

**Laser mit phasenkonjugierendem Spiegel auf
der Basis der stimulierten Brillouin-Streuung
in ausgewählten Materialien**

Kay Mittler

Durchgeführt als Diplomarbeit
am Institut für Physik der Universität Potsdam
in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. R. Menzel
Juli 1996 - Juli 1997

Inhaltsverzeichnis:

1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	3
2.1. Phasenkonjugierende SBS-Spiegel	3
2.2. Prinzipieller Aufbau und Funktionsweise eines SBS-Oszillators	7
2.3. Resonatorberechnung eines Lasers mit phasenkonjugierendem SBS-Spiegel	9
2.4. Resonatorlängenabstimmung und longitudinale Moden	14
2.5. Pulsformanalyse	15
3. Aufbau und Meßmethoden	23
3.1. Experimenteller Aufbau und allgemeine Meßmethoden	23
3.1.1. Variation der SBS-Resonatorlänge	27
3.1.2. Variation der Startresonatorlänge	29
3.1.3. Variation der Verluste im Startresonator	31
3.1.4. Variation der Fokussierung in der SBS-Zelle	31
3.2. Untersuchungen zur Phasenkonjugation im SBS-Oszillator	33
4. Ergebnisse	37
4.1. Variation der SBS-Resonatorlänge mit SF ₆ als SBS-Medium	37
4.1.1. Auswirkungen auf die Pulsenergie und Pulsstabilität	37
4.1.2. Transientes Modenverhalten	38
4.1.3. Auswirkungen auf die Zeitstruktur der Pulse	41
4.2. Variation der Startresonatorlänge mit SF ₆ , CO ₂ und Xenon als SBS-Medien	47
4.2.1. Auswirkungen auf die Pulsenergie und Pulsstabilität	47
4.2.2. Transientes Modenverhalten mit SF ₆ als SBS-Medium	49
4.2.3. Auswirkungen auf die Zeitstruktur der Pulse	50
4.3. Variation der Verluste im Startresonators mit SF ₆ , CO ₂ und Xe als SBS-Medien	53
4.3.1. Auswirkungen auf die Pulsenergie und Pulsstabilität	53
4.3.2. Auswirkungen auf die Zeitstruktur der Pulse	55

4.4. Variation der Fokussierung in der SBS-Zelle mit SF ₆ als SBS-Medium	59
4.4.1. Auswirkungen auf die Pulsenergie und Pulsstabilität	59
4.4.2. Auswirkungen auf die Zeitstruktur der Pulse	60
4.5. Untersuchungen zur Phasenkongjugation mit SF ₆ als SBS-Medium	61
4.5.1. Energiereflexion in Abhängigkeit von den Verlusten im Startresonator	61
4.5.2. Verluste am Pinhole mit und ohne Aberrator im SBS-Resonator	64
4.5.3. Leistungsreflexion der SBS	66
4.5.4. Abschätzung zur Schwellabsenkung der SBS im Resonator	67
5. Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse	69
5.1. Longitudinale Modenstruktur	69
5.2. Qualität der Phasenkongjugation	74
6. Optimierung eines einfachen SBS-Resonators mit Nd:YALO als aktivem Medium und 12,5 Watt Ausgangsleistung	75
6.1. Messung der thermischen Linse	76
6.2. Optimierter Aufbau	78
6.3. Ausgangsparameter	79
7. Zusammenfassung	81
8. Literatur	83
9. Danksagung	87
10. Anhang	89

1. Einleitung

Immer mehr Laseranwendungen, insbesondere in der Materialbearbeitung, verlangen hohe mittlere Ausgangsleistungen bei sehr guter Strahlqualität und niedrigen Kosten.

Die Strahlqualität von Festkörperlasern hoher mittlerer Ausgangsleistungen wird entscheidend durch thermisch induzierte Doppelbrechung und Aberrationen der thermischen Linse des stark gepumpten aktiven Mediums bestimmt. Zur Kompensation der Aberrationen der thermischen Linse und des Astigmatismus doppelbrechender Lasermedien, können phasenkonjugierende Spiegel eingesetzt werden. Verfahren für die Erzeugung phasenkonjugierender Spiegel [1] sind zum Beispiel die Vier-Wellen-Mischung (FWM) [2, 3, 4], die Brillouin gestützte Vier-Wellen-Mischung (BEFWM) [5] und die stimulierte Brillouin-Streuung (SBS) [6, 7].

Phasenkonjugierende Spiegel auf der Basis der stimulierten Brillouin-Streuung finden schon vielfach in Oszillator-Verstärker-Systemen mit mittleren Ausgangsleistungen bis zu 870 Watt Anwendung [8, 9, 10, 11, 12]. Die SBS eignet sich auch für den Einsatz als passiver Güteschalter und phasenkonjugierender Spiegel zur Erzielung sehr guter Strahlqualitäten in Laser-Oszillatoren. Mit SBS-Oszillatoren wurden bisher mittlere Ausgangsleistungen von bis zu 27 Watt erreicht [13]. Dabei nutzt man die Möglichkeit der Schwellherabsetzung der SBS in längenabgestimmten Oszillatoren aus [14].

Die Kopplung von Startresonator und SBS-Resonator spielt für die Ausbildung der longitudinalen Modenstruktur eine bedeutende Rolle [15, 16]. Der Einfluß der Resonatorparameter auf die Modenstruktur und die Ausgangsparameter sind in dieser Arbeit untersucht worden. Dafür sind die Abhängigkeiten der Pulsenergie, der Pulsstabilität und der longitudinalen Modenstruktur des Laserlichts von der Längenanpassung des SBS-Resonators und des Startresonators an die durch die SBS hervorgerufene Frequenzverschiebung des Lichts (Brillouin-Shift) sowie von der Reflektivität des hinteren Startresonatorspiegels und von der Fokussierung in den SBS-Medien SF₆, CO₂ und Xenon untersucht worden. Weiterhin wurde in ersten Experimenten die Qualität der Phasenkonjugation im SBS-Resonator und die Reflektivität des SBS-Spiegels in Abhängigkeit des effektiven Reflexionsgrades des Startresonatorspiegels für verschiedene Aberrationen untersucht. Aus den Meßergebnissen können Rückschlüsse auf den Schaltprozeß der SBS gezogen werden. Weiterhin kann das Resonatordesign optimiert werden.

2. Theoretische Grundlagen

2.1. Phasenkongjugierende SBS-Spiegel

Ursache für die stimulierte Brillouin-Streuung (SBS) ist die nichtlineare Wechselwirkung des einfallenden Lichts hoher Intensität mit dem SBS-Medium. Die Polarisation \vec{P} des Mediums hängt dann nicht mehr linear von der elektrischen Feldstärke \vec{E} des einfallenden Lichtes ab, die Komponenten P_i des Polarisationsvektors enthalten additive Terme P_{iNL} .

$$P_i = P_{iL} + P_{iNL} = \chi_{ij} E_j + \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots \quad (1)$$

Die SBS ist ein nichtlinearer Effekt 3. Ordnung, was bedeutet, daß die 3. Potenz der elektrischen Feldstärke den entscheidenden Anteil der Polarisation liefert. $\chi_{ijkl}^{(3)}$ ist der Suszeptibilitätstensor 3. Ordnung. Die aus den Maxwell-Gleichungen resultierende Wellengleichung der nichtlinearen Optik [17],

$$\Delta \vec{E} - \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (2)$$

dient der Beschreibung des elektrischen Feldes in nichtlinearen, homogenen und isotropen Medien. Der Mechanismus der Wechselwirkung zwischen einfallendem und reflektiertem Licht ist eine Dichtemodulation im SBS-Medium, die durch die Schwebung aus einfallendem und gestreutem Licht via Elektrostriktion gebildet wird. Die Kraftwirkung auf die Moleküle des SBS-Mediums ist dabei proportional zum Quadrat der elektrischen Feldstärke [18].

Die stimulierte Brillouin-Streuung kann auch als Photon-Phonon-Wechselwirkung betrachtet werden. Dabei wird durch einen unelastischen Stoß ein akustisches Phonon erzeugt unter Richtungsumkehr des auslösenden Photons (Stokes-Streuung). Aufgrund der Energieerhaltung besitzt das reflektierte Licht eine geringere Energie als das einfallende, damit auch eine kleinere Frequenz. Diese Frequenzdifferenz wird auch als Brillouin-Shift ν_B bezeichnet, sie hat entscheidende Bedeutung für den stimulierten Streuprozess. Eine andere Möglichkeit der Brillouin-Streuung ist die Vernichtung eines akustischen Phonons unter Richtungsumkehr des einfallenden Lichtes. Das reflektierte Licht besitzt dann eine um ν_B erhöhte Frequenz (Anti-Stokes-Streuung). Abb. 2.1.1 zeigt beide Streuprozesse in einer Gegenüberstellung.

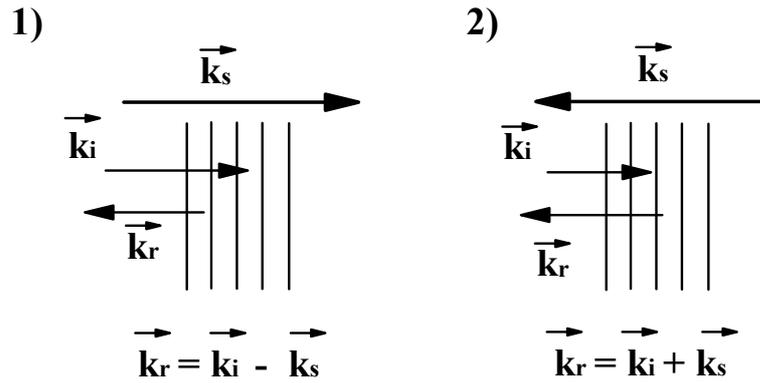


Abb. 2.1.1: *Prinzipskizze der Brillouin-Streuung: 1) Stokes-Streuung*

2) Anti-Stokes-Streuung

Für die gestreute Welle ergibt sich nach dem Impulserhaltungs- und Energieerhaltungssatz für die Frequenz ν und den Wellenvektor \vec{k} :

$$\nu_r = \nu_i \mp \nu_B \quad \vec{k}_r = \vec{k}_i \mp \vec{k}_s \quad (3)$$

Der Index r steht für reflektiert, i für einfallend und s für Schallwelle. Da die Impulse der einfallenden und reflektierten Lichtwelle nur wenig voneinander abweichen [18], kann folgende Näherung gemacht werden:

$$k_s \approx 2k_i \quad (4)$$

Der Prozeß der stimulierten Brillouin-Streuung kann im Wellenbild wie folgt beschrieben werden.

Das in ein SBS-Medium einfallende Licht wird zunächst an statistisch verteilten Schallwellen in alle Richtungen gestreut. Diese Dichtefluktuationen entstehen aufgrund der Brownschen Molekularbewegung und sind temperaturabhängig. Die in entgegengesetzter Richtung zur einfallenden Welle gestreute Welle interferiert mit der einfallenden. Aufgrund des Frequenzunterschieds bildet sich eine Schwebung, die parallel zur einfallenden Welle läuft. Diese Intensitätsmodulation mit der Frequenz ν_B führt über die Elektrostriktion zu einer Dichtemodulation im Medium mit einer Wellenlänge entsprechend der spontanen Schallwelle. Das wiederum führt zu einer Verstärkung der Schallwellenamplitude. Nachfolgend eintreffende Lichtwellen werden an dieser Schallwelle stimuliert gestreut [19], einfallende und gestreute Welle sind über die Schallwelle gekoppelt. Dabei wird wiederum die Schallwellenamplitude verstärkt. Die Reflektivität des Schallwellengitters und die Intensität des reflektierten Lichtes erhöht sich, die SBS wirkt als Spiegel.

Mit Hilfe der Navier-Stokes-Gleichung läßt sich die Kopplung von Lichtwellen und Schallwelle mathematisch beschreiben. Unter Anwendung von (2) und einigen Näherungen [6, 20] ergeben sich drei gekoppelte Differentialgleichungen:

$$\frac{\partial I_{\text{in}}(z, t)}{\partial z} = -S(z, t) \sqrt{I_{\text{in}}(z, t) I_{\text{out}}(z, t)} \quad (5)$$

$$\frac{\partial I_{\text{out}}(z, t)}{\partial z} = -S(z, t) \sqrt{I_{\text{in}}(z, t) I_{\text{out}}(z, t)} \quad (6)$$

$$\frac{\partial S(z, t)}{\partial t} = \frac{1}{2\tau_B} \left[g_B \sqrt{I_{\text{in}}(z, t) I_{\text{out}}(z, t)} - (S(z, t) - S_0) \right] \quad (7)$$

$I_{\text{in}}, I_{\text{out}}$:	Intensität der einfallenden und gestreuten Welle
S :	Schallwellenamplitude
S_0 :	Amplitude der spontanen Schallwelle
τ_B :	Lebensdauer der spontanen Schallwelle
z :	Ort in Ausbreitungsrichtung der einfallenden Welle
g_B	stationärer Brillouin-Verstärkungs-Koeffizient

Aus den Gleichungen ist ersichtlich, daß der Materialparameter g_B möglichst groß und τ_B möglichst klein gewählt werden sollte, um die Schallwelle optimal zu generieren.

Kochemasov zeigte in [21], daß die reflektierte Welle unter der Bedingung starker Fokussierung die phasenkonjugierte der Einfallenden ist. Das bedeutet, daß der Radius der Wellenfront bei der Reflexion bezüglich der Ausbreitungsrichtung umgekehrt wird.

Der Vektor des elektrischen Feldes vor der Reflexion ist gegeben durch:

$$\vec{E}_{\text{in}}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \vec{A}(\vec{r}) \left(e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t + \varphi(\vec{r}))} + e^{-i(\vec{k}\vec{r} - \omega t + \varphi(\vec{r}))} \right) \quad (8)$$

$$\vec{E}_{\text{in}}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \vec{E}_{\text{in}}(\vec{r}) e^{-i\omega t} + \frac{1}{2} \vec{E}_{\text{in}}^*(\vec{r}) e^{i\omega t} \quad (9)$$

Für die phasenkonjugierende Reflexion gilt unter Vernachlässigung der sehr geringen Frequenzverschiebung bei der Streuung:

$$\vec{k}_{\text{con}}(\vec{r}) = -\vec{k}_{\text{in}}(\vec{r}) \quad (10)$$

$$\varphi_{\text{con}}(\vec{r}) = -\varphi_{\text{in}}(\vec{r}) \quad (11)$$

Daraus ergibt sich für die reflektierte, phasenkonjugierte Welle:

$$\vec{E}_{\text{con}}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} A(\vec{r}) \left(e^{i(-\vec{k}\vec{r} - \omega t - \varphi(\vec{r}))} + e^{-i(-\vec{k}\vec{r} - \omega t - \varphi(\vec{r}))} \right) \quad (12)$$

$$\vec{E}_{\text{con}}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \vec{E}_{\text{con}}(\vec{r}) e^{-i\omega t} + \frac{1}{2} \vec{E}_{\text{con}}^*(\vec{r}) e^{i\omega t} \quad (13)$$

Die komplexen Amplituden der einfallenden und der phasenkonjugierten Welle verhalten sich wie folgt:

$$\vec{E}_{\text{con}}(\vec{r}) = \vec{E}_{\text{in}}^*(\vec{r}) \quad (14)$$

Durch formales Ersetzen von t durch $-t$ wird aus Gleichung (8) Gleichung (12). Die Phasenkonjugation verursacht ein zeitumgekehrtes Verhalten der Phasenfronten.

$$\vec{E}_{\text{con}}(\vec{r}, t) = \vec{E}_{\text{in}}(\vec{r}, -t) \quad (15)$$

Diese Eigenschaften des phasenkonjugierenden SBS-Spiegels lassen sich zur Kompensation von Phasenstörungen in Lasermedien, insbesondere in Festkörperlasermedien, ausnutzen.

Beim zweiten Durchgang des Lichtes durch ein aberrierendes Medium nach Reflexion an einem phasenkonjugierenden Spiegel werden die Phasenstörungen in den Phasenfronten rückgängig gemacht (Abb. 2.1.2).

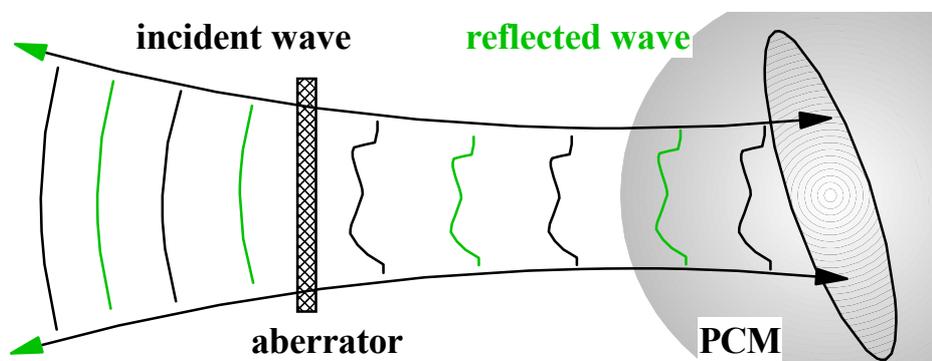


Abb. 2.1.2: *Prinzipskizze eines phasenkonjugierenden Spiegels (PCM)*

Der SBS-Spiegel paßt seine Krümmung der Phasenfront des einfallenden Lichtes an, dadurch können durch den Aberrator verursachte Laufzeitunterschiede beim zweiten Durchlauf ausgeglichen werden.

Die SBS benötigt eine Startenergie bzw. -leistung, um merklich über die durch das Rauschen erzeugte spontane Brillouin-Streuung hinaus zu wachsen. Die Energie, die für eine Energereflection der SBS von 2% notwendig ist, wird als Schwellenergie bezeichnet.

2.2. Prinzipieller Aufbau und Funktionsweise eines SBS-Oszillators

Das hier verwendete Verfahren zur Erzeugung phasenkonjugierender Spiegel in Oszillatoren ist die SBS. Weiterführende Literatur zu Verfahren zur Erzeugung phasenkonjugierender Spiegel in Oszillatoren ist in [22 bis 30, 36] zu finden.

Der SBS-Oszillator besteht aus einem Startresonator mit der optischen Länge L_{start} und einem SBS-Resonator mit der optischen Länge L_{SBS} (Abb. 2.2.1). Dabei dient der Startresonator zur Erzielung der Schwellenergien der SBS und zur Schwellenabsenkung der SBS aufgrund der longitudinalen Modenstruktur des Startresonators. Den SBS-Resonator bilden der Auskoppelspiegel M1, das aktive Medium (Nd:YALO) und der phasenkonjugierenden Spiegel im SBS-Medium. Dazu ist es notwendig, im SBS Medium einen Fokus zu erzeugen, um die Wechselwirkungslänge kleiner als die Kohärenzlänge des Lasers zu machen. Dies kann mittels eines Teleskops im Resonator geschehen. Dieses hat gleichzeitig den Vorteil, daß man große Modenvolumina im aktiven Medium realisieren kann [31] und der Stabilitätsbereich des Startresonators der Pumpleistung, das heißt, der Änderung der thermischen Linse des aktiven Mediums, durch Veränderung der Teleskoplänge angepaßt werden kann. Ein Nachteil des Teleskopresonators besteht in der Justierempfindlichkeit der Linsen. Weiterhin werden zwei Blenden zur Selektion des TEM_{00} Modes und Festlegung des Arbeitspunktes benötigt. Besonders hat sich die Ausnutzung eines Pinholes im Fokus als erste Modenblende und Raumfilter sowie des Stabdurchmessers als zweite Modenblende bewährt. Zur Variation der Verluste des Startresonators werden bei kleinen mittleren Leistungen Grauglas-Filter F verwendet bei konstantem Reflexionsgrad der Spiegel M2. Bei höheren mittleren Leistungen werden die Reflexionsgrade des Spiegels M2 variiert, da die thermischen Linsen der Graugläser den Strahlverlauf im Resonator entscheidend verändern können. Als SBS-Medien haben sich hochverdichtete Gase wie SF_6 (2 MPa), CO_2 (5 MPa) und Xenon (5 MPa) aufgrund ihrer geringen Absorption und hohen optischen Durchbruchfestigkeit bewährt.

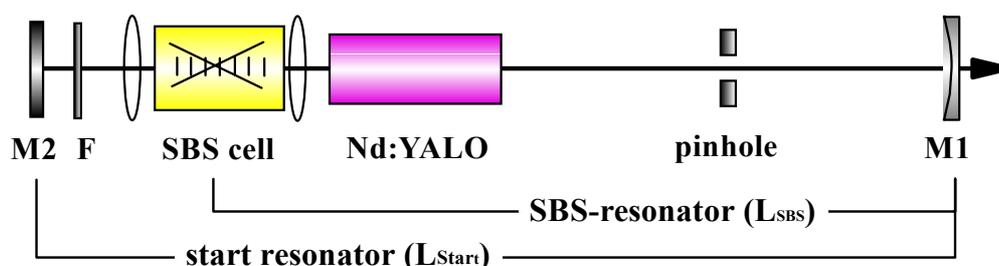


Abb. 2.2.1: Prinzipieller Aufbau eines SBS-Oszillators

Die Funktionsweise des SBS-Oszillators kann wie folgt beschrieben werden.

Nach Erreichen der Laserschwelle oszilliert das Laserlicht im Startresonator. Das SBS-Medium ist zu dieser Zeit noch transparent, die Verluste im Startresonator werden durch die effektiven Reflexionsgrade der Spiegel und durch Beugungsverluste an den Blenden bestimmt. Der exponentielle Anstieg der Intensität im ersten Spiking-Puls des Startresonators führt dazu, daß die Schwelle der SBS erreicht wird. Die Reflektivität des SBS-Spiegels steigt an, das reflektierte Licht wird nach einem Umlauf im SBS-Resonator verstärkt und erhöht damit wiederum die Reflektivität des SBS-Spiegels. Als Folge oszilliert nur noch Licht im SBS-Resonator, die Besetzungsinversion wird aufgrund der geringen Verluste des SBS-Resonators in kurzer Zeit vollständig abgebaut. Die SBS wirkt also als passiver Güteschalter [32] mit Q-switch Pulslängen von typischerweise 20 ns bis 70 ns (FWHM). Bei hoher Pumpimpulsenergie wiederholt sich dieser Güteschaltungsprozeß innerhalb der Pumpimpulsdauer mehrfach. Die Folge ist ein Pulszug (Burst) mit Pulsfolgefrequenzen im kHz-Bereich. Die Q-switch Pulslänge Δt ist abhängig von der Lebensdauer τ der Photonen im Resonator, von der Anfangsinversion n_A , der Endinversion n_E und der Inversion n_M am Intensitätsmaximum des Q-switch Pulses [33].

$$\tau = \frac{L}{c(1 - RV)} = \frac{\tau_U}{2(1 - RV)} \quad (16)$$

$$\Delta t = \tau \frac{n_A - n_E}{n_A - n_M \left[1 + \ln\left(\frac{n_A}{n_M}\right) \right]} \quad (17)$$

- R effektiver Reflexionsgrad des Resonators
- V Verlustfaktor im Resonator pro Durchgang
- c Vakuumlichtgeschwindigkeit
- L optische Resonatorlänge
- τ_U Umlaufzeit des Resonators

2.3. Resonatorberechnung eines Lasers mit phasenkonjugierendem SBS-Spiegel

Die Realisierung eines SBS-Oszillators mit bestmöglicher Strahlqualität und hoher Ausgangsleistung stellt gewisse Anforderungen an die Komponenten und Geometrie dieses Systems. Der Gauß-Hermite-Mode TEM_{00} oder auch Grundmode besitzt die physikalisch bestmögliche Strahlqualität. Man spricht von beugungsbegrenztem Licht. Seine transversale Intensitätsverteilung $I(r)$ ist kreissymmetrisch und entspricht der Gauß-Verteilung:

$$I(r) = I_0 e^{(-2r^2/w^2)} \quad (18)$$

$$r^2 = x^2 + y^2. \quad (19)$$

I_0 ist die Maximalintensität und w der Strahlradius bei $I=I_0/e^2$. Abb. 2.3.1 zeigt das Verhalten der Ausbreitung eines TEM_{00} -Strahlungsfeldes in der Umgebung einer Strahltaille.

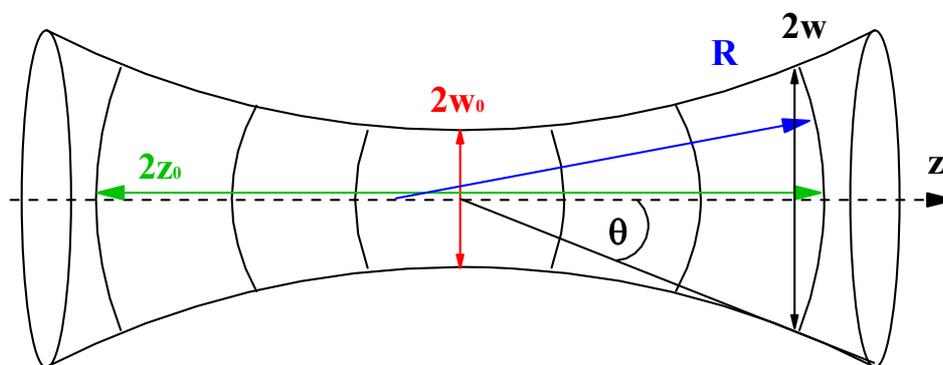


Abb. 2.3.1: Ausbreitung eines Gaußstrahls und beschreibende Parameter

Zur Beschreibung des Gaußstrahls wird der komplexe Strahlparameter $q(z)$ eingeführt, der den Strahlradius w ($w = r$ aus (18)) und den Radius R der Phasenfronten an jeder Stelle z charakterisiert [17].

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi w(z)^2} \quad (20)$$

λ bezeichnet die Wellenlänge des Lichtes, θ ist der halbe Fernfeld-Öffnungswinkel und z_0 die Rayleigh-Länge mit $z_0 = \pi w_0^2 / \lambda$.

Da der lineare SBS-Oszillator aus zwei Teilresonatoren besteht, die abgesehen vom kurzen Schaltprozeß zeitlich nacheinander anschwingen, können diese auch getrennt berechnet werden. Dabei greift man auf den Matrix-Formalismus zurück, bei dem jedem durchlaufenem optischen Element n des Resonators eine 2×2 Matrix M_n zugeordnet wird [17].

$$M_n = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \quad (21)$$

Der komplexe Strahlparameter q_0 vor einem Element wird durch die Matrix in den komplexen Strahlparameter q_1 hinter dem Element nach dem ABCD-Gesetz (22) transformiert [17].

$$q_1 = \frac{Aq_0 + B}{Cq_0 + D} \quad (22)$$

Die Matrizen der einzelnen Elemente sind der entsprechenden Literatur zu entnehmen [17, 34, 35].

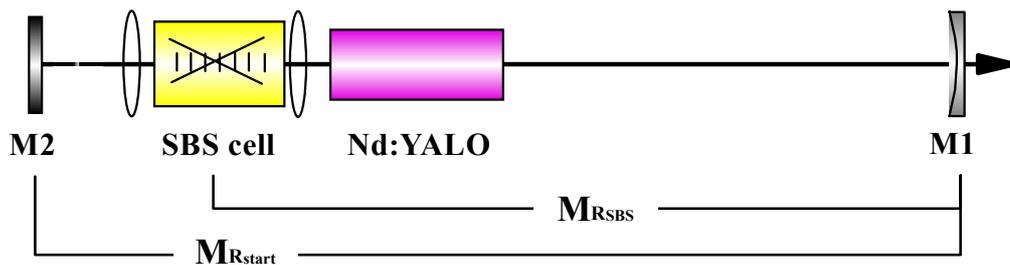


Abb. 2.2.1 Teilresonatoren und dazugehörige Umlaufmatrizen

Die Multiplikation (von links) der Matrizen aller bei einem Umlauf durchlaufener n Elemente des Startresonators führt zur Umlaufmatrix des Startresonators (23) mit $m=2n-2$.

$$M_{R_{\text{start}}} = \begin{pmatrix} A_{\text{start}} & B_{\text{start}} \\ C_{\text{start}} & D_{\text{start}} \end{pmatrix} = M_m M_{m-1} M_{m-2} \dots M_1 \quad (23)$$

Sie transformiert q_0 an einer bestimmten Stelle des Resonators (üblicherweise am Auskoppler M1) in q_1 an der selben Stelle. Die Stabilitätsbedingung des Resonators ist erfüllt, wenn $q_1 = q_0 = q_E$. Das führt zur Eigenwertgleichung:

$$q_E = \frac{A_{\text{start}} q_E + B_{\text{start}}}{C_{\text{start}} q_E + D_{\text{start}}} \quad (24)$$

Daraus ergeben sich dann die Eigenlösungen des komplexen Strahlparameters (25), von der nur eine physikalisch sinnvoll ist.

$$\frac{1}{q_E} = \frac{D_{\text{start}} - A_{\text{start}}}{2B_{\text{start}}} - i \frac{\sqrt{4 - (A_{\text{start}} + D_{\text{start}})}}{2|B_{\text{start}}|} \quad (25)$$

Der komplexe Strahlparameter kann sich nach einem Umlauf nur mit reellem Strahlradius reproduzieren, wenn für die Komponenten der Umlaufmatrix folgende Ungleichung erfüllt ist:

$$4 - (A_{\text{start}} + D_{\text{start}})^2 > 0 \quad \Leftrightarrow \quad |A_{\text{start}} + D_{\text{start}}| < 2 \quad (26)$$

Ist die Stabilitätsbedingung (26) erfüllt, so ergeben sich für den Krümmungsradius der Phasenfronten und den Strahlradius an der Startposition folgende Gleichungen:

$$R_E = \frac{2B_{\text{start}}}{D_{\text{start}} - A_{\text{start}}} \quad w_E = \sqrt{\frac{2\pi|B_{\text{start}}|}{\lambda\sqrt{4 - (A_{\text{start}} + D_{\text{start}})^2}}} \quad (27)$$

Ausgehend von der Berechnung von R_E und w_E an einer Position im Resonator, kann der gesamte Strahlverlauf im Resonator mittels des ABCD-Gesetzes bestimmt werden.

Die Berechnung der Eigenlösung des SBS-Resonators ist aufgrund der nichtlinearen Eigenschaften des SBS-Spiegels kompliziert. *Giuliani* stellt in [37] ein vereinfachtes Modell zur Berechnung der transversalen Moden vor. Danach kann wie folgt vorgegangen werden.

Die SBS ist ein nichtlinearen Effekt, die Reflexionseigenschaften hängen stark von der eingestrahlten Intensität ab. Die Flanken der Gaußstrahlen werden deshalb schwächer reflektiert oder bei Unterschreitung der SBS-Schwelle transmittiert. Der Strahlradius w_r des reflektierten Gaußstrahls ist kleiner als der des einfallenden (w_i). Dieses drückt sich im β -Faktor aus (28), der das Verhältnis beider Strahlradien am Ort z_r repräsentiert (Abb. 2.2.2).

$$w_r(z_r) = \beta w_i(z_r) \quad (28)$$

Für das Verhältnis der Phasenfrontradien ergibt sich nach *Kochemasov* [21]:

$$R_r = \frac{-R_i}{1 + \frac{z_0}{z} \sqrt{\beta^{-4} - 1}} \quad (29)$$

Hierbei ist z die Länge des SBS-Mediums in Strahlrichtung und z_0 die Rayleigh-Länge, die bei starker Fokussierung der Wechselwirkungslänge entspricht. Gleichung 29 vereinfacht sich mit $z \gg z_0$ zu:

$$R_r = -R_i \quad (30)$$

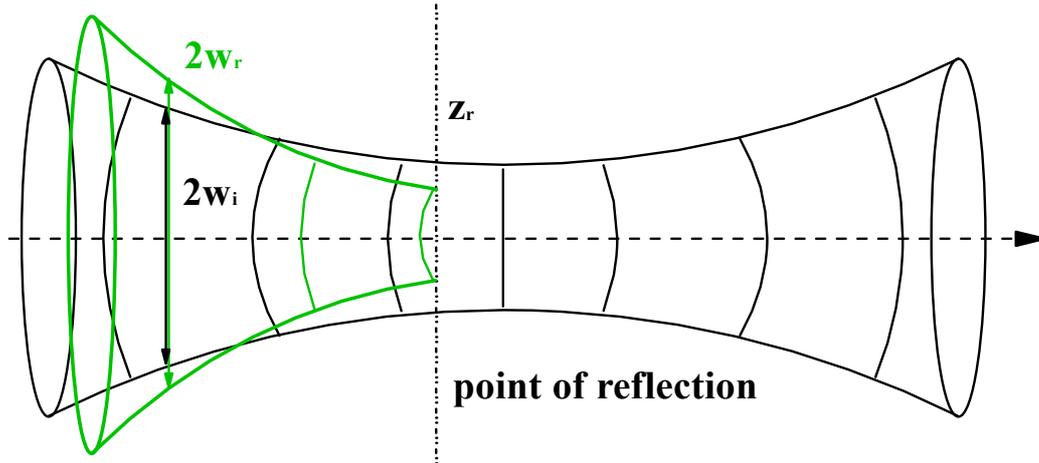


Abb. 2.2.2: Ausbreitung des einfallenden und des reflektierten (grün) Gaußstrahls

Bei gleicher Strahlqualität führt der um β verkleinerte Strahlradius zu einer größeren Divergenz. Die Strahldivergenz des reflektierten Strahls hängt stark vom Ort der Reflexion z_r ab, was sich bei der Resonatorberechnung nach *Giuliani* bemerkbar macht (Abb. 2.2.3). Die Berechnung des SBS-Resonators nach [37] erfolgt mittels der Umlaufmatrix (31) ohne die Matrix des SBS-Spiegels, die den komplexen Strahlparameter q_0 vor dem SBS-Spiegel in den komplexen Strahlparameter q_1 vor dem SBS-Spiegel transformiert.

$$M_{R_{SBS}} = \begin{pmatrix} A_{SBS} & B_{SBS} \\ C_{SBS} & D_{SBS} \end{pmatrix} = M_m M_{m-1} M_{m-2} \dots M_1 \quad (31)$$

Für den von der SBS-Zelle reflektierten Strahl gelten nach [37]:

$$w_E = \sqrt{\frac{\lambda \beta |B_{SBS}|}{\pi}} \quad R_E = -\frac{B_{SBS}}{A_{SBS}} \quad (32)$$

Demnach bleibt der Strahlradius unabhängig von den Elementen im SBS-Resonator immer reell und endlich, der SBS-Resonator ist immer stabil.

Die Berechnungen der Resonatoren wurde mit einem von M. Ostermeyer entwickelten Programm durchgeführt.

Abb. 2.2.3 zeigt nach *Giuliani* errechnete Strahlverläufe im SBS-Resonator für unterschiedliche Startpunkte der SBS.

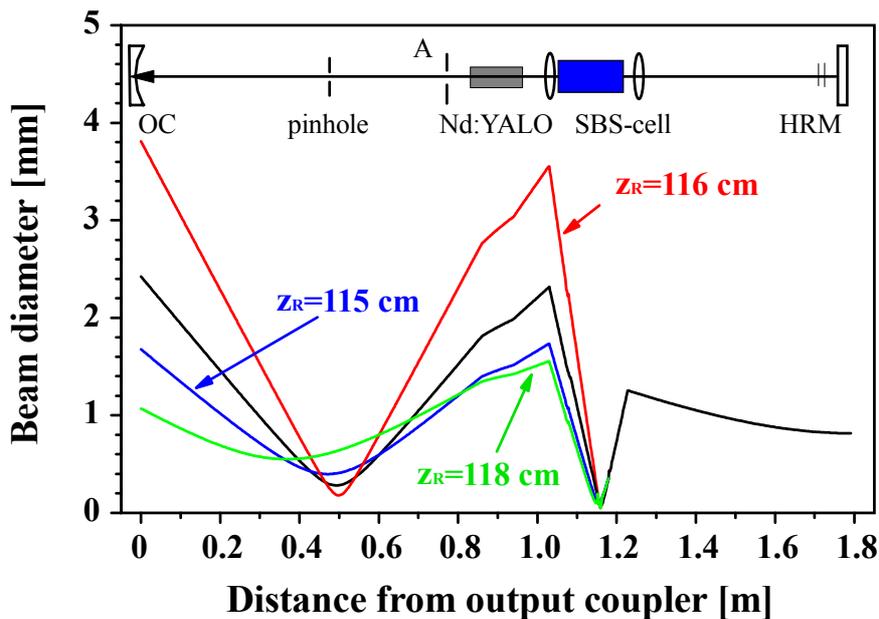


Abb. 2.2.3: Berechnete Strahlverläufe im SBS-Oszillator für verschiedene Startpunkte z_r der SBS (nach Giuliani); rot: z_r in Strahltaille des Startresonators (schwarz)

Es ist gut zu erkennen, daß die berechneten Strahlverläufe im SBS-Resonator stark variieren. Im Rahmen dieser Experimente wurde jedoch beobachtet, daß der transversale Mode des Startresonators vom SBS-Resonator übernommen wird. Deswegen sind die nachfolgenden Resonatorberechnungen nur für den Startresonator ausgeführt worden.

Weitere Modelle zur transversalen Modenstruktur von Oszillatoren mit phasenkonjugierenden Spiegeln sind in [38, 39, 40] beschrieben.

Höhere TEM-Moden können ebenfalls durch den komplexen Strahlparameter $q(z)$ beschrieben werden. Dabei muß beachtet werden, daß das Strahlparameterprodukt θw_0 um den Strahlausbreitungsfaktor M^2 größer ist als beim Grundmode. Das Strahlparameterprodukt aus halbem Öffnungswinkel und Strahltaillenradius bestimmt das Verhältnis von Fokussfläche zur Schärfentiefe eines fokussierten Strahlungsfeldes.

$$\theta w_0 = M^2 \lambda / \pi \quad (33)$$

M^2 charakterisiert die Strahlqualität des Strahlungsfeldes. Bei $M^2 = 1$ spricht man von beugungsbegrenztem Licht. Der komplexe Strahlparameter [17] ergibt sich zu:

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R} - i \frac{\lambda M^2}{\pi w^2} \quad (34)$$

2.4. Resonatorlängenabstimmung und longitudinale Moden

Bei der stimulierten Brillouin-Streuung erfährt das im Medium gestreute Licht eine Frequenzverschiebung von der Größe des Brillouin-Shifts ν_B . Die Idee der Resonatorlängenabstimmung liegt in der Anpassung der longitudinalen Resonatormodenabstände $\Delta\nu$ an den Brillouin-Shift ν_B [14]. Dies entspricht einer Resonatorlänge, die Vielfache der Brillouin-Länge L_B ist. L_B ist die optische Länge, die ein Fabry-Perot-Resonator mit einem Frequenzabstand der longitudinalen Moden von ν_B hat ($L_B=c/2 \nu_B$).

Die Anpassung der Länge des Startresonators an den Brillouin-Shift ν_B ist zur Schwellabsenkung der SBS notwendig. Diese beruht auf der Existenz der zur Ursprungsfrequenz Brillouin verschobenen Frequenz im angepaßten Startresonator. Diese unterstützt die Brillouin Gestreute und verstärkt den Streuprozeß erheblich (seeding). L_{start} muß demnach ganzzahliges Vielfaches der Brillouin-Länge L_B (Resonanzlänge) sein. Die im SBS-Resonator brillouinverschobenen Frequenzen erfüllen bei SBS-Resonatorlängenabstimmung wieder die Frequenzbedingung eines Fabry-Perot-Resonators ($\nu_k=kc/2 L_{\text{SBS}}$, $k=1,2,\dots$). Die Anpassungsbedingungen lauten:

$$L_{\text{start}}=nL_B= nc/2 \nu_B \quad (35)$$

$$L_{\text{SBS}}=mL_B= mc/2 \nu_B \quad (36)$$

Hierbei ist c die Lichtgeschwindigkeit, m und n sind ganze Zahlen mit $n \geq m$.

Bei einem Verhältnis von L_{start} zu L_{SBS} von 2:1 wurde ein Aussetzen der SBS beobachtet und von *Schumann* in [15] und *Kummrow* in [16] näher untersucht und beschrieben. Dieses muß bei der Wahl der Längenverhältnisse berücksichtigt werden. Für unterschiedliche SBS-Medien ergeben sich entsprechende Brillouin-Längen (Resonanzlängen), abhängig von ν_B . In Tabelle 1 sind ν_B und L_B (37) für geeignete SBS-Medien gegenübergestellt [18, 41, 42, 43]. Ein kleineres L_B ermöglicht eine größere Anzahl der realisierbaren Resonatorkombinationen.

Tabelle 1 $L_B= c/2 \nu_B$ (37)

SBS-Medium	p [MPa]	n (1064 nm)	ν_B [MHz]	L_B [cm]	SBS-Schwelle [mJ]
SF ₆	2	1,023	240	62,5	10,5
CO ₂	5	1,034	430	34,8	6
CO ₂ (flüssig)	6,5	1,034	800	18,7	1,3
Xenon	5	1,024	280	53,5	6,5
N ₂	10	1,029	735	20,4	?
CH ₄	10	1,051	877	17,1	?

2.5. Pulsformanalyse

Der Schaltprozeß der SBS im Resonator führt zu einem schnellen Anwachsen der Güte im SBS-Resonator. Das gleichzeitige Auftreten mehrerer Frequenzen im SBS-Resonator führt zu Modulationen der Intensität der resultierenden Q-switch Pulse.

Die Fouriertransformierten der Intensitätsverläufe der Pulse weisen für Maxima bei Frequenzen mit spektralem Abstand $c/2L_{\text{SBS}}$ auf. Unter der Annahme, daß diese Frequenzen Schwebungsfrequenzen longitudinaler Resonatorfrequenzen mit spektralem Abstand $c/2L_{\text{SBS}}$ sind (SBS-Resonatorfrequenzen), lassen sich die Intensitätsverläufe der Pulse aus diesen Resonatorfrequenzen mit verschiedener Amplitude und Phasenlage wieder zusammensetzen. Für die resultierende komplexe elektrische Feldstärke E ergibt sich:

$$E(t, \omega, \theta) = \sum_{k=1}^n a_k e^{i(\omega_k t + \theta_k)} + a_k^* e^{-i(\omega_k t + \theta_k)} \quad (38)$$

Hierbei sind a_k die Amplituden der einzelnen Lichtwellen, ω_k die Kreisfrequenzen und θ_k die Phasen der einzelnen Lichtwellen. Der zeitliche Intensitätsverlauf der Pulse ergibt sich aus:

$$I(t) = E(t)E^*(t)G(t) \quad (39)$$

$G(t)$ ist hierbei die Gauß-Verteilung der Intensität und repräsentiert den Q-switch Puls ohne Modulation.

$$G(t) = e^{-\left(\frac{t}{t_h}\right)^2} \quad (40)$$

t_h ist der 1/e-Radius der Gauß-Verteilung.

Bei der Pulsformanalyse der Q-switch Pulse des SBS-Oszillators ist zu beachten, daß sich die Resonatorfrequenzen ν_k aufgrund des Brillouin-Shifts ändern.

Die elektrische Feldstärke weist dann folgende Abhängigkeit auf:

$$E(t, \omega(t), \theta) = \sum_{k=1}^n a_k e^{i(\omega_k(t) t + \theta_k)} + a_k^* e^{-i(\omega_k(t) t + \theta_k)} \quad (41)$$

Die Änderung der Resonatorfrequenzen wird durch eine Stufenfunktion realisiert, die nach jedem SBS-Resonatorumlauf die Frequenzen um den Brillouin-Shift erniedrigt (siehe Anhang).

Die Berechnungen werden für 9 SBS-Resonatorfrequenzen durchgeführt. Dabei wird von einer gaußförmigen Amplitudenverteilung der Feldstärken mit SBS-Resonatorfrequenzen ν_k um eine Mittenfrequenz ν_M ausgegangen [44] und deren Amplitude nur leicht variiert. Der aus (39) ermittelte Intensitätsverlauf wird einer komplexen Fouriertransformation unterzogen. Diese Fouriertransformierten werden mit den Fouriertransformierten der gemessenen Intensitätsverläufe der Pulse verglichen. Die Amplitudenverhältnisse der Schwebung, die man aus den Fouriertransformierten erhält, lassen keine Aussage über die Amplitudenverhältnisse der Feldstärken mit SBS-Resonatorfrequenzen zu. Die Berechnungen wurden mit dem Programm Mathcad[®] 5.0 durchgeführt, eine Programmübersicht ist im Anhang beigelegt. Die Abb. 2.5.1 bis 2.5.7 zeigen berechnete Intensitätsverläufe der Q-switch Pulse für unterschiedliche Parameter.

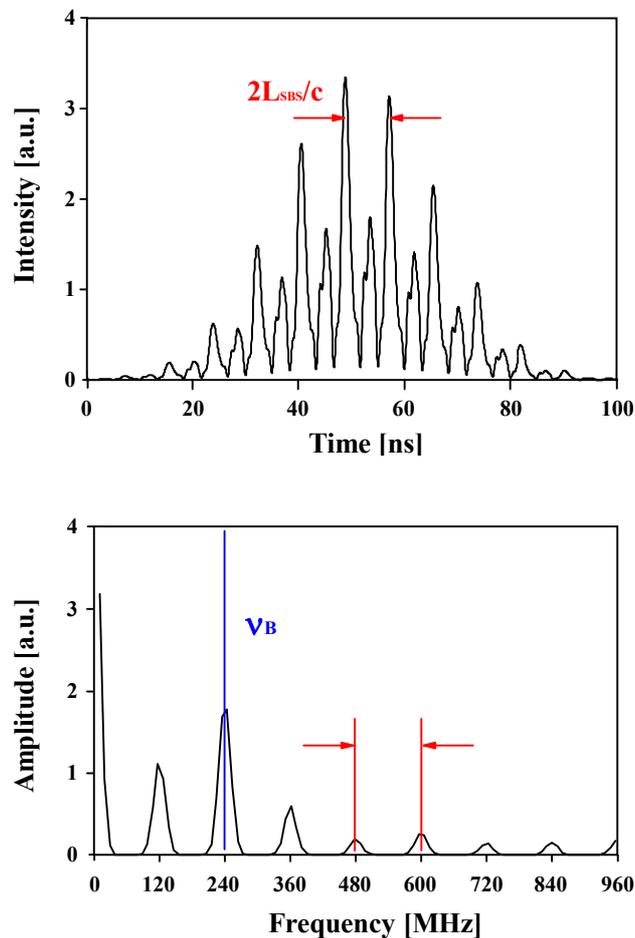


Abb. 2.5.1: Berechnete Q-switch Pulsstruktur und Fouriertransformierte für eine SBS-Resonatorlänge von $2L_B$, statistischer Phase und SF_6 als SBS-Medium unter zeitlicher Berücksichtigung des Shifts

Die Amplituden der Feldstärken der SBS-Resonatorfrequenzen sind zur Vergleichbarkeit der berechneten Pulsstrukturen konstant gehalten worden. Die Pulslänge beträgt 35 ns.

Abb. 2.5.1 zeigt den Intensitätsverlauf eines Pulses mit statistischer Phasenlage der Lichtwellen unter zeitlicher Berücksichtigung des Brillouin-Shifts von SF_6 . Es sind deutliche Modulationsspitzen mit einem konstanten zeitlichem Abstand von $2L_{\text{SBS}}/c$ (ca. 4 ns) zu erkennen, die wiederum durch eine Überstruktur von ca. 8 ns moduliert ist. Diese „Doppelstruktur“ ist typisch für diese Parameterwahl. Die Fouriertransformierte des Intensitätsverlaufs weist Frequenzabstände mit $c/2L_{\text{SBS}}$ auf, die Amplitudenverhältnisse sind nicht äquivalent zu den Amplitudenverhältnissen der Ursprungsfrequenzen.

In Abb. 2.5.2 ist der berechnete Intensitätsverlauf eines Pulses mit Phasenlage von 2π dargestellt. Der Intensitätsverlauf ist aufgrund der Phasenkopplung innerhalb einer Umlaufperiode symmetrisch. Für die Fouriertransformierte gilt das gleiche wie für die in Abb. 2.5.1.

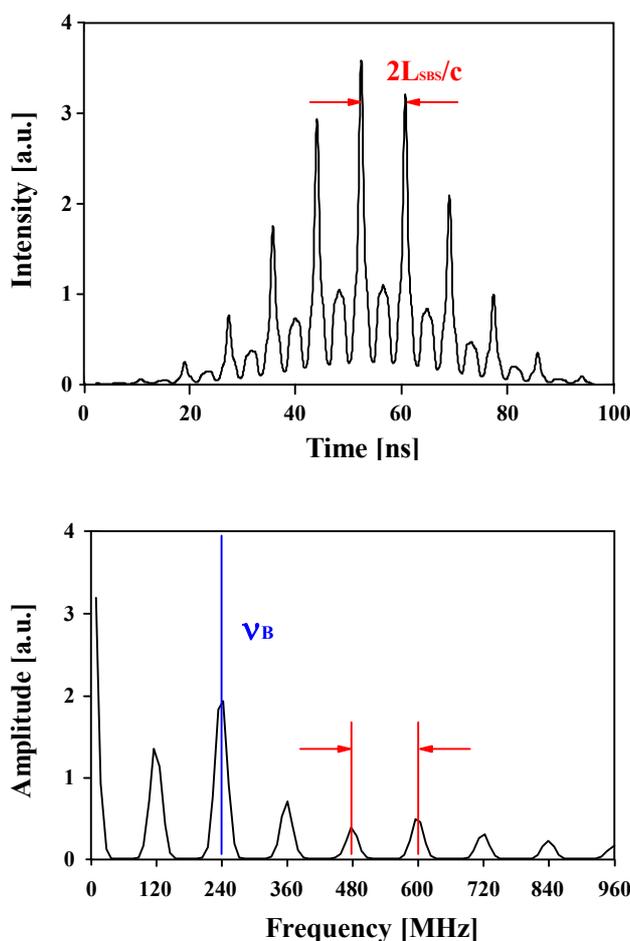


Abb. 2.5.2: Berechnete Q-switch Pulsstruktur und Fouriertransformierte für eine SBS-Resonatorlänge von $2L_B$, konstanter Phase (2π) und SF_6 als SBS-Medium unter zeitlicher Berücksichtigung des Shifts

Abb. 2.5.3 zeigt die berechnete Pulsstruktur und die Fouriertransformierte für eine SBS-Resonatorlänge von $2,5 \cdot L_B$ und statistischer Phasenlage. Wieder sind Modulationsspitzen mit einem konstanten zeitlichem Abstand von $2L_{SBS}/c$ zu erkennen. Die Fouriertransformierte zeigt Frequenzabstände von $95 \text{ MHz} = c/2L_{SBS}$, die Amplitudenverhältnisse der Schwebung sind nicht äquivalent zu den Amplitudenverhältnissen der Ursprungsfrequenzen.

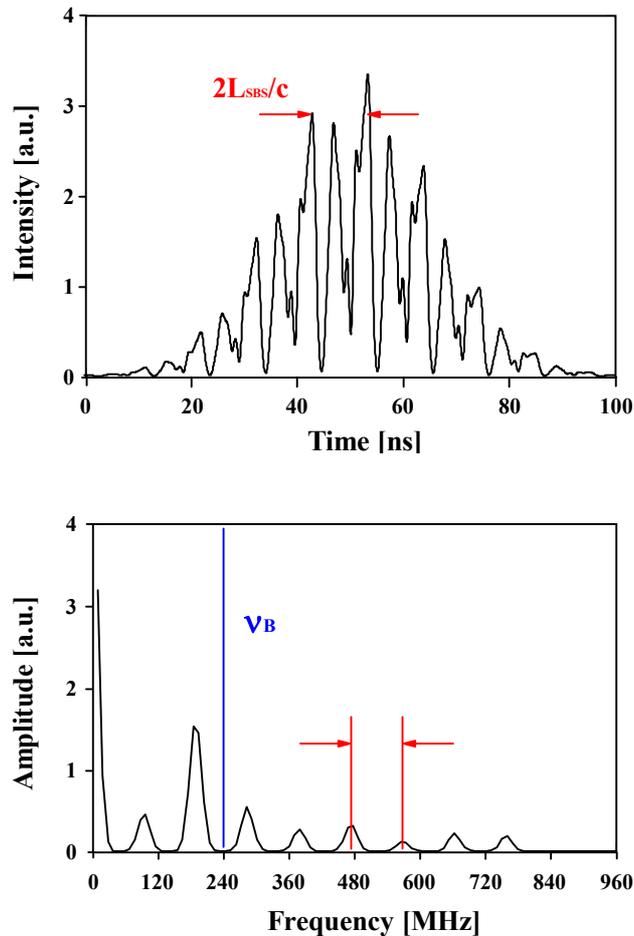


Abb. 2.5.3: Berechnete Q -switch Pulsstruktur und Fouriertransformierte für eine SBS-Resonatorlänge von $2,5 \cdot L_B$, statistischer Phase und SF_6 als SBS-Medium unter zeitlicher Berücksichtigung des Shifts

Für eine SBS-Resonatorlänge von $2,5 \cdot L_B$ und konstanter Phasenlage (2π) weisen die Modulationsspitzen der Pulsstruktur (Abb. 2.5.4) wieder einen konstanten zeitlichen Abstand von $10 \text{ ns} = 2L_{SBS}/c$ auf. Für die Fouriertransformierte gilt das gleiche wie für die in Abb. 2.5.3. Die Amplituden der Schwebung in den Fouriertransformierten sind trotz konstanter Amplitude der SBS-Resonatorfrequenzen unterschiedlich.

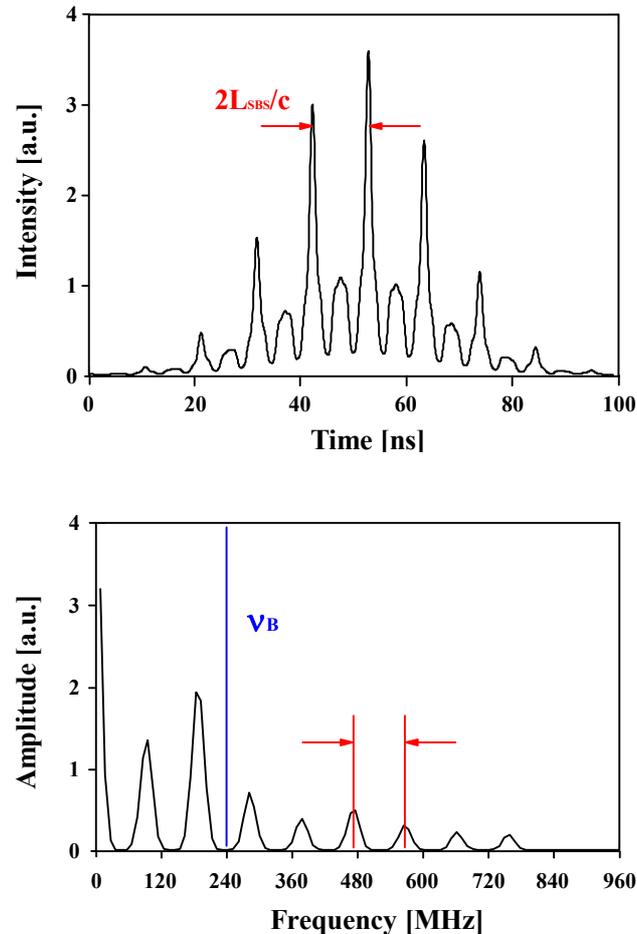


Abb. 2.5.4: Berechnete Q-switch Pulsstruktur und Fouriertransformierte für eine SBS-Resonatorlänge von $2,5 \cdot L_B$, konstanter Phase (2π) und SF_6 als SBS-Medium unter zeitlicher Berücksichtigung des Shifts

Abb. 2.5.5 zeigt die Pulsstruktur und die Fouriertransformierte für eine SBS-Resonatorlänge von $2,5 \cdot L_B$ und statistischer Phasenlage ohne zeitliche Berücksichtigung des Brillouin-Shifts von SF_6 .

Die Fouriertransformierten der Intensitätsverläufe weisen mit und ohne Verringerung der Ursprungsfrequenzen um ν_B nach einem SBS-Resonatorumlauf ausschließlich Frequenzabstände mit $c/2L_{SBS}$ auf. Die Intensitätsverläufe der Pulse unterscheiden sich für Berechnungen mit leicht variierten Amplituden und statistischer Phasenlage der SBS-Resonator-frequenzen stark, insbesondere bei nicht an die Brillouin-Länge angepaßter SBS-Resonatorlänge. Sie weisen jedoch die typischen Strukturen für die gewählte SBS-Resonatorlänge auf.

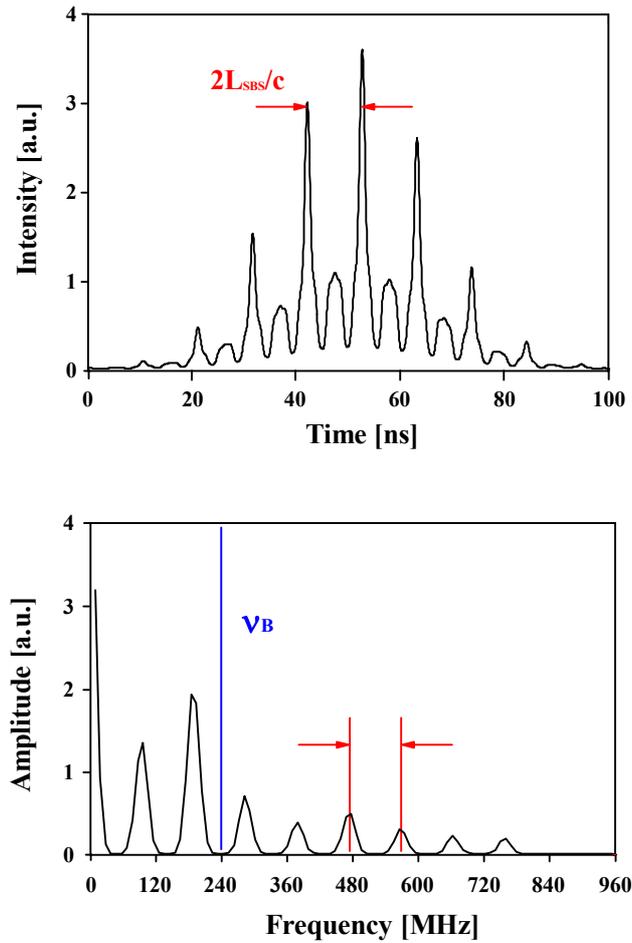


Abb. 2.5.5: Berechnete Q-switch Pulsstruktur und Fouriertransformierte für eine SBS-Resonatorlänge von $2,5 \cdot L_B$, konstanter Phase (2π) und SF_6 als SBS-Medium ohne zeitliche Berücksichtigung des Shifts

In Abb. 2.5.6 und Abb. 2.5.7 sind die Pulsstrukturen und die Fouriertransformierten für eine SBS-Resonatorlänge von $2,5 \cdot L_B$ und statistischer Phasenlage unter zeitlicher Berücksichtigung des Brillouin-Shifts von SF_6 dargestellt. Die Amplitudenverteilung ist in beiden Fällen so gewählt, daß die 4 Feldstärken mit Frequenzen $\nu_k < \nu_M$ und die 4 Feldstärken mit Frequenzen $\nu_k > \nu_M$ 1/10 der Amplitude der Feldstärke mit der Mittenfrequenz ν_M aufweisen.

Der Vergleich von Abb. 2.5.6 und Abb. 2.5.7 läßt erkennen, daß die Amplituden der Schwebung in den Fouriertransformierten mit der Phasenlage der Feldstärken E_k bei konstantem Amplitudenverhältnis der Feldstärken variieren. Dieses zeigt eindeutig, daß die Amplituden der Schwebung in den Fouriertransformierten keine quantitative Aussage über die Amplituden der Feldstärke des Lichts zulassen.

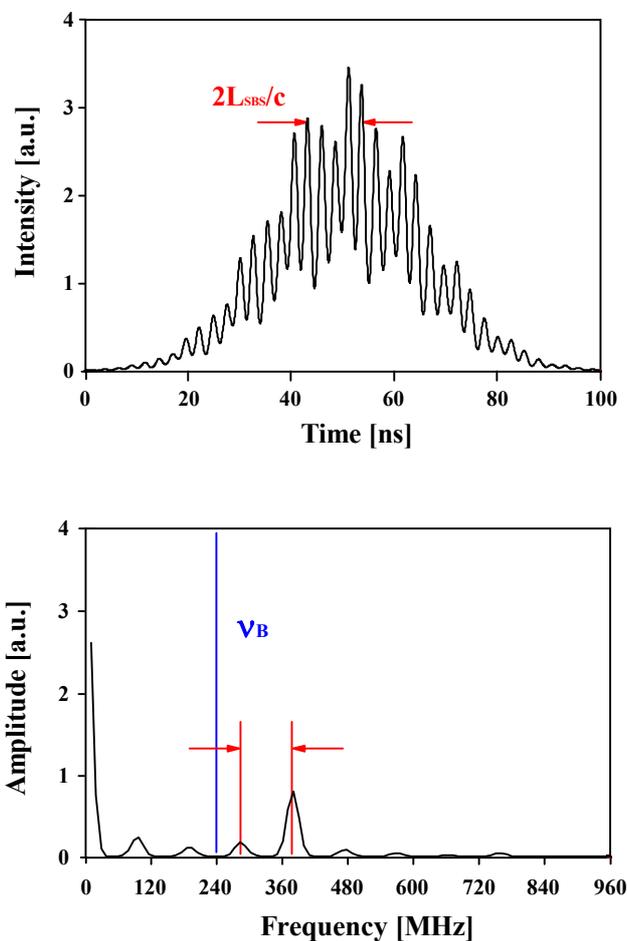


Abb. 2.5.6: Berechnete Q-switch Pulsstruktur und Fouriertransformierte für eine SBS-Resonatorlänge von $2,5 \cdot L_B$, konstanter, unterschiedlicher Phase, stark unterschiedlicher Amplituden und SF_6 als SBS-Medium unter zeitlicher Berücksichtigung des Shifts

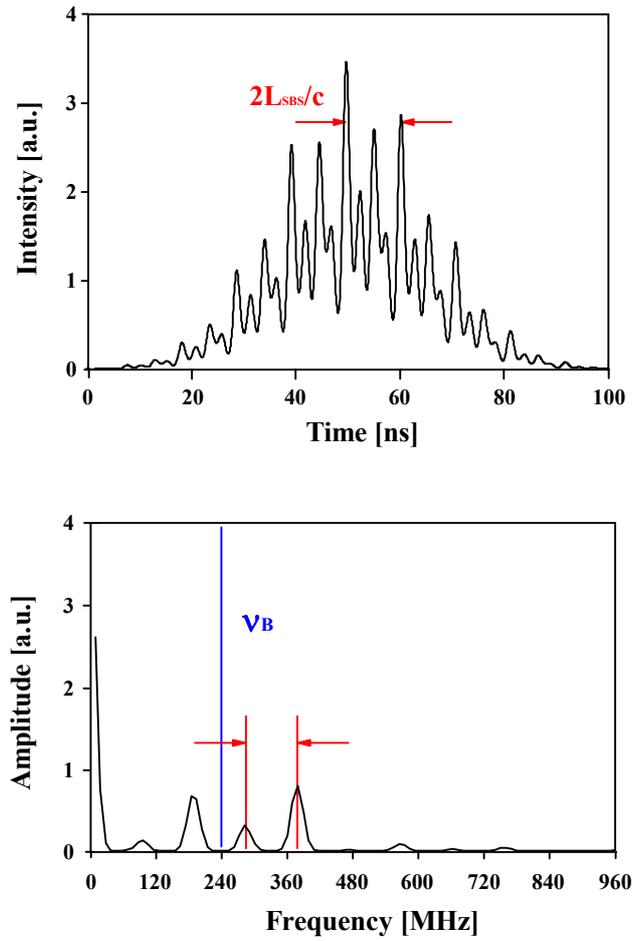


Abb. 2.5.7: Berechnete Q-switch Pulsstruktur und Fouriertransformierte für eine SBS-Resonatorlänge von $2,5 \cdot L_B$, konstanter, unterschiedlicher Phase, stark unterschiedlicher Amplituden und SF_6 als SBS-Medium unter zeitlicher Berücksichtigung des Shifts

3. Aufbau und Meßmethoden

3.1. Experimenteller Aufbau und allgemeine Meßmethoden

Die Experimente zur Abhängigkeit der longitudinalen Modenstruktur und der Pulsenergie von den Längen des SBS-Resonators und des Startresonators, von der Fokussierung im Teleskop sowie von den Verlusten im Startresonator wurden mit dem in Abb. 3.1.1 dargestellten Aufbau realisiert.

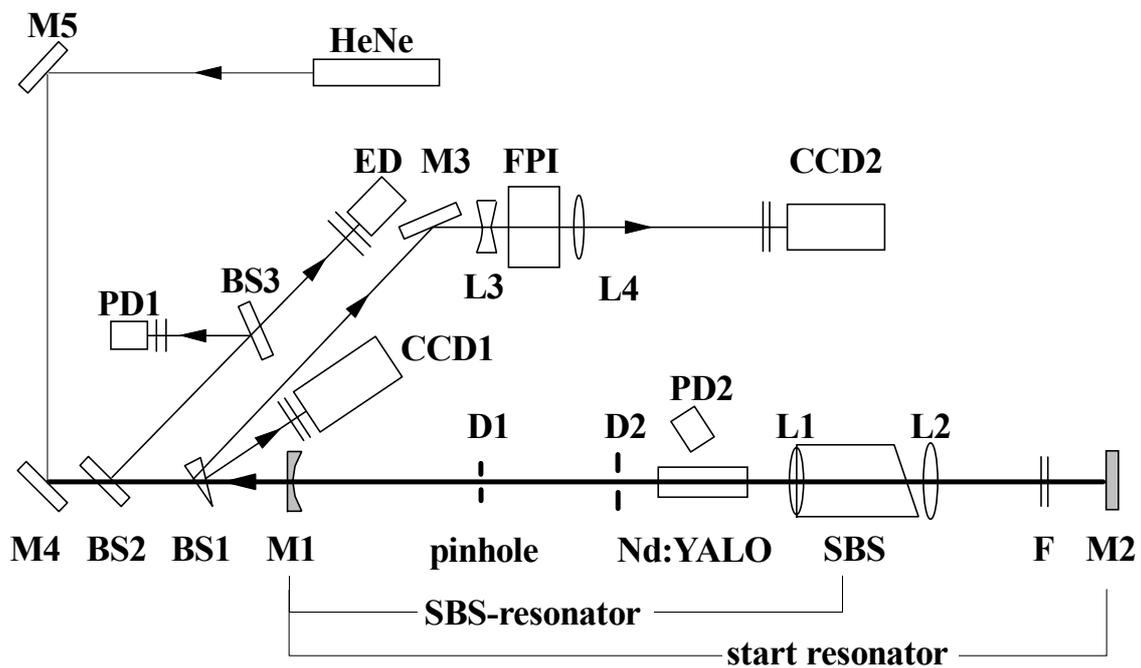


Abb. 3.1.1 Experimenteller Aufbau

M1	Auskoppelspiegel, $R = 0,25$ (1080 nm), $r = 500$ mm, 300 mm; $\lambda/10$
M2	HR-Spiegel (1080 nm, 0°), plan, $\lambda/10$
M3	HR-Spiegel (1080 nm, 45°), plan, $\lambda/10$
M4, M5	HR-Spiegel (633 nm, 45°), plan, $\lambda/2$
L1	Linse, $f = 40$ mm, 60 mm, 80 mm, 100 mm, 120 mm, 150 mm
L2	Linse, $f = 40$ mm, 40 mm, 60 mm, 80 mm, 100 mm, 120 mm
L3	Linse, $f = -40$ mm
L4	Linse, $f = 500$ mm

FPI	Fabry-Perot-Interferometer, $L = 40$ mm, $R = 0,94$ beidseitig, $\lambda/50$ freier Spektralbereich: 3,75 GHz, spektrale Breite: 74 MHz
SBS-Zelle	Hochdruckzelle, CO_2 (5,6 MPa), Xenon (5 MPa), SF_6 (2 MPa)
F	Graugläser (NG 12) , verschiedene Transmissionen
Nd:YALO	$l = 79$ mm, $d = 4$ mm, $n = 1.95$ (1080 nm), 1,1 at% thermische Linse: 3,6 dpt/kW, slope efficiency: 4,25 %
D1, pinhole	Quarz-pinhole, $d = 0,333$ mm bis 0,447 mm, zersägte Kapillare
D2	Modenblende
BS1	BK7-Keil, 3° , polierte Seite $\lambda/10$,
BS2, BS3	Quarzglas, einseitig AR-beschichtet
PD	PIN-Diode, maximale Auflösung (850 nm): 840 MHz
ED	pyroelektrischer Energiedetektor Gentec ED 200
CCD1, CCD2	CCD-Kameras Philips FTM 800, Auflösung (B x H) : 754x576 Pixel 6,4 mm x 4,8 mm Array
Laserkopf	elliptische, abbildende Blitzlampenkavität, Eu-dotiertes Quarzglas
Oszilloskop	Tektronix - Oszilloskop 684 A, 5 GS/s, analoge Bandbreite: 1 GHz
Netzteil	Spektrum-Netzteil, Repetitionsrate: 3 Hz-33 Hz, Pumppulsenergie: 12,9 J - 17,6 J, Pumppulsdauer: 140 μs
Arbeitsregime:	Repetitionsrate: 20 Hz, Pumppulsenergie: 12,9 J

Der Abstand der Spiegel M1 und M2 legten die Abmessungen des Startresonators, der des Spiegels M1 und des Fokus in der SBS-Zelle den SBS-Resonator fest. Die Blenden D1 und D2 dienten der Selektion des transversalen Grundmodes und der Festlegung der jeweiligen Arbeitspunkte im Stabilitätsbereich. Die Pulsenergie, die Pulsstabilität und die longitudinale Modenstruktur sind nur dann vergleichbar, wenn für unterschiedliche Resonatorconfigurationen die **Stabilität des Startresonators, gleiche Modenvolumina und vergleichbare Arbeitspunkte desselben Stabilitätsbereichs** gewährleistet sind. Unterschiedliche Stabilitätsbereiche und Arbeitspunkte führen zu abweichenden Pulsenergien und Pulsstabilitäten [15, 46, 49], die Vergleichbarkeit ist nicht mehr gewährleistet. Zur Einstellung des gewünschten Arbeitspunktes war die Linse L2 in z-Richtung beweglich, L1 war fest. Die Filter F dienten der Variation der Verluste im Startresonator. Als SBS-Zelle wurde eine Hochdruckzelle verwendet, die für Drücke bis 6 MPa ausgelegt war.

Als aktives Lasermedium diente ein **Nd:YALO Stab** mit einem Durchmesser von **4 mm** und einer Länge von **79 mm** in einer Kavität der Firma Spektrum. Der Stab war für horizontal ausgerichtete Polarisation in die Kavität eingesetzt und wurde mit einer Blitzlampe gepumpt (siehe Abb. 3.1.2).

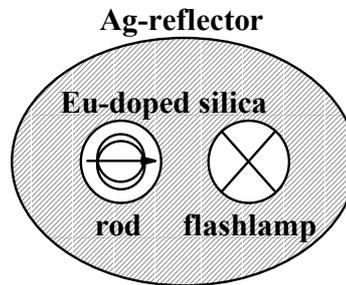


Abb. 3.1.2: Anordnung der Blitzlampe und des Stabes in der Kavität

Das Netzteil der Firma Spektrum GmbH lieferte eine regelbare Pumpenergie von 12,9 J bis 17,6 J mit einer festen Pumpendauer von **140 μ s** und einer variablen Repetitionsrate von 3 Hz bis 33 Hz.. Die verwendete Kavität lieferte im Multimodebetrieb eines 60 cm-Resonators mit einem Auskoppelgrad von 50% bei 12,9 J Pumpenergie eine Ausgangsenergie von 445 mJ. **Alle Experimente wurden bei 12,9 J und 20 Hz durchgeführt.**

Der HeNe-Laser und die Spiegel M4 und M5 dienten zur Justage der optischen Elemente des Resonators. Über die Strahlteiler BS1, BS2, BS3 erreichte das ausgekoppelte Laserlicht die Auswertinstrumente, die Kamera CCD1 zur Aufnahme des Strahlprofils, den Energiedetektor ED, die PIN-Diode PD1 zur Aufnahme der Zeitstruktur der Pulse. Die PIN-Diode PD2 diente zur Aufnahme des Streulichts der Blitzlampenpulse und der Q-switch Pulse. Zur Beobachtung der Frequenzen im Modenspektrum des SBS-Oszillators wurde der Strahl mittels der Linse L3 divergent gemacht und in ein Fabry-Perot-Interferometer (FPI) geschickt. Das verwendete **FPI** wies einen **freien Spektralbereich** von **3,75 GHz** und eine **spektrale Breite** von **74 MHz** auf. Die Interferenzstrukturen wurden mit der Linse L4 auf das Array der Kamera CCD2 abgebildet. Die Verluste im Resonator wurden soweit erhöht, daß nur ein Q-switch Puls während eines Blitzlampenpulses ausgebildet wurde, um Überlagerungen mehrerer Pulse während der Belichtungsdauer der Kamera CCD2 (ca. 40 ms) zu vermeiden. Das Bild der Kamera und des Oszilloskops wurde auf das Triggersignal des Pulses hin eingefroren. Dies gestattete eine eindeutige Zuordnung der FPI-Bilder zu den aufgenommenen Pulsstrukturen. Die so gewonnenen Bilder (FPI-Bilder) stellen die Aufintegration der Intensitäten aller im Puls enthaltenen Frequenzen dar. Aus den Ringstrukturen konnten die enthaltenen Frequenzabstände ermittelt werden.

Der **Plattenabstand** des verwendeten Fabry-Perot-Interferometer betrug **4 cm**, der **Reflexionsgrad** betrug **0,94**. Die Photonenlebensdauer im FPI ergibt sich aus (14) unter Annahme eines Verlustfaktors von 0.94 [34] zu 1,2 ns. Da nach einem Resonatorumlauf die Frequenz des Lichts aufgrund des Shifts verändert wird, kann im FPI nur Licht einer Frequenz interferieren, das innerhalb der Umlaufzeit des SBS-Resonators eintrifft. Dadurch wird das Auflösungsvermögen des FPIs weiter eingeschränkt.

Die Frequenzabstände $\Delta\nu$ innerhalb einer Ordnung lassen sich wie folgt berechnen [45]:

$$\Delta\nu \approx \frac{c}{8f^2\lambda}(d_1^2 - d_2^2) \quad (43)$$

Hierbei ist λ die Wellenlänge des eingestrahnten Lichts, c die Vakuumlichtgeschwindigkeit und f die Brennweite der abbildenden Linse L4. Die Ringdurchmesser d wurden aus den Intensitätsprofilen der FPI-Bilder ermittelt. Die Ringabstände sind von außen nach innen durchnummeriert worden, durch Mittelung über die Anzahl der sichtbaren Abstände wurden die Frequenzabstände bestimmt.

Der Fehler bei der Ermittlung der Ringdurchmesser betrug $\pm 16 \mu\text{m}$, der doppelte Pixelabstand des Kamera-Arrays. Der Fehler der Linsenbrennweite wurde vom Hersteller mit $\pm 2\%$ angegeben. Beide Fehler gehen quadratisch in $\Delta\nu$ ein. Daraus ergibt sich ein **relativer Fehler für $\Delta\nu$ von weniger als $\pm 5\%$** für Ringabstände mit Ringradien kleiner 2,4 mm. Das spektrale Auflösungsvermögen des FPIs betrug 74 MHz.

Alle Pulslängen sind über einen Gauß-Fit mit dem Programm ORIGIN[®] ermittelt worden und in FWHM angegeben.

Die Pulsstabilität ist als Standardabweichung (\pm) eines Histogramms über 500 Blitzlampenpulse angegeben.

Die Frequenzen in den Fouriertransformierten sind mit einem relativen Fehler kleiner $\pm 5\%$ behaftet. Dieser resultiert aus der digitalen Abtastrate des Oszilloskops.

3.1.1 Variation der SBS-Resonatorlänge

Zur Untersuchung der Einflüsse der Längenabstimmung des SBS-Resonators wurde ein Resonator mit SF_6 (**2 MPa**) als SBS-Medium mit einer Anpassung an die Brillouin-Länge von **2:3** (SBS-Resonatorlänge:Startresonatorlänge) als Ausgangskonfiguration gewählt. Die Startresonatorlänge wurde konstant gehalten, der SBS-Resonator wurde in **Schritten** von **2.5 cm** verlängert (Abb. 3.1.3) und damit maximal außer Resonanz gebracht, so daß das Frequenzmaximum des geshifteten Lichtes in ein Minimum der Airy-Formel eines Fabry-Perot-Resonators mit SBS-Resonatorlänge fällt (rote Kurve in Abb. 3.1.4). Dabei ist auf die Stabilität der Resonatoren, auf vergleichbare Arbeitspunkte (Abb. 3.1.5) und auf gleiche Modenvolumina geachtet worden. Dazu wurde die Resonatorkonfiguration derart gewählt, daß der berechnete Strahlverlauf durch das Pinhole und den Stabdurchmesser für alle SBS-Resonatorlängen begrenzt ist. Jede Abweichung vom berechneten Strahlverlauf hat erhöhte Verluste zur Folge, so daß nur auf maximale Burstenergie bei gleichzeitig geringstem Pulsabstand justiert werden mußte. Die Linse L1 wurde mit der SBS-Zelle verschoben, mit der Linse L2 wurde der Arbeitspunkt eingestellt (Abb. 3.1.5). Für Resonatorlängenabstände von **10 cm** wurden jeweils drei zeitliche **Pulsverläufe** mit den dazu gehörenden **FPI-Bildern**, ein Strahlprofil und für alle Resonatorlängen jeweils ein **Histogramm** der Puls-energien über 500 Blitzlampenpulse aufgenommen. Die spezifizierten Brennweiten der Teleskoplinsen betragen **L1=60 mm**, **L2=40 mm**, der Pinholedurchmesser betrug 0,432 mm.

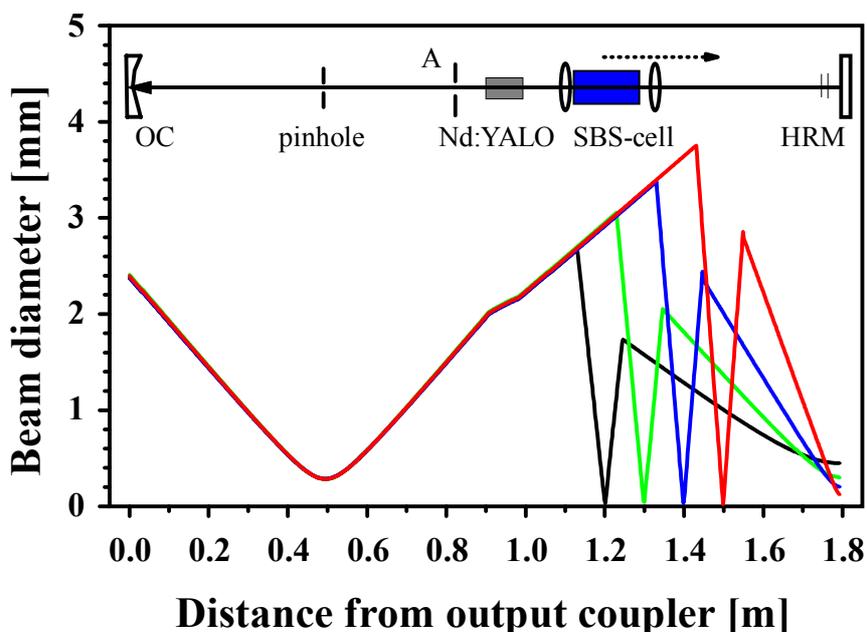


Abb 3.1.3: Berechnete Strahlverläufe im Startresonator für verschiedene SBS-Resonatorlängen (SF_6)

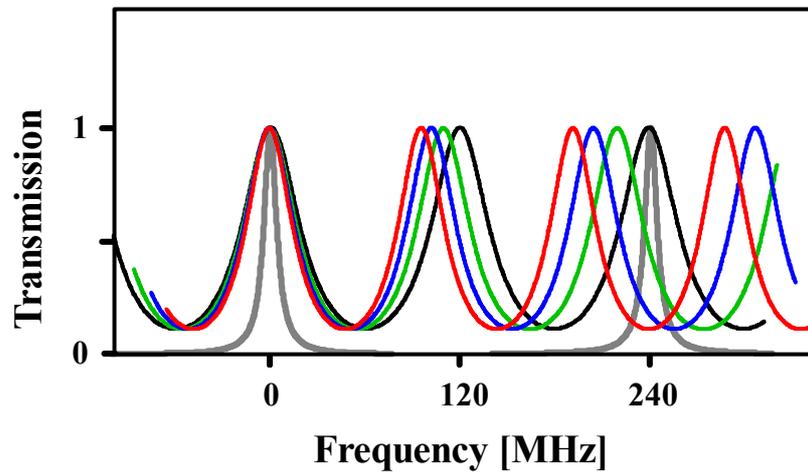


Abb. 3.1.4: Brillouin-Shift von SF_6 (grau) und spektrale Resonatormodenabstände für die SBS-Resonatorlängen aus Abb. 3.1.3 (Airy-Formel unter Annahme einer Modenbreite von 40 MHz)

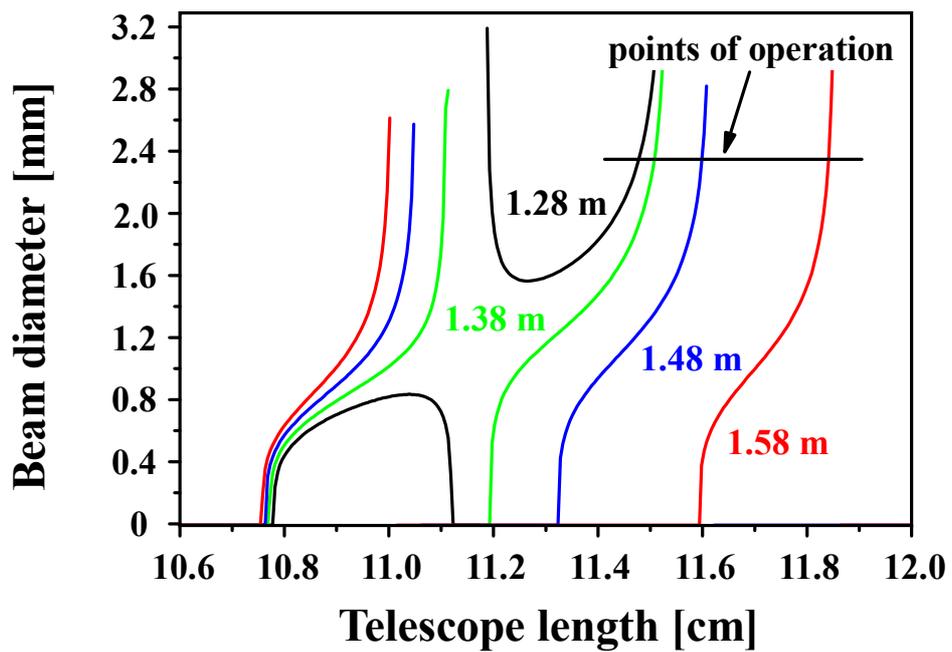


Abb. 3.1.5: Berechnete Stabilitätsbereiche (SF_6) des Startresonators für die SBS-Resonatorlängen aus Abb. 3.1.3 (Strahldurchmesser am Auskoppler)

3.1.2 Variation der Startresonatorlänge

Die Variation der Startresonatorlänge wurde mit SF_6 , **Xenon** und CO_2 als SBS-Medien durchgeführt. Die Resonatoren wurden wieder nach den Kriterien der Stabilität des Startresonators, vergleichbarer Arbeitspunkte und gleicher Modenvolumina (siehe Abb. 3.1.6 und Abb. 3.1.7) berechnet und aufgebaut.

Zur Untersuchung der longitudinalen Modenstruktur wurde SF_6 als SBS-Medium verwendet. Die Ausgangslängenabstimmung auf die Brillouin-Länge betrug $2L_B$ (SBS-Resonator) und $3L_B$ (Startresonator). Die verwendeten Teleskoplinen waren mit **60 mm** (L1) und **40 mm** (L2) Brennweite spezifiziert. Der Startresonator wurde von $3L_B-20 \text{ cm}$ bis $3L_B+20 \text{ cm}$ in Schritten von **10 cm** variiert. Dazu wurde jeweils ein **Histogramm** der Pulsenergien über 500 Pulse und zwei **Pulse** mit den **dazu gehörenden FPI-Bildern** aufgenommen. Desweiteren ist der Startresonator mit SF_6 in **5 cm**-Schritten von $3L_B-15 \text{ cm}$ bis $4L_B+10 \text{ cm}$ (Abb. 3.1.8) verlängert worden. Dazu wurde jeweils einem Histogramm der Pulsenergie über 500 Pulse aufgenommen.

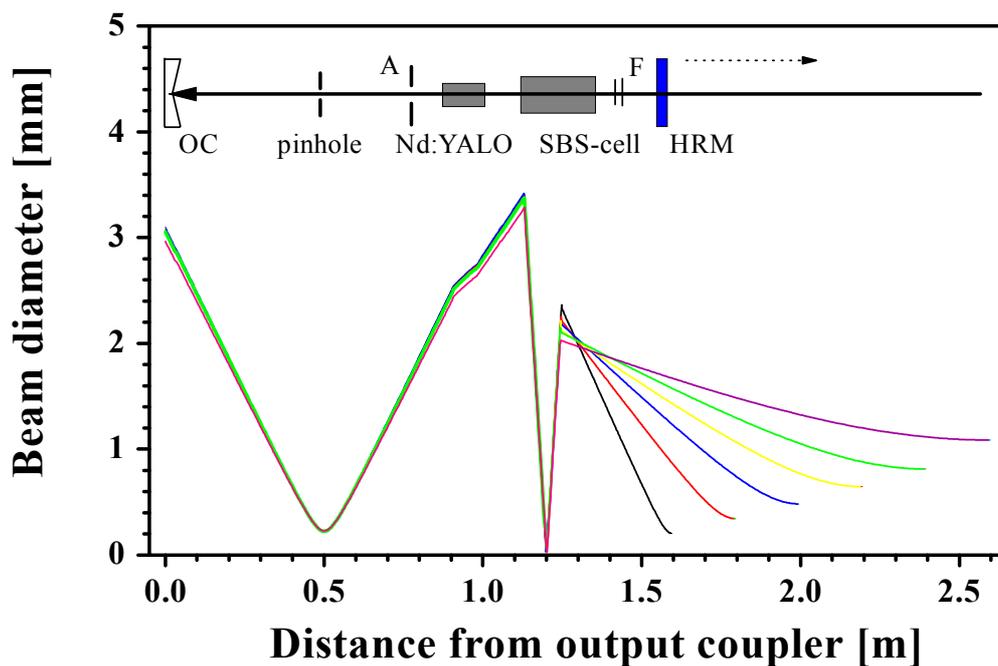


Abb. 3.1.6: Berechnete Strahlverläufe im Resonator (SF_6) für verschiedene Startresonatorlängen

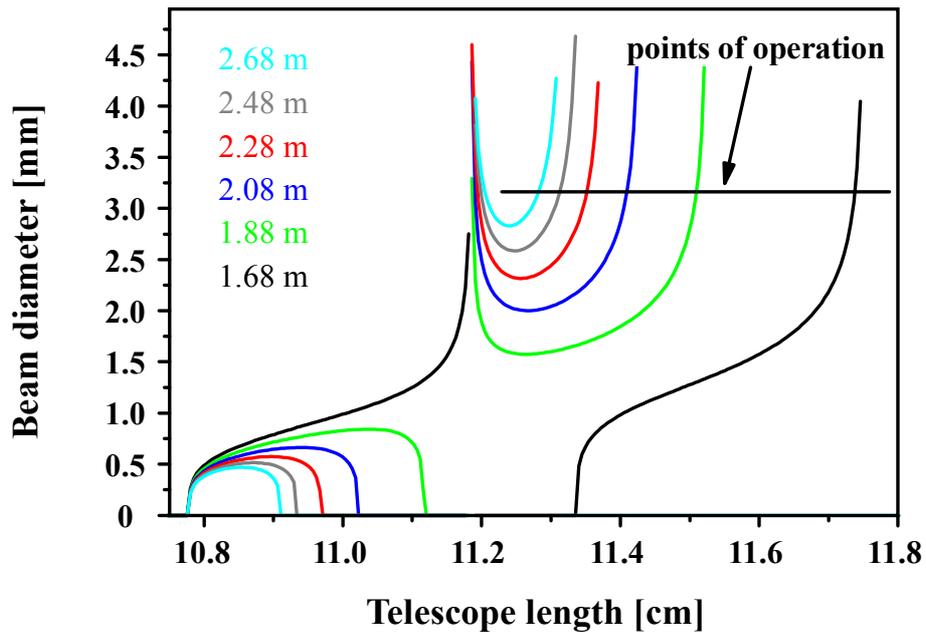


Abb. 3.1.7: Berechnete Stabilitätsbereiche für die Startresonatorlängen (SF_6) aus Abb. 3.1.6 (Strahldurchmesser am Auskoppelspiegel)

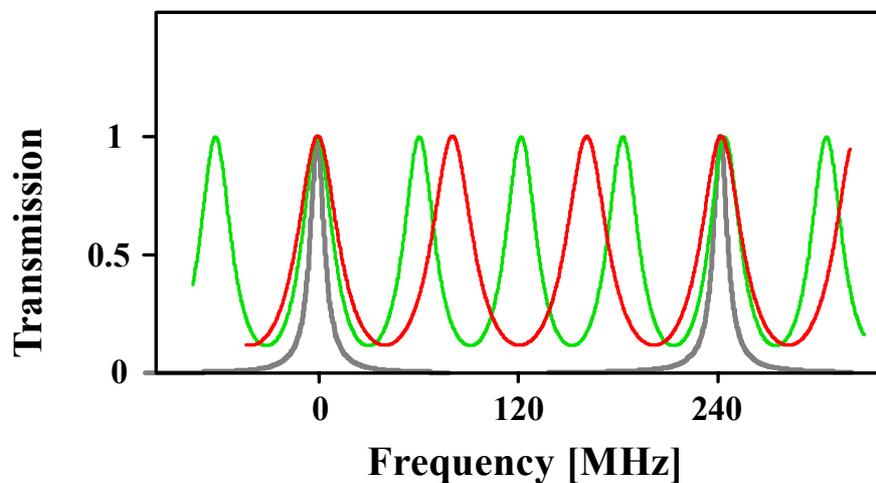


Abb. 3.1.8: Brillouin-Shift für SF_6 (grau) und spektrale Startresonatormodenabstände für resonante Startresonatorlängen (Airy-Formel unter Annahme einer Modenbreite von 40 MHz)

Für alle drei SBS-Medien wurde weiterhin der Startresonator von einer Resonanz zur nächsten verlängert. Für SF_6 und Xenon wurde der Startresonator von der **dreifachen zur vierfachen** Resonanzlänge in Schritten von **5 cm** mit $L_{SBS}=2L_B$ verlängert. Die Teleskoplin-
sen hatten für Xenon Brennweiten von 150 mm (L_1) und 120 mm (L_2).

Für CO_2 wurde der Startresonator von der **vierfachen zur fünffachen** Resonanzlänge in Schritten von **5 cm** bei einer SBS-Resonatorlänge von $3L_B$ verlängert. Die Teleskoplinsen hatten Brennweiten von 120 mm (L1) und 80 mm (L2). Für alle Startresonatorlängen wurde ein Histogramm der **Burstenergien** über 500 Blitzlampenpulse aufgenommen.

3.1.3. Variation der Verluste im Startresonator

Die Variation der Verluste im Startresonator wurde mit SF_6 , Xenon und CO_2 als SBS-Medien durchgeführt. Der Startresonator und der SBS-Resonator waren auf die jeweilige Brillouin-Länge L_B abgestimmt mit einem Verhältnis von **3:2** (Startresonator zu SBS-Resonator) **für SF_6 und Xenon** beziehungsweise **4:3 für CO_2** . Die Konfiguration der Teleskoplinsen war gleich denen der Variation des Startresonators. Der effektive Reflexionsgrad von M2 wurde mit den Filtern F in Stufen der Transmission der Graugläser (NG12) von $(0,84)^2$ erniedrigt ($R_{M2} = 0,84^{2n}$, $n=0\dots 8$). Die verwendeten Graugläser erzeugen einen Strahlversatz und einen Keil, bei höheren mittleren Leistungen eine thermische Linse. Deswegen wurde bei kleinen mittleren Leistungen gearbeitet, der Keil wurde durch Nachjustage des Startresonatorspiegels ausgeglichen.

Für alle 3 Medien und für die verschiedenen Verluste im Startresonator wurde jeweils ein **Histogramm** über 500 Blitzlampenpulse, ein zeitlicher **Pulsverlauf** und ein Blitzlampenpuls mit Q-switch Pulsen aufgenommen und ausgewertet.

3.1.4. Variation der Fokussierung in der SBS-Zelle

Zur Untersuchung der longitudinalen Modenstruktur in Abhängigkeit von der Fokussierung im Teleskop wurden Resonatoren mit SF_6 (2 MPa) als SBS-Medium mit einer Längen Anpassung an die Brillouin-Länge von **2:3** (SBS-Resonatorlänge zu Startresonatorlänge) gewählt. Wieder wurden die Resonatoren nach den Kriterien der Stabilität des Startresonators, vergleichbarer Arbeitspunkte und gleicher Modenvolumina (siehe Abb. 3.1.9 und Abb. 3.1.10) berechnet und aufgebaut.

Für die verschiedenen Teleskopkonfigurationen wurden jeweils drei **Pulsverläufe** mit den dazu gehörenden FPI-Bildern und jeweils ein **Histogramm** der Pulsenergien über 500 Pulse aufgenommen. Es wurden folgende Teleskopkonfigurationen verwendet:

$f_1 = 40 \text{ mm} : f_2 = 40 \text{ mm}$, $f_1 = 60 \text{ mm} : f_2 = 40 \text{ mm}$, $f_1 = 80 \text{ mm} : f_2 = 60 \text{ mm}$,
 $f_1 = 100 \text{ mm} : f_2 = 80 \text{ mm}$, der Pinholedurchmesser betrug 0,432 mm.

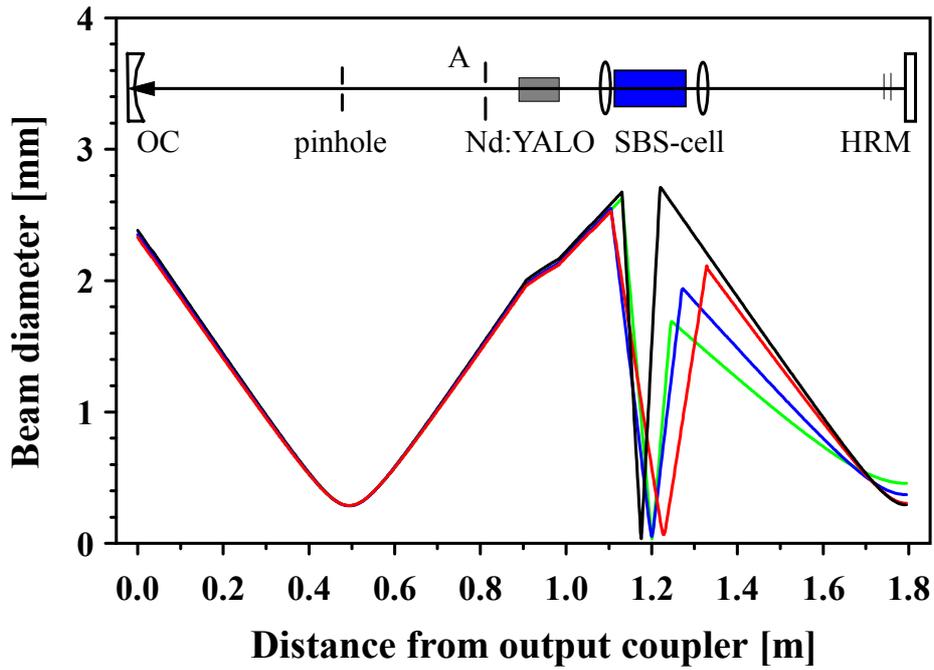


Abb. 3.1.9: Berechnete Strahlverläufe im Resonator (SF_0) für die realisierten Teleskopkonfigurationen

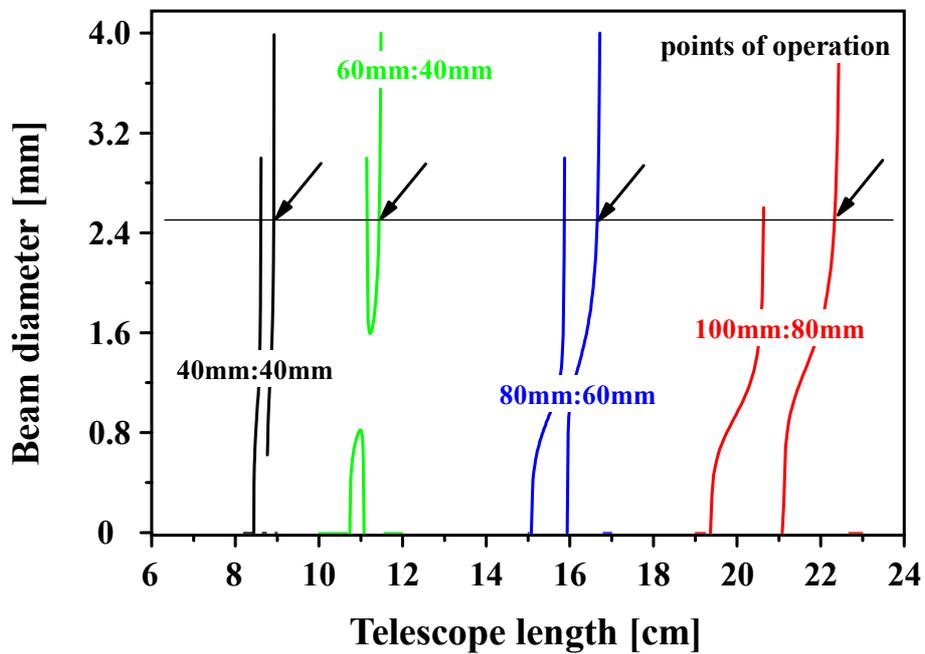


Abb. 3.1.10: Berechnete Stabilitätsbereiche (SF_0) für die realisierten Teleskopresonatoren (Strahldurchmesser am Auskoppelspiegel)

3.2. Untersuchungen zur Phasenkonjugation im SBS-Oszillator

Zur Untersuchung der phasenkonjugierenden Eigenschaften der SBS im Resonator in Abhängigkeit von der Stärke der Aberrationen und von den Verlusten im Startresonator wurden der folgende Aufbau realisiert (siehe Abb. 3.2.1).

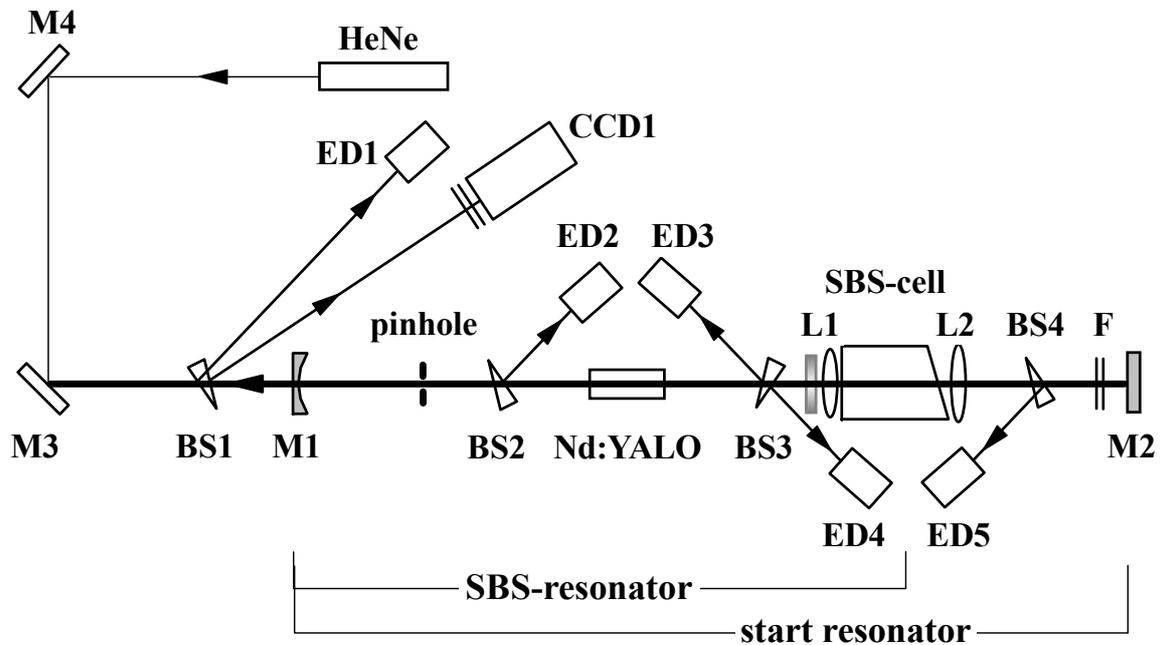


Abb. 3.2.1: Experimenteller Aufbau zur Untersuchung der Phasenkonjugation mit SF_6 als SBS-Medium

M1	Auskoppelspiegel, $R = 0,25$ (1080 nm), $r = 300$ mm, $\lambda/10$
M2	HR-Spiegel (1080 nm, 0°), plan, $\lambda/10$
M3, M4	HR-Spiegel (633 nm, 45°), plan, $\lambda/2$
L1	Linse, $f = 103$ mm (1064 nm)
L2	Linse, $f = 83$ mm (1064 nm)
SBS - Zelle	Hochdruckzelle, SF_6 (2 MPa), $n = 1,02$ (1064 nm)
F	Graugläser (NG12), verschiedene Transmissionen
Nd:YALO	$l = 79$ mm; $d = 4$ mm; $n = 1.95$ (1080 nm); 1,1 at% thermische Linse: 3,8 dpt/kW
pinhole	Quarz-pinhole, $d = 0,442$ mm
BS1, BS4	BK7-Keil; 3° ; $n=1,51$; $R(0^\circ)=4,12\%$; polierte Seite $\lambda/10$,

BS2, BS3	Quarzkeil, 1° ; n=1,45 ; R(0°)=3,37%; polierte Seite $\lambda/10$,
PD	PIN-Diode, max. Auflösung (850 nm) : 840 MHz
ED1....ED5	pyroelektrischer Energiedetektor Gentec ED 200
CCD1	CCD-Kamera Philips FTM 800, Auflösung (B x H) : 754x576 Pixel, 6,4mm x 4,8mm
Laserkopf	elliptische, abbildende Blitzlampenkavitat, Eu-dotierte flow tubes
Oszilloskop	Tektronix - Oszilloskop 684 A, 5 GS/s, analoge Bandbreite: 1 GHz
Netzteil	Baasel
Arbeitsregime:	Repetitionsrate: 20 Hz, Pumpimpulslange: 0,5 ms, mittlere Pumpleistung: 350 W, Pinhole: 0,442 mm

Der Startresonator und der SBS-Resonator waren mit einem Verhältnis von **3:2** (Startresonator zu SBS-Resonator) auf die Brillouin-Länge L_B abgestimmt . Der effektive Reflexionsgrad von M2 wurde mit den Filtern F in Stufen der Transmission der Graugläser (NG 12) von $(0,84)^2$ erniedrigt (**$R_{M2} = 0,84^{2n}$, $n=0...8$**). Dies geschah einmal mit Aberrator im SBS-Resonator und einmal ohne. Als **Aberrator** diente eine transparente **Petrischale**, die zuvor bezuglich ihrer Phasenstörungen untersucht wurde. Diese wurde zwischen der Kavität und der SBS-Zelle vor der Teleskoplinse L1 plaziert. Dazu wurden jeweils die **Burstenergien** an den Energiedetektoren ED1 bis ED5 über 10 Blitzlampenpulse gemittelt aufgenommen:

ED1	Ausgangsenergie E_{out}
ED2	Energie in Richtung Pinhole E_{pin}
ED3	Energie in die Zelle E_{inc}
ED4	Energie von der Zelle E_{ref}
ED5	transmittierte Energie E_{trans}

Der Energiereflexionsgrad R_{ESBS} der SBS ergibt sich aus:

$$R_{ESBS} = \frac{E_{ref} - E_{trans}}{E_{inc}} R_{eff} \quad (44)$$

R_{eff} ist der effektive Reflexionsgrad des Startresonatorspiegels M2. Hierbei wird angenommen, daß das durch die SBS-Zelle transmittierte Licht am Startresonatorspiegel reflektiert und aufgrund seiner geringen Intensität ungehindert durch die Zelle transmittiert wird.

Die Transmission T der Zelle ergibt sich aus:

$$T = E_{\text{trans}}/E_{\text{inc}} \quad (45)$$

Die Verluste V_{cell} durch die Zelle ergeben sich zu:

$$V_{\text{cell}} = 1 - (T + R_{\text{ESBS}}) \quad (46)$$

Zur Berechnung der Energieverluste V_{pin} am Pinhole wurde folgende Gleichung verwendet:

$$V_{\text{pin}} = \frac{E_{\text{out}}}{T_{\text{OC}} E_{\text{pin}}} \quad (47)$$

Hierbei ist T_{OC} die Transmission des Auskoppelspiegels M1.

Zur Aufnahme der **zeitlichen Struktur** der Pulse sind die Energiedetektoren ED3 und ED4 durch PIN-Dioden ersetzt worden. Mit einem Oszilloskop wurden die **über 10 Pulse gemittelten** Pulsstrukturen aufgenommen und ausgewertet. Die Intensitäten der Pulse wurden über die Energien normiert. Dazu wurde mit dem Programm ORIGIN[®] über die Intensitätsverläufe integriert und die Integralverhältnisse den Energieverhältnissen gleichgesetzt. Durch Quotientenbildung des reflektierten und des einfallenden Intensitätsverlaufs ergibt sich der zeitabhängige Leistungsreflexionsgrad. Dieser Verlauf wurde zur Abschwächung der Modulationen über 50 Punkte (10 ns) geglättet.

Zur Bestimmung der **zeitabhängigen Verluste am Pinhole** wurden die zeitlichen Strukturen des ausgekoppelten Laserlichtes und des am Pinhole gestreuten Lichts mit **einer** Photodiode detektiert (**nacheinander über 10 Blitzlampenpulse gemittelt**), um Abweichungen durch unterschiedliche Zeitkonstanten der Dioden zu vermeiden. Das Streulicht des Pinholes wurde auf die Diode abgebildet. Die Intensitätsverläufe wurden über die Energien normiert. Die Zeitabhängigkeit der Verluste am Pinhole läßt Rückschlüsse auf die Qualität der Phasenkonjugation zu.

Abb. 3.2.2: *Verwendete SBS-Zelle und Teleskop (Foto: R. Menzel)*

4. Ergebnisse

4.1. Variation der SBS-Resonatorlänge mit SF₆ als SBS-Medium

4.1.1. Auswirkungen auf die Pulsenergie und Pulsstabilität

Die Änderung der SBS-Resonatorlänge (siehe Kap. 3.1.1) hatte **keine** signifikante **Änderung der Pulsenergie** und der Pulsstabilität zur Folge (Abb. 4.1.1). Die Energien im Pulszug (Burst) variierten zwischen 90 mJ und 120 mJ bei 4 bis 6 Pulsen im Burst. Die Pulse wiesen Energien von $20 \text{ mJ} \pm 5 \text{ mJ}$ bei Pulslängen (FWHM) von 40 ns bis 60 ns auf. Die Standardabweichung der Burstenergie variierte zwischen 2 % und 5 %. Der effektive Reflexionsgrad des Startresonatorspiegels M2 betrug etwa 38 %. Die Abweichungen der Pulsenergien sind durch unvermeidbare Justierungenauigkeiten zu erklären, da der SBS-Oszillator nach jeder Verschiebung der SBS-Zelle mit Teleskop neu aufgebaut wurde. Aus diesem Ergebnis folgt, daß die Längen Anpassung des SBS-Resonators an die Brillouin-Länge zur Gewährleistung der Stabilität der Pulsenergien nicht notwendig ist.

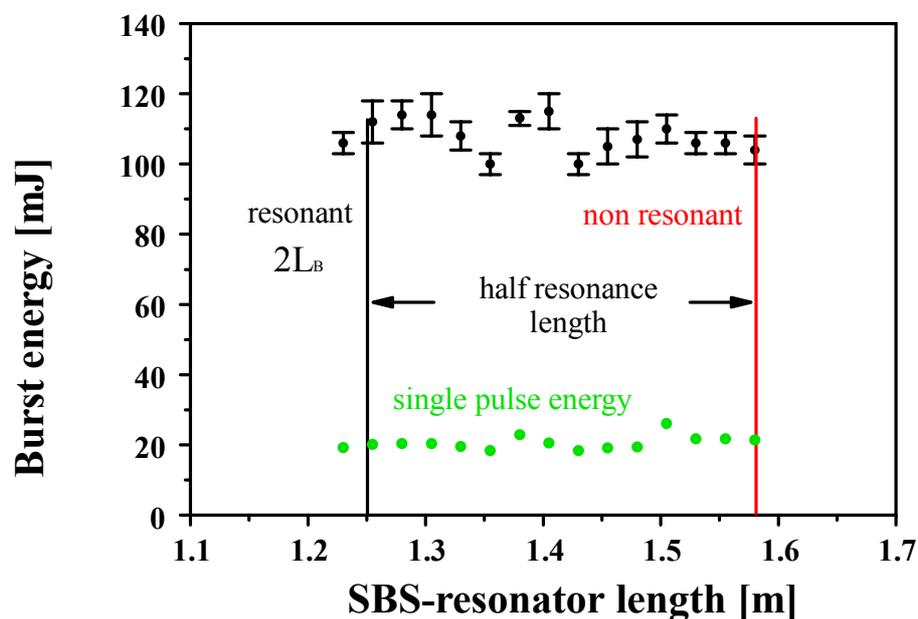


Abb. 4.1.1: Burstenergien in Abhängigkeit von der SBS-Resonatorlänge mit SF₆ als SBS-Medium

4.1.2. Transientes Modenverhalten

Die Auswertung der Ringstrukturen der Bilder des Fabry-Perot-Interferometers für einen Q-switch Puls läßt nur **Frequenzabstände** erkennen, die dem **Brillouin-Shift** des verwendeten SBS-Mediums entsprechen (Abb. 4.1.2 und Abb. 4.1.5), vereinzelt auch Frequenzabstände der Startresonatormoden und die Differenzen beider (Abb. 4.1.3), **unabhängig von der SBS-Resonatorlänge** (Abb. 4.1.4).

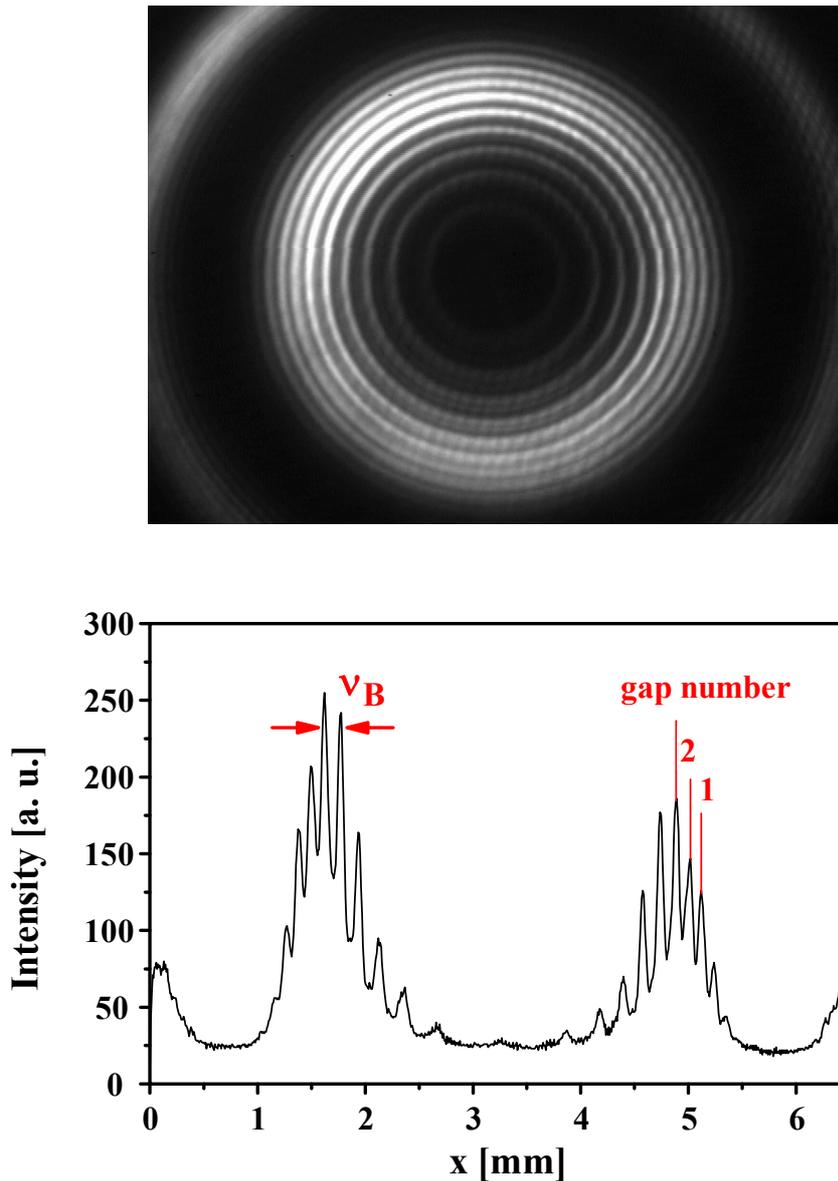


Abb. 4.1.2: FPI-Bild und dazugehöriger Schnitt bei einer SBS-Resonatorlänge von $2.5 \cdot L_B$ mit SF_6 als SBS-Medium

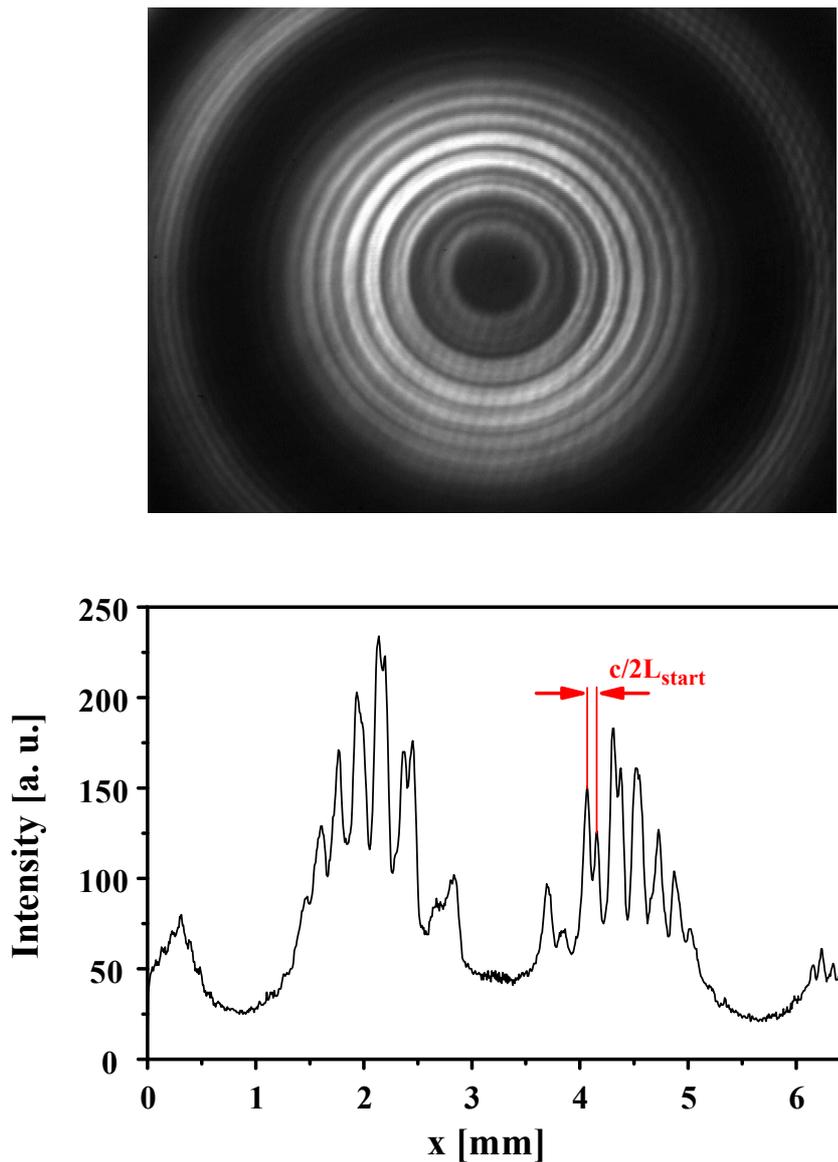


Abb. 4.1.3: FPI-Bild und dazugehöriger Schnitt bei einer SBS-Resonatorlänge von $2.5 \cdot L_B$ mit SF_6 als SBS-Medium

In Abb. 4.1.4 sind die aus den FPI-Bildern ermittelten Frequenzabstände (pro Bild über alle sichtbaren Frequenzabstände gemittelt) über der SBS-Resonatorlänge aufgetragen, in Abb. 4.1.5 für die SBS-Medien CO_2 und Xenon über der Nummer der Ringabstände (siehe Abb. 4.1.2). Die Ringabstände sind von außen nach innen ausgezählt, entsprechend dem zeitlichen Verhalten der auftretenden Frequenzen. Innere Ringe entsprechen kleineren Frequenzen und erscheinen deshalb später [47].

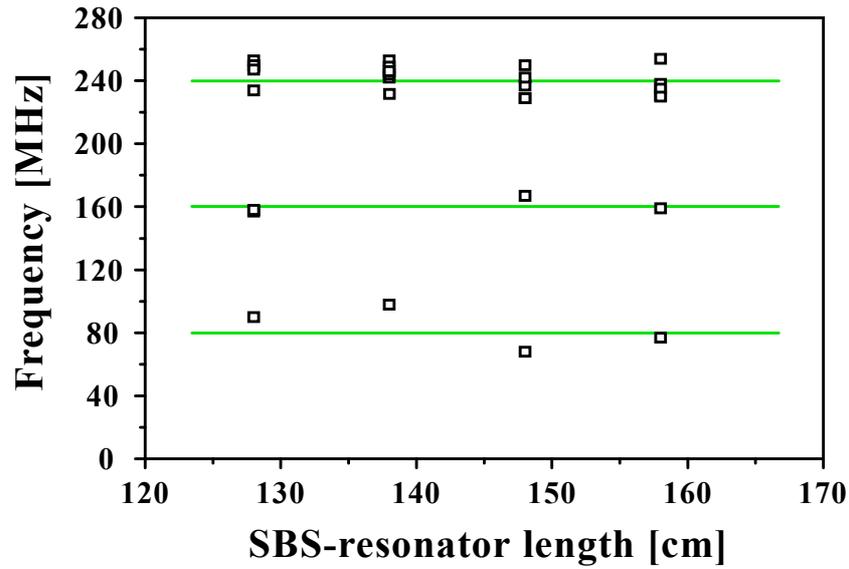


Abb. 4.1.4: Aus den FPI-Bildern ermittelte Frequenzabstände mit SF_6 als SBS-Medium in Abhängigkeit der SBS-Resonatorlänge

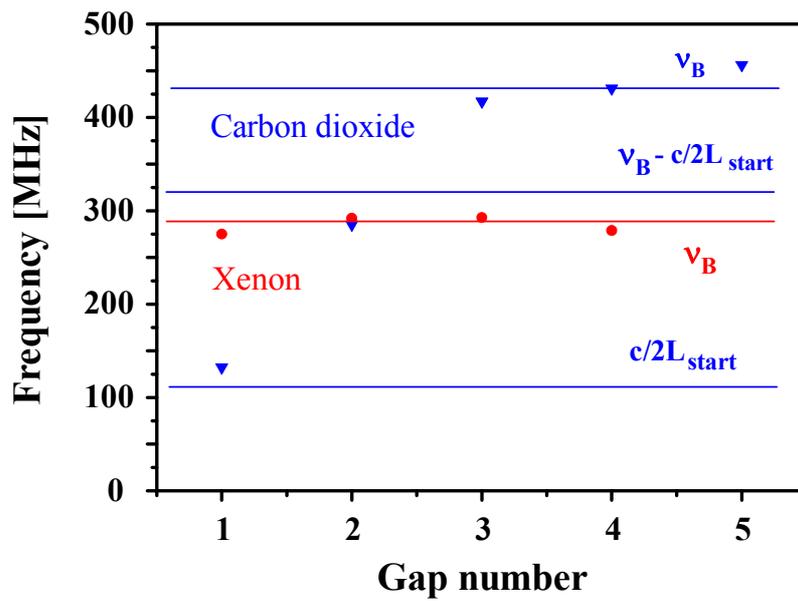


Abb. 4.1.5: Aus den FPI-Bildern ermittelte Frequenzabstände mit Xenon und CO_2 als SBS-Medien

4.1.3. Auswirkungen auf die Zeitstruktur der Pulse

Die Fouriertransformierten der Intensitätsverläufe der Pulse zeigen **ausschließlich Frequenzabstände**, die den SBS-Resonatorfrequenzabständen $c/2L_{\text{SBS}}$ entsprechen (Abb. 4.1.6 bis 4.1.8). Bei guter Anpassung der SBS-Resonatorlänge und der Startresonatorlänge an die Brillouin-Länge sind die Pulse stark durchmoduliert, häufig mit zeitlichen Abständen der Modulationsspitzen, die der Umlaufzeit eines Resonators mit der Brillouin-Länge L_B entsprechen (Abb. 4.1.6).

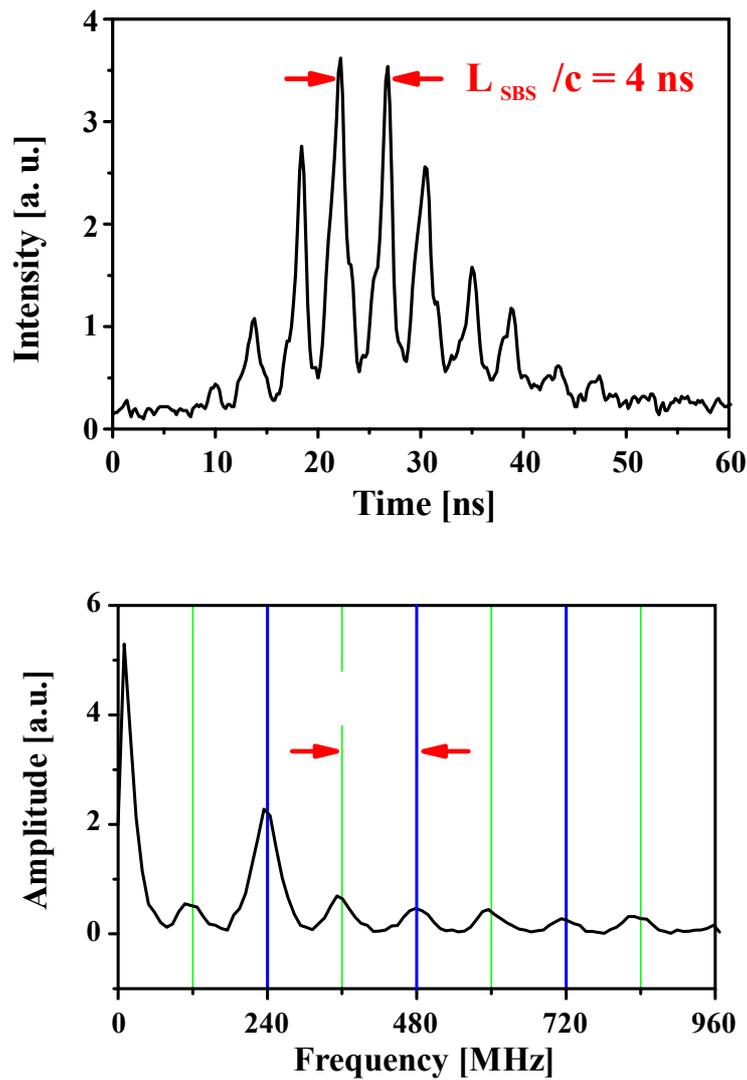


Abb. 4.1.6: *Q-switch Puls und dessen Fouriertransformierte bei einer SBS-Resonatorlänge von $2L_B$ mit SF_6 als SBS-Medium (blaue Linien entsprechen Frequenzabständen ν_B)*

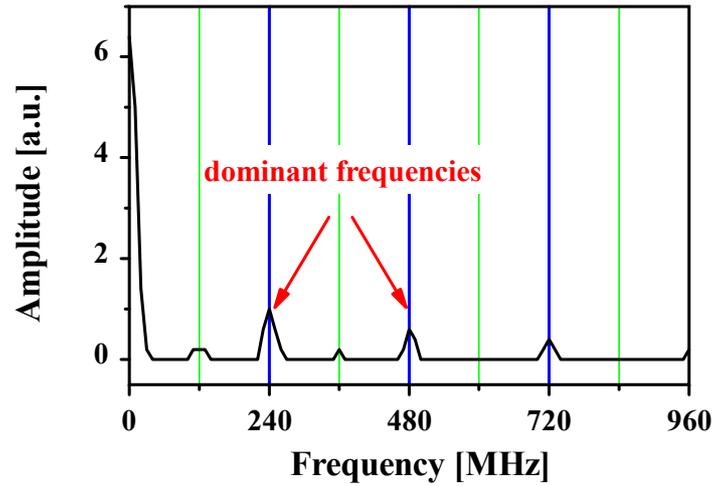


Abb. 4.1.7: Über 10 Pulse gemittelte Fouriertransformierte bei einer SBS-Resonatorlänge

von $2L_B$ mit SF_6 als SBS-Medium

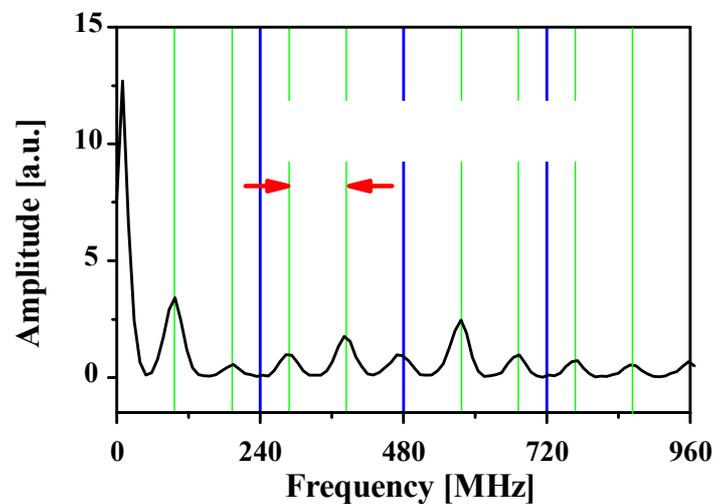
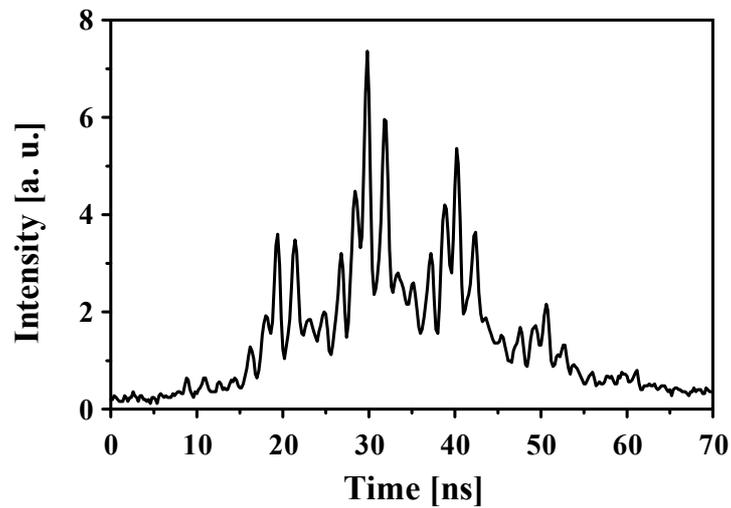


Abb. 4.1.8: Q-switch Puls und dessen Fouriertransformierte bei einer SBS-Resonatorlänge von $2,5 \cdot L_B$ mit SF_6 als SBS-Medium

Die in Abb. 4.1.6 und 4.1.8 dargestellten Intensitätsverläufe der Pulse können mit dem in Kapitel 2.5. vorgestellten Verfahren in sehr guter Übereinstimmung reproduziert werden.

Unter der Annahme statistischer Phasenlage und variabler Amplitude der Feldstärken mit Frequenzen spektralen Abstands $c/2L_{\text{SBS}}$ ergeben sich für unterschiedliche SBS-Resonatorlängen die **typischen Pulsstrukturen**. Auch die statistische Schwankung der Modulationen ist denen der Q-switch Pulse sehr ähnlich. Die Ursache der Modulation der Q-switch Pulse sind mit großer Wahrscheinlichkeit SBS-Resonatorfrequenzen.

In Abb. 4.1.9 ist ein berechneter Intensitätsverlauf für eine SBS-Resonatorlänge von 1,58 m dargestellt. Der Vergleich mit Abb. 4.1.8 zeigt, daß die Intensitätsverläufe und Fouriertransformierten sehr ähnlich sind. Die Modulationen im gemessenen Intensitätsverlauf sind schwächer als im Berechneten, da die SBS-Resonatorfrequenzen eine gewisse spektrale Breite aufweisen. Diese wurde bei der Berechnung nicht berücksichtigt.

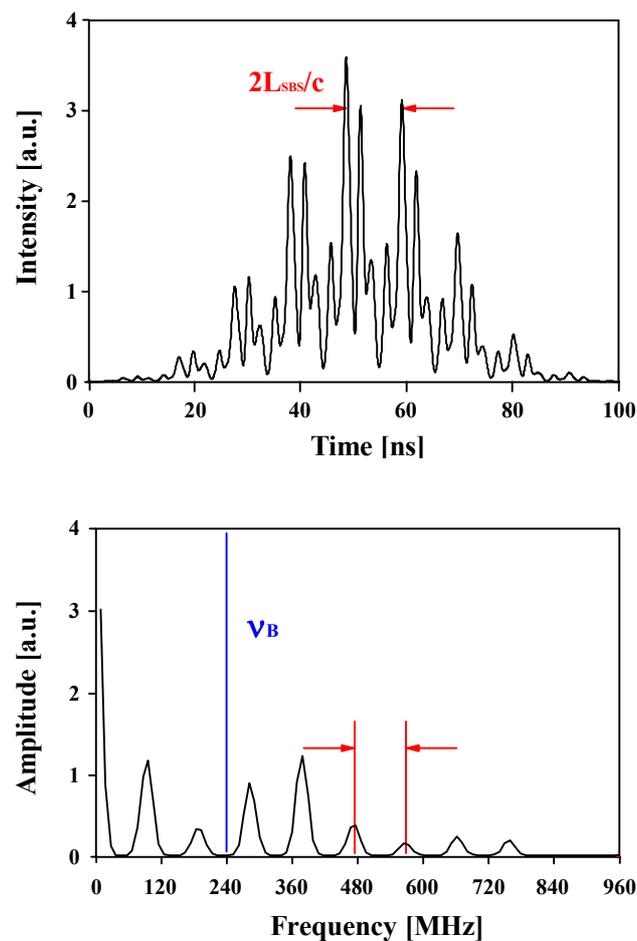


Abb. 4.1.9: Berechnete Q-switch Pulsstruktur und Fouriertransformierte für eine SBS-Resonatorlänge von $2,5 \cdot L_B$, statistischer Phase und SF_6 als SBS-Medium unter zeitlicher Berücksichtigung des Shifts

In Abb. 4.1.10 sind die über die Anzahl der erkennbaren spektralen Abstände in den Fouriertransformierten der Pulsstrukturen gemittelten Frequenzabstände über der SBS-Resonatorlänge aufgetragen. Die Abweichungen von der errechneten Hyperbel $c/2L_{\text{SBS}}$ liegen innerhalb des Meßfehlers. Der relative Fehler für die Frequenzen ist kleiner $\pm 5\%$. Dieser Fehler ergibt sich aus der digitalen Abtastrate des Oszilloskops. Durch Mittelung über mehrere spektrale Abstände läßt sich der Fehler reduzieren.

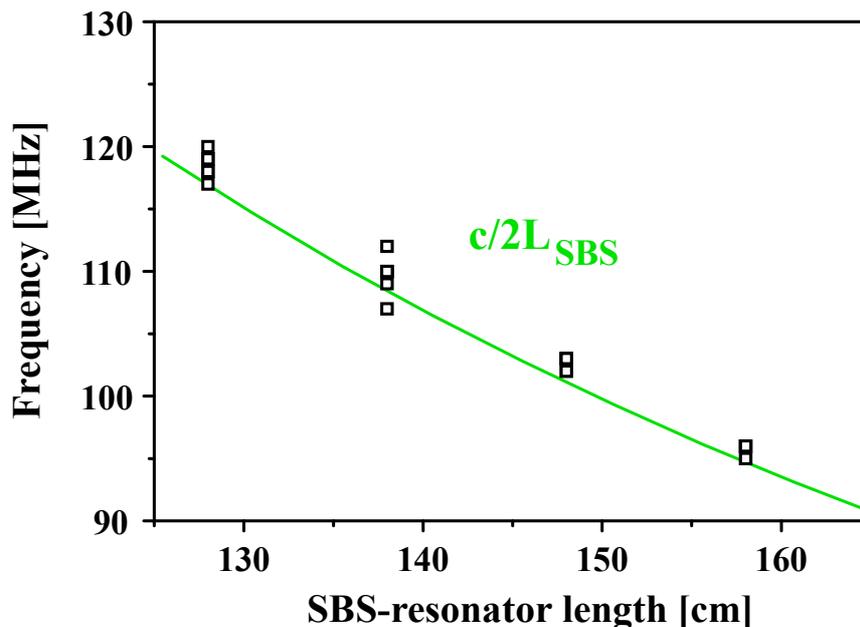


Abb. 4.1.10: Aus den Fouriertransformierten ermittelte Frequenzabstände mit SF_6 als SBS-Medium in Abhängigkeit von der SBS-Resonatorlänge

In Abb. 4.1.11 sind die Intensitätsverläufe eines Pulses abgebildet, der eine hinter dem Auskoppler M1 aufgenommen (blau), der andere hinter dem Startresonatorspiegel M2 (grün). Beide Pulse sind mit unterschiedlicher Intensitätsabschwächung aufgenommen und dargestellt. Der Intensitätsverlauf des hinter dem Startresonatorspiegel aufgenommenen Pulses (grün) zeigt in den ersten 200 ns einen flachen Anstieg, bis der Güteschaltungsprozeß einsetzt (200 ns-350 ns). In der Fouriertransformierten des Intensitätsverlaufs der ersten 150 ns der vorderen Flanke (grün) sind Frequenzabstände $c/2L_{\text{start}}$ zu erkennen. Die Fouriertransformierte des Intensitätsverlaufs von 200 ns bis 350 ns läßt Frequenzabstände mit $c/2L_{\text{SBS}}$ erkennen. Der **Güteschaltungsprozeß** startet **aus dem ersten Spike des Startresonators** heraus. Eine Verschiebung des Einsatzzeitpunktes der Güteschaltung innerhalb der Spike-Flanke in Abhängigkeit von der SBS-Resonatorlänge war nicht erkennbar.

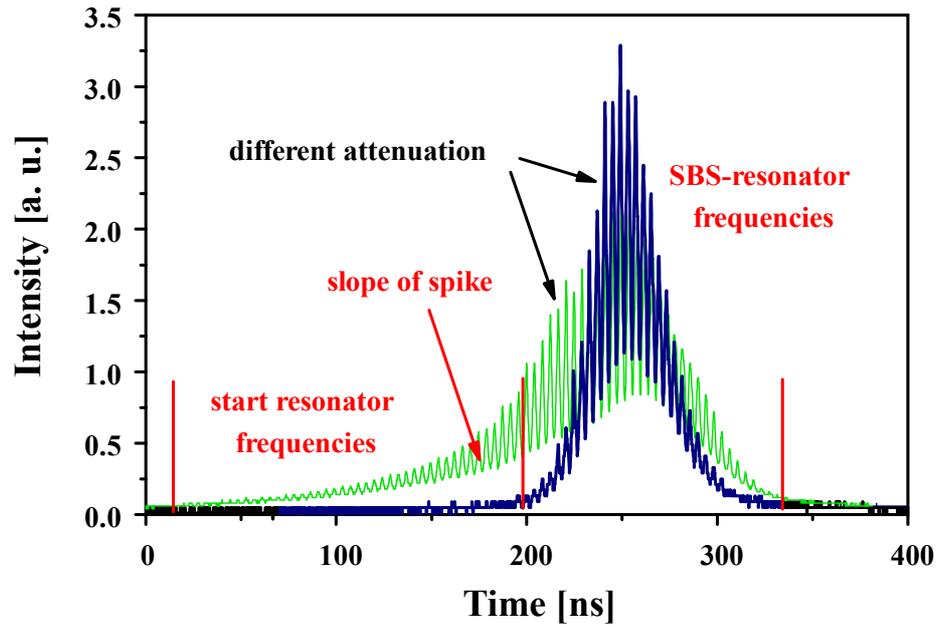


Abb. 4.1.11: *Q*-switch Puls (gemittelt über 10 Pulse) hinter dem Auskoppler M1 (blau) und hinter dem Startresonatorspiegel M2 (grün) mit SF_6 als SBS-Medium

4.2. Variation der Startresonatorlänge mit SF₆, CO₂ und Xenon als SBS-Medien

4.2.1. Auswirkungen auf die Pulsenergie und Pulsstabilität

Die Güteschaltung durch die SBS wird **nur in der Umgebung der Vielfachen der Brillouin-Länge** ($L_B=c/2v_B$) beobachtet, für SF₆ $3L_B\pm 15$ cm, für CO₂ $4L_B\pm 10$ cm und für Xenon $3L_B\pm 10$ cm. Bei stärkerer Längenverstimmung oszilliert nur Licht im Startresonator entsprechend geringer Güte im Spiking (Abb. 4.2.1). Die Breite dieser Umgebung wird durch die Linienbreite des SBS-Mediums und durch die spektrale Breite der Startresonatormoden bestimmt, sie bildet ein Plateau mit steil abfallenden Flanken. Die Pulsstabilität bleibt durch die leichte Verstimmung im Rahmen der Meßgenauigkeit unbeeinflusst. Bei einem Verhältnis von SBS-Resonator zu Startresonator von 1:2 erfolgt ebenfalls keine Güteschaltung, der Startresonator bildet Spiking Pulse. Die Breite dieses Bereiches beträgt (2 ± 1) cm. Dieser Effekt wurde schon von Schumann in [15] beschrieben und erklärt. Die **Längen Anpassung** des Startresonators an L_B ist zur Gewährleistung der Stabilität der Pulsenergien des SBS-Oszillators unbedingt **notwendig**.

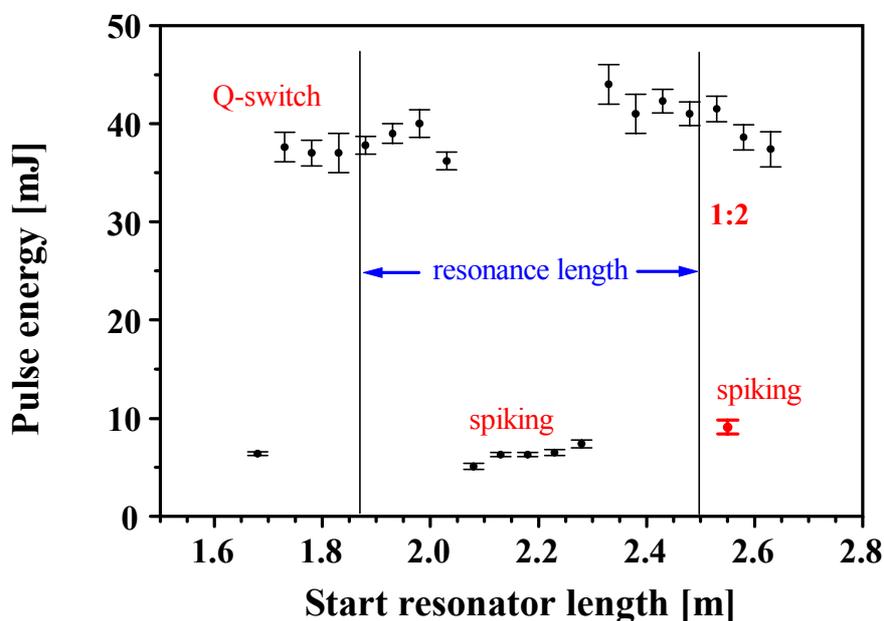


Abb. 4.2.1: Pulsenergien und Pulsstabilitäten des Lasers (SF₆) in Abhängigkeit von der Startresonatorlänge

Die Meßergebnisse können wie folgt interpretiert werden. Ohne die an v_B (innerhalb der Linienbreite) angepaßte longitudinale Modenstruktur im Startresonator kommt es nicht zur Schwellherabsetzung der SBS (siehe Kap 2.4.). Das SBS-Medium bleibt unabhängig von der Pumpleistung transparent, da die Energie der Spiking Pulse die Schwellenergie der SBS nicht erreicht. Die Energie des ersten Spikes wird durch seinen Einsatzzeitpunkt und damit durch die Verluste im Startresonator bestimmt.

Die ausgekoppelten Burstenergien der SBS-Oszillatoren der verschiedenen SBS-Medien in Abhängigkeit von der Startresonatorlänge zeigen das gleiche Verhalten. Die Güteschaltung durch die SBS ist für alle Medien nur in der Umgebung der Resonanzstellen zu beobachten (Abb. 4.2.2). Die scheinbare Glockenkurve um die Resonanzstellen herum entsteht durch Mittelung, da sich an den Grenzen zum Spiking eine schwankende Anzahl von Q-switch Pulsen im Burst bildet. Die unterschiedlichen Burstenergien mit verschiedenen SBS-Medien haben ihre Ursache in unterschiedlichen Resonatorkonfigurationen (siehe Kap. 3.1.2.).

Für Xenon war der Effekt des Aussetzens der SBS bei einem Resonatorlängenverhältnis von 1:2 trotz Suche aufgrund der schwachen Fokussierung im Teleskop und der daraus folgenden großen Wechselwirkungslänge (siehe Kap.3.1.2.) nicht zu beobachten.

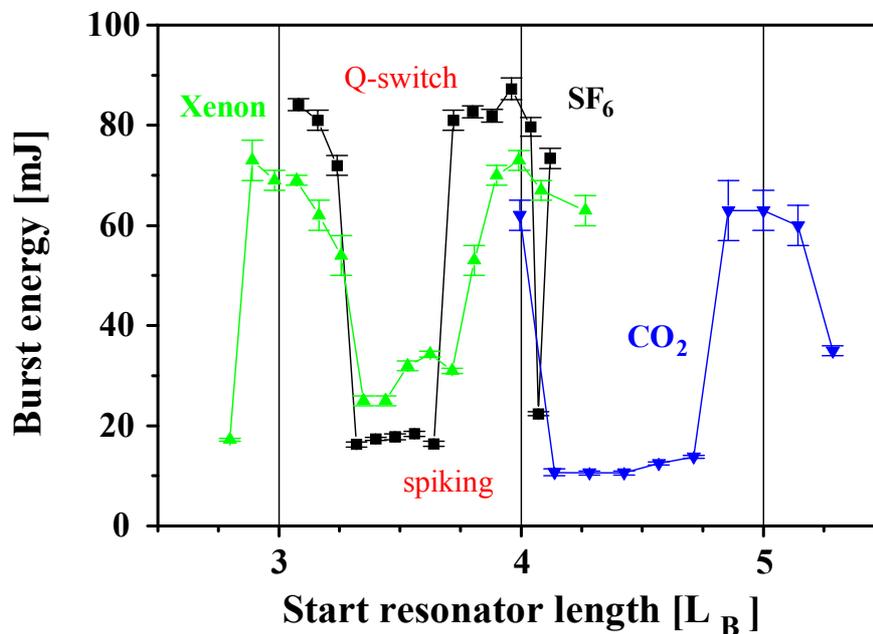


Abb. 4.2.2: Burstenergien und Pulsstabilitäten des Lasers (SF_6 , CO_2 und Xenon) in Abhängigkeit von der Startresonatorlänge in Einheiten der Brillouin-Länge

4.2.2. Transientes Modenverhalten mit SF₆ als SBS-Medium

Die Auswertung der Ringstrukturen der Bilder des Fabry-Perot-Interferometers zeigen, daß bei Startresonatorlängen größer $3L_B$ aus den äußeren Ringen kleinere Frequenzabstände zu entnehmen sind als der Brillouin-Shift, bei inneren Ringabständen darauf zulaufend (Abb. 4.2.3). Für Startresonatorlängen kleiner $3L_B$ weisen die äußeren Ringe größere Frequenzabstände auf als der Brillouin-Shift, bei inneren Ringabständen wiederum darauf zulaufend. Die **äußeren Frequenzabstände** haben Werte, die dem **dreifachen der jeweiligen Startresonatormodenabstände** entsprechen. Bei guter Längenanpassung des Startresonators an L_B beobachtet man nach Auswertung der inneren und äußeren Ringe Frequenzabstände, die dem extern gemessenen Brillouin-Shift entsprechen. Die Ringabstände in Abbildung 4.2.3 sind von außen nach innen durchnummeriert, entsprechend dem zeitlichen Verhalten. Aufgrund der fehlenden Mittelung sind die Werte stärker gestreut.

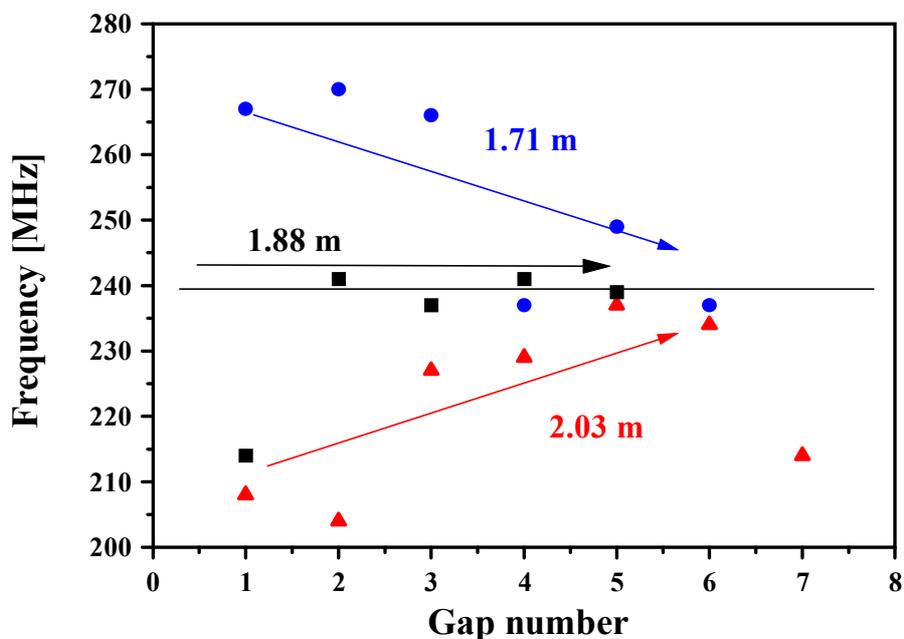


Abb. 4.2.3: Aus den FPI-Bildern ermittelte Frequenzabstände mit SF₆ als SBS-Medium für verschiedene Startresonatorlängen

Diese **Zeitabhängigkeit des Brillouin-Shifts** deutet darauf hin, daß der SBS durch die longitudinalen Startresonatormoden eine **erzwungene Schwingung** auferlegt wird. Diese beeinflußt die Schallwelle innerhalb der Linienbreite der SBS derart, daß das stimulierte gestreute Licht eine Frequenzverschiebung erfährt, die dem Vielfachen des Startresonatormodenabstands entspricht. Nach dem Abschalten des Startresonators **relaxiert** der Shift aufgrund der Dämpfung (Phononenlebensdauer) **auf seine Mittenfrequenz** ν_B zu.

4.2.3. Auswirkungen auf die Zeitstruktur der Pulse

Die Änderung der Startresonatorlänge hat **keine Auswirkungen auf die Q-switch Pulsstruktur**. Die Fouriertransformierten der Pulse zeigen ausschließlich Frequenzabstände $c/2L_{\text{SBS}}$, unabhängig von der Startresonatorlänge (Abb. 4.2.4 und Abb. 4.2.6).

In Abb. 4.2.5 sind die ermittelten Pulslängen in Abhängigkeit von der Startresonatorlänge dargestellt.

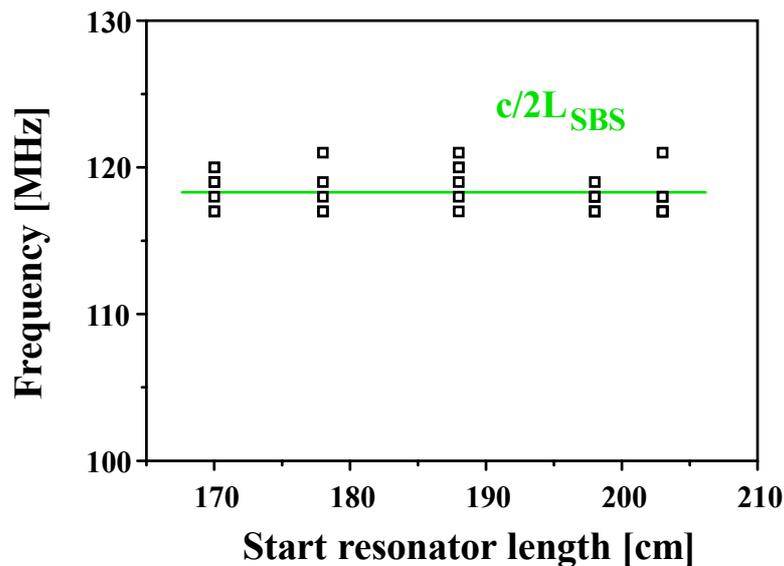


Abb. 4.2.4: Aus den Fouriertransformierten ermittelte Frequenzabstände in Abhängigkeit von der Startresonatorlänge mit SF_6 als SBS-Medium

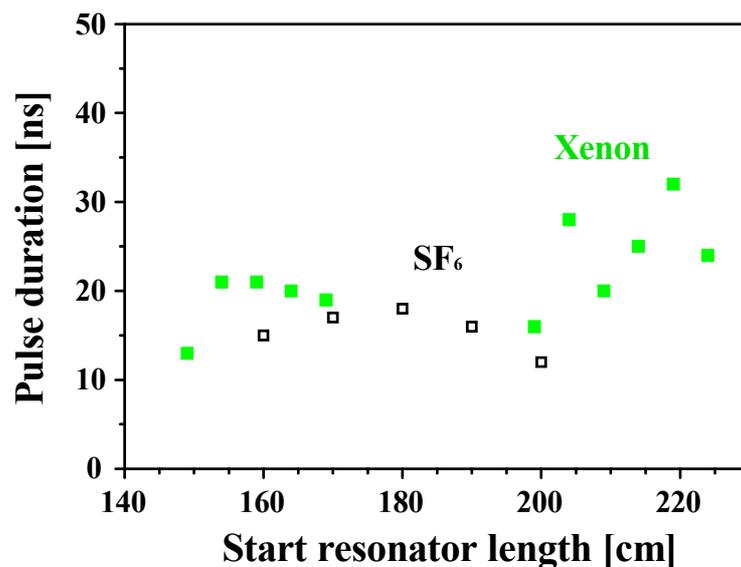


Abb. 4.2.5: Q-switch Pulslängen in Abhängigkeit von der Startresonatorlänge mit SF_6 und Xenon als SBS-Medien

Abb. 4.2.6 zeigt einen gemessenen Intensitätsverlauf und die Fouriertransformierte für eine SBS-Resonatorlänge von $2L_B$ und eine Startresonatorlänge von $3L_B+10$ cm mit Xenon als SBS-Medium. Abb. 4.2.7 zeigt zum Vergleich den aus den SBS-Resonatorfrequenzen errechneten Intensitätsverlauf und die Fouriertransformierte.

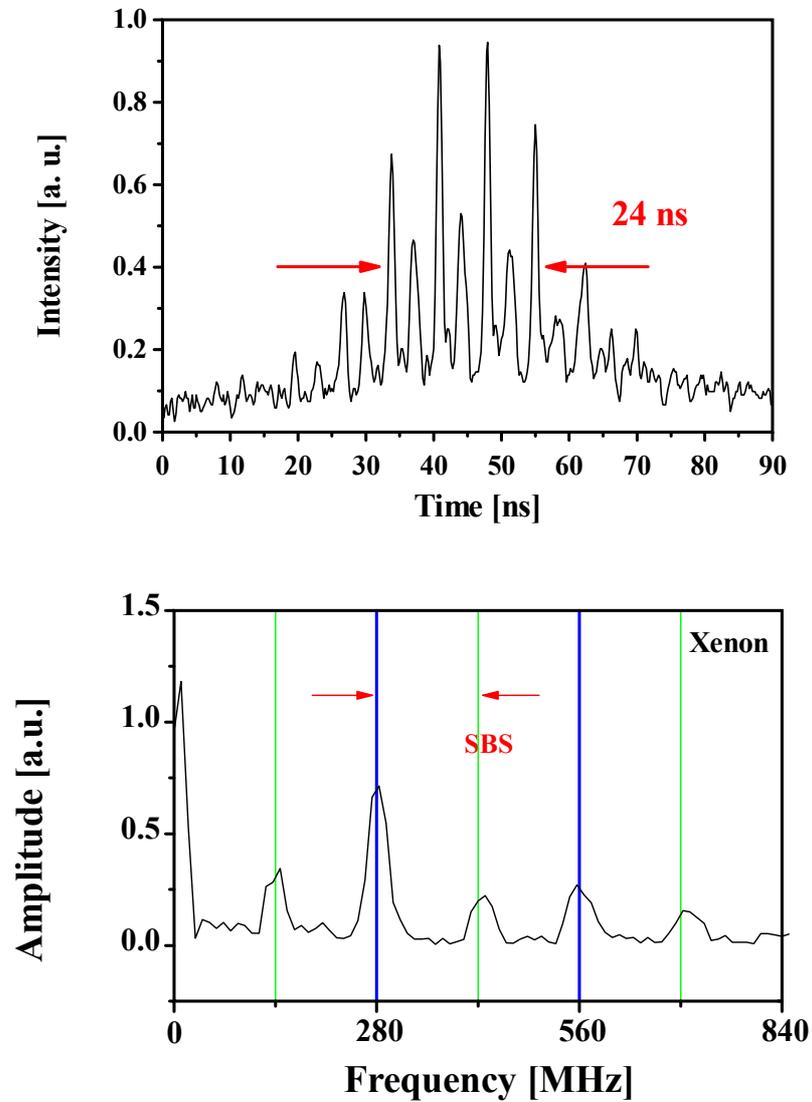


Abb. 4.2.6: *Q-switch Puls und Fouriertransformierte bei einer Startresonatorlänge von 2,24 m mit Xenon als SBS-Medium*
(blaue Linien entsprechen Frequenzabständen ν_B)

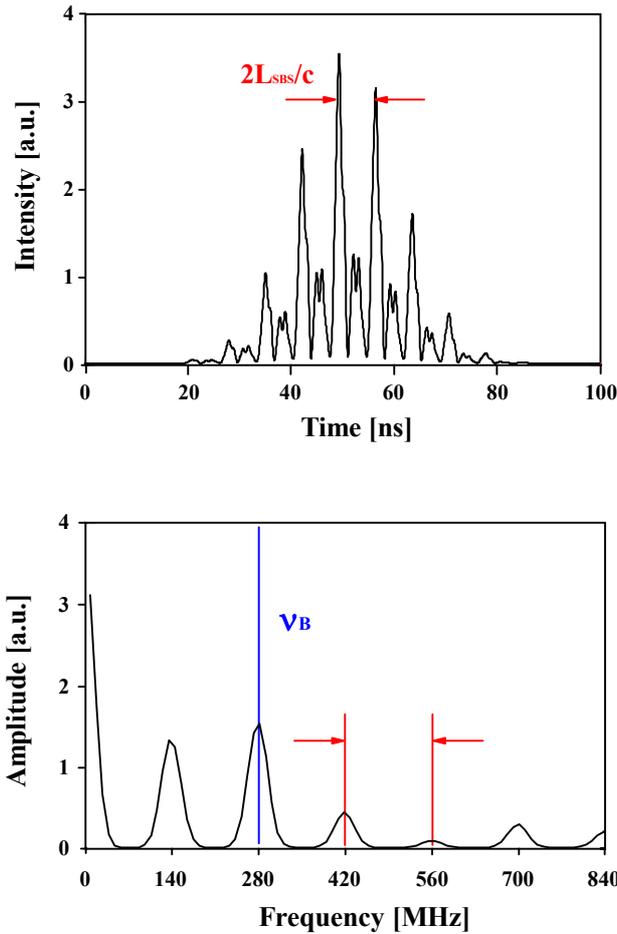


Abb. 4.2.7: Berechnete *Q-switch* Pulsstruktur und Fouriertransformierte für eine SBS-Resonatorlänge von $2L_B$, statistischer Phase und Xenon als SBS-Medium unter zeitlicher Berücksichtigung des Shifts

Die Ergebnisse bestätigen die Annahme, daß die **Ursachen der Q-switch Pulsstruktur im SBS-Resonator** liegen. Wenn der SBS-Resonator longitudinale Startresonatormoden übernehmen würde, dann müßten sich die Frequenzabstände $c/2L_{start}$ in den Fouriertransformierten der Intensitätsverläufe der Pulse, zumindest aber eine Abhängigkeit der Pulsstruktur von der Startresonatorlänge, nachweisen lassen.

4.3. Variation der Verluste im Startresonators mit SF₆, CO₂ und Xe als SBS-Medien

4.3.1. Auswirkungen auf die Pulsenergie und Pulsstabilität

Die Variation der effektiven Reflexion des Startresonatorspiegels M2 ergibt, daß eine **geringere Güte** des Startresonators zu **größeren Q-switch Pulsenergien** führt [46]. Die Anzahl der Pulse im Burst nimmt bei gleicher Pumpulsdauer mit steigenden Verlusten im Startresonator ab (Abb. 4.3.2). Daraus folgt, daß die Burstenergie durch Variation der Verluste im Startresonator zunimmt oder abnimmt, je nach Ausnutzung der über die Dauer des Blitzlampenpulses aufgebauten Besetzungsinversion (Abb. 4.3.1). Die Pulsstabilität variiert zwischen 3% und 8%. Ursache hierfür ist die Zunahme der thermischen Linsenwirkung durch die höhere Anzahl von Graugläsern. Weiterhin zeigt sich, daß die Pulsenergien für unterschiedliche SBS-Medien im Rahmen der Meßgenauigkeit gleich sind. Die Burst-energien sind aufgrund der Längen Anpassung der Resonatoren an L_B und der daraus folgend unterschiedlichen Verluste des SBS-Oszillators verschieden.

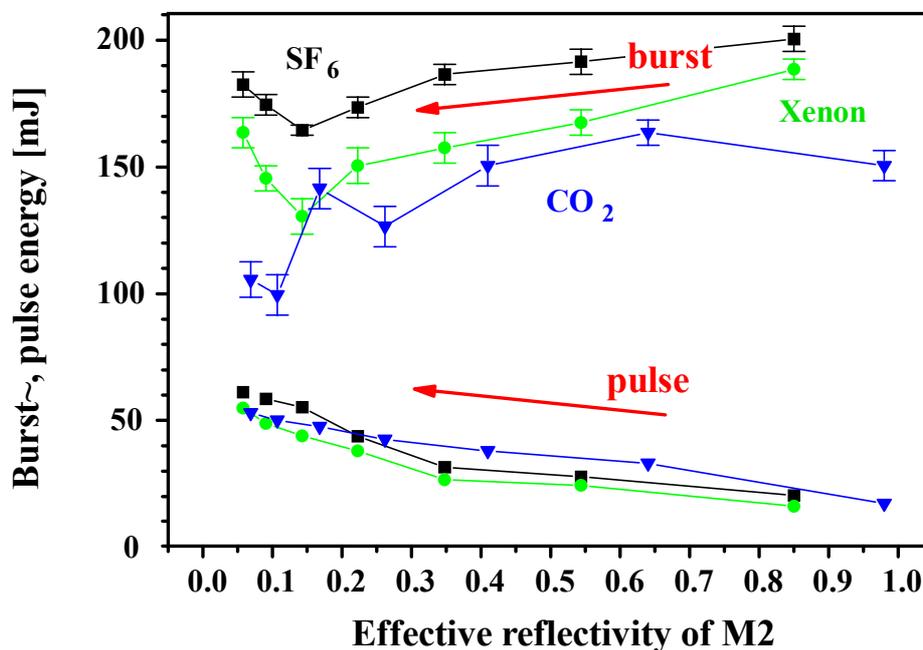


Abb. 4.3.1: Burst- und Pulsenergien in Abhängigkeit von der Grauglastransmission im Startresonator mit SF₆, CO₂ und Xenon als SBS-Medien

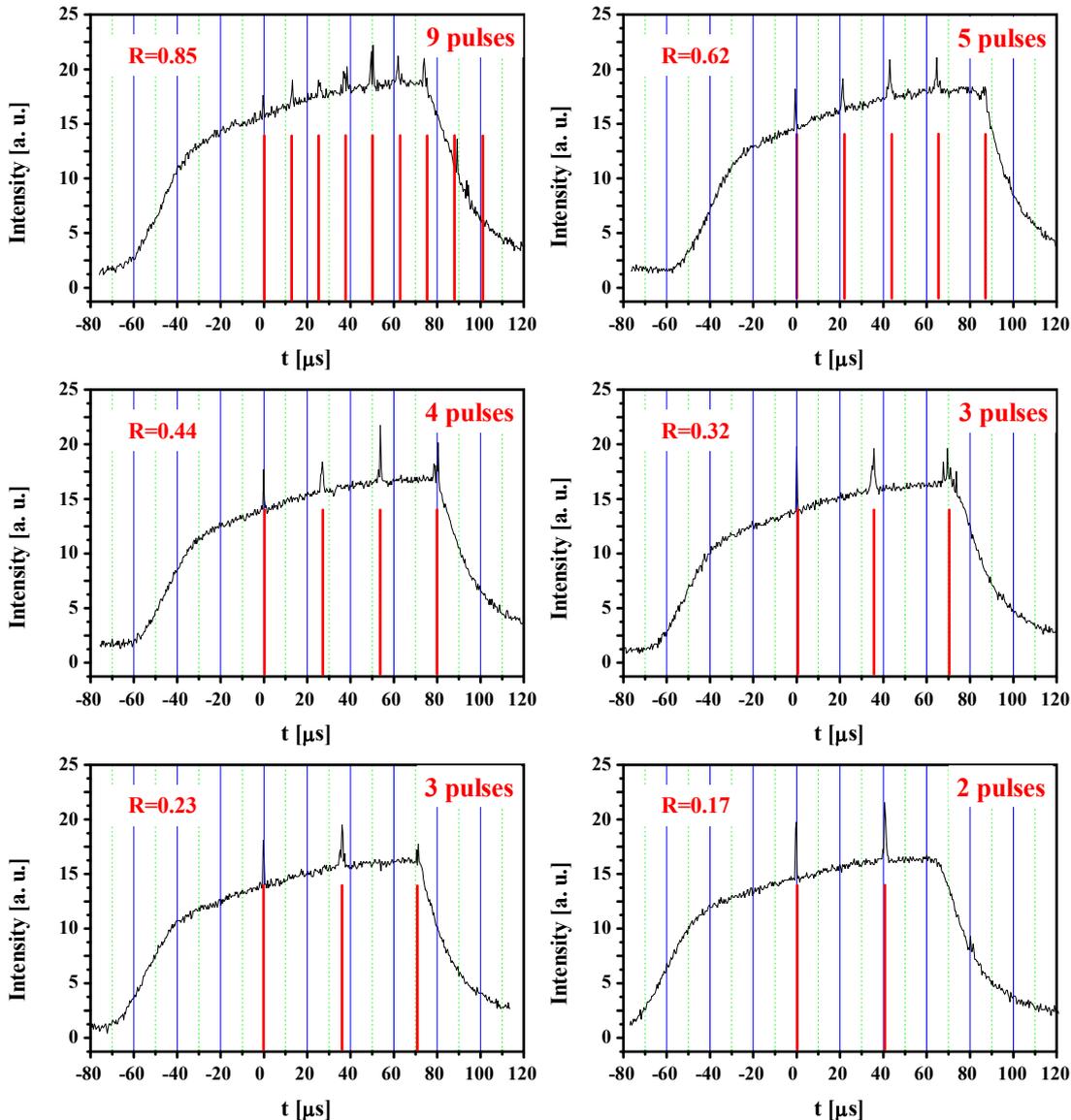


Abb. 4.3.2: Blitzlampenpulse mit Q-switch Pulsen für verschiedene Reflexionsgrade des Startresonatorspiegels $M2$ mit CO_2 als SBS-Medium

Aus diesen Ergebnissen folgt, daß die **Pulsenergien** für SBS-Medien mit einer SBS-Schwelle im mJ-Bereich **unabhängig von der SBS-Schwelle** des verwendeten Mediums sind. Entscheidend ist neben den Verlusten im SBS-Resonator der Einsatzzeitpunkt des ersten Spikes des Startresonators, der von den Verlusten im Startresonator bestimmt wird. Die bis dahin aufgebaute Inversion kann dann durch den Q-switch Puls abgebaut werden. Aufgrund des schnellen Anstiegs der Intensität in der Spike-Flanke gegenüber der in dieser Zeit abgebauten Inversion führt eine höhere SBS-Schwelle weder zu einer höheren noch zu einer niedrigeren Pulsenergie. Die Spike-Einsatzzeit korreliert sehr gut mit der Einsatzzeit des Q-switch Pulses [47].

4.3.2. Auswirkungen auf die Zeitstruktur der Pulse

Es zeigt sich, daß mit geringerem effektiven Reflexionsgrad des Spiegels M2 die **Durchmodulation der Pulse stärker** wird. Die Peaks der Schwebungsfrequenzen der SBS-Resonatorfrequenzen in den Fouriertransformierten sind stärker ausgeprägt (Abb. 4.3.3 und Abb. 4.3.4) und die **Pulsdauer nimmt ab** (Abb. 4.3.5). Der Übergang vom Spiking-Verhalten bei hoher effektiver Reflektivität des Spiegels M2 zur Güteschaltung bei geringer Reflektivität ist nicht abrupt. Mit abnehmender Reflektivität verkürzen sich die Spike-Pulse allmählich, ihr zeitlicher Abstand erhöht sich. Von einer Güteschaltung kann erst gesprochen werden, wenn die Pulse über die gesamte Pumpimpulsdauer mit zeitlich gleichem Abstand und nahezu gleicher Energie auftreten (Burst).

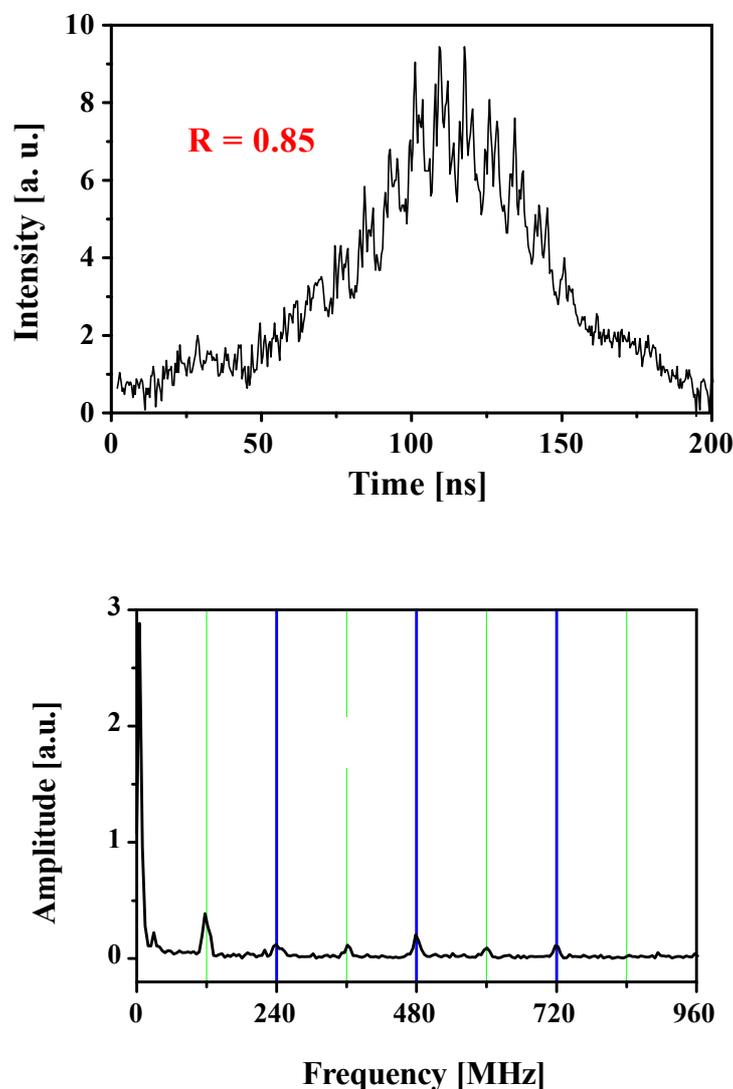


Abb. 4.3.3: *Q-switch Puls und Fouriertransformierte bei einem effektiven Reflexionsgrad von 0,85 mit SF₆ als SBS-Medium (blaue Linien entsprechen Frequenzabständen ν_B)*

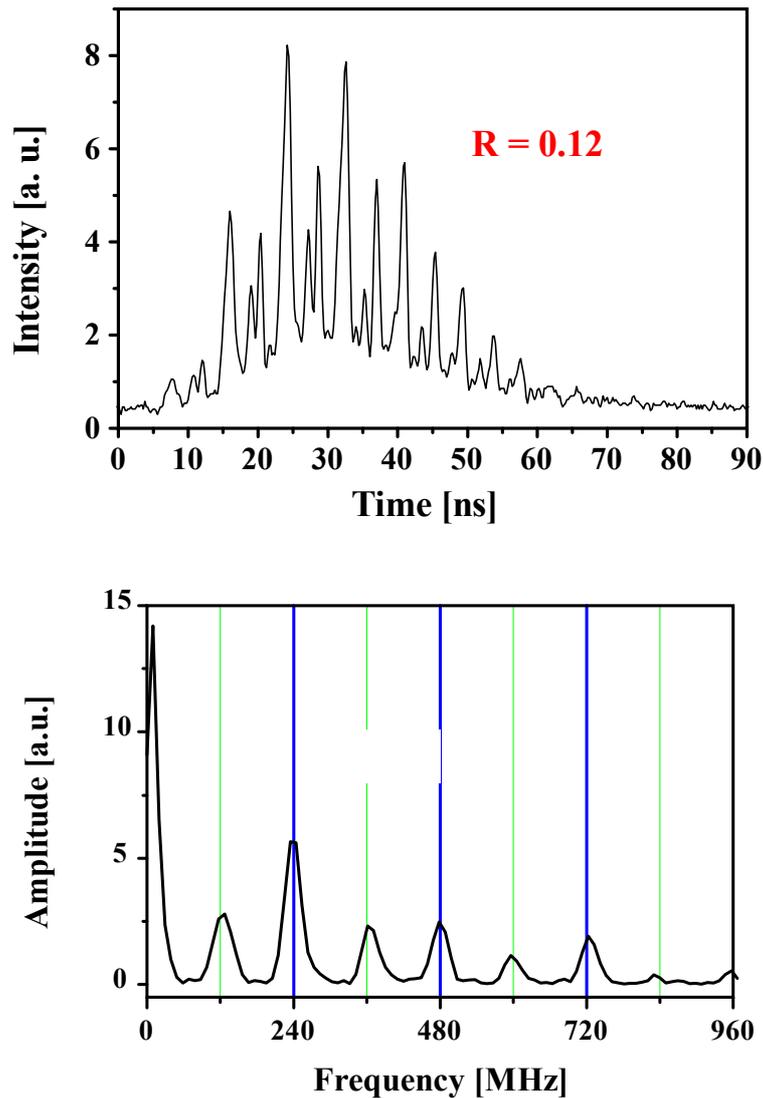


Abb. 4.3.4: *Q-switch Puls und Fouriertransformierte bei einem effektiven Reflexionsgrad von 0,12 mit SF_6 als SBS-Medium (blaue Linien entsprechen Frequenzabständen ν_B)*

Bei einem effektiven Reflexionsgrad des Startresonatorspiegels M2 von 1 tritt keine Güteschaltung auf, es ist typisches Spiking mit Spike-Pulslängen von ca. 400 ns und Pulsabständen von ca. 5-10 μ s zu beobachten. Die Fouriertransformierte dieser Intensitätsverläufe läßt nur Startresonatormodenabstände erkennen. Durch leichte Erhöhung der Verluste im Startresonator, z.B. durch Verstimmen der Teleskoplänge, ist es möglich, die Startresonatormoden so zu beeinflussen, daß nur Startresonatormoden mit Frequenzabstand von ν_B oszillieren. Trotzdem zeigt der Resonator typisches Spiking.

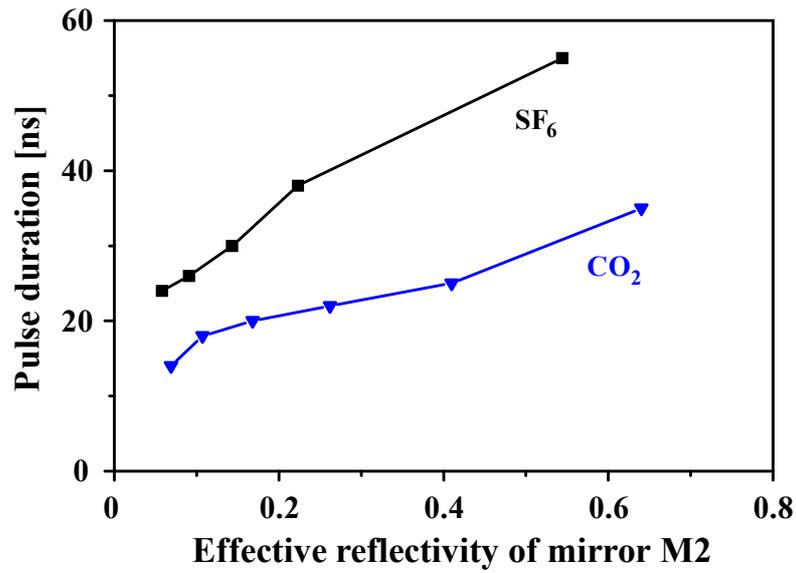


Abb. 4.3.5: *Q-switch Pulslänge in Abhängigkeit vom effektiven Reflexionsgrad des Spiegels M2 mit SF₆ und CO₂ als SBS-Medien*

4.4 Variation der Fokussierung in der SBS-Zelle mit SF₆ als SBS-Medium

4.4.1. Auswirkungen auf die Pulsenergie und Pulsstabilität

Die Pulsstabilität der Q-switch Pulse des Oszillators ändert sich für unterschiedliche Fokussierung im Teleskop nicht (Abb. 4.4.1). Die unterschiedlichen Pulsenergien ergeben sich aus unterschiedlichen effektiven Reflexionsgraden des Startresonatorspiegels M2. Diese waren notwendig, da sich zur eindeutigen Zuordnung der FPI-Bilder zu den Pulsstrukturen nur ein Q-switch Puls während einer Blitzlampenpulsdauer bilden durfte.

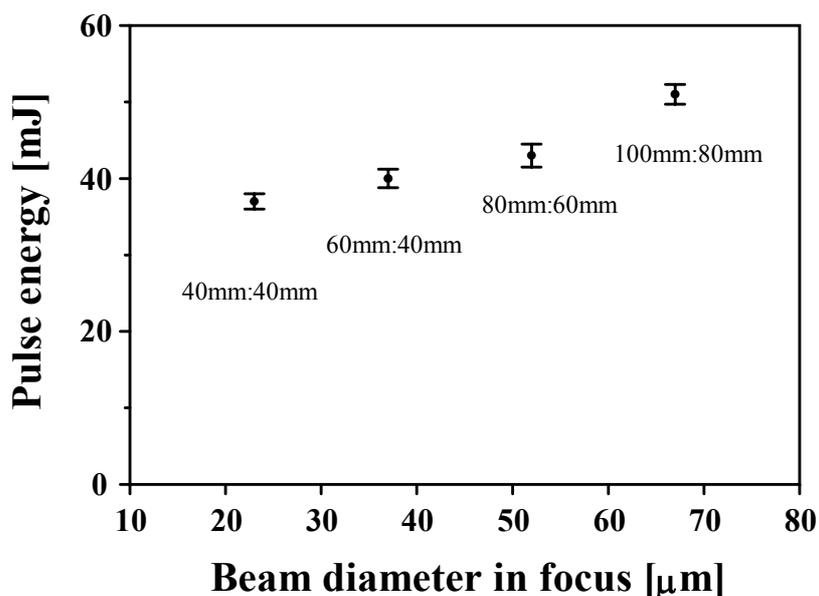


Abb. 4.4.1: *Q-switch Pulsenergien und Pulsstabilitäten in Abhängigkeit vom berechneten Strahldurchmesser im Teleskopfokus mit SF₆ als SBS-Medium und verschiedene Verluste im Startresonator*

Diese Ergebnisse lassen darauf schließen, daß die Kohärenzlänge des Lichts des Startresonators um ein Vielfaches größer ist als die Wechselwirkungslänge im SBS-Medium. Die Fokussierung zu kleineren Strahlradien wird durch die optische Durchbruchfestigkeit des SBS-Mediums begrenzt, die zu größeren Strahlradien durch die für die SBS notwendige Kohärenzlänge des Startresonatorlichts. Diese ist abhängig von der spektralen Breite des Verstärkungsprofils des aktiven Mediums (Nd:YALO-30 GHz), von der Startresonatorlänge und von den Verlusten im Startresonator. Desweiteren wird die Fokussierung dadurch bestimmt, daß die gewünschte Phasenkonjugation nur unter der Bedingung kleiner Wechselwirkungslänge auftritt [7].

4.4.2. Auswirkungen auf die Zeitstruktur der Pulse

In Abb. 4.4.2 sind die Pulslängen der Q-switch Pulse über den berechneten Strahldurchmessern im Fokus der realisierten Teleskope aufgetragen. Es ist eine Veränderung der Einhüllenden der Pulsmodulationen zu beobachten. Mit steigendem Strahldurchmesser im Fokus flacht die abfallende Flanke des Pulses immer mehr ab (Abb. 4.4.3).

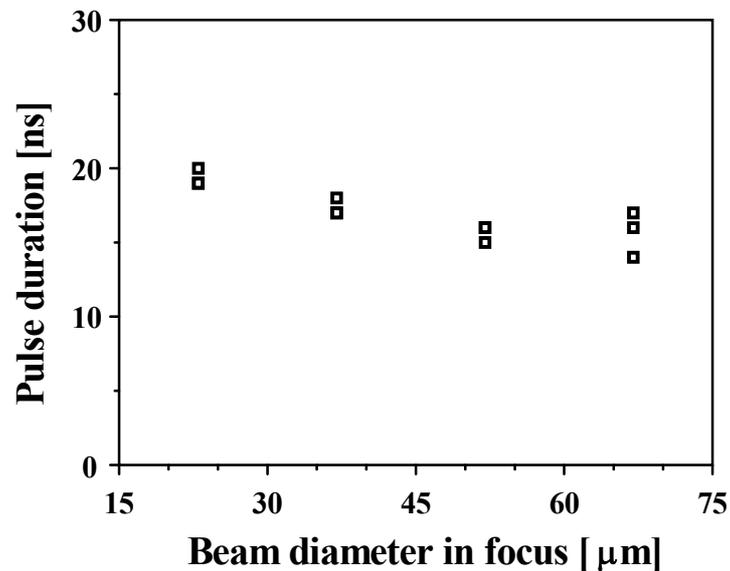


Abb. 4.4.2: *Q-switch Pulslängen in Abhängigkeit vom berechneten Strahldurchmesser im Fokus des Teleskops mit SF_6 als SBS-Medium und verschiedene R_{M2}*

Die Fouriertransformierten der Intensitätsverläufe zeigen Frequenzabstände mit $c/2L_{\text{SBS}}$, die aus den FPI-Bildern ermittelten Frequenzabstände entsprechen dem Brillouin-Shift, unabhängig von der Fokussierung im Teleskop.

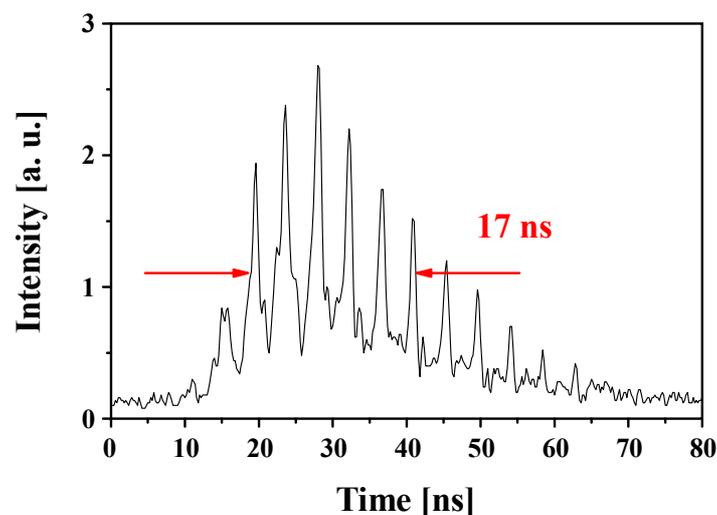


Abb. 4.4.3: *Q-switch Puls des Resonators mit 100 mm:80 mm Teleskop mit SF_6 als SBS-Medium*

4.5. Untersuchungen zur Phasenkonjugation mit SF₆ als SBS-Medium

4.5.1. Energiereflexion in Abhängigkeit von den Verlusten im Startresonator

Die Messung des **Energiereflexionsgrads** der SBS **ohne Aberrator** im SBS-Resonator zeigt, daß er für die gewählte Fokussierung im Teleskop einen Wert von **65%** nicht übersteigt. Die durch die Zelle verursachten Verluste liegen zwischen 12% und 16% (Abb. 4.5.1). Das **Optimum der SBS-Reflektivität** liegt bei einem effektiven Reflexionsgrad des Startresonatorspiegels M2 von **0,10 bis 0,30**. Unter 0,10 sinkt sie ab, über 0,40 ist die SBS-Reflexion zu gering, so daß zu viel Energie durch die Zelle verloren geht.

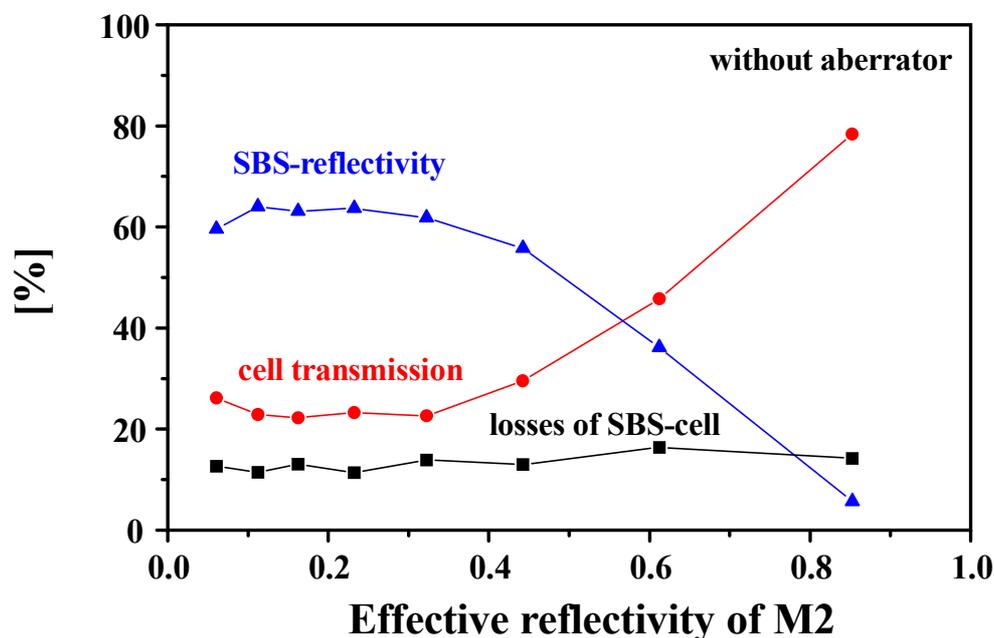


Abb. 4.5.1: SBS-Reflektivität, Transmission und Verluste der Zelle in Abhängigkeit von der effektiven Reflektivität des Startresonatorspiegels M2 (ohne Aberrator)

Die allmähliche Zunahme der SBS-Reflektivität bei Verringerung des effektiven Reflexionsgrads des Spiegels M2 erklärt die in Kap. 4.3. erläuterten Beobachtungen. Die Tatsache, daß die Energiereflektivität einen Wert von 65% nicht überschreitet, könnte damit erklärt werden, daß die Leistungsreflexion der SBS zeitabhängig ist und daß aufgrund der recht hohen SBS-Schwelle des SF₆ in der Flanke des Spike-Pulses des Startresonators zu viel Energie transmittiert wird (siehe Kap. 4.1.3). Der Reflexionsgrad der SBS nimmt bei zu geringer Güte des Startresonators wieder ab, da das von M2 reflektierte Licht zu geringe Intensität hat und deshalb nicht mehr so effektiv zur Schwellabsenkung der SBS beitragen kann.

Bei den Messungen **mit Aberrator** im SBS-Resonator übersteigen die **Energier reflexionswerte** nicht **60%**. Die durch die Zelle verursachten Verluste liegen zwischen 17% und 20% (Abb. 4.5.2). Das **Optimum der SBS-Reflektivität** liegt wieder bei einem effektiven Reflexionsgrad des Startresonatorspiegels von **0,10 bis 0,30**.

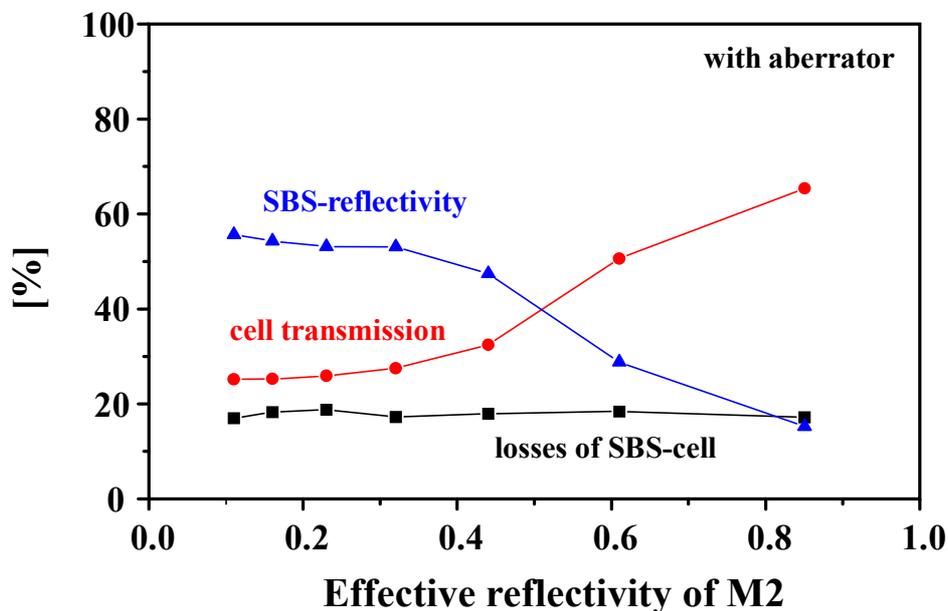


Abb. 4.5.2: *SBS-Reflektivität, Transmission und Verluste der Zelle in Abhängigkeit von der effektiven Reflektivität des Startresonatorspiegels M2 (mit Aberrator)*

Der Vergleich der Energier reflexionsgrade der SBS ergibt, daß **stärkere Aberrationen** im Resonator zu einer **geringeren Reflektivität** führen. Ursache hierfür könnte die Aufweitung der Strahlquerschnittsfläche im Fokus des Teleskops durch die Phasenstörungen sein. Die Intensität in den Flanken des aberrierten Gaußstrahls erreicht nicht mehr die SBS-Schwelle, das nicht reflektierte Licht wird transmittiert oder spontan gestreut. Daraus ergäben sich auch die gegenüber dem Resonator ohne Aberrator erhöhten Verluste der Zelle sowie die höhere Transmission der SBS-Zelle. Die durch die Zelle verursachten Verluste entstehen durch insgesamt 8 optische, entspiegelte Oberflächen der Teleskoplinsen und Zellenfenster mit einer Gesamtreflektivität von ca. 8% pro Durchgang und durch zusätzliche Beugungs- und Streuverluste. Für den Resonator ohne Aberrator ergeben sich neben den Reflexionsverlusten der Oberflächen Beugungs- und Streuverluste von ca. 5% und für den Resonator mit Aberrator von ca. 10%.

Die Burstenergien des Resonators mit Aberrator sind kleiner als beim Resonator ohne Aberrator, die Pulsenergien sind vergleichbar. Das ist auf Reflexionsverluste und Streuverluste im Resonator durch den Aberrator von $25\% \pm 5\%$ pro Umlauf zurückzuführen (Abb. 4.5.3). Zur Verlustberechnung des Aberrators wurde die einfallende Energie mit der zweimal durch den Aberrator transmittierten Energie (HR-Spiegel hinter Aberrator) ins Verhältnis gesetzt. Daraus ergibt sich ein zusätzlicher Verlust von ca. 25% pro Umlauf und ca. 13% pro Durchgang. Dieser Wert wurde zur Berechnung der Energiereflexionsgrade des Resonators mit Aberrator verwendet.

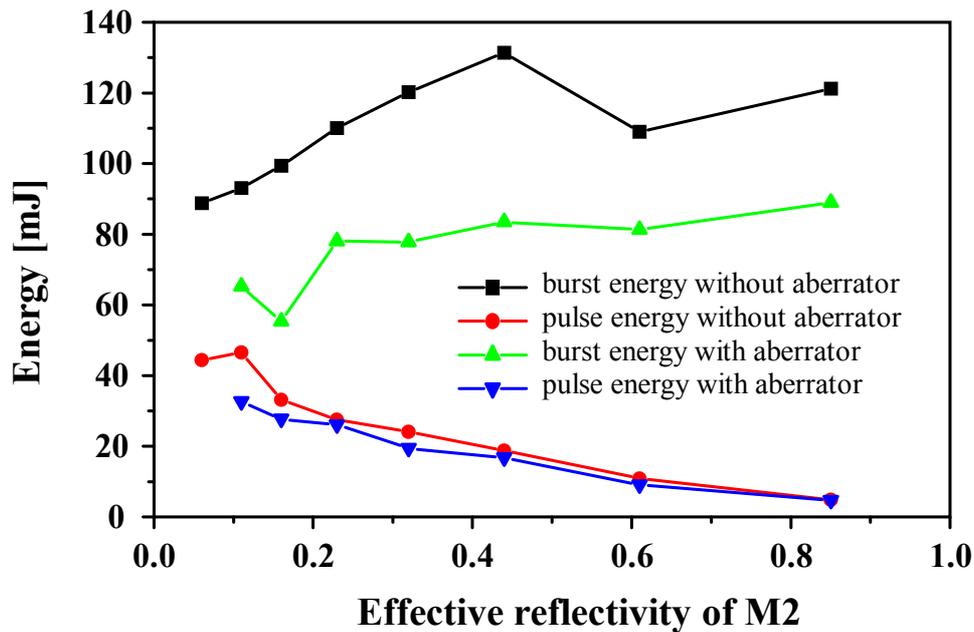


Abb. 4.5.3: Vergleich der Burst- und Pulsenergien mit und ohne Aberrator im SBS-Resonator

In Abb. 4.5.3 ist wieder das typische Verhalten der Burstenergien zu erkennen. Je nach Ausnutzung der über den Blitzlampenpuls aufgebauten Besetzungsinversion sinkt und steigt die Burstenergie, die Pulsenergien wachsen an. Die Verluste im SBS-Resonator durch den Aberrator von 25% pro Umlauf haben im Rahmen der Meßgenauigkeit keine Auswirkungen auf die Pulsenergien. Dies könnte damit erklärt werden, daß diese Verluste die Laserschwelle des Startresonators erhöhen, was zu einem späteren Einsatzzeitpunkt des Spikings und damit zu einer höheren Inversion führt. Diese höhere Inversion kann aber nach der Güteschaltung nicht zu einer höheren Pulsenergie und kürzeren Pulsdauer führen, da diese Verluste auch im SBS-Resonator wirken. Die Verluste durch den Aberrator bewirken eine kleinere Pulsanzahl, was zu der geringeren Burstenergie führt.

4.5.2. Verluste am Pinhole mit und ohne Aberrator im SBS-Resonator

Die Energieverluste am Pinhole lagen für den Resonator ohne Aberrator zwischen 5% und 10%, für den Resonator mit Aberrator zwischen 1% und 5%. Eine Abhängigkeit von der Startresonatorgüte war nicht zu erkennen (Abb. 4.5.4).

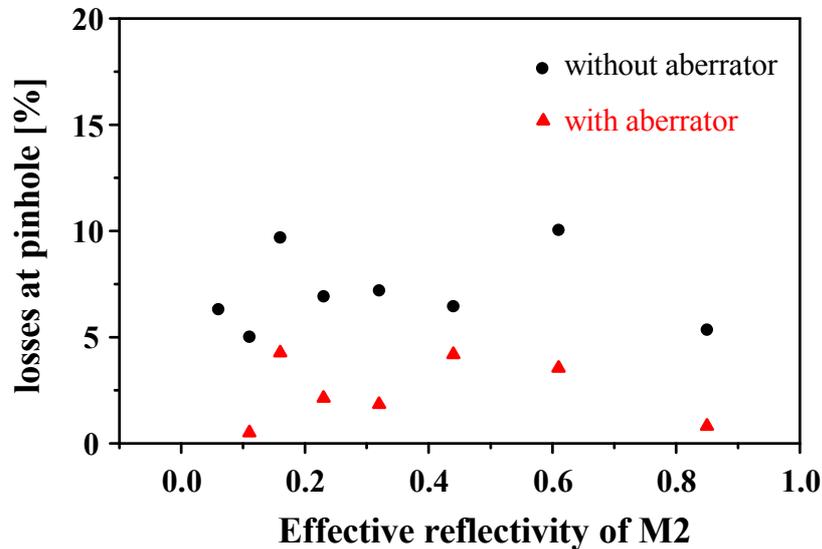


Abb. 4.5.4: Vergleich der Verluste am Pinhole mit und ohne Aberrator in Abhängigkeit von der effektiven Reflexion des Startresonatorspiegels M2

Die geringeren Energieverluste am Pinhole für den Resonator mit Aberrator sind ein Indiz für die Phasenkonjugation durch die SBS im Resonator. Da die SBS aber auch als Raumfilter wirkt, indem sie die am Ort des Fokus außen liegenden höheren Ortsfrequenzen mit geringer Intensität nicht reflektiert, verbessert sie auch so die Strahlqualität [48]. Dies würde sich in einer erhöhten Transmission bemerkbar machen, welche auch zu beobachten ist (Kap. 4.5.1). Dieser Effekt könnte die geringeren Verluste am Pinhole erklären. Er ist aber unerwünscht, da dadurch die Effizienz des SBS-Oszillators sinkt.

Die Auswertung der zeitlichen Pulsstrukturen des am Pinhole gestreuten Lichts und des transmittierten Lichtes ergibt, daß die Verluste am Pinhole zum Pulsende hin abnehmen (Abb. 4.5.5 und Abb. 4.5.6). Diese **Zeitabhängigkeit der Verluste am Pinhole** ist wiederum ein Indiz für die Phasenkonjugation durch die SBS im Resonator. Da der Vergleich zu einem Q-switch Puls ohne Einsatz der SBS aber fehlt, ist es auch möglich, daß die Ausbildung der transversalen Modenstruktur zu dieser Zeitabhängigkeit der Verluste am Pinhole führt.

Für die Zeitabhängigkeit der Verluste am Pinhole aufgrund der Phasenkonjugation der SBS könnte sprechen, daß der transversale Mode schon durch den Startresonator gebildet und das vorhandene Strahlungsfeld in diesen Experimenten vom SBS-Resonator übernommen wurde. Die Verluste am Pinhole zeigen für den Resonator mit Aberrator aber keine starke Zeitabhängigkeit. Dieser Effekt könnte wieder durch die Wirkung der SBS als Raumfilter erklärt werden. Die Strahlqualität wäre besser mit daraus folgenden geringeren und zeitlich konstanten Verlusten am Pinhole. Die Modulation der Verlustkurve resultiert aus der Mittelung der aufgenommenen Intensitätsverläufe über unterschiedliche Pulse.

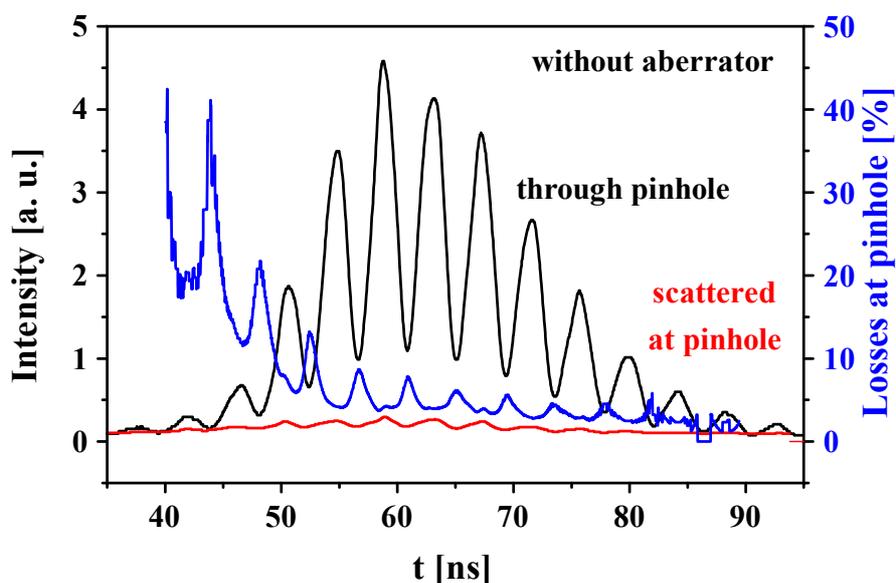


Abb. 4.5.5: Zeitliche Abhängigkeit der Verluste (blau) am Pinhole (ohne Aberrator)

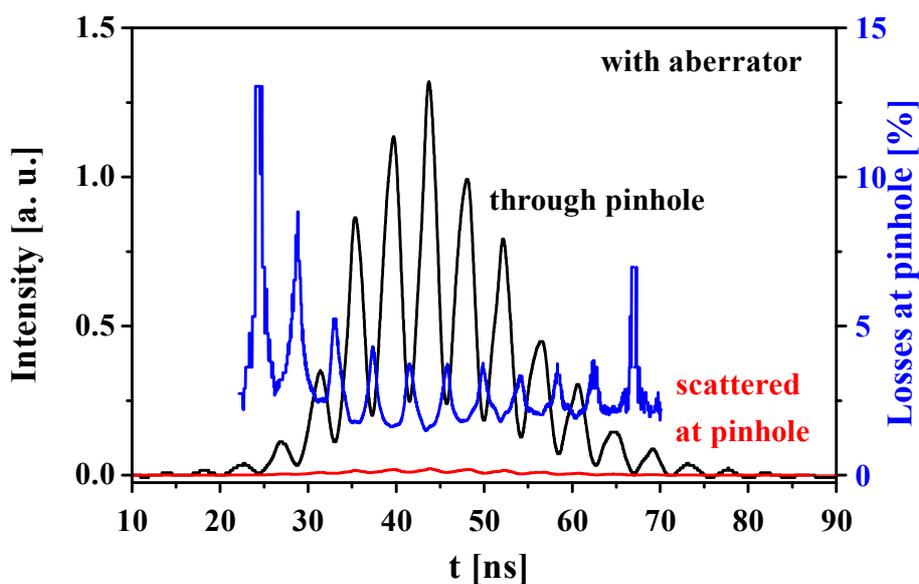


Abb. 4.5.6: Zeitliche Abhängigkeit der Verluste (blau) am Pinhole (mit Aberrator)

4.5.3. Leistungsreflexion der SBS

Die Abb. 4.5.7 zeigt die zeitliche Pulsstruktur eines in die SBS-Zelle einfallenden (schwarz) und des reflektierten Pulses (grün) für einen effektiven Reflexionsgrad des Startresonatorspiegels M2 von 0,12 ohne Aberrator im SBS-Resonator.

Die dargestellten Pulsstrukturen sind über 10 Pulse gemittelt. Die Intensitäten der einfallenden und reflektierten Pulse sind über die Energiereflexion normiert (Kap. 3.2.). Die durch Quotientenbildung aus einfallender und reflektierter Intensität gewonnene Leistungsreflexionskurve (blau) läßt erkennen, daß der **Leistungsreflexionsgrad vergleichbar mit dem Energiereflexionsgrad** ist, da er auch Werte um **65%** erreicht. Am Pulsanfang steigt die Leistungsreflexionskurve an, sie geht dann in ein Plateau über. Die Modulation der Leistungsreflexion entsteht durch die Mittelung über unterschiedliche Pulse. Diese war notwendig, da zur Erhöhung der Genauigkeit nur **eine** Vakuum-Photodiode verwendet wurde.

Aus dieser Messung folgt, daß der Energiereflexionsgrad auf den über den Puls konstanten Leistungsreflexionsgrad zurückzuführen ist. Die am Pulsanfang und Pulsende transmittierte Energie hat vernachlässigbaren Einfluß auf den Energiereflexionsgrad der SBS.

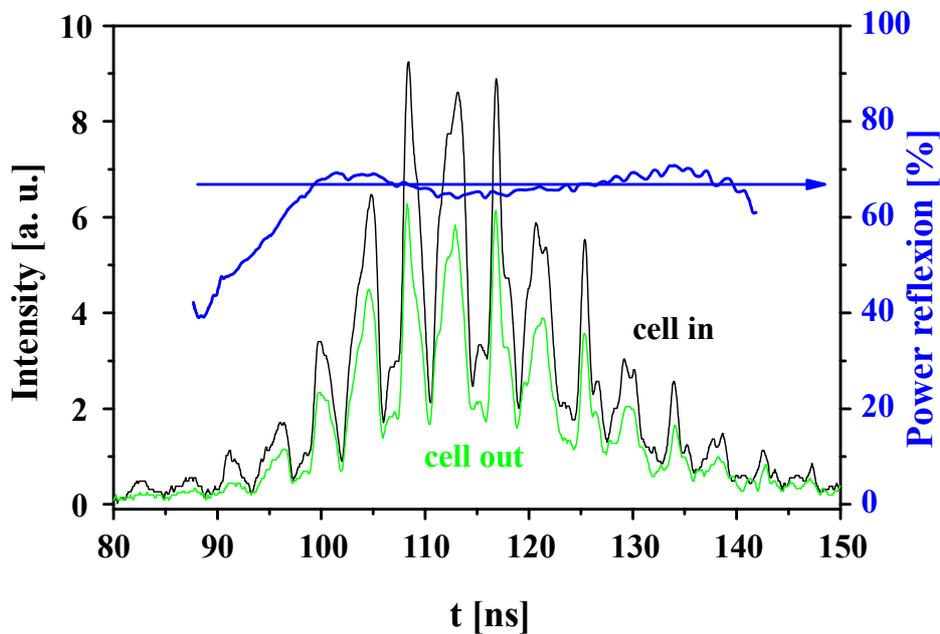


Abb. 4.5.7: Intensitätsverlauf (energienormiert, gemittelt über 10 Pulse) eines Pulses und Leistungsreflexionsgrad der SBS (gemittelt über 10 ns) bei einem effektiven Reflexionsgrad von M2 von 0,12

4.5.4. Abschätzung zur Schwellabsenkung der SBS im Resonator

Zur Abschätzung der SBS-Schwelle im Resonator wurde die in Kap. 4.5.1 ermittelte SBS-Reflektivität (Energireflexionsgrad) für den Resonator ohne Aberrator über der in die Zelle einfallenden Pulsenergie aufgetragen (Abb. 4.5.9). Diese ist wiederum abhängig von der Startresonatorgüte. Daraus ergibt sich, daß die **extern gemessene SBS-Schwelle** (10,5 mJ, 30 ns FWHM, longitudinaler Monomode) um einen **Faktor von etwa 4-6 erniedrigt** wird. Dabei ist aber zu berücksichtigen, daß im Resonator kein longitudinaler Monomode vorliegt und daß sich die Pulslängen mit der Startresonatorgüte ändern. Im Resonator wird die maximale SBS-Reflektivität bei kleineren Pulsenergien erreicht als extern. Ein Grund für den geringen maximalen Reflexionsgrad könnte die Frequenzstruktur des SBS-Resonators sein. Die Schwebungen dieser Frequenzen führen zu einer zeitlich stark schwankenden Intensität am Ort der Reflexion und damit möglicherweise zu einer schlechteren Leistungsreflexion.

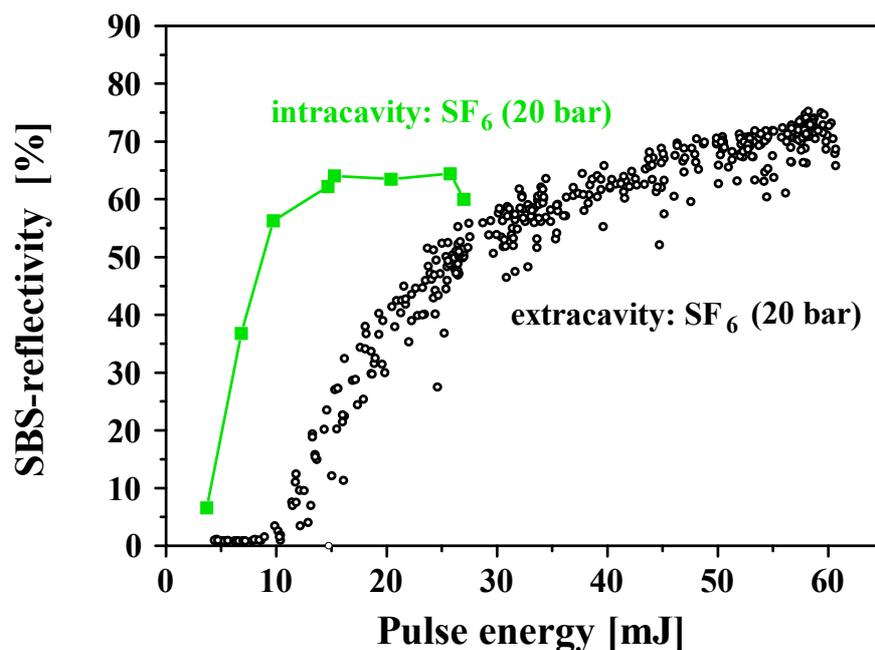


Abb. 4.5.9: SBS-Reflektivitäten in Abhängigkeit von der einfallenden Pulsenergie (extern und intern) mit SF_6 als SBS-Medium

5. Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse

5.1. Longitudinale Modenstruktur

Die in Kap. 4.1. bis 4.4 dargestellten Ergebnisse können wie folgt zusammengefaßt werden.

Die Bilder des Fabry-Perot-Interferometers lassen Frequenzabstände erkennen, die sehr gut mit den extern gemessenen Brillouin-Shifts der jeweiligen Medien übereinstimmen. Die Frequenzabstände korrelieren nicht mit der SBS-Resonatorlänge und nur in einem von 10 Fällen mit der Startresonatorlänge (zeitweilige Beobachtung von einem Startresonatormodenabstand). Daraus läßt sich schließen, daß diese Frequenzabstände den Brillouin-Shift repräsentieren.

Die Fouriertransformierten der zeitlichen Intensitätsverläufe der Q-switch Pulse zeigen ausschließlich Frequenzabstände, die den Modenabständen eines Fabry-Perot-Resonators der gewählten SBS-Resonatorlänge entsprechen. Frequenzabstände entsprechend dem Brillouin-Shift sind nur zu erkennen, wenn sie Vielfachen der SBS-Resonatormodenabstände entsprechen.

Die FPI-Bilder leicht längenverstimmter Startresonatoren zeigen Frequenzabstände, die Vielfachen der Startresonatormodenabstände entsprechen. Diese relaxieren während des Pulses auf die Mittenfrequenz der Linienbreite der SBS zu.

Die Längenanpassung des SBS-Resonators an den Brillouin-Shift ist zur Gewährleistung der Stabilität der Pulsenergien entgegen bisherigen Annahmen [15, 46, 49, 50] nicht notwendig. Die Längenanpassung des Startresonators an die Brillouin-Länge ist für die Schwellabsenkung der SBS unbedingt notwendig. Die Anpassung beider Resonatoren an L_B führt zu regelmäßig modulierten Pulsen.

Bei einem Verhältnis von Startresonatorlänge zu SBS-Resonatorlänge von 2:1 setzte die SBS aus. Der Startresonator oszillierte mit geringer Güte. Es wurde kein anderes Resonatorlängenverhältnis beobachtet, bei dem dieser Effekt auftrat.

Die Q-switch Pulsenergien waren entgegen bisherigen Annahmen [15, 46, 47] unabhängig von der SBS-Schwelle der verwendeten Materialien. Die Q-switch Pulse wachsen aus den Spike-Flanken des Startresonators heraus. Die Q-switch Pulsenergien skalieren mit den Verlusten im Startresonator. Die Modulationstiefe der Pulse erhöht sich mit geringerer Startresonatorgüte und die Pulse werden kürzer.

Aus den Ergebnissen resultieren folgende Hypothesen:

Die in den FPI-Bildern erkennbaren Frequenzabstände ν_B sind in den Fouriertransformierten der Intensitätsverläufe nicht zu erkennen. Sie können von der PIN-Diode nicht als Schwebung in der Intensität detektiert werden, da sie zeitlich nacheinander auftreten. Aus der Tatsache, daß die Frequenzabstände des Laserlichts des SBS-Resonators nicht in den FPI-Bildern zu erkennen sind, aber in den Fouriertransformierten der Intensitätsverläufe der Pulse, folgt, daß die Intensität der SBS-Resonatorfrequenzen gegenüber der der sichtbaren Grundfrequenz gering ist (siehe Kap. 2.5). Die Bildung der Lichtwellen mit spektralem Abstand $c/2L_{SBS}$ im SBS-Resonator ist wahrscheinlich nur eine Randerscheinung des Schaltprozesses der SBS.

In den Fouriertransformierten der Intensitätsverläufe der Pulse ist auch im Resonanzfall selten mehr als eine Schwebungsfrequenz mit spektralem Abstand ν_B stark ausgeprägt (1). Bei einem Resonatorlängenverhältnis von 1:2 ($L_{SBS} : L_{start}$) setzt die SBS aus (2). Andere Resonatorlängenverhältnisse, bei denen die SBS aussetzt, wurden nicht beobachtet. Das legt den Schluß nahe, daß für den Schaltprozeß der SBS nur zwei (1) durch spontane Brillouin-Streuung gekoppelte longitudinale Moden des Startresonators mit einem spektralen Abstand von ν_B und einer Phasendifferenz von 2π (2) verantwortlich sein könnten.

Die Startresonatormoden des verstimmten Resonators regen die SBS zu einer erzwungenen Schwingung an und erzwingen damit einen vom extern gemessenen Wert abweichenden Brillouin-Shift (siehe Kap. 4.2.2.). Nach dem Abschalten des Startresonators relaxiert das System auf seine Mittenfrequenz zu. Die Dauer dieser Relaxation wird wahrscheinlich durch die Lebensdauer der Schallwelle bestimmt.

Weiterführende Literatur zur longitudinalen Modenstruktur von SBS-Oszillatoren ist in [51, 52, 53] zu finden.

Die im Rahmen dieser Diplomarbeit gewonnenen Erkenntnisse führen zu folgender Hypothese des Schaltprozesses der SBS.

Nach Erreichen der Laserschwelle im Startresonator wächst die Intensität des Lichts im ersten Spike stark an. Zwei longitudinale Moden des an L_B angepaßten Startresonators mit spektralem Abstand des Brillouin-Shifts ν_B und hoher Intensität koppeln aufgrund der spontanen Brillouin-Streuung mit einer Phasendifferenz von 2π . Sie sind auf den Startresonatorspiegeln in Phase, in der Mitte des Resonators ist die Phasenverschiebung gleich π . Das führt dazu, daß dort die Einhüllende der Schwebung ein Minimum hat und somit auch die Intensität. Berechnungen hierzu wurden von Schumann in [15] gemacht. Beide Startresonatormoden oszillieren mit nahezu gleicher Intensität. Die vom Startresonatorspiegel M2 reflektierten Moden mit entsprechend geringerer Intensität (Abb. 5.1) interferieren mit den einfallenden.

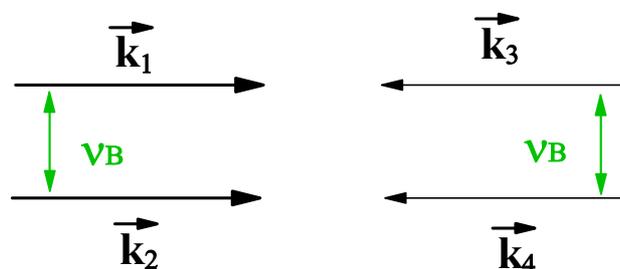


Abb. 5.1: Longitudinale Startresonatormoden mit spektralem Abstand ν_B

\vec{k}_1, \vec{k}_2 vom Auskoppler, \vec{k}_3, \vec{k}_4 vom Startresonatorspiegel

Die entstehenden Schwebungen könnten via Elektrostriktion Ursache einer stehenden Dichtemodulation im Medium sein, da das SBS-Medium ein schwingungsfähiges System darstellt. Der Abstand der Maxima der Dichtemodulation (Schallwellenlänge) wäre vom Modenabstand des Startresonators abhängig. Diese stehende Dichtemodulation könnte über das Superpositionsprinzip auch als zwei entgegengesetzt laufende Schallwellen aufgefaßt werden.

Zwischen dem stehenden Schallwellengitter und dem Auskoppelspiegel könnten sich longitudinale SBS-Resonatormoden ausbilden. Dieser Effekt könnte durch elastische Streuprozesse oder durch 1) Stokes- und 2) Anti-Stokes-Streuung erklärt werden (Abb. 5.2). Dabei könnte das Licht beim ersten Umlauf unter Richtungsumkehr Stokes gestreut und beim zweiten Umlauf unter Richtungsumkehr Anti-Stokes gestreut werden.

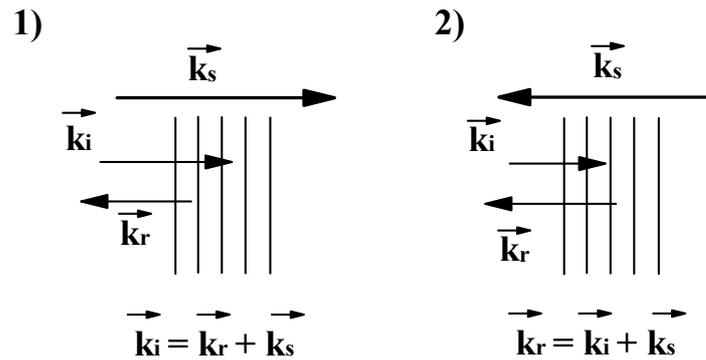


Abb. 5.2 Teilprozesse: 1) Stokes-Streuung 2) Anti-Stokes-Streuung

Die Impulse der einlaufenden Lichtwellen k_i könnten von den Schallwellen aufgenommen bzw. abgegeben werden (Abb. 5.2), so daß das zweimal reflektierte Licht nicht frequenzverschoben ist. Das nach zwei Umläufen verstärkte und nicht frequenzverschobene Licht schwächt bei jeder Reflexion die Anti-Stokes-Welle, stärkt die Stokes-Welle und erhöht die Reflektivität der SBS. Der Startresonator würde abschalten, die Anti-Stokes-Welle zusammenbrechen.

Im verstimmtten Fall würde nur eine der beiden Startresonatormoden vom SBS-Resonator übernommen, die zweite würde absterben, da ihr Modenabstand nicht der SBS-Resonatorlänge angepaßt ist. Dies würde erklären, daß beim verstimmtten SBS-Resonator in den Fouriertransformierten der Intensitätsverläufe der Pulse keine Frequenzabstände des Brillouin-Shifts zu erkennen sind. Nur im sehr gut abgestimmten Fall könnten beide Startresonatormoden mit Frequenzabstand ν_B vom SBS-Resonator übernommen werden. Das könnte Pulsstrukturen erklären, die keine Frequenzabstände der SBS-Resonatorfrequenzen aufweisen sondern nur zwei ausgeprägte Frequenzen mit Abstand ν_B . Im Falle eines leicht längenverstimmtten Startresonators würde dem System durch die Startresonatormoden eine erzwungene Schwingung auferlegt. Nach dem Abschalten des Startresonators könnte die Frequenzverschiebung des in der SBS-Zelle reflektierten Lichtes auf das Maximum der Resonanzstelle relaxieren.

Vereinzelt könnten auch 2 Startresonatormoden im SBS-Resonator mit entsprechendem Modenabstand vom SBS-Resonator übernommen werden. Beide Frequenzen könnten mit einem zeitlich so großem Abstand existieren, daß sie in den FPI-Bildern, ihre Schwebungsfrequenz aber nicht in der Fouriertransformierten der Intensitätsverläufe der Pulse zu erkennen wären.

5.2. Qualität der Phasenkongjugation

Die Untersuchungen haben ergeben, daß das SBS-Medium nach den Kriterien geringer Absorption, hoher optischer Durchbruchfestigkeit, eines relativ hohen Brillouin-Shifts und kurzer Schallwellenlebensdauer gewählt werden sollte. Ein hoher Brillouin-Shift ermöglicht aufgrund der daraus folgenden kurzen Brillouin-Länge eine Vielzahl von Anpassungsmöglichkeiten der Startresonatorlänge und den Aufbau kurzer Resonatoren. Eine geringe Schallwellenlebensdauer ermöglicht eine höhere Unabhängigkeit der Schallwelle von der durch der Startresonator erzeugten Startschallwelle. Diese beinhaltet die falschen Phaseninformationen, so daß bei zu langer Lebensdauer der Schallwelle die durch die optischen Elemente des SBS-Resonators verursachten Phasenstörungen nicht vollständig kompensiert werden können. Die Verwendung von SBS-Medien mit geringer Schwelle und kurzer Schallwellenlebensdauer könnte die Qualität der Phasenkongjugation entscheidend verbessern.

6. Optimierung eines einfachen SBS-Resonators mit Nd:YALO als aktivem Medium und 12,5 Watt Ausgangsleistung

Zur Optimierung dieses SBS-Oszillators wurden folgende Ergebnisse herangezogen:

- Die Startresonatorlänge muß zur Schwellherabsetzung der SBS an die Brillouin-Länge angepaßt werden.
- Die Anpassung des SBS-Resonators an L_B ist nicht notwendig.
- Die starke thermische Linse des Nd:YALO Stabes kann zur alleinigen Fokussierung des Lichts in die Zelle genutzt werden.
- Die Nutzung von CO_2 als SBS-Medium bietet aufgrund des hohen Brillouin-Shifts eine Vielzahl von Anpassungsmöglichkeiten des Startresonators an L_B .
- Die Nutzung eines Pinholes im SBS-Resonator als Modenblende, Raumfilter und Zerstörschutz ist von Vorteil.

Die Vorzüge dieses optimierten SBS-Oszillators liegen in seiner Kompaktheit und Unanfälligkeit gegen Dejustage. Da er keine weiteren Linsen enthält, ist er auch wesentlich leichter zu justieren. Der Nachteil der starken thermischen Linse des Nd:YALO wird bei diesem Konzept genutzt. Je stärker die thermische Linse, um so kürzer kann der Oszillator konzipiert werden. Der Astigmatismus der thermischen Linse des Nd:YALO stellt für hohe Pumpleistungen ein Problem dar, da sich die Stabilitätsbereiche des Startresonators für die Komponenten der Brechkräfte trennen. Diese Trennung muß durch eine Astigmatismuskompensation rückgängig gemacht werden. Ein Nachteil des kompakten Resonators besteht darin, daß er nur bei einer Pumpleistung betrieben werden kann, für die er berechnet und konzipiert wurde.

6.1. Messung der thermischen Linse

Zur Berechnung des Resonators war es notwendig, die Abhängigkeit der thermischen Linse des aktiven Mediums von der mittleren Pumpleistung zu kennen. Dazu wurde ein asymmetrischer Plan-Plan-Resonator mit einer optischen Länge von 1,04 m und einem Abstand von Stabendfläche zu Auskoppelspiegel von 64 cm aufgebaut. Der Strahlverlauf im Resonator hängt von der thermischen Linse des Nd:YALO ab. Mit wachsender Pumpleistung erhöht sich die Linsenwirkung des Stabes, der Strahldurchmesser auf dem Auskoppler zieht sich zusammen. Daraus resultiert eine Abnahme der Ausgangsenergie an der Stabilitätsgrenze. Die Stabilitätsgrenze läßt sich damit aus der Darstellung der mittleren Ausgangsleistung über der mittleren Pumpleistung ermitteln.

Nd:YALO ist ein doppelbrechender Kristall. Er weist zwei Komponenten der thermische Linse auf, eine parallel zur Polarisationsrichtung des emittierten Lichtes, die andere senkrecht dazu. Diese unterschiedlichen Komponenten führen bei hohen Pumpleistungen zu einem astigmatischem Strahlverlauf im Resonator. Dieser wirkt sich negativ auf die Stabilität des Startresonators aus.

Die Pumpleistung wurde schrittweise erhöht und dazu jeweils die Ausgangsenergie aufgenommen. (Abb. 6.1.1). Aus den Pumpleistungen an den Stabilitätsgrenzen und der Resonatorgeometrie wurden die Komponenten der Brechkkräfte der thermischen Linse bestimmt [17]. Für die Komponente senkrecht zur Polarisationsrichtung des emittierten Lichtes ergab sich ein Wert von 3,8 dpt/kW (blau), für die parallele Komponente ein Wert von 3,5 dpt/kW (grün). Der Astigmatismus der thermischen Linse des verwendeten Nd:YALO-Stabes beträgt damit ca. 10% der stärkeren Brechkraftkomponente. Für mittlere Pumpleistungen über 2 kW ist zu Gewährleistung der Stabilität des gewählten Startresonators eine Kompensation des Astigmatismus der thermischen Linse unvermeidbar. Abb. 6.1.2 zeigt die berechneten Stabilitätsbereiche des Resonators für beide Brechkkräfte. Es ist zu erkennen, daß der Überlapp beider Stabilitätsbereiche für hohe Pumpleistungen kleiner wird. Insbesondere für Resonatoren, die an den Stabilitätsgrenzen betrieben werden, ist die Astigmatismuskompensation von besonderer Bedeutung.

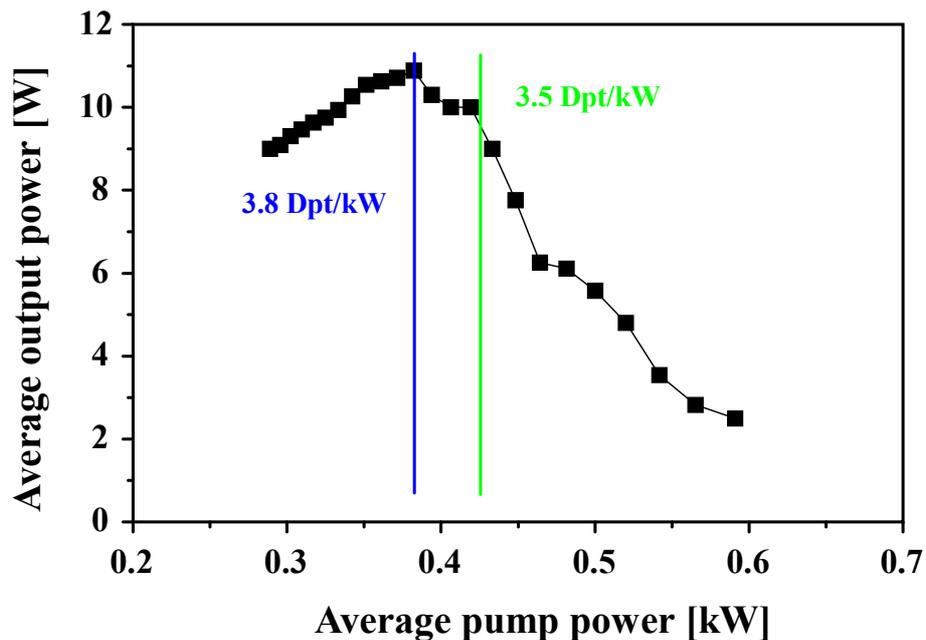


Abb. 6.1.1: Mittlere Ausgangsleistung über der mittleren Pumpleistung zur Bestimmung der thermischen Linse und des Astigmatismus

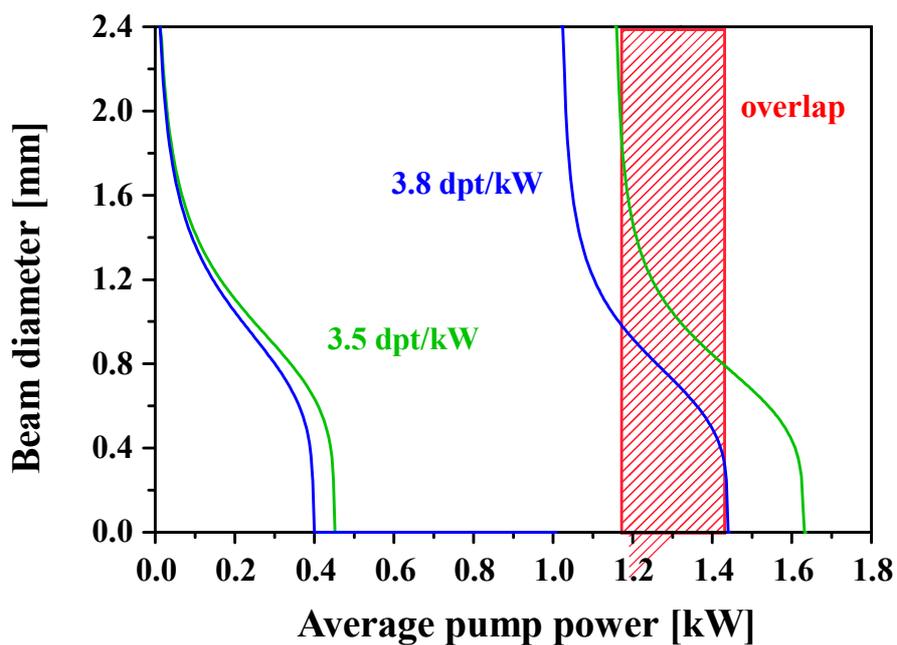


Abb. 6.1.2: Berechnete Stabilitätsbereiche für beide Brechkräfte (Strahldurchmesser auf dem Auskoppler)

6.2. Optimierter Aufbau

Den Startresonator bilden der Auskoppelspiegel M1 (Abb. 6.2.1) mit einem Krümmungsradius von 200 mm und einem Reflexionsgrad von 25%, der Nd:YALO und der Spiegel M2 mit einem Krümmungsradius von 70 mm und einem Reflexionsgrad von 50%. Der SBS-Resonator hatte eine geometrische Länge von 0,84 m, als SBS-Medium wurde CO₂ benutzt. Die optische Startresonatorlänge betrug 1,02 m (geometrisch 0,93 m), das dreifache der Brillouin-Länge L_B des CO₂. Ein Pinhole mit einem Durchmesser von 442 μm diente als Blende zur Selektion des TEM₀₀ und als Raumfilter. Um in der SBS-Zelle einen möglichst kleinen und am Pinhole einen Fokusbereich von ca. 300 μm zu realisieren, wurde der Resonator asymmetrisch aufgebaut. Zur Erzielung eines großen Modenvolumens wurde an der Grenze des zweiten Stabilitätsbereichs gearbeitet. Abb. 6.2.2 zeigt den berechneten Strahlverlauf im Resonator.

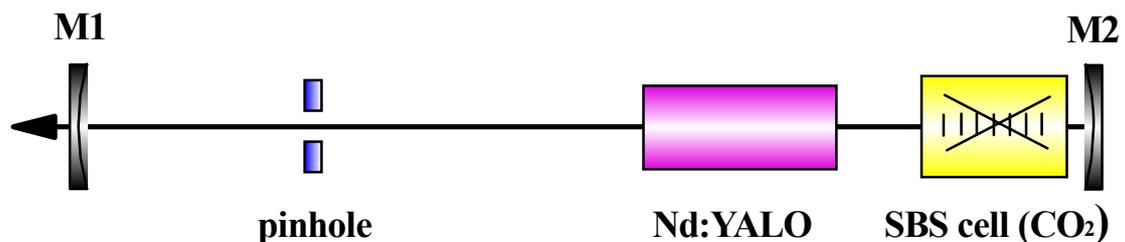


Abb. 6.2.1: Schematischer Aufbau des kompakten Resonators

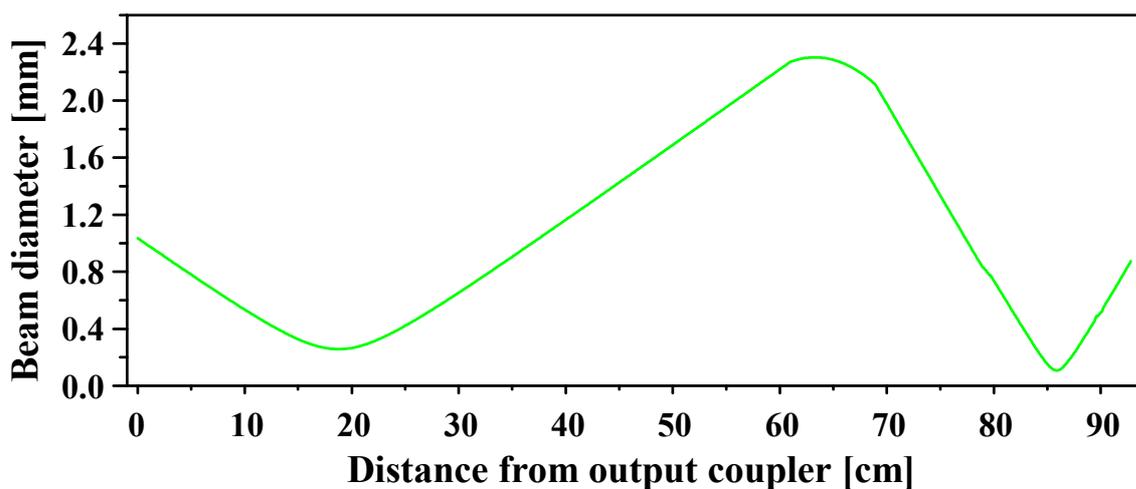


Abb. 6.2.2: Berechneter Strahlverlauf für den kompakten Resonator bei einer mittleren Pumpleistung von 2,08 kW

6.3. Ausgangsparameter

Der SBS-Oszillator wurde bei einer Pumpulsenergie von 33 J, 1 ms Pulsdauer und einer Repetitionsrate von 53 Hz betrieben. Die mittlere Ausgangsleistung betrug 12,5 Watt bei Burstenergien von $235 \text{ mJ} \pm 12 \text{ mJ}$ (Abb. 6.3.1) und 22 Pulsen im Burst. Die Pulsdauer betrug $50 \text{ ns} \pm 5 \text{ ns}$ mit Pulsenergien von ca. 11 mJ. Bei höheren Pumpleistungen ist eine Astigmatismuskompensation für die Stabilität des Startresonators unumgänglich. Diese könnte durch Benutzung eines asphärischen Startresonatorspiegels erfolgen. Abb. 6.3.2 zeigt das Modenprofil des Lasers bei einer mittleren Ausgangsleistung von 12,5 Watt. Es ist gut zu erkennen, daß der Mode einen Astigmatismus aufweist.

Abb. 6.3.3 zeigt einen typischen Intensitätsverlauf und seine Fouriertransformierte.

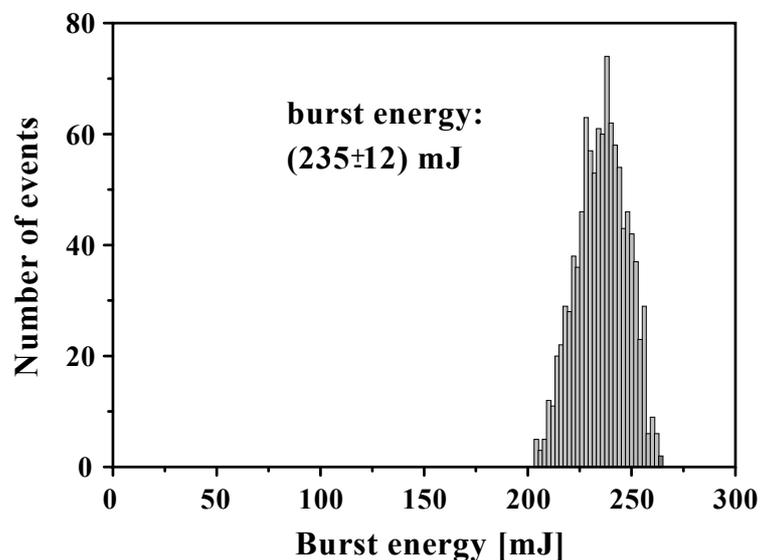


Abb. 6.3.1: Histogramm der Burstenergien bei 2,08 kW Pumpleistung

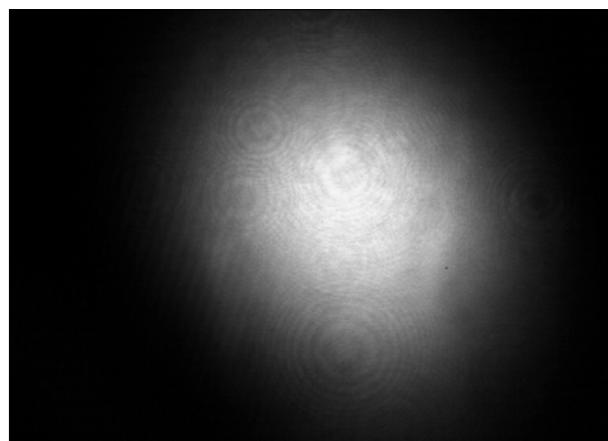


Abb. 6.3.2: Modenprofil bei einer mittleren Ausgangsleistung von 12,5 W

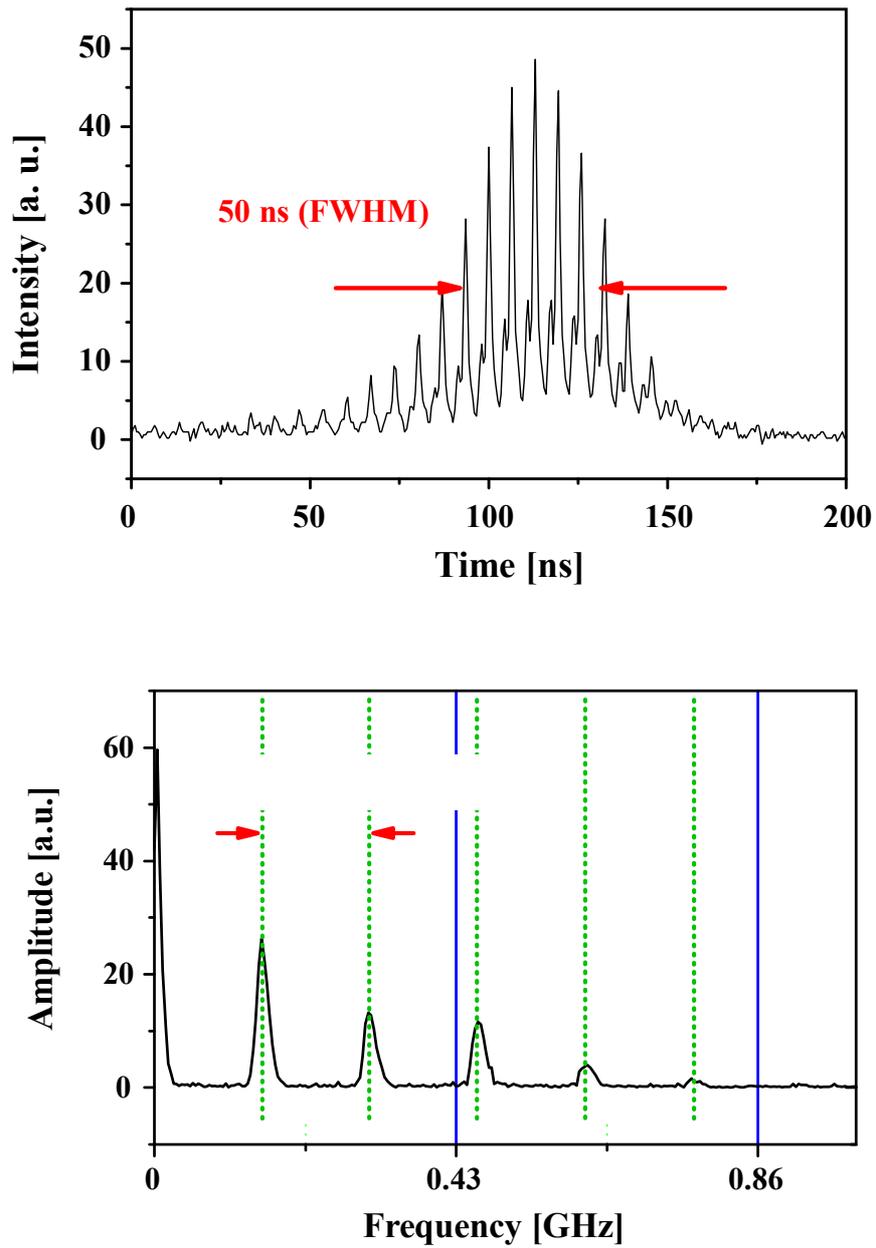


Abb. 6.3.3: Zeitstruktur und Fouriertransformierte eines Pulses des kompakten SBS-Resonators

(blaue Linien entsprechen Frequenzabständen ν_B)

7. Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde die Abhängigkeit der Pulsenergien und der Pulsstabilität sowie der longitudinalen Frequenzstruktur von verschiedenen Parametern untersucht. Die Tabelle gibt eine Übersicht über die variierten und konstant gehaltenen Parameter und die verwendeten SBS-Medien.

variiert	SBS-Medium	konstant
Länge des SBS-Resonators	SF ₆	Länge des Startresonators Verluste im Startresonator Fokussierung im Teleskop
Länge des Startresonators	SF ₆ , CO ₂ , Xenon	Länge des SBS-Resonators Verluste im Startresonator Fokussierung im Teleskop
Verluste im Startresonator	SF ₆ , CO ₂ , Xenon	Resonatorlängen Fokussierung im Teleskop
Fokussierung im Teleskop	SF ₆	Resonatorlängen Verluste im Startresonator
Aberrationen im SBS-Resonator Verluste im Startresonator	SF ₆	Resonatorlängen Fokussierung im Teleskop

Die Resonatoren wurden nach den Kriterien der Stabilität des Startresonators, gleicher Modenvolumina und vergleichbarer Arbeitspunkte desselben Stabilitätsbereichs berechnet und realisiert, um die Vergleichbarkeit der Pulsenergien und Standardabweichungen sowie der longitudinalen Frequenzstruktur zu gewährleisten.

Die Untersuchungen haben gezeigt, daß die Längen Anpassung des Startresonators an die Brillouin-Länge der verwendeten SBS-Medien zur Schwellabsenkung der SBS beiträgt. Die Brillouin-Länge ist die Länge eines Fabry-Perot-Resonators mit longitudinalem Modenabstand des Brillouin-Shifts. Die Pulsenergie und Pulsstabilität des SBS-Oszillators sind unabhängig von der Länge des SBS-Resonators. Das Aussetzen der SBS bei einem Verhältnis von Startresonator zu SBS-Resonator von 2:1 konnte bestätigt werden.

Es konnte nachgewiesen werden, daß die Modulation der Q-switch Pulse aus der Schwebung der SBS-Resonatorfrequenzen resultiert. Ihre spektralen Abstände ergeben sich wie die Frequenzabstände eines Fabry-Perot-Resonators aus $c/2L_{\text{SBS}}$. Diese spektralen Abstände korrelieren nur mit der SBS-Resonatorlänge, sie sind unabhängig von der Startresonatorlänge und von der Fokussierung im Teleskop.

Durch die Variation des effektiven Reflexionsgrades des Startresonatorspiegels wurde gezeigt, daß die Modulationstiefe mit steigenden Verlusten im Startresonator zunimmt. Die Schwebungsfrequenzen der SBS-Resonatorfrequenzen weisen höhere Amplituden auf. Die Repetitionsrate der Q-switch Pulse im Burst nimmt mit geringer werdendem effektiven Reflexionsgrad des Startresonatorspiegels ab, die Pulsenergien werden größer. Gleichzeitig nimmt die Pulsdauer ab. Der Güteschaltungsprozeß der SBS startet aus dem ersten Spike des Startresonators heraus. Die SBS-Schwelle der SBS-Medien hat deshalb keinen entscheidenden Einfluß auf die Pulsenergie.

Weiterhin konnte nachgewiesen werden, daß die Frequenzverschiebung durch die SBS abhängig von der Startresonatorlänge ist. Bei einer leicht verstimmt Startresonatorlänge relaxiert die Frequenzverschiebung vom Vielfachen des Startresonatormodenabstands auf die Mittenfrequenz der Brillouin-Linie zu.

Ein wichtiges Kriterium für die Effizienz des SBS-Oszillators ist der Energiereflexionsgrad des SBS-Spiegels. Die Untersuchung der Abhängigkeit von den Aberrationen im SBS-Resonator und dem effektiven Reflexionsgrad des Startresonatorspiegels ergab, daß der Energiereflexionsgrad mit größeren Aberrationen sinkt. Das Maximum lag bei einem effektiven Reflexionsgrad des Startresonatorspiegels M_2 von 0,1 bis 0,3. Der Faktor für Schwellherabsetzung der SBS im Resonator war größer 4.

Im letzten Teil dieser Arbeit wird ein optimierter SBS-Oszillator beschrieben. Dieser enthält keine Linsen; die starke thermische Linse des Nd:YALO wird zur Fokussierung in die SBS-Zelle genutzt. Die Nutzung von CO_2 als SBS-Medium ermöglichte eine kurze optische Resonatorlänge von 1,04 m. Die mittlere Ausgangsleistung betrug 12,5 Watt bei einer mittleren Pumpleistung von 2,09 kW. Der Gesamtwirkungsgrad betrug 0.6%.

8. Literatur

- [1] D. A. Rockwell, IEEE J. Quant. Electron. **24**, 1124 (1988)
- [2] M. J. Damzen, S. Camacho-Lopez, R. P. M. Green, Phys. Rev. Lett. **76**, 2894 (1988)
- [3] A. Brignon, J.-P. Huignard, Opt. Commun. **119**, 171 (1995)
- [4] M. J. Damzen, R. P. M. Green, G. J. Crofts, Opt. Commun. **110**, 152 (1994)
- [5] M. J. Damzen, M. H. R. Hutchinson, W. A. Schroeder, Opt. Lett. **12**, 45 (1987)
- [6] G. C. Valley, IEEE J. Quant. Electron. **22**, 704 (1986)
- [7] B. Y. Zel'dovich, V.I. Popovichev, V.V. Radulisky, F.S. Faisullov, Sov. Phys. JETP **15**, 109 (1972)
- [8] D. S. Sumida, D. C. Jones, D. A. Rockwell, IEEE J. Quant. Electron. **30**, 2617 (1994)
- [9] J. Endriz, J. Haden, D. Munding, Diode Array-Pumped Kilowatt Laser, post deadline paper, CLEO'95 Baltimore,
- [10] H. J. Eichler, A. Haase, R. Menzel, IEEE J. Quant. Electron. **31**, 1265 (1995)
- [11] H. L. Offerhaus, H. P. Godfried, W. J. Witteman, Opt. Commun. **128**, 61 (1996)
- [12] C. B. Dane, L. E. Zapata, W. A. Neuman, M. A. Norton, L. A. Hackel, IEEE J. Quant. Electron. **31**, 148 (1996)
- [13] M. Ostermeyer, A. Heuer, R. Menzel, 27 Watt average output power with 1.2*DL beam quality from a single rod Nd:YAG-Laser with phase conjugating SBS-mirror, to be published
- [14] A. Kummrow, R. Menzel, D. Schumann und H. J. Eichler, International Journal of Nonlinear Optical Physics **2**, 261 (1993)
- [15] D. Schumann, Studienarbeit am Optischen Institut der TU Berlin (1990)
- [16] A. Kummrow, R. Menzel, D. Schumann, Resonant emission of solid state lasers with stimulated Brillouin scattering, to be published
- [17] N. Hodgson, H. Weber, Optical Resonators, Springer Verlag (1997)
- [18] W. Kaiser, M. Maier, in „Laser Handbook“, eds: F.T. Arrechi, E.O. Schulz-Dubois, North Holland, Amsterdam
- [19] A. Yariv, R. A. Fisher, „Optical Phaseconjugation“, ed.: Fisher, Academic Press (1983), New York

- [20] A. Kummrow, H. Meng, *Optics Communications* **83**, 342 (1991)
- [21] G. G. Kochemasov, V. D. Nikolaev, *Sov. J. Quant. Electron.* **7**, 60 (1977)
- [22] H. J. Eichler, R. Menzel, D. Schumann, *Appl. Opt.* **31**, 5038 (1992)
- [23] H. J. Eichler, R. König, H.-J. Pätzold, J. Schwartz, *Appl. Phys.* **61**, 73 (1995)
- [24] N. F. Andreev, E. Khazanov, G. A. Pasmanik, *IEEE J. Quant. Electron.* **28**, 330 (1992)
- [25] A. Agnesi, G. C. Reali, *Opt. Commun.* **89**, 41 (1992)
- [26] P. J. Soan, M. J. Damzen, V. Aboites, M. H. R. Hutchinson, *Opt. Lett.* **19**, 783 (1994)
- [27] R. P. M. Green, G. J. Crofts, W. Hubbard, D. Udaiyan, D. H. Kim, M. J. Damzen, *IEEE J. Quant. Electron.* **32**, 371 (1996)
- [28] Y. Jigguo, J. Hongwei, *Opt. and Quant. Electron.* **26**, 929 (1994)
- [29] N. N. Il'ichev, A. A. Malyutin, P. P. Pashinin, *Sov. J. Quant. Electron.* **12**, 1161 (1982)
- [30] H. Meng, H. J. Eichler, *Opt. Lett.* **16**, 569 (1991)
- [31] D. C. Hanna, C. G. Sawyers, M. A. Yuratick, *Opt. and Quant. Electron.* **13**, 493 (1981)
- [32] D. Pohl, *Phys. Lett.* **24**, 239 (1967)
- [33] W. Koechner, *Solid state laser engineering*, Springer Verlag (1996)
- [34] Weber, „*Laserphysik*“, Skript zur Vorlesung „*Quanten- und Korpuskularoptik*“, FLI Berlin GmbH
- [35] F. K. Kneubühl, M. W. Sigrist, *Laser*, Teubner-Verlag (1991)
- [36] D. M. Pepper, *Opt. Engineering.* **21**, 156 (1982)
- [37] G. Giuliani, M. M. Denariez-Robergè, P.-A. Bèlanger, *Appl. Opt.* **21**, 3719 (1982)
- [38] M. D. Skeldon, R. W. Boyd, *IEEE J. Quant. Electron.* **25**, 588 (1989)
- [39] P. A. Bèlanger, A. Hardy, A. E. Siegman, *Appl. Opt.* **19**, 602 (1980)
- [40] J. Auyeung, D. Fekete, D. M. Pepper, A. Yariv, *IEEE J. Quant. Electron.* **15**, 1180 (1979)
- [41] M. J. Damzen, *IEEE J. Quant. Electron.* **23**, 457 (1987)
- [42] D. Schulze, *Eigenschaften phasenkonjugierender SBS-Zellen für Festkörperlaser*, Diplomarbeit an der TU Berlin, 1992
- [43] *Messungen von A. Heuer und J. Schultheiß*, AG Photonik, Uni Potsdam

- [44] M. Kramer, Erzeugung kurzer Laserimpulse durch stimulierte Brillouin-Streuung in einem instabilen Laserresonator, Dissertation, Fr.-Schiller-Universität Jena, 1995
- [45] Demtröder, Laserspektroskopie, 3. Auflage, Springer Verlag Berlin (1993)
- [46] E. Geinitz, Diplomarbeit am optischen Institut der TU Berlin (1994)
- [47] K. Mittler, M. Ostermeyer, Longitudinal mode structure of Nd-lasers with phase conjugating mirrors based on stimulated Brillouin scattering in different materials, CLEO '97 Baltimore, poster session
- [48] J. Schultheiß, Phasenkonjugierende Spiegel auf der Basis der stimulierten Brillouin-Streuung für kleine Pumpleistungen, Diplomarbeit an der Uni Potsdam (1997)
- [49] M. Dahl, Optimierung der Resonatorlängen eines Nd:YAG-Lasers mit phasenkonjugierender SBS-Zelle, Diplomarbeit an der TU Berlin, 1995
- [50] R. Scherrer, Nd:Cr:GSGG-Laser mit phasenkonjugierendem SBS-Spiegel, Diplomarbeit an der TU Berlin, 1994
- [51] R. A. Lamb, M. J. Damzen, J. Opt. Soc. Am. **13**, 1468 (1996)
- [52] P. Narum, M. D. Skeldon, R. W. Boyd, IEEE J. Quant. Electron. **22**, 2161 (1986)
- [53] M. J. Damzen, R. A. Lamb, G. K. N. Wong, Opt. Commun. **82**, 337 (1991)

9. Danksagung

Ich danke...

...Herrn Prof. Dr. Ralf Menzel für die Unterstützung bei der Anfertigung dieser Arbeit.

...Herrn Dipl.-Phys. Martin Ostermeyer für seine Betreuung, für die überaus lehrreichen Gespräche und Diskussionen und für seine Geduld.

...Herrn Dr. Norman Hodgson für die Korrektur meiner Diplomarbeit, die anregenden Diskussionen und spaßigen Einlagen.

...Herrn Dipl.-Phys. Axel Heuer und Dipl.-Phys. Dieter Lorenz für die anregenden Diskussionen und Show-Einlagen. Sie haben das Arbeitsklima entscheidend geprägt.

...der Familie Scharfenorth für ihre Unterstützung in Sachen Resonatorkomponenten, insbesondere bei der Vorbereitung auf die Lasermesse '97.

...meiner Mutter und meiner Schwester für die moralische und finanzielle Unterstützung.

10. Anhang

Mathcad -Programm zur Pulsformanalyse unter Annahme longitudinaler SBS-Resonatorfrequenzen

$$\begin{aligned}
 \text{Mittelfrequenz Nd:YALO [Hz]} & \quad \nu_m := 2.7758611 \cdot 10^{14} \\
 \text{optische SBS-Resonatorlänge [m]} & \quad L := 1.25 \\
 \text{Brillouin-Shift des verwendeten SBS-Mediums [Hz]} & \quad b := 240 \cdot 10^6 \quad \omega_b := 2 \cdot \pi \cdot b \\
 \text{Pulsdauer (FWHM) des Q-switch Pulses [s]} & \quad \text{tfw} := 35 \cdot 10^{-9}
 \end{aligned}$$

Amplituden und Phasen der Resonatorfrequenzen

$$\begin{aligned}
 \theta_1 &:= 2 \cdot \pi \cdot \text{rnd}(1) & \theta_2 &:= 2 \cdot \pi \cdot \text{rnd}(1) & \theta_3 &:= 2 \cdot \pi \cdot \text{rnd}(1) \\
 a_1 &:= 1 & a_2 &:= 0.2 & a_3 &:= 0.5 \\
 \theta_4 &:= 2 \cdot \pi \cdot \text{rnd}(1) & \theta_5 &:= 2 \cdot \pi \cdot \text{rnd}(1) & \theta_6 &:= 2 \cdot \pi \cdot \text{rnd}(1) \\
 a_4 &:= 0.12 & a_5 &:= 0.05 & a_6 &:= 0.1 \\
 \theta_7 &:= 2 \cdot \pi \cdot \text{rnd}(1) & \theta_8 &:= 2 \cdot \pi \cdot \text{rnd}(1) & \theta_9 &:= 2 \cdot \pi \cdot \text{rnd}(1) \\
 a_7 &:= 0.05 & a_8 &:= 0.05 & a_9 &:= 0.05
 \end{aligned}$$

longitudinaler Frequenzabstand im SBS-Resonator [Hz]

$$\nu_s := \frac{299793 \cdot 10^3}{2 \cdot L} \quad \nu_s = 1.199 \cdot 10^8$$

Umlaufzeit im SBS-Resonator [s]

$$\text{tu} := \frac{2 \cdot L}{299793 \cdot 10^3} \quad \text{tu} = 8.339 \cdot 10^{-9}$$

Anzahl der betrachteten Frequenzen

$$x := 1..9$$

SBS-Resonatorfrequenzen

$$\nu_x := \nu_m - x \cdot \nu_s \quad \omega_x := 2 \cdot \pi \cdot \nu_x$$

Zeitfenster für Stützstellen

$$\text{tb} := 51.2 \cdot 10^{-9}$$

Stützstellen

$$N := 2048 \quad y := 1..N \quad t_y := \frac{y}{N} \cdot \text{tb} \cdot 2$$

Stufenfunktion zur Simulation des Shifts

$$s_y := \omega_x - \omega_b \cdot \text{floor}\left(\frac{t_y}{\text{tu}}\right)$$

Summation aller Frequenzen

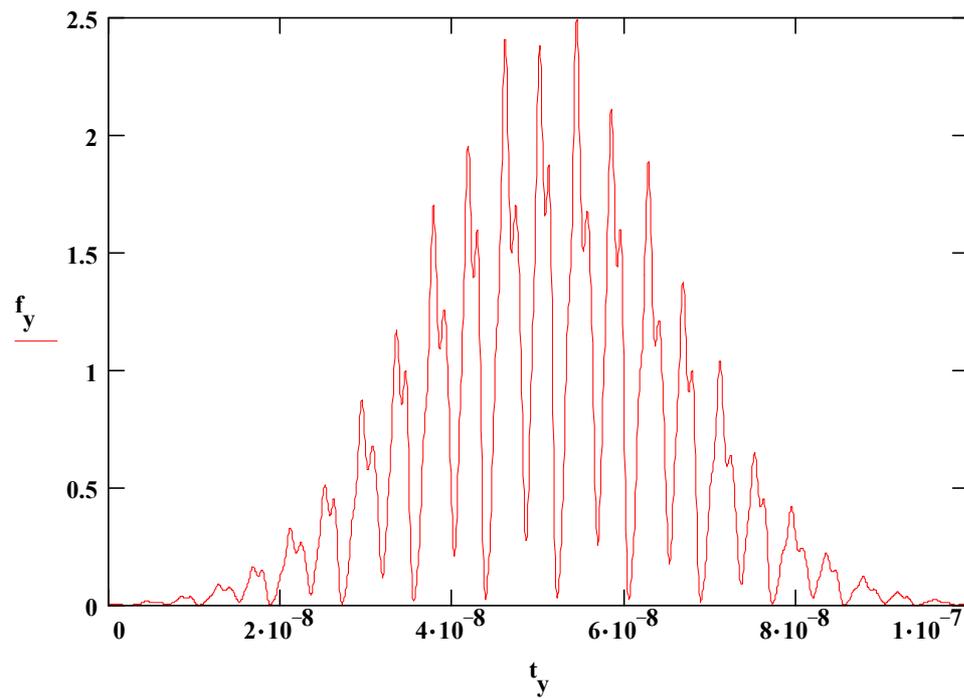
$$m_y := \sum_{x=1}^9 a_x \cdot \exp\left[\left[\left(\omega_x - \omega_b \cdot \text{floor}\left(\frac{t_y}{\text{tu}}\right)\right) \cdot t_y + \theta_x\right] \cdot i\right]$$

Gaußverteilung der Intensität

$$g_y := \exp\left[-\frac{(t_y - \text{tb})^2 \cdot \ln(2)}{\left(\frac{\text{tfw}}{2}\right)^2}\right]$$

Intensitätsverteilung

$$f_y := \overline{m_y \cdot m_y \cdot g_y}$$

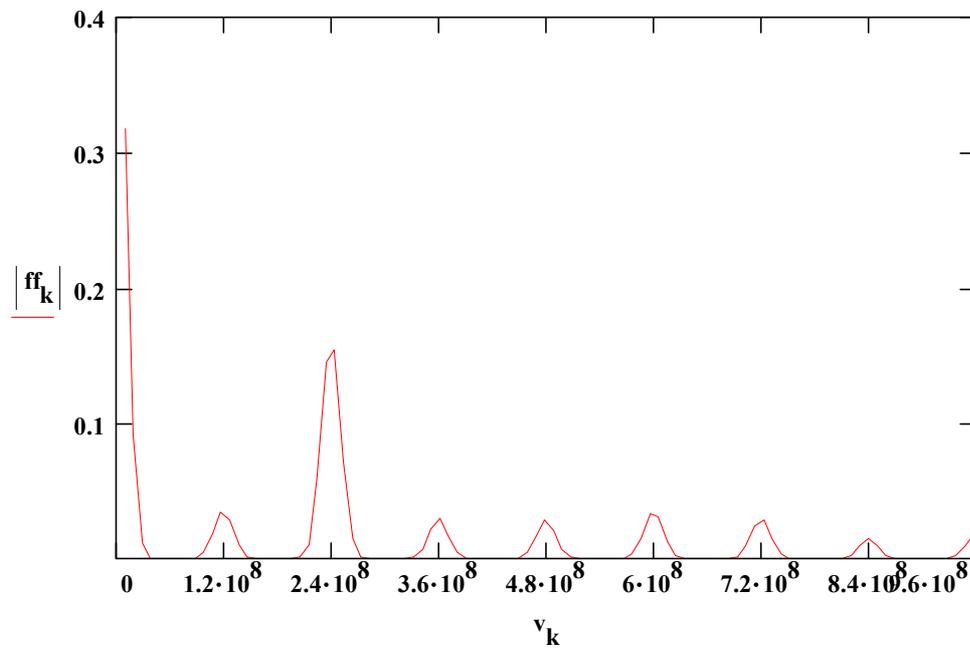
**Stützstellen der Frequenz**

$$k := 1..N$$

$$v_k := k \cdot (102.4 \cdot 10^{-9})^{-1}$$

komplexe Fouriertransformation

$$ff := \text{CSFT}(f)$$



Selbständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, daß ich diese Arbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen angefertigt habe.

Berlin, den 09.08.97
