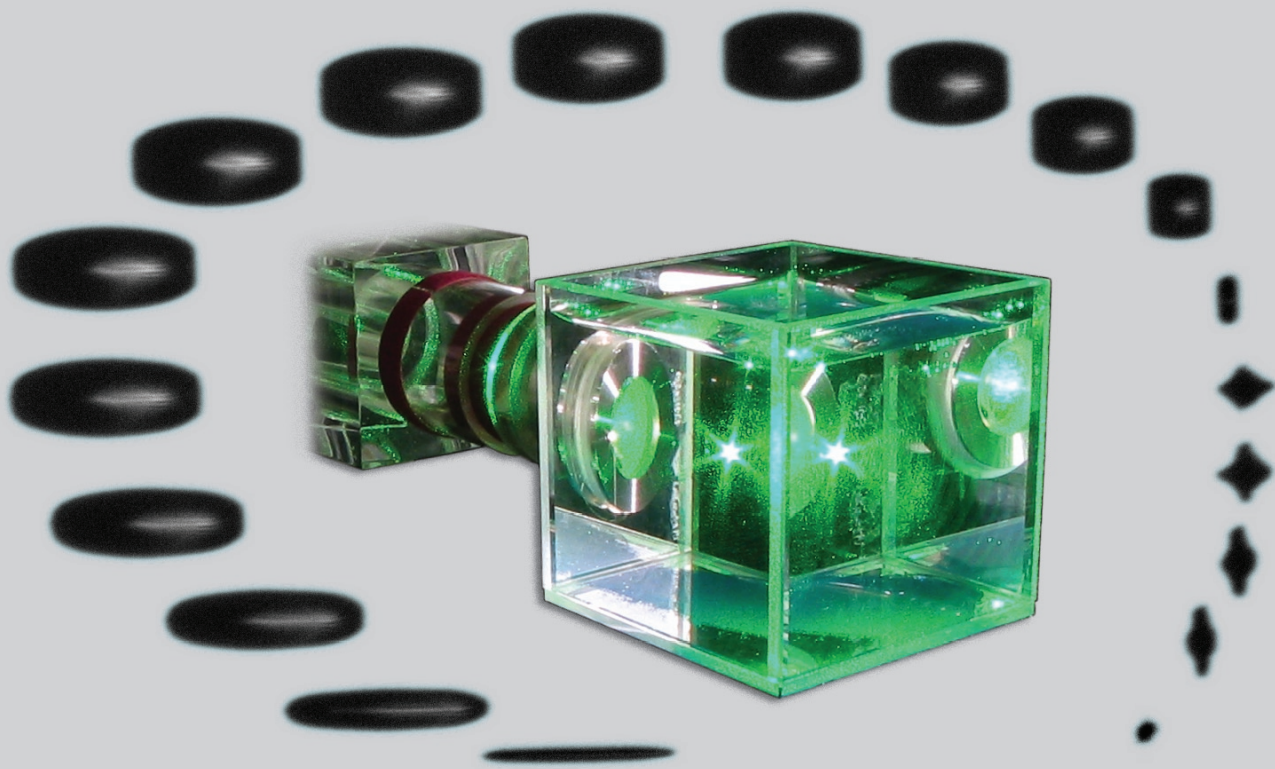


Reinhard Geisler

Untersuchungen zur laserinduzierten
Kavitation mit Nanosekunden- und
Femtosekundenlasern



Untersuchungen zur laserinduzierten Kavitation
mit Nanosekunden- und Femtosekundenlasern

Untersuchungen zur laserinduzierten Kavitation mit Nanosekunden- und Femtosekundenlasern

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultäten

der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von

Reinhard Geisler

aus Göttingen

Göttingen 2003

D7

Referent: Prof. Dr. Werner Lauterborn

Korreferent: Univ.-Doz. Dr. Martin Rein

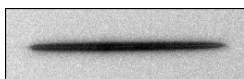
Tag der mündlichen Prüfung: 31. Oktober 2003

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	9
1.1	Kavitation	10
1.2	Einzelblasen-Sonolumineszenz	11
1.3	Laserinduzierte Kavitation	12
1.4	Aufbau und Ziel der Arbeit	13
2	Experimentelle Grundlagen	15
2.1	Messtechnik	16
2.1.1	Messung der Laserpulsenergie	16
2.1.2	Messung ultrakurzer Pulsdauern	18
2.1.3	Hochgeschwindigkeitskinematografie	21
2.1.4	Bildverarbeitung	23
2.1.5	Faseroptisches Sondenhydrophon	26
2.2	Laser	28
2.2.1	Allgemeines	28
2.2.2	Pulslaser	30
2.2.3	Titan:Saphir Laser	30
2.2.4	Verstärkung ultrakurzer Laserpulse	32
2.2.5	Der eingesetzte ns-Pulslaser	32
2.2.6	Das eingesetzte fs-Pulslasersystem	34
2.3	Fokussierungsoptik	36
3	Femtosekunden-Laserblasen	41
3.1	Aufbau	42

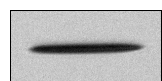


3.2	Durchbruchschwelle	44
3.3	Durchbruchverhalten	47
3.4	Ungestörte Dynamik	51
3.5	Dynamik in der Nähe von Grenzflächen	60
3.6	Einfluss der Oberflächenspannung	65
3.7	Stoßwellenemission	67
3.8	Kavitationslumineszenz	76
4	Nanosekunden-Laserblasen	81
4.1	Zielsetzung	82
4.2	Aufbau	83
4.3	Messungen	86
4.4	Ergebnisse und Diskussion	87
4.4.1	Neutronenmessungen	87
4.4.2	Lumineszenz und Dynamik	92
5	Zusammenfassung und Ausblick	97
A	Filme zur Dynamik von fs-Laserblasen	101
B	Nachweis von Neutronen	106
B.1	Prinzip und Aufbau	106
B.2	Abgleich und Eigenschaften	112
C	Liste der verwendeten Symbole	115
	Abbildungsverzeichnis	119
	Literaturverzeichnis	123



Kapitel 1

Einleitung



1.1 Kavitation

Der Begriff „Kavitation“ beschreibt Prozesse, die mit der Entstehung von Hohlräumen¹ in Flüssigkeiten zusammenhängen. Mögliche Ursachen der Kavitation sind Zugspannungen (hydrodynamisch, akustisch) oder lokaler Energieeintrag (optischer Durchbruch, Partikel) [41]. Bekannt geworden ist die Kavitation gegen Ende des 19. Jahrhunderts, als man feststellte, dass der Wirkungsgrad von Schiffsschrauben bei hohen Geschwindigkeiten plötzlich und dramatisch einbrechen kann. An den Schaufeln der Schiffsschrauben treten so starke Unterdrücke auf, dass das Wasser lokal aufgerissen wird. Die entstehenden Kavitäten lassen die Strömung um das Schaufelprofil teilweise zusammenbrechen und reduzieren damit den Vortrieb. Als leistungsbegrenzender Faktor findet die Kavitation daher beim Entwurf von Strömungsmaschinen eine besondere Beachtung (z. B. [69]).

Kavitation wird auch wegen ihrer erodierenden Wirkung vermieden. Im Kollaps von Kavitationsblasen entstehen extreme Verhältnisse (hohe Drücke, Stoßwellen, Jets), die in der Lage sind, benachbarte Grenzflächen zu schädigen [34, 89]. Obwohl ein einzelner Blasen-kollaps lediglich zu mikroskopischen Schäden führt, ist die Summe der Schäden leicht in der Lage, über kurz oder lang eine Maschine unbrauchbar zu machen.

Eine weitere Wirkung der Kavitation wurde 1933 bei der Untersuchung von Ultraschallbädern gefunden: Die Fähigkeit, Fotoplatten zu schwärzen [52]. Im folgenden Jahr gelang

¹ *cavus, cavum* (lat.): hohl, Hohlraum

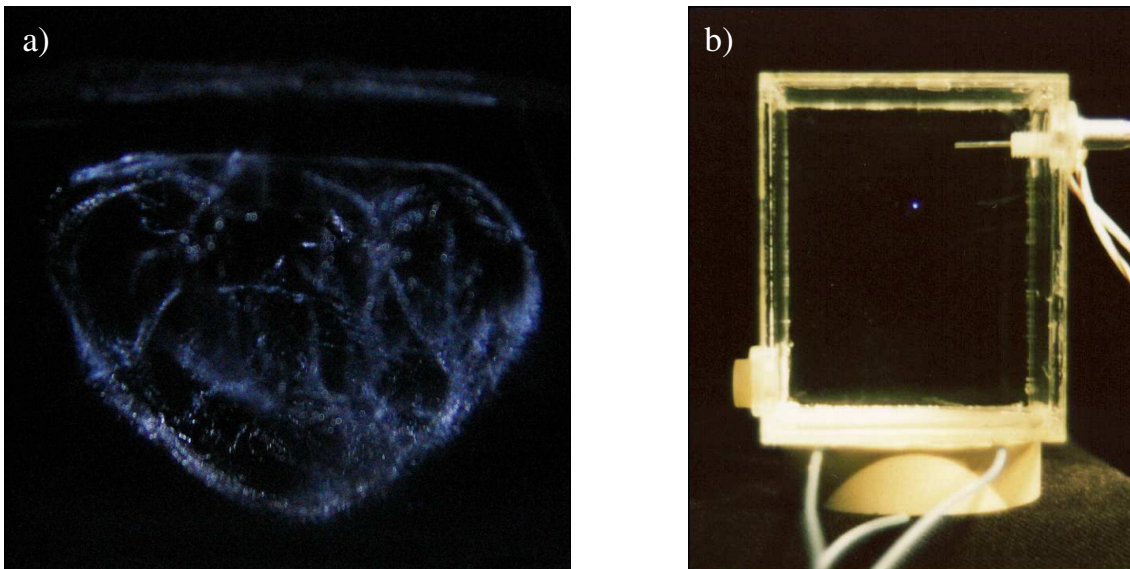
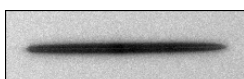


Abbildung 1.1: Sonolumineszenz

Die Fotos zeigen (a) Mehrblasen-Sonolumineszenz unter einem Ultraschallhorn in Schwefelsäure (Belichtungszeit 1/9 s) und (b) Einzelblasen-Sonolumineszenz einer akustisch levitierten Blase in Wasser (Belichtungszeit 20 min, Foto aus [21]).



der visuelle Nachweis, dass von dem Ultraschallbad eine Leuchterscheinung ausging [17]. Der Entdeckungsgeschichte folgend bekam dieses Phänomen den treffenden Namen „Sonolumineszenz“ (siehe Abbildung 1.1). Allgemeiner spricht man von „Kavitationslumineszenz“, da diese Emissionen keineswegs auf akustische Kavitation beschränkt auftreten. Kavitationslumineszenz wird in Form von kurzen Lichtpulsen im Kollaps der Kavitationsblasen emittiert [54]. Sie überdeckt einen breiten Wellenlängenbereich, an den, je nach Art der Kavitation, ein Schwarzkörperspektrum von einigen tausend bis einigen zehntausend Kelvin angepasst werden kann [7, 31, 89]. Theoretische Betrachtungen führten zum Teil zu Temperaturen, die noch mehrere Größenordnungen darüber lagen [56, 87]. In diesem Zusammenhang wurde wiederholt über die Möglichkeit einer kavitationsinduzierten Kernfusion („Sonofusion“) spekuliert [5, 59] und versucht, eine solche experimentell nachzuweisen [29, 75, 80].

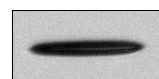
Heute hat man die Kavitation in Strömungsmaschinen technisch weitgehend im Griff. Kavitation wird in Ultraschallbädern zur schonenden Reinigung genutzt und in der Chemie zur Katalyse von Reaktionen („Sonochemie“). Sie spielt eine zentrale Rolle bei der extrakorporalen Stoßwellenlithotripsie², also der Zertrümmerung von Blasen- und Nierensteinen. Die zugrundeliegende Physik und Chemie beinhaltet reichhaltige und komplexe Phänomene [10, 44, 89]. Daher sind die genauen Mechanismen von Kavitationserosion und -lumineszenz bis heute zum Teil ungeklärt. Diese Prozesse entzogen sich lange Zeit der Messtechnik – teilweise sogar noch heute: Die relevante Dynamik spielt sich zeitlich im Nanosekundenbereich und räumlich im unteren Mikrometerbereich ab, zum Teil auch darunter. Erschwerend kommt hinzu, dass in der Regel eine Vielzahl von interagierenden Blasen die Dynamik bestimmen. Eine gezielte Untersuchung der Prozesse, die zur Emission von Licht und zur Schädigung angrenzender Oberflächen führen, scheitert unter dieser Voraussetzung häufig an deren Komplexität.

Erst durch die Möglichkeit, eine einzelne Kavitationsblase zu beobachten, können auch gezieltere Messungen durchgeführt werden. Üblich sind zur Zeit zwei Methoden zur Untersuchung von Einzelblasen: Die Einzelblasen-Sonolumineszenz (*single bubble sonoluminescence*, SBSL) und die Blasenenerzeugung durch optischen Durchbruch im Fokus eines Laserpulses. Diese Verfahren werden im Folgenden kurz beschrieben.

1.2 Einzelblasen-Sonolumineszenz

Seit 1990 ist bekannt, dass eine einzelne Kavitationsblase in einem akustischen Stehwellenfeld stabil festgehalten und zur Lumineszenz angeregt werden kann [18, 19]. Dazu wird in einem wassergefüllten Resonator ein starkes akustisches Stehwellenfeld erzeugt. Da eine Blase im Schallfeld zu Volumenschwingungen angeregt wird, wirkt auf sie eine nichtverschwindende zeitgemittelte Auftriebskraft, die Bjerkneskraft [9]. Geeignete Parameter vorausgesetzt, treibt diese die Blase entlang des Druckgradienten zum Druckbauch

² *lithos* (gr.): Stein; *tribo* (gr.): zertrümmere



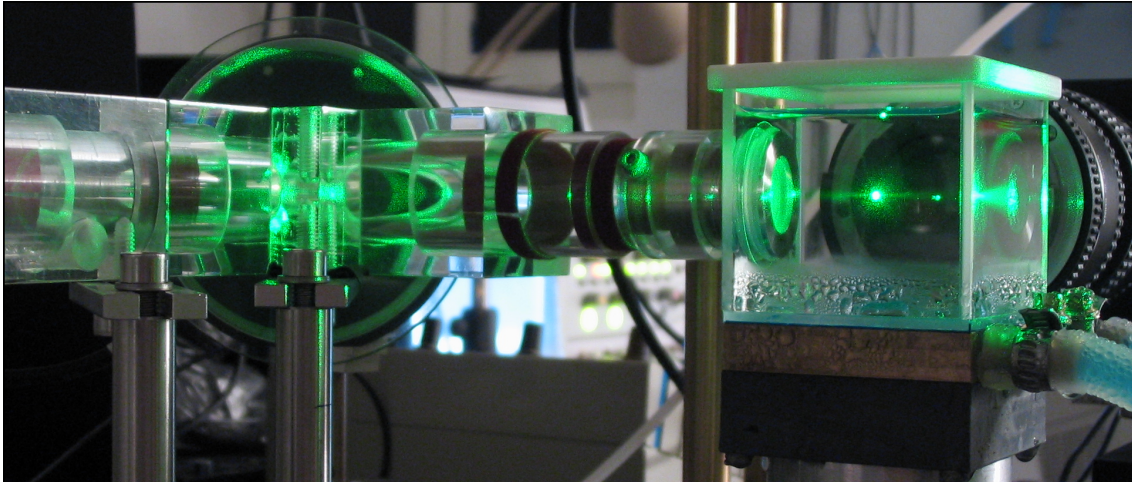


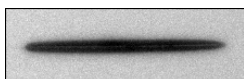
Abbildung 1.2: Optischer Durchbruch in Wasser

Der Laserpuls (8 ns, 532 nm) kommt von links durch die Strahlverrohrung. Er wird über einen Spiegel durch die Optik direkt in die wassergefüllte Küvette fokussiert. Im Fokus entsteht ein optischer Durchbruch (heller Punkt), der die Kavitationsblase erzeugt.

des Schallfeldes. Dort bleibt die Blase ortsstabil und schwingt radial. Es stellt sich ein Gas-Diffusionsgleichgewicht ein, so dass die Blase im Mittel weder Masse aufnimmt noch abgibt. Die Radialschwingungen umfassen eine ausgedehnte Expansionsphase und einen heftigen Kollaps, in dessen Verlauf der Lumineszenzblitz emittiert werden kann (Abbildung 1.1 (b), siehe auch [21]). Das Licht wird über ein breites Wellenlängenspektrum mit Pulsdauern zwischen 60 ps und 250 ps ausgesandt [7, 26]. Typische Werte für die akustische Anregung sind Frequenzen um 25 kHz und Amplituden um 0.13 MPa. Daraus resultieren Ruheradien (Gleichgewichtsradien) der Blase um $8 \mu\text{m}$ und Maximalradien um $50 \mu\text{m}$ [64]. Der Vorteil dieser akustischen Levitation ist die hohe Stabilität der Blasen-schwingung und die damit verbundene Möglichkeit von Langzeitmessungen. Ihr Nachteil ist die Empfindlichkeit gegenüber Veränderungen des Schallfeldes und der Menge des in der Flüssigkeit gelösten Gases. Die Blasengröße stellt sich durch Diffusion selbsttätig ein und kann nur schwer variiert werden.

1.3 Laserinduzierte Kavitation

Im Fokus eines Puls lasers können extreme Intensitäten entstehen, die zur Bildung eines Plasmas führen. Liegt ein solcher Laserfokus in einer Flüssigkeit (Abbildung 1.2), so bildet sich in Folge des Plasmas eine Kavitationsblase [2, 39, 40]. Diese expandiert zunächst, um anschließend heftig zu kollabieren. Dem folgen einige Nachschwingungen mit abnehmender Amplitude. Obwohl dieser Vorgang transient ist, eignet er sich wegen seiner Reproduzier-



barkeit gut zur Untersuchung der Blasendynamik [64, 70]. Blasen können in der Nähe von Grenzflächen erzeugt werden. Durch die Wahl des Lasers und der Pulsenergie ist es möglich, die umgesetzte Energie und damit die Blasengröße einzustellen [82].

Typische Maximalradien für Blasen von Nanosekunden-Pulslasern liegen im unteren Millimeterbereich und sind damit gut beobachtbar. Die minimal erzeugbare Blasengröße wird durch die Schwelle festgelegt, unterhalb derer ein optischer Durchbruch nicht mehr stattfindet. Dadurch können kleine Blasen, die denen der akustischen Kavitation entsprechen, nicht erzeugt werden. Abhilfe schafft hier der Übergang zu Kurzpulslasern, die höhere Intensitäten bei gleichzeitig geringeren Pulsenergien erzeugen. Die extremen Intensitäten führen bei diesen Lasern dazu, dass im Fokusbereich nichtlineare Effekte eine starke Rolle spielen. Dies äußert sich unter anderem in einem intensitätsabhängigen Brechungsindex. Der Laserstrahl breitet sich daher in einer selbstinduzierten Niedergeschwindigkeitszone aus. Ab einer bestimmten Laserleistung bewirkt diese durch ihre Linsenwirkung eine Selbstfokussierung [12]. Die Selbstfokussierung mündet in einen selbstinduzierten, glasfaserähnlich wirkenden Kanal (Filament) [79, 88]. Seine Länge wächst mit steigender Pulsenergie. Die daraus resultierenden elongierten Kavitationsblasen entwickeln bereits ohne die Nachbarschaft einer Grenzfläche eine komplexe Dynamik.

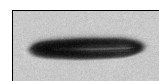
1.4 Aufbau und Ziel der Arbeit

Gegenstand dieser Arbeit ist die Untersuchung der Eigenschaften laserinduzierter Kavitationsblasen. Für die experimentellen Untersuchungen werden Laserpulse mit Pulsdauern im Nanosekunden- und Femtosekundenbereich eingesetzt. Die Gliederung der Arbeit folgt dieser Zweiteilung.

Zunächst gibt Kapitel 2 einen Überblick über die wichtigsten verwendeten experimentellen Methoden sowie die Besonderheiten und Daten der eingesetzten Geräte.

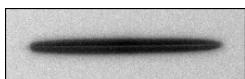
Kapitel 3 behandelt Kavitationsblasen, die sich aus dem optischen Durchbruch von Femtosekunden-Laserpulsen entwickeln, oder kurz: fs-Laserblasen. Es ist bekannt, dass diese Blasen sich durch eine langgestreckte Geometrie auszeichnen. Für hohe Pulsenergien filamentiert das Laserlicht und eine Vielzahl kleiner Blasen entsteht. Für geringe Pulsenergien entstehen dagegen einzelne Kavitationsblasen. Detaillierte Erkenntnisse über diese Blasen liegen nur in geringem Umfang vor. Dafür gibt es verschiedene Gründe: Zum einen ist für die Erzeugung geeigneter Laserpulse auch heute noch ein vergleichsweise aufwendiges und teures Lasersystem notwendig. Zum anderen finden die zu untersuchenden Prozesse auf Zeit-, Längen- und Kräfteskalen statt, die sich erst langsam der Messtechnik erschließen. Die Untersuchungen dieses Kapitels konzentrieren sich auf den unteren Energiebereich, in dem die Kavitationsblasen mit einer hohen Reproduzierbarkeit erzeugt werden können. Gleichzeitig ist dies der Bereich, in dem die Auswirkungen des optischen Durchbruchs nur eine geringe Reichweite haben.

Kapitel 4 behandelt Kavitationsblasen, die sich aus dem optischen Durchbruch von Nano-



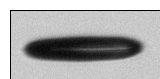
sekunden-Laserpulsen entwickeln, oder kurz: ns-Laserblasen. Die Kavitationsprozesse finden hier auf Zeit- und Längenskalen statt, die jeweils rund eine Größenordnung über denen der fs-Laserblasen liegen. Über die Eigenschaften von ns-Laserblasen liegen bereits zahlreiche Untersuchungen vor: Die behandelten Phänomene umfassen verschiedenste Aspekte wie Blasendynamik, Kavitationserosion und Kavitationslumineszenz [47, 63, 70, 86]. Die Untersuchungen dieses Kapitels befassen sich mit der Frage, inwieweit Messungen an laserinduzierten Blasen Argumente für oder gegen Spekulationen um eine mögliche „Sonofusion“ liefern können.

In Kapitel 5 werden die Ergebnisse der Arbeit zusammengefasst und bewertet. Offene Fragen sowie Möglichkeiten weiterführender Forschung und zukünftiger Anwendungen werden aufgezeigt.



Kapitel 2

Experimentelle Grundlagen



2.1 Messtechnik

2.1.1 Messung der Laserpulsenergie

Die Messung der Laserpulsenergie erfolgt mit einer schnellen Photodiode, die jeweils in das Streulicht eines Spiegels oder Strahlsumpfs platziert wird. Strahlt Licht der Frequenz ν auf die Sperrschicht einer Diode, so fließt durch sie ein der eingestrahnten Leistung P proportionaler Photostrom

$$J_{Ph} = \frac{e\eta}{h\nu} P, \quad (2.1)$$

wobei e die Elementarladung, h das Planck'sche Wirkungsquantum und η die Quanteneffizienz bezeichnet. Dieser wirkt dem normalen Diodenstrom entgegen, so dass sich der Gesamtstrom

$$J = J_s \exp\left(\frac{eU_D}{k_B T}\right) - J_s - J_{Ph} \quad (2.2)$$

ergibt. Dabei ist J_s der Sperrstrom, U_D die an der Diode abfallende Spannung, k_B die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur. Photodioden werden in der Regel mit einer in Sperr-Richtung anliegenden Vorspannung betrieben, um die Sperrschichtkapazität herabzusetzen und damit die Impulsantwort zu verkürzen. Diese Vorspannung U_0 liegt über einen ohmschen Widerstand R_I an, so dass $U_D = U_0 - R_I J$ gilt. Der Wert von R_I setzt sich vorwiegend zusammen aus den Innenwiderständen der Stromquelle und des eingeschleiften Amperemeters. Im vorliegenden Fall war erstere eine niederohmige Lithiumbatterie und letzteres ein schnelles Oszilloskop mit einem 50Ω Eingangsabschluss. Damit ist

$$J = J_s \exp\left(\frac{eU_0}{k_B T}\right) \exp\left(-\frac{eR_I}{k_B T} J\right) - J_s - \frac{e\eta}{h\nu} P. \quad (2.3)$$

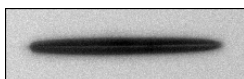
Mit diesem Ausdruck kann die Lichtleistung P als Funktion der an dem 50Ω -Abschluss gemessenen Spannung U dargestellt werden:

$$P = A_0 + A_1 U + A_2 \exp(A_3 U). \quad (2.4)$$

Bei unverändertem Aufbau und konstanter Temperatur sind hier die Parameter A_i ebenfalls konstant.

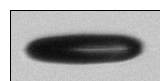
Analog kann bei der Energiemessung von Laserpulsen vorgegangen werden. Solange deren Pulsform unabhängig von der Energie ist, gilt Gleichung (2.4) bis auf einen Faktor in den Parametern A_i auch für die Pulsenergie; U bezeichnet dann die gemessene Spitzenspannung.

Für die verschiedenen Messkonfigurationen werden Kalibriermessungen mit konventionellen Thermopile-Leistungsmessgeräten (Spectra-Physics 407A, Coherent FieldMaster GS) durchgeführt. Die Messungen erfolgen bei 10 Hz (ns-Laser) bzw. rund 1 kHz (fs-Laser) Repetitionsrate. Durch Division mit der Repetitionsrate wird aus der gemessenen Leistung



die mittlere Einzelpulsenergie berechnet. Zusammen mit den gemessenen Spitzenspannungen der Photodiode werden diese Werte benutzt, um die Fitparameter A_i in Gleichung (2.4) zu bestimmen. Bei geringen Aussteuerungen reicht hier die lineare Näherung der Gleichung ($A_2 \approx 0$). Schließlich werden in der Energieberechnung noch die Reflexionsverluste der jeweiligen Optik berücksichtigt (siehe Abschnitt 2.3). In den Messungen mit fs-Laserpulsen wird der Strahl zusätzlich mit drei Strahlteilern abgeschwächt (siehe Abschnitt 3.1). Auch dieser Abschwächungsfaktor (gemessen: 8.1) wird mit einbezogen.

Mit der resultierenden Umrechnungsformel wird die Energie jedes einzelnen Laserpulses innerhalb einer Messung bestimmt. So kann festgestellt werden, ob einzelne Pulse stark vom Mittel abweichende Energie haben.



2.1.2 Messung ultrakurzer Pulsdauern

Pulsdauern im Femtosekundenbereich entziehen sich einer direkten Messung, da optische Sensoren wie auch die ihnen nachgeschaltete Elektronik zu träge sind. In der Regel werden durch die Kürze der Pulse aber hohe Spitzenintensitäten erreicht. Daher können nichtlineare Effekte zur Analyse der Pulse ausgenutzt werden. In der vorliegenden Arbeit wurde die Dauer der verstärkten Pulse mit einem Einzelpuls-Autokorrelator (Positive Light SSA) gemessen. Im Folgenden wird das Analyseverfahren [73] beschrieben, nach dem dieses Gerät die Pulslänge bestimmt.

Der zu untersuchende Laserstrahl wird zunächst über einen Strahlteiler in zwei gleich starke Teilstrahlen zerlegt. Diese werden so umgelenkt, dass sie sich in einem nichtlinearen Medium, in der Regel einem speziellen Kristall, kreuzen. Es entstehen durch Summenfrequenzbildung Photonen der halben Wellenlänge (*second harmonic generation*, SHG). Die Ausbreitungsrichtung dieser Photonen hängt von ihrer Entstehung ab: Werden sie durch zwei Photonen aus demselben einfallenden Strahl erzeugt, so gleicht die Richtung der dieses Strahls. Ist aus jedem einfallenden Strahl je ein Photon an der Summenfrequenzbildung beteiligt, so liegt die neue Richtung genau auf dem halben Winkel zwischen den Strahlen (Impulserhaltung). Beobachtet werden soll nur letzterer Anteil.

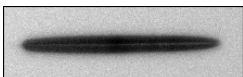
Das Koordinatensystem wird so gewählt, dass die Pulse der beiden Strahlen gleichzeitig am Ursprung eintreffen. Für die Intensitäten gilt:

$$\begin{aligned} I_1(x, y, t) &= I_1(t - l_1/c) \\ I_2(x, y, t) &= I_2(t - l_2/c) = I_2(t - l_1/c + d/c) \end{aligned} \quad (2.5)$$

Dabei bezeichnet $l_{1,2}$ die Entfernung der Wellenfront vom Koordinatenursprung entlang der jeweiligen Ausbreitungsrichtung und c die Lichtgeschwindigkeit im Medium. Ohne Einschränkung sei $l_1 = l_2 + d$ die längere Strecke. An einem beliebigen Punkt (x, y) ist der Weglängenunterschied der Strahlen $d = 2x \sin(\alpha)$, wie Abb. 2.1 zu entnehmen ist. Die Intensität der frequenzverdoppelten Strahlung I_{SHG} ist näherungsweise proportional dem Produkt beider einfallender Intensitäten. Registriert, z.B. mit einer in x -Richtung liegenden CCD-Zeile, wird davon das zeitliche Integral über die Belichtungszeit T_B , also die Bestrahlung

$$\begin{aligned} H_{SHG}(x) &= \int_{T_B} I_{SHG} dt \\ &\propto \int_{T_B} I_1(t - l_1/c) I_2(t - l_1/c + d/c) dt \\ &= \int_{T_B'} I_1(t') I_2(t' + t_d) dt' \end{aligned} \quad (2.6)$$

mit $t' := t - l_1/c$ und $t_d := d/c = (2x \sin \alpha)/c$.



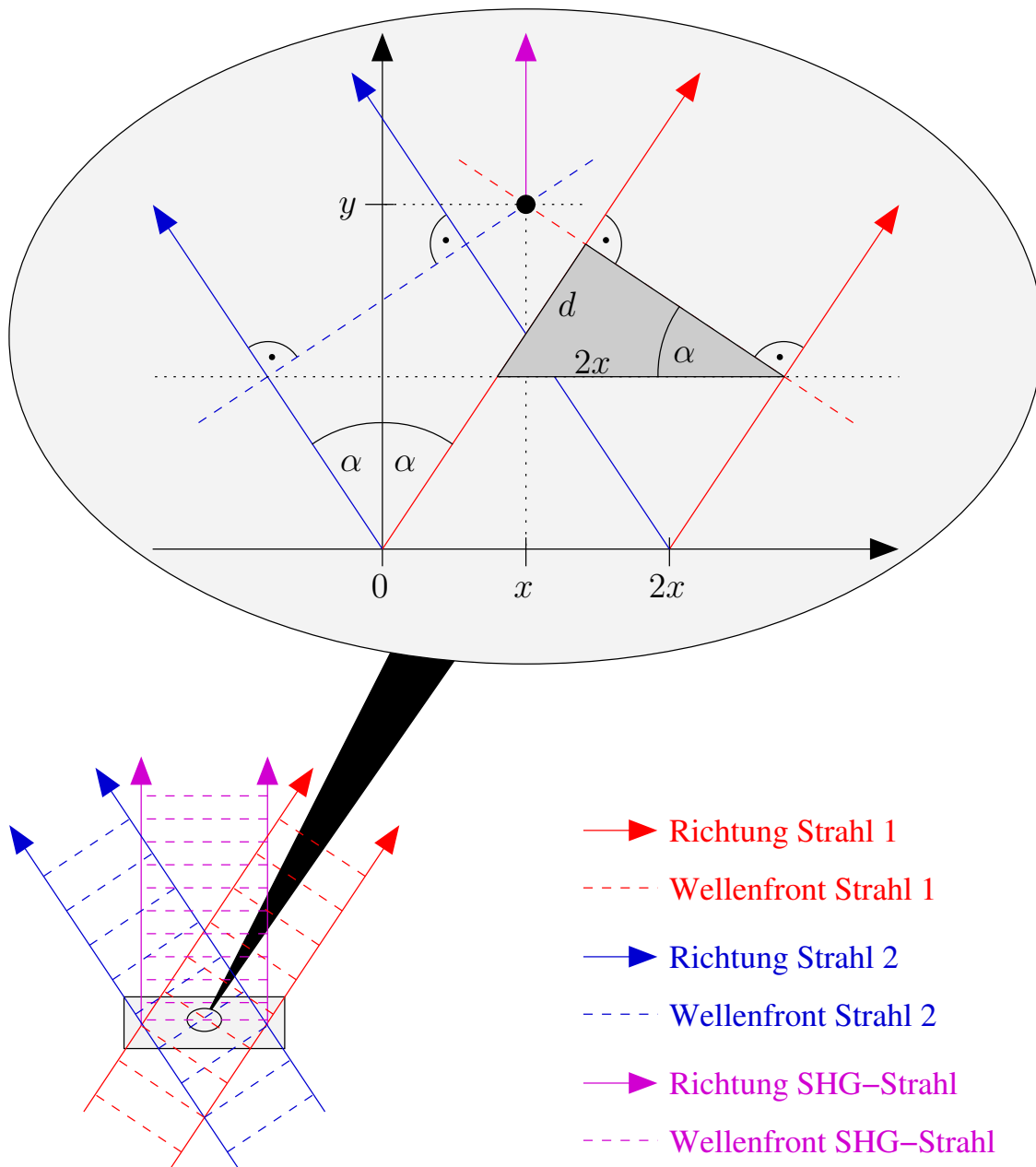
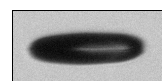


Abbildung 2.1: Korrelation im nichtlinearen Medium

In einem nichtlinearen Medium kreuzen sich zwei Lichtstrahlen gleicher Wellenlänge im Schnittwinkel 2α . Die resultierende Summenfrequenzstrahlung I_{SHG} tritt im halben Schnittwinkel aus und ist proportional dem Produkt der Einzelintensitäten. Am Punkt (x, y) ist der Weglängenunterschied zwischen den beiden Strahlen $d = 2x \sin(\alpha)$, also unabhängig von y . Bestimmte Nebenbedingungen vorausgesetzt (s. Text), erhält man nach Gleichung (2.6) über $I_{SHG}(x)$ ein Maß für die Kreuzkorrelation beider einfallenden Intensitäten. Insbesondere kann so auch die Autokorrelation eines Signals gemessen werden.



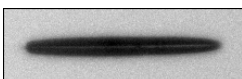
An der Position x ist die gemessene Bestrahlung $H_{SHG}(x)$ demnach proportional der Korrelation für die Verzögerungszeit $t_d = (2x \sin \alpha)/c$. Da l_1/c wesentlich kleiner ist als die üblichen Belichtungszeiten T_B und diese so gewählt werden, dass die Laserpulse näherungsweise in ihrer Mitte eintreffen, ist das Integral unabhängig von y . Die Dicke des nichtlinearen Mediums geht damit lediglich in den Proportionalitätsfaktor ein. Der Geometriefaktor $(2 \sin \alpha)/c$ kann entweder berechnet werden, oder mit Hilfe einer definierten Verzögerungsstrecke in einem der Strahlen gemessen werden.

In den bisherigen Betrachtungen wurden stillschweigend einige Nebenbedingungen vorausgesetzt, die in der Praxis als erfüllt angenommen werden dürfen:

- **Konstante Intensität über die gesamte Wellenfront:**
In der Regel wird das Strahlprofil des Lasers näherungsweise einer Gaußglocke entsprechen, gefordert ist jedoch ein Rechteckprofil. Der Strahl wird daher über ein Teleskop aufgeweitet. Liegt seine Breite deutlich über der des für die Korrelation verantwortlichen Mediums, so ist die Forderung näherungsweise erfüllt.
- **Zeitgleiches Eintreffen der einfallenden Pulse:**
Die Korrelation kann natürlich nur dann erfolgen, wenn sich die beiden einfallenden Pulse auch zeitgleich in dem nichtlinearen Medium überlagern. Daher wird einer der Strahlen über eine Verzögerungsstrecke geführt, mit der die Weglängendifferenz eingestellt werden kann. Als Einstellkriterium wird dabei die Intensität des korrelierten Signals maximiert.
- **Große Kristallbreite:**
Die Kristallbreite muss so groß sein, dass sie für die Korrelation der gesamten Pulsdauer ausreicht. Bei einer Kristallbreite X_K muss die Korrelation für $|t_d| > (X_K \sin \alpha)/c$ verschwinden, um diese Bedingung zu erfüllen.
- **Lange Belichtungszeit:**
Die Belichtungszeit muss so lang sein, dass die Integration über T_B bzw. T_B' die gesamten Pulse erfasst.

Die letzten beiden Bedingungen sind in der Regel bereits durch die Kürze der Pulse im Femtosekundenbereich erfüllt.

Abschließend sei noch darauf hingewiesen, dass mit der Autokorrelation des Pulses nicht eindeutig auf seine Form zurückgeschlossen werden kann. Auch die Bestimmung der tatsächlichen Pulsdauer ist mit einer Unsicherheit behaftet. Nimmt man als Pulsform eine Gaußglocke an, so ist die Autokorrelation um einen Faktor $\sqrt{2}$ länger als der Puls. Für eine quadrierte Hyperbelsekantsfunktion (sech^2) liegt dieser Faktor bei 1.55.



2.1.3 Hochgeschwindigkeitskinematografie

Die Dynamik laserinduzierter Kavitationsblasen überdeckt eine breite Größen- und Zeitskala. Auf der einen Seite werden Maximalradien im unteren Millimeterbereich und Kollapszeiten im mittleren bis oberen Mikrosekundenbereich erreicht. Auf der anderen Seite können im Kollaps Zeitskalen unterhalb einer Nanosekunde und Größen unter einem Mikrometer relevant werden.

Für die Aufnahme dieser Dynamik müssen daher – zeitlich wie räumlich – entsprechend hohe Auflösungen gewählt werden. Als Abbildungsoptiken kamen zum Einsatz:

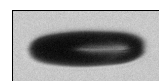
- Fernmikroskop Infinity/Isco K2:
Refraktor, Vergrößerung 1:10, Arbeitsentfernung 10 cm.
- Questar QM-100:
Maksutov-Cassegrain, optional mit Barlow-Linse, Vergrößerung bis 1:20, Arbeitsentfernung 15-35 cm.
- Relayoptik aus je 2 Standard-Foto-Objektiven:
Refraktor, Vergrößerung 1:1 bis 1:2, Arbeitsentfernung 5 cm.

Die zeitliche Auflösung wurde durch den Einsatz einer schnellen CCD-Kamera (LaVision Imager 3) erzielt. Diese erlaubt eine minimale Öffnungszeit von 100 ns bei einer Pixelgröße von $9.9 \mu\text{m}$. Schnellere Prozesse konnten beobachtet werden, indem zur Beleuchtung ein Laserpuls benutzt wurde. Damit konnten Momentaufnahmen von der Dynamik angefertigt werden.

Die Aufnahme der gesamten Dynamik einer einzelnen Kavitationsblase entzieht sich der heutigen Messtechnik: Hochgeschwindigkeitskameras mit einer Bildfolge von unter $1 \mu\text{s}$ können nur eine geringe Anzahl Bilder aufnehmen. High-Speed-Video Systeme erreichen dagegen zwar die hohe Bildanzahl, nicht aber die erforderliche Zeitauflösung.

Die einzige derzeitige Möglichkeit ist der Einsatz eines stroboskopischen Verfahrens. Dazu werden Einzelfotos mit einer definierten Phasenlage (Delay) zur Blasendynamik aufgenommen. Da laserinduzierte Kavitationsblasen gut reproduzierbar sind, kann durch Verstellen der Verzögerungszeit und Aufnahme von aufeinanderfolgenden Blasen die Dynamik Schritt für Schritt abgetastet werden.

Der Laser erzeugt dazu ein elektrisches Signal, das zeitlich fest an die Emission des Laserpulses – und damit an die Entstehung der Blase – gekoppelt ist. Dieses Signal wird von einem programmierbaren Delaygenerator (Stanford Research Systems DG535) verzögert und anschließend als Startsignal an die CCD-Kamera und den zugehörigen Beleuchtungsblitz (Spezialanfertigung, Röhre Hamamatsu L4643 bzw. L4634) weitergeleitet. Ein Steuerrechner speichert nach jeder Aufnahme das Bild ab und ändert anschließend die Verzögerungszeit um einen festen Wert (Abb. 2.2). Die Beleuchtung erfolgt entweder direkt, wie abgebildet, oder optional mit diffusem Licht. Diffuses Licht wird durch eine



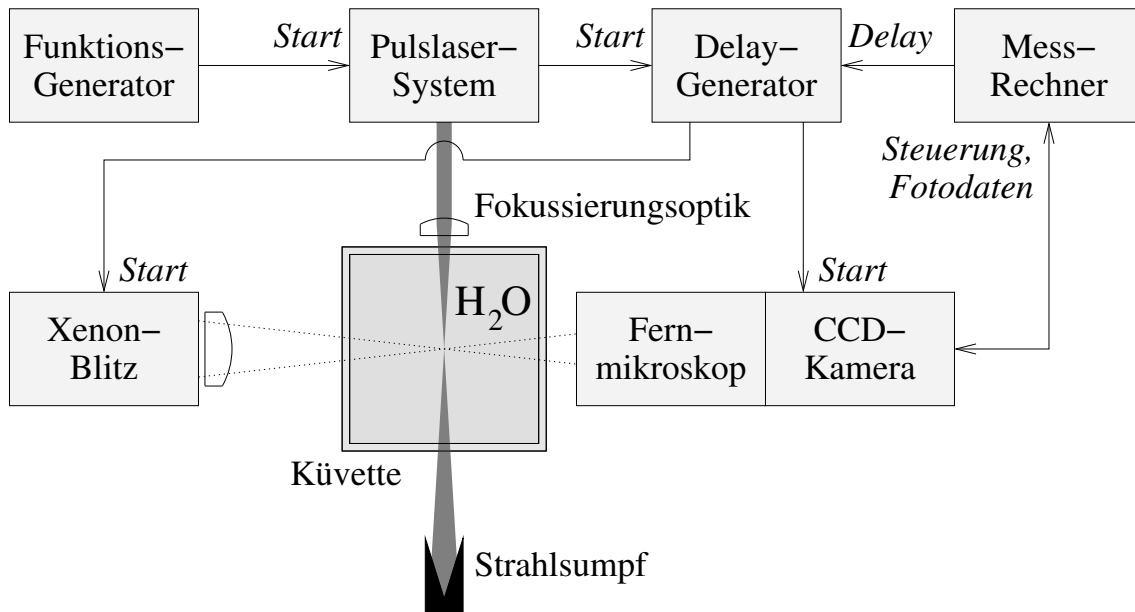
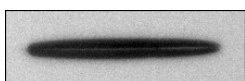


Abbildung 2.2: Aufbauschema zur Hochgeschwindigkeitskinematografie

Die Belichtung eines einzelnen Fotos erfolgt eine definierte Zeit nach dem Laserpuls. Ein Messrechner speichert die Fotos ab und verstellt die Verzögerungszeit nach jeder Aufnahme. Das Ergebnis ist ein stroboskopischer Film der Dynamik.

Mattscheibe im Strahlengang erzeugt oder indem das Blitzlicht über ein Glasfaserbündel (Durchmesser 6 mm) bis zur Küvettenwand geführt wird. In jedem Fall geht bei der diffusen Beleuchtung ein Großteil des Lichts für die Abbildung verloren. Für die Beobachtung der fs-Laserblasen mit diffusem Licht wird deshalb ein kommerzieller Hochleistungsblitz (DRS Hadland 20-40) eingesetzt.

Der resultierende Film gibt das Verhalten der Kavitationsblase wieder, soweit dieses reproduzierbar ist. Problematisch wird dieses Verfahren lediglich im Bereich um den und nach dem Kollaps. Hier reagiert die Blase empfindlich auf Parameteränderungen (Laserpulsenergie, Verunreinigungen, Restvolumen vorheriger Blasen, ...). Im stroboskopisch aufgenommenen Film äußert sich dies durch einen unstetigen Bewegungsverlauf.



2.1.4 Bildverarbeitung

Zur Beurteilung der Dynamik ist es oftmals ausreichend, statt des gesamten Bildes nur einen schmalen Streifen zu betrachten. Ein solches „eindimensionales Bild“ hat den Vorteil, dass entlang der eingesparten Bildachse die Zeitentwicklung dargestellt werden kann. „Streak-Kameras“ nutzen diese Art der Darstellung bereits bei der Aufnahme und erreichen damit höchste Zeitauflösungen. Auch aus konventionellen Filmen können Streak-Abbildungen gewonnen werden, um einen schnellen Überblick über die Zeitentwicklung entlang einer Achse zu erhalten (Abb. 2.3). Aus jedem Einzelbild des Films wird der zu betrachtende Bildstreifen ausgeschnitten. Anschließend werden die ausgeschnittenen Streifen in ihrer zeitlichen Abfolge nebeneinander angeordnet. Das Ergebnis ist eine Art

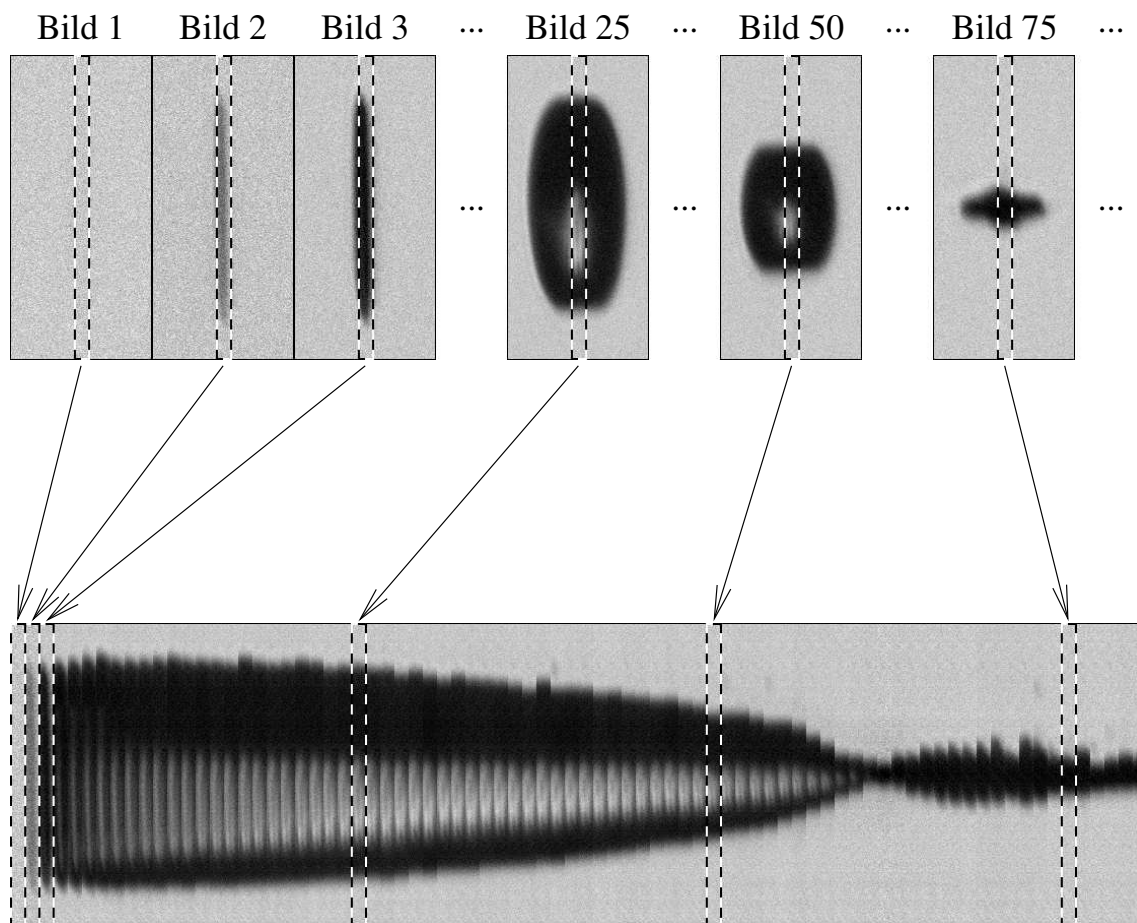
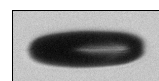


Abbildung 2.3: Konstruktion einer Streak-Abbildung

Aus einem konventionellen Film (oben) wird die Position eines Streifens ausgewählt. Dieser wird aus jedem Einzelbild ausgeschnitten. Die einzelnen Streifen werden nebeneinander angeordnet, so dass von links nach rechts eine Darstellung der zeitlichen Entwicklung entsteht (unten).



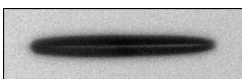
Ort-Zeit-Kurve; im vorliegenden Fall die Radius-Zeit-Kurve der Blase. Neben der reinen Radiusentwicklung können Änderungen in der Position bzw. der Symmetrie der Blase erkannt werden. Zudem kann die Reproduzierbarkeit der Messung beurteilt werden: Ein glatter Verlauf der Streak-Abbildung deutet auf eine hohe, ein rauher Verlauf auf eine geringe Reproduzierbarkeit hin.

Aus den Fotos kann nach dem folgenden Verfahren auch näherungsweise das Volumen der Blase bestimmt werden. Zunächst wird von dem Umriss der Blase der Schwerpunkt berechnet. Dieser definiert die Position einer Symmetrieachse, die parallel zur optischen Achse (x -Achse des Bildes) liegt. Das Gesamtvolumen ergibt sich dann aus der Summation in Zylinderkoordinaten. Die Pixel der Blasenform definieren dabei die Volumen ineinander geschachtelter, halber Hohlzylinder (Abbildung 2.4). Konkave Teile der Blase können nicht ausgemessen werden, da die Blase nur in ihrem Umriss sichtbar ist; hier überschätzt diese Methode das reale Volumen.

Nach der Aufnahme müssen die Fotos für den jeweiligen Verwendungszweck bearbeitet werden. Schwankungen in der Beleuchtungsstärke müssen ausgeglichen und statische Artefakte (z. B. Staub auf Abbildungsoptiken) beseitigt werden. Für diese Aufgabe wurde das Bildverarbeitungsprogramm „Gimp“ [33] mit speziell entwickelten Plug-Ins eingesetzt. Die Datenverarbeitung umfasst im Einzelnen:

- Lineare Skalierung der Helligkeit,
- Subtraktion eines Hintergrundbildes,
- Skalierung der Bildgröße,
- Wahl des Bildausschnitts,
- Konstruktion von Streak-Abbildungen,
- Messung der Blasen-Halbachsenlängen,
- Berechnung des Blasen Volumens.

Auf darüber hinaus gehende Änderungen an den Bildern wurde verzichtet, soweit es nicht explizit angegeben ist.



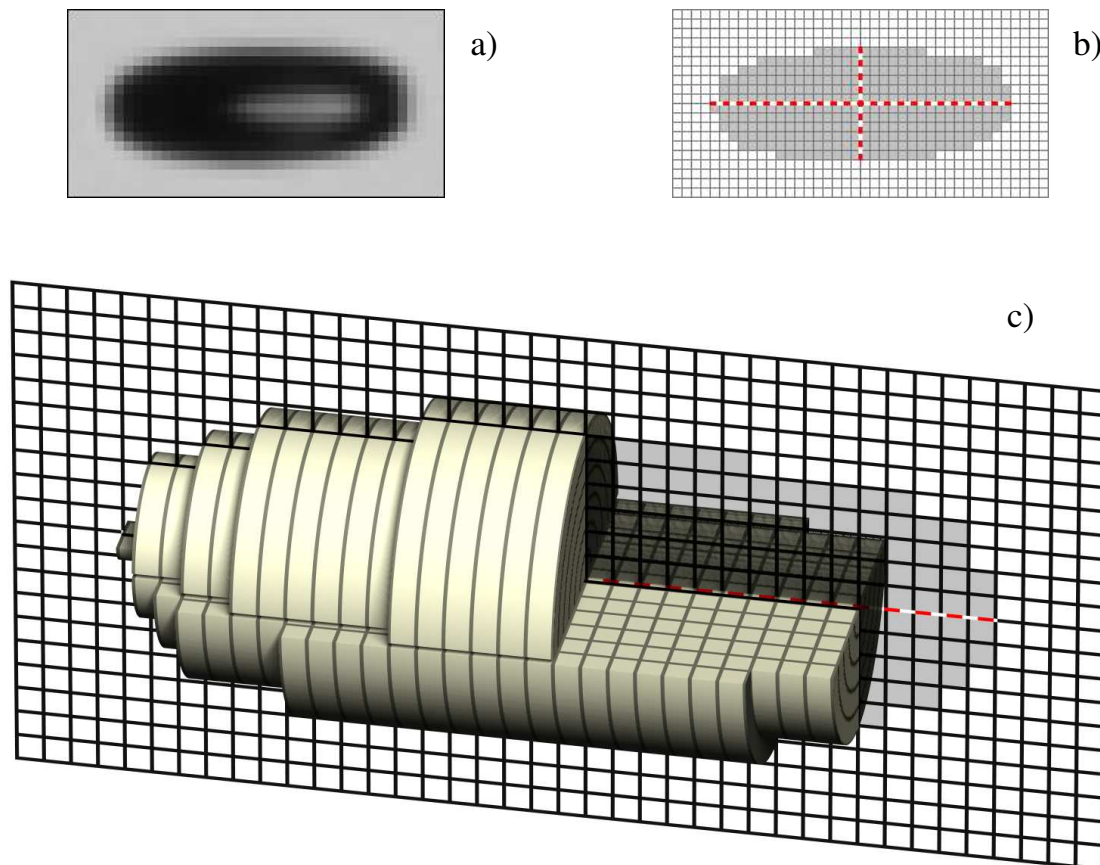
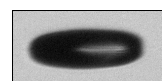


Abbildung 2.4: Berechnung des Blasenvolumens

Aus dem Foto der Blase (a) wird zunächst deren Umriss (b) gewonnen und der Schwerpunkt berechnet (Schnittpunkt der gestrichelten Linien). Die waagerechte Linie durch den Schwerpunkt legt die Symmetrieachse der Messung fest. Um diese Achse werden, entsprechend dem Umriss, die Volumina von Halbzylindern berechnet und zum Gesamtvolumen aufaddiert (c). Zur Veranschaulichung sind die Abbildungen in grobe Pixel gerastert; Segmente der Volumensummutation wurden ausgespart.

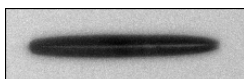


2.1.5 Faseroptisches Sondenhydrophon

Zur Messung von Stoßwellen wurde das faseroptische Sondenhydrophon FOPH 300 eingesetzt [77]. Sein Funktionsprinzip basiert auf der Druckabhängigkeit des Brechungsindex von Wasser.

Der Aufbau des Gerätes ist in Abbildung 2.5 schematisch dargestellt. Über einen 3 db-Koppler strahlt ein stabilisierter Laser Licht in eine Glasfaser ein. An ihrem unter Wasser liegenden Ende wird es teilweise reflektiert. Dabei hängt der Reflexionskoeffizient von dem Brechungsindex des Wassers und damit vom Druck ab. Das reflektierte Licht läuft zurück über den 3 db-Koppler auf eine Photodiode. Aus der damit gemessenen Intensität erhält man in erster Näherung lineares Maß für den Druck im Wasser. Der Vorteil dieser Messmethode liegt in ihrer hohen räumlichen und zeitlichen Auflösung: Die druckempfindliche Fläche ist das Faserende mit einem Radius von lediglich $70 \mu\text{m}$. Die zeitliche Auflösung ist durch die Photodiode und den nachgeschalteten Verstärker begrenzt und liegt bei rund 10 ns.

Für die Berechnung der Druckwerte aus dem Photodiodensignal wird die gemessene Spannung zunächst mit der vom Hersteller gemessenen Impulsantwort des Gerätes entfaltet. Ein Besselfilter (200-MHz Grenzfrequenz) begrenzt dabei das für Entfaltungen typische Hochfrequenzrauschen. Anschließend erfolgt die Umrechnung mit dem ebenfalls vom Hersteller gelieferten Kalibrierprogramm, das auch nichtlineare Anteile sowie die Wassertemperatur berücksichtigt.



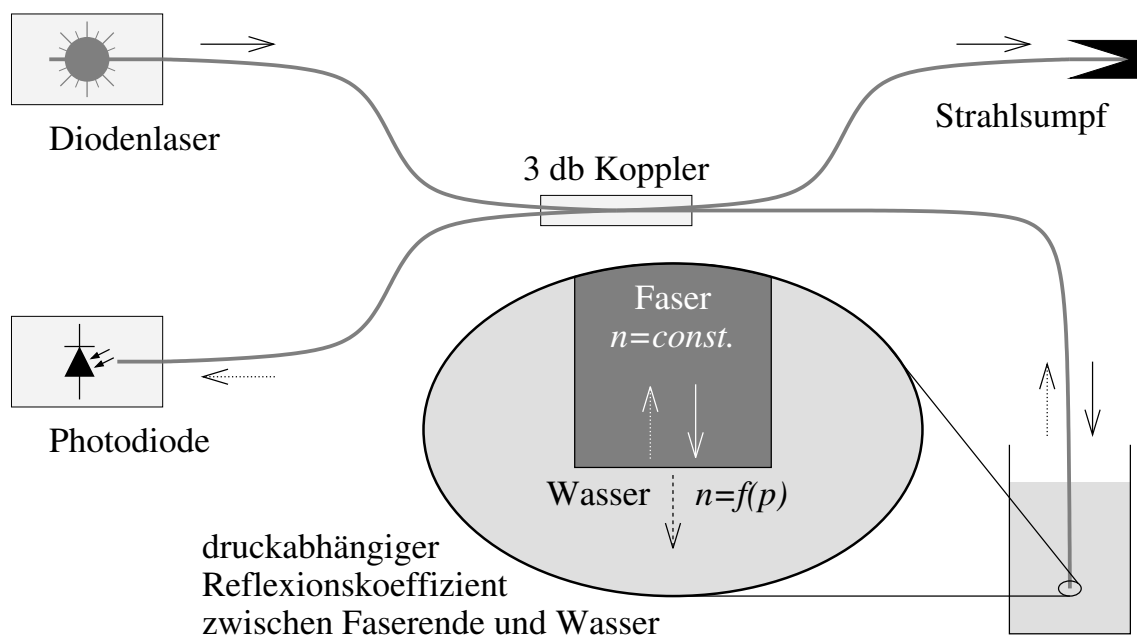
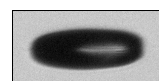


Abbildung 2.5: Arbeitsprinzip des faseroptischen Hydrophons

Ein stabilisierter Laser strahlt über einen 3 db-Koppler Licht in eine Glasfaser ein, die unter Wasser endet. Der druckabhängige Brechungsindex des Wassers bestimmt den Reflexionskoeffizienten, mit dem das Licht am Faserende reflektiert wird. Aus einer Messung der reflektierten Lichtintensität kann daher auf den Druck geschlossen werden.



2.2 Laser

2.2.1 Allgemeines

Der Name „Laser“, die Abkürzung für *light amplification by stimulated emission of radiation*, beschreibt bereits das wesentliche Funktionsprinzip dieser Geräte. Die Verstärkung durch stimulierte Emission erfolgt in der Regel in einem System aus drei Komponenten: Einem aktiven Lasermedium, in dem die stimulierte Emission stattfindet, einer „Pumpe“, die dem Lasermedium die notwendige Energie zuführt, und einem Resonator, der das Licht mehrfach durch das Lasermedium führt. Für die genaue Ausführung dieser Komponenten gibt es zahlreiche Varianten, die hier nur beispielhaft angeführt werden können. Übliche Pumpmechanismen sind elektrisch (Diodenlaser) oder optisch (Gasentladungsröhren, Pumplaser). Lasermedien können Gase (Helium-Neon, Argon-Ionen), Feststoffe (Nd:YAG, Ti:Saphir, Halbleiter) oder Flüssigkeiten (Farbstofflaser) sein. Als Resonator dient häufig ein Fabry-Perot-Interferometer. Laserstrahlung kann kontinuierlich (*cw*-Laser) oder gepulst erzeugt werden.

Grundlage für die Verstärkung von Strahlung durch stimulierte Emission ist eine „Besetzungsinversion“: Im Gegensatz zu der Verteilung im thermischen Gleichgewicht müssen sich in dem Lasermedium mehr Atome im angeregten Zustand befinden als im Grundzustand. Besitzt das Medium nur zwei mögliche Energieniveaus, so kann normalerweise eine solche Inversion nie erreicht werden, da die Wahrscheinlichkeiten für Absorption und stimulierte Emission identisch sind. Eingestrahlte Energie wird dieses System immer in Richtung einer Gleichbesetzung der Zustände verschieben. Ein Lasermedium benötigt daher mindestens ein Hilfsniveau. Bei einem 3-Niveau-Laser (Abb. 2.6) existiert über dem langlebigen Laserniveau ein kurzlebiges Hilfsniveau. Elektronen, die durch Absorption von Pumpstrahlung in dieses Hilfsniveau gelangen, relaxieren nach kurzer Zeit in das Laserniveau. Verglichen mit dem langlebigen Laserniveau bleibt das Hilfsniveau folglich

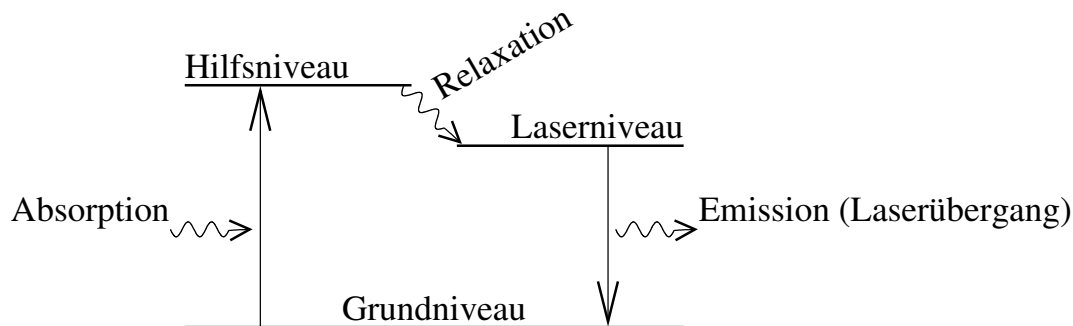
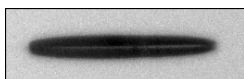


Abbildung 2.6: Energieschema eines 3-Niveau-Lasers

Die zugeführte Pumpstrahlung gelangt über das kurzlebige Hilfsniveau in das Laserniveau. Zwischen diesem und dem Grundniveau kann sich eine Besetzungsinversion aufbauen.



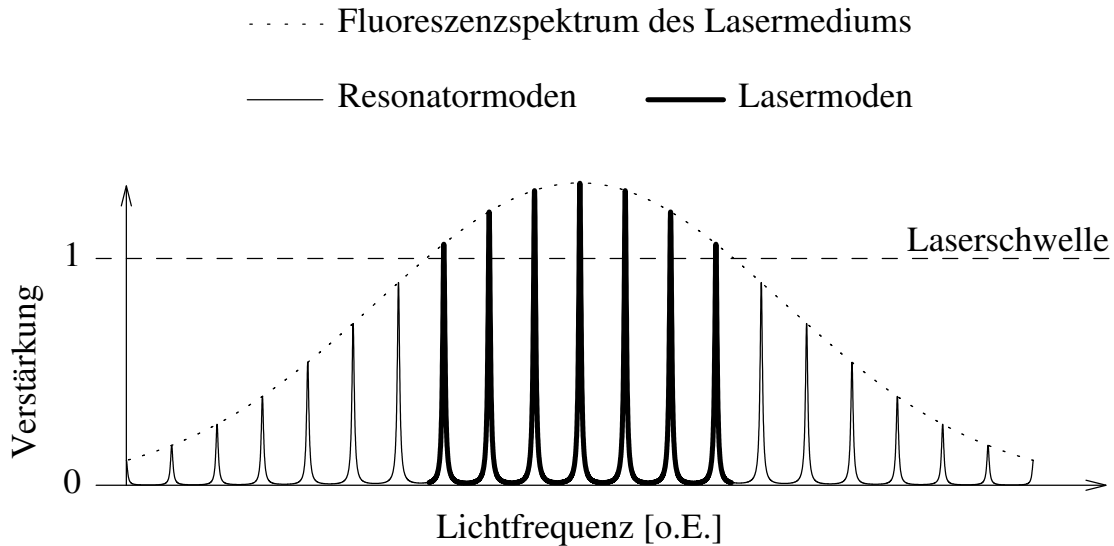
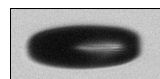


Abbildung 2.7: Schema der Modenstruktur eines Lasers

Die Fluoreszenzemission des Lasermediums ist ein breitbandiges Spektrum. Dem überlagert sind die Resonatormoden als Linienspektrum. Zur Laseremission können nur die Linien beitragen, deren Verstärkung größer als Eins ist. Das ist dann der Fall, wenn die Photonenerzeugung durch stimulierte Emission die Resonatorverluste überkompensiert.

auch bei hoher Pumpleistung stets schwach besetzt. Auf diesem indirekten Weg wird die Pumpstrahlung eingesetzt, um das Grundniveau zu ent- und das Laserniveau zu bevölkern. Zwischen Grundniveau und Laserniveau kann sich eine Inversion aufbauen. Strahlen nun Photonen mit der dem Laserübergang entsprechenden Energie in das Medium, so ist die Wahrscheinlichkeit für eine Absorption geringer als die für eine stimulierte Emission: Die Photonenzahl erhöht sich. Der Resonator, in dem sich das Lasermedium befindet, stellt eine Rückkopplung dar, die diesen Prozess unterstützt. Zudem dient er der Wellenlängenselektion. Die Fluoreszenzemission des Laserübergangs ist zunächst ein relativ breitbandiges Spektrum. Dem überlagert sind die Resonatormoden als Linienspektrum (Abb. 2.7). Ihre Breite hängt von der Güte des Resonators ab. Zur Laseremission können nur die Linien beitragen, bei denen die Verstärkung durch stimulierte Emission die Resonatorverluste überkompensiert, also die tatsächliche Verstärkung größer als Eins ist. Abhängig von den genauen Betriebsparametern des Lasers können in der Regel mehrere Resonatormoden diese Laserschwelle überschreiten (Multimode-Laser). Durch geeignete Maßnahmen kann die Emission aber auch auf eine einzige longitudinale Mode des Resonators beschränkt werden (Monomode-Laser), was für bestimmte Anwendungen (Interferometrie, Holografie, ...) von Vorteil ist.



2.2.2 Pulslaser

Pulslaser werden eingesetzt, wenn besonders hohe Leistungen benötigt werden. Das dahinter stehende Prinzip ist einfach: Bei gleichem Energieaufwand kann mit kürzer werdender Pulsdauer eine höhere Impuls-Spitzenleistung erreicht werden.

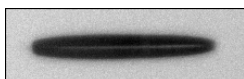
Laserpulse können erzeugt werden, indem die Güte des Resonators durch ein schaltbares Element verändert wird, z.B. durch einen akusto-optischen Modulator. Zunächst hält eine niedrige Güte den Laser unterhalb der Laserschwelle. Das Lasermedium wird gepumpt, ohne dass eine nennenswerte Emission stattfinden kann. Es baut sich eine besonders hohe Inversion auf. Sobald auf eine hohe Güte umgeschaltet wird, entlädt sich die gesamte Inversion in einem einzigen Laserblitz. Mit diesem Verfahren (Güteschaltung, *Q-switch*) werden typische Pulsdauern im Nanosekundenbereich erzielt.

Kürzere Pulsdauern können mit der Modenkopplung (*mode-locking*) erreicht werden. Nach der quantenmechanischen Unschärferelation erfordert eine niedrige Zeitunschärfe eine hohen Energieunschärfe. Im Wellenbild zeigt sich dies in der Unschärferelation der Fouriertransformation: Ein kurzer Impuls enthält ein breites Frequenzspektrum. Ein Kurzpulslaser muss daher ein Lasermedium mit einer breitbandigen Fluoreszenzemission besitzen und zudem einen Resonator, der eine Vielzahl von Lasermoden zulässt (s. auch Abb. 2.7). Diese Moden müssen in einer festen Phasenlage zueinander stehen, um sich zu einem Puls zu überlagern. Das kann durch aktive (z.B. Modulation [72]) oder passive Maßnahmen (*self-mode-locking* [76]) erreicht werden.

Für Laserpulse im Sub-Pikosekundenbereich hat sich die Bezeichnung „ultrakurze Laserpulse“ eingebürgert, obwohl sie in gewissem Maße lediglich den aktuellen Stand der Technik repräsentiert. Ein Ende der Bemühungen um kürzere Pulsdauern ist nur insofern abzusehen, als derzeit bereits Pulse mit weniger als zwei Wellenlängen erzeugt werden können [20, 55]. Wegen der zunehmenden Bandbreite ist damit für sichtbare Wellenlängen die physikalische Grenze bald erreicht. Mit UV-Licht [66, 67] und Röntgenstrahlung [30] sind dagegen auch Pulsdauern im Attosekundenbereich realisierbar.

2.2.3 Titan:Saphir Laser

Korund (Al_2O_3) ist ein altbekanntes Basismaterial für Feststofflaser: Das erste Lasermedium der Welt war ein Rubin, also mit Chrom dotierter Korund [50]. Ein weiterer Korund mit vielversprechenden Lasereigenschaften wurde 1982 vorgestellt: Der Titan:Saphir [58]. Bei diesem ersetzen Ti^{3+} -Ionen einen geringen Prozentsatz der Al^{3+} -Ionen. Das Ti^{3+} -Ion besitzt ein einzelnes Elektron in der d-Unterschale. Im oktaedrischen Kristallgitter des Korund ist diese aufgespalten in das 3fach entartete t_{2g} -Niveau (Orbitale d_{xy} , d_{xz} , d_{yz}) und das 2fach entartete e_g -Niveau (Orbitale d_{z^2} , $d_{x^2-y^2}$) [3]. Beide Niveaus sind durch Phononen, also die Anregung von Gitterschwingungen, verbreitert [84]. Zunächst befindet sich das Elektron im unteren Niveau. Dabei besetzt es, abhängig von der Temperatur, den Grundzustand oder einen niedrigen angeregten Zustand der Gitterschwingungen. Es



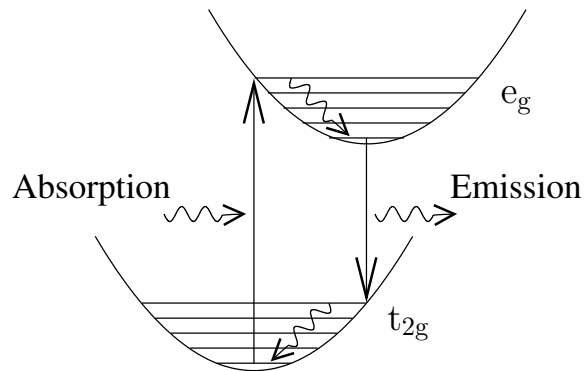


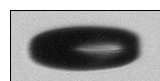
Abbildung 2.8: Energieniveaus des Ti^{3+} -Ions

Im oktaedrischen Kristallverbund spaltet sich die 4d-Schale in die Niveaus t_{2g} und e_g auf, die jeweils durch Phononenanregung verbreitert sind. Es entsteht ein 4-Niveau-System. Im Schema ist die Energie über der verallgemeinerten Koordinate aufgetragen (ohne Maßstab). Vereinfachend sind die Phononen als Anregung eines harmonischen Oszillators dargestellt.

entsteht eine Art 4-Niveau-System (Abb. 2.8):

- **Absorption:** Durch optisches Pumpen kann vom Grundzustand des unteren Niveaus ein angeregter Zustand des oberen Niveaus erreicht werden.
- **Relaxation:** Die lokale Anregung überträgt sich im Subpikosekundenbereich auf Gittermoden. Das Elektron ist im Grundzustand des oberen Niveaus.
- **Emission:** Vom Grundzustand des oberen Niveaus (Laserniveau) fällt das Elektron durch spontane oder stimulierte Emission eines Photons in einen angeregten Zustand des unteren Niveaus.
- **Relaxation:** Die lokale Anregung überträgt sich im Subpikosekundenbereich auf Gittermoden. Das Elektron ist wieder im Grundzustand des unteren Niveaus.

Dieses Medium zeichnet sich besonders durch die Einfachheit seiner Zustandsstruktur aus: Es existieren keine Niveaus, die das skizzierte Schema stören könnten. Die Lebensdauer des Laserniveaus liegt mit rund $3.2 \mu\text{s}$ deutlich über der Relaxationszeit der Schwingungsanregung. Damit ist der Titan:Saphir ein fast idealer 4-Niveau-Laser, in dem schon mit geringen Pumpraten eine Inversion erzeugt werden kann. Im realen Kristallgitter ist, abweichend von Abb. 2.8, die Verbreiterungsstruktur durch verschiedene Vibrations- und Rotationszustände geprägt, so dass Absorption und Emission als kontinuierliches Spektrum ohne besondere Linien erscheinen. Da die Spektren für alle aktiven Atome des Mediums identisch sind, spricht man von einer „homogenen“ Verbreiterung der Linien. Der Absorptionsbereich umfasst rund 200 nm mit dem Maximum bei 500 nm und ist damit geradezu optimal für ein Pumpen mit Argon-Ionen- oder frequenzverdoppelten



Neodym-Lasern geeignet. Laseremission ist im Bereich von 660 nm bis 1000 nm möglich und maximal um 780 nm [84]. Sie kann kontinuierlich [1] wie auch im modengekoppelten Pulsbetrieb [72, 76] erfolgen. Gegen einen gütegeschalteten Pulsbetrieb spricht die kurze Lebensdauer des Laserniveaus.

Der Titan:Saphir ist wegen seiner herausragenden optischen und thermischen Eigenschaften weit verbreitet als durchstimmbarer *cw*-Laser. Seine Stärke und Hauptanwendung liegt aber vor allem bei der Erzeugung ultrakurzer Laserpulse, wo er derzeit faktisch alle anderen Medien verdrängt hat.

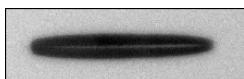
2.2.4 Verstärkung ultrakurzer Laserpulse

Ultrakurze Laserpulse können wie jede andere Art von Laserstrahlung verstärkt werden, indem sie durch ein gepumptes Lasermedium geführt werden. Diese Verstärkung entspricht prinzipiell der Erzeugung der Strahlung, die ja selber bereits auf dem Verstärkerprinzip beruht. Begrenzt wird die erreichbare Pulsenergie durch die Zerstörschwelle des Lasermediums. Um diese Beschränkung zu umgehen, benutzt man ein aus der Radartechnik bekanntes Verfahren: Die *chirped pulse amplification* [51, 78]. Da ein kurzer Puls ein breites Frequenzspektrum enthält, kann er durch ein dispersives Element zeitlich gestreckt und so in seiner Leistungsdichte herabgesetzt werden. Dabei, wie auch bei der anschließenden Verstärkung, behält er sein Spektrum bei. Er kann daher nach der Verstärkung durch das gleiche Verfahren – natürlich mit der umgekehrten Dispersion – wieder in einen kurzen Puls zurückverwandelt werden.

Optische Komponenten (Linsen, Prismen, Lasermedium, ...) haben in aller Regel eine normale Dispersion, verzögern also die kurzen Wellenlängen stärker als die langen. Vor der Verstärkung wird ein Element mit einer besonders starken normalen Dispersion eingesetzt (Abb. 2.9 oben). Das Resultat ist ein gestreckter Puls, dessen langwelliger Anteil zeitlich vor dem kurzwelligen liegt („positiver Chirp“). Während der Verstärkung kann sich dieser Puls nicht unbeabsichtigt verkürzen, da die normale Dispersion der Optiken den Chirp allenfalls vergrößern kann. Nach der Verstärkung wird dann ein Element mit anomaler Dispersion eingesetzt, um den Puls wieder auf seine ursprüngliche Länge zu komprimieren (Abb. 2.9 unten).

2.2.5 Der eingesetzte ns-Pulslaser

Für die Experimente mit Nanosekunden-Laserpulsen wird ein Spectra-Physics Quanta-Ray PIV-400 Laser eingesetzt. Es handelt sich dabei um einen Nd:YAG (Neodym dotierten Yttrium-Aluminium-Granat) Doppelpulslaser mit einer Repetitionsrate von 10 Hz. Er besteht aus zwei unabhängigen Laserresonatoren, die über dieselbe optische Achse ausgekoppelt werden. Im gütegeschalteten Betrieb erreichen sie eine Pulslänge von rund 8 ns bei einem Strahldurchmesser von 9 mm. Mit einem nachgeschalteten Frequenzverdoppler wird die Wellenlänge von 1064 nm auf 532 nm umgesetzt; die Grundwellenlänge wird aus-



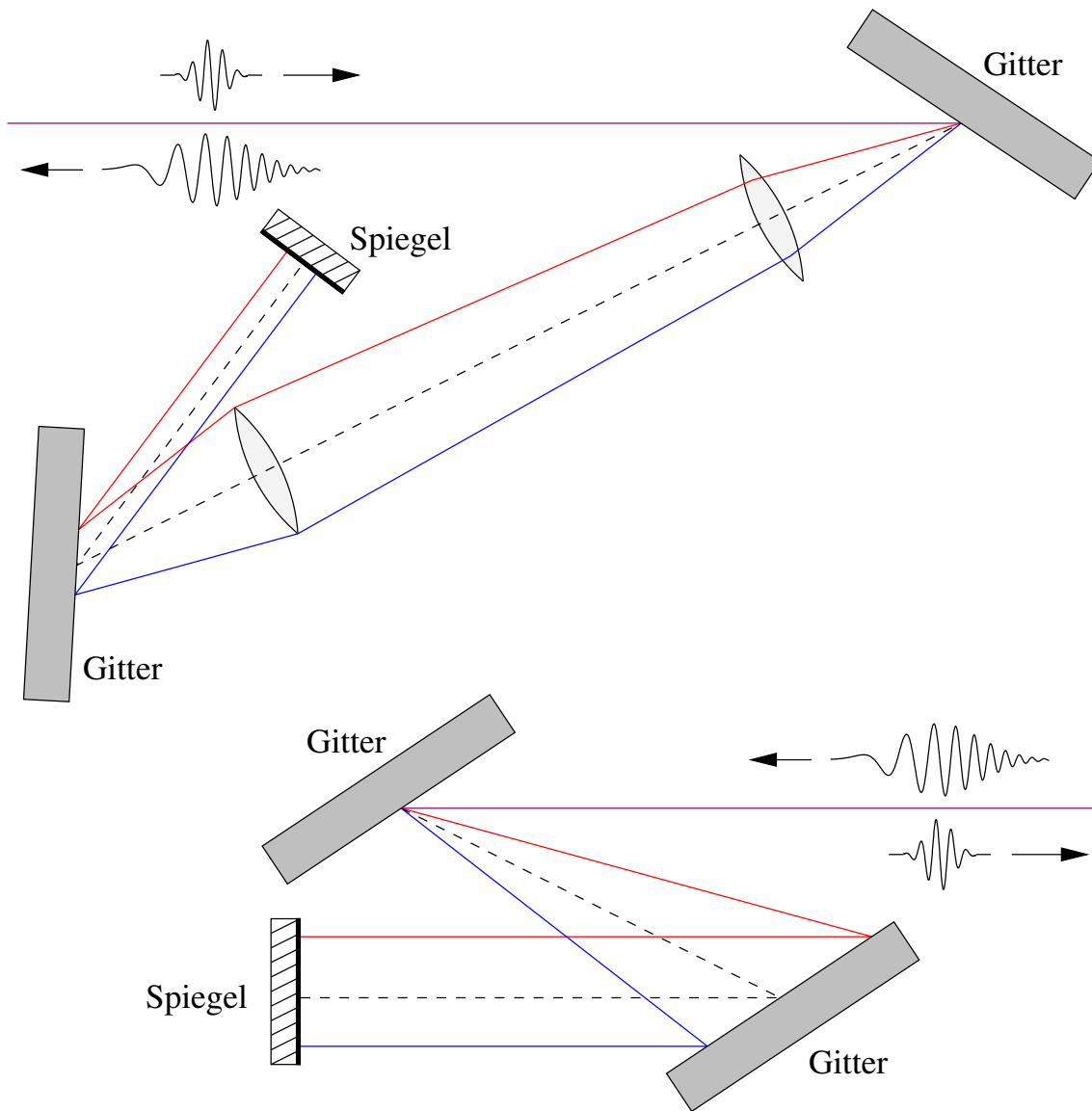
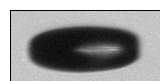


Abbildung 2.9: Laserpuls-Expansion und -Kompression

Das breite Spektrum eines kurzen Pulses wird an einem Gitter zerlegt. Der „Streckker“ (oben) besteht aus einem 1:1-Teleskop zwischen zwei antiparallelen Gittern. In dieser Anordnung werden kürzere Wellenlängen gegenüber längeren verzögert. Es entsteht ein verlängerter Puls, in dessen zeitlichem Verlauf die Wellenlänge abnimmt. Der „Kompressor“ (unten) aus zwei parallelen Gittern wirkt genau umgekehrt. Anschaulich kann man leicht sehen, wie die jeweilige Verzögerung aus der Geometrie resultiert (Theorie siehe [53, 81]). Das rückwärtige Durchlaufen des Strahlengangs nach der Reflexion am Spiegel ist erforderlich, um das Strahlprofil zu rekonstruieren. In der Praxis – wie bei dem für diese Arbeit eingesetzten Lasersystem – werden durch ein leichtes Verkippen der Spiegel die Strahlebenen von einfallendem und ausfallendem Strahl getrennt. Statt der Linsen werden Hohlspiegel eingesetzt.



gefiltert. Für die Erzeugung der Kavitationsblasen wird lediglich ein Laserresonator eingesetzt. Während der Messungen werden die pumpenden Blitzlampen mit 10 Hz betrieben, um den Resonator thermisch stabil zu halten. Mit den Pockelszellen der Güteschaltung werden dann die Pulse entsprechend der gewünschten Wiederholrate ausgekoppelt.

2.2.6 Das eingesetzte fs-Pulslasersystem

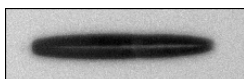
Für die Experimente mit Femtosekunden-Laserpulsen wird ein Spectra-Physics Spitfire Lasersystem eingesetzt. Seine optische Schaltung ist in Abbildung 2.10 schematisiert. Das System besteht aus:

- Pumplaser 1, „Millenia“:
Nd:YLF (LiYF_4 , Yttrium-Lithium-Fluorid), frequenzverdoppelt auf 532 nm, 5 Watt *cw*.
- Femtosekundenlaser „Tsunami“:
Titan:Saphir, ca. 800 nm, modengekoppelt, 81 Mhz Repetitionsrate, 85 fs Pulsdauer, 10 nJ.
- Pumplaser 2, „Merlin“:
Nd:YVO₄ (Yttrium-Vanadat), frequenzverdoppelt auf 527 nm, gütegeschaltet, 1 kHz Repetitionsrate, 10 Watt.
- Verstärker „Spitfire“:
Titan:Saphir, ca. 800 nm, regenerativer Chirped-Pulse-Verstärker, 1 kHz Repetitionsrate, 130 fs Pulsdauer, 1 mJ.

Der von dem „Millenia“ gepumpte „Tsunami“ erzeugt durch Kerr-Linsen-Modenkopplung Pulse mit 85 fs Dauer und einer Wiederholrate von 81 Mhz. Diese werden durch einen Einzelpuls-Auskoppler (APE¹ Pulse Select) geleitet. Er enthält einen akusto-optischen Modulator, über dessen erste Beugungsordnung eine Teilenergie ausgewählter Pulse aus dem Pulszug für externe Zwecke abgeleitet werden kann. Die Hauptenergie in der nullten Beugungsordnung passiert den Auskoppler und steht dem „Spitfire“ für die Verstärkung zur Verfügung. In diesem werden die Pulse nach dem Chirped-Pulse-Verfahren zunächst gestreckt, dann durch einen Resonator geleitet und anschließend wieder komprimiert (siehe Abbildung 2.9). Die Energie für die Verstärkung liefert der Pulslaser „Merlin“, der mit einer Repetitionsrate von 1 kHz einen Titan:Saphir im Resonator des Verstärkers pumpt. Durch ein Verfahren, das auf der elektronisch geschalteten Dämpfung bzw. Entdämpfung des Resonators beruht, wird sichergestellt, dass pro Pumpimpuls nur exakt ein Puls des Pulszuges verstärkt wird. Dieser verlässt schließlich als Nutzpuls das Lasersystem.

In der von Hersteller gelieferten Konfiguration läuft der „Merlin“ mit einer unstabilierten internen Zeitbasis, an die auch der regenerative Verstärker gebunden ist. Als Folge davon

¹Angewandte Physik und Elektronik GmbH, Berlin



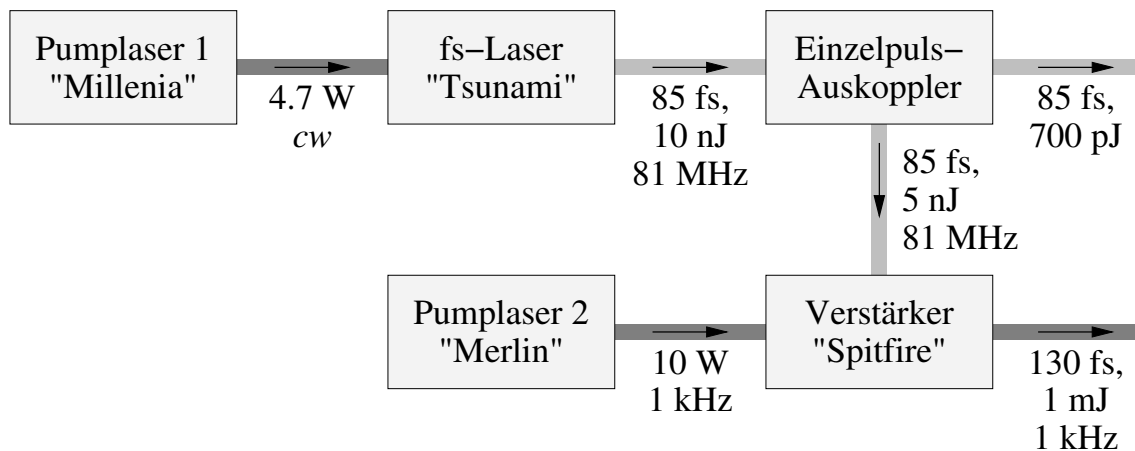
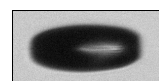


Abbildung 2.10: Optisches Schaltschema des fs-Lasersystems

Das System besteht aus zwei PumpLasern, dem Femtosekundenlaser und einem nachgeschalteten Verstärker. Mit einem Einzelpuls-Auskoppler können Femtosekundenpulse niedriger Energie für externe Zwecke entnommen werden.

treten Schwankungen in der Wiederholrate der verstärkten Femtosekundenpulse auf. Der genaue Zeitpunkt eines erwarteten Laserpulses kann erst einige hundert Nanosekunden vor seinem Austritt festgestellt werden. Diese Zeit reicht oft nicht aus, um die für ein Experiment notwendigen Vorbereitungen zu treffen. So braucht z. B. eine Xenon-Blitzröhre, mit der entstehende Kavitationsblasen beleuchtet werden sollen, einige Mikrosekunden Vorlaufzeit, um zu zünden und ihre Maximalintensität zu erreichen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Synchrongerät entwickelt [22], mit dem die gesamte Zeitsteuerung von der Wiederholrate des „Tsunami“ abgeleitet wird. Da diese optisch vorgegeben ist, unterliegt sie zwar thermischen Variationen, aber nur geringen Schwankungen auf kurzen Zeitskalen. Das Synchrongerät liefert ein Pretrigger-Signal, das eine definierte Zeit vor dem Puls anliegt und zum Start des jeweiligen Experiments benutzt wird. Der zeitliche Jitter reduziert sich damit deutlich unter eine Nanosekunde. Das Synchrongerät liefert zudem eine einstellbare, an die Laserpulsrate gekoppelte Niederfrequenz. Mit dieser wird es möglich, laserinduzierte Blasen phasenstarr mit Ultraschall anzuregen. Schließlich überwacht eine Schutzschaltung den korrekten Pulsbetrieb des Femtosekundenlasers. Fällt dieser aus dem Pulsbetrieb zurück in die *cw*-Emission, so verhindert die Schutzschaltung die Entdämpfung des Verstärker-Resonators und die daraus resultierende Überlastung des Titan:Saphir Kristalls.



2.3 Fokussierungsoptik

Um sphärische Blasen zu erzeugen, muss die Laserenergie möglichst punktförmig auf die Flüssigkeit einwirken. Der Laserstrahl soll daher mit einer Optik fokussiert werden, die geringe Linsenfehler aufweist. Gleichzeitig soll der Fokuswinkel möglichst groß sein, damit die Strahltaile der Gauß'schen Optik klein wird. Ein großer Fokuswinkel kann durch eine kurze Brennweite und einen großen Durchmesser des Laserstrahls erreicht werden. Die Brennweite ist dadurch beschränkt, dass benachbarte Grenzflächen die Dynamik der Kavitationsblasen stören. Daher wird eine Mindestentfernung von 10 Blasenmaximalradien zwischen Optik und Fokus gefordert [46, 47]. Der Durchmesser des Laserstrahls kann vor der Fokussierung aufgeweitet werden, jedoch tritt dann in der Regel eine verstärkte sphärische Aberration auf.

Die sphärische Aberration ist in dieser Anwendung der mit Abstand größte auftretende Linsenfehler. Insbesondere bei fs-Laserpulsen muss dieser Fehler beachtet werden, da er leicht in der Größenordnung der Pulslänge ($40 \mu\text{m}$ bei 130 fs) liegen kann. Für die Fokussierung in Luft sind aberrationsminimierte Optiken kommerziell erhältlich. Fokussiert eine solche Optik in ein Medium mit erhöhtem Brechungsindex, so verlängert sich die Brennweite. Gleichzeitig tritt die Aberration trotz – oder gerade wegen – einer ungekrümmten Grenzfläche wieder auf. Diese Wirkung soll verdeutlicht werden am Beispiel einer idealen, in Luft aberrationsfreien Linse, mit der in Wasser fokussiert wird. Die Berechnung

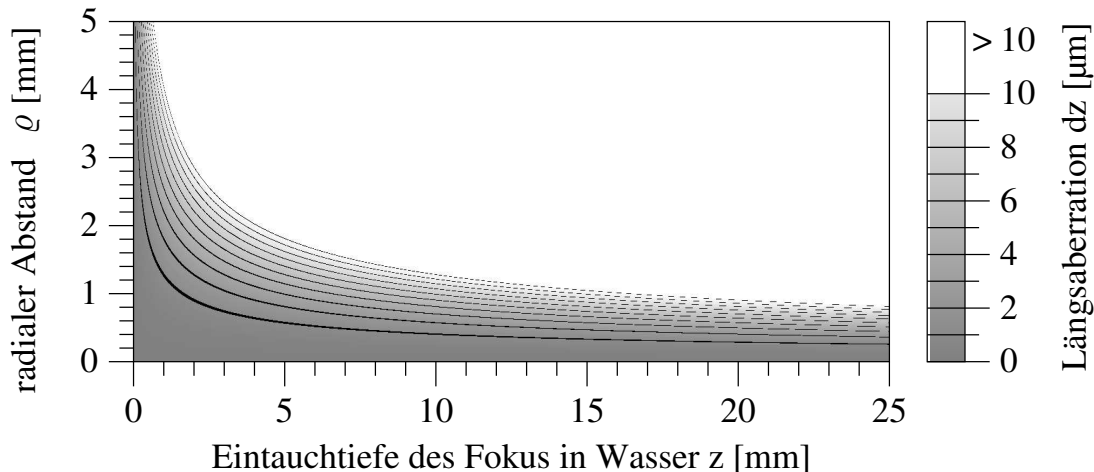
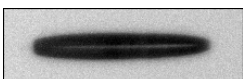


Abbildung 2.11: Aberration bei der Fokussierung in Wasser

Die Berechnung mit geometrischer Strahlverfolgung geht von einer in Luft ideal fokussierenden Linse der effektiven Brennweite 25.2 mm aus. Aufgetragen ist die in Grauwerten kodierte Längsaberration dz in Abhängigkeit von ρ und z ; ρ bezeichnet den radialen Abstand der einfallenden Strahlen von der optischen Achse und z die vorgewählte Eintauchtiefe des paraxialen Fokus in das Wasser. Die Konturlinien liegen im Abstand $1 \mu\text{m}$, in dem einfarbigen Bereich oben ist dz größer als $10 \mu\text{m}$.



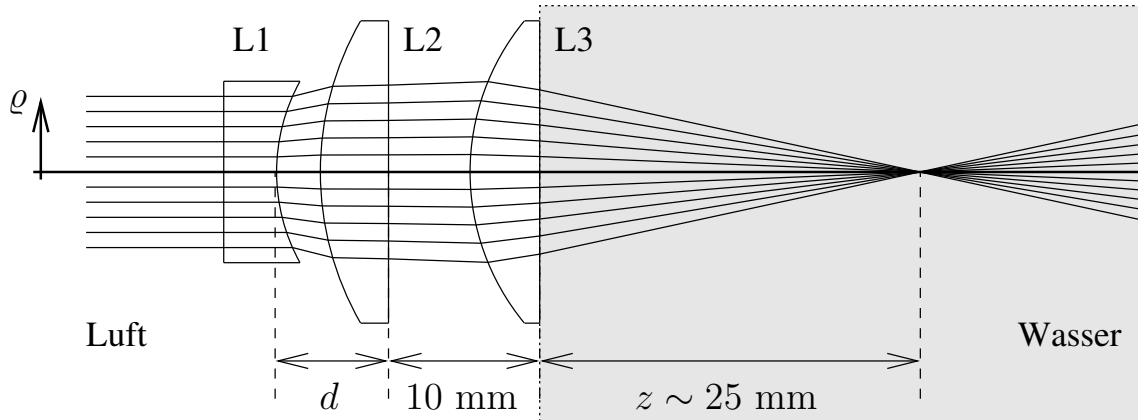


Abbildung 2.12: Strahlengang der Fokussieroptik Opt13

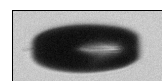
Die Position von Linse L1 ist zur Aberrationskompensation justierbar.

Linse	GPX043	L1	L2	L3
Glas	G2SF	BK7	BaF10	SF11
Krümmungsradius	18.18 mm	-12.4 mm	20.1 mm	15.7 mm
Zentraldicke	2.5 mm	3.5 mm	4.5 mm	4.6 mm
effektive Brennweite EFL	25.2 mm	-24 mm	30.0 mm	20.0 mm

Tabelle 2.1: Daten der verwendeten Linsen

mit geometrischer Strahlverfolgung verwendet eine effektive Brennweite von 25.2 mm und entspricht damit der Gradientenindexlinse Newport GPX043 (s. Tabelle 2.1), die für einige der Messungen eingesetzt wurde. Die Strahlen fallen im radialen Abstand ρ zur optischen Achse parallel in die Linse ein. Der paraxiale Fokus liegt in der einstellbaren Entfernung z (Eintauchtiefe) hinter der Luft-Wasser-Grenzfläche. Abbildung 2.11 zeigt die in Grauwerten kodierte Abweichung dz vom paraxialen Fokus (Längsaberration, longitudinale Aberration) in Abhängigkeit von den eben genannten Parametern ρ und z . Per Definition verschwindet die Aberration für $\rho = 0$ mm sowie im vorliegenden Beispiel für $z = 0$ mm. Liegt also der Fokus genau auf der Grenzfläche zwischen Luft und Wasser ($z = 0$ mm), so treffen sich alle Strahlen in einem Punkt. Taucht der Fokus in das Wasser ein, so haben die äußeren Strahlen eine verlängerte Brennweite (hellere Grauwerte). Die Grenze von 10 μ m Längsaberration liegt für 5 mm Eintauchtiefe bereits bei 1.8 mm Abstand von der optischen Achse, für 25 mm Eintauchtiefe reduziert sich der Wert auf nur 0.8 mm. Diese Optik ist daher nur für wenige Millimeter Laserstrahldurchmesser geeignet.

Bessere Ergebnisse erzielt man mit mehrlinsigen Optiken, deren Aberration eingestellt werden kann. Der Strahlengang des für die vorliegende Arbeit entwickelten 3-Linsers („Opt13“) ist in Abbildung 2.12 dargestellt, die Daten der Linsen sind Tabelle 2.1 zu entnehmen. Die Konvexlinsen L2 und L3 sind fest montiert. Mit der Position der Konkav-



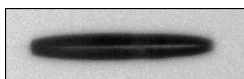
linse L1 kann die Optik an unterschiedliche Einsatzbedingungen angepasst werden. Drei verschiedene Konfigurationen wurden in den Experimenten verwendet:

- a) Zwischen der Linse L3 und dem Wasser befindet sich ein 4 mm Luftspalt gefolgt von einem 4 mm dicken Quarzfenster.
- b) Die Linse L3 fokussiert direkt in Wasser; dies entspricht exakt dem Strahlengang in Abb. 2.12.
- c) Die Linse L3 fokussiert direkt in Aceton; dies entspricht dem Strahlengang in Abb. 2.12 mit ausgetauschter Flüssigkeit.

Die Leistungsdaten der Optik für die drei Konfigurationen, jeweils berechnet mit geometrischer Strahlverfolgung, sind Abbildung 2.13 zu entnehmen. Aufgetragen ist die in Grauwerten kodierte Längsaberration dz in Abhängigkeit von ϱ und der Position der Justierlinse L1 (Abstand d nach Abb. 2.12). Ausgehend von der Aberration Null entlang der optischen Achse $\varrho = 0$ mm kodieren die helleren Grautöne eine Verlängerung der Brennweite und die dunkleren eine Verkürzung. Die Konturlinien liegen im Abstand $\pm 1 \mu\text{m}$. Die äußeren, einfarbigen Bereiche markieren Aberrationen über $\pm 10 \mu\text{m}$. Alle drei Konfigurationen erreichen ähnlich niedrige Maximalaberrationen. Lediglich die Position der Justierlinse muss den jeweiligen Erfordernissen angepasst werden. Setzt man eine Positioniergenauigkeit von $20 \mu\text{m}$ voraus (1/25 Umdrehung der Justierschraube), so wird eine Aberration kleiner als $\pm 10 \mu\text{m}$ bis zu einem Abstand von 4.5 mm von der optischen Achse erreicht. Wird eine Aberration kleiner als $\pm 1 \mu\text{m}$ gefordert, so ist dies bis zu einem Abstand von 2.5 mm von der optischen Achse möglich.

Durch Reflexion an den optischen Grenzflächen geht ein Teil des einfallenden Lichts verloren. Für eine korrekte Messung dieser Verluste müsste innerhalb der Flüssigkeit gemessen werden, ohne eine weitere Grenzfläche einzufügen. Dies ist nicht praktikabel, daher ist die Berechnung der Verluste einer Messung an Genauigkeit überlegen. Die berechnete Transmission für die Optik Opt13 liegt in Konfiguration (a) bei 66 % und in Konfiguration (b) mit einer Antireflexbeschichtung von L3 bei 78 %. Für die Gradientenindexlinse Newport GPX43 ist der genaue Brechungsindexverlauf nicht bekannt. Der Hersteller des Gradientenindexglases² gibt dessen Brechungsindex mit 1.65 bis 1.8 an. Daraus resultiert für die Gradientenindexlinse mit darauf folgendem Quarzfenster eine Transmission von 81–85 %; Berücksichtigt wird der mittlere Faktor 83 %, so dass der mögliche Fehler in der Energieangabe unter 3 % liegt.

² GRADIUM[®] G2SF von LightPath Technologies



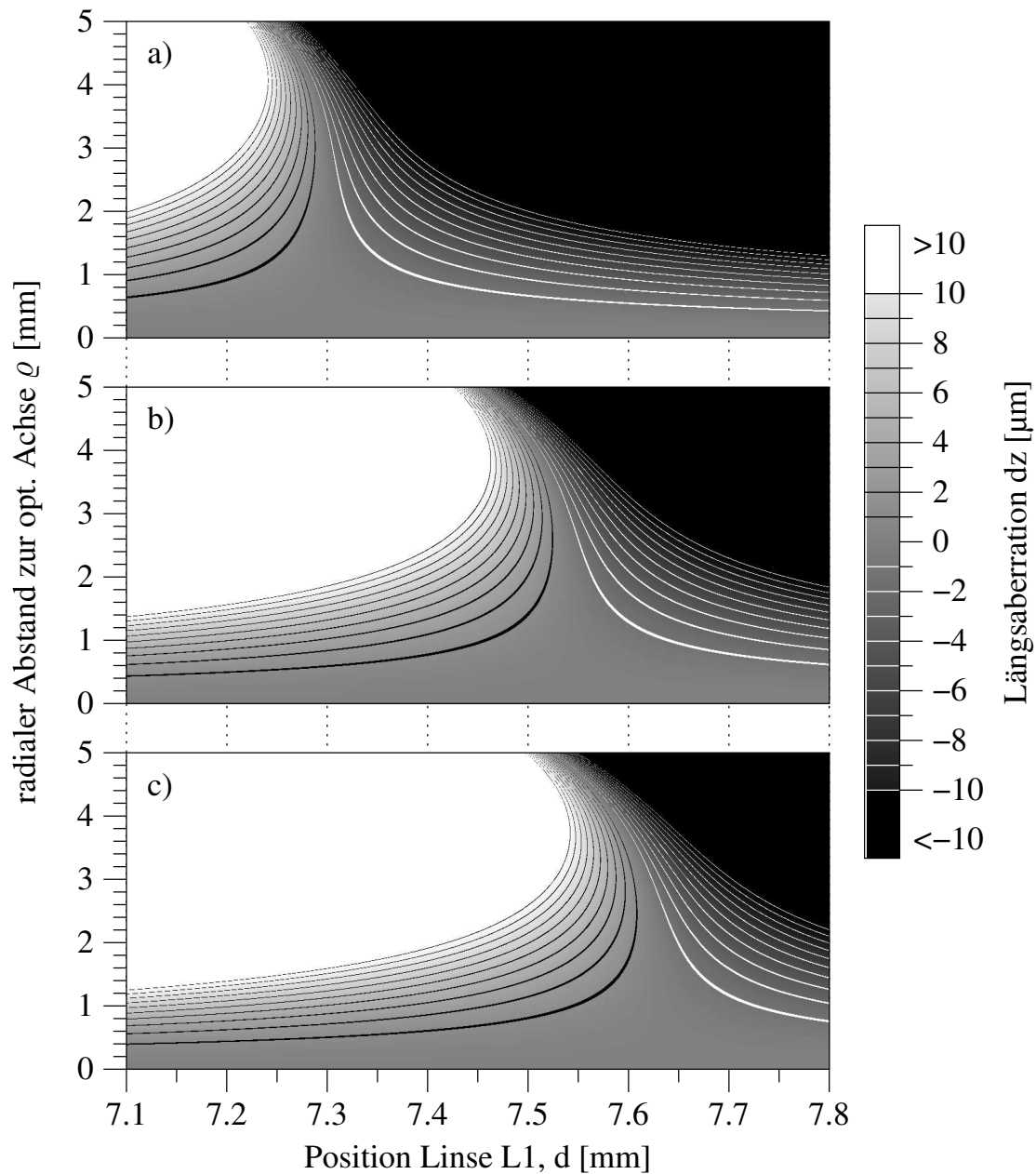
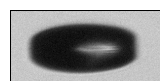


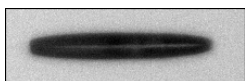
Abbildung 2.13: Aberration der optimierten Fokussierungsoptik Opt13

Die Grafik zeigt drei Konfigurationen:

- a) Fokussierung über 4 mm Luft und 4 mm Quarzglas in Wasser
- b) Fokussierung direkt in Wasser
- c) Fokussierung direkt in Aceton

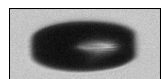
Die in Grauwerten kodierte Längsaberration dz hängt von ϱ und der Linienposition d ab. Auf der optischen Achse $\varrho = 0$ mm verschwindet die Aberration; hellere Grauwerte stehen für längere, dunklere für kürzere Brennweiten. Die Konturlinien liegen im Abstand $1 \mu\text{m}$; in den einfarbigen Bereichen oberhalb ist $|dz| > 10 \mu\text{m}$.





Kapitel 3

Femtosekunden-Laserblasen



3.1 Aufbau

Für die Experimente mit Femtosekunden-Laserpulsen wird der in Abbildung 3.1 skizzierte optische Aufbau eingesetzt. Der Femtosekundenlaser erzeugt einen Pulszug von 81 MHz. Aus diesem können Teilenergien einzelner Pulse mit einem akusto-optischen Auskoppler selektiert und z.B. zu Beleuchtungszwecken verwendet werden. Die Hauptenergie aller Pulse steht als Seed für den regenerativen Verstärker zur Verfügung. Dieser liefert linear polarisierte Ausgangspulse fester Energie im 1 kHz-Raster. Durch die Kombination einer drehbaren $\lambda/2$ -Platte mit einem polarisierenden Strahlteiler kann die Pulsenergie variabel auf zwei Teilstrahlen verteilt werden. Davon wird einer in einen Strahlsumpf geleitet, der andere ist der Nutzstrahl. Die Energie der verstärkten Laserpulse liegt weit über der Schwelle für einen optischen Durchbruch im Fokus. Daher wird der Nutzstrahl über drei 50 %-Strahlteiler in die Fokussierungsoptik eingekoppelt und dabei um einen festen Faktor 8.1 auf die gewünschten Pulsenergien abgeschwächt. Die abgetrennten Pulsteile

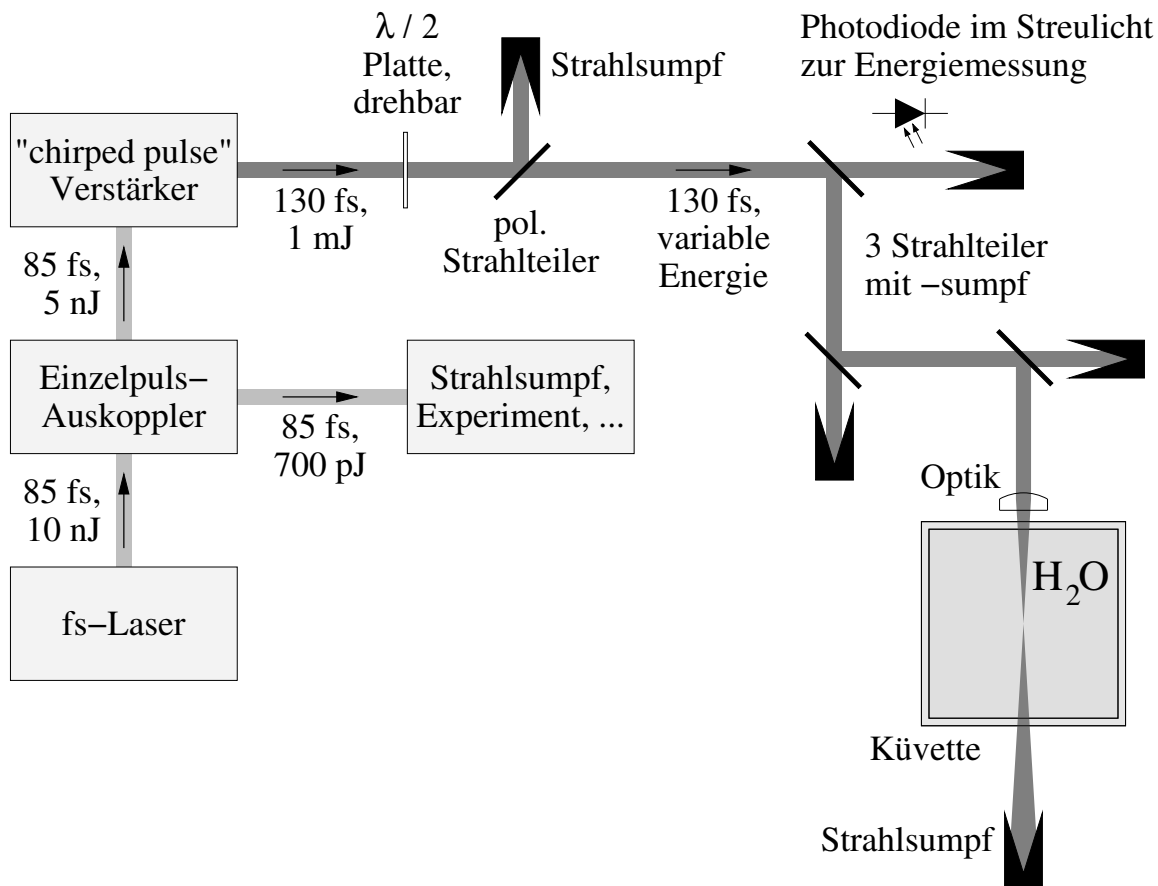
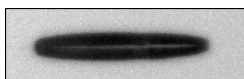


Abbildung 3.1: Standardaufbau zur Blasenerzeugung

Der optische Grundaufbau besteht aus Lasersystem, Strahlabschwächer, Energiemesser, Optik und Küvette.



werden jeweils in einen Strahlsumpf geleitet. Im Streulicht eines Strahlsumpfs ist eine schnelle Photodiode installiert, mit der die Pulsenergie gemessen wird. Im Fokus der Optik findet der optische Durchbruch statt, der die Kavitationsblase in der Flüssigkeit erzeugt. Die Flüssigkeit in der Küvette ist handelsübliches destilliertes Wasser bzw. Wasser aus einer Reinstwasseranlage (Millipore Milli-Q) und wird beim Umfüllen in die Küvette zusätzlich mit $0.2 \mu\text{m}$ Porengröße membranfiltriert.

Auf der elektronischen Seite besteht der Standardaufbau aus den zur Steuerung des Lasersystems notwendigen Komponenten. Hinzu kommt ein von der Lasersteuerung getriggertes Oszilloskop, das das Signal der Photodiode digitalisiert. Mit ihm wird neben der Pulsenergie auch das Timing der Lasersystems überwacht. Ein Messrechner speichert die anfallenden Daten ab.

Bei den unterschiedlichen Messungen werden die jeweils notwendigen Komponenten ergänzt. Soweit es nicht gesondert beschrieben ist, bleibt aber der Grundaufbau identisch. Abbildung 3.2 zeigt einen typischen Aufbau für die Kinematografie.

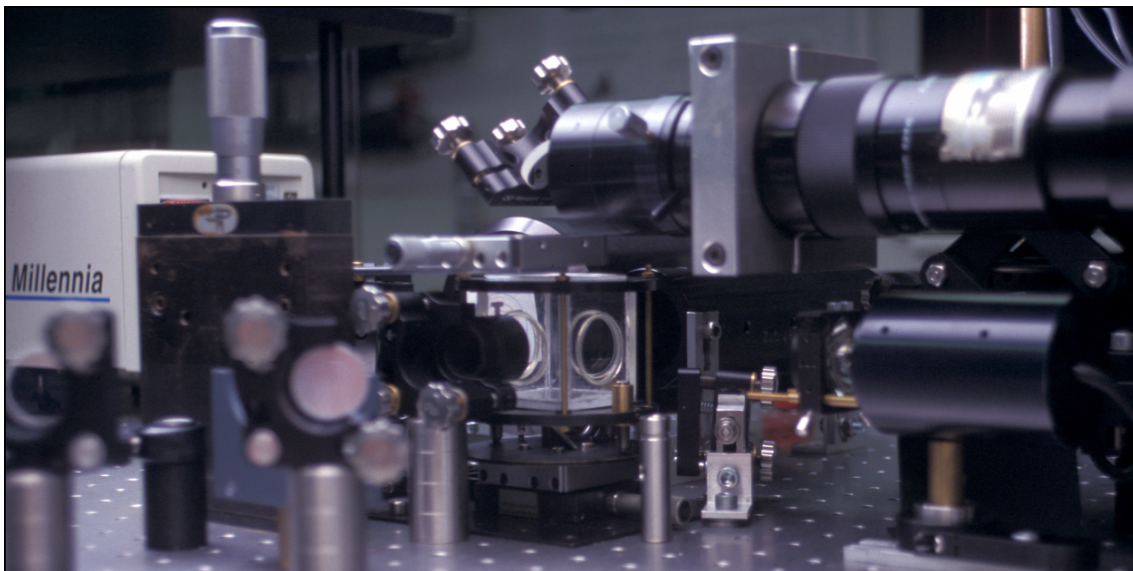
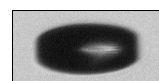


Abbildung 3.2: Küvette für die Beobachtung von fs-Laserblasen

In der Bildmitte steht die Küvette (Kunststoff mit Quarzfenstern), links davor die Fokussierungsoptik. Rechts oben ist das Fernmikroskop K2 zu sehen, mit dem über einen Spiegel durch die senkrechte Achse der Küvette beobachtet wird. Mit dem rechts unten positionierten Blitz wird durch die waagerechte Achse das zweite Fernmikroskop (im Hintergrund, verdeckt durch die Küvette) beleuchtet.



3.2 Durchbruchschwelle

Die Intensität der Laserpulse wird durch die Fokussierung erhöht; sie ist maximal im Bereich des Fokus. Ab einer bestimmten Pulsenergie, der Durchbruchschwelle E_{TH} , entsteht dort ein optischer Durchbruch. In dessen Folge wird eine Kavitationsblase sichtbar. Im Rahmen dieser Arbeit wird die Durchbruchschwelle definiert als die Pulsenergie, ab der mindestens 95 % der Laserpulse zur Ausbildung einer sichtbaren Kavität führen. Diese – entgegen anderen Arbeiten – konservative Definition wird benutzt, weil die Priorität hier auf der Reproduzierbarkeit der Blasen liegt. Erst ab diesem Wert ist sie hinreichend gegeben.

Die Durchbruchschwelle für ein gegebenes Medium ist abhängig von der Laserwellenlänge, der Pulsdauer und der verwendeten Fokussierungsoptik. Die Art des Mediums (gereinigtes Wasser), die Wellenlänge $\lambda = 810$ nm und die Pulsdauer $\tau_L = 130$ fs sind für alle Messungen konstant. Mit der GPX043-Optik (siehe Abschnitt 2.3) liegt die gemessene Durchbruchschwelle bei $E_{TH} = 0.33$ μ J, mit der Opt13-Optik bei $E_{TH} = 0.16$ μ J. Die Durchbruchintensität I_{TH} ist dagegen unabhängig von der Optik. Sie wird im Folgenden berechnet.

Die beugungsbegrenzte Ausbreitung von (Laser-) Licht durch optische Systeme wird mit Hilfe der Gauß'schen Strahloptik beschrieben (z.B. [88]). Dabei wird davon ausgegangen, dass die Intensität des einfallenden Strahls in radialer Richtung (ρ -Richtung) einer Gauß'schen Glockenkurve $I(\rho) \propto w^{-2} \exp(-2\rho^2/w^2)$ entspricht. Ein solches Strahlprofil behält bei der Ausbreitung seine Form bei, lediglich die Maximalintensität und der Strahlradius w ändern sich. Letzterer wird definiert als der Radius, bei dem die Intensität auf $\exp(-2)$ des Maximums abgefallen ist. Da damit der radiale Abfall der Intensität bekannt ist, wird in der weiteren Rechnung nur noch die Intensität I entlang der optischen Achse betrachtet. Allgemein gilt:

$$\text{Rayleighlänge:} \quad z_0 := \frac{\pi n w_0^2}{\lambda}, \quad (3.1)$$

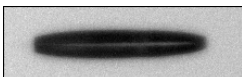
$$\text{Strahlradius:} \quad w(z) = w_0 \sqrt{\frac{z_0^2 + z^2}{z_0^2}}, \quad (3.2)$$

$$\text{Intensität:} \quad I(z) = I_0 w_0^2 / w(z)^2 = I_0 \frac{z_0^2}{z_0^2 + z^2}, \quad (3.3)$$

$$\text{Leistung:} \quad P = \frac{1}{2} \pi w_0^2 I_0. \quad (3.4)$$

Dabei bezeichnet z die Entfernung von der Strahltaile entlang der optischen Achse, n den Brechungsindex des Mediums, λ die Vakuumwellenlänge, w_0 den Strahlradius in der Taille und I_0 die Intensität in der Strahltaile.

Sei $w_{0,L}$ der Radius eines Laserstrahls an seiner Strahltaile, $z_{R,L}$ die zugehörige Rayleighlänge und f die effektive Brennweite einer in der Strahltaile positionierten Linse. Dann entsteht die neue Strahltaile $z = 0$ mm näherungsweise in der Entfernung f hinter



der Linse, sofern $z_{R,L} \gg f$ ist. Für den entstehenden Strahl gilt dann:

$$\text{Strahlradius der Taille: } w_0 = \frac{fw_{0,L}}{z_{R,L}} = \frac{f\lambda}{\pi n w_{0,L}}, \quad (3.5)$$

$$\text{Rayleighlänge: } z_0 = \frac{f^2\lambda}{\pi n w_{0,L}^2}. \quad (3.6)$$

Um diesen Formalismus auf einen Pulslaser anzuwenden, wird zunächst die zeitabhängige Leistung $P(t)$ gesucht. Betrachtet man die Femtosekundenpulse in dem Laserresonator, so zeichnen sie sich dadurch aus, dass sie nach jedem komplettierten Resonatorumlauf wieder in ihrer ursprünglichen Form vorliegen, also Solitonen sind. Ihre Ausbreitung wird durch die „nichtlineare Schrödingergleichung“ beschrieben [42, 79]. Deren fundamentale Solitonenlösung ist der Sekans hyperbolicus. Die Leistung wird darin durch

$$P(t) = \hat{P} \operatorname{sech}^2(1.763 t/\tau_L) \quad (3.7)$$

beschrieben, wobei τ_L die Pulsdauer (Halbwertsbreite) und \hat{P} die Impuls-Spitzenleistung ist. Daraus errechnet sich die Pulsenergie zu

$$\begin{aligned} E_L &= \int P(t) dt = \frac{2\tau_L}{1.763} \hat{P} \\ &= \frac{\pi\tau_L}{1.763} \frac{z_0^2 + z^2}{z_0^2} w_0^2 \hat{I}(z), \end{aligned} \quad (3.8)$$

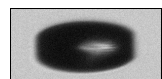
wobei $\hat{I}(z)$ der Impuls-Spitzenwert der nun ebenfalls zeitabhängigen Intensität ist.

Sei nun I_{TH} der Schwellwert dieser Intensität, ab dem bei der gegebenen Wellenlänge und Pulsdauer ein optischer Durchbruch in dem Medium stattfindet [32]. Dann kann mit $\hat{I}(z) := I_{TH}$ in Gleichung (3.8) die Mindestenergie ausgerechnet werden, die für den Beginn eines optischen Durchbruchs am Ort z benötigt wird. Insbesondere kann umgekehrt aus der Durchbruchschwelle E_{TH} der Pulsenergie mit $z = 0$ mm die Intensitätsschwelle berechnet werden:

$$I_{TH} = E_{TH} \frac{1.763}{\pi\tau_L w_0^2}. \quad (3.9)$$

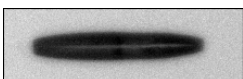
In Tabelle 3.1 sind für die Optiken GPX043 und Opt13 die Leistungsdaten und Durchbruchwerte zusammengefasst.

Die berechnete Durchbruchintensität liegt über den Werten ähnlicher Messungen [27, 28, 82] und numerischer Berechnungen [61], jedoch in der gleichen Größenordnung. Der Vergleich wird erschwert, da diese Veröffentlichungen sich auf Laserpulse von $\lambda = 580$ nm mit geringfügig kürzerer Pulsdauer sowie in den Messungen auf eine Durchbruchwahrscheinlichkeit von 50 % beziehen. Eine einfache analytische Umrechnung ist nicht möglich [32, 27]. Der Hauptgrund für die Abweichung dürfte aber darin liegen, dass für die vorliegende Berechnung der theoretische Radius w_0 der Strahltaile benutzt wurde; der reale ist durch die unvermeidlichen Abbildungsfehler der Fokussierung größer.



Parameter	Quelle	Optik	
		GPX043	Opt13
Laserstrahlradius $w_{0,L}$ [mm]	Messung	3	3
effektive Brennweite f [mm]	Strahlverfolgung	33.6	24.2
Fokuswinkel α	$2 \arctan(w_{0,L}/f)$	10.2°	14.2°
w_0 [μm]	Gleichung (3.5)	2.2	1.6
z_0 [μm]	Gleichung (3.6)	24	13
E_{TH} [μJ], 95 % Blasenbildung	Messung	0.33	0.16
I_{TH} [10^{17} W/m ²]	Gleichung (3.9)	3.0	2.8
max. Wirkungsgrad der Blasenzeugung [%]	Messung, Abb. 3.5	0.8	1.9

Tabelle 3.1: Fokussierung und Durchbruchschwellen



3.3 Durchbruchverhalten

Abbildung 3.3 zeigt Fotos der Fokusregion 400 ns nach dem Laserpuls. Das Plasma des optischen Durchbruchs reißt eine Kavität auf, die auf den Fotos erst geringfügig aufgeschwungen ist. Die Ausdehnung des Durchbruchplasmas entspricht also näherungsweise der abgebildeten Blase. Diese entsteht bei niedrigen Pulsenergien in der Strahltaile. Zum Vergleich mit der linearen Theorie ist der Strahlradius der Gauß'schen Strahlen in die Fotos eingezeichnet. Dazu wurde die Position der Strahltaile auf die bei der Durchbruchschwelle entstehende Kavitationsblase gelegt (Bild (a)). Mit zunehmender Pulsenergie wird das Plasma länger. Es wächst dabei vorwiegend gegen die Ausbreitungsrichtung des Lichts, also auf den Laser zu. In der Gegenrichtung, hinter der Strahltaile, verlängert es sich dagegen nur wenig. Dieser Effekt kann damit erklärt werden, dass bereits vor dem Fokus eine starke Absorption der Pulsenergie stattfindet. Entgegen der linearen Theorie verbreitert sich das Plasma mit zunehmender Länge praktisch nicht. Es entsteht kein Kegel, sondern eine durch Selbstfokussierung langgezogene zylinderartige Form (Bilder (b), (c)). Bei hohen Energien zerfasert der Laserstrahl sich in mehrere Filamente, da selbst kleine Abweichungen von dem Gauß'schen Strahlprofil sich aufteilen (Bilder (d), (e)). Neben den Blasen zeichnen sich entlang der Filamente Änderungen des Brechungsindex als Schatten ab. Da sich in diesem Energiebereich das Verhalten des Fokus bereits durch geringe Parameterschwankungen stark ändern kann, beschränken sich die weiteren Untersuchungen auf niedrige Pulsenergien mit hoher Reproduzierbarkeit ($E_L < 10 \mu\text{J}$).

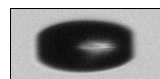
Das Durchbruchverhalten hängt stark von der fokussierenden Optik ab. Für die verwendeten Optiken ist in Abbildung 3.4 die Ausdehnung des Plasmas von der Strahltaile entgegen der Strahlrichtung über der Pulsenergie E_{TH} aufgetragen. Durch die höhere Aberration ist der Fokus bei der GPX043-Optik schlechter lokalisiert als bei der Opt13-Optik. Zum einen erhöht dies die Durchbruchschwelle E_{TH} , zum anderen vergrößert sich die Durchbruchlänge. In der linearen Theorie (Gleichungen (3.8), (3.9)) wird die Abhängigkeit von Durchbruchlänge und Pulsenergie beschrieben durch

$$E_L = E_{TH} \frac{z_0^2 + z^2}{z_0^2} = E_{TH} + E_{TH} \frac{z^2}{z_0^2}. \quad (3.10)$$

Mit den gegebenen Durchbruchschwellen ergibt diese Abhängigkeit die in Abbildung 3.4 zum Vergleich aufgetragenen Kurven (durchgezogene Linien). Der deutlich längere Durchbruch ergibt sich aus der Selbstfokussierung. Im vorliegenden Fall kann die Abweichung von der linearen Theorie für beide Optiken gleichermaßen mit einer um den Faktor 3.3 vergrößerten Rayleighlänge z_0 beschrieben werden (gestrichelte Linien).

Die größere Plasmalänge der stärker aberrationsbehafteten Optik GPX043 sollte nicht darüber hinwegtäuschen, dass bei dem Durchbruch weniger Energie umgesetzt wird.

Die mechanische Energie der Blase setzt sich zusammen aus kinetischer und potenzieller Energie. Während letztere aus Blasenvolumen und Druck berechnet werden kann, ist die kinetische Energie in dem Strömungsfeld um die Blase nicht ohne weiteres zugänglich.



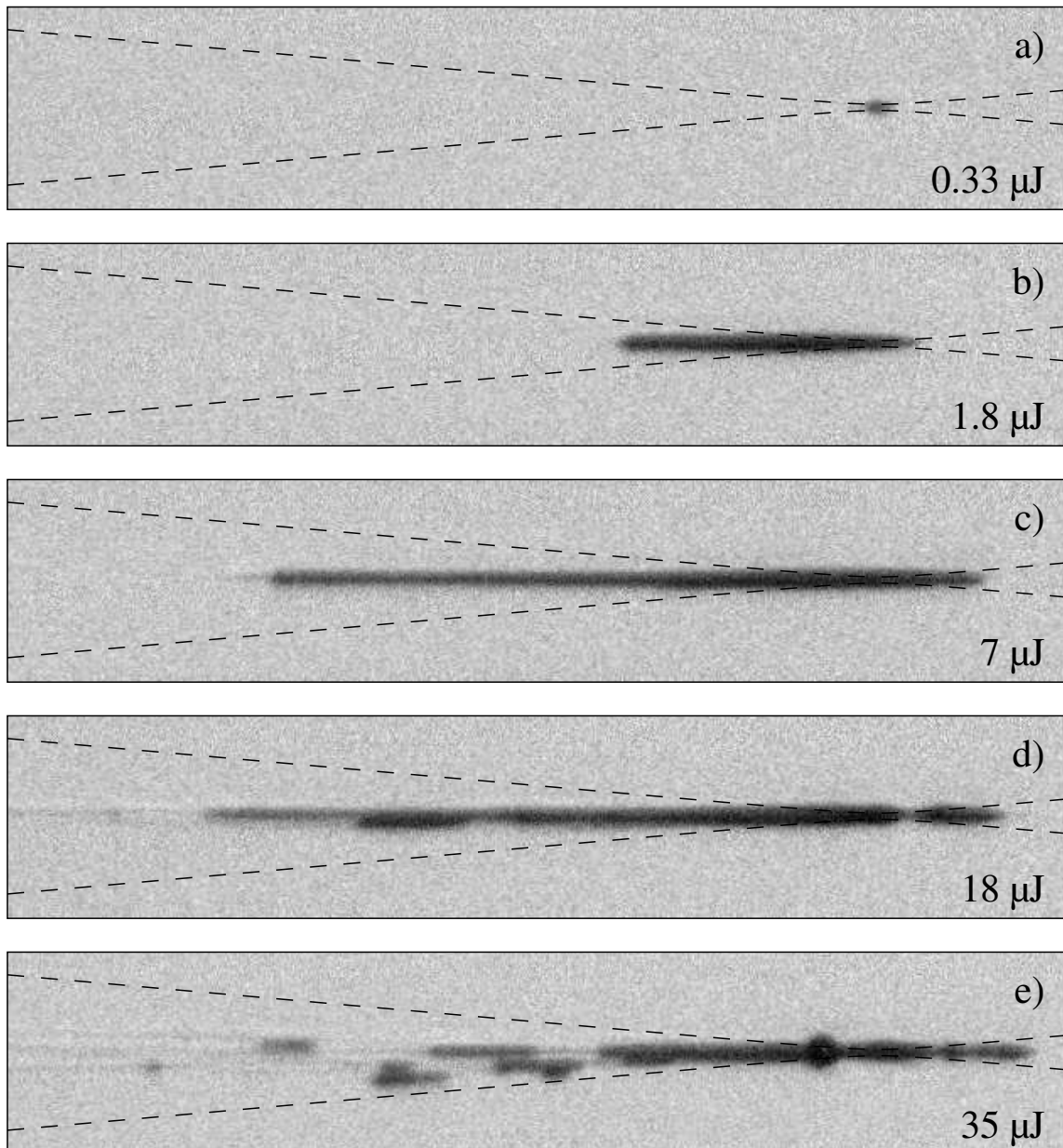
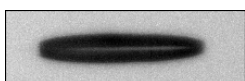


Abbildung 3.3: Selbstfokussierung und Gaußoptik

Die Fotos zeigen die Kavitationsblase 400 ns nach dem optischen Durchbruch (Bildbreite 750 μm). Der von links kommende Laserpuls sollte nach der Gauß'schen Optik dem eingezeichneten Strahldurchmesser (gestrichelte Linien) folgen. Für Pulsenergien nahe der Durchbruchschwelle entsteht die Blase in der Strahltaille (a). Mit zunehmender Energie beginnt der Durchbruch bereits vor der Taille. Durch Selbstfokussierung entsteht das Plasma nur entlang eines dünnen Filaments (b), (c). Bei hohen Energien teilt sich der Laserpuls in mehrere Filamente (d), (e). Neben den Blasen sind entlang der Filamente Änderungen des Brechungsindex sichtbar.



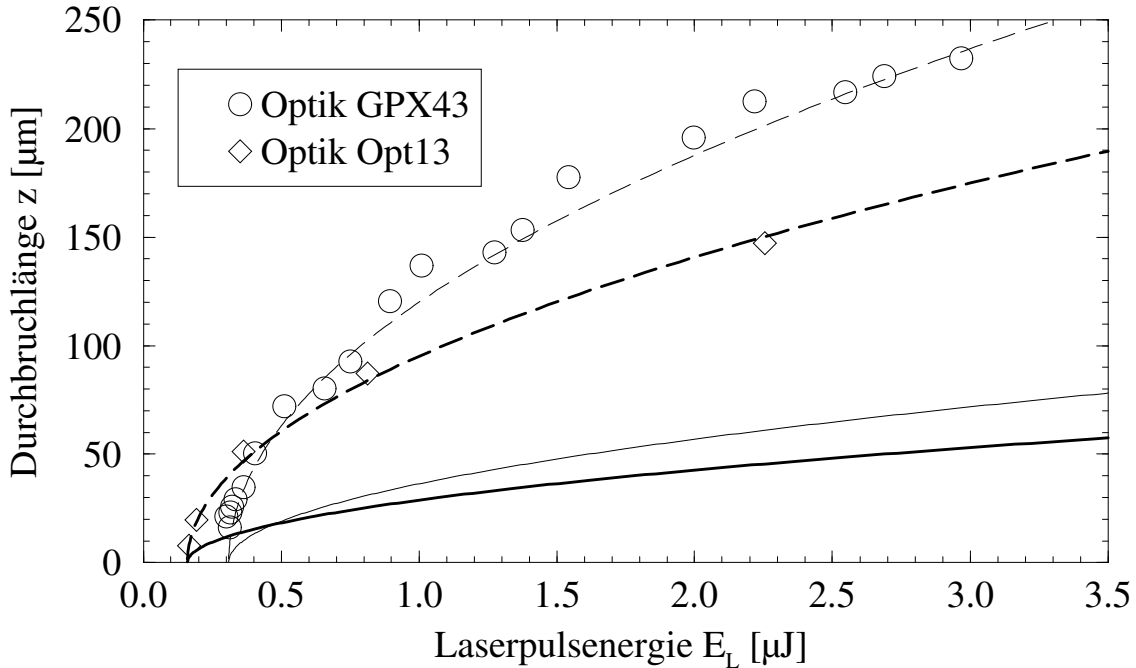


Abbildung 3.4: Energieabhängigkeit der Durchbruchlänge

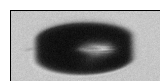
Aufgetragen ist die Durchbruchlänge z von der Strahltaile entlang der optischen Achse entgegen der Strahlrichtung. Die Positionen wurden an der Ausdehnung der entstehenden Kavitationsblase 400 ns nach dem Laserpuls gemessen. Die Kurven entsprechen der linearen Theorie (durchgezogene Linien). Die Messwerte weichen durch die Selbstfokussierung um einen Faktor 3.3 in z_0 von der linearen Theorie ab (gestrichelte Linien).

Daher wird die mechanische Energie E_B gleichgesetzt mit der potenziellen Energie bei dem maximalen Blasenvolumen V_{max} . Es gilt

$$E_B = (p_0 - p_B)V_{max}, \quad (3.11)$$

wobei p_0 der Umgebungsdruck in großer Entfernung der Blase ist und der Blaseninnen- druck p_B näherungsweise dem Dampfdruck p_v entspricht. Mit dieser Berechnung wird die Energie unterschätzt, da zum Zeitpunkt der maximalen potenziellen Energie die kineti- sche Energie zwar minimal, aber nicht Null ist. Weiterhin werden Verluste durch Reibung vernachlässigt.

Untersucht wird nun der Wirkungsgrad, mit dem die Laserenergie in mechanische Energie der Blase umgewandelt wird. In Abbildung 3.5 ist dieser Wirkungsgrad über der auf die Durchbruchschwelle normierten Pulsenergie aufgetragen. Mit steigender Pulsenergie wächst der Wirkungsgrad zunächst ebenfalls steil an. Im Bereich um $5 E_{TH}$ sättigt dann der Anstieg und der Wirkungsgrad bleibt annähernd konstant. Der Kurvenverlauf kann



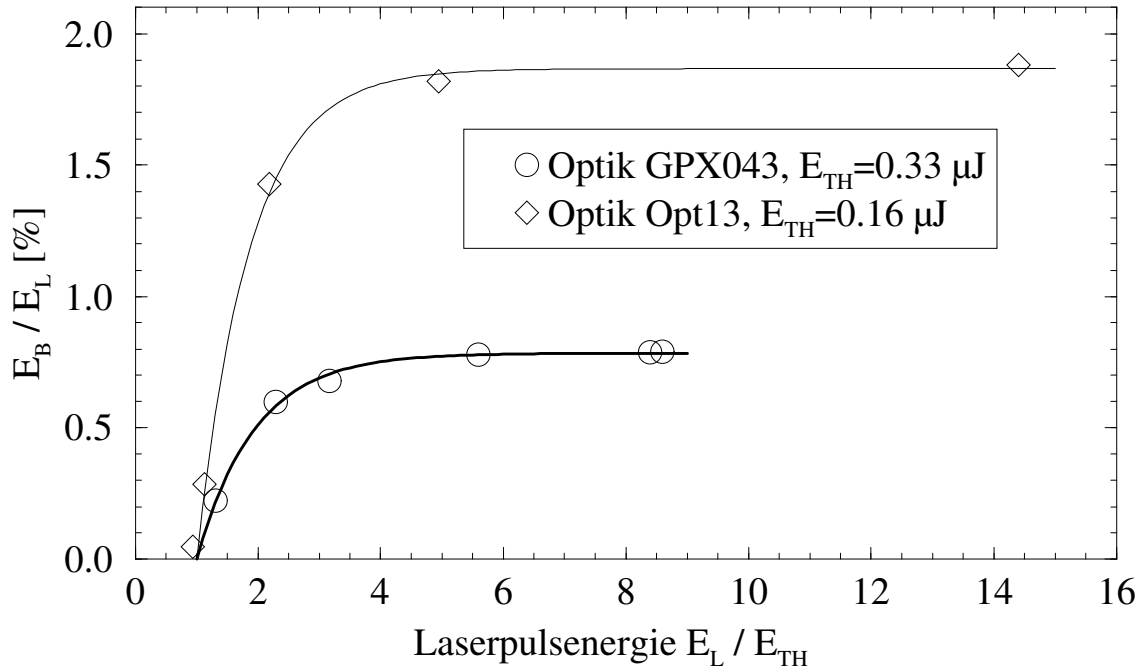


Abbildung 3.5: Wirkungsgrad der Blasenenerzeugung

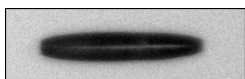
Aufgetragen ist die aus dem Maximalvolumen berechnete mechanische Energie E_B der Kavitationsblasen über der normierten Laserpulsenergie E_L/E_{TH} . E_{TH} ist die Durchbruchschwelle für die jeweilige Optik. Die durch die Messpunkte laufenden Kurven sind empirische Funktionen.

durch die empirische Funktion

$$E_B = A_0(1 - \exp(-A_1(E_L/E_{TH} - 1))) \quad (3.12)$$

beschrieben werden. Der Fitparameter A_0 ist der Sättigungswert des Wirkungsgrades. Er liegt bei 0.8% (GPX043) bzw. 1.9% (Opt13).

Bei hohen Energien entstehen stark deformierte Blasen und schließlich Sekundärblasen. Da diese zu unterschiedlichen Zeiten ihre Maximalvolumen erreichen, kann die mechanische Blasenenergie aus den Fotos nicht mehr zuverlässig bestimmt werden. Die Bestimmung des Volumens aus der Kollapszeit ist unter diesen Bedingungen ähnlich unzuverlässig.



3.4 Ungestörte Dynamik

Nach dem optischen Durchbruch expandiert die entstandene Kavitationsblase mit der durch das Plasma vermittelten Energie. Bei der für fs-Laserblasen typischen elongierten Plasmaform findet die Expansion fast ausschließlich in radialer Richtung statt. Entlang der optischen Achse beginnt dagegen bereits kurz nach dem Durchbruch die Kontraktion (Abbildungen 3.6, 3.7). Zur Klassifizierung der Blasen wird als charakteristische Größe das Elongationsverhältnis Γ eingeführt. Es wird definiert als der Quotient aus den maximalen Ausdehnungen in z - und ρ -Richtung:

$$\text{Elongationsverhältnis: } \Gamma := \frac{\text{maximale Länge entlang der opt. Achse}}{\text{maximaler Durchmesser}}. \quad (3.13)$$

Dabei ist zu beachten, dass diese Maximalwerte in der Regel zu unterschiedlichen Zeiten erreicht werden. Typischerweise hat die Blase ihre maximale Länge kurz nach dem Durchbruch. Dagegen wird der Maximaldurchmesser im Zeitbereich nach der halben Kollapsdauer erreicht (Abbildung 3.7). Die Kollapsdauer wird hier definiert als die Zeit vom optischen Durchbruch bis zum Zeitpunkt des ersten Volumenminimums.

Zunächst ist die Blase näherungsweise ein elongiertes Rotationsellipsoid. Dessen Pole platten sich im Laufe der Dynamik ab, so dass die Blase tonnenförmig erscheint. Auffällig sind hier die sich ausbildenden „Kanten“, die einen ebenen Abschluss suggerieren. Dies ist ein Eindruck, der ausschließlich auf die Art der fotografischen Abbildung der Blase zurückzuführen ist. Auch wenn das Blaseninnere nicht direkt sichtbar ist, kann davon

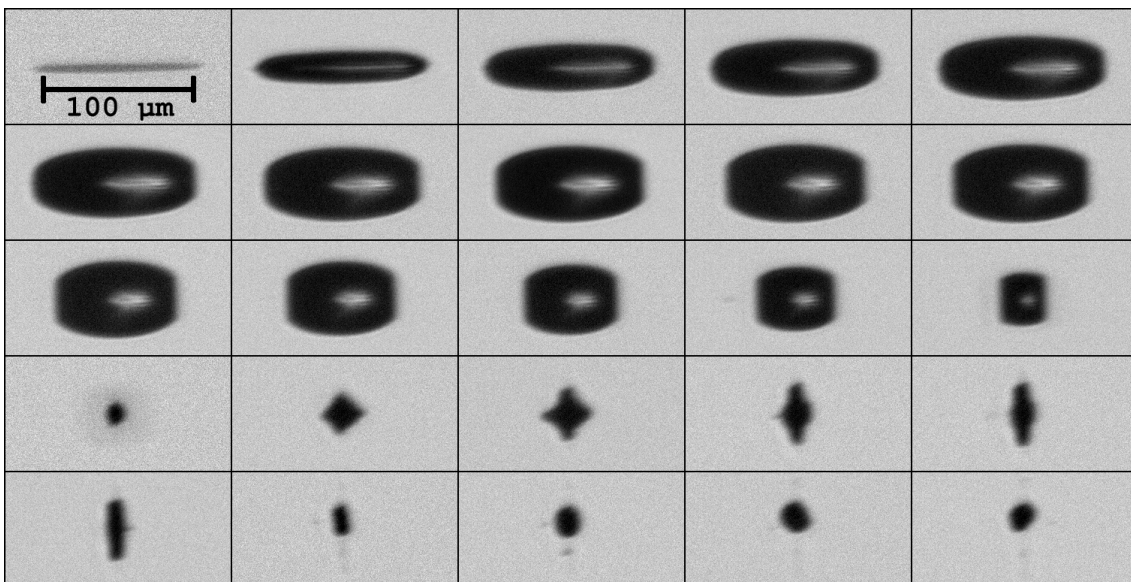
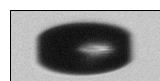


Abbildung 3.6: Dynamik einer elongierten Kavitationsblase

Der Laserpuls liegt 100 ns vor dem ersten Bild und kommt mit $0.8 \mu\text{J}$ von links. Der Bildabstand beträgt 400 ns, die Dauer bis zum ersten Blasenkollaps rund $6 \mu\text{s}$.



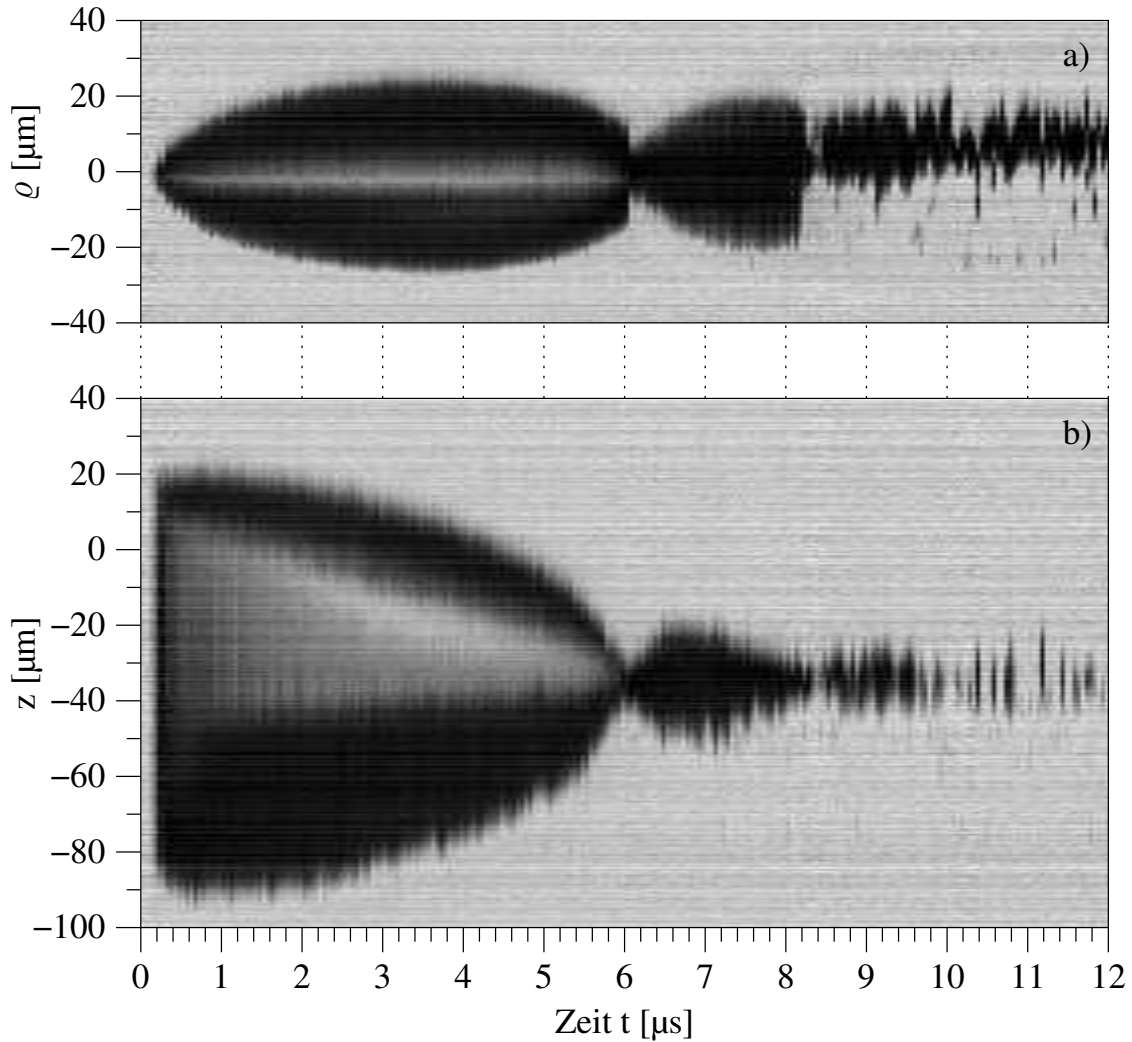
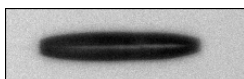


Abbildung 3.7: Streak-Aufnahme einer elongierten Kavitationsblase

Die Abbildung zeigt die Kavitationsblase von Abbildung 3.6 in der Darstellung als Streak-Aufnahme entlang der optischen Achse (z -Richtung, untere Grafik) und senkrecht zu ihr (ρ -Richtung, obere Grafik). Die optische Achse liegt bei $\rho = 0 \mu\text{m}$, die Strahltaile bei $z = 0 \mu\text{m}$. Senkrecht zur optischen Achse expandiert die Blase, bevor sie kollabiert. Entlang der optischen Achse entfällt dagegen die Expansionsphase praktisch vollständig. Nach dem Kollaps bei $6 \mu\text{s}$ schwingt die Blase wieder auf, kollabiert erneut und weicht schließlich von der Zylindersymmetrie ab ($t > 8.5 \mu\text{s}$). Das Elongationsverhältnis ist $\Gamma = 110 \mu\text{m}/50 \mu\text{m} = 2.2$.



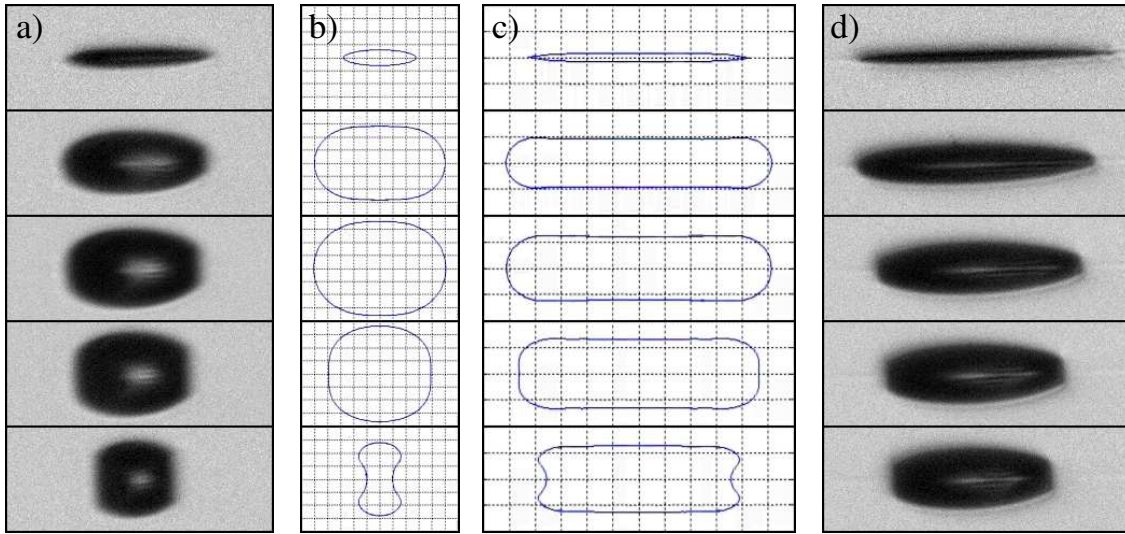
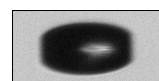


Abbildung 3.8: Elongierte Blasen, experimentell und numerisch

Die Berechnungen nach der Randintegralmethode gehen von rotationselliptischen Blasen gleichen Volumens ($840 \mu\text{m}^3$) und Innendrucks (5 MPa) aus. Das Verhältnis der langen Halbachse zu den beiden kurzen ist vor Beginn der Rechnung 4.6:1 (b) bzw. 25:1 (c). Getrieben von dem erhöhten Innendruck schwingen die Blasen auf und erreichen dabei die Elongationsverhältnisse $\Gamma = 1.4$ (b) und $\Gamma = 3.9$ (c). Bei der Kontraktion zeigen sich Jeteinstülpungen entlang der Symmetrieachse. Zum Vergleich sind im selben Maßstab (Bildhöhe $47 \mu\text{m}$) Fotos von Blasen mit $\Gamma = 1.8$ (a) und $\Gamma = 3.8$ (d) abgebildet. Auch wenn die Numerik Details der Messung noch nicht wiedergibt, sind die typischen Merkmale der Blasen vergleichbar. Im Unterschied zu den Messungen schwingen die berechneten Blasen aber auch in Richtung der Symmetrieachse auf. Die numerische Daten wurden von N. Pelekasis und K. Tsigliferis [68] erstellt.

ausgegangen werden, dass sich hier beidseitig Jets in die Blase einstülpen. Zum einen kann dies anhand der Analogie zu ns-Laserblasen in der Nähe von Grenzflächen geschlossen werden. Bei diesen entwickelt sich ein auf die Grenzfläche gerichteter Jet, der in die Blase eindringt [46, 47]. Zum anderen deuten auch erste numerische Ergebnisse [68] eine entsprechende Geometrie an (Abbildung 3.8). Nach dem Kollaps schwingt die Blase vorwiegend radial wieder auf um anschließend erneut zu kollabieren. Bis zu diesem Zeitpunkt ist die Dynamik gut reproduzierbar, wie der nahezu glatte Verlauf der Streak-Abbildungen zeigt (Abbildung 3.7). Danach wird das Verhalten schwer vorhersagbar; die Blase kann sich in mehrere Sekundärblasen zerlegen und von der Zylindersymmetrie abweichen. Das stroboskopische Kinematografieverfahren liefert in diesem Zeitbereich keine zuverlässigen Informationen mehr über die Dynamik der Blase.

Für eine quantitative Analyse wird aus den Fotos zunächst das Blasenvolumen V berechnet (Abschnitt 2.1.4). Dessen Maximalwert V_{max} wurde bereits im letzten Abschnitt zur



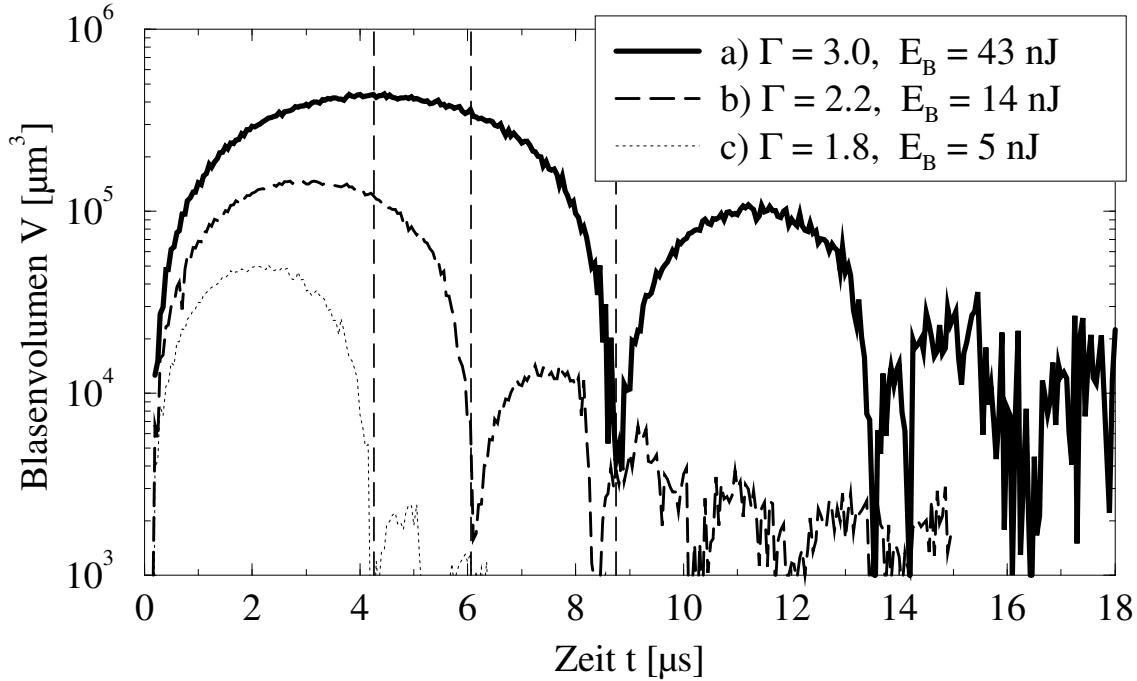


Abbildung 3.9: Volumenschwingung elongierter Blasen

Das aus Hochgeschwindigkeitsfotos berechnete Blasenvolumen ist über der Zeit aufgetragen. Die gestrichelten Linien markieren jeweils den aus dem Maximalvolumen berechneten Kollapszeitpunkt nach Rayleigh, Gleichung (3.15). Die drei Kurven sind Messungen bei unterschiedlichen Laserpulsenergien. Daraus resultieren unterschiedliche Elongationsverhältnisse Γ und Blasenenergien E_B . Kurve b) ist die bereits aus den Abbildungen 3.6 und 3.7 bekannte Messung.

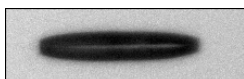
Berechnung der mechanischen Blasenenergie herangezogen. Hier wird er benutzt, um den Maximalradius einer volumengleichen sphärischen Blase zu berechnen:

$$R_{max} = \sqrt[3]{\frac{3}{4\pi} V_{max}}. \quad (3.14)$$

Dieser Wert wird zusammen mit der Flüssigkeitsdichte ρ_0 und dem Druck $p_0 - p_v$ eingesetzt in Rayleighs Formel zur Berechnung der Kollapsdauer [71]:

$$\tau_B = 2 \cdot 0.91468 \cdot R_{max} \sqrt{\frac{\rho_0}{p_0 - p_v}}. \quad (3.15)$$

Der zusätzliche Faktor 2 berücksichtigt die Zeit für das Aufschwingen der Blase. Da Expansion und Kontraktion näherungsweise symmetrisch verlaufen, ist mit dieser Definition τ_B die Dauer von der Entstehung bis zum ersten Kollaps der Blase. Obwohl diese Berechnung nur für sphärische Symmetrie gilt, gibt sie doch eine gute Abschätzung für die Kollapsdauer [82], wie in Abbildung 3.9 deutlich wird. Die Blasen unterscheiden sich hier sowohl im Wert von Γ als auch in ihrer mechanischen Energie.



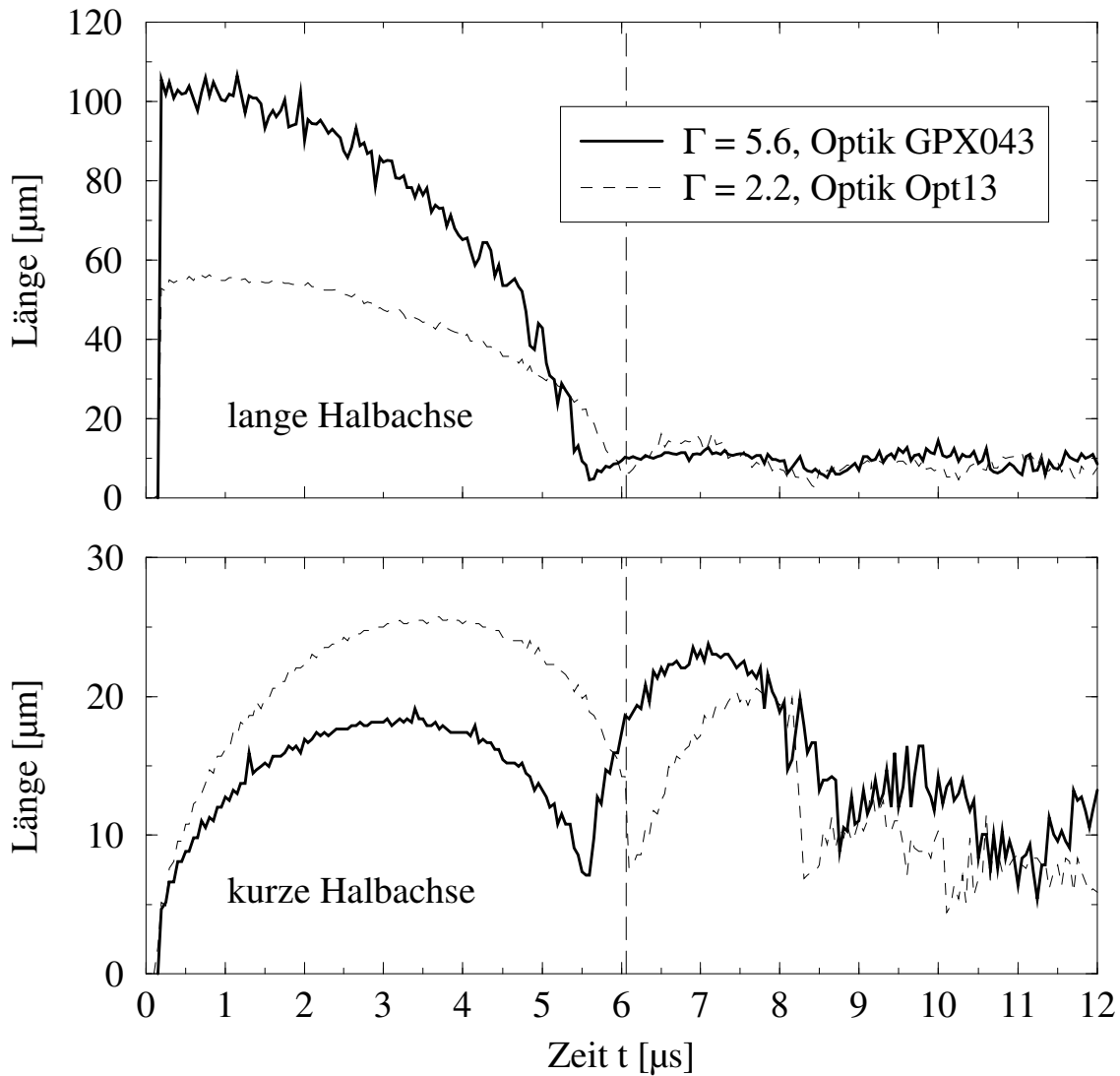
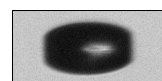


Abbildung 3.10: Dynamik in Abhängigkeit von Γ

Abgebildet ist die Zeitabhängigkeit der Halbachsenlängen von zwei Blasen identischer mechanischer Energie. Die gestrichelte Linie markiert den Zeitpunkt des Rayleigh-Kollapses. Da die Blasen mit unterschiedlichen Optiken erzeugt wurden, unterscheiden sich die Elongationsverhältnisse Γ . Die weniger elongierte Blase wird durch den Rayleighkollaps gut beschrieben ($\Gamma = 2.2$). Dagegen kollabiert die stärker elongierte deutlich früher ($\Gamma = 5.6$).



Dagegen zeigt Abbildung 3.10 den Vergleich zweier Blasen mit identischer Energie. Diese wurden mit unterschiedlichen Optiken, also auch unterschiedlichen Laserpulsenergien erzeugt. Ihr Maximalvolumen und damit auch ihre Energie sind näherungsweise identisch gewählt. Ebenso gilt für beide die gleiche Kollapszeit nach Rayleigh (gestrichelte Linie). Diese beschreibt die $\Gamma = 2.2$ Blase gut, während die andere frühzeitig kollabiert. Auffällig ist, dass die elongiertere Blase nach dem Kollaps radial höher wiederaufschwingt, als bei der ersten Expansion.

Vereinfacht zusammengefasst folgen fs-Laserblasen einer Dynamik, die einer sphärischen 2:0-Mode (*football-mode*) ähnelt: Zunächst expandiert die Blase in Form eines elongierten Rotationsellipsoids. Nach einem heftigen Kollaps reexpandiert sie in Form eines oblaten Ellipsoids. Weitere Nachschwingungen folgen, die jedoch instabil und nur unzureichend reproduzierbar sind. Die Dauer bis zum ersten Kollaps wird für kleine Elongationsverhältnissen Γ gut durch einen Rayleighkollaps beschrieben. Eine Reihe von Beispielen für die Dynamik von fs-Laserblasen ist in Anhang A zusammengestellt.

So stabil die Schwingung der Blase vor dem Kollaps ist, so schwierig ist es, die Dynamik der Nachschwingung vorherzusagen. Für gegebene Parameter ist sie zwar gut reproduzierbar; wird jedoch die Pulsenergie oder die Art der Fokussierung verändert, so können unterschiedliche Szenarien auftreten. Zum einen kann die Nachschwingung näherungsweise in Form eines oblaten Ellipsoids auftreten. Zum anderen können aber auch mehr oder weniger symmetrisch spitze Ausstülpungen entlang der optischen Achse entstehen (Abbildung 3.11). Versucht man diese Typen anhand verschiedener Kriterien, wie Fokussierungsoptik, Laserpulsenergie, mechanische Blasenenergie, Maximalradien oder Elongationsverhältnis zu klassifizieren, so ist für die vorliegenden Messungen das einzige in Frage kommende Kriterium die maximale Länge in Richtung der optischen Achse, also die Durchbruchlänge. Blasen unterhalb $60 \mu\text{m}$ sowie Blasen über $200 \mu\text{m}$ neigen zu oblaten Nachschwingungen, die zwischen diesen Werten liegenden Blasen entwickeln die Ausstülpungen. Inwieweit diese Klassifizierung allgemeingültig ist, kann hier nicht geklärt werden, da der zugrunde liegende Mechanismus noch unbekannt ist. Es muss auch berücksichtigt werden, dass die Blase nur in der Projektion sichtbar ist. Konkave Teile

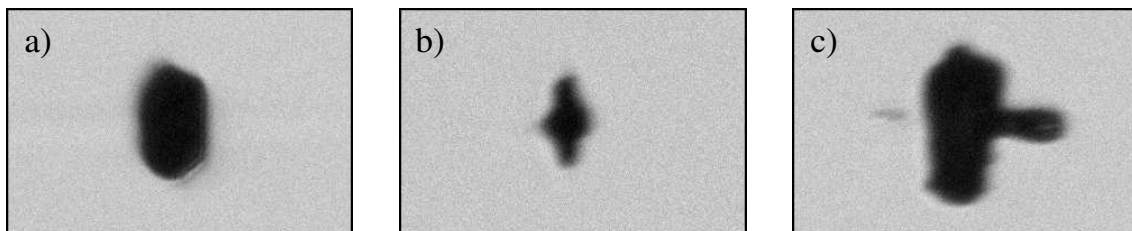
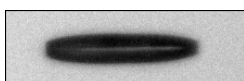


Abbildung 3.11: Blasenform der Nachschwingung

Die Fotos zeigen Blasen im Maximalvolumen der ersten Nachschwingung. Diese kann rein oblat (a), aber auch unter symmetrischer (b) oder asymmetrischer (c) Ausstülpung entlang der optischen Achse erfolgen.



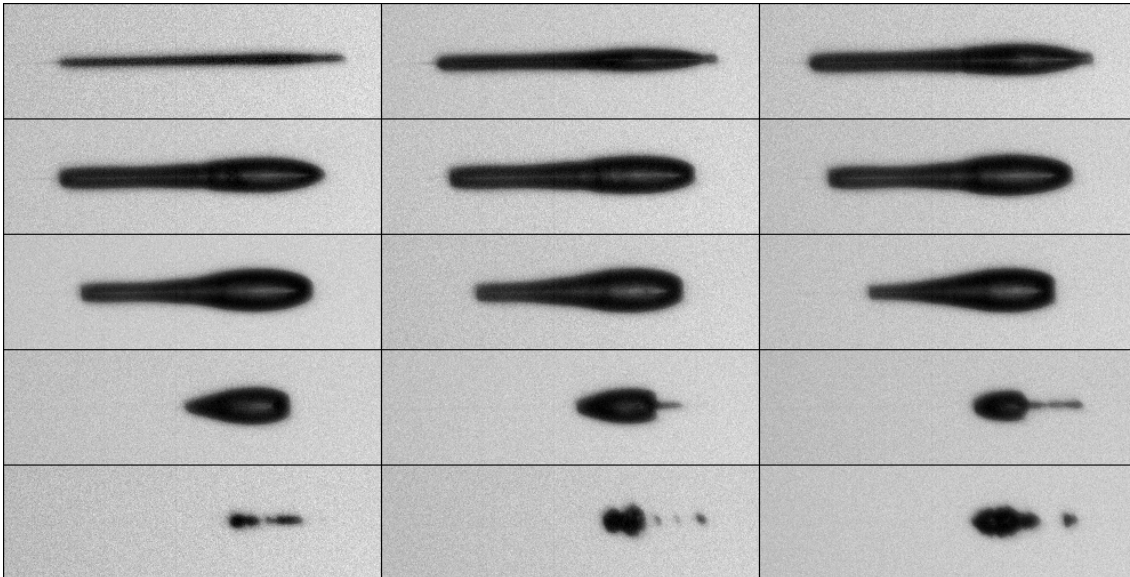


Abbildung 3.12: Asymmetrischer Kollaps mit Jetbildung

Durch eine schlecht angepasste Laserfokussierung wird die Blase asymmetrisch erzeugt. Bereits vor dem eigentlichen Kollaps entsteht einseitig eine spitze Ausstülpung. Der Bildabstand beträgt 500 ns, die Bildbreite 400 μm .

der Blase können daher nicht beobachtet werden; so ist es z. B. möglich, dass die oblatellipsoide Form in Wirklichkeit torusähnlich eingedrückt ist. Zur Klärung dieser Fragen wären insbesondere Beobachtungen von dem Blaseninneren, aber auch noch höher aufgelöste Beobachtungen nötig. Numerische Berechnungen könnten dabei ebenfalls nützliche Hinweise geben.

In diesem Zusammenhang ist die Beobachtung von (axial) asymmetrisch erzeugten Blasen hilfreich. Derartige Blasen entstehen bei hohen Laserpulsenergien oder einer schlecht angepasster Fokussierungsoptik. In [Abbildung 3.12](#) ist die Dynamik einer speziellen Variante einer solchen Blase wiedergegeben (ein weiteres Beispiel ist [Abbildung A.5](#) in [Anhang A](#)). Auf der rechten Seite der Blase entsteht die bereits bekannte Abplattung durch Jetbildung. Aus der linken Blasenseite entwickelt sich eine Spitze, die der Blase die Form eines Geschosses verleiht. An der Spitze ist ebenfalls eine leichte Abplattung erkennbar. Bereits vor dem eigentlichen Kollaps tritt auf der abgeplatteten Seite unerwartet eine rund 10 μm durchmessende nadelförmige Struktur hervor. Bei der genaueren Untersuchung ihrer Vorgeschichte ist im Durchlicht der Blase eine Struktur erkennbar. Der helle Fleck in der Blasenmitte verdunkelt sich nicht nur, sondern wird durch einen Strich waagrecht zweigeteilt ([Abbildung 3.13](#)). Offensichtlich durchschlägt ein außergewöhnlich dünner „Mikrojet“ die Blase von links und reißt auf der gegenüberliegenden Seite die Blasenwand mit sich nach außen.

Diese Beobachtung darf nicht verwechselt werden mit Beleuchtungsartefakten, wie sie in

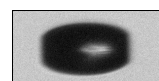
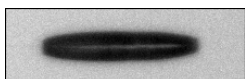


Abbildung 3.6 auftreten. Dort sind die dunklen Streifen im Durchlicht der Blase über einen langen Zeitraum der Dynamik wenig verändert sichtbar. Sie sind vermutlich das Resultat der direkten Beleuchtung. Für die Fotos von Abbildung 3.12 wurde eine diffuse Beleuchtung gewählt. Das Blitzlicht wurde in ein Glasfaserbündel eingekoppelt und so randomisiert; die eigentliche Beleuchtung erfolgte dann über die diffus abstrahlende Endfläche des Faserbündels. Der dunkle Strich tritt bei dieser Beleuchtung erst unmittelbar vor dem Erscheinen der nadelförmigen Struktur auf.



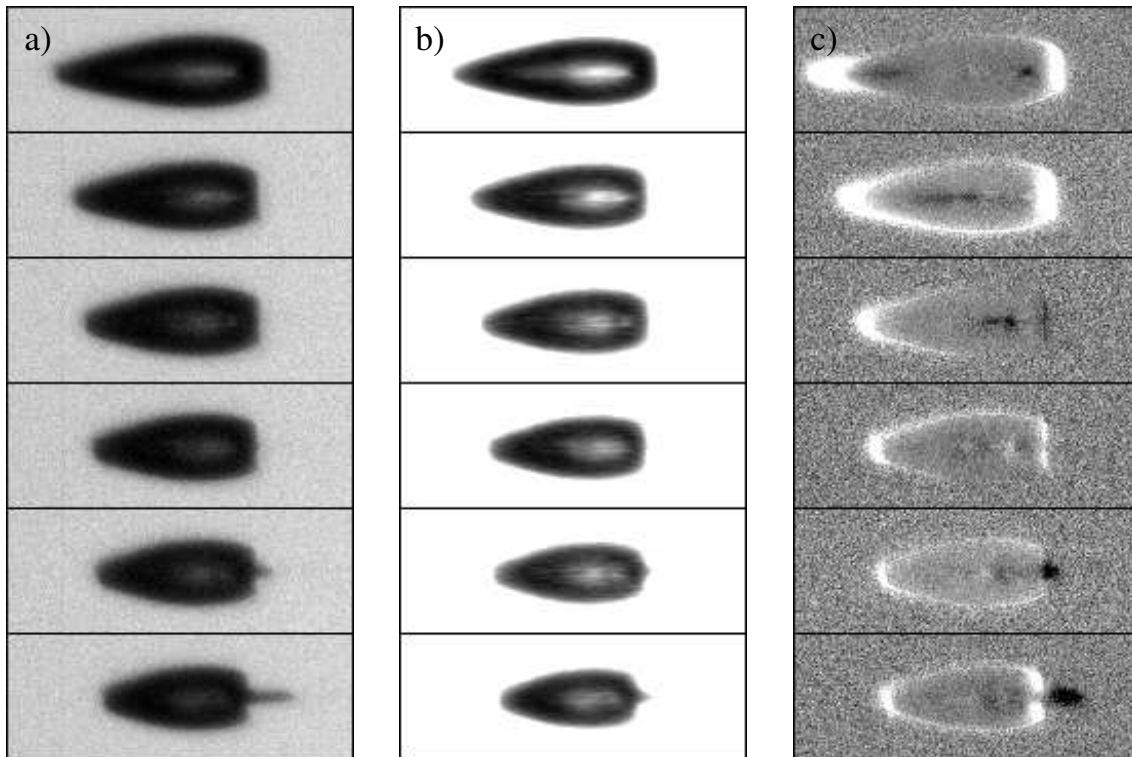
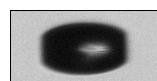


Abbildung 3.13: Asymmetrische Mikrojetbildung

Kurz bevor die Ausstülpung auf der rechten Seite der Blase sichtbar wird, kann im Blaseninneren eine dünne Struktur (dunkler Strich) ausgemacht werden. Bei normaler Helligkeit (a) ist diese im Druck kaum zu erkennen. Mit einem horizontalen Weichzeichner über 4 Pixel ($5 \mu\text{m}$) und erhöhter Helligkeit wird die Sichtbarkeit geringfügig verbessert (b). In Bild (c) wurde von jedem Einzelbild das jeweils vorhergehende abgezogen und die Helligkeit reskaliert. Die so abgebildete Änderung der Struktur bewegt sich als dunkler Strich von links nach rechts durch das Bild. Vermutlich wegen der hohen auftretenden Geschwindigkeiten treten bei den stroboskopischen Aufnahmen starke Schwankungen auf. Die Fotos wurden daher einzeln nach Blasengröße ausgewählt; entsprechend ist die Zeit zwischen den Einzelbildern nicht genau definiert. Sie liegt der Größenordnung von 100 ns. Die Bildbreite beträgt $200 \mu\text{m}$.



3.5 Dynamik in der Nähe von Grenzflächen

Aus Kavitationsmessungen mit Nanosekundenlasern ist bekannt, dass sphärische Blasen empfindlich auf die Annäherung einer Grenzfläche reagieren. Die Dynamik ändert sich grundlegend: Es entsteht ein auf die Grenzfläche gerichteter Jet in die Blase. Die Stoßwellenemission im Kollaps wird komplexer und nach dem Kollaps entsteht ein der Grenzfläche abgewandter Counterjet [46, 47, 64].

Um diese Wirkung bei elongierten Blasen zu überprüfen, werden nacheinander eine Grenzfläche in axialer sowie eine in radialer Richtung an die Blase angenähert und jeweils die Dynamik fotografiert. Wegen der geringen Abmessungen der Blasen muss die Grenzfläche sehr dicht an den Laserfokus herangeführt werden. Dabei ergibt sich das Problem, dass die Grenzfläche den Strahlengang der Beobachtungsoptik abschatten kann. Im Fall der radialen Annäherung kann sogar der Laserpuls abgeschattet werden. Die Grenzfläche muss also so klein gewählt werden, dass beides nicht passiert. Es wurde daher die Endfläche einer kurzen Glasfaser mit $140\ \mu\text{m}$ Durchmesser verwendet (Abbildung 3.14). Diese ist klein genug, um Fokus und Fotos nicht zu stören und trotzdem größer als die zu untersuchende Blase (Länge $100\ \mu\text{m}$). Zudem werden hier die optischen Eigenschaften der Faser genutzt. Ein Großteil der Laserenergie wird beim optischen Durchbruch transmittiert. In der axialen Anordnung (Abbildung 3.14 (a)) leitet die Glasfaser diese Energie fast vollständig ab, ohne dass die Oberfläche nennenswert geschädigt werden kann.

Die elongierten Blasen reagieren ausgesprochen schwach auf die benachbarte Glasfaser. In den Abbildungen 3.15, 3.16 und 3.17 wird dies an verschiedenen Aspekten derselben

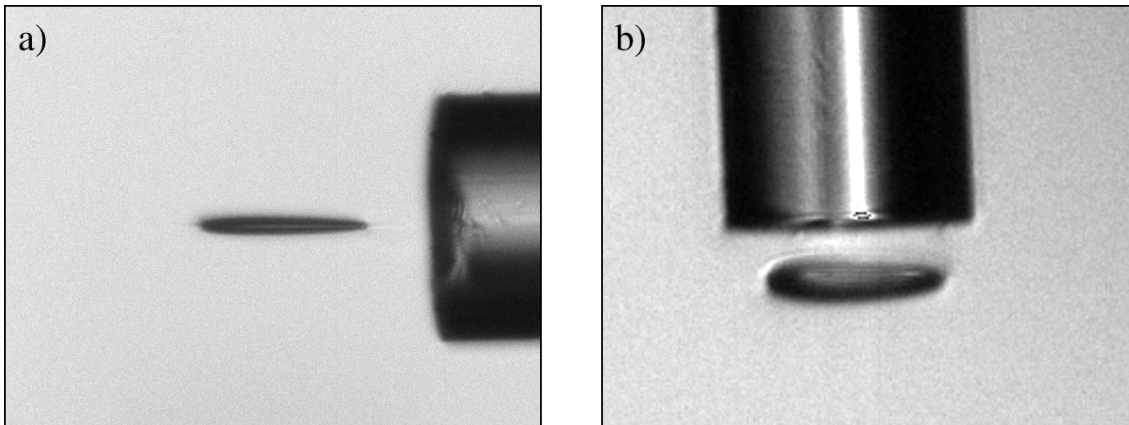
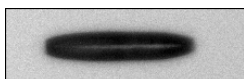


Abbildung 3.14: Blase in der Nähe einer Grenzfläche

In der abgebildeten Geometrie wird der Einfluss einer axial (a) bzw. radial (b) an die Blase angenäherten Grenzfläche untersucht. Zum Zeitpunkt des Fotos hat die Blase jeweils ihre maximale Ausdehnung in Richtung der Fläche. Als Grenzfläche wird die Endfläche einer Glasfaser genutzt. Die Bildbreite beträgt $300\ \mu\text{m}$, der Faserdurchmesser $140\ \mu\text{m}$.



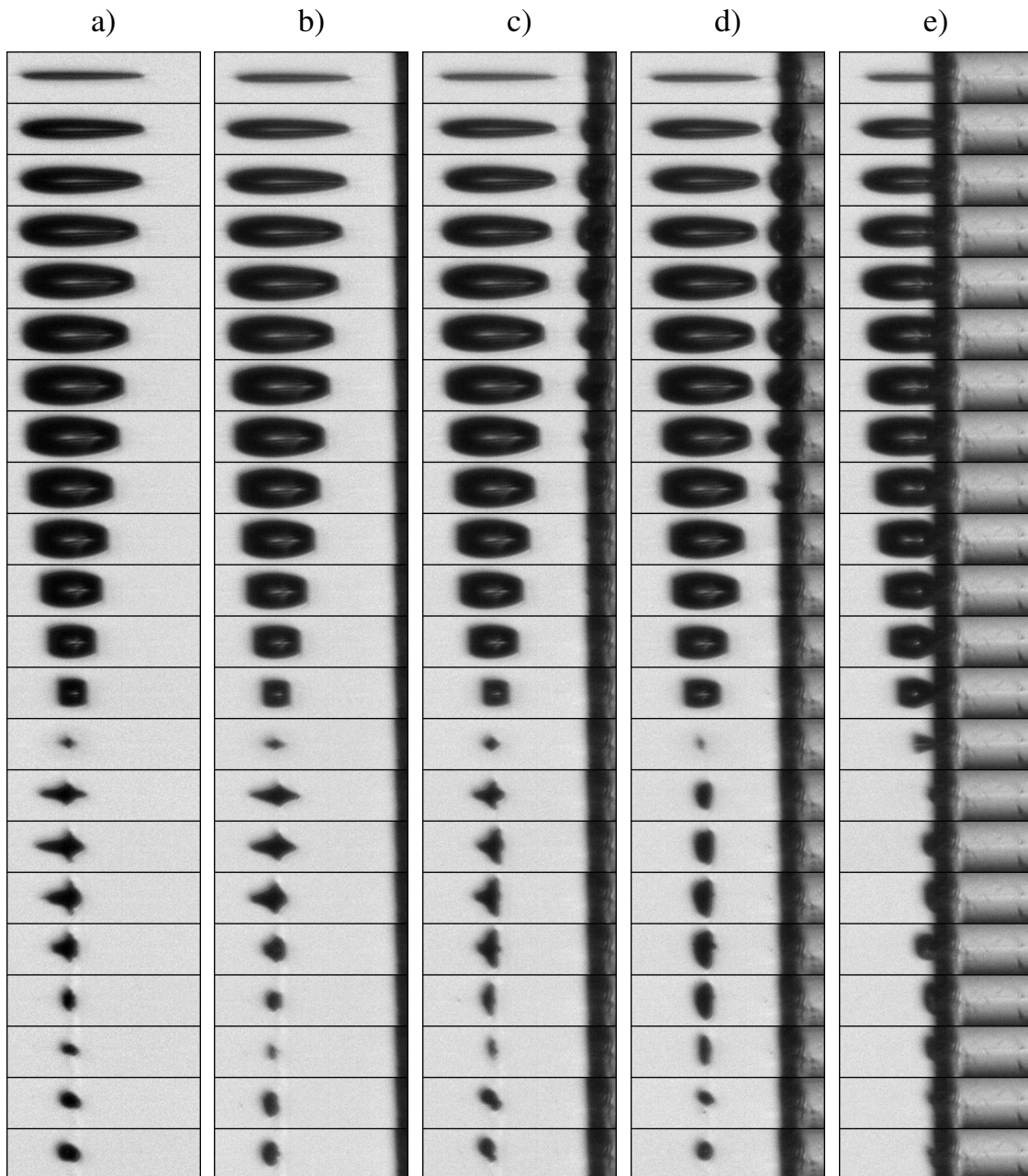
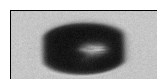


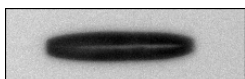
Abbildung 3.15: Dynamik bei axialer Annäherung einer Grenzfläche (1)

Die Dynamik einer ungestörten Blase (a) wird durch eine axial angenäherte Grenzfläche (Geometrie s. Abb. 3.14 (a)) nicht signifikant beeinflusst (b). Erst wenn die Fläche so nahe dem Fokus ist, dass auf ihr eine Sekundärblase entsteht, ändert sich das Verhalten nach dem Kollaps (c), (d). Die Dynamik vor dem Kollaps bleibt dagegen stabil; selbst wenn die Blase auf der Oberfläche aufsitzt, bleibt sie in ähnlicher Form erhalten (e). Die Bildbreite beträgt $150 \mu\text{m}$, der Bildabstand 300 ns . Die Entfernung der rechts in die Bilder ragenden Grenzfläche vom Mittelpunkt der ungestörten Blase beträgt (b) $93 \mu\text{m}$, (c) $80 \mu\text{m}$, (d) $68 \mu\text{m}$ und (e) $24 \mu\text{m}$.



fünf Messungen (a) bis (e) dokumentiert. Innerhalb einer Abbildung sind die Bildausschnitte der Einzelmessungen jeweils identisch. Messung (a) ist die Vergleichsmessung der ungestörten Blase. Für die anderen Messungen ist die axial angenäherte Faseroberfläche rechts in den Fotos von Abbildung 3.15 erkennbar. Eine qualitative Änderung der Dynamik ist anfangs nicht zu erkennen, obwohl die Grenzfläche in Richtung der optischen Achse nur knapp eine Blasenlänge von dem Blasenmittelpunkt entfernt ist (Messung (b) in den Abbildungen). Lediglich eine leichte Positionsänderung kurz vor dem Kollaps und in der Nachschwingung ist sichtbar. Erst wenn auf der Glasfaser ein optischer Durchbruch stattfindet, wird die Blase durch die sich ausbildende Sekundärblase stärker beeinflusst (Messung (c), (d)). Vor dem Kollaps deutet lediglich eine leichte Trapezform der Blase auf die Veränderung hin. Die Geometrie der Nachschwingung ändert sich dagegen deutlich: Die fast symmetrischen Ausstülpungen der Blase entlang der optischen Achse werden zunächst asymmetrisch (c). Bei weiterer Annäherung verschwinden sie vollständig und die Blase schwingt, zumindest in der Projektion, rein oblat auf (d). Im Extremfall taucht die Faser direkt in den Fokus ein und die Blase sitzt auf der Faserfläche auf (e). Selbst in dieser Konfiguration bleibt die Dynamik vor dem Kollaps zumindest qualitativ erhalten.

Bei der radialen Annäherung der Glasfaser ist das Verhalten ähnlich stabil. Die Faserendfläche liegt im Abstand von $30 \mu\text{m}$ parallel zur optischen Achse (Abbildung 3.14 (b)). Dieser Abstand ist geringer als der maximale Blasendurchmesser – analog der Situation in axialer Geometrie. Auch hier zeigt sich die Auswirkung erst im Zeitbereich des Kollapses (Abbildung 3.18). Kurz vor dem Kollaps erscheint die Blase in einer Trapezform, die darauf hindeutet, dass die Jets von der axialen Richtung weg hin zur Grenzfläche abgelenkt werden.



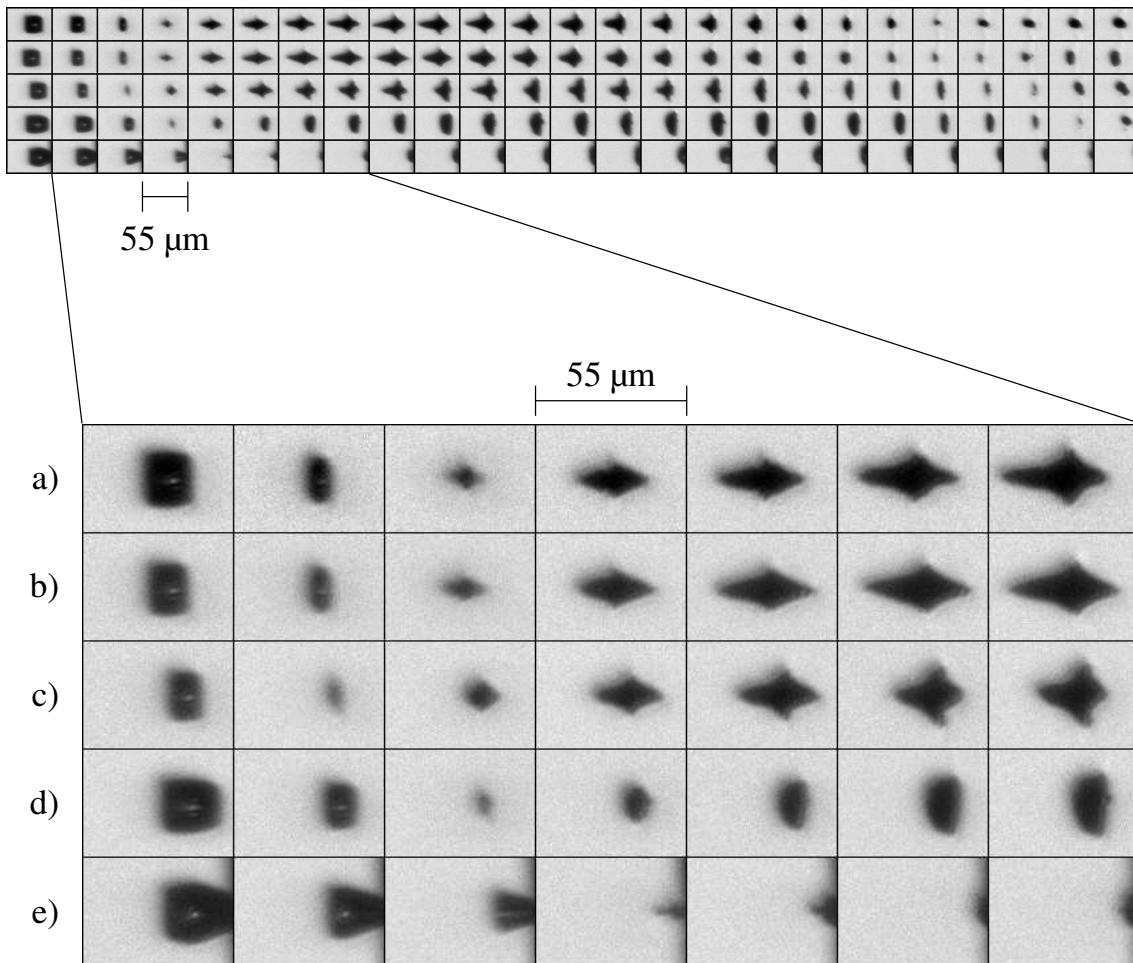
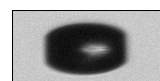


Abbildung 3.16: Dynamik bei axialer Annäherung einer Grenzfläche (2)

Die fünf Messungen von Abbildung 3.15 sind hier untereinander aufgetragen, um den Vergleich der Positionen in Richtung der optischen Achse zu erleichtern. Dargestellt sind die Details von Kollaps und erster Nachschwingung mit einem Bildabstand von 100 ns. Die Annäherung der Grenzfläche ändert vorwiegend die Geometrie der Nachschwingung, jedoch erst mit der Entstehung der Sekundärblase (c), (d). Zudem wird die Nachschwingung geringfügig verzögert (obere Abbildung).



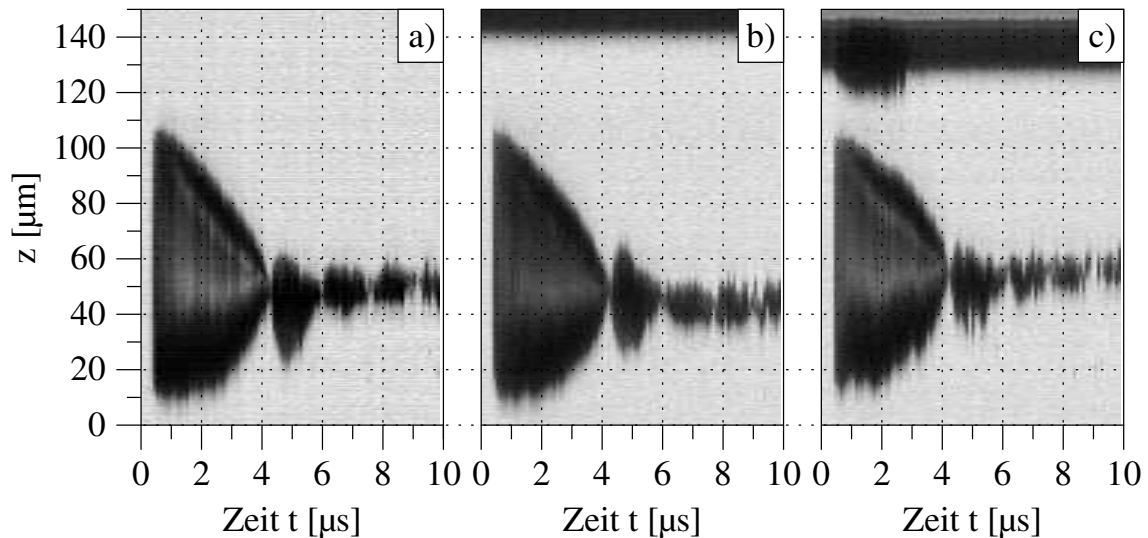


Abbildung 3.17: Dynamik bei axialer Annäherung einer Grenzfläche (3)

Die Messungen (a), (b) und (c) von Abbildung 3.15 sind als hier Streak-Aufnahme wiedergegeben. In dieser Darstellung zeigen sich deutlich die Verschiebungen in Richtung der optischen Achse. Der glatte Verlauf der Aufnahmen vor dem zweiten Kollaps ($6 \mu\text{s}$) weist auf die hohe Reproduzierbarkeit hin (a), (b). Mit dem Entstehen der Sekundärblase wird diese schlechter (c).

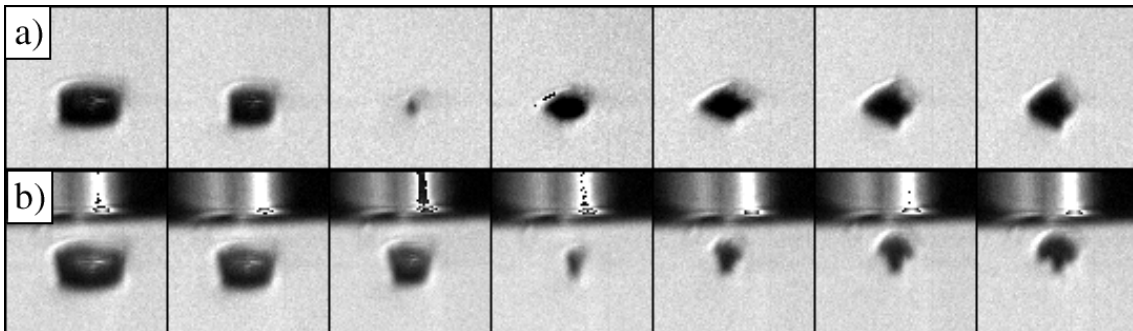
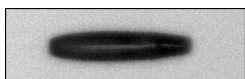


Abbildung 3.18: Dynamik bei radialer Annäherung einer Grenzfläche

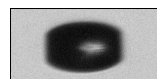
Die Dynamik einer ungestörten Blase (a) wird durch eine radial angenäherte Grenzfläche (Geometrie s. Abb. 3.14 (b)) erst in der direkten zeitlichen Umgebung des Kollapses verändert, obwohl die Fläche lediglich $30 \mu\text{m}$ von der Achse entfernt liegt (b). Der Kollaps findet leicht verzögert statt. Die Jets werden von der optischen Achse in Richtung der Grenzfläche abgelenkt (Trapezform vor dem Kollaps). Die Bildbreite beträgt $70 \mu\text{m}$, der Bildabstand 200 ns .



3.6 Einfluss der Oberflächenspannung

Betrachtet man die Oberflächenspannung einer sphärischen Blase in Wasser, so erreicht ihr Beitrag zum Innendruck der Blase ungefähr bei einem Radius $R = 1.4 \mu\text{m}$ den Wert des Umgebungsdrucks $p_0 = 0.1 \text{ MPa}$. Wegen der geringen Größe der fs-Laserblasen treten insbesondere im Kollaps Oberflächenkrümmungen auf, die in dieser Größenordnung liegen. Die Frage ist nun, inwieweit sich dies signifikant auf die Dynamik auswirkt. Durch schrittweise Zugabe eines Netzmittels¹ wird bei den Dynamikmessungen die Oberflächenspannung reduziert. Ihr Wert wird über die Steighöhe in einer Kapillare bestimmt; ein Prozent Netzmittel setzt die Oberflächenspannung des Wassers auf rund die Hälfte herunter. Die Dynamik ändert das nur geringfügig. Aus den Messungen der Halbachsenlängen kann eine minimale Vergrößerung der Blase abgelesen werden (Abbildung 3.19). Die Hauptwirkung der reduzierten Oberflächenspannung äußert sich aber darin, dass nach dem Abklingen der Blasenschwingung die Blase bzw. deren Fragmente sich langsamer durch Diffusion auflösen. So kann es vorkommen, dass zum Zeitpunkt eines Laserpulses noch Reste einer Blase im Fokusbereich vorhanden sind und den optischen Durchbruch stören. Die daraus entstehenden Blasen weichen zum Teil stark von dem ungestörten Verhalten ab. In den Halbachsenmessungen äußert sich das durch Spitzen im Kurvenverlauf.

¹Tetenal Mirasol 2000



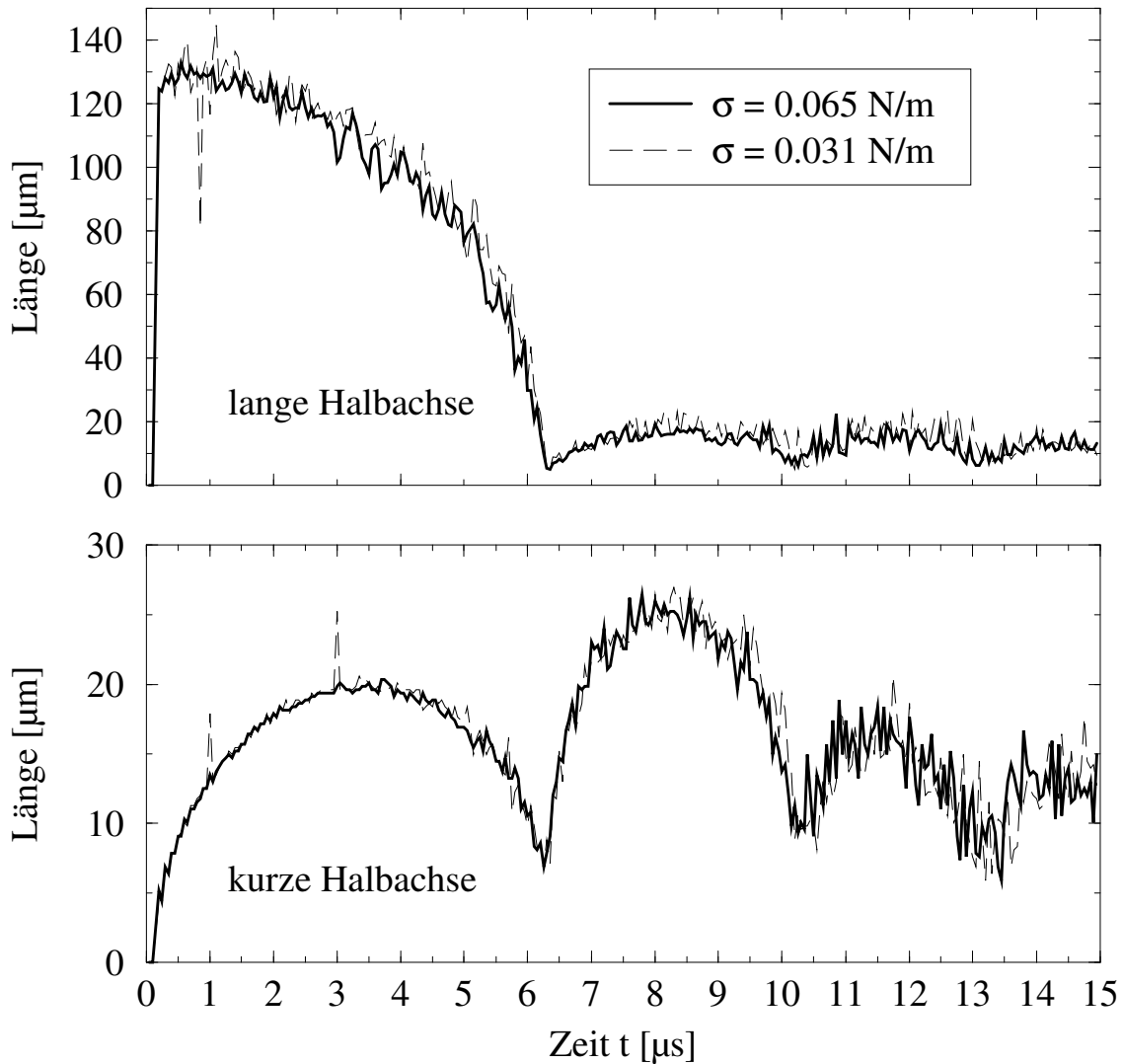
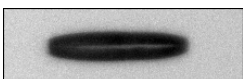


Abbildung 3.19: Dynamik bei reduzierter Oberflächenspannung

Abgebildet ist die Zeitabhängigkeit der Halbachsenlängen von zwei identisch erzeugten Blasen. Durch Zugabe von Netzmittel ist die Oberflächenspannung σ bei einer der Blasen auf die Hälfte reduziert. Die Dynamik ändert sich nicht signifikant. Bei reduziertem σ treten jedoch Fehlmessungen auf (Spitzen im Kurvenverlauf), die durch Restvolumen alter Blasen entstehen.



3.7 Stoßwellenemission

Beim optischen Durchbruch wird in die Flüssigkeit eine Stoßwelle abgestrahlt. Der Druck dieser Stoßwelle hängt stark von der Pulsenergie und -dauer des Lasers ab. Bei ns-Laserpulsen kann der Druck z. B. im Abstand von $100 \mu\text{m}$ über 10^3 MPa betragen [83]. Auch im Kollaps der Kavitationsblase wird eine Stoßwelle ausgestrahlt. Für fs-Laserblasen sind diese Schallemissionen sehr schwach.

Um sie sichtbar zu machen, wird der in Abbildung 3.20 dargestellte Aufbau benutzt. Mit dem Pulsauskoppler wird pro Foto genau ein Beleuchtungspuls aus dem 81 MHz-Pulszug des Femtosekundenlasers ausgewählt. Die Dynamik kann so im Raster von 12.3 ns mit einer Belichtungszeit von 85 fs abgetastet werden. Störendes Restlicht, das den Pulsauskoppler in geringem Umfang passiert, wird durch die 500 ns kurze Öffnungszeit der Kamera weitgehend von der Aufnahme fern gehalten. Die vergrößerte Abbildung erfolgt mit dem Fernmikroskop K2. Dieses wird leicht defokussiert, bis die Dichteschwankungen optimal sichtbar sind (Schattenverfahren, vgl. [74]). Durch die geringe Energie (700 pJ) des Beleuchtungspulses ist die Ausleuchtung des Fotos kritisch und erfordert eine nachträgliche Bildverarbeitung. Dabei werden die Fotos durch ein Hintergrundbild dividiert, um eine gleichmäßige Helligkeitsverteilung zu erreichen. Abbildung 3.21 zeigt das Ergebnis am Beispiel einer mit $8 \mu\text{J}$ Pulsenergie erzeugten Blase. Im linken Bild, 60 ns nach dem Laserpuls, ist auf halber Höhe waagrecht die entstehende Kavitationsblase zu sehen. Rund

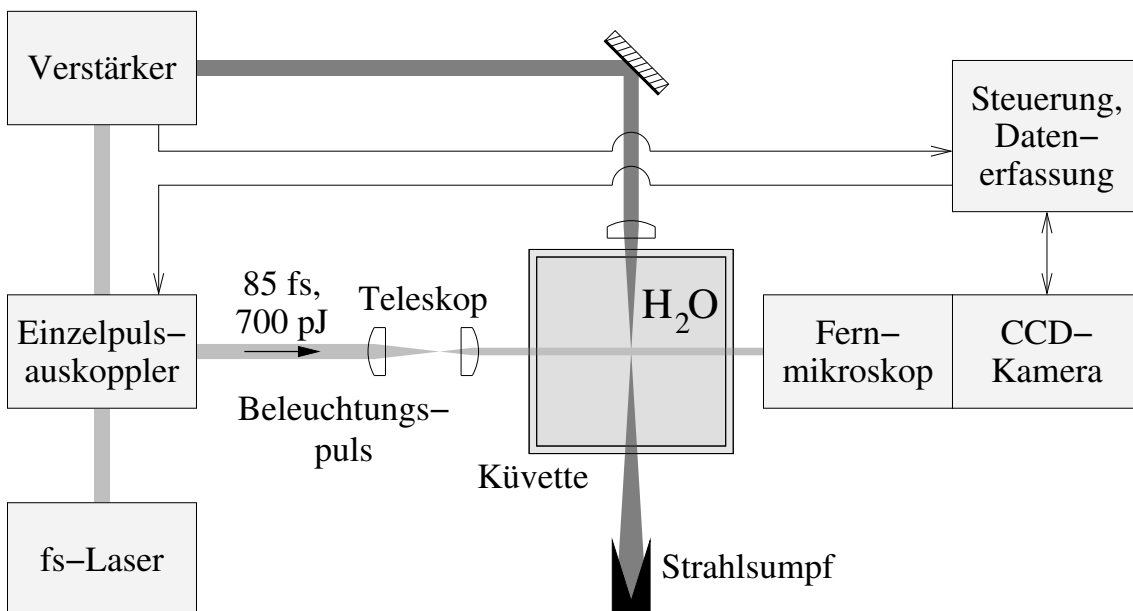
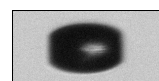


Abbildung 3.20: Aufbau zur Stoßwellenfotografie

Mit dem Auskoppler wird aus dem 81 MHz-Pulszug ein einzelner Laserpuls ausgewählt, der die Kavitationsblase beleuchtet. In dem kurzen kollimierten Lichtpuls werden Stoßwellen sichtbar (Schattenverfahren).



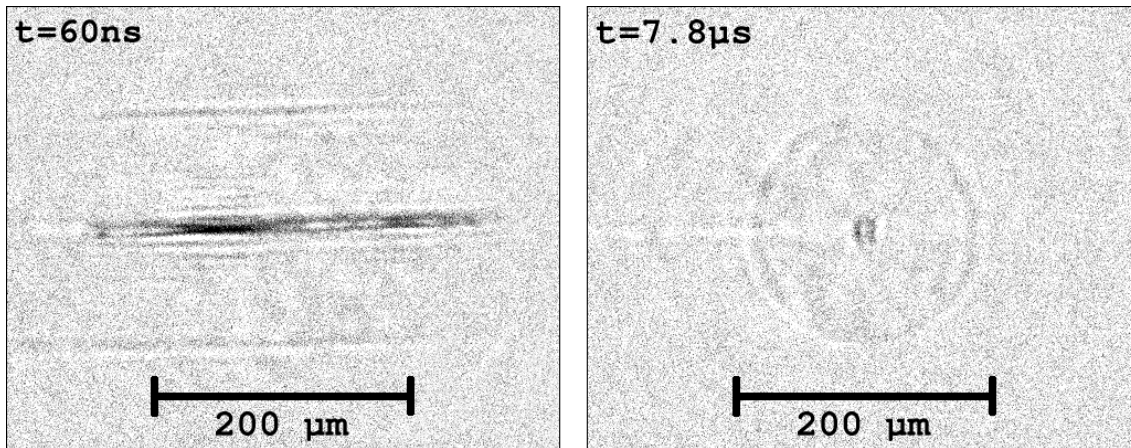
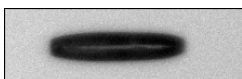


Abbildung 3.21: Schlierenaufnahme der Stoßwellen

Beim optischen Durchbruch ($8 \mu\text{J}$ Pulsenergie) wird eine zylindrische Stoßwelle emittiert (linkes Bild). Derselbe Bildausschnitt zeigt $7.8 \mu\text{s}$ später die beim Kollaps der Kavitationsblase entstehende sphärische Stoßwelle (rechtes Bild).

$90 \mu\text{m}$ oberhalb und unterhalb zeichnet sich die Stoßwelle ab, die entsprechend dem langgestreckten optischen Durchbruch zylindersymmetrisch emittiert wird. Die Blase schwingt auf und kollabiert $7.8 \mu\text{s}$ später. Das rechte Bild zeigt die dabei entstehende Stoßwelle sowie im Zentrum die Reste der Blase. Obwohl der Kollaps asphärisch erfolgt, ist bei der Stoßwelle keine Abweichung von der Kugelsymmetrie erkennbar. Aus den Fotos kann keine Differenz zur Schallgeschwindigkeit festgestellt werden: Die Ausbreitung erfolgt mit 1500 m/s . Daher erlauben sie auch keine quantitative Aussage über die Druckverhältnisse.

Für die Druckmessung wird das faseroptische Hydrophon FOPH 300 eingesetzt (siehe Abschnitt 2.1.5), dessen drucksensitives Faserende zentriert im Abstand d über dem optischen Durchbruch positioniert ist (Abb. 3.22). Wegen der geringen Empfindlichkeit des Hydrophons und der niedrigen zu messenden Drücke liegt das Nutzsignal im untersten Millivoltbereich und ist stark verrauscht. Zur Rauschreduktion mittelt ein Oszilloskop für jede Messung die Hydrophonspannung phasenstarr über 16 Laserpulse. Ein Messrechner speichert das gemittelte Signal. Bei sonst identischen Parametern wird die Höhe d in Schritten von $10 \mu\text{m}$ variiert. Abbildung 3.23 gibt einen grafischen Überblick über das Ergebnis für einen optischen Durchbruch mit $0.7 \mu\text{J}$ Pulsenergie. Die Hydrophonspannung legt den Grauwert fest. Eine (gemittelte) Messung entspricht einer waagerechten Linie. Abstände d unterhalb von $20 \mu\text{m}$ werden nicht gemessen, da der Laserfokus zu nah an die Glasfaser kommt (markiert als schwarzer Balken unten im Bild). Die senkrechten Streifen sind Artefakte von elektrischer Einstreuung, Ursache ist vermutlich die Hochspannung der Pockelszellen. Der helle Bereich rechts unten resultiert aus dem optischen Messprinzip: Die entstehende Kavitationsblase streut das Licht des Hydrophons zurück in die Glasfaser. Dieser Effekt überlagert das Nutzsignal und erschwert die Datenauswertung erheblich (s. u.). Er ist aber von Nutzen, um die Faser exakt über der Blase zu zentrieren. Die beim



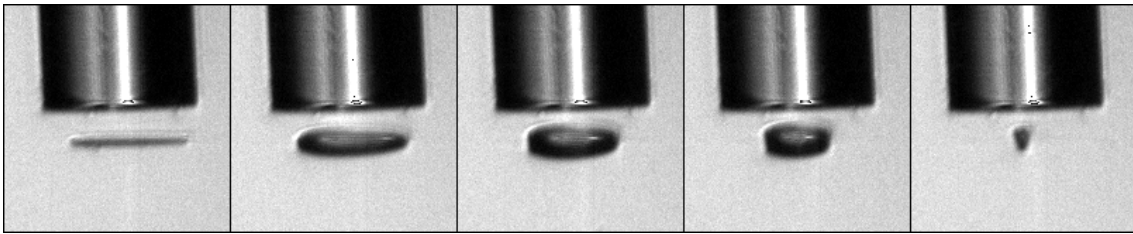


Abbildung 3.22: Optischer Durchbruch unter der Hydrophonglasfaser

Die Glasfaser (oben, Durchmesser $140\ \mu\text{m}$) steht im Abstand $d = 20\ \mu\text{m}$ über der optischen Achse. Der Laserpuls ($0.7\ \mu\text{J}$, von links) induziert eine Kavitationsblase (von links nach rechts: Bildabstand $1\ \mu\text{s}$) sowie die in der Abbildung nicht sichtbare Stoßwelle.

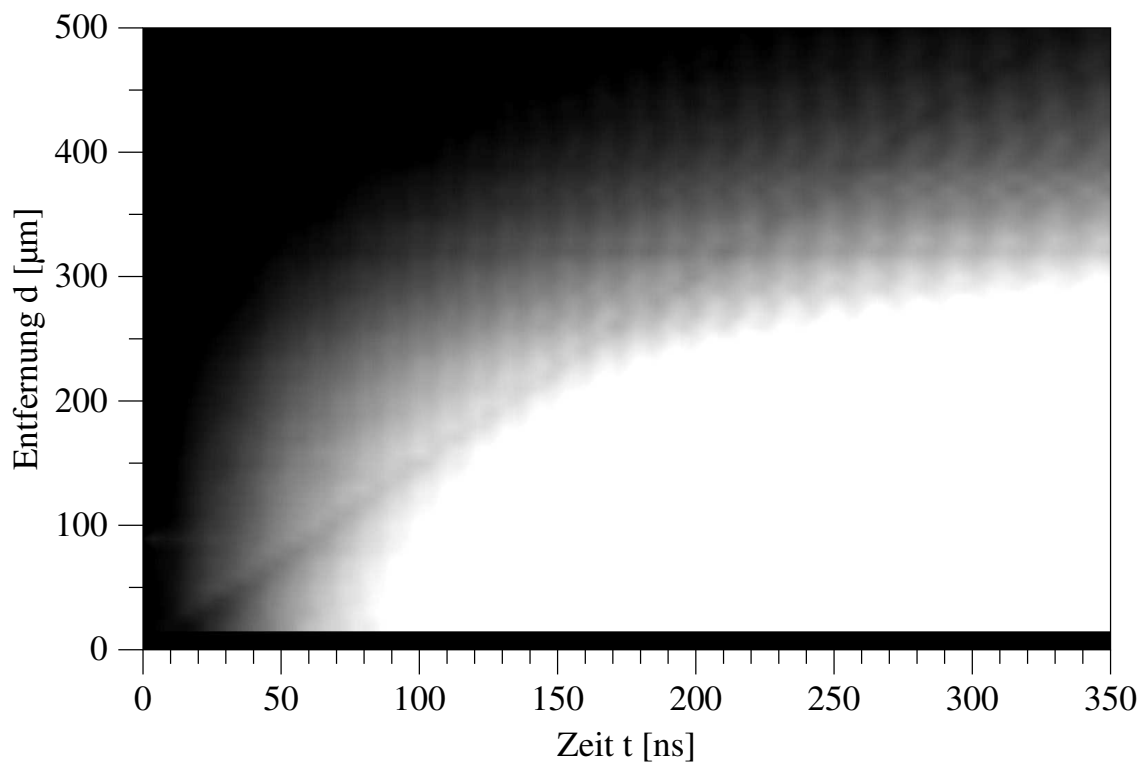
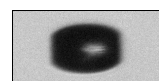


Abbildung 3.23: Hydrophonsignal der Durchbruchstoßwelle

Dargestellt ist das Signal des faseroptischen Hydrophons beim optischen Durchbruch ($0.7\ \mu\text{J}$ Pulsenergie). Die Hydrophonspannung bestimmt den Grauwert. Die beim Durchbruch emittierte Stoßwelle zeichnet sich schwach als Diagonale ab. Der helle Bereich rechts unten und die senkrechten Streifen sind Artefakte (siehe Text). In Entfernungen unter $20\ \mu\text{m}$ wird nicht gemessen (schwarz markiert).



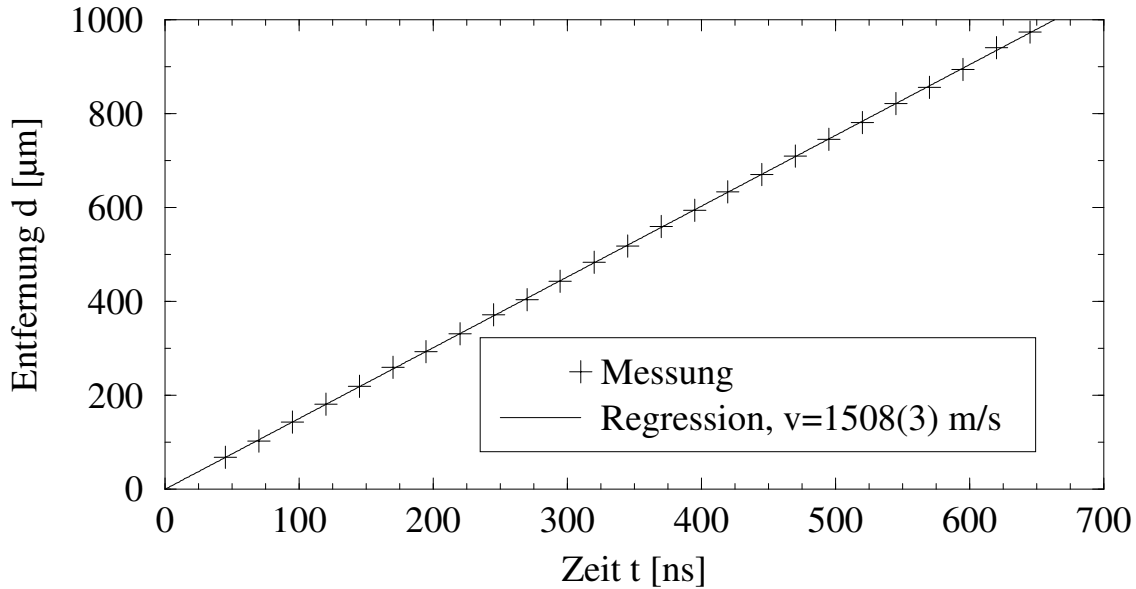


Abbildung 3.24: Ausbreitungsgeschwindigkeit der Durchbruchstoßwelle

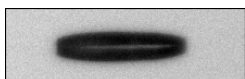
Die Position des Ersteinsatzes der Welle ist aufgetragen über der Zeit.

Durchbruch emittierte Stoßwelle zeichnet sich schwach als Diagonale ab. Sie startet bei $t = 0$ ns und trifft mit wachsender Entfernung zum Durchbruch verzögert an der Hydrophonspitze ein. Im Zeitbereich des Blasenkollapses kann aus den Hydrophondaten keine Schallemission nachgewiesen werden.

Aus der grafischen Darstellung wird für feste Zeiten die Position des Ersteinsatzes der Welle ausgemessen. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.24 dargestellt. Bereits direkt nach der Emission der Welle ist die Ausbreitung linear. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit v wird mit einer linearen Regression berechnet und beträgt

$$v = 1508(3) \text{ m/s}. \quad (3.16)$$

Für Bestimmung der quantitativen Druckwerte muss zunächst die Detektionsgeometrie betrachtet werden. Die druckempfindliche Fläche des Hydrophons ist die kreisförmige Bruchfläche der Glasfaser mit dem Radius $R = 70 \mu\text{m}$. Im ungünstigsten Fall, der Ausbreitung parallel zu dieser Fläche, braucht eine Schallwelle in Wasser also fast 100 ns um sie zu überstreichen. Für eine Messung in der Nähe der Schallquelle, wo die Wellenfront noch nicht hinreichend eben ist, muss daher dieser Laufzeiteffekt berücksichtigt werden. Aus den Schlierenaufnahmen ist bekannt, dass die Schallemission des optischen Durchbruchs sich in Form eines Zylindermantels ausbreitet (Abbildung 3.21). Die Ausbreitung entlang der radialen Richtung ϱ erfolgt mit der bereits gemessenen Schallgeschwindigkeit v , die Länge des Zylinders ist im vorliegenden Fall $z = 120 \mu\text{m}$ (vgl. Abb. 3.22, Länge des Durchbruchs). Mit der über der Schallquelle zentrierten Hydrophon-Glasfaser ergibt sich näherungsweise die in Abbildung 3.25 skizzierte Geometrie. Ein von der Schallquelle



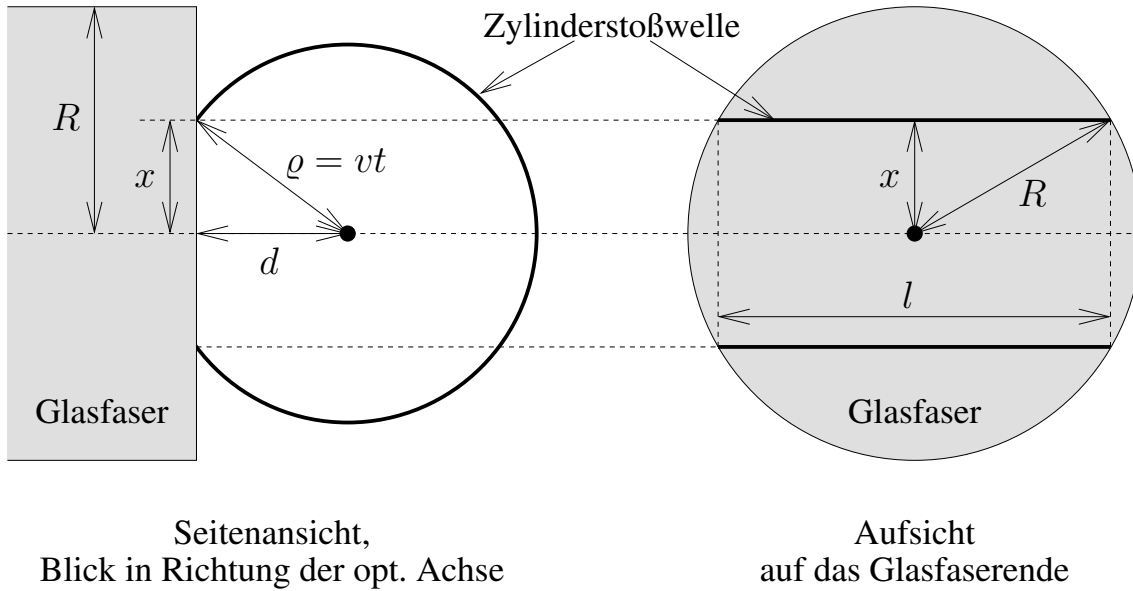


Abbildung 3.25: Detektionsgeometrie der Hydrophonmessung

Läuft eine zylindrische Stoßwelle über die Glasfaser des Hydrophons, so hat sie entlang der Strecke $2l$ Kontakt mit der druckempfindlichen Fläche.

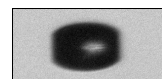
zu einem Zeitpunkt $t = 0$ ns emittierter Druck hat nach der Laufzeit t mit der druckempfindlichen Kreisfläche des Hydrophons Kontakt entlang der doppelten Strecke

$$l = 2\sqrt{R^2 - x^2} = 2\sqrt{R^2 + d^2 - \varrho^2} = 2\sqrt{R^2 + d^2 - v^2t^2}. \quad (3.17)$$

Dies gilt in den Grenzen $d^2 \leq v^2t^2 \leq R^2 + d^2$; außerhalb dieser Grenzen besteht kein Kontakt. Die geometrische Impulsantwort ist also

$$G(d, t) \propto \begin{cases} \sqrt{R^2 + d^2 - v^2t^2} & : d^2 \leq v^2t^2 \leq R^2 + d^2 \\ 0 & : \text{sonst} \end{cases}. \quad (3.18)$$

Der Proportionalitätsfaktor ergibt sich aus der Forderung, dass $G(d, t)$ keinen Einfluss auf einen statischen Druck haben darf, also $\int G dt = 1$ gilt. Nach dieser Normierung wird noch ein Faktor d/vt anmultipliziert, der den Druckabfall während der Ausbreitung über die Hydrophonfläche ausgleicht. Es wird sich zeigen (s. u., Gleichung (3.19)), dass dieser Faktor den realen Druckabfall besser beschreibt als ein Faktor $\sqrt{d/vt}$, den man hier wegen der Zylindergeometrie erwarten könnte. Wichtig ist, dass dieser Faktor lokal auf den Referenzdruck bei $\varrho = d$ normiert ist. Er korrigiert also keinesfalls eine Druckabnahme mit d , die durch die Messung erst ermittelt werden soll. Das gemessene Signal wird mit dieser Impulsantwort entfaltet. In dem Ergebnis sind sowohl die Verzerrungen beim Überstreichen der druckempfindlichen Fläche als auch der Laufzeiteffekt bis zum Eintreffen am Hydrophon kompensiert auf den Referenzpunkt $\varrho = d$. Diese Entfaltung ist nur im Bereich bis rund $300 \mu\text{m}$ relevant; für größere Entfernungen d wird G kürzer als die



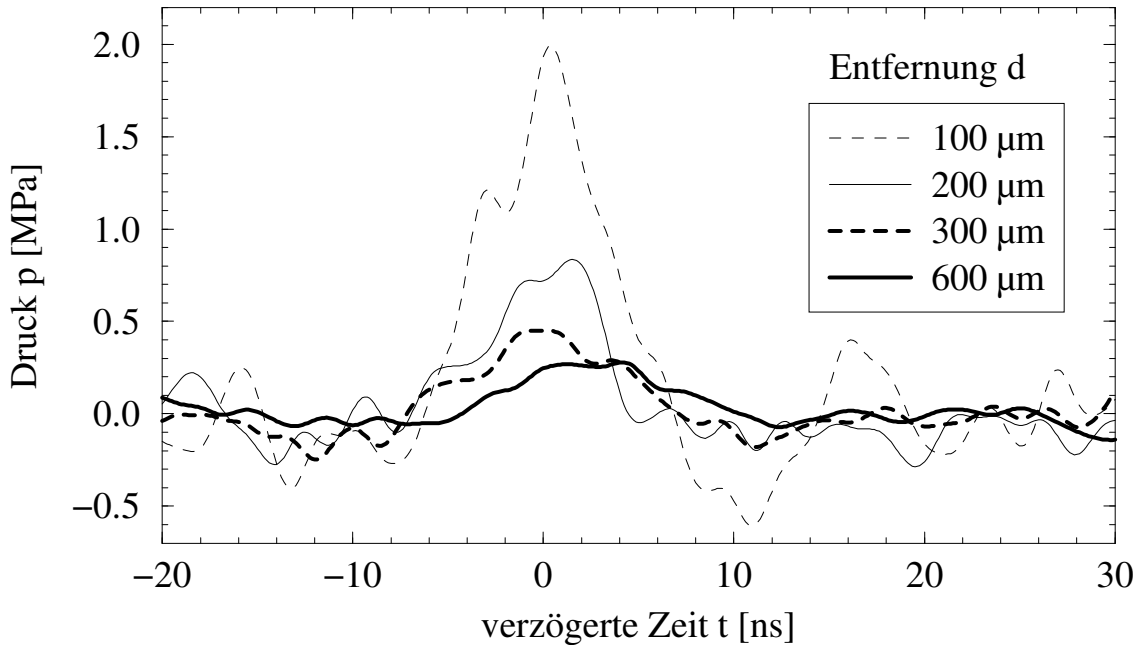


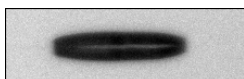
Abbildung 3.26: Druckwerte der Hydrophonmessung

Das entfaltete und kalibrierte Hydrophonsignal des optischen Durchbruchs (Pulsenergie $0.7 \mu\text{J}$) für verschiedene Entfernungen d ist über der verzögerten Zeit aufgetragen. Die um v/d verzögerte Zeit ergibt sich aus der Entfaltung und entspricht einer Transformation in das lokale Koordinatensystem am Ort des Hydrophons. Der Nullpunkt ist willkürlich gewählt.

erreichbare Zeitauflösung. Zudem weicht die Schallwelle in der Entfernung zunehmend von der Zylinderform ab. Eine zweite Entfaltung korrigiert die Impulsantwort des Hydrophons (siehe auch Abschnitt 2.1.5). Beide Entfaltungen sind mit einem Bessel-Tiefpass der Grenzfrequenz 200 MHz verbunden, der das hochfrequente Rauschen begrenzt.

Eine Mittelung über 7 Messungen (entsprechend $70 \mu\text{m}$) reduziert den Einfluss der elektrischen Einstreuung und das Rauschen. Die Rückstreuung des Hydrophonlichts durch die Blase erzeugt eine im relevanten Messbereich ansteigende Spannung. Sie ist wesentlich größer als das Stoßwellensignal und muss daher kompensiert werden. Dazu wird die Spannung im Zeitbereich der Stoßwelle lokal linear approximiert: Zunächst wird das gemessene Signal mit einem gleitenden Mittelwert über 5 ns geglättet und anschließend eine Gerade durch die Messwerte 20 ns vor und 40 ns nach der Stoßwelle gelegt. Diese Gerade wird von dem (ungeglätteten) Signal subtrahiert. Das so bereinigte Signal wird mit dem Kalibrierprogramm in Druckwerte umgerechnet (Abschnitt 2.1.5).

Im Resultat, Abbildung 3.26, ist der Druck der Stoßwelle noch immer von einem starken Rauschen überlagert, aber klar erkennbar. Die Dauer (Halbwertsbreite) der Stoßwelle liegt mit unter 10 ns an der Grenze der Auflösung. Die Druckwerte von wenigen Mega-



pascal in unmittelbarer Nähe des Durchbruchs sind um ein bis zwei Größenordnungen unter den typischen Werten von Nanosekundenlasern [82]. Die Abhängigkeit des an den entfalteten Daten gemessenen Maximaldrucks p_{max} von der Ausbreitungsentfernung ist in Abbildung 3.27 aufgetragen. Eine lineare Regression liefert die Fitfunktion

$$p_{max} = 165(48) \text{ MPa} \cdot (d/1 \text{ } \mu\text{m})^{-1.00(5)}. \quad (3.19)$$

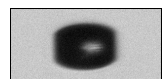
Auf den ersten Blick erscheint der gemessene Exponent -1 nicht mit der Zylindersymmetrie vereinbar; man würde eher einen Wert von -0.5 erwarten. Tatsächlich nähert sich der Maximaldruck einer Zylinderwelle jedoch bereits im Bereich $d \sim z/2$ dem einer sphärischen Welle an [13]. Zudem tritt im Nahbereich eine starke Dissipation auf, die sich in den für kleine d über der Regressionsgerade liegenden Messpunkten bereits andeutet. Damit zeigt sich über die gesamte gemessene Ausbreitung, dass der in der Entfaltung eingeführte lokale Korrekturfaktor für den Druck die realen Verhältnisse hinreichend gut beschreibt. Aus der Integration über den Zylindermantel und die Zeit erhält man die Energie der Schallwelle

$$E_{SW} = \frac{2\pi z d}{\rho_0 v} \int p(t)^2 dt, \quad (3.20)$$

wobei ρ_0 die Dichte des Wassers ist. Der Energieabfall mit zunehmender Ausbreitungsentfernung ist Abbildung 3.28 zu entnehmen. Neben der Berechnung über den Zylindermantel ist zum Vergleich die Berechnung über die Kugeloberfläche $4\pi d^2$ aufgetragen. Da die Welle mit der Entfernung auseinanderläuft, unterschätzt die Zylinderberechnung die Energie. Umgekehrt überschätzt die Kugelberechnung sie stark, da sich die Welle auch im Fernfeld nicht homogen über die Kugeloberfläche ausbreitet. Mit der Entfernung nimmt das Signal-Rauschverhältnis ab. Bei der Integration über p^2 führt das, insbesondere in der Kugelberechnung, zu einem erhöhten Energiewert mit einer großen Streuung. Die Berechnung über die Kugeloberfläche kann daher im Fernfeld lediglich als eine obere Schranke der Energie verstanden werden. Im Nahfeld $d < z/2$ unterschätzt sie dagegen die Energie. Um die Größe der Energie einzuordnen, bietet sich der Vergleich mit der mechanischen Energie E_B der Blase an: Aus dem maximalen Blasenvolumen berechnet sie sich zu rund 6 nJ.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass mit einem optischen Durchbruch von fs-Laserpulsen deutlich geringere Schallemissionen verbunden sind als dies z. B. bei ns-Laserpulsen der Fall ist. Der Druck erreicht um ein bis zwei Größenordnungen niedrigere Spitzenwerte. Die Druckdauer liegt unter 10 ns und damit rund eine Größenordnung niedriger. Ein Großteil der Schallenergie wird bereits in den ersten 100 μm der Ausbreitung dissipiert. Wenige Promille der Laserpulsenergie verlassen den Umkreis von 100 μm um die optische Achse in Form von Schallenergie. Auch dieser Wert liegt ein bis zwei Größenordnungen unter den typischen Werten von ns-Lasern.

G. Maatz und Mitarbeiter [48] messen bei $\tau_L = 250$ fs, $\lambda = 785$ nm und $E_L = 4 \mu\text{J}$ vergleichbare Druckwerte, aber deutlich höhere Halbwertsbreiten. Die vorliegenden Messungen bestätigen die in der Veröffentlichung geäußerte Vermutung, dass die hohe Dauer ein Artefakt der Messgeometrie sei. J. Noack und Mitarbeiter [60] messen bei $\tau_L = 300$ fs,



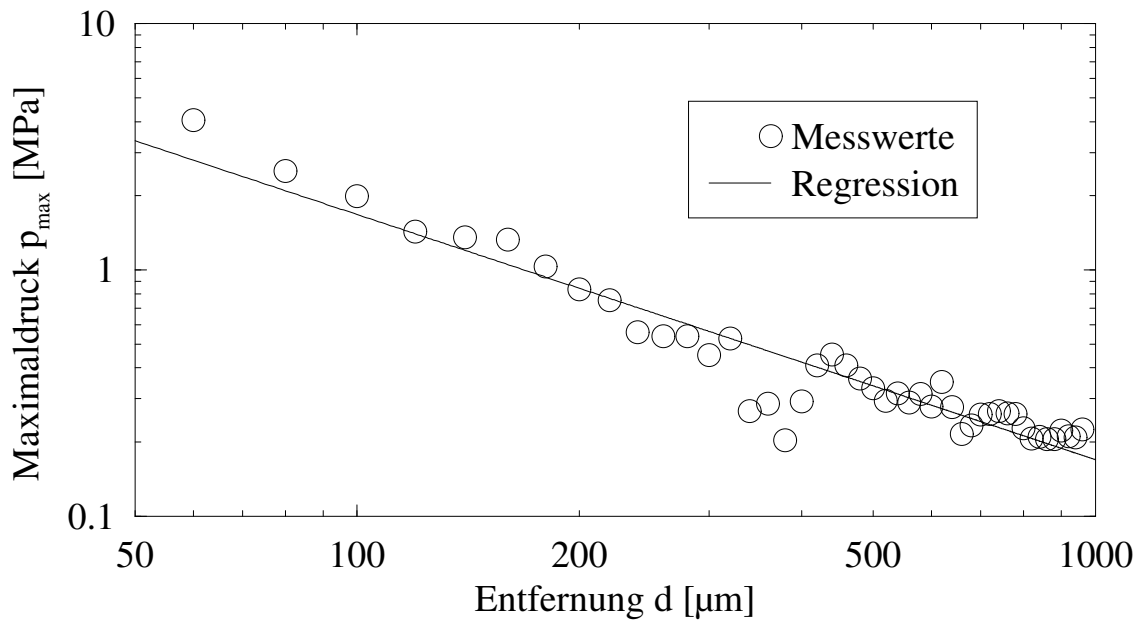


Abbildung 3.27: Maximaldruck der emittierten Stoßwelle

Der Maximaldruck der Stoßwelle folgt näherungsweise einem $1/d$ -Gesetz.

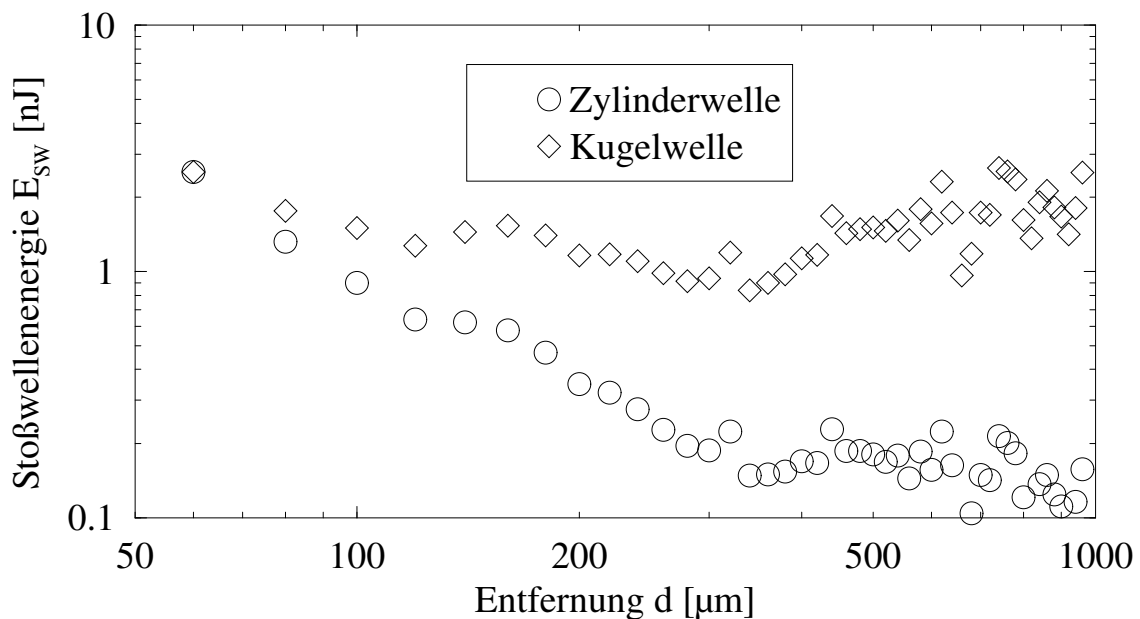
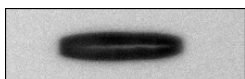


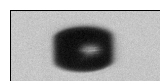
Abbildung 3.28: Stoßwellenenergie

Deutlich unter einem Prozent der Laserpulsenergie ($0.7 \mu\text{J}$) wird als Schall abgestrahlt. Die Berechnung unter Annahme einer Zylinderwelle unterschätzt, die unter Annahme einer Kugelwelle überschätzt die Energie im Fernfeld.



$\lambda = 580 \text{ nm}$ und $E_L = 1.7 \text{ } \mu\text{J}$ auflösungsbegrenzt 25 ns Halbwertsbreite. Die Druckwerte werden im nur Nahfeld bis 40 μm und im Fernfeld bei 6 mm Entfernung vom Fokus gemessen. Beim Vergleich mit der Fitfunktion (3.19) liegen die Werte bei 6 mm Entfernung um einen Faktor 2.5 über den vorliegenden. Im stark dissipationsbehafteten Nahfeld steigt die Abweichung erwartungsgemäß mit der Annäherung an den Fokus deutlich an.

Im Kollaps der Blase wird eine näherungsweise sphärische Stoßwelle abgestrahlt. Diese Emission ist so schwach, dass mit den vorgestellten Messmethoden keine quantitative Aussagen über sie getroffen werden können.



3.8 Kavitationslumineszenz

Während Kavitationslumineszenz von ns-Laserblasen gut untersucht ist [4, 65, 62], liegen für fs-Laserblasen nur sehr wenige dokumentierte Messungen vor. Tatsächlich können nach dem optischen Durchbruch bei zeitaufgelösten Messungen Leuchterscheinungen beobachtet werden. Entgegen den Erwartungen für Kavitationslumineszenz tritt das Licht aber nicht zu einem einzelnen Zeitpunkt, sondern über einen längeren Zeitraum auf.

Zur genaueren Untersuchung wird in dieser Arbeit die Lichtemission mit dem in Abbildung 3.29 skizzierten Aufbau spektral aufgelöst. Wahlweise über eine Glasfaser oder über das Fernmikroskop K2 wird das Licht aus der Region der Kavitationsblase auf einen Monochromator (Acton Research SpectraPro 275) geleitet. Ein nachgeschalteter Photomultiplier (Hamamatsu R3809U) registriert die Photonen. Er wird zur Rauschreduktion auf rund -20°C gekühlt. Das Signal des Photomultipliers wird mit einem schnellen Oszilloskop digitalisiert und auf einem Messrechner abgespeichert. Der Messrechner hat außerdem die Aufgabe, den Monochromator zu steuern.

Jede Messreihe umfasst 600 Laserpulse bei identischer Pulsenergie. Nach jedem Puls wird der Monochromator um ein Nanometer verstellt, wobei insgesamt der Bereich von 300 nm bis 900 nm abgetastet wird. Nach jeweils 5 Sekunden wird der nächste Laserpuls ausgelöst. Die Messung erfolgt in einem abgedunkelten Labor. Alle lichtemittierenden Anzeigen von Geräten werden mit schwarzer Folie abgeklebt; der Kontrollmonitor

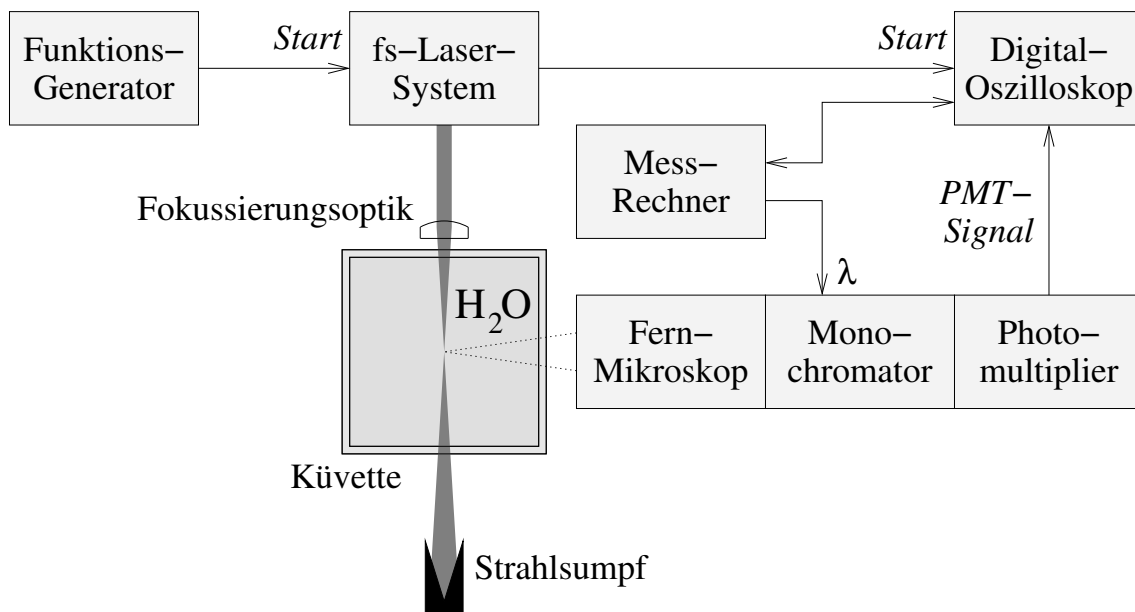
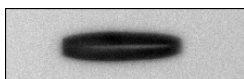


Abbildung 3.29: Aufbau zur Spektralanalyse

Licht aus dem Bereich der Kavitationsblase wird mit dem Fernmikroskop über einen steuerbaren Monochromator geleitet und von einem Photomultiplier registriert.



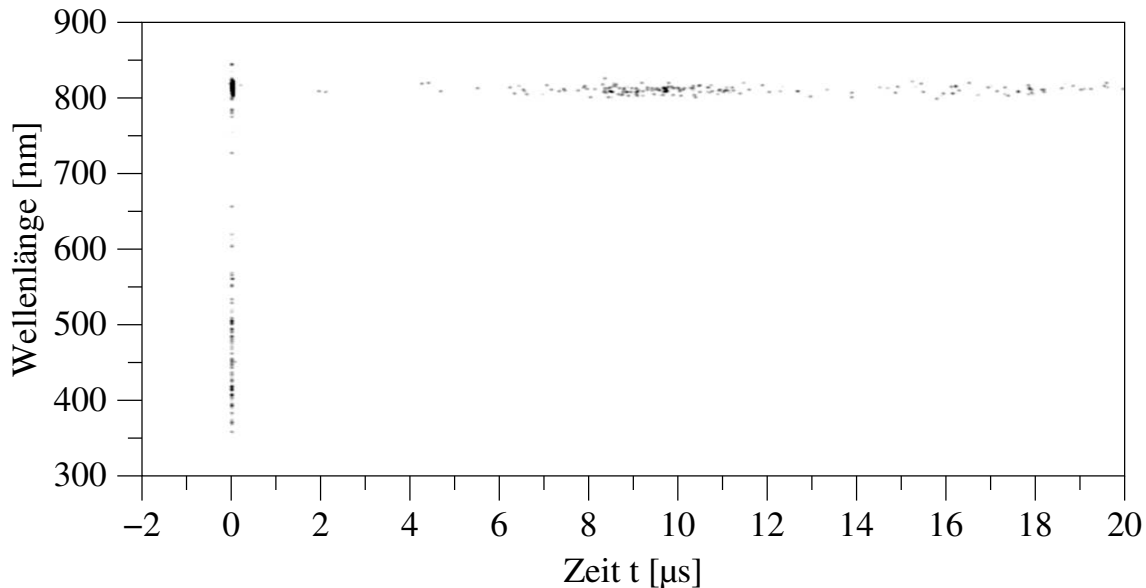
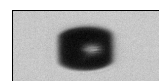


Abbildung 3.30: Wellenlängenspektrum der Leuchterscheinungen

Jeder Punkt entspricht einem detektierten Photon. Bei $t = 0 \mu\text{s}$ ist neben der Laserstrahlung (Wellenlänge 810 nm, Bandbreite 10 nm) das Plasmaleuchten des optischen Durchbruchs sichtbar. Im weiteren Zeitverlauf wird die Reststrahlung des Lasers an der Kavitationsblase gestreut. Diese Streuung ist maximal im Bereich nach dem Blasenkollaps bei $t = 8 \mu\text{s}$.

wird bei minimaler Helligkeit betrieben. Der so erzielte Nulleffekt setzt sich aus Restlicht und dem Reustrauchen der Photomultiplerröhre zusammen. Er liegt unter 10 Ereignissen pro Sekunde. Bei 600 Einzelmessungen und einer relevanten Messdauer von $20 \mu\text{s}$, also einer Gesamtmessdauer von 12 ms, ist im Mittel lediglich in jeder 8. Messreihe ein Hintergrundereignis zu erwarten. Messung und Auswertung erfolgen wegen der geringen Lichtintensität im Einzelphotonenbetrieb. Jedes Photon erzeugt eine Spannungsspitze mit der für den Photomultiplier typischen Impulshöhenstatistik. Diese hebt sich deutlich von dem elektrischen Rauschen ab, so dass jede Spannungsspitze unabhängig von ihrer Höhe einem detektierten Photon zugeordnet werden kann.

Das Resultat ist in [Abbildung 3.30](#) am Beispiel einer Kavitationsblase mit rund $8 \mu\text{s}$ Kollapsdauer aufgetragen (Elongationsverhältnis $\Gamma \sim 5$). Die Einzelmessungen der Messreihe entsprechen waagerechten Linien in der Auftragung. Spannungsspitzen werden unabhängig von ihrer Höhe als schwarzer Punkt dargestellt; jeder Punkt entspricht also einem detektierten Photon. Zum Zeitpunkt $t = 0 \mu\text{s}$ ist bei 810 nm die Wellenlänge und Bandbreite des Lasers zu erkennen. Zeitgleich wird das breitbandige Spektrum des Durchbruchplasmas registriert. Alle später detektierten Photonen liegen auf der Laserwellenlänge. Offensichtlich wird hier Reststrahlung aus dem Laser an der Kavitationsblase gestreut. Im und nach dem Kollaps streuen die Blase bzw. ihre Reste das Licht am besten, so dass der Eindruck entsteht, die Lichtemission hätte ihre Ursache in dem Blasenkollaps.



Die tatsächliche Ursache liegt in der Arbeitsweise des Lasersystems. Im Gegensatz z. B. zu einem gütegeschalteten Puls laser emittiert der regenerative Verstärker des Femtosekundenlasers kontinuierlich Laserstrahlung. Die Seedpulse koppeln mit einer Repetitionsrate von 81 MHz in den Verstärker ein. Davon wird jeweils ein einzelner ausgewählt und verstärkt. Alle anderen verlassen das System unverstärkt auf demselben Weg wie der Nutzpuls. Diese Emission ist zwar gering gegenüber dem Nutzpuls, kann aber bei empfindlichen Lichtdetektionen offensichtlich trotzdem stören. Das nach dem optischen Durchbruch detektierte Licht liegt folgerichtig auch auf einem 81 MHz-Raster (Abbildung 3.31).

Photonen können also nur dann einer Kavitationslumineszenz zugeschrieben werden, wenn sie im Zeitbereich des Blasenkollapses liegen und gleichzeitig nicht im Wellenlängenbereich der Laserstrahlung. Es wurden in den Messungen keine Photonen nachgewiesen, die diese Kriterien beide erfüllen.

Es soll nun abgeschätzt werden, wie hoch die Ansprache einer Messreihe für eventuelle Kavitationslumineszenz ist. Für eine kugelsymmetrische Lichtemission liefert die begrenzte Apertur ($f/9$, Kopplung vom Monochromator auf den Photomultiplier) über den abgedeckten Raumwinkel eine Ansprache von $1/1300$. Die spektrale Auflösung beträgt 3 nm. Bei einer angenommenen breitbandigen Lichtemission von 300 bis 900 nm verringert sich die Ansprache für eine Einzelmessung damit im Mittel um einen weiteren Faktor $1/200$. Zusammen mit der mittleren Quanteneffizienz des Photomultipliers (10%) wird in einer Einzelmessung ein emittiertes Photon mit der Detektionswahrscheinlichkeit $1/2600000$ nachgewiesen. Eine Messreihe besteht aus 600 Messungen abzüglich 50 Messungen in dem Wellenlängenbereich des Lasers. Analog der Argumentation von Ab-

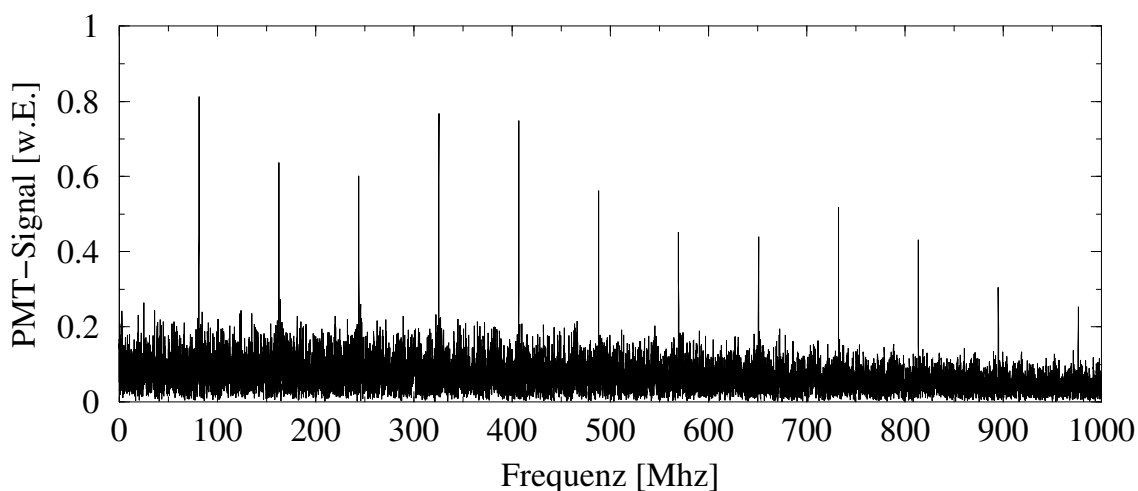
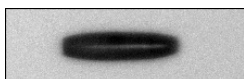


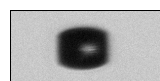
Abbildung 3.31: Zeitspektrum der Leuchterscheinungen

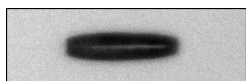
Die Lichtemissionen ab 100 ns nach dem optischen Durchbruch erscheinen im 81 MHz-Raster, entsprechend der Repetitionsrate des Lasers.



schnitt 4.4.1, Gleichung (4.1) kann damit aus einer Messreihe geschlossen werden, dass pro Blasenkollaps im Mittel nicht mehr als 5000 Photonen emittiert wurden, da andernfalls eines detektiert worden wäre.

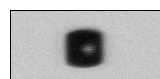
Die untersuchten fs-Laserblasen weisen also keine signifikante Kavitationslumineszenz auf. Folgt man der Analogie zu ns-Laserblasen in der Nähe von Grenzflächen, so wird das Ausbleiben einer Lumineszenz verständlich: Stört man die sphärische Geometrie von ns-Laserblasen durch die Annäherung einer Grenzfläche, so wird die Kavitationslumineszenz mit zunehmender Asphärizität der Blase ebenfalls unterdrückt [62].





Kapitel 4

Nanosekunden-Laserblasen



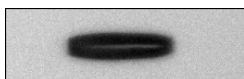
4.1 Zielsetzung

Allgemein ist anerkannt, dass im Kollaps von Kavitationsblasen extreme Druck- und Temperaturverhältnisse herrschen können. Wiederholt wurde über die Möglichkeit diskutiert, diese Bedingungen zur Fusion von Deuteriumkernen zu nutzen [6, 57]. Messungen an Einzelblasen-Sonolumineszenz in D_2O haben bisher keine Neutronenemission nachweisen können [29].

Taleyarkhan et al. berichteten von einer Messung, bei der die Emission von Neutronen und die Produktion von Tritium beobachtet wurde [80]. Eine Korrelation mit dem Auftreten von Sonolumineszenz wurde festgestellt. Die Messung erfolgte an deuteriertem Aceton in einem Ultraschallresonator. Die Ultraschallintensität wurde unterhalb der Kavitationsschwelle gehalten. Erst Neutronen einer gepulsten 14 MeV-Neutronenquelle induzierten dann eine Vielzahl von Kavitationsblasen auf einmal. Der Vorteil dieses Verfahrens gegenüber der Einzelblasen-Sonolumineszenz ist ein stark erhöhtes Verhältnis von Blasenminimal- zu -maximalradius: Neutronen erzeugen über ihre Rückstoßkerne Kavitäten, deren Anfangsgrößen lediglich im sub-Mikrometerbereich liegen [45, 85]. Aceton wurde als Flüssigkeit gewählt, da es hohe Zugspannungen ohne frühzeitige Kavitation erlaubt. Zudem sollte sein hoher Rekondensierungsfaktor α sowie das Entgasen der Flüssigkeit die abfedernde Wirkung von Dampf- und Gasinhalt der Blase reduzieren. Eine zweite Arbeitsgruppe konnte die Korrelation an derselben Apparatur nicht nachvollziehen [75].

In dem folgenden Abschnitt soll überprüft werden, inwieweit laserinduzierte Kavitation zur Klärung dieser Fragestellung beitragen kann [24]. Im Gegensatz zu Vielblasensystemen entsteht bei laserinduzierter Kavitation pro Laserpuls nur genau eine Kavitationsblase. Ihr erster Kollaps kann leicht durch den Lumineszenzblitz detektiert werden. Sollte dabei eine Fusion stattfinden, so muss die Neutronendetektion innerhalb eines kurzen Zeitfensters koinzident mit der Lumineszenz sein. Durch die Kürze dieses Zeitfensters wird die Hintergrundstrahlung praktisch vollständig unterdrückt. Da kein Neutronengenerator benötigt wird, entfällt eine mögliche Quelle fehlinterpretierbarer Neutronen.

Die Fragestellung beschränkt sich hier ausdrücklich auf die Möglichkeit einer Fusion im Blasen kollaps; der Zeitbereich des Laserplasmas wird explizit ausgenommen. Fusion in Laserplasmen ist bekannt, sie kann z.B. mit hochintensiven Femtosekunden-Laserpulsen erzeugt werden [15].



4.2 Aufbau

Der Aufbau besteht aus verschiedenen Funktionsgruppen, die im Folgenden beschrieben werden (vergleiche auch Abb. 4.1):

- Laser,
- Fokussierungsoptik,
- Küvette,
- Lumineszenzdetektion,
- Neutronendetektion,
- Laserpulsenergie-Messung,
- Kollapsdauer-Messung.

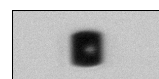
Als Laser kommt ein frequenzverdoppelter Nd:YAG (Spectra-Physics Quanta-Ray PIV-400) zum Einsatz. Seine Pulsdauer beträgt rund 8 ns bei 532 nm Wellenlänge und einem Strahldurchmesser von 9 mm. Für alle Messungen wird die Puls-Repetitionsrate auf 0.5 Hz beschränkt, um zu vermeiden, dass die Erzeugung einer Blase von Resten der vorhergehenden beeinflusst wird.

Der Strahl wird mit der in Abschnitt 2.3 beschriebenen Optik OPT13 direkt in eine Küvette fokussiert. Für die Küvette standen zwei Typen zur Auswahl:

- Küvette 1: kommerzielle Küvette (Hellma 704.003, Innenmaß 50 mm × 50 mm × 50 mm, Wandstärke 2.5 mm) mit seitlich eingefräster Öffnung zur Aufnahme der Optik; für Normaldruck,
- Küvette 2: Spezialanfertigung aus Edelstahl mit aufgesetzten Quarzfenstern (Innenmaß 60 mm × 60 mm × 70 mm, Wandstärke 5 mm, Quarzfenster \varnothing 50 mm D 8 mm); für erhöhten statischen Druck bis 1.1 MPa.

Beide Küvetten sind auf je einem Wärmetauscher montiert, über den sie gekühlt werden können.

Ein Photomultiplier (Hamamatsu R5600U-06, Messkopf Seefelder Messtechnik M15FK-V5D) überwacht alle Lichtemissionen aus der Küvette. Ein schnelles Oszilloskop (Oszilloskop 1, HP 54845A, 1.5 GHz Analogbandbreite) zeichnet sein Signal mit einer Abtastrate von 4 GS auf. Die Kavitationslumineszenz wird nach dem folgenden Verfahren von den übrigen Lichtemissionen abgetrennt. Bereits vor dem Photomultiplier blockiert ein Farbfilter die Wellenlänge des Laserpulses. Die breitbandigen Emissionen des Laserplasmas werden zeitlich ausgeblendet. Ein Delaygenerator erzeugt ein gegenüber dem Laserpuls



um $70 \mu\text{s}$ verzögertes Freigabesignal. Sobald dieses Freigabesignal anliegt, triggert der nächste Impuls des Photomultipliers das Oszilloskop. Damit ist der Triggerzeitpunkt von Oszilloskop 1 identisch mit dem Auftreten der Kavitationslumineszenz.

Aufbau und Eigenschaften des Neutronendetektors sind in Anhang B beschrieben. Die Messdatenauswertung erfolgt anhand der Spitzenspannungen zweier Signale, die von der Detektorelektronik erzeugt werden. Das eine Signal liefert ein Maß für die Energie der detektierten Strahlung. Es wird für die Kalibrierung des Detektors und die Berechnung der Ansprache benötigt; in die Auswertung der Messungen dieses Kapitels geht es nicht explizit mit ein. Das zweite Signal liefert eine qualitative Aussage über die Strahlungsart („TAC-Signal“). Die Spitzenspannungen beider Signale werden digitalisiert und von Messrechner 2 nach Größe sortiert in Histogrammkanälen abgespeichert. Digitalisierung und Speicherung der Daten erfolgen wahlweise freilaufend oder im Koinzidenzbetrieb. Im freilaufenden Betrieb werden alle detektierten Ereignisse abgespeichert. Diese Betriebsart wird für die Kalibrierung mit Referenzstrahlungsquellen benötigt. Im Koinzidenzbetrieb, dem eigentlichen Messbetrieb, steuert der Triggerausgang von Oszilloskop 1 die Elektronik. Die Datenaufzeichnung wird jeweils lediglich für ein Zeitfenster von 545 ns freigeschaltet. Unter Berücksichtigung der verschiedenen Verzögerungen beginnt dieses Fenster 90 ns vor dem Lumineszenzblitz.

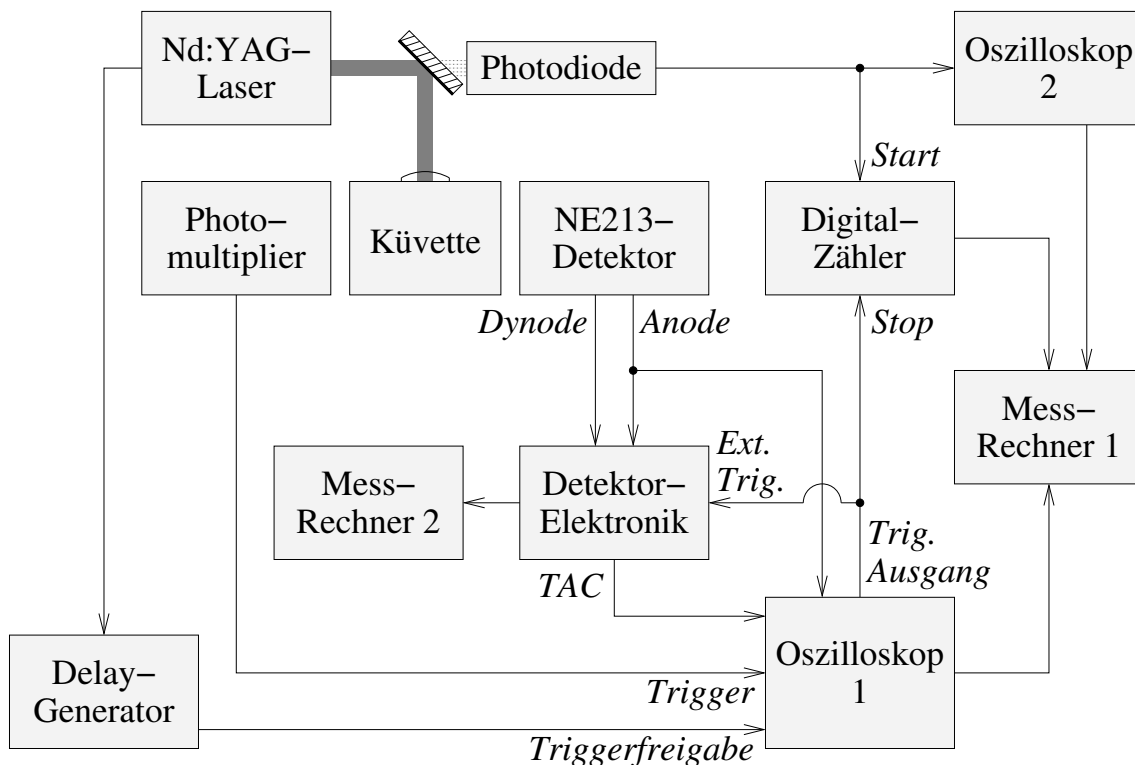
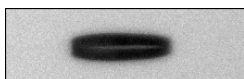


Abbildung 4.1: Schaltschema des Aufbaus zur Neutronendetektion



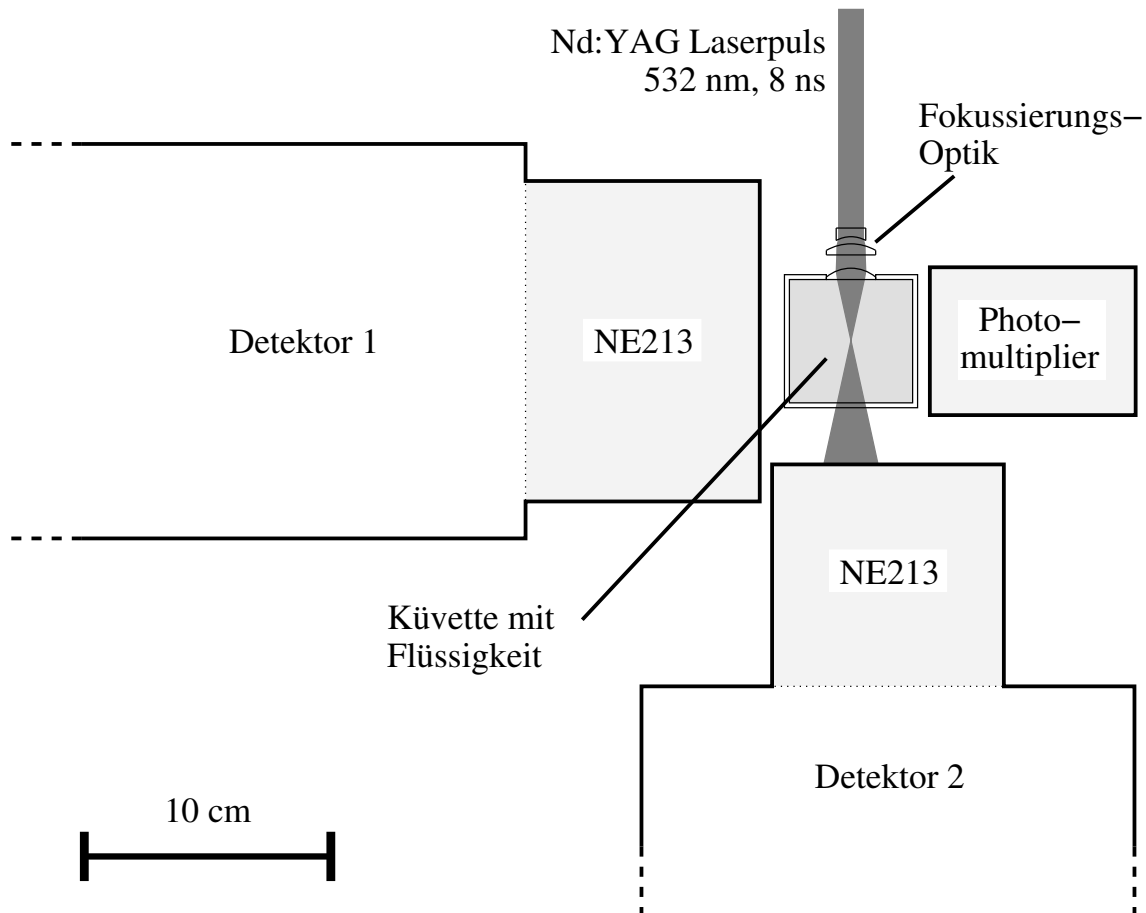
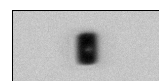


Abbildung 4.2: Geometrische Anordnung von Küvette und Detektoren

Die Darstellung zeigt maßstabsgetreu den Aufbau um Küvette 1. Die Vorderkante des empfindlichen Volumens von Detektor 1 ist 4 cm von dem Laserfokus entfernt. Für Küvette 2 erhöht sich dieser Abstand auf 6 cm.

Im Streulicht hinter einem Umlenkspiegel überwacht eine Photodiode die Laserpulse. Oszilloskop 2 misst die Amplitude des Photodiodensignals, die ein Maß für die Laserpulsenergie ist. Das Photodiodensignal startet einen Digitalzähler, den der Triggerausgang von Oszilloskop 1 wieder stoppt. Der Zähler ermittelt so die Zeit vom Laserpuls bis zur Kavitationslumineszenz, also die Kollapszeit der Blase.

Um den Zeitverlauf der einzelnen Ereignisse genau rekonstruieren zu können, wird neben dem Photomultipliersignal auch das TAC-Signal sowie das Anodensignal des Detektors digitalisiert. Alle Messdaten der Oszilloskope und des Digitalzählers werden von Messrechner 1 abgespeichert. Dieser ermittelt auch die Anzahl der Laserpulse, bei denen keine Kavitationslumineszenz festgestellt wurde. In Abb. 4.1 ist der gesamte Messaufbau schematisch zusammengefasst. Abb. 4.2 zeigt die geometrische Anordnung der Detektoren um die Küvette 1.



4.3 Messungen

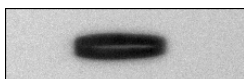
Die Messungen beschränken sich auf die Flüssigkeiten Wasser, Aceton und deren deuterierte Varianten D_2O und C_3D_6O mit einem Deuterierungsgrad von jeweils $> 99\%$. Bei jedem Wechsel der Flüssigkeit wird die Aberrationskompensation der Optik neu eingestellt. Einstellkriterium ist die minimale Durchbruchschwelle. Wahlweise können entweder Neutronenmessungen durchgeführt oder hochgeschwindigkeitskinematografische Filme aufgenommen (siehe Abschnitt 2.1.3) werden. Gleichzeitige Messungen sind nicht möglich, da durch den Beleuchtungsblitz beim Fotografieren die Kavitationslumineszenz nicht detektiert werden kann, also der Koinzidenzbetrieb verhindert wird.

Die Neutronenmessungen wurden ausschließlich mit den deuterierten Flüssigkeiten durchgeführt. In verschiedenen Messreihen wurden Laserpulsenergie, statischer Druck, Temperatur und Gasgehalt der Flüssigkeit variiert. Optimierungskriterium war dabei die Intensität der Lumineszenz. Jede Messreihe umfasste einige hundert bis über tausend Lumineszenzblitze.

- **Laserpulsenergie:** Niedrige Pulsenergien führen zu kleinen Blasen, bei hohen Pulsenergien werden die Blasen asphärisch. Das Optimum für die Lumineszenz liegt, abhängig vom statischen Druck, bei mittleren Pulsenergien. Die meisten Versuche wurden bei Energien um 5 mJ durchgeführt (Blasenmaximalradius 1.4 mm bei 0.1 MPa).
- **Statischer Druck:** Die Messungen wurden entweder bei Normaldruck in Küvette 1 oder bei variablem statischen Druck bis 1.1 MPa in Küvette 2 durchgeführt. Der typische Druck lag um 0.5 MPa.
- **Temperatur:** Bei niedrigen Temperaturen verstärkt sich die Kavitationslumineszenz. Für D_2O lagen die Versuche daher bei Temperaturen zwischen $10^\circ C$ und dem Gefrierpunkt ($4^\circ C$), für Aceton bei bis zu $-8^\circ C$.
- **Gasgehalt:** Es bestätigte sich, dass der Gasgehalt – im Gegensatz zur Sonolumineszenz – bei laserinduzierter Kavitationslumineszenz eine untergeordnete Rolle spielt. Luftgehalte von der Sättigung bis unter 5% sowie Lösungen von Argon und Deuterium wurden untersucht.

In D_2O wurden über 58000 Blasen erzeugt, deren Kavitationslumineszenz hell genug war, das Oszilloskop zu triggern. Rund die Hälfte der Blasen wurden bei Normaldruck in Küvette 1 erzeugt, die andere Hälfte in Küvette 2 bei erhöhtem statischen Druck.

Bei insgesamt rund 10000 laserinduzierten Blasen konnte weder in deuteriertem noch in normalem Aceton ein Lumineszenzblitz detektiert werden. Neutronen-Koinzidenzmessungen waren daher nicht realisierbar. Um eine mögliche Ursache für das Ausbleiben der Lumineszenz zu finden, wurden Mischungen von Aceton und Wasser kinematografisch untersucht.



4.4 Ergebnisse und Diskussion

4.4.1 Neutronenmessungen

In schwerem Wasser wurden insgesamt etwa 58000 Blasen erzeugt, deren Kavitationslumineszenz hell genug war, den Trigger auszulösen. Die Koinzidenzschaltung aktivierte dabei die Detektion für eine Gesamtdauer von 32 ms. Innerhalb dieser Dauer wurden 6 Ereignisse nachgewiesen. Dieser Wert liegt in der Größenordnung der erwarteten Hintergrundstrahlung. *Keines dieser Ereignisse fällt in den Neutronenbereich des TAC-Spektrums.* Zwei der Ereignisse sind in Abbildung 4.3 dargestellt, zusammen mit der Nullmessung sowie einer Kalibrierungsmessung. Ihre TAC-Kanalnummern (Pfeile) fallen eindeutig in den γ -Bereich. Abbildung 4.4 zeigt die Oszilloskopregistrierung eines Ereignisses. Die grauen Flächen markieren die Bereiche, in denen die TAC-Spitzenspannung für γ -Quanten (unten) bzw. Neutronen (oben) liegt. Sie entsprechen den Halbwertsbreiten der Maxima aus Abbildung 4.3. Ein tatsächliches Fusionsereignis hätte ein TAC-Signal, das bis in die obere graue Fläche (Neutronenbereich) reicht. Zudem müsste das Detektor-Anodensignal schneller auf das PMT-Signal folgen.

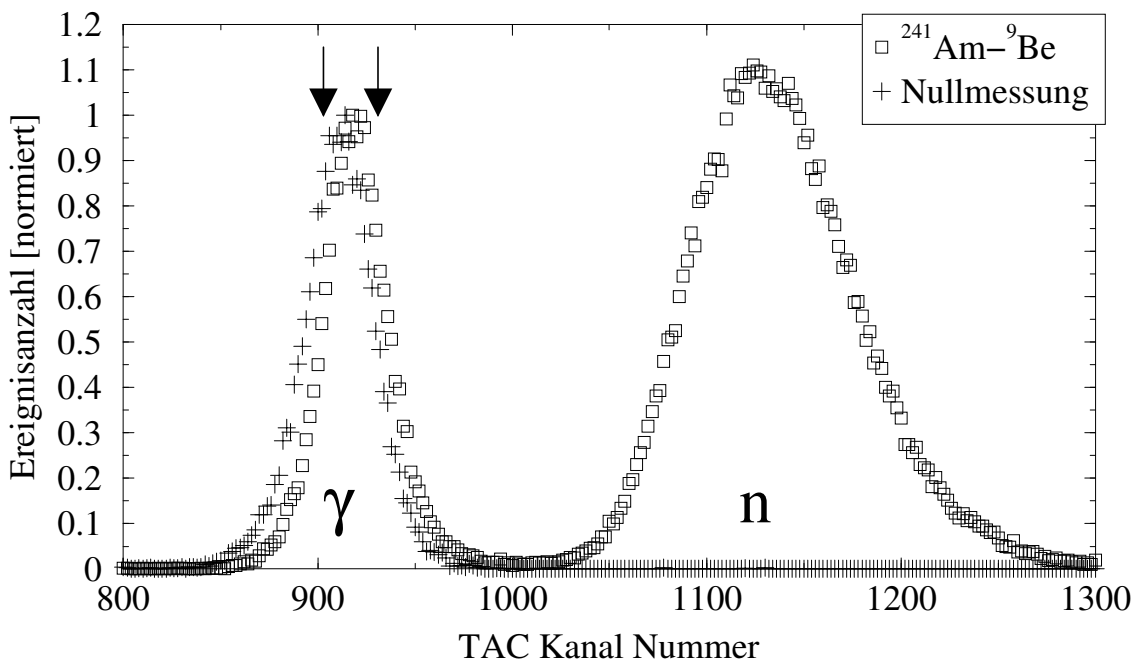
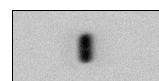


Abbildung 4.3: Koinzidente Ereignisse im TAC-Spektrum

Die Pfeile markieren die TAC-Kanalnummern von zwei in Koinzidenz gemessenen Ereignissen aus einer Messreihe von 8400 Lumineszenzblitzen. Zum Vergleich sind die im freilaufenden Betrieb gewonnenen Histogramme der Nullmessung und der Am-Be Kalibrierung aufgetragen.



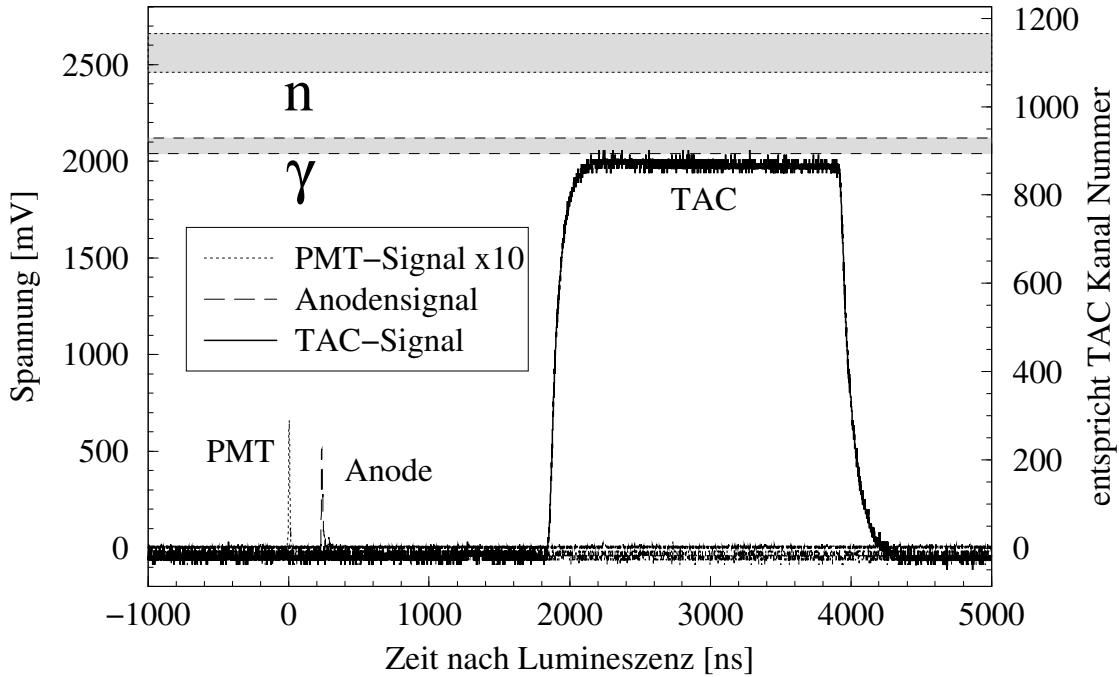


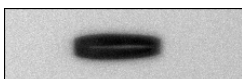
Abbildung 4.4: Oszilloskopregistrierung eines Ereignisses

Die grauen Flächen markieren die TAC-Spitzenspannungen, die für γ -Quanten (unten) und Neutronen (oben) auftreten. Sie entsprechen den Halbwertsbreiten der Maxima aus Abbildung 4.3.

Es wird nun eine Obergrenze abgeschätzt, wieviele Neutronen maximal der Detektion entgangen sein könnten. Dazu wird gefordert, dass die zu Grunde liegende Poisson-Statistik für den Messwert von null Neutronen die Wahrscheinlichkeit $P(0) > \exp(-1)$ erfüllt, also die gemessene Stichprobe mit mindestens 37% Wahrscheinlichkeit den Wert Null misst. Dann folgt aus $P(0) = x^0 \cdot \exp(-x)/0! = \exp(-x) > \exp(-1)$ der Erwartungswert $x < 1$. Mit dem Stichprobenumfang von $n = 58000$ Messungen ist die Wahrscheinlichkeit, bei einer einzelnen Messung ein Neutron zu messen $x/n < 1/58000$. Die Untergrenze für die Ansprache des Detektors liegt für Küvette 1 bei 5%, für Küvette 2 bei 3%. Da jede Küvette jeweils für die Hälfte der Messungen genutzt wurde, ergibt sich im Mittel eine Ansprache $A > 4\%$. Mit dieser Ansprache ist die Anzahl der pro Lumineszenzblitz emittierten Neutronen

$$N = x/nA < \frac{1}{0.04 \cdot 58000} < 5 \cdot 10^{-4}. \quad (4.1)$$

Diese Obergrenze soll im Folgenden mit der theoretischen Ausbeute aus d-d Kernfusionen in einem Plasma verglichen werden. Eine d-d Kernfusionen führt mit annähernd gleicher Wahrscheinlichkeit zu den Produkten ${}^3\text{H} + \text{p}$ oder ${}^3\text{He} + \text{n}$, daher ist die Neutronenaus-



beute die halbe Reaktionsausbeute:

$$N_n = N_{dd}/2. \quad (4.2)$$

Bei einer mittleren Deuteronendichte ρ_d in dem Volumen V_c und der Brenndauer τ des Plasmas ist die Reaktionsausbeute

$$N_{dd} = \frac{1}{2} \langle \sigma v \rangle \tau V_c \rho_d^2. \quad (4.3)$$

Der mittlere Reaktionsparameter $\langle \sigma v \rangle$ für d-d Kernfusionen in einem Plasma der Temperatur T [keV] mit maxwellverteilten Geschwindigkeiten der Deuteronen ist gegeben durch (siehe Abb. 4.5, [25])

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{2.33 \cdot 10^{-20}}{T^{2/3}} \cdot \exp\left(-\frac{18.76}{T^{1/3}}\right) \text{ m}^3/\text{s}. \quad (4.4)$$

Angewandt auf die Kavitationslumineszenz sind die Parameter von Gleichung (4.3) nicht eindeutig bestimmbar, da der genaue Mechanismus der Lumineszenz bis heute ungeklärt ist. Insbesondere besteht die Frage, welchen Ionisierungsgrad für ein Plasma man überhaupt voraussetzen darf.

Es soll hier angenommen werden, dass für die Dauer der Lumineszenz ein vollständig ionisiertes Plasma innerhalb der Blase vorliegt. Damit ist τ die Lumineszenzdauer, die

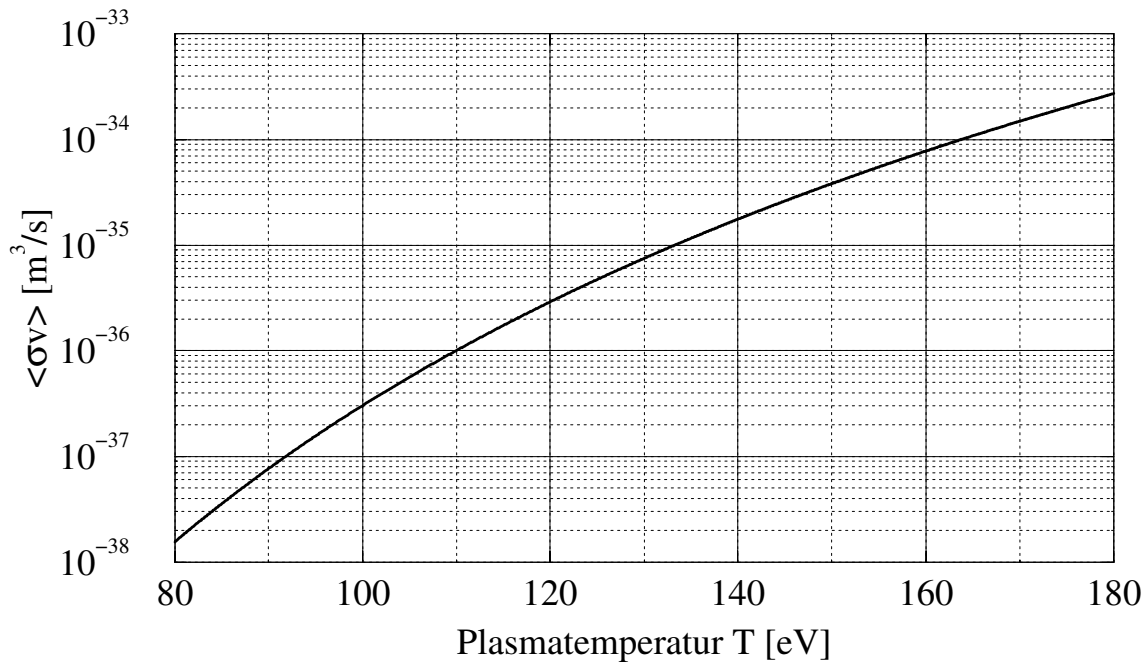
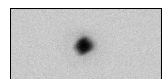


Abbildung 4.5: Reaktionsparameter $\langle \sigma v \rangle$ für eine d-d Kernfusion



mit einem schnellen Photomultiplier (Hamamatsu R3809U) gemessen wird. Sie beträgt $\tau > 5$ ns (siehe auch [62]).

Für eine Abschätzung der Dichte ρ_d wird zunächst das Volumen V_0 der Blase im Gleichgewichtszustand bestimmt. Dieses wird aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen nach dem Abklingen der Oszillationen gewonnen. In diesem Volumen ist die Moleküldichte gegeben durch die Zustandsgleichung des idealen Gases. Die untere Grenze für die Kerndichte $\rho_{K,0}$ ergibt sich aus der Annahme, dass alle Ionen rekombiniert sind. Die Gasmoleküle sind dann mindestens zweiatomig (D_2 , O_2) und es folgt

$$\rho_{K,0} \geq 2 \cdot \frac{p}{k_B T} = 5 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}. \quad (4.5)$$

Dabei ist $T = 278$ K die Temperatur, $p = 10^5$ Pa der Druck und k_B die Boltzmann-Konstante. Zur Ermittlung der in V_0 herrschenden Deuteronendichte $\rho_{d,0}$ nehmen wir an, dass der Deuteronenanteil von $2/3$ der Kerne des schweren Wassers auch in dem Durchbruchplasma und seinen Folgeprodukten erhalten bleibt:

$$\rho_{d,0} = \frac{2}{3} \rho_{K,0} > 3 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}. \quad (4.6)$$

Weiter wird angenommen, dass die Deuteronenanzahl in diesem Volumen bereits im Kollapsvolumen enthalten war und dieses mit dem Plasmavolumen V_c identisch ist, woraus folgt:

$$\rho_d = \rho_{d,0} V_0 / V_c. \quad (4.7)$$

Das Kollapsvolumen kann aus den Hochgeschwindigkeitsfotos nicht ermittelt werden. Aus numerischen Berechnungen ist aber bekannt, dass für die beobachteten Maximal- und Gleichgewichtsradien in jedem Fall ein Volumen-Kompressionsfaktor

$$K := V_0 / V_c > 500 \quad (4.8)$$

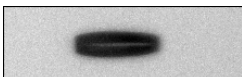
erreicht wird. Zusammengefasst ist nach den getroffenen Annahmen die Neutronenausbeute eines Blasenkollapses:

$$N_n = \frac{1}{4} \langle \sigma v \rangle \tau V_0 K \rho_{d,0}^2 \quad (4.9)$$

$$\Leftrightarrow \langle \sigma v \rangle = \frac{4 N_n}{\tau V_0 K \rho_{d,0}^2}. \quad (4.10)$$

Mit den Werten

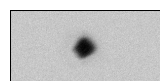
$$\begin{aligned} V_0 &> 10^{-12} \text{ m}^3, \\ K &> 5 \cdot 10^2, \\ \tau &> 5 \cdot 10^{-9} \text{ s}, \\ \rho_{d,0} &> 3 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3} \end{aligned}$$



und nach Abschätzung (4.1) einer Neutronenausbeute von $N_n = N < 5 \cdot 10^{-4}$ folgt

$$\langle \sigma v \rangle < 10^{-36} \text{m}^3/\text{s}. \quad (4.11)$$

Dem entspricht nach Gleichung (4.4) eine Plasmatemperatur $T < 110$ eV. Wegen der starken Temperaturabhängigkeit des Reaktionsparameters führen Änderungen in der Abschätzung zu vergleichsweise geringen Änderungen in der Temperatur (siehe auch Abb. 4.5). Berücksichtigt man Fehler in den Annahmen mit einem Faktor 100 in $\langle \sigma v \rangle$, so erhöht sich die Grenze für die Plasmatemperatur auf $T < 170$ eV. Nach dieser Abschätzung kann die erreichte mittlere Plasmatemperatur nicht über 170 eV ($2 \cdot 10^6$ K) gelegen haben, da andernfalls Neutronen detektiert worden wären.



4.4.2 Lumineszenz und Dynamik

In Aceton und deuteriertem Aceton wurden insgesamt rund 10000 Laserblasen erzeugt. Bei keiner wurde eine Kavitationslumineszenz nachgewiesen. Dies steht nicht im Widerspruch zu der Arbeit von Taleyarkhan et al. [80], da sowohl die Druckverhältnisse als auch der Blaseninhalt (s. u.) nicht vergleichbar sind. Zudem wird in der Arbeit von 1000 Blasen in einem Cluster mit bis zu 50 Kollapsen pro Sekunde ausgegangen. Gleichzeitig werden aber lediglich bis zu 5 Lumineszenzereignisse pro Sekunde registriert (siehe [80], Anmerkung 29).

Um das Ausbleiben der Lumineszenz zu klären, wurde der Einfluss von Acetonbeimengungen zu reinem Wasser untersucht. Es wurde die Anzahl der Kavitationsblasen bestimmt, bei denen die Lumineszenz unterhalb der Nachweisschwelle blieb („Fehlschuss“). Bereits geringe Beimengungen unterdrücken die Lumineszenz. Abbildung 4.6 zeigt den prozentualen Anteil der Fehlschüsse an der Gesamtzahl der Laserpulse in Abhängigkeit von dem Acetongehalt. Die prozentuale Lumineszenzintensität bezieht sich auf die von reinem Wasser. Nach unten wird sie von der eingestellten Detektionsschwelle begrenzt. Jeder dargestellten Messpunkt steht für 590 bis 1400 Laserpulse. Bereits 1 % Acetonzugabe unterdrückt die Kavitationslumineszenz in Wasser fast vollständig. Messungen bei

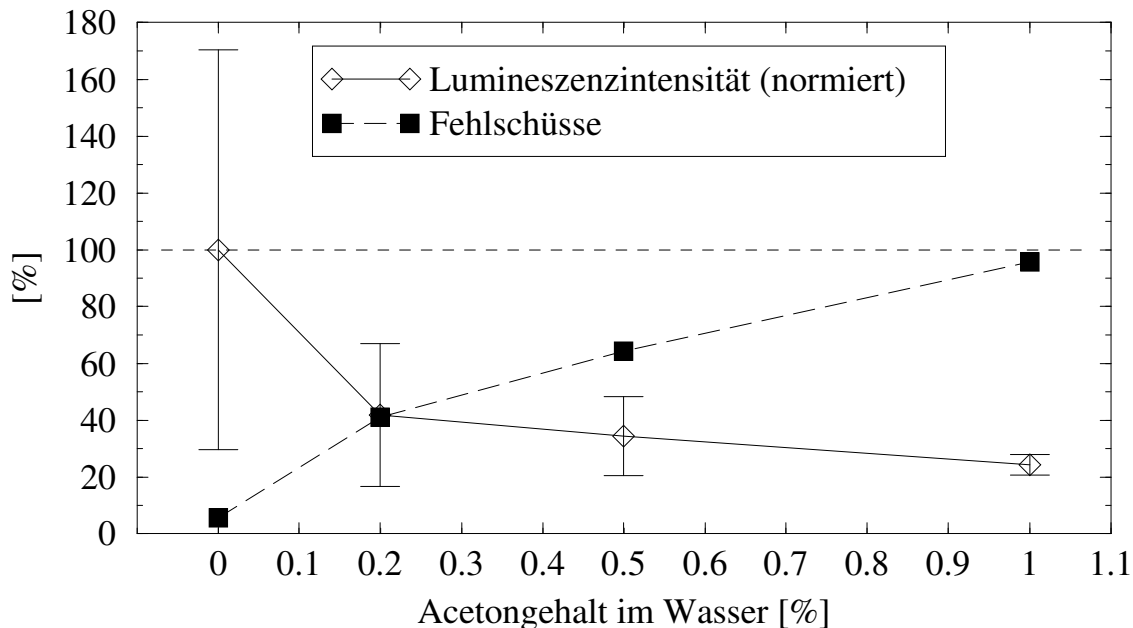
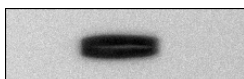


Abbildung 4.6: Lumineszenzunterdrückung in Wasser-Aceton-Gemischen

Aufgetragen ist der prozentuale Anteil an Kavitationsblasen, bei denen keine Lumineszenz auftritt („Fehlschüsse“) sowie die Lumineszenzintensität. Letztere ist normiert auf die Intensität in reinem Wasser. Bereits bei 1 % Acetongehalt wird die Lumineszenz fast vollständig unterdrückt.



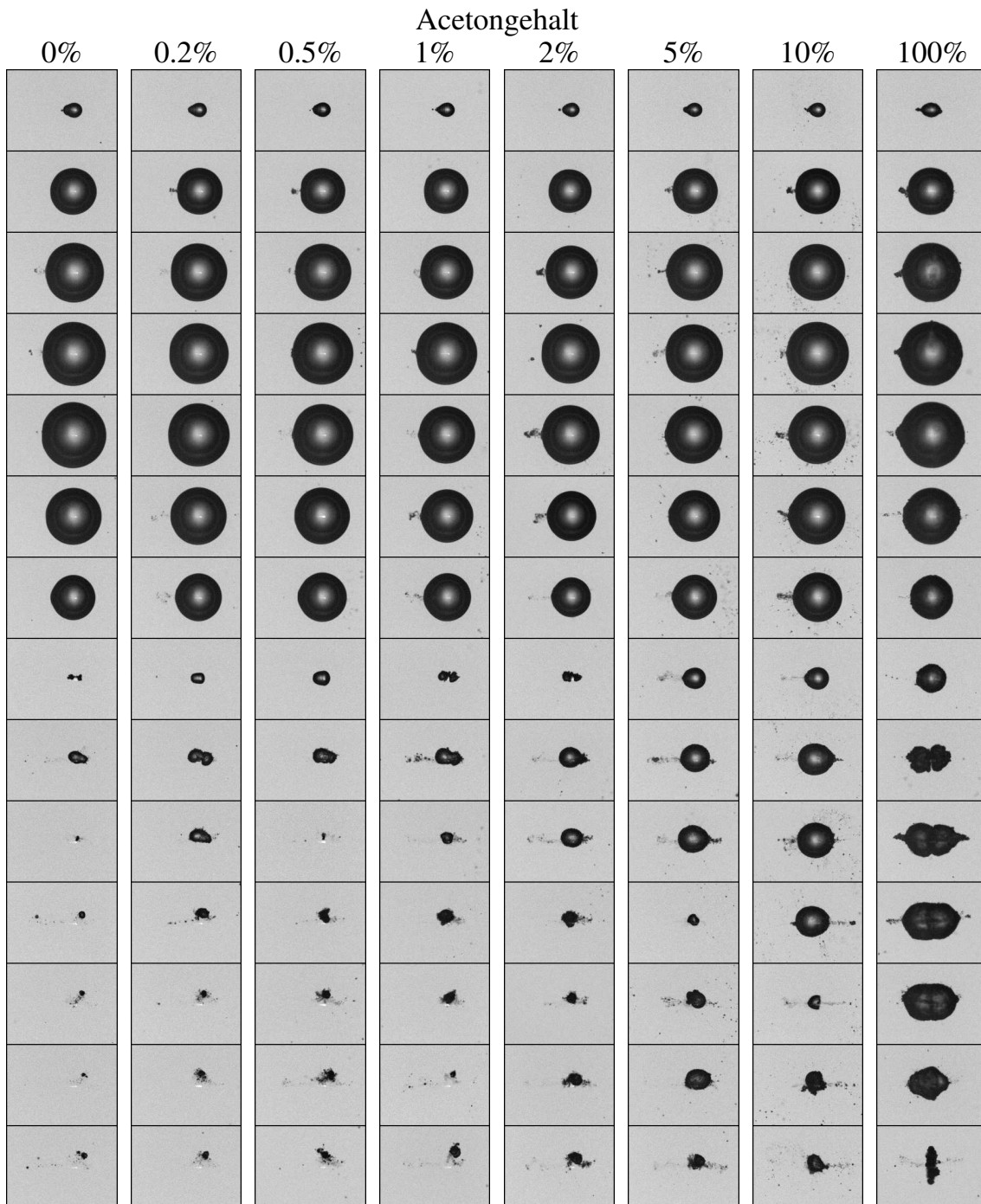
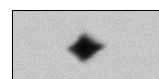


Abbildung 4.7: Kinematografie von Blasen in Wasser-Aceton-Gemischen

Die Fotos zeigen von oben nach unten die zeitliche Entwicklung der Kavitationsblasen. Das oberste Bild ist jeweils $2 \mu\text{s}$ nach dem Laserpuls aufgenommen, alle weiteren folgen mit je $30 \mu\text{s}$ Abstand. Von links nach rechts steigt der Acetongehalt der Flüssigkeit. Die Breite der Bilder beträgt 4 mm. Der Laserpuls mit $3.8(4) \text{ mJ}$ kommt von links.



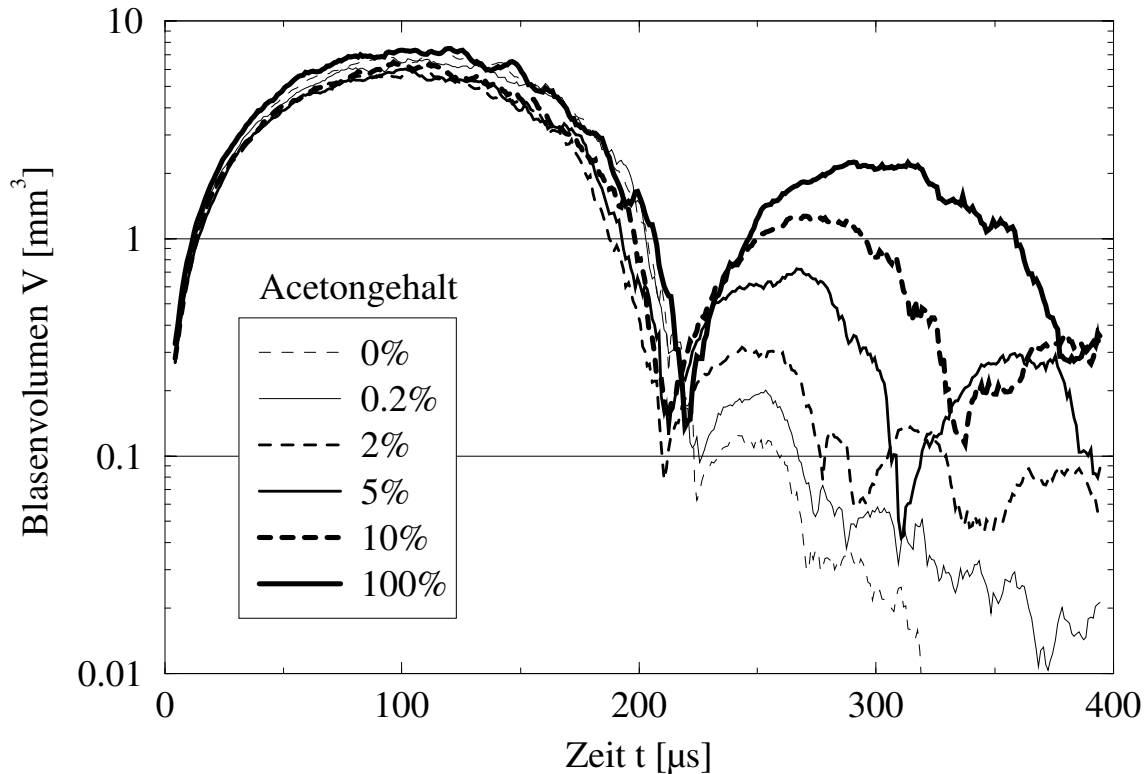


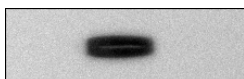
Abbildung 4.8: Blasenvolumen in Wasser-Aceton-Gemischen

Die Volumen-Zeit-Kurven wurden aus Einzelaufnahmen ausgemessen und mit einem gleitenden Mittelwert über $10 \mu\text{s}$ (10 Einzelaufnahmen) geglättet. Der Acetongehalt beeinflusst die Dynamik bis zum ersten Kollaps nur geringfügig. Nach dem Kollaps bleiben mit steigendem Acetongehalt anwachsende Restvolumen, die nachschwingen.

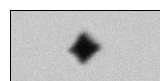
höheren Acetongehalten sind wegen der hohen Fehlschussrate nicht praktikabel.

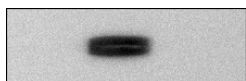
Die Auswirkungen von Aceton auf die Dynamik wurden kinematografisch aufgenommen mit 100 ns Belichtungszeit und einem Bildabstand von $1 \mu\text{s}$. Die Laserpulsenergie war konstant bei $3.8(4) \text{ mJ}$. Abbildung 4.7 zeigt die Blasendynamik für unterschiedliche Wasser-Aceton-Gemische mit von links nach rechts steigendem Acetongehalt. Die zeitliche Entwicklung startet $2 \mu\text{s}$ nach dem optischen Durchbruch mit dem oberen Bild und setzt sich nach unten mit einem Bildabstand von jeweils $30 \mu\text{s}$ fort. Kollapszeit und Maximalradius der Blase bleiben praktisch unverändert. Erst nach dem ersten Kollaps (ab dem 8. Bild) tritt der Unterschied hervor: Die Acetonbeimengung erhöht das Restvolumen der Blase. Mit steigendem Acetongehalt wird die Nachschwingung der Blase größer und ihre Periodendauer länger. Das aus den Fotos berechnete Blasenvolumen (Abschnitt 2.1.4) bestätigt diese Aussage. Wenige Prozent Acetonbeimengung erhöhen die Volumen der Nachschwingungen deutlich (Abbildung 4.8).

Offensichtlich wird bei dem optischen Durchbruch in Aceton und Wasser zwar die annä-



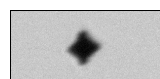
hernd die gleiche Energie in Blasenschwingung umgesetzt, jedoch mit einem unterschiedlichen Blaseninhalt. Das um mehr als eine Größenordnung erhöhte Volumen kann dabei nur zu einem geringen Anteil mit dem erhöhten Dampfdruck erklärt werden. Da Diffusionsprozesse auf dieser Zeitskala ebenfalls eine untergeordnete Rolle spielen, muss der erhöhte Gasinhalt bereits aus den Rekombinationsprodukten des Laserplasmas resultieren. Diese Gasgehalte federn den Kollaps der Blase ab. Die für die Kavitationslumineszenz notwendigen Extrembedingungen können sich daher nur erschwert ausbilden.





Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick



In der vorliegenden Arbeit wurden Eigenschaften von laserinduzierten Kavitationsblasen untersucht. Der Schwerpunkt der Untersuchungen lag dabei auf Messungen mit Femtosekunden-Laserpulsen im unteren Energiebereich. Verschiedene Phänomene im Umfeld des optischen Durchbruchs und der Blasendynamik wurden beleuchtet. Mit Nanosekunden-Laserpulsen wurde der Frage nachgegangen, ob in deuterierten Flüssigkeiten eine messbare Neutronenemission koinzident mit der Kavitationslumineszenz auftritt.

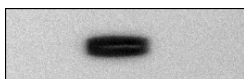
fs-Laserblasen

Femtosekunden-Laserpulse erzeugen durch Selbstfokussierung einen langgestreckten, dünnen optischen Durchbruch. Dessen Länge wächst mit der Quadratwurzel der Laserpulsenergie, wobei sich die Wirkung der Selbstfokussierung entsprechend einer vergrößerten Rayleighlänge beschreiben lässt. Der Durchmesser des Durchbruchs vergrößert sich dagegen nicht signifikant mit der Pulsenergie.

Durch die Wahl der fokussierenden Optik kann die Durchbruchgeometrie und die Energieschwelle, ab der ein Durchbruch stattfindet, verändert werden. Gleichzeitig ändert sich der Anteil der Laserpulsenergie, der in die mechanische Energie der Blase umgesetzt wird (Wirkungsgrad der Blasenerzeugung). Zur Erzielung eines hohen Wirkungsgrades und kurzer Durchbruchlängen ist eine aberrationsminimierte Optik notwendig. Eine Optik mit starker Aberration liefert dagegen einen längeren Durchbruch, aber einen schlechteren Wirkungsgrad. Im unteren Bereich der Pulsenergie entstehen gut reproduzierbare Einzelblasen. Bei hohen Pulsenergien filamentiert der Laserpuls und Sekundärblasen entstehen.

Die Dynamik der entstehenden Kavitationsblase ist geprägt von einer zylindersymmetrischen Geometrie. Entlang der optischen Achse beginnt bereits kurz nach der Blasenerzeugung der Kollaps. In radialer Richtung schwingt sie zunächst auf, um anschließend zu kollabieren. Das Verhalten der Blase wird wesentlich durch den optischen Durchbruch vorherbestimmt. Gegen äußere Einflüsse ist die Dynamik dagegen vergleichsweise robust. Auch die Oberflächenspannung der Flüssigkeit nimmt auf sie keinen signifikanten Einfluss. Im Laufe der Blasenschwingung bilden sich entlang der optischen Achse Jets aus, die in die Blase eindringen. Diese können, abhängig von der Laserpulsenergie und der Qualität des Fokus, symmetrisch oder asymmetrisch auftreten. Es können sich Mikrojets mit lediglich $10\ \mu\text{m}$ Durchmesser entwickeln. Eine ähnliche Jetbildung, jedoch im deutlich größeren Maßstab, ist bekannt aus Untersuchungen an ns-Laserblasen in der Nähe von Grenzflächen.

Kavitationslumineszenz konnte an fs-Laserblasen nicht nachgewiesen werden. Auch hier kann auf die Analogie zu ns-Laserblasen verwiesen werden. Diese entwickeln nur dann Kavitationslumineszenz, wenn ihre sphärische Geometrie nicht zu stark durch eine benachbarte Grenzfläche gestört wird; mit zunehmender Asphärizität wird ihre Lumineszenz unterdrückt.



Die Stoßwellenemission beim optischen Durchbruch ist deutlich schwächer als die bei längeren Laserpulsen. Insbesondere im relativen Vergleich zu der mechanischen Energie der Blase wird weniger Energie in die Stoßwelle umgesetzt, als dies bei ns-Laserblasen der Fall ist.

Die Anwendung von fs-Laserpulsen ist also überall dort interessant, wo eine lokale Materialbeeinflussung ohne Schädigung der Umgebung gewünscht ist. Ein Beispiel ist die Ophthalmologie¹, in der fs-Laser für die intraokulare Chirurgie und für Hornhaut-Operationen eingesetzt werden.

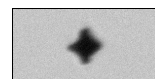
Femtosekunden-Laserblasen liefern ein gut kontrollierbares Mikrolabor für die Erforschung der Kavitation. Ihre Größe liegt in dem Bereich der Blasen aus akustischer Kavitation, wie sie z. B. in Ultraschall-Reinigungsbädern, in der Sonolumineszenz oder in der Sonochemie auftreten. Elongation und Größe der Blasen können durch die Wahl der Optik und der Laserpulsenergie eingestellt werden. Im Gegensatz zu anderen Methoden der Blasenzeugung werden die Blasen in einem freien Flüssigkeitsvolumen erzeugt: Störungen der Blasendynamik, z. B. durch Elektroden, treten daher nicht auf. Mit diesen idealen Eigenschaften bieten sich vielfältige Möglichkeiten der Untersuchung von Blasendynamik und Blasen-Blasen-Wechselwirkungen. Einzelne Blasen können gezielt und reproduzierbar in Schallfelder injiziert werden. Es können die Einschwingvorgänge und Gasdiffusionsprozesse erforscht werden, die bei der Einzelblasen-Sonolumineszenz zu einem quasi-stationären Zustand führen. Genauso können aber auch transiente Blasenschwingungen erzeugt werden, die unter anderen Bedingungen wegen ihrer Instabilität nicht gezielt beobachtet werden könnten.

Offene Fragen über die Dynamik von fs-Laserblasen betreffen vor allem die Jetbildung, den Kollaps und das anschließende Wiederaufschwingen. Durch diffuse Beleuchtung und Beobachtung aus passenden Blickwinkeln könnten Teile des Blaseninneren sichtbar gemacht werden. PIV-Messungen (*particle image velocimetry*) wären geeignet, die Umströmung der Blase zu analysieren und damit Details zur Jetentwicklung zu liefern.

ns-Laserblasen

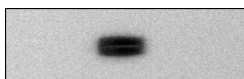
Bei den Messungen an ns-Laserblasen in schwerem Wasser konnte keine Neutronenemission in Koinzidenz zu der Kavitationslumineszenz detektiert werden. Über die theoretische Beschreibung von Kernfusionen in einem Plasma wurde die zu erwartende Fusionsausbeute in Abhängigkeit von der Plasmatemperatur mit den Bedingungen in der Kavitationsblase für die Dauer der Lumineszenz abgeschätzt. Anhand der Ansprache und der Anzahl der Messungen wurde damit eine Obergrenze für die Temperatur bestimmt. Danach lag die Plasmatemperatur im Kollaps unter 170 eV ($2 \cdot 10^6$ K), da andernfalls Neutronen detektiert worden wären.

¹*ophthalmos* (gr.): Auge



Es wäre wünschenswert, durch eine höhere Ansprache und Messdauer die obere Schranke für die Temperatur in die Größenordnung der aus Schwarzkörperspektren berechneten Lumineszenztemperaturen (8000 K) zu bringen. Dies ist jedoch nicht möglich, da selbst mit einer um mehrere Zehnerpotenzen höheren Gesamtansprache diese Schranke nur geringfügig sinken würde. Der Grund dafür liegt in dem Reaktionsparameter $\langle\sigma v\rangle$, der mit sinkender Temperatur stark abnimmt.

Koinzidenzmessungen mit ns-Laserblasen in deuteriertem Aceton konnten nicht durchgeführt werden, da in Aceton keine Kavitationslumineszenz nachweisbar war. Wird Aceton in Wasser gemischt, so unterdrückt bereits ein Prozent Acetonbeimengung die Kavitationslumineszenz fast vollständig. In den Mischungen, wie auch in den reinen Flüssigkeiten, wird annähernd der gleiche Anteil der Laserpulsenergie in mechanische Energie der Blase umgesetzt. Mit zunehmendem Acetongehalt steigt jedoch das aus dem Durchbruch resultierende Gasvolumen stark an. Die hohen Gasgehalte der Blase wirken abfedernd auf den Kollaps und hemmen damit die Lumineszenz.



Anhang A

Filme zur Dynamik von fs-Laserblasen

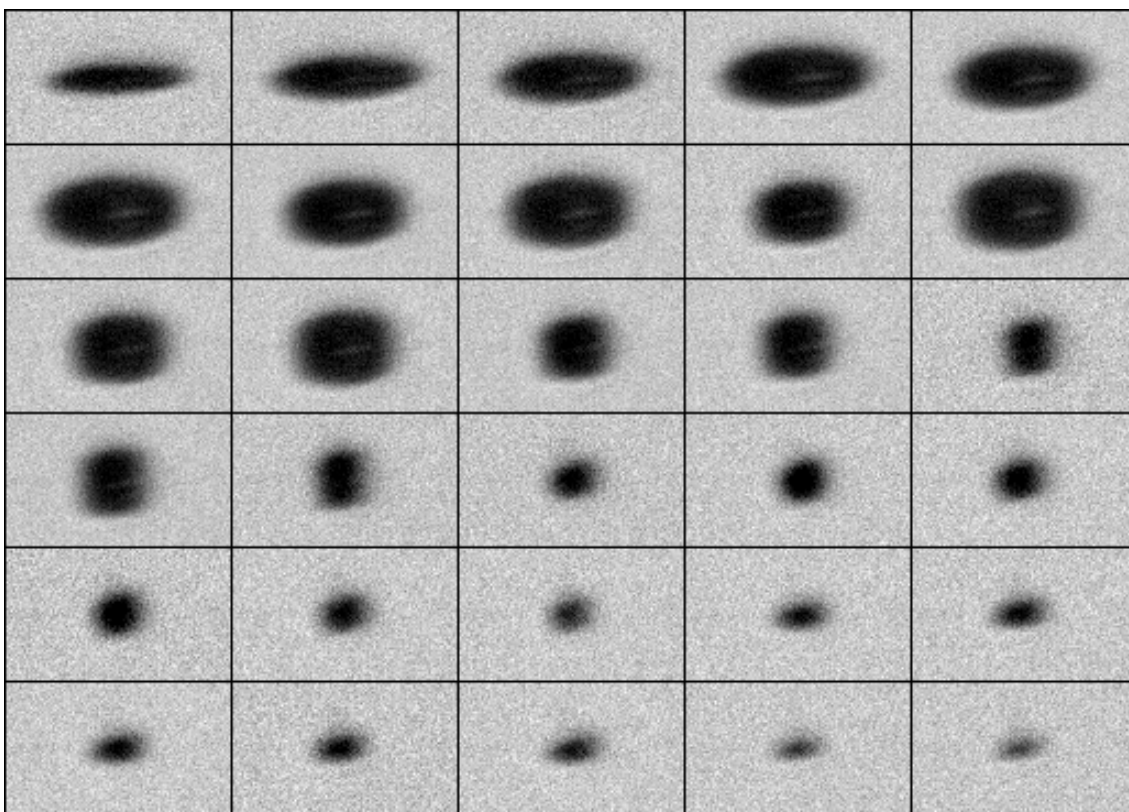
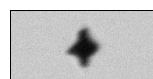


Abbildung A.1: Blasendynamik, $E_B = 0.5$ nJ, $\Gamma = 1.8$
 $E_L = 0.18$ μ J, Optik Opt13, 100 ns Bildabstand, 50 μ m Bildbreite.



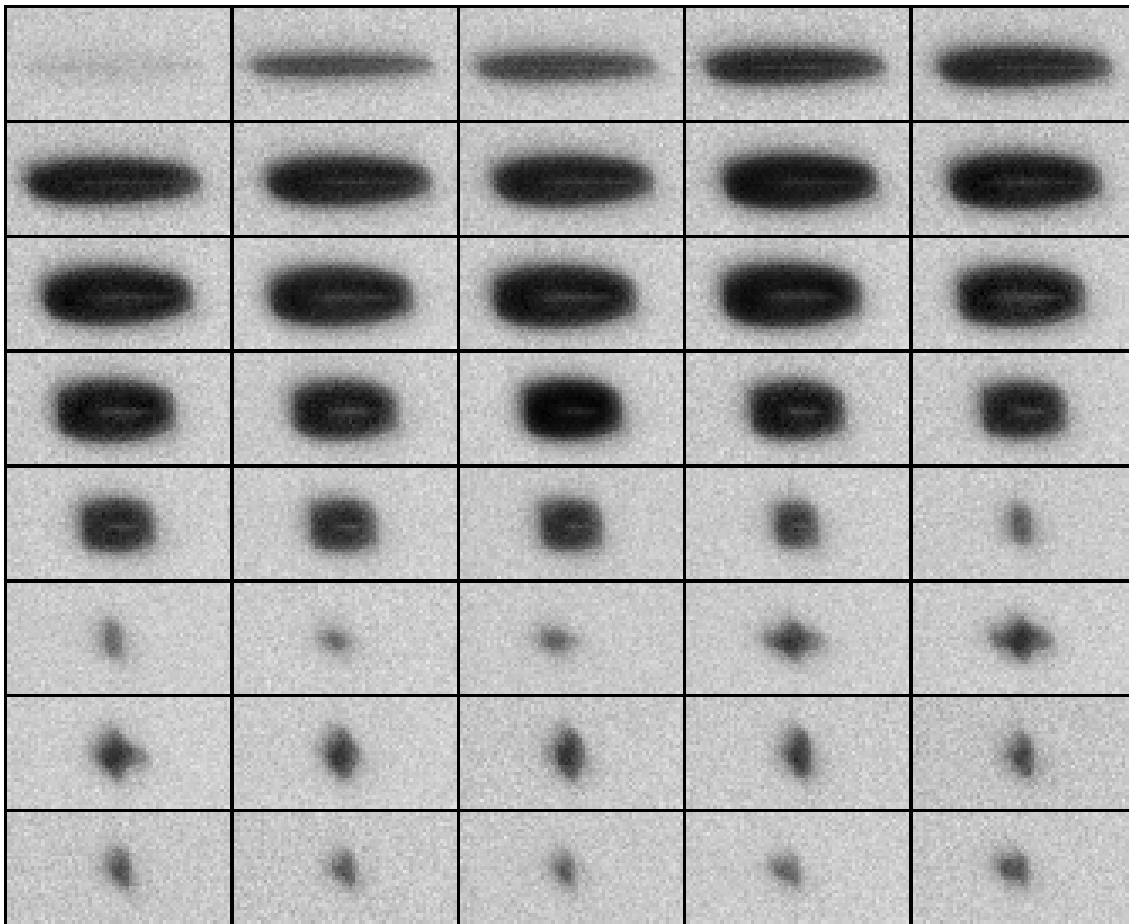
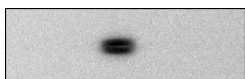


Abbildung A.2: Blasendynamik, $E_B = 2.3 \text{ nJ}$, $\Gamma = 2.4$

$E_L = 0.45 \text{ } \mu\text{J}$, Optik GPX043, 100 ns Bildabstand, 80 μm Bildbreite.



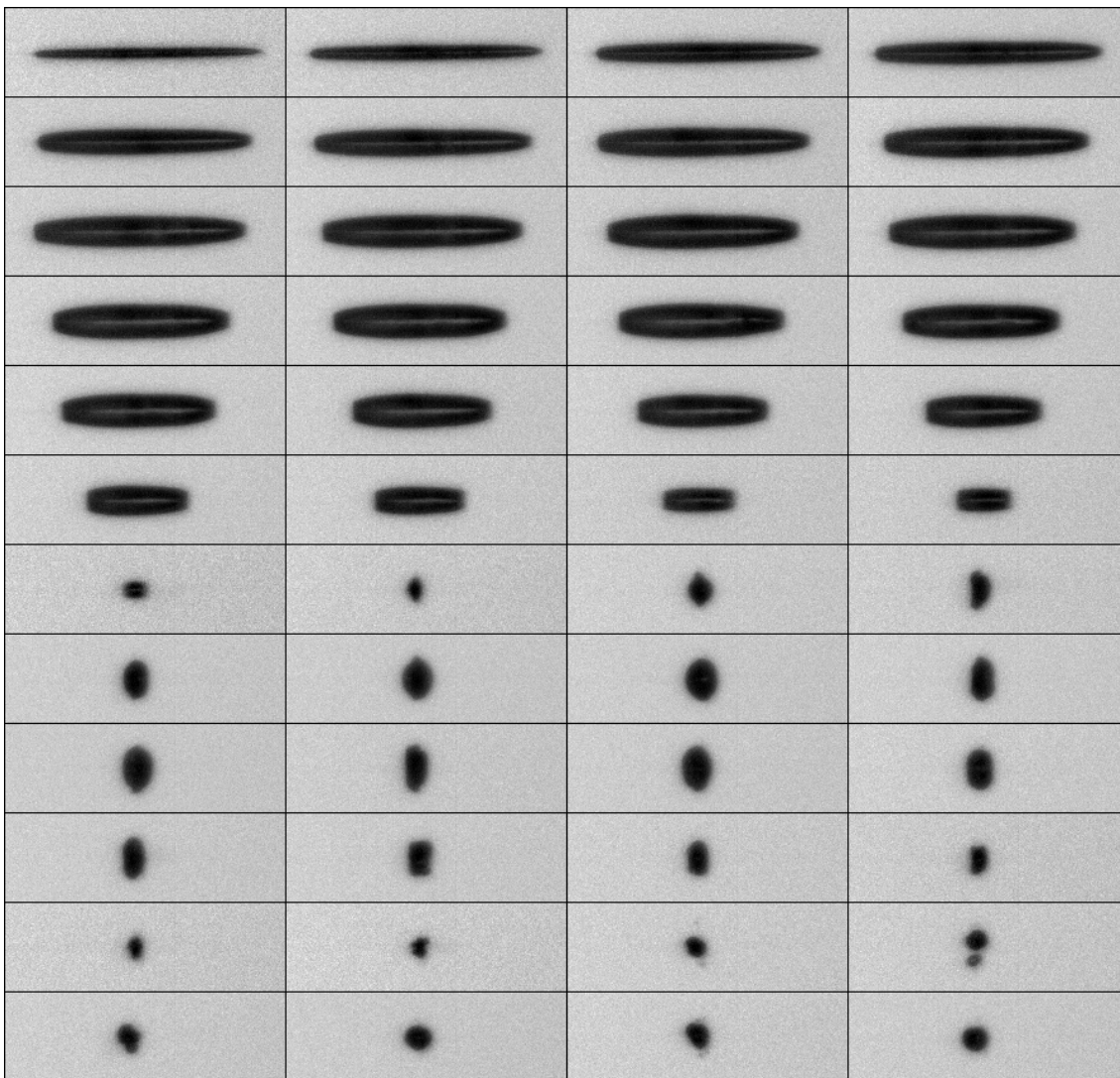
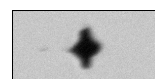


Abbildung A.3: Blasendynamik, $E_B = 16$ nJ, $\Gamma = 5.8$
 $E_L = 2.1$ μ J, Optik GPX043, 200 ns Bildabstand, 270 μ m Bildbreite.



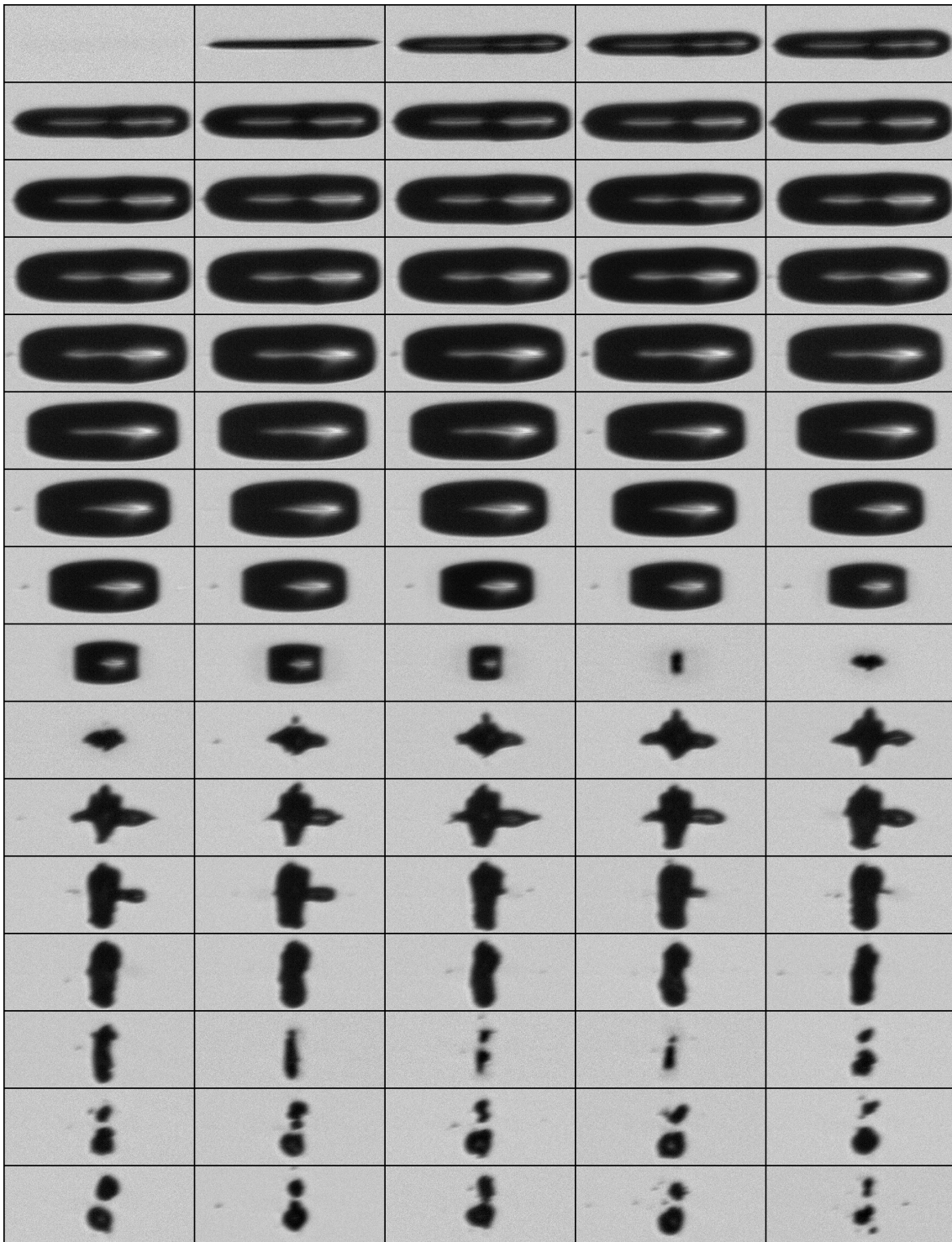
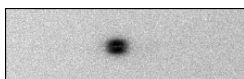


Abbildung A.4: Blasendynamik, $E_B = 44$ nJ, $\Gamma = 3.0$
 $E_L = 2.3$ μ J, Optik Opt13, 200 ns Bildabstand, 200 μ m Bildbreite.



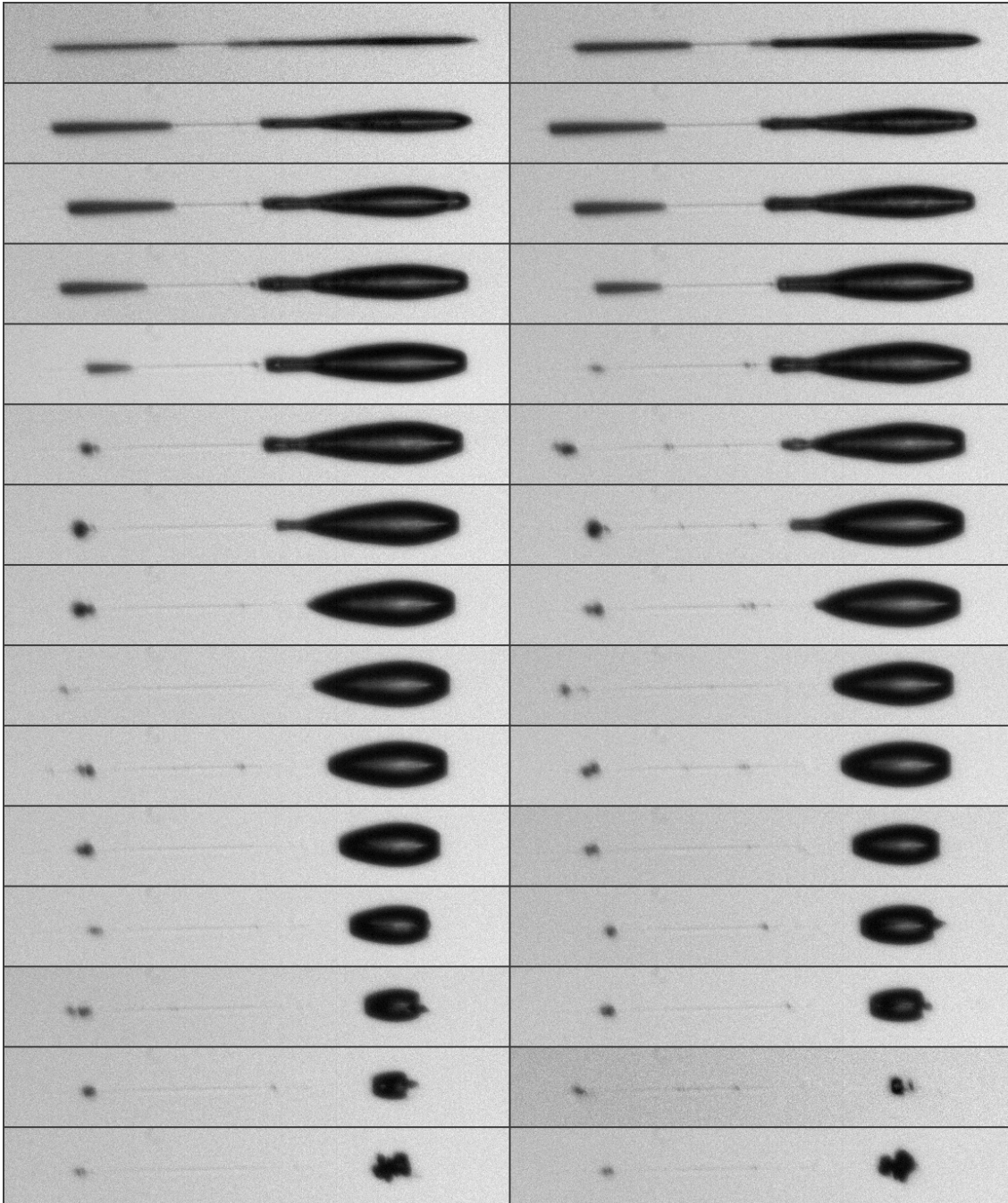
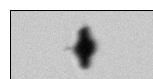


Abbildung A.5: Blasendynamik, $E_B = 50$ nJ, $\Gamma = 5.1$ (Hauptblase)
 $E_L = 8.2$ μ J, Optik GPX043, 300 ns Bildabstand, 700 μ m Bildbreite.



Anhang B

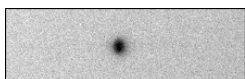
Nachweis von Neutronen

B.1 Prinzip und Aufbau

Der Nachweis von Neutronen muss wegen ihrer fehlenden Wechselwirkung mit elektromagnetischen Feldern indirekt erfolgen [35]. Als Detektor dienen protonenreiche Szintillationssubstanzen. Wird ein einfallendes Neutron an einem Proton gestreut, überträgt es seine kinetische Energie ganz oder teilweise auf das Proton („Rückstoßproton“). Das Energiespektrum der Rückstoßprotonen einer monochromatischen Neutronenquelle ist im Idealfall gleichverteilt und bricht bei der Neutronenenergie ab. Ein Rückstoßproton gibt seinerseits die kinetische Energie ab, indem es entlang seines Weges Materie ionisiert oder anregt. Bei der Rückkehr der Materie in ihren Grundzustand kann Licht emittiert werden, das leicht mit einem Photomultiplier (PMT) nachweisbar ist. Das Problem dabei ist, dass andere Strahlungsarten ebenfalls Lichtemissionen verursachen. Insbesondere betrifft dies Gammastrahlung und Myonen, da diese nicht ausreichend abgeschirmt werden können. Sie übertragen ihre Energie vorwiegend durch Streuung an Elektronen, die wiederum – analog zu den Protonen – Lumineszenz auslösen. Bei der Comptonstreuung überträgt ein Gammaquant der Energie E_γ auf ein ruhendes Elektron (Ruheenergie E_e) maximal die Energie

$$E_{max} = \frac{E_\gamma}{1 + E_e/2E_\gamma}. \quad (\text{B.1})$$

Die Rückstoßelektronen einer monochromatischen Gammaquelle haben im Idealfall ein breites Spektrum der kinetischen Energie, das bei E_{max} abbricht. Diese Abbruchstelle heißt „Comptonkante“. Da die Energie der Gammastrahlung nur über die kinetische Energie der Elektronen zugänglich ist, wird letztere als direktes Maß für die Gammaenergie benutzt („Elektronen-Äquivalentenergie“, Einheit eV_{ee}). Die Lumineszenzintensität des Szintillators ist dazu proportional. Dagegen ist die Lumineszenz bei Protonen nicht-linear von deren Energie abhängig. Zur Bestimmung der (Rückstoß-) Protonenenergie muss daher die Kennlinie des Szintillators bekannt sein, also die Lumineszenzausbeute von Protonen im Vergleich zu der von Elektronen.



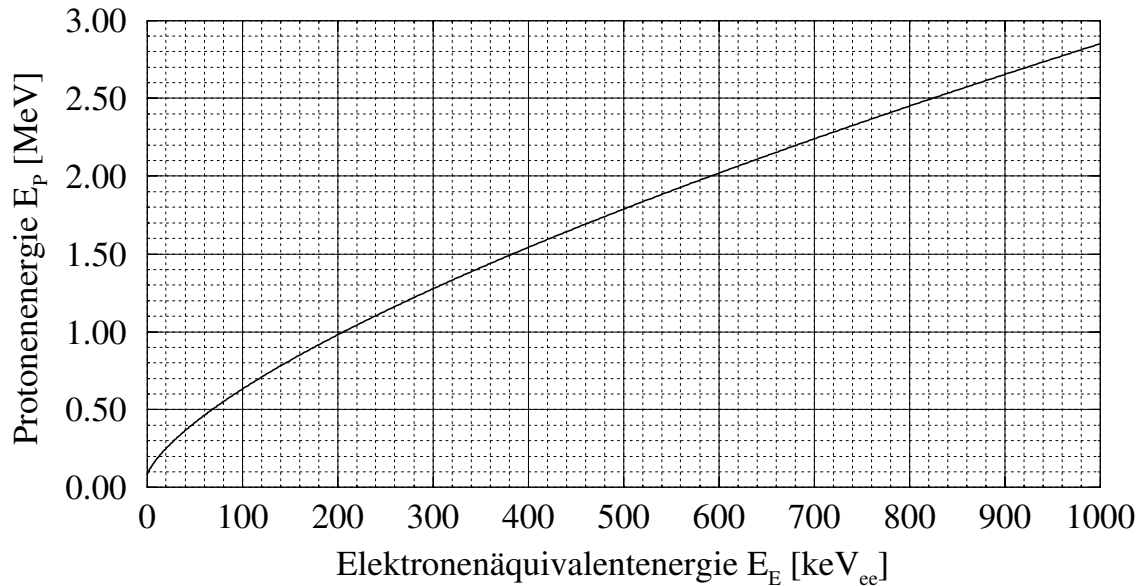


Abbildung B.1: Kennlinie des Flüssigszintillators NE 213

Berechnet nach Gleichung (B.2), der vom Hersteller empfohlenen Fitfunktion [11].

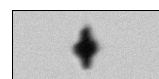
Für die vorliegende Arbeit wurde der organische Flüssigszintillator NE 213 eingesetzt¹. Seine Kennlinie ist eine nichttriviale, aber hinreichend bekannte Funktion [14, 43, 49]. Sie wird approximiert durch die Fitfunktion²

$$E_E = 0.83E_P - 2.82(1 - \exp(-0.25E_P^{0.93})), \quad (\text{B.2})$$

wobei E_E die Elektronen-Äquivalentenergie in MeV_{ee} und E_P die Protonenenergie in MeV ist (Abb. B.1).

¹ Der Szintillator NE 213 von Nuclear Enterprises wird heute von der Firma Saint-Gobain / Bicron unter dem Namen BC 501 A geführt.

² Herstellerangabe, nach [11].



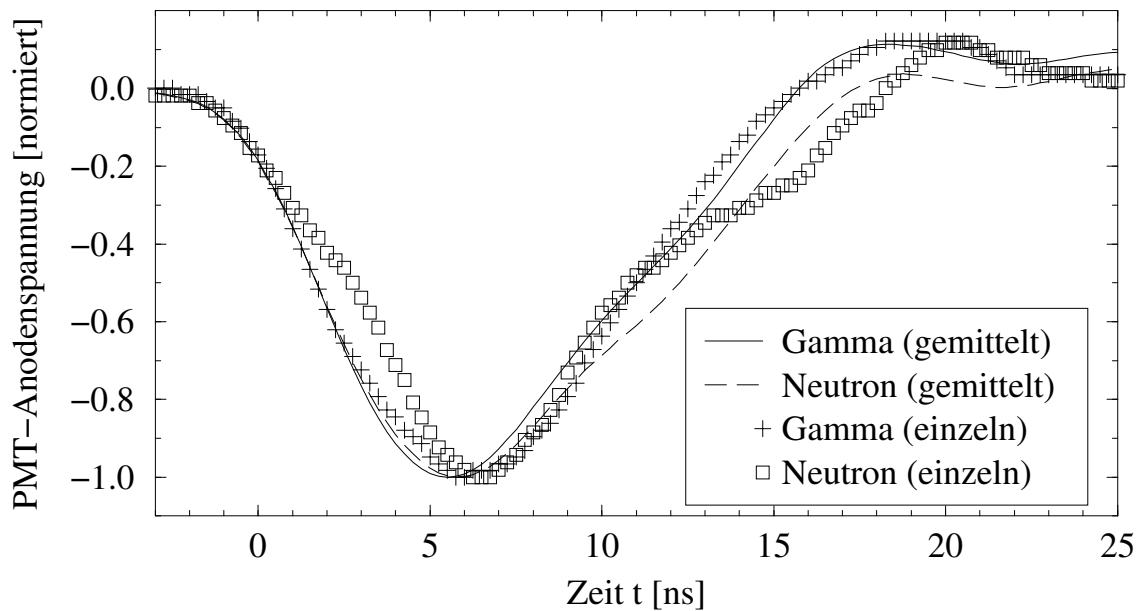
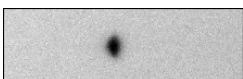


Abbildung B.2: Oszilloskopbild des NE 213 Detektorsignals

Im normierten Mittel (je 250 Ereignisse) zeichnen sich Neutronen durch ein verzögertes Abklingverhalten aus. Einzelereignisse weichen zum Teil deutlich von dem Mittel ab und sind mit dem Oszilloskop nicht ohne weiteres zu klassifizieren.



NE 213 ist ein Szintillator, mit dem die Möglichkeit besteht, die beiden oben beschriebenen Prozesse voneinander zu unterscheiden ($n\gamma$ -Diskriminierung). Die Unterscheidung erfolgt anhand einer Pulsformanalyse, die den zeitverzögerten Teil der Lumineszenz auswertet [35, 36]. In Abb. B.2 ist das mit dem Detektor gemessene Szintillationsverhalten dargestellt: Für Neutronen klingt die Lumineszenz im Mittel rund eine Nanosekunde verzögert ab. Ein Einzelereignis kann zum Teil stark von dem gemittelten Verlauf abweichen, was eine automatisierte Auswertung erschwert. Deshalb wurde die $n\gamma$ -Diskriminierung mit einer praxiserprobten Elektronik durchgeführt. Ihr zentrales Element ist ein TAC (*time-to-amplitude converter*), der eine zu einer Dauer proportionale Spannung erzeugt (Abb. B.3, oben). Gestartet wird er über die Detektion eines amplitudenunabhängigen Bruchteils der fallenden Flanke des PMT-Anodensignals (*constant-fraction discriminator*, CF). Das Stoppsignal wird von einem kommerziellen Impulsauswerter (*pulse shape analyser*, PSA, Ortec 552) aus dem Signal der letzten Dynode gewonnen (Abb. B.3, unten links). Aus der Amplitude des Dynodensignals wird die Intensität der Lumineszenz und damit die Energie der Strahlung bestimmt (Abb. B.3, unten rechts). Eine entsprechende Schaltung ist ebenfalls in dem PSA enthalten; Über diese kann die Datenspeicherung auf ein einstellbares Energiefenster eingeschränkt werden. TAC-Spannung und Dynodenamplitude werden jeweils mit einem 12-Bit Analog-Digital-Wandler (ADC) digitalisiert und von einem Messrechner nach Spannungswerten sortiert als Histogramm gespeichert. Die Digitalisierung und Speicherung der Signale wird von dem Koinzidenztest-Zweig der Elektronik freigegeben (Abb. B.3, Mitte). Im freilaufenden Betrieb wird dieser von dem Anodensignal getriggert, im Koinzidenzbetrieb von einem externen Signal. Bei externer Triggerung wird die Elektronik so freigeschaltet, dass ausschließlich Ereignisse registriert werden, die in einem Zeitfenster von 545 ns stattfinden. Unter Berücksichtigung der elektronischen Verzögerungen beginnt dieses Zeitfenster rund 75 ns vor dem Eintreffen des Triggersignals.



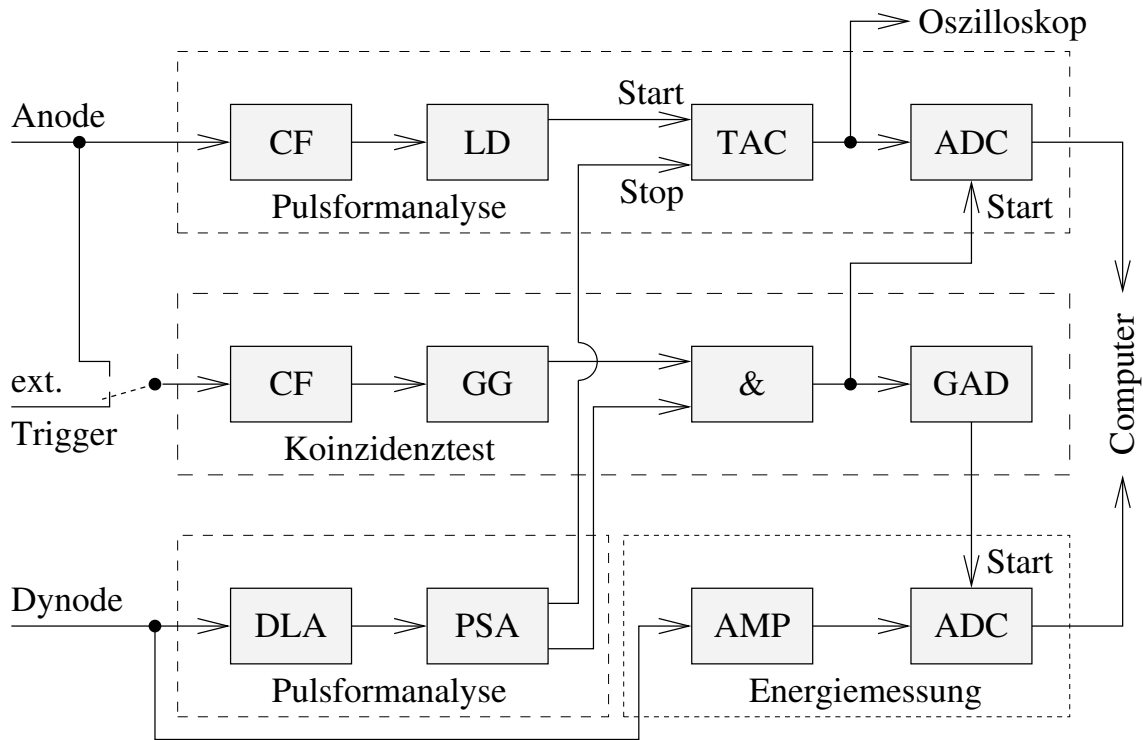
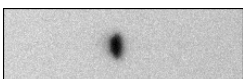


Abbildung B.3: Messelektronik zur Pulsformanalyse.

Aus Anoden- und Dynodensignal des Photomultipliers eines Detektors werden Signale zur Analyse von Pulsform (TAC-Spannung, oberer ADC) und Energie (unterer ADC) abgeleitet. Details zur Funktion sind in [38] beschrieben, eine ausführliche Diskussion der Eigenschaften findet sich in [37].

Abkürzungen:

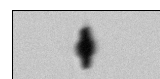
- ADC Analog-Digital Converter, Silena 7411
- AMP Delay-Amplifier, Ortec 572
- CF Constant-Fraction Diskriminator, Modell 3112,
Eigenentwicklung des II. Physikalischen Instituts, Universität Göttingen
- DLA Delay-Line Amplifier, Ortec 460
- GAD Gate and Delay, Ortec 416A
- GG Gate Generator, EG&G GG8000
- LD Logic Delay, LeCroy 222
- PSA Pulse-Shape Analyser, Ortec 552
- TAC Time-to-Amplitude Converter, Ortec 566



Die Messelektronik wurde doppelt ausgelegt, so dass zwei unabhängige Detektoren eingesetzt werden konnten (Tabelle B.1). Mit Detektor 1 wurde die eigentliche Messung durchgeführt. Sein Anodensignal sowie das TAC-Signal seiner Elektronik konnten zur Analyse der genauen zeitlichen Signalabfolge mit einem schnellen Oszilloskop (HP 54845A, 1.5 GHz Analogbandbreite) aufgezeichnet werden. Detektor 2 diente lediglich der Kontrolle. Die NE 213-Volumen wurden mit Argon durchperlt und anschließend versiegelt. Damit wurde gelöster Sauerstoff ausgetrieben, der die Lumineszenzeigenschaften in Bezug auf die Pulsformanalyse verschlechtert [8]. Die Dicke der Szintillatorschicht entspricht einem guten Kompromiss zwischen Ansprache und $n\gamma$ -Diskriminierung. Einerseits sollte das Medium dicker sein als die mittlere freie Weglänge der 2.45 MeV-Neutronen (5 cm in NE 213). Andererseits verschlechtert ein großes Volumen durch die erhöhten Laufzeiten von reflektiertem Licht die Fähigkeit zur $n\gamma$ -Diskriminierung.

	Detektor 1	Detektor 2
Dicke	9 cm	8.5 cm
Durchmesser	12 cm	8.5 cm
Volumen NE 213	1 Liter	0.5 Liter
PMT-Röhre	Hamamatsu R1250	Valvo XP2041
Betriebsspannung	-1800 V	-1800 V

Tabelle B.1: Konfiguration der NE 213-Detektoren



B.2 Abgleich und Eigenschaften

Mit der Detektorelektronik lassen sich sowohl qualitative ($n\gamma$ -Diskriminierung) als auch quantitative Aussagen (Energiebestimmung) treffen. In beiden Fällen ist jedoch ein Abgleich mit Referenz-Strahlungsquellen zwingend erforderlich. Es kamen folgende Strahlungsquellen zum Einsatz:

- ^{22}Na : Gammastrahlung mit 1275 keV und 511 keV (Anihilationsstrahlung einer Positronenemission), Comptonkanten bei 1062 keV_{ee} und 341 keV_{ee},
- ^{137}Cs : Gammastrahlung mit 662 keV, Comptonkante bei 477 keV_{ee}; Betastrahlung,
- ^{241}Am - ^9Be : Neutronenstrahlung, Intensität maximal zwischen 2.5 MeV und 6 MeV; Gammastrahlung mit verschiedenen Energien.

Das gemessene TAC-Spektrum der Pulsformanalyse ist Abb. B.4 zu entnehmen. Deutlich sichtbar ist die gute Trennung in Neutronenbereich (rechts) und Gammabereich (links). Unterteilt man das dargestellte Spektrum bei Kanal Nummer 1000, so fallen nur rund 0.1% der Gammaereignisse in den Bereich der Neutronen. Der gleiche Wert gilt für

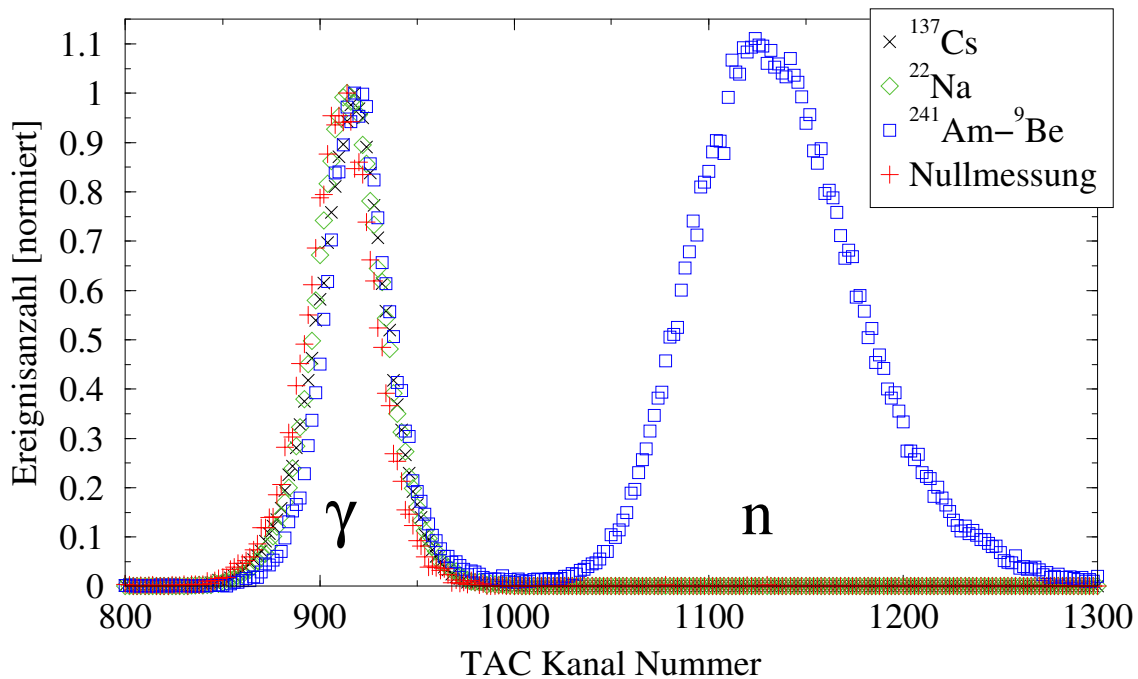
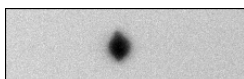


Abbildung B.4: TAC-Spektrum der Abgleichmessung

Das Spektrum zeigt die gute Trennung in Gammabereich (links) und Neutronenbereich (rechts).



die Nullmessung der Hintergrundstrahlung. Die Anzahl der fehlinterpretierten Neutronen lässt sich nicht bestimmen, da ^{241}Am - ^9Be neben Neutronen auch Gammaquanten emittiert, die nicht vollständig abgeschirmt werden können. Mit abnehmender Teilchenenergie wird die Trennung der beiden Teilbereiche schlechter. Für diesen Abgleich wurde daher, wie auch für die eigentlichen Messungen, am Impulsauswerter Ortec 552 ein Energiefenster von rund 0.9 MeV bis 2.7 MeV eingestellt. Dieses sorgt dafür, dass Ereignisse mit niedrigen Energien nicht mitgezählt werden. Ebenso blockiert werden Ereignisse, die oberhalb der gesuchten Neutronenenergie liegen. Damit wird eine gute $n\gamma$ -Diskriminierung ermöglicht, die man allerdings mit einer reduzierten Neutronenansprache erkauft. Die Gesamtansprache der Detektion von 2.45 MeV Neutronen wird mit dem Energiefenster und der gegebenen Geometrie anhand der Messungen von Kunze [37] abgeschätzt. Eine Berechnung über die Streuquerschnitte wird hier nicht benutzt, da die Effekte von Mehrfachstreuungen und Energiefensterung dabei nur unzureichend berücksichtigt werden können. Die Verluste durch Streuung in dem schweren Wasser sowie in den Küvettenwänden sind vernachlässigbar und werden daher nicht berücksichtigt. In der Geometrie von Abbildung 4.2 wird die Gesamtansprache von Detektor 1 auf $> 5\%$ abgeschätzt. Mit dem größeren Abstand ergibt sich für Küvette 2 eine Ansprache $> 3\%$. Auf eine exaktere Bestimmung der Ansprache wird hier verzichtet, da sie im Rahmen der Abschätzung von Abschnitt 4.4.1 keine relevante Erhöhung der Genauigkeit bringt.

Der Abgleich der Energie ist in Abb. B.5 dargestellt. Die Position der Comptonkanten wurde bei der halben Maximalintensität gemessen. Mit dieser Definition liegt die Messungenauigkeit im Bereich von 5-10%, was für die vorliegende Anwendung hinreichend ist [8, 16]. Die lineare Regression der Comptonkanten ergibt die Elektronen-Äquivalentenergie

$$E_E = 17.2(4) \text{ keV}_{ee} + 0.6397(4) \text{ keV}_{ee} \cdot K_E, \quad (\text{B.3})$$

wobei K_E die Kanalnummer bezeichnet. Mit diesem Abgleich und der NE 213-Kennlinie (B.2) kann die Rückstoßprotonenenergie eines Ereignisses bestimmt werden. Wegen der am PSA eingestellten Energieschwelle sind die Spektren nach unten bei Kanal 250 abgeschnitten. Die obere Schwelle schneidet das Spektrum bei Kanal 1450 ab. Sie wurde für die Messung der oberen Comptonkante von ^{22}Na entfernt.



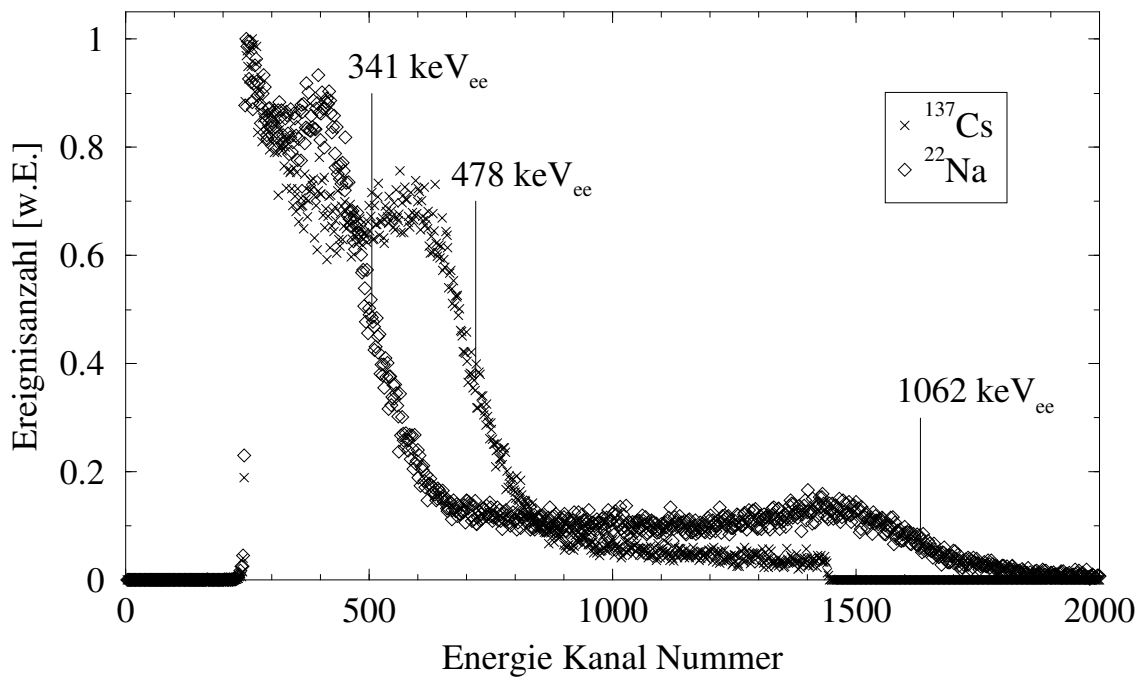
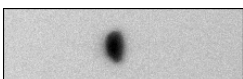


Abbildung B.5: Energiespektrum der Abgleichmessung

Die Energieskala wird anhand der bekannten Comptonkanten von ^{137}Cs und ^{22}Na abgeglichen. Man erhält eine lineare Beziehung zwischen Kanalnummer des Histogramms und Elektronen-Äquivalentenergie der Gammastrahlung.



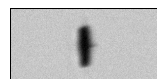
Anhang C

Liste der verwendeten Symbole

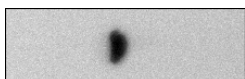
Es wurden, soweit nicht gesondert beschrieben, einheitlich die folgenden Symbole und Bedeutungen verwendet:

Kapitel 2 und 3, Anhang A

Symbol	Einheit	Bedeutung
α	rad	Winkel
Γ	1	Elongationsverhältnis, Definition (3.13)
η	1	Quanteneffizienz
λ	m	Vakuum-Lichtwellenlänge
ν	1/s	Frequenz der Lichtwellen
ϱ	m	Radialer Abstand von der opt. Achse
ρ_0	kg/m ³	Dichte der Flüssigkeit
σ	N/m	Oberflächenspannung
τ_B	s	Kollapsdauer einer sphärischen Blase
τ_L	s	Laserpulsdauer
$A_0, A_1, A_2 A_3$	verschieden	Parameter von Fitfunktionen
c	m/s	Lichtgeschwindigkeit
c_0	m/s	Vakuumlichtgeschwindigkeit
d	m	Längendifferenz, Strecke
dz	m	Abweichung vom paraxialen Fokus
e	C	Elementarladung
E_B	J	Mechanische Energie der Blase
E_L	J	Laserpulsenergie
E_{SW}	J	Stoßwellenenergie
E_{TH}	J	Laserpulsenergie der Durchbruchschwelle

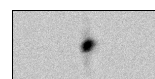


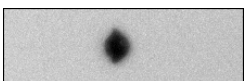
Symbol	Einheit	Bedeutung
f	m	Effektive Brennweite (EFL)
G	1	Geometrische Impulsantwort des Hydrophons
h	Js	Planck'sches Wirkungsquantum
H	J/m ²	Bestrahlung
I	W/m ²	Intensität
I_{SHG}	W/m ²	Intensität der frequenzverdoppelten Strahlung
I_{TH}	W/m ²	Intensität der Durchbruchschwelle
J	A	Strom
J_{Ph}	A	Photostrom
J_s	A	Dioden-Sperrstrom
k_B	J/K	Boltzmann-Konstante
l	m	Länge
n	1	Brechungsindex
p	Pa	Druck
p_0	Pa	Umgebungsdruck in großer Entfernung von der Blase
p_B	Pa	Blasen-Innendruck
p_v	Pa	Dampfdruck
p_{max}	Pa	Maximaldruck
P	W	Leistung (Laser~, Licht~)
\hat{P}	W	Impuls-Spitzenleistung
R	m	Radius, Blasenradius
R_0	m	Ruheradius
R_{max}	m	Maximalradius einer Blase
R_I	Ω	Ohm'scher (Innen-) Widerstand
t	s	Zeit
t_d	s	Laufzeit für die Strecke d
T	K	Temperatur
T_B	s	Belichtungszeit
U	V	Spannung
U_D	V	Diodenspannung
U_0	V	Vorspannung
v	m/s	Schallgeschwindigkeit
V	m ³	Blasenvolumen
V_{max}	m ³	Maximales Blasenvolumen
w	m	Strahlradius in der Gauß'schen Optik
w_0	m	Radius der Strahltaile
$w_{0,L}$	m	Radius der Strahltaile des Lasers
x, y	m	kartesische Koordinaten
z	m	Entfernung entlang der opt. Achse
z_0	m	Rayleighlänge in der Gauß'schen Optik
$z_{0,L}$	m	Rayleighlänge des Lasers



Kapitel 4, Anhang B

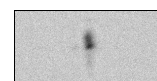
Symbol	Einheit	Bedeutung
ρ_d	$1/\text{m}^3$	Deutronendichte im Plasma
$\rho_{d,0}$	$1/\text{m}^3$	Deutronendichte im Ruhevolumen einer Blase
$\rho_{K,0}$	$1/\text{m}^3$	Kerndichte im Ruhevolumen einer Blase
$\langle\sigma v\rangle$	m^3/s	Mittlerer Reaktionsparameter für d-d Kernfusion
τ	s	Plasmabrenndauer bzw. Lumineszenzdauer
A	1	Detektoransprache
E_e	eV	Elektronen-Ruheenergie, $E_e = 511 \text{ keV}$
E_E	eV_{ee}	Elektronen-Äquivalentenergie
E_{max}	eV	Energie der Comptonkante
E_P	eV	Rückstoßprotonenenergie
E_γ	eV	Energie eines Gammaquants
K	1	Volumen-Kompressionsfaktor V_0/V_c
k_B	J/K	Boltzmann-Konstante
n	1	Stichprobenumfang
N	1	Obergrenze der pro Kollaps emittierten Neutronen
N_{dd}	1	Reaktionsausbeute
N_n	1	Neutronenausbeute
p	Pa	Statischer Druck
P	1	Wahrscheinlichkeit (Poisson-Statistik)
T	eV	Plasmatemperatur
V_0	m^3	Gleichgewichtsvolumen einer Blase
V_c	m^3	Kollapsvolumen einer Blase bzw. Plasmavolumen
x	1	Erwartungswert (Poisson-Statistik)



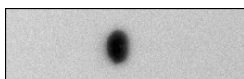


Abbildungsverzeichnis

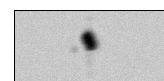
1.1	Sonolumineszenz	10
1.2	Optischer Durchbruch in Wasser	12
2.1	Korrelation im nichtlinearen Medium	19
2.2	Aufbauschema zur Hochgeschwindigkeitskinematografie	22
2.3	Konstruktion einer Streak-Abbildung	23
2.4	Berechnung des Blasenvolumens	25
2.5	Arbeitsprinzip des faseroptischen Hydrophons	27
2.6	Energieschema eines 3-Niveau-Lasers	28
2.7	Schema der Modenstruktur eines Lasers	29
2.8	Energieniveaus des Ti^{3+} -Ions	31
2.9	Laserpuls-Expansion und -Kompression	33
2.10	Optisches Schaltschema des fs-Lasersystems	35
2.11	Aberration bei der Fokussierung in Wasser	36
2.12	Strahlengang der Fokussierungsoptik Opt13	37
2.13	Aberration der optimierten Fokussierungsoptik Opt13	39
3.1	Standardaufbau zur Blaserzeugung	42
3.2	Küvette für die Beobachtung von fs-Laserblasen	43
3.3	Selbstfokussierung und Gaußoptik	48
3.4	Energieabhängigkeit der Durchbruchlänge	49
3.5	Wirkungsgrad der Blaserzeugung	50
3.6	Dynamik einer elongierten Kavitationsblase	51
3.7	Streak-Aufnahme einer elongierten Kavitationsblase	52
3.8	Elongierte Blasen, experimentell und numerisch	53

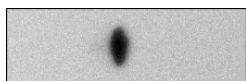


3.9	Volumenschwingung elongierter Blasen	54
3.10	Dynamik in Abhängigkeit von Γ	55
3.11	Blasenform der Nachschwingung	56
3.12	Asymmetrischer Kollaps mit Jetbildung	57
3.13	Asymmetrische Mikrojetbildung	59
3.14	Blase in der Nähe einer Grenzfläche	60
3.15	Dynamik bei axialer Annäherung einer Grenzfläche (1)	61
3.16	Dynamik bei axialer Annäherung einer Grenzfläche (2)	63
3.17	Dynamik bei axialer Annäherung einer Grenzfläche (3)	64
3.18	Dynamik bei radialer Annäherung einer Grenzfläche	64
3.19	Dynamik bei reduzierter Oberflächenspannung	66
3.20	Aufbau zur Stoßwellenfotografie	67
3.21	Schlierenaufnahme der Stoßwellen	68
3.22	Optischer Durchbruch unter der Hydrophonglasfaser	69
3.23	Hydrophonsignal der Durchbruchstoßwelle	69
3.24	Ausbreitungsgeschwindigkeit der Durchbruchstoßwelle	70
3.25	Detektionsgeometrie der Hydrophonmessung	71
3.26	Druckwerte der Hydrophonmessung	72
3.27	Maximaldruck der emittierten Stoßwelle	74
3.28	Stoßwellenenergie	74
3.29	Aufbau zur Spektralanalyse	76
3.30	Wellenlängenspektrum der Leuchterscheinungen	77
3.31	Zeitspektrum der Leuchterscheinungen	78
4.1	Schaltschema des Aufbaus zur Neutronendetektion	84
4.2	Geometrische Anordnung von Küvette und Detektoren	85
4.3	Koinzidente Ereignisse im TAC-Spektrum	87
4.4	Oszilloskopregistrierung eines Ereignisses	88
4.5	Reaktionsparameter $\langle\sigma v\rangle$ für eine d-d Kernfusion	89
4.6	Lumineszenzunterdrückung in Wasser-Aceton-Gemischen	92
4.7	Kinematografie von Blasen in Wasser-Aceton-Gemischen	93
4.8	Blasenvolumen in Wasser-Aceton-Gemischen	94



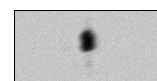
A.1	Blasendynamik, $E_B = 0.5$ nJ, $\Gamma = 1.8$	101
A.2	Blasendynamik, $E_B = 2.3$ nJ, $\Gamma = 2.4$	102
A.3	Blasendynamik, $E_B = 16$ nJ, $\Gamma = 5.8$	103
A.4	Blasendynamik, $E_B = 44$ nJ, $\Gamma = 3.0$	104
A.5	Blasendynamik, $E_B = 50$ nJ, $\Gamma = 5.1$ (Hauptblase)	105
B.1	Kennlinie des Flüssigszintillators NE 213	107
B.2	Oszilloskopbild des NE 213 Detektorsignals	108
B.3	Messelektronik zur Pulsformanalyse.	110
B.4	TAC-Spektrum der Abgleichmessung	112
B.5	Energiespektrum der Abgleichmessung	114
Unten links:	Blasendynamik, $E_B = 16$ nJ, $\Gamma = 5.8$, $E_L = 2.1$ μ J, Optik GPX043, 270 μ m Bildbreite, 100 ns Bildabstand (von vorne nach hinten).	
Unten rechts:	Blasendynamik, $E_B = 14$ nJ, $\Gamma = 2.2$, $E_L = 0.8$ μ J, Optik Opt13, 150 μ m Bildbreite, 150 ns Bildabstand (von vorne nach hinten).	



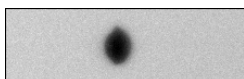


Literaturverzeichnis

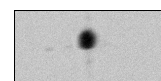
- [1] P. Albers, E. Stark und G. Huber, Continuous-wave laser operation and quantum efficiency of titanium-doped sapphire, *J. Opt. Soc. Am. B* **3** (1), 134 (1986).
- [2] G. A. Askar'yan et al., The effects of a laser beam in a liquid, *Soviet Phys. JETP* **17** (6), 1463 (1963).
- [3] P. W. Atkins, *Physikalische Chemie*, (VCH Weinheim, 1990).
- [4] O. Baghdassarian et al., Spectrum of Luminescence from Laser-Created Bubbles in Water, *Phys. Rev. Lett.* **86** (21), 4934 (2001).
- [5] B. P. Barber et al., Resolving the picosecond characteristics of synchronous sonoluminescence, *J. Acoust. Soc. Am.* **91** (5), 3061 (1992).
- [6] B. P. Barber et al., Sensitivity of Sonoluminescence to Experimental Parameters, *Phys. Rev. Lett.* **72** (9) (1994).
- [7] B. P. Barber et al., Defining the unknowns of sonoluminescence, *Phys. Rep.* **281**, 65 (1997).
- [8] D. Bazin, A. C. Mueller und W.-D. Schmidt-Ott, A NE213 liquid scintillator, neutron detector designed for lifetime measurements of very neutron-rich nuclei, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* **281**, 117 (1989).
- [9] V. F. K. Bjerknes, *Die Kraftfelder*, (Vieweg, 1909), [*Fields of Force*. Columbia University Press New York, 1906].
- [10] C. E. Brennen, *Cavitation and Bubble Dynamics*, (Oxford University Press, 1995).
- [11] R. A. Cecil, B. D. Anderson und R. Madey, Improved predictions of neutron detection efficiency for hydrocarbon scintillators from 1 MeV to about 300 MeV, *Nucl. Instr. and Meth.* **161**, 439 (1979).
- [12] R. Y. Chiao, E. Garmire und C. H. Townes, Self-Trapping of Optical Beams, *Phys. Rev. Lett.* **13** (15), 479 (1964), Erratum, *ibid.*, 14(25):1056, June 1965.
- [13] R. H. Cole, *Underwater Explosions*, (Princeton New Jersey, 1948).



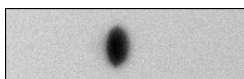
- [14] R. L. Craun und D. L. Smith, Analysis of response data for several organic scintillators, *Nucl. Instr. and Meth.* **80**, 239 (1970).
- [15] T. Ditmire et al., Nuclear fusion from explosions of femtosecond laser-heated deuterium clusters, *Nature* **398**, 489 (1999).
- [16] K. F. Flynn et al., Pulse height-energy relations for electrons and alpha particles in a liquid scintillator, *Nucl. Instr. and Meth.* **27**, 13 (1964).
- [17] H. Frenzel und H. Schultes, Lumineszenz im ultraschallbeschickten Wasser, *Z. phys. Chem.* **B 27**, 421 (1934).
- [18] D. F. Gaitan et al., Sonoluminescence and bubble dynamics for a single, stable, cavitation bubble, *J. Acoust. Soc. Am.* **91** (6), 3166 (1992).
- [19] D. F. Gaitan und L. A. Crum, Observation of sonoluminescence from a single, stable cavitation bubble in a water/glycerine mixture, in *Frontiers of Nonlinear Acoustics: Proceedings of 12th ISNA*, herausgegeben von M. F. Hamilton und D. T. Blackstock, (Elsevier Science Publishers Ltd, London, 1990).
- [20] L. Gallmann et al., Generation of sub-6-fs blue pulses by frequency doubling with quasi-phase-matching gratings, *Optics Letters* **26** (9), 614 (2001).
- [21] R. Geisler, *Akustische Blasenfallen für die Sonolumineszenz*, Diplomarbeit, Universität Göttingen (1998).
- [22] R. Geisler, *Betriebsanleitung für das modifizierte Femtosekundenlasersystem*, Universität Göttingen, 3. Physikalisches Institut (2000-2003), [unveröffentlicht].
- [23] R. Geisler, T. Kurz und W. Lauterborn, Erzeugung und Dynamik elongierter Kavitationsblasen, in *Fortschritte der Akustik - DAGA 2002*, herausgegeben von U. Jekosch, (DEGA Oldenburg, 2002), [CDROM, ISBN 3-9804568-6-2].
- [24] R. Geisler, W.-D. Schmidt-Ott, T. Kurz und W. Lauterborn, Messungen zur Suche nach kavitationsinduzierter Neutronenemission, in *Fortschritte der Akustik - DAGA 2003*, herausgegeben von G. K. Behler, (DEGA Oldenburg, 2003), [CDROM, ISBN 3-9808659-0-8].
- [25] S. Glasstone und R. H. Lovberg, *Controlled Thermonuclear Reactions*, (D. Van Nostrand Company, 1960).
- [26] B. Gompf et al., Resolving Sonoluminescence Pulse Width with Time-Correlated Single Photon Counting, *Phys. Rev. Lett.* **79** (7), 1405 (1997).
- [27] D. X. Hammer et al., Experimental Investigation of Ultrashort Pulse Laser-Induced Breakdown Thresholds in Aqueous Media, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **32** (4), 670 (1996).



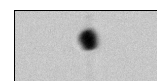
- [28] D. X. Hammer et al., Shielding properties of laser-induced breakdown in water for pulse durations from 5 ns to 125 fs, *Appl. Opt.* **36** (22), 5630 (1997).
- [29] A. Haug und H. Høgaasen, Sonoluminescence from deuterium bubbles in heavy water, *Phys. Scripta* **54**, 197 (1996).
- [30] M. Hentschel et al., Attosecond metrology, *Nature* **414** (6864), 509 (2001).
- [31] R. Hiller, S. K. Putterman und B. P. Barber, Spectrum of Synchronous Picosecond Sonoluminescence, *Phys. Rev. Lett.* **69** (8) (1992).
- [32] P. K. Kennedy, A first-order model for computation of laser-induced breakdown thresholds in ocular and aqueous media: Part 1 — theory, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **31** (12), 2241 (1995).
- [33] S. Kimball und P. Mattis, The GIMP: The GNU Image Manipulation Program, <http://www.gimp.org/>.
- [34] R. T. Knapp, J. W. Daily und F. G. Hammitt, *Cavitation*, (McGraw-Hill, 1970).
- [35] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, (John Wiley & Sons, 1979).
- [36] F. T. Kuchnir und F. J. Lynch, Time dependence of scintillations and the effect on pulse-shape discrimination, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-15** (3), 107 (1968).
- [37] V. Kunze, *Aufbau und Kalibrierung eines 4π -Detektorsystems zum Nachweis β -verzögerter Neutronen*, Doktorarbeit, Universität Göttingen (1993).
- [38] V. Kunze et al., A modular 4π counter for β -delayed neutrons, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* **361**, 263 (1995).
- [39] W. Lauterborn, High-speed photography of laser-induced breakdown in liquids, *Appl. Phys. Lett.* **21** (1), 27 (1972).
- [40] W. Lauterborn, Kavitation durch Laserlicht, *Acustica* **31** (2), 51 (1974).
- [41] W. Lauterborn (Hrsg.), *Cavitation and Inhomogenities in Underwater Acoustics*, (Springer, 1980).
- [42] W. Lauterborn und T. Kurz, *Coherent Optics*, (Springer, 2003), 2. Aufl.
- [43] J. H. Lee und C. S. Lee, Response function of NE213 scintillator for 0.5–6 MeV neutrons measured by an improved pulse shape discrimination, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* **402**, 147 (1998).
- [44] T. G. Leighton, *The Acoustic Bubble*, (Academic Press, 1994).
- [45] D. Lieberman, Radiation-Induced Cavitation, *Phys. Fluids* **2** (4), 466 (1959).



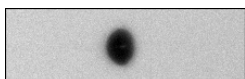
- [46] O. Lindau, *Untersuchungen zur lasererzeugten Kavitation*, Doktorarbeit, Universität Göttingen (2001).
- [47] O. Lindau und W. Lauterborn, Cinematic observation of the collapse and rebound of a laser-produced cavitation bubble near a wall, *J. Fluid Mech.* **479**, 327 (2003).
- [48] G. Maatz et al., Chemical and physical side effects at application of ultrashort laser pulses for intrastromal refractive surgery, *J. Opt. A: Pure Opt.* **2** (2000).
- [49] K. H. Maier und J. Nitschke, Die Lichtausbeute eines NE213-Szintillaltors für Protonen, *Nucl. Instr. and Meth.* **59**, 227 (1968).
- [50] T. H. Maiman, Stimulated optical radiation in ruby, *Nature* **187** (4736), 493 (1960).
- [51] P. Maine et al., Generation of Ultrahigh Peak Power Pulses by Chirped Pulse Amplification, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **24** (2), 398 (1988).
- [52] N. Marinesco und J. J. Trillat, Action des Ultrasons sur les Plaques Photographiques, *Proc. R. Acad. Sci.* **196**, 858 (1933).
- [53] O. E. Martinez, 3000 Times Grating Compressor with Positive Group Velocity Dispersion: Application to Fiber Compensation in 1.3–1.6 μm Region, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **QE-23** (1), 59 (1987).
- [54] E. Meyer und H. Kuttruff, Zur Phasenbeziehung zwischen Sonolumineszenz und Kavitationsvorgang bei periodischer Anregung, *Z. angew. Phys.* **11**, 325 (1959).
- [55] U. Morgner et al., Nonlinear Optics with Phase-Controlled Pulses in the Sub-Two-Cycle Regime, *Phys. Rev. Lett.* **86** (24), 5462 (2001).
- [56] W. C. Moss et al., Hydrodynamic simulations of bubble collapse and picosecond sonoluminescence, *Phys. Fluids* **6** (9), 2979 (1994).
- [57] W. C. Moss et al., Sonoluminescence and the prospects for table-top microthermonuclear fusion, *Phys. Lett. A* **211**, 69 (1996).
- [58] P. F. Moulton, Ti-doped sapphire: tunable solid-state laser, *Optics News* **8** (11/12), 9 (1982).
- [59] V. A. Namiot, Cavitation and Thermonuclear Fusion. Estimates of the Parameters and a Possible Method of Obtaining Positive Energy Balance, *Doklady Physics* **48** (1), 24 (2003).
- [60] J. Noack et al., Influence of pulse duration on mechanical effects after laser-induced breakdown in water, *J. Appl. Phys.* **83** (12) (1998).



- [61] J. Noack und A. Vogel, Laser-Induced Plasma Formation in Water at Nanosecond to Femtosecond Time Scales: Calculation of Thresholds, Absorption Coefficients, and Energy Density, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **35** (8), 1156 (1999).
- [62] C. D. Ohl, *Zur Dynamik und Lumineszenz von Kavitationsblasen*, Doktorarbeit, Universität Göttingen (1999).
- [63] C.-D. Ohl, Luminescence from acoustic-driven laser-induced cavitation bubbles, *Physical Review E* **61** (2), 1497 (2000).
- [64] C. D. Ohl, T. Kurz, R. Geisler, O. Lindau und W. Lauterborn, Bubble dynamics, shock waves and sonoluminescence, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **357**, 269 (1999).
- [65] C. D. Ohl, O. Lindau und W. Lauterborn, Luminescence from Spherically and Aspherically Collapsing Laser Induced Bubbles, *Phys. Rev. Lett.* **80** (2), 393 (1998).
- [66] N. A. Papadogiannis et al., Observation of Attosecond Light Localization in Higher Order Harmonic Generation, *Phys. Rev. Lett.* **83** (21), 4289 (1999).
- [67] P. M. Paul et al., Observation of a train of attosecond pulses from high harmonic generation, *Science* **292** (5522), 1689 (2001).
- [68] N. Pelekasis und K. Tsiglifis, Numerische Berechnungen von rotationselliptischen Blasen mit der Randintegralmethode, private Mitteilung, University of Thessaly, Volos, 2003.
- [69] C. Pfeleiderer, *Strömungsmaschinen*, (Springer, 1957), 2. Aufl.
- [70] A. Philipp und W. Lauterborn, Cavitation erosion by single laser-produced bubbles, *J. Fluid Mech.* **361**, 75 (1998).
- [71] L. Rayleigh, On the Pressure developed in a Liquid during the collapse of a Spherical Cavity, *Phil. Mag.* **34**, 94 (1917).
- [72] R. Roy, P. A. Schulz und A. Walther, Acousto-optic modulator as an electronically selectable unidirectional device in a ring laser, *Optics Letters* **12** (9), 672 (1987).
- [73] F. Salin et al., Single-shot measurement of a 52-fs pulse, *Appl. Opt.* **26** (21), 4528 (1987).
- [74] G. S. Settles, *Schlieren and Shadowgraph Techniques*, (Springer, 2001).
- [75] D. Shapira und M. Saltmarsh, Nuclear Fusion in Collapsing Bubbles—Is It There? An Attempt to Repeat the Observation of Nuclear Emissions from Sonoluminescence, *Phys. Rev. Lett.* **89** (10), 104302 (2002).
- [76] D. E. Spence, P. N. Kean und W. Sibbett, 60-fs pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser, *Optics Letters* **16** (1), 42 (1991).



- [77] J. Staudenraus und W. Eisenmenger, Fiber-optic probe hydrophone for ultrasonic and shock-wave measurements in water, *Ultrasonics* **31**, 267 (1993).
- [78] D. Strickland und G. Mourou, Compression of amplified chirped optical pulses, *Opt. Comm.* **56** (3), 219 (1985).
- [79] R. L. Sutherland, *Handbook of Nonlinear Optics*, (Marcel Dekker Inc. New York, 1996).
- [80] R. P. Taleyarkhan et al., Evidence for nuclear emissions during acoustic cavitation, *Science* **295**, 1868 (2002).
- [81] E. B. Treacy, Optical pulse compression with diffraction gratings, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **QE-5** (9), 454 (1969).
- [82] A. Vogel et al., Energy balance of optical breakdown in water at nanosecond to femtosecond time scales, *Appl. Phys. B* **68**, 271 (1999).
- [83] A. Vogel, S. Busch und U. Parlitz, Shock wave emission and cavitation bubble generation by picosecond optical breakdown in water, *J. Acoust. Soc. Am.* **100** (1), 148 (1996).
- [84] J. C. Walling, Tunable Parametric-Ion Solid-State Lasers, in *Tunable Lasers*, herausgegeben von L. F. Mollenhauer, J. C. White und C. R. Pollock, Kap. 9, (Springer, 1992), 2. Aufl.
- [85] C. West und R. Howlett, Experimental measurements on cavitation bubble dynamics, *Acustica* **21**, 112 (1969).
- [86] B. Wolfrum et al., Luminescence of transient bubbles at elevated ambient pressures, *Physical Review E* **64**, 046306 (2001).
- [87] C. C. Wu und P. H. Roberts, Shock-Wave Propagation in a Sonoluminescing Gas Bubble, *Phys. Rev. Lett.* **70** (22) (1993).
- [88] A. Yariv, *Quantum Electronics*, (John Wiley & Sons, 1988), 3. Aufl.
- [89] F. R. Young, *Cavitation*, (McGraw-Hill, 1989).



Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herr Prof. Dr. Werner Lauterborn hat mich in seine Arbeitsgruppe aufgenommen und meine Arbeit wissenschaftlich betreut. Ihm ist die hervorragende Ausstattung der Labore zu verdanken, die dem aktuellen Stand moderner Technik gerecht wird. Sein Interesse und seine Begeisterung für die Ergebnisse haben mich stets motiviert. Er hat dem andernorts eher technischen Charakter eines Physikinstituts in vieler Hinsicht eine warme, menschliche Arbeitsatmosphäre entgegengesetzt.

Herr Prof. Dr. Wolf-Dieter Schmidt-Ott hat mir das Wissen um die Neutronendetektion nahegebracht und sich selber tatkräftig an den Messungen beteiligt. Neben seinem *know-how* hat er uns für unsere Zusammenarbeit auch die ausgereifte Detektionstechnik zur Verfügung gestellt.

Bei Herrn Univ.-Doz. Dr. Martin Rein bedanke ich mich für die Übernahme des Korreferats.

Herrn Dr. Thomas Kurz danke ich für Hilfe in physikalischen Fragestellungen und für das Korrekturlesen.

Herr Prof. Dr. Ulrich Parlitz hat insbesondere während des Zusammenschreibens sehr zu meiner Motivation beigetragen. Auch sein Angebot, diese Arbeit korrekturzulesen, habe ich sehr zu schätzen gewusst und gerne angenommen.

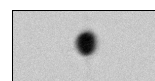
Prof. Dr. Nikos Pelekasis und Kostas Tsiglifis haben ihre Randintegral-Berechnungen an meine Wünsche angepasst und die numerischen Berechnungen durchgeführt.

Prof. Dr. Thierry Lepoint hat mir während seiner Besuche Einblicke in die Sonolumineszenz in konzentrierten Säuren gewährt. Die gemeinsamen Messungen, Diskussionen und Abendessen waren in jedem Sinne erhellend.

Dr. Robert Mettin hat diese Arbeit korrekturgelesen und vor allem beim Zusammenschreiben motivierend auf mich eingewirkt.

Dagmar Krefting danke ich für viele Gespräche und Diskussionen über Physik und die Welt, die meinen Horizont erweitert haben. Die gemeinsame Arbeit in Büro und Labor wird mir stets in angenehmer Erinnerung bleiben. Während der Zeit des Zusammenschreibens hat sie sich um die kritische Durchsicht meiner Manuskripte verdient gemacht und erheblich dazu beigetragen, mein Durchhaltevermögen zu stärken. Dinah Loerke und ihr danke ich für das Korrekturlesen und für die gemeinsame „Selbsthilfegruppe Dissertation“, die das Arbeiten deutlich erleichtert hat.

Die feinmechanische Werkstatt unter Leitung von Herrn Dieter Hille hat von der Kapselung der optischen Tische bis zur justierbaren Präzisionsfassung für die Fokussierungsoptik



etliche meiner Projekte umgesetzt. Auch bei den ungewöhnlichsten Anforderungen habe ich bei dem Team stets eine kompetente Beratung erfahren.

Dr. Karl Lautscham hat mir in vielen Fragen der Messtechnik und mancher physikalischen Frage geholfen. Die Mitarbeiter der von ihm geleiteten elektronischen Werkstatt haben die Reparatur defekter Geräte, wie auch die Neuanfertigung von Spezialgeräten zuverlässig durchgeführt.

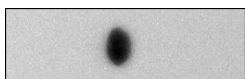
Es war ausgesprochen beruhigend, zuverlässige EDV-Experten hinter sich zu wissen, die sich um regelmäßige Sicherheitskopien und einen stabilen Rechenbetrieb kümmern. Herr Thomas Geiling und Herr Gerhard König wie auch Dr. Hans Werner Strube ist es zu verdanken, dass die seltenen Störungen innerhalb kürzester Zeit beseitigt waren.

Gisa Kirschmann-Schröder hat mir in allen Fragen der Fotografie geholfen; Bernadette Tyson, Elke Zech und Martina Schulz danke ich für die Abwicklung vieler organisatorischer Aufgaben. Gemeinsam haben sie viel zu dem freundlichen Charakter des Instituts beigetragen.

Ich danke allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe „Nichtlineare Dynamik“, wie auch vielen anderen Angehörigen des Instituts, für das entspannte Arbeitsklima und interessante Gespräche.

Teile dieser Arbeit wurden von dem DFG-Projekt „Untersuchungen der Kavitationserosion und Lumineszenz mit lasererzeugten Blasen“ und von dem BMBF-Projekt „Untersuchung von Kavitationsfeldern“ finanziell unterstützt.

Bei meinen Eltern und meiner Schwester wie auch bei meinen Freunden und Grubenkumpeln bedanke ich mich für die langjährige Unterstützung, den sozialen Rückhalt sowie ihr Interesse und Verständnis für meine Arbeit



Lebenslauf

Name: Reinhard Geisler

Geboren: 24. 8. 1968 in Göttingen

Eltern: Gerhard und Adelheid Geisler

Staatsangehörigkeit: deutsch

Familienstand: ledig

1975 – 1979	W.-Henneberg-Grundschule in Göttingen
1979 – 1988	Hainberg-Gymnasium in Göttingen
Frühjahr 1988	Abitur
Juli 1988 – Juni 1990	Zeitsoldat SaZ 2 der Bundeswehr, Dienststelle 3./FmBtl 2 in Fuldataal
Oktober 1989	Beförderung zum Unteroffizier
Oktober 1991	Anerkennung als Kriegsdienstverweigerer
Oktober 1990 – Mai 1998	Studium der Physik, Universität Göttingen
Mai 1998	Diplom in Physik
Seit Juli 1998	wissenschaftlicher Mitarbeiter am 3. Physikalischen Institut der Universität Göttingen:
Juli 1998 bis Juni 2001	DFG-Projekt „Untersuchungen der Kavitationserosion und Lumineszenz mit lasererzeugten Blasen“.
Seit Juli 2001	BMBF-Verbundprojekt „Untersuchung von Kavitationsfeldern“.

