

FRIEDRICH-SCHILLER-UNIVERSITÄT JENA

Physikalisch-Astronomische Fakultät

Fortgeschrittenenpraktikum

Versuch:

Neodym-dotierter Yttrium-Lithium-Fluoride-Laser

durchgeführt von: Tobias Bucher, Johannes Wilde

Ausarbeitung erstellt von: Tobias Bucher, Johannes Wilde

erster Versuchstag: 28.04.2014 letzter Versuchstag: 06.05.2014

Gesamtversuchstage: 4 abgegeben am: 13.05.2014

Aufgabenstellung: gemäß Versuchsanleitung: ja
Änderungen:

Betreuer:

Daniel Adolph

- wird vom Betreuer ausgefüllt -

Bewertung der Ausarbeitung:

Note: _____

Protokollführung und Form:

Ergebnisse, Auswertung und Interpretation:

Bemerkungen/Hinweise des Betreuers:

Inhaltsverzeichnis

1	Aufgabenstellung	1
2	Grundlagen und Experimentelles	2
2.1	Das LASER-Prinzip	2
2.1.1	Atomare Übergänge	2
2.1.2	Ratengleichung und Besetzungsinversion	2
2.1.3	Blitzlampen als Pumpsystem	3
2.1.4	Optischer Resonator	4
2.2	Nd:YLF als LASER-Material	5
2.3	Erzeugung der zweiten Harmonischen	5
2.4	Erzeugung ultrakurzer Lichtimpulse	7
2.4.1	Güteschaltung mittels Pockelszelle	7
2.4.2	Modenkopplung mittels SHG	8
2.5	Der Autokorrelator	9
2.6	Auflösbare Signale mit einer Diode	9
3	Versuchsaufbau und -durchführung	10
4	Messergebnisse	11
5	Diskussion	12
6	Zusammenfassung	20
7	Literatur	20
8	Anhang	21

1 Aufgabenstellung

1. Machen Sie sich unter Anleitung mit dem Laser vertraut [Ein-/Ausschaltprozedur Kondensatorladegeräte, Triggergenerator usw.].

Aufgaben mit dem Resonator 1:

2. Bestimmen Sie die Laserschwelle (geringste Blitzlampenspannung, bei der der Laser anschwingt). Dazu ist der KTP-Kristall für die Erzeugung der „intracavity“-SHG leicht so zu verdrehen, dass möglichst wenig grünes Licht erzeugt wird (das wird hier nicht gebraucht!). Optimieren Sie den Resonator durch Justage der Endspiegel auf eine möglichst niedrige Schwelle. Dokumentieren Sie das Ergebnis.
3. Bestimmen Sie die Effizienz des Lasers. Messen Sie dazu die Laserimpulsenergie in Abhängigkeit von der Blitzlampenspannung. Beginnen Sie bei der Schwelle. Messen Sie bis maximal 5 mJ (Kapazität der Kondensatoren ist 25 μ F, Spannung ist am Netzteil abzulesen).
4. Nehmen Sie bei verschiedenen Blitzlampenspannungen das zeitliche Profil der Impulse, sowie den dazugehörigen zeitlichen Verlauf des Blitzlampenimpulses auf. Verwenden Sie dazu die Fotodiode und den Oszillographen. Welchen Einfluss hat der Abschlusswiderstand auf diese Messung (Sie haben 50 Ω , 1 k Ω , 10 k Ω und 100 k Ω als BNC-Stecker zur Verfügung)? Überlegen Sie und testen Sie es aus! Tragen Sie die Halbwertsbreite des ersten Spikes sowie den Zeitpunkt seines Erscheinens (im Bezug zum Blitzlampenimpuls) gegen die Blitzlampenspannung auf. Diskutieren Sie das Ergebnis.
5. Erzeugen Sie durch Maximierung der „intracavity“-SHG (Phasenanpassung mit KTP-Kristall) Modensynchronisation. Beobachten Sie den zeitlichen Verlauf der Laserimpulse mit Hilfe der Fotodiode und dem Oszillographen. Überlegen Sie dazu in welchem zeitlichen Abstand Sie Impulse sehen müssten und welcher Abschlusswiderstand benötigt wird! Stellen Sie den Oszillographen entsprechend ein! Nehmen Sie entsprechende Oszillographenbilder auf.
6. Justieren Sie den Autokorrelator! Messen Sie mit dem Autokorrelator die Impulsdauer der Impulse.

Aufgaben mit dem Resonator 2:

7. Optimieren Sie den Resonator 2 auf möglichst niedrige Schwelle (analog zu Aufgabe 1). Messen Sie die Impulsenergie. Verwenden Sie maximal eine Spannung von 800 V mit diesem Resonator! Schalten Sie dann die Hochspannung der Pockelszelle ein (1,7 kV)! Beobachten Sie wiederum mit Fotodiode und Oszillographen die Ausgangsimpulse. Was hat sich gegenüber der Situation mit ausgeschalteter Pockelszelle verändert? Wie variiert die Impulsdauer mit der Blitzlampenspannung? Passen Sie dabei den Schaltzeitpunkt der Pockelszelle für jede Blitzlampenspannung separat an! Welchen Einfluss hat dieser? Dokumentieren Sie alle Ihre Beobachtungen und diskutieren Sie sie.

Zusatzaufgabe:

8. Justieren Sie den Laserstrahl (Resonator 2 ausgeschaltete Pockelszelle!, kleine Pulsenergie) durch einen Verstärker. Bestimmen Sie den Verstärkungsfaktor in Abhängigkeit von der Polarisation des Laserlichtes und der Blitzlampenspannung (bis 1,3 kV!). Verwenden Sie zur Drehung der Polarisation die $\lambda/2$ -Platte aus dem Resonator 1. Diskutieren Sie das Ergebnis.

2 Grundlagen und Experimentelles

2.1 Das LASER-Prinzip

Als **LASER** bezeichnet man eine auf dem Prinzip der „**L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation“ basierende Lichtquelle.

2.1.1 Atomare Übergänge

Um zu verstehen, wann ein Lichtfeld durch stimulierte Emission verstärkt wird, betrachten wir ein diskretes Mehrniveausystem. Der i -te Zustand habe dabei die Besetzung N_i und der Übergang zu einem Niveau $j \neq i$ erfolge bei Absorption [$j > i$] bzw. Emission [$j < i$] eines Photons mit ungefähr der Frequenz $\omega_{i \rightarrow j}$. Die spektrale Verteilung ist durch den Linienformfaktor $g(\omega - \omega_{i \rightarrow j})$ gegeben.

Findet bei Abwesenheit eines elektrischen Feldes ein Übergang von einem angeregten zu einem niedrigeren Zustand statt, spricht man von **spontaner Emission**. Die Übergangswahrscheinlichkeit W_i ist demnach lediglich von den am Übergang beteiligten Niveaus abhängig.

$$dW_i^{\text{sp}} = \sum_{j < i} dW_{i \rightarrow j} = \sum_{j < i} A_{i \rightarrow j} dt \quad , A_{i \rightarrow j} - \text{Einstein-Koeffizient der spontanen Emission.} \quad (1)$$

Die Anwesenheit eines äußeren elektrischen Feldes $U(t)$ erhöht die Wahrscheinlichkeit eines solchen Überganges, falls die spektrale Komponente zu $\omega_{i \rightarrow j}$ nicht verschwindet. Die Übergangswahrscheinlichkeit infolge **induzierter Emission** beträgt

$$dW_i^{\text{ind}} = \sum_{j < i} B_{i \rightarrow j} \left[\int_0^\infty \tilde{U}(\omega) g(\omega - \omega_{i \rightarrow j}) d\omega \right] dt \quad , B_{i \rightarrow j} - \text{Einstein-Koeffizient der induzierten Emission.} \quad (2)$$

Ein solches Strahlungsfeld ist ebenso geeignet einen Absorptionsübergang von einem unteren zu einem oberen Niveau zu bewirken. Die Wahrscheinlichkeit für **Absorption** ergibt sich analog zu

$$dW_j^{\text{Ab}} = \sum_{j < i} B_{j \rightarrow i} \left[\int_0^\infty \tilde{U}(\omega) g(\omega - \omega_{i \rightarrow j}) d\omega \right] dt \quad , B_{j \rightarrow i} - \text{Einstein-Koeffizient der Absorption.} \quad (3)$$

Die Besetzungszahlen der Niveaus in einem Ensemble von N Mehrniveausystemen, das mit einem Strahlungsfeld beleuchtet wird, sind durch die obigen Gleichungen gekoppelt. Betrachten wir zunächst den einfachsten Fall eines Zweiniveausystems mit den Zuständen 1 und 2, sowie ein breitbandiges Feld, sodass die spektrale Energiedichte über die Breite des Linienformfaktors als konstant angenommen werden kann. Im thermischen Gleichgewicht findet man durch Vergleich mit dem Strahlungsgesetz nach Planck folgende Zusammenhänge zwischen den Einstein-Koeffizienten für nichtentartete Zustände:

$$A_{2 \rightarrow 1} = \frac{\hbar \omega_{2 \rightarrow 1}^3}{\pi^2 c^3} B_{2 \rightarrow 1} \quad \text{und} \quad B_{2 \rightarrow 1} = B_{1 \rightarrow 2} . \quad (4)$$

2.1.2 Ratengleichung und Besetzungsinversion

Wir wollen nun einen Zusammenhang zwischen den Besetzungszahlen und der Verstärkung/Abschwächung des Strahlungsfeldes infolge Emission/Absorption herstellen. Als Maß dafür wählen wir die Photonenflußdichte I des Feldes $U(t)$ [Anzahl der pro Zeiteinheit durch ein Flächenelement hindurchtretenden Photonen], welche für ebene Wellen den einfachen Ausdruck $I_{EW} = \frac{c}{n} \frac{\tilde{U}_0}{\hbar \omega_0}$ annimmt. Tritt das Strahlungsfeld durch eine ausgedehnte Probe, so ändert sich die Photonendichte mit jeder dünnen Schicht Adz gemäß

$$dI_{EW} = \left[\left(\frac{dW_2^{\text{ind}}}{dt} + \frac{dW_2^{\text{sp}}}{dt} \right) N_2 - \frac{dW_1^{\text{Ab}}}{dt} N_1 \right] dz. \quad (5)$$

Mit der spektralen Energiedichte einer ebenen Welle $\tilde{U}(\omega) = \tilde{U}_0 \delta(\omega - \omega_0)$ und der Annahme, dass die Feldstärke ein Vernachlässigen der spontanen Emission rechtfertigt, erhält man

$$dI_{EW} = (N_2 - N_1) \sigma_{1 \rightarrow 2}(\omega_0) I_{EW} dz \quad \text{mit} \quad \sigma_{1 \rightarrow 2}(\omega_0) = \frac{n}{c} \hbar \omega_0 \cdot g(\omega_0 - \omega_{2 \rightarrow 1}) B_{1 \rightarrow 2}. \quad (6)$$

Man erkennt sofort, dass die Photonendichte genau dann verstärkt wird, wenn das obere Niveau gegenüber dem unteren stärker bevölkert ist, also eine sogenannte **Besetzungsinversion** vorliegt. Ein Laser kann somit niemals mit einem Medium im thermischen Gleichgewicht betrieben werden.

Betrachtet man weiterhin das Zweiniveausystem, ergibt sich $\Delta N = (N_2 - N_1)$ in Abhängigkeit von der Photonendichte I_{EW} und der Lebensdauer $T_{1 \rightarrow 2}$ des angeregten Zustands zu

$$N_2 - N_1 = \frac{-N}{1 + 2\sigma_{1 \rightarrow 2}(\omega_0)T_{2 \rightarrow 1} \cdot I_{EW}}. \quad (7)$$

Im Zweiniveausystem kann daher keine Besetzungsinversion erreicht werden, da für beliebige Feldstärken gilt $\Delta N \leq 0$.

Geht man über zu komplexeren Systemen, wobei bereits 3- und 4-Niveausysteme zu den üblichen Realisierungen zählen, findet man, dass $\Delta N > 0$ für Photonendichten größer einem Schwellenwert, der sogenannten Laserschwelle, erreicht werden kann. Liegt dann eine Besetzungsinversion im System vor, spricht man von einem **aktiven Medium**. [6]

2.1.3 Blitzlampen als Pumpsystem

Zum Aktivieren eines Mediums benötigt man eine äußere Energiequelle. Anders als bei kontinuierlicher Energiezufuhr, für die die Ausgangsleistung des LASERs nach kurzer Zeit stabil ist [„continuous-wave-Betrieb“], erfolgt bei gepulsten LASERN eine schlagartige Anregung des LASER-Materials zur kurzzeitigen Erzeugung eines aktiven Mediums.

Eine **Blitzlampe** ist eine Gasentladungslampe. In einer Glasröhre befindet sich typischerweise Xenon [maximale Lichtausbeute bei angelegter Spannung] oder Krypton [Spektrum deckt viele Laserübergänge ab] und an den Enden ist jeweils eine Elektrode eingeschmolzen.

Liegt keine Spannung an den Elektroden an, so besteht zwischen ihnen der Überbrückungswiderstand über die Gasstrecke in der Röhre, was als guter Isolator angesehen werden kann. Legt man nun eine ausreichend hohe Spannung zwischen den Elektroden an, so werden die Gasmoleküle [teilweise] ionisiert und es kann schlagartig ein relativ großer Strom fließen [diesen Strom stellt man in der Regel mittels eines geladenen Kondensators bereit].

Dabei kommt es zur Emission von Bremsstrahlung, wenn die Elektronen bei Stößen abgebremst werden, und Rekombinationsstrahlung, wenn ungebundene Elektronen mit ionisierten Gasmolekülen rekombinieren. Die Spektren beider Effekte sind in einem weiten Bereich des Spektrums kontinuierlich. Das Gas wird bei der Entladung nicht vollständig ionisiert, sondern viele Moleküle werden nur angeregt. Fallen die angeregten Elektronen zurück auf die Grundenergie, kommt es zum Aussenden eines diskreten Linienspektrums; aufgrund des großen Temperatur- und somit Druckanstieges beim Erzeugen eines Blitzlampenpulses sind jedoch auch diese an sich diskreten Linien verbreitert.

Das gesamte Blitzlampenspektrum ist in Abbildung (1) für zwei Stromdichten dargestellt.

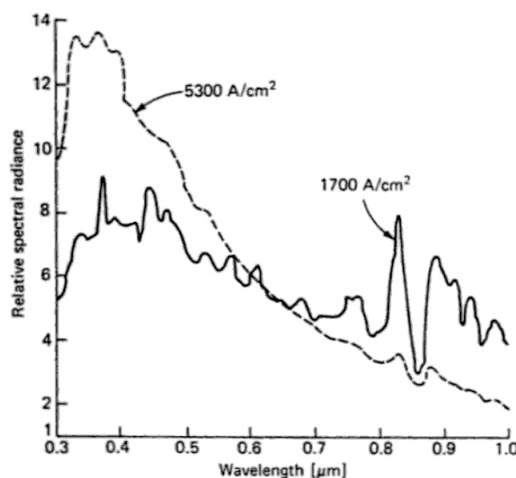


Abbildung 1: Sichtbares Spektrum einer Blitzlampe für verschiedene Stromdichten [6].

Eine größere Stromdichte ist die Folge einer größeren Spannung zwischen den Elektroden. Damit können mehr Gasmoleküle ionisiert werden und der diskrete Anteil des Gesamtpektrums nimmt ab. [6]

Als ungewollter Nebeneffekt tritt bei der Anregung eines potentiell aktiven Mediums mittels einer Blitzlampe ohne Güteschaltung **Spiking** auf: Dabei wird aufgrund der großen Blitzlampenenergie die Besetzungsinversion sehr schnell hergestellt; jedoch auch über den Gleichgewichtszustand hinaus! Aufgrund stimulierter Verstärkung spontan auftretender Emission regt sich dann das aktive Medium ab. Die Intensität dieser Abregung ist um ein vielfaches größer als die eigentlichen Laser-Pulse.

Die Photonen der Blitzlampe sind jedoch nach einem Spike nicht vollständig absorbiert, so dass sich dieses Verhalten wiederholt, wobei es abklingend gegen den Gleichgewichtszustand läuft.

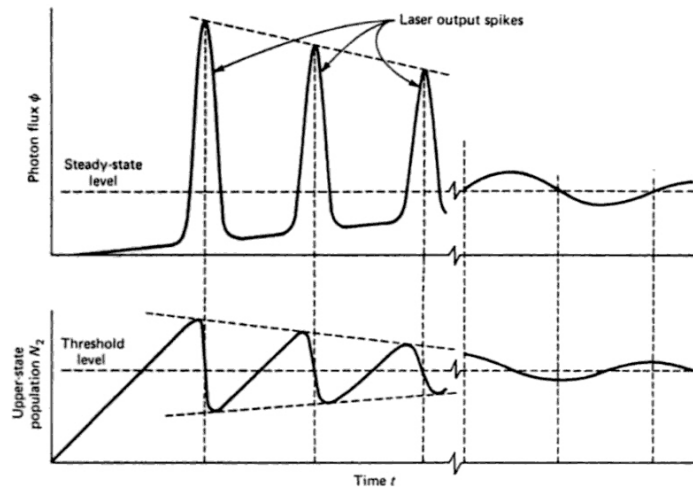


Abbildung 2: Spiking und das entsprechende Besetzungsverhalten - schematisch [6].

2.1.4 Optischer Resonator

Die Verstärkung des Strahlungsfeldes erhöht sich entsprechend der Anzahl an konstruktiven Durchgängen des kohärenten Strahlungsfeldes durch das aktive Medium. Ein weiterer Grundbestandteil eines LASER-Aufbaus ist daher der optische Resonator, der das aktive Medium im Strahlenverlauf enthält.

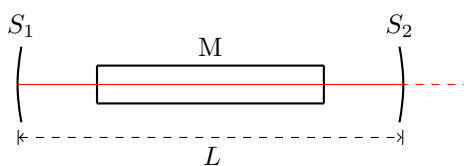


Abbildung 3: Schema eines Laserresonators der Länge L mit Auskoppelspiegel S_2 und aktivem Medium M .

Die Stabilität eines Resonators der Länge L ergibt sich im Falle zweier sphärischer Spiegel S_1 und S_2 mit Krümmungsradien R_1 und R_2 bei Erfüllung der Ungleichungen

$$0 \leq \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \leq 1. \tag{8}$$

Die im Resonator gehaltenen Strahlen überlagern sich nur konstruktiv [Ausbildung longitudinaler, stehender Wellen], wenn für die Wellenlänge gilt $n \cdot \lambda = 2L$ mit $n \in \mathbb{N} \setminus \{0\}$. Der Frequenzabstand zweier solcher Longitudinalmoden f_n und f_{n+1} [freier Spektralbereich] beträgt damit

$$\Delta f_{FSR} = f_{n+1} - f_n = \frac{(n+1)c}{2L} - \frac{nc}{2L} = \frac{c}{2L}. \tag{9}$$

Die Verstärkung des Strahlungsfeldes durch das aktive Medium im Resonator wird aufgrund der Verluste an den Resonatorspiegeln abgeschwächt. [2]

2.2 Nd:YLF als LASER-Material

Je nach verwendetem Material für das aktive Medium teilt man die LASER verschiedenen Typen zu. Neben Gas-, Halbleiter- und Farbstofflasern gibt es außerdem Festkörperlaser. Letzteren war der im Versuch verwendete zuzuordnen. Das Material besteht bei diesen immer aus einem Träger [Kristalle, Gläser] und eingebrachten aktiven Ionen [seltene Erden, Übergangsmetalle].

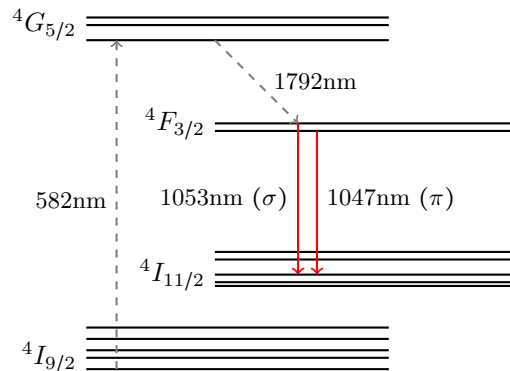


Abbildung 4: Niveauschema Nd:YLF, Laserübergänge rot markiert [1].

Wir verwendeten als Träger einen Yttrium-Lithium-Fluorid-Kristall mit Neodymdotierung [Nd:YLF]. Der relevante Ausschnitt des Niveauschemas der Nd³⁺-Ionen in YLF ist in Abbildung (4) dargestellt.

Man erkennt deutlich die Starkaufspaltung der einzelnen Niveaus im Kristallfeld. Neodym hat den Vorteil, dass die Zustände trotz des äußeren Feldes verhältnismäßig langlebig sind, sodass die Laserübergänge entsprechend schmalbandig ausfallen. Im Versuch verwendeten wir die [linear-] π -polarisierte Grundwelle mit 1047nm. [6]

2.3 Erzeugung der zweiten Harmonischen

Die Erzeugung der zweiten Harmonischen [$\hat{=}$ Welle doppelter Frequenz oder halber Wellenlänge] erfolgt mittels eines Materials mit nicht-vernachlässigbarem Verhalten seiner Polarisation bezüglich dem Quadrat des einfallenden elektrischen Feldes; es gilt also

$$P(E) = \varepsilon_0 \chi_1 E + \varepsilon_0 \chi_2 E^2. \quad (10)$$

Durch Einstrahlen eines elektrischen Feldes $E = E_0 \sin(\omega t)$ ist, da

$$\frac{1}{2}[1 - \cos(2x)] = \sin^2(x) \quad (11)$$

gilt,

$$P(E) = \varepsilon_0 \chi_2 \frac{1}{2} E_0^2 + \varepsilon_0 \chi_1 E_0 \sin(\omega t) - \varepsilon_0 \chi_2 \frac{1}{2} E_0^2 \cos(2\omega t). \quad (12)$$

Da die Polarisation die interne Ladungsverschiebung im Material beschreibt, schwingt diese nun auch mit der doppelten Frequenz und strahlt diese auch ab.

Hierbei handelt es sich jedoch nicht um Fluoreszenz; die SHG ist dem eingestrahlenen Lichtfeld kohärent!

Berücksichtigt man nun zusätzlich die Quantisierung des elektro-magnetischen Feldes [Photonen], so wird, da die Energie eines Photons $E_\gamma = h\nu$ ist, aufgrund der Energieerhaltung klar, dass an der SHG 2 Photonen der

Grundfrequenz beteiligt sein müssen. Um 2 Photonen zur gleichen Zeit am gleichen Ort zu haben braucht man eine große eingestrahlte Intensität.

Auch muss, der Impulserhaltung analog, die Summe der einfallenden \vec{k} -Vektoren gleich dem ausfallenden \vec{k} -Vektor sein. Da die Brechzahlen frequenzverdoppelnder Kristalle jedoch [stark] wellenlängenabhängig sind und zudem meist noch einachsig doppelbrechend, gibt es praktisch zur sogenannten Phasenanpassung verschiedene Ansätze.

In Abbildung 5 ist, um die folgenden Ausführungen verstehen zu können, das Indexellipsoid eines negativ-einachsigen [$n^e < n^o$], doppelbrechenden Kristalls dargestellt.

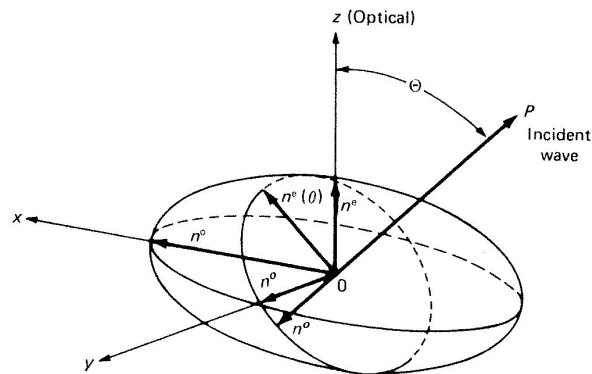


Abbildung 5: Indexellipsoid eines negativ-einachsigen, doppelbrechenden Kristalls mit eingezeichneter Lichtpropagationsrichtung \overline{OP} . [6]

Die von der optischen Achse und \overline{OP} aufgespannte Ebene wird Hauptschnitt genannt [diese ist hier der Übersichtlichkeit halber jedoch nicht eingezeichnet].

Da Licht als transversal schwingende elektromagnetische Welle dargestellt werden kann, unterscheidet man zwei [orthogonale] Schwingungsrichtungen des elektromagnetischen Feldes in der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung \overline{OP} :

1. die orthogonal zum Hauptschnitt Liegende [entspricht dem ordentlichen Strahl; n^o] und
2. die im Hauptschnitt Liegende [entspricht dem außerordentlichen Strahl; n^e].

Da dies das Indexellipsoid eines optisch-einachsigen Kristalls ist, ist der Hauptschnitt unabhängig von einer Drehung in der x - y -Ebene.

Trägt man nun den effektiven Brechungsindex abhängig vom Winkel Θ zwischen optischer Achse und \overline{OP} auf, so ergibt sich für einen negativ-einachsigen Kristall Abbildung 6 [wobei $\Theta = 0$ der positiven x -Achse entspricht].

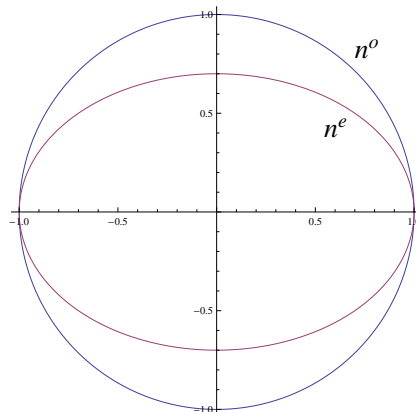


Abbildung 6: Effektive Brechzahlen abhängig vom Winkel der Strahlausbreitung zur optischen Achse [$\hat{=}$ x -Achse].

Die Phasen Anpassung unterteilt man also in 2 Kategorien:

- Phasen Anpassung Typ I:

$$n^e(2\omega, \Theta) = n^o(\omega). \quad (13)$$

Der hier benötigte Winkel Θ lässt sich explizit folgendermaßen berechnen [$n^e(2\omega) < n^o(\omega) < n^o(2\omega)$]:

$$\Theta = \arccos \left(\frac{\sqrt{1 - \left[\frac{n^e(2\omega)}{n^o(\omega)} \right]^2}}{\sqrt{1 - \left[\frac{n^e(2\omega)}{n^o(2\omega)} \right]^2}} \right). \quad (14)$$

- Phasen Anpassung Typ II:

$$n^e(2\omega, \Theta) = \frac{1}{2} [n^o(\omega) + n^e(\omega, \Theta)]. \quad (15)$$

Für einen einachsigen Kristall lässt sich auch hier der Phasen Anpassungswinkel explizit angeben:

$$\Theta = \arccos \left(\sqrt{\frac{b}{2a} \pm \sqrt{\left[\frac{b}{2a} \right]^2 + \frac{c}{a}}} \right), \quad (16)$$

mit

$$\begin{aligned} a &= [n^o(\omega)]^2 \left[\left[\frac{n^e(2\omega)}{n^o(2\omega)} \right]^2 - 1 \right] \left[\left[\frac{n^e(\omega)}{n^o(\omega)} \right]^2 - 1 \right], \\ b &= [4[n^e(2\omega)]^2 - [n^o(\omega)]^2] \left[\left[\frac{n^e(\omega)}{n^o(\omega)} \right]^2 - 1 \right] - [n^e(\omega)]^2 + [n^o(\omega)]^2 \left[\left[\frac{n^e(2\omega)}{n^o(2\omega)} \right]^2 - 1 \right], \\ c &= 4[n^e(2\omega)]^2 - [n^e(\omega)]^2 - [n^o(\omega)]^2. \end{aligned} \quad (17)$$

Liefert dieser Ausdruck jedoch nicht-reelle Werte, so ist aufgrund der Kristalleigenschaften eine Phasen Anpassung des Typs II nicht möglich.

Unabhängig vom Typ der Phasen Anpassung charakterisiert man diese zusätzlich:

- Vorallem aufgrund der natürlichen Strahldivergenz gibt es Abweichung vom optimalen Winkel zumindest für Teile des Laserlichts; da dies selbst bei wenigen mrad einen starken Einfluss hat, heißen Typ I und Typ II für $\Theta \neq 90^\circ$ kritisch.
- Verändert man mittels Temperatur, Druck oder chemische Einwirkungen die Brechzahlen so, dass $\Theta = 90^\circ$, so ist die Störanfälligkeit auf Strahldivergenz oder Dejustierung wesentlich geringer. Man spricht von nicht-kritischer Phasen Anpassung.
- Durch das künstliche Einschreiben eines periodischen Brechzahlverlaufs kann man effektiv eine der beiden obigen Anpassungsbedingungen [(13) oder (15)] erfüllen; man spricht von Quasiphasen Anpassung.

2.4 Erzeugung ultrakurzer Lichtimpulse

2.4.1 Güteschaltung mittels Pockelszelle

Das Prinzip einer Güteschaltung ist es, die Resonatorgüte gezielt variieren zu können, um am LASER-Ausgang ultrakurze Impulse zu erzeugen. Dazu stellt man beispielsweise einen optischen Modulator in den Resonator, der zwischen transparent und absorbierend wechselt. Steht der Modulator auf absorbierend, kann sich kein Strahlungsfeld im Resonator aufbauen, sodass bei gleichzeitigem Pumpen des aktiven Mediums eine sehr große Besetzungsinversion aufgebaut werden kann. Schaltet man den Modulator auf transparent, kommt es infolge spontaner Emission zur Ausbildung eines resonanten Strahlungsfeldes, welches eine schlagartige Entvölkerung des angeregten Zustandes durch stimulierte Emission bewirkt. Anregende und ausgesandte Strahlung stehen dabei in Phase, sodass der entstehende Lichtpuls um so kürzer ist, je schneller die Besetzungsinversion abgebaut

werden kann.

Der begrenzende Faktor ist hierbei die Schaltzeit des Modulators. Für Puls-LASER verwendet man daher optoelektronische Schalter mit Schaltzeiten von wenigen Nanosekunden. Ein Beispiel ist die sogenannte **Pockelszelle**. Diese besteht aus einem Kristall, dessen optische Doppelbrechung linear zur angelegten Spannung [Pockelseffekt] variiert werden kann, und einem Polarisator. Der Aufbau eines gütegeschalteten LASER-Resonators mit Pockelszelle ist in Abbildung (7) dargestellt.

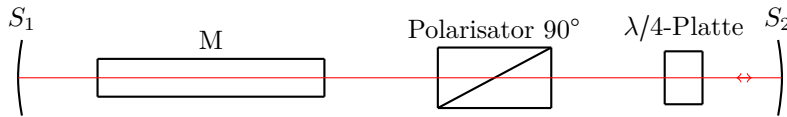


Abbildung 7: Aufbau eines gütegeschalteten Laserresonators mit Pockelszelle [6]

Die $\lambda/4$ -Platte entspricht dabei dem elektro-optisch aktivem Kristall. Liegt an diesem keine Spannung, so wirkt er lediglich als Verlängerung der optischen Wegstrecke [hohe Güte des Resonators]. Durch Anlegen einer Spannung, sodass der nun doppelbrechende Kristall gerade eine Phasenerzögerung von 90° zwischen ordentlicher und außerordentlicher Polarisation bewirkt, entsteht effektiv eine $\lambda/2$ -Platte, da der Strahl den Kristall zweimal durchläuft. Die Güte des Resonators kann damit um einen beliebigen Wert verkleinert werden. Richtet man die optische Achse des Kristalls so aus, dass die Polarisation gerade senkrecht zur Durchlassrichtung des Polarisators steht, hat man ein vollständig absorbierendes Bauteil konstruiert [niedrige Güte des Resonators].

Mit einem solchen Aufbau lassen sich Lichtimpulse im Nanosekundenbereich mit vergleichsweise hoher Pulsenergie erzeugen. [6]

Für unseren Versuch waren zwei Pockelszellen optisch in Reihe und elektrisch parallel geschaltet; um damit nun die gewünschte Phasenverschiebung von 90° bei einem Durchgang zu erreichen, ergab sich die nötige Spannung zu $[n_0$ Brechungsindex bei λ , r_{63} elektro-optischer Tensoreintrag]

$$U_{\text{trans}} = \frac{\lambda}{8 n_0^3 r_{63}} . \tag{18}$$

2.4.2 Modenkopplung mittels SHG

Ohne Güteschaltung entstehen bei Beleuchtung mit einem Blitzlampenpuls im Resonator eine Vielzahl Moden mit beliebig verteilter Phasenverschiebung untereinander. Das Strahlungsfeld kann als Summe M ebener Wellen geschrieben werden

$$E(t) = \frac{1}{2} \sum_m \hat{E}_m \cdot e^{i[\phi_m + (\omega_0 + m\delta\omega)t]} + c.c. \quad \text{mit } \delta\omega = 2\pi f_{FSR}, \tag{19}$$

wobei von $m = -(M - 1)/2$ bis $m = (M - 1)/2$ summiert wird. Angenommen man erzeugt eine konstante Phasenbeziehung zwischen den einzelnen Moden, sodass gilt $\phi_{m+1} - \phi_m = \alpha$, so führt die Summation mit $\phi_m = \phi_0 + m\alpha$ und $\hat{E}_m \approx \hat{E}_0$ auf

$$E(t) = \hat{E}_0 \frac{\sin\left(\frac{M\delta\omega t + \alpha}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\delta\omega t + \alpha}{2}\right)} e^{i(\phi_0 + \omega_0 t)} + c.c. . \tag{20}$$

Zwei benachbarte Hauptmaxima dieser Funktion liegen gerade um $\Delta t = 2L/c$ auseinander, was einem zwischen den Resonatorspiegeln laufenden Impuls entspricht.

Eine Realisierungsmöglichkeit einer solchen Phasenanpassung ist es, alle Moden, die nicht eine bestimmte Phasenlage haben, zu unterdrücken. Dies kann beispielsweise mit einem nichtlinearen Spiegel erfolgen. Ein solcher besteht aus einem nichtlinearen Kristall und einem dichroitischen Spiegel [Kombination dielektrischer Schichten]. Der Kristall wird zur Erzeugung zweiten Harmonischen [second harmonic generation] bei der doppelten Frequenz verglichen mit der Grundfrequenz des LASERs genutzt. Der dichroitische Spiegel wird so gefertigt, dass er die Grundwelle sehr schlecht, hingegen die zweite Harmonische nahezu vollständig reflektiert. Die Güte des Resonators mit nichtlinearem Spiegel ist nun um so besser, je mehr Licht der zweiten Harmonischen im Kristall erzeugt und nach Reflektion am Spiegel im Kristall zurück in die Grundwelle gewandelt wird; der SHG-Prozess ist stark intensitätsabhängig.

Aufgrund der Interferenz der longitudinalen Moden werden mit diesem Aufbau nur bestimmte Moden verstärkt. [1, 2]

2.5 Der Autokorrelator

Ein Autokorrelator ist die physikalische Ausführung der mathematischen Autokorrelation A für ein beliebiges optisches Eingangssignal $S(t)$, welche mathematisch wie folgt aussieht:

$$A(\tau) = \int_{\mathbb{R}} S(t)S(t + \tau) dt. \quad (21)$$

Wie in Abbildung 8 zu sehen, wird das Eingangssignal von unten links mittels eines Strahlteilers [Spiegel 2, 50% Reflektivität] gleichmäßig auf beide Prismen aufgeteilt.

Spiegel 1 und Spiegel 3 dienen nur der Umlenkung des Strahls und reflektieren daher möglichst vollständig.

Die Linse fokussiert beide Strahlen auf einen Punkt, so dass bei ausreichend kohärentem Eingangslicht die Autokorrelation am Detektor gemessen wird.

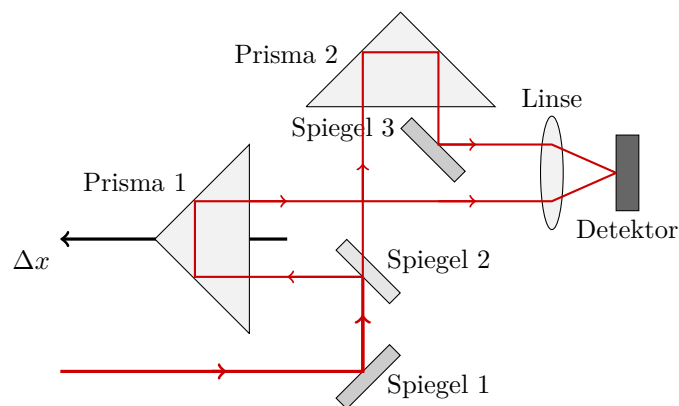


Abbildung 8: Autokorrelator - schematisch.

Durch eine Verschiebung des Prismas 1 um Δx erreicht man eine Veränderung der optischen Weglängendifferenz beider Teilstrahlen um $2\Delta x$.

Deshalb und unter Berücksichtigung des Skalierungsfaktors einer Autokorrelation für einen Gauß [vgl. Anhang] ergibt sich für die Pulslänge in Abhängigkeit von der gemessenen Verschiebung Δx einer FWHM für die Pulslänge Δt Folgendes [Lichtgeschwindigkeit c]:

$$\Delta t = \frac{2\Delta x}{\sqrt{2}c}. \quad (22)$$

2.6 Auflösbare Signale mit einer Diode

Aufgrund der Eigenkapazität einer Diode und vor allem des Innenwiderstands des Messgeräts ist die Zeitauflösung einer Messung mit jener begrenzt. Der unserem Aufbau entsprechende Ersatzschaltplan ist in Abbildung 9 dargestellt.

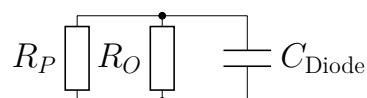


Abbildung 9: Ersatzschaltplan von Oszilloskop und Diode mit parallelem Widerstand R_P .

Nimmt man für $C_{\text{Diode}} \approx 6 \mu\text{F}$ an [typischer Wert], so ergibt sich für die Zeitkonstante $\tau = [R_P \parallel R_O] C_{\text{Diode}}$ der Entladung der Diodenkapazität über den Widerständen Folgendes:

Tabelle 1: Zeitkonstanten der Diode-Oszilloskop-Anordnung

τ	$R_P = 1 \text{ k}\Omega$	$R_P = 10 \text{ k}\Omega$
$R_O = 50 \Omega$	286 ps	299 ps
$R_O = 1 \text{ M}\Omega$	59,4 μs	5,99 μs

3 Versuchsaufbau und -durchführung

Der Versuchsaufbau bestand aus zwei Resonatoren:

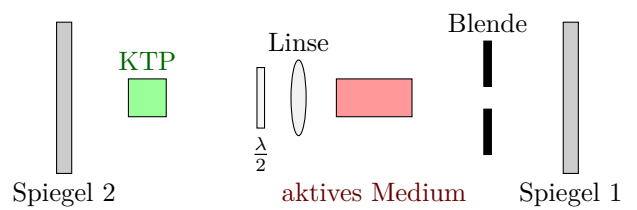


Abbildung 10: Resonator 1 - schematisch.

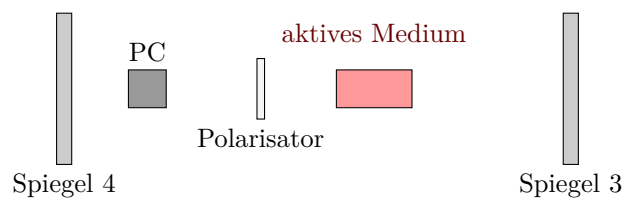


Abbildung 11: Resonator 2 - schematisch.

einem Autokorrelator [welcher bewusst kein Michelson-Interferometer war, um die Teilstrahlen am Ende getrennt auf den BBO zu bringen und somit über die starke Intensitätsabhängigkeit auch wirklich nur die Pulse zu analysieren und nicht fluktuierendes Streulicht]:

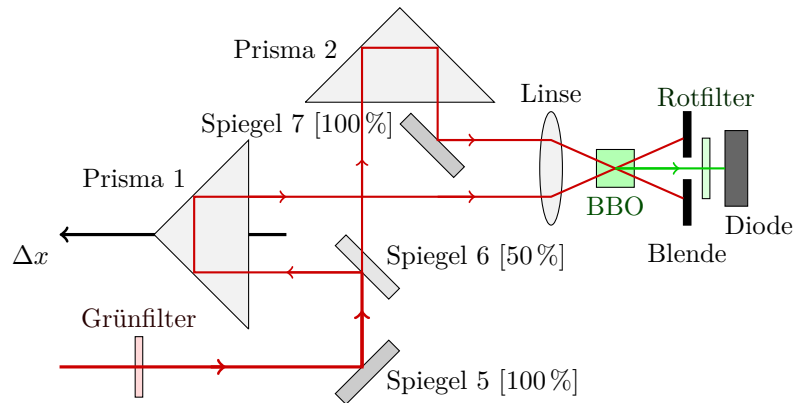


Abbildung 12: Autokorrelator - schematisch.

sowie einem Wasserkühler für die aktiven Medien [18 °C], einem Steuergerät zum Auswählen der Resonatoren, einer Trigger-Box, welches bis zu 5 Kanäle auf μs genau schalten konnte, der Hochspannungsversorgung der Pockelszelle [1,7 kV], mehreren Kondensatoren, um ausreichend Strom zur Entladung der Blitzlampen bereitzustellen, einem thermischen Puls-Energie-Messer und einem digitalen Oszilloskop [Rigol DS1102E] zur Aufzeichnung der Signale der Diode.

Zur anfänglichen Justage war zusätzlich ein Helium-Neon-Laser vorhanden, wie auch eine Laser-Karte, ein IR-VIS-Keramikwandler und Schutzbrillen.

Mit dem Steuergerät wählte man den Resonator aus; mittels dem am Steuergerät angeschlossenen Handschalter [Drück-Schalter für einmaliges Auslösen oder Kippschalter zum kontinuierlichen Auslösen] konnten die Resonatoren ein-/ausgeschaltet werden. War nun ein Resonator ausgewählt und eingeschaltet, so triggerte die Triggerbox alle 200 ms [5 Hz] die entsprechende Blitzlampe, einstellungsabhängig später dann die Pockelszelle und schließlich auch das Triggersignal fürs Oszilloskop.

Die Durchführung erfolgte analog den obigen Aufgaben; einziger Unterschied war, dass zuerst Resonator 2 und anschließend Resonator 1 untersucht wurde.

4 Messergebnisse

Tabelle 2: Messergebnisse

	Resonator 1	Resonator 2
Laserschwelle ohne KTP bzw. PC	495 V	484 V
minimale Pulsdauern	50 ns	$\ll 0,2$ ns

5 Diskussion

Alle Geräte, bis auf die Trigger-Box, waren in ihrer Funktionsweise bekannt. Die Trigger-Box mussten wir uns jedoch durch das „selbsterklärende“ Menü erschließen, was, da ihre Funktion in der Anleitung nur prinzipiell erwähnt wurde, länger dauerte.

Der Versuch war schon aufgebaut, es blieb nur noch die Feinjustage der Resonatoren, sowie der anderen Komponenten.

Da uns gesagt wurde, wir sollten mit dem Resonator 2 anfangen, taten wir dies auch. Nach einiger Zeit und ohne Verwendung der Pockelszelle war der Laser justiert und es ergab sich folgendes Verhalten von erhaltener Pulsenergie zu hineingesteckter elektrischer Energie.

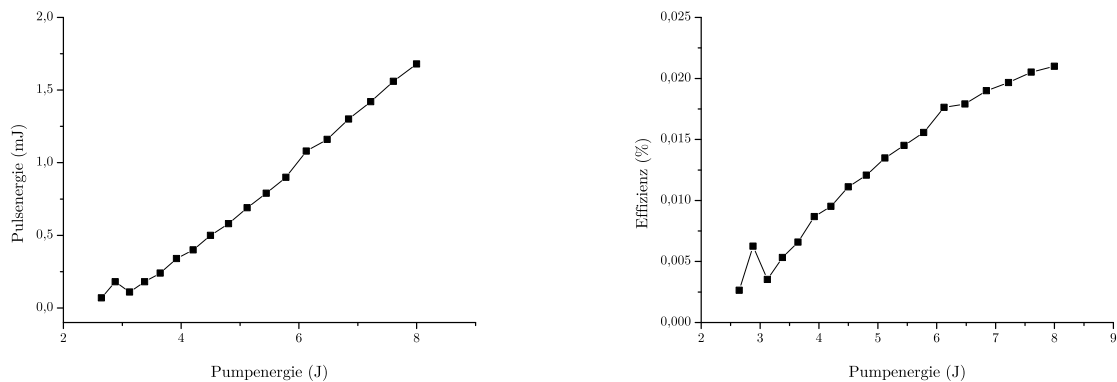


Abbildung 13: Ausgangsleistung und Effizienz des Resonators 2.

Die Messung der Pulsenergie erfolgte dabei nachdem das ausgekoppelte Signal einmal an einem mehr als halbdurchlässigen Spiegel und anschließend an einem nahezu vollständig reflektierendem Spiegel reflektiert worden war. Deshalb sind obige dargestellte Werte absolut nicht korrekt, in ihrem Verlauf jedoch schon. Auch ein ungefähre Eindruck der jeweilig möglichen Größenordnungen ist hiermit möglich.

Das Verhalten von Laser-Leistung zu Pump-Leistung ist linear, weshalb sich aus einer linearen Extrapolation als Schwellspannung für den Resonator 2 484 V ergeben.

Bei $U_{\text{Blitz}} = 550\text{ V}$, ohne Pockelszelle und ohne Anschwingen des Resonators [Keramikedetektor in Resonator gehalten] ergab sich der Intensitätsverlauf des Impulses hinter Spiegel 1 und schräg von der Seite betrachtet zu dem in Abbildung 14.

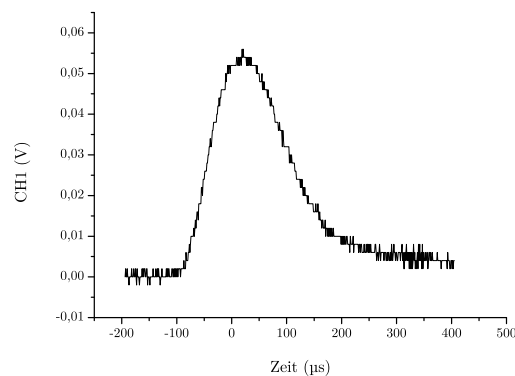


Abbildung 14: Intensitätsverlauf des Blitzlampenpulses.

Hier erkennt man die Grenze der Spannungsauflösung des Oszilloskops in dem ausgewählten Messbereich.

Ohne Störung im Resonator mit immer noch ausgeschalteter Pockelszelle sah man den Blitzlampenpuls und ab ca. 30 μs vor dem Trigger-Impuls einsetzendes Spiking bei Betrachtung mit $R_O = 1\text{ M}\Omega$ [siehe Abbildung 15].

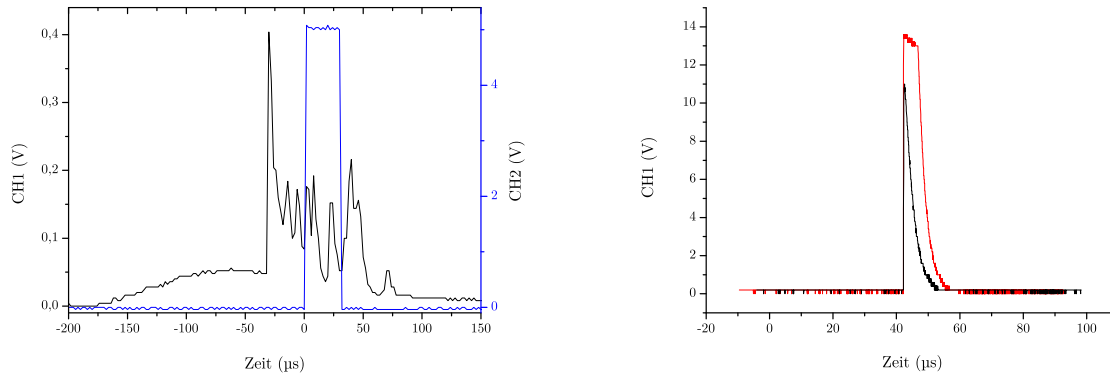


Abbildung 15: Resonator 2 mit ausgeschalteter Pockelszelle und links $R_O = 1\text{ M}\Omega$, rechts $R_O = 50\ \Omega$.

Betrachteten wir den gleichen Puls-Zug mit $R_O = 50\ \Omega$ [siehe Abbildung 15], um den Untergrund der Blitzlampe nicht zu registrieren, so war das Signal wesentlich größer; gewissermaßen viel zu groß. Die hier sichtbaren nichtlinearen Effekte rühren von der Diode her [roter Graph], da das Oszi bis zu $\pm 40\text{ V}$ aufnehmen konnte. Durch Verschieben der Diode konnte das Messsignal verkleinert und somit ein pulsförmiger Verlauf sichtbar gemacht werden [schwarzer Graph]; an der abfallenden Flanke ist jedoch auch hier der Einfluss der Diodenkapazität am Verlauf sehr gut zu erkennen.

Um mit der Diode sinnvolle Werte aufzunehmen, sollte man sie im Bereich bis 1 V betreiben, da sie sich dort ziemlich linear verhält.

Dass das Oszilloskop nicht immer den angezeigten Verlauf misst, wurde uns erst bei der Auswertung der aufgenommenen Graphen nach dem ersten Messtag bewusst; vor dem Speichern musste also mittels „Run/Stop“ ein gewünschtes Bild eingefroren werden.

Für die benötigte Pockelszellen-Spannung ergab sich nach Gleichung (18) für $\lambda = 1047\text{ nm}$, $n_{0,\text{KD*P}} = 1,49$ und $r_{63,\text{KD*P}} = 10,3 \cdot 10^{-6}\ \mu\text{m V}^{-1}$ [nach [4]] $U_{\text{trans}} = 1,44\text{ kV}$; laut Anleitung sollten wir jedoch $1,7\text{ kV}$ verwenden. Anschließend betrachteten wir den zeitlichen Verlauf der Pulse bei $U_{\text{Blitz}} = 800\text{ V}$ und mit eingeschalteter Pockelszelle mit $U_{\text{PC}} = 1,7\text{ kV}$. Es ergaben sich folgende Verläufe:

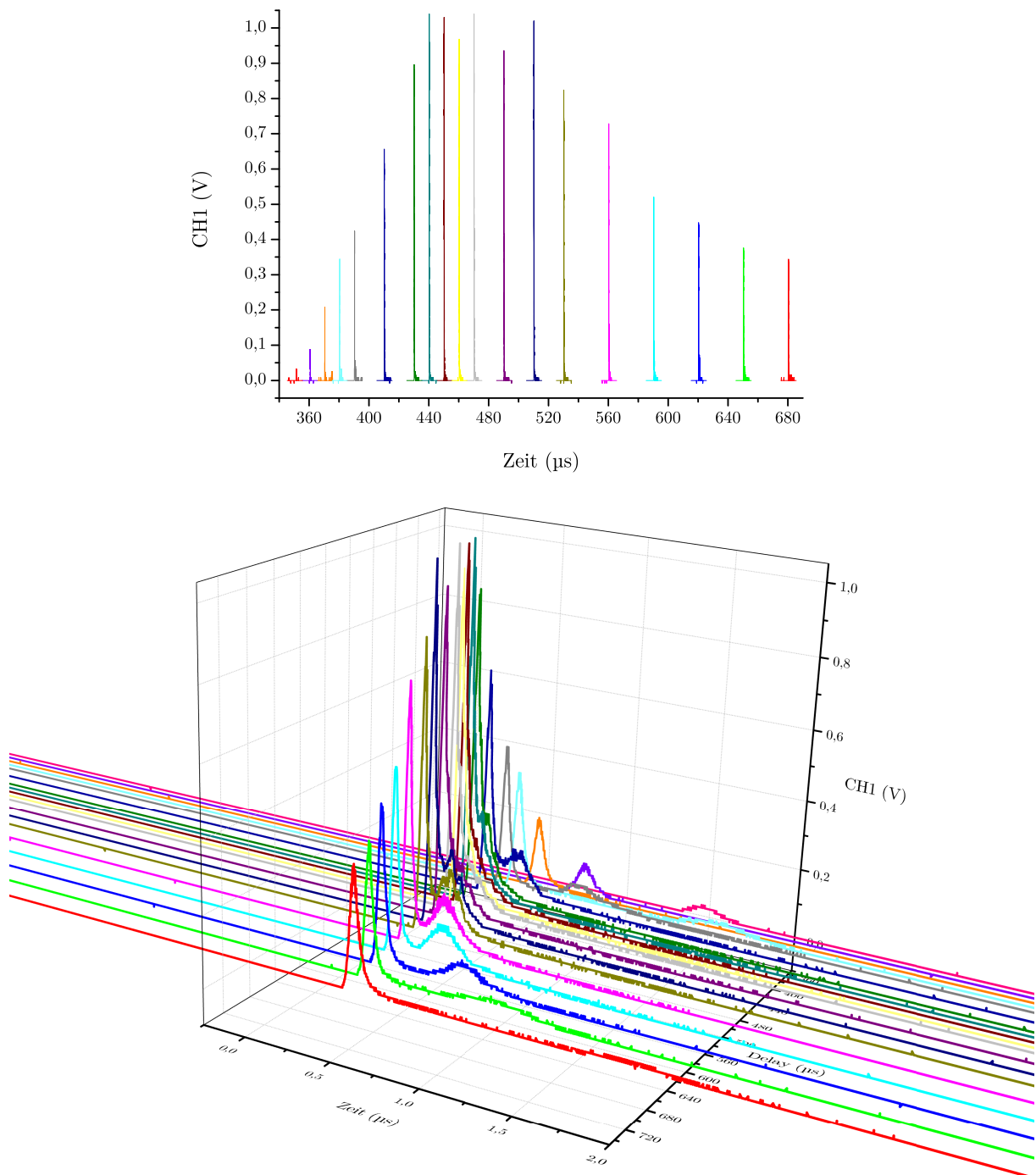


Abbildung 16: Resonator 2 mit Pockelszelle [$U_{PC} = 1,7 \text{ kV}$] bei $U_{\text{Blitz}} = 800 \text{ V}$; oben - relativ zur Blitzlampenzündig, unten - Spiking über dem Delay der PC zur Blitzlampe relativ zum 1. Spike.

Die Spikes treten wie zu erwarten dem Delay der Pockelszelle entsprechend später auf, da bei deren Durchschaltung die Güte im Resonator schlagartig zunimmt.

Man erkennt ein Maximum des ersten Spikes bei einem Delay der Pockelszelle von $440 \mu\text{s}$ zur Blitzlampenzündung.

Dies entspricht den Erwartungen an die Güteschaltung mittels Pockelszelle.

Unten in Abbildung 16 sind die Spikes abhängig vom Delay aufgezeichnet. Auch hier ist der maximale Spike bei einem Delay von $440\ \mu\text{s}$ zu sehen; außerdem sieht man, dass alle anderen einen zweiten, kleineren Spike nach dem ersten besitzen. Dies erklärt das Maximum, da hier die meiste Energie in diesen Spike gesteckt wird, und ist auch erklärbar, nimmt man an, dass zu diesem Zeitpunkt gerade alle Energie im aktiven Medium steckt. Die ziemlich gleichbleibenden Maximalintensitäten des ersten Spikes für leicht größere Delays deuten darauf hin, dass hier die Sättigung des aktiven Mediums erreicht wurde.

Dieses Maximum des ersten Spikes betrachteten wir darauf folgend in Abhängigkeit von der Pumpleistung.

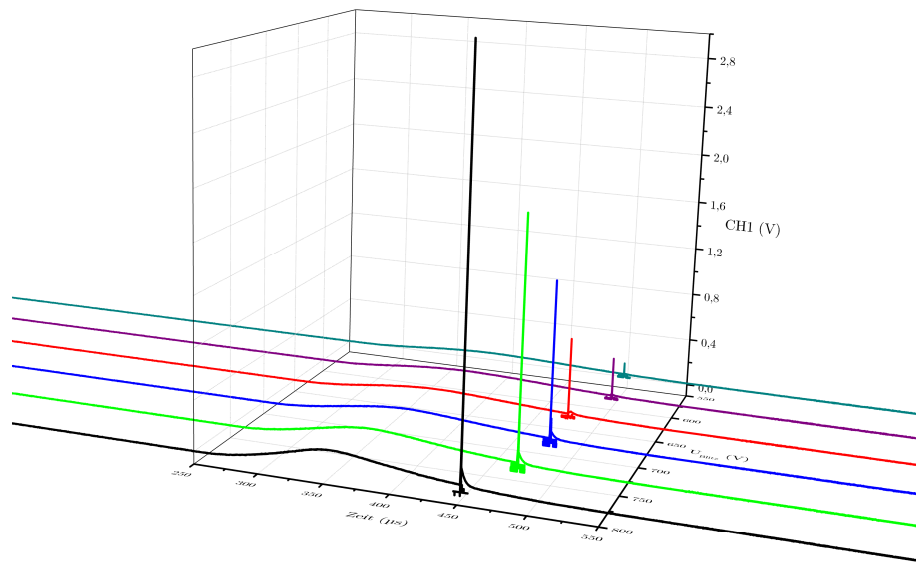


Abbildung 17: Resonator 2 mit Pockelszelle [$U_{PC} = 1,7\ \text{kV}$] in Abhängigkeit von U_{Blitz} .

Zu dieser Abbildung ist anzumerken, dass die Diode zu keinem Zeitpunkt einen Wert größer $1\ \text{V}$ anzeigte, sondern dass die Werte für die 4 großen Spikes passend skaliert wurden [alle gleich].

Hier erkennt man sehr gut die quadratische Zunahme der Spikeshöhe mit der angelegten Spannung am Kondensator zur Blitzlampenzündung; dies entspricht dem linearen Verhalten von Ausgangsenergie zu Pulsenergie.

Auch erkennt man, dass der erste Spike mit steigender Blitzlampenspannung immer früher auftritt; um dies zu verdeutlichen ist dies im Folgenden noch einmal dargestellt:

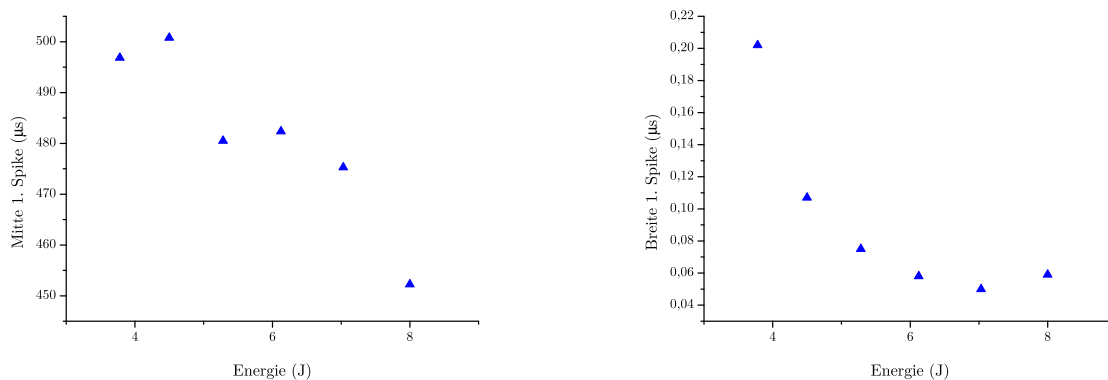


Abbildung 18: Der erste Spike im Resonator 2 mit Pockelszelle [$U_{PC} = 1,7\ \text{kV}$] in Abhängigkeit von der Blitzlampenenergie.

Hier sieht man, dass der Zusammenhang von Auftreten des 1. Spikes zu Blitzlampenenergie linear ist.

Die Breite des ersten Spikes nimmt mit steigender Blitzlampenenergie ab, jedoch nichtlinear. Das scheinbare Minimum bei 5 J Pumpenergie erklären wir uns als Effekt der Messapparatur: Durch den immer größer werdenden ersten Spike gewinnt die Zeitkonstante der Messapparatur zunehmend an Bedeutung und verbreitert den Puls nach hinten hin.

Für den Resonator 1 ergab sich das Verhalten der ausgekoppelten Laserleistung abhängig von der eingekoppelten elektrischen zu Folgendem:

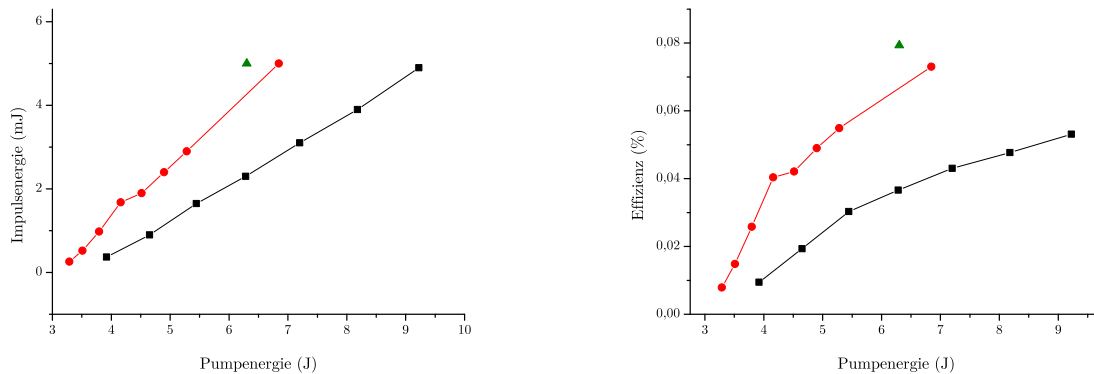


Abbildung 19: Ausgangsleistung und Effizienz des Resonators 1 ohne [●], mit einer schwachen [■] bzw. mit [▲] SHG.

Wie auch beim Resonator 2 sieht man abhängig von der Justage des Resonators verschiedene Steigungen der Ausgangs- zu Pumpleistung - Kurven; dies verwundert auch nicht, da es sich bei beiden Resonatoren um die gleichen potentiell aktiven Medien und Spiegel handelte.

Auch für diesen Resonator ist das Verhalten von Ausgangsleistung zu Pumpleistung linear; die Schwellspannung wurde zu 495 V extrapoliert.

Bezüglich der Effizienz gilt das oben zum Resonator 2 Gesagte eins zu eins. Aufgrund eines anderen verwendeten Spiegels zur Umlenkung des Lasersignals auf den Pulsenergie-Messer und der anderen Justage des Resonators 1 lassen sich die Unterschiede - Resonator 1 ist laut Messung etwa dreimal effektiver als Resonator 2 - verstehen. Zusätzlich wurde der KTP zur SHG nicht vollständig aus dem Resonator 1 entfernt, sondern nur verdreht und visuell die SHG minimiert. Nichtsdestotrotz sind dessen Einflüsse auf die Güte des Resonators beim Einschwingen und dessen stark intensitätsabhängige Schaltwirkung hier wahrscheinlich doch von Bedeutung.

Ohne Modelocking war auch bei diesem Resonator das Spiking sehr gut sichtbar.

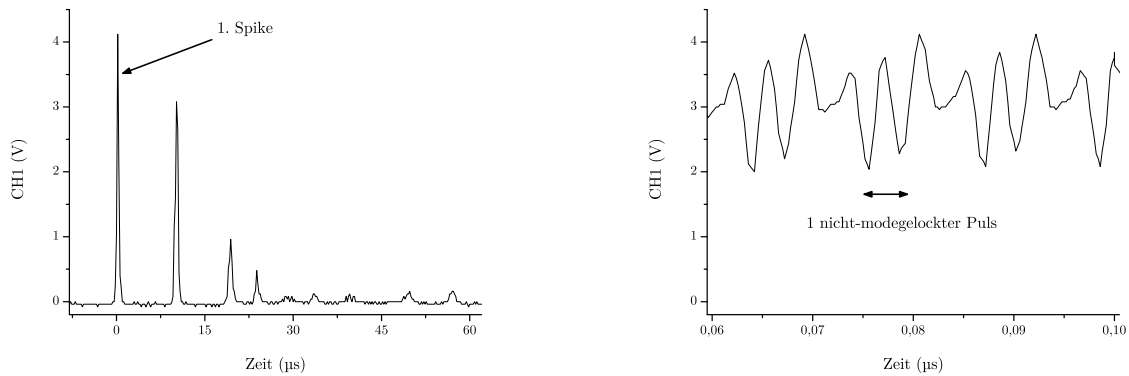


Abbildung 20: Spiking und nicht-modegelockte Pulse des Resonators 1 bei $U_{\text{Blitz}} = 648 \text{ V}$.

Die Spike-Frequenz lag mit einigen μs im erwarteten Bereich; die PRF der Pulse entspricht mit 200 MHz einer Resonatorlänge von 75 cm, welches eher schlecht mit dem tatsächlichen Aufbau übereinstimmt.

Die Modenkopplung im Resonator 1 wurde passiv über Phasenanpassung von Typ II realisiert; dabei handelt es sich bei dem zur Erzeugung der zweiten Harmonischen verwendeten Kristall [KTP] um einen optisch zweiachsigen Kristall, so dass obige Formeln nicht mehr gelten. Die Forderung für die Phasenanpassung ist jedoch die selbe [vergleiche Formel (15) auf Seite 7].

Wir betrachteten nun wieder den Einfluss der Blitzlampenspannung auf die Pulse.

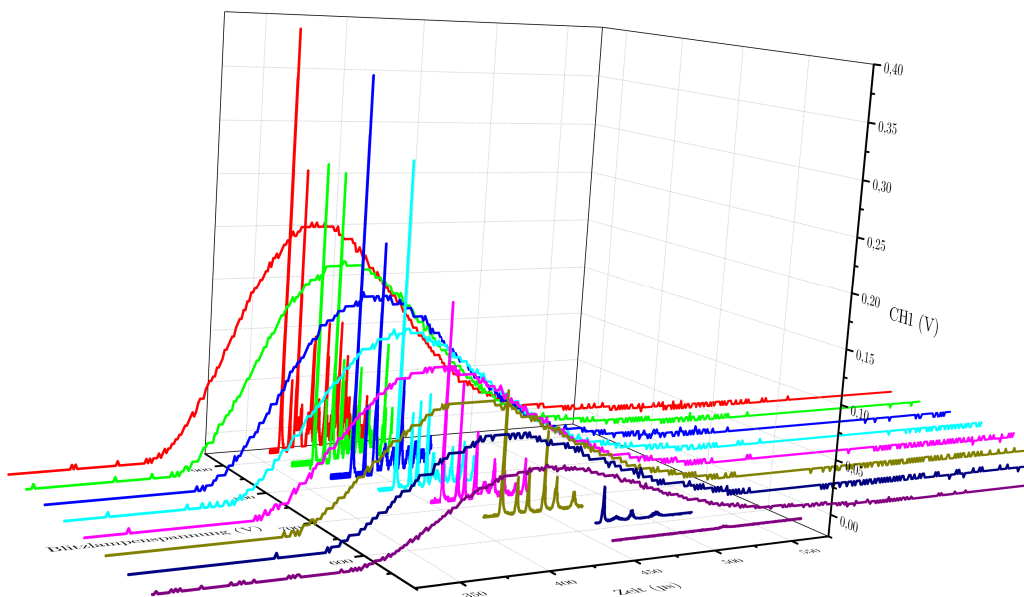


Abbildung 21: Spiking des Resonators 1 über der U_{Blitz} .

Die großen, glatten Kurven stellen dabei den mit $R_O = 1 \text{ M}\Omega$ registrierten Blitzlampenpuls dar; die darunter Liegenden das mit $R_O = 50 \Omega$ registrierte Spiking. Man sieht auch hier schon die quadratisch mit U_{Blitz} zunehmende Amplitude des Blitzlampenpulses - was einem linearen Verhalten bezüglich der Pumpenergie entspricht.

Auch fängt das Spiking mit steigender U_{Blitz} , wie beim Resonator 2, früher an. Um den jeweiligen Zusammenhang besser zu sehen, nachfolgend die Breite und der Zeitpunkt des Erscheinens des ersten Spikes relativ zur Blitzlampe:

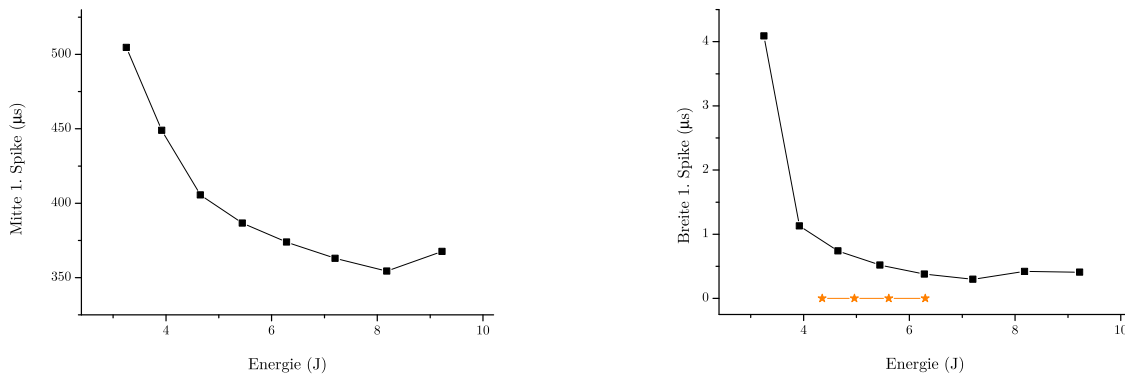


Abbildung 22: Eigenschaften des ersten Spikes im Resonator 1 mit SHG in Abhängigkeit von der Blitzlampenenergie.

Man sieht, dass der 1. Spike monoton früher mit steigender Pumpenergie erscheint und dass die Spikebreite dabei auch monoton geringer wird.

Beide Graphen scheinen jedoch für große Pumpenergien gegen einen Grenzwert zu laufen. Dies ist für den Zeitversatz zwischen Blitzlampenzündung und 1. Spike aufgrund der Anregungszeit des potentiell aktiven Materials auch verstehbar. Auch für die Breite des jeweilig ersten Spikes lässt sich, sofern die Pumpleistung unter der Zerstörschwelle bleibt, dieses Verhalten verstehen, bedenkt man die Sättigung des Mediums und die Konstanz der Zerfallszeit des Laser-Zustands.

Betrachtet man nun die modegelockten Impulse eines auf möglichst effektive SHG-Konvertierung justierten Resonators, mittels der mit dem Oszilloskop höchst-möglichen Zeitauflösung und entsprechend $R_O = 50 \Omega$, $R_P = 1 \text{ k}\Omega$, so ergeben sich für die dem Spiking überlagerten Wellenzüge die in Abbildung 23 dargestellten.

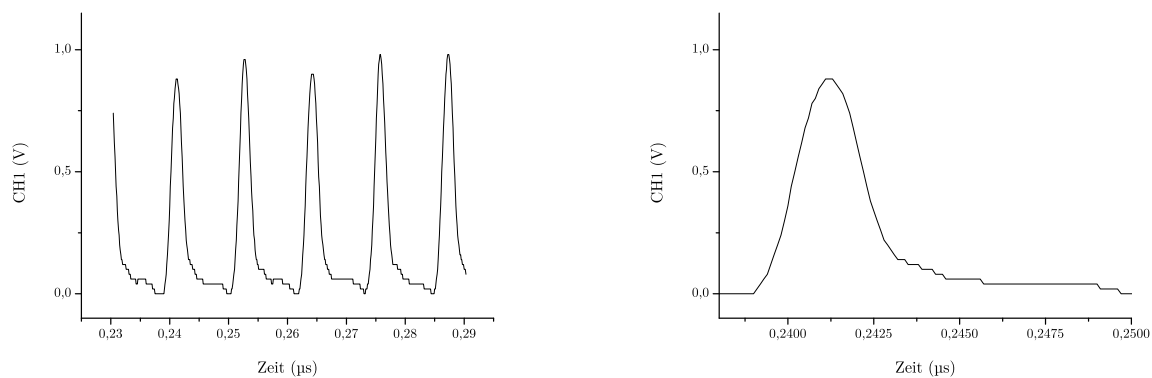


Abbildung 23: Mehrere und ein einzelner Pulszug des Modegelockten Resonators 1.

Man erkennt vor jedem Impuls ein Absinken des Messsignals ins Negative; dies ist der Elektronik geschuldet.

Aus dem hier bestimmten Abstand der Pulszüge von 11 ns ergab sich eine Resonatorlänge von 1,65 m. Dies wiederum ist zu groß; berücksichtigt man jedoch, dass hiermit die optische Weglänge im Resonator für einen halben Umlauf bestimmt wird und dass im Resonator 1 ein Linse stand, so lässt sich diese Diskrepanz verstehen.

Bei der Messung solch kurzer Zeiten stellte sich ein Problem dar: Das Oszilloskop speicherte die Zeiten nur auf ns genau, so dass sich das in Abbildung 24 links dargestellte Bild ergab.

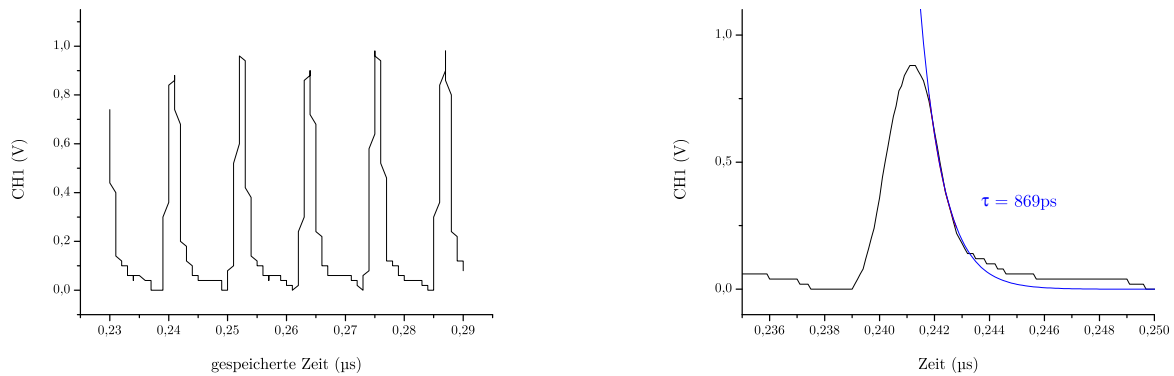


Abbildung 24: Links: unkorrigiertes Oszi-Signal bei der Messung modegelockerter Pulse des Resonators 1. Rechts die an einem [korrigierten] Pulszug bestimmte Zeitkonstante des Messsystems.

Durch lineare Interpolation der Zeitschritte musste so die Zeitachse neu skaliert werden [Resultat siehe Abbildung 23 links].

Mit Hilfe des der in Abbildung 9 auf Seite 9 dargestellten Vereinfachung des Messsystems entsprechenden Entladeverlaufs ergab sich aus einem Pulszug eine Zeitkonstante von $\tau = 869 \text{ ps}$. Dies liegt in der gleichen Größenordnung wie der theoretisch kürzest-mögliche Wert bei diesem Aufbau von $\tau = 286 \text{ ps}$.

Die Phasen Anpassung im BBO-Kristall des Autokorrektors erfolgte über Phasen Anpassung des Typs I; der entsprechende Winkel ergab sich zu $23,044^\circ$ zur optischen Achse. Aufgrund der begrenzten Zeit für den Versuch wurde jedoch weder die optische Achse bestimmt, noch der Winkel dazu eingestellt, sondern einfach der Kristall so verdreht, dass die SHG maximal erfolgte.

Da die Justage des Resonators 1 am letzten Versuchstag sehr lange gedauert hat, blieb für die Autokorrelationsmessung keine Zeit mehr; mittels einer großzügigen Abschätzung der Verschiebung des Prismas um 10 cm als voller Halbwertsbreite der Autokorrelation war es jedoch möglich, die Pulslänge mit $\Delta t \ll 200 \text{ fs}$ großzügig nach oben abzuschätzen.

Diese Zeitskala war mit dem Oszilloskop nicht auflösbar!

6 Zusammenfassung

Wir haben die Grundlagen zur Erzeugung von Pulsen im ns- [aktiv mittels Pockelszelle] und ns- [passiv mittels SHG] kennengelernt vor allem das Spiking als dominante Störung gesehen.

Letzteres hatte dabei eine Frequenz in der Größenordnung einiger MHz und war in der Amplitude ungefähr 2 mal größer als die Pulse.

Die Frequenz der mittels passiver Phasenanpassung des Typs II durch SHG in einem KTP-Kristall erzeugten Pulse lag in der Größenordnung einiger 100 MHz.

Die Frequenz der mittels aktiver Phasenanpassung mit einer Pockelszelle bei optimaler Verzögerung des Schaltens der Pockelszelle erzeugte Pulse mit einer ähnlichen Frequenz, minimierte das Spiking im Wesentlichen jedoch auf den ersten Spike.

Als hauptsächliche Schwierigkeit des Versuchs stellte sich dabei nach der Justage der Resonatoren und des Autokorrektors hauptsächlich das Verstehen des Messinstrumente dar! So könnte man zukünftig optimalerweise:

- Die Funktion der Triggerbox im Aufbau und deren Bedienung entweder mittels Bildern in der Anleitung oder während des Versuchs persönlich kurz vorstellen.
- Auch die benötigten Funktionen des Oszilloskops könnten in gleicher Weise dargestellt werden; und dass die Autokorrektormessung mittels der Mittelungsfunktion des Oszilloskops und der Diode [und nicht mittels Fotodetektor] erfolgen soll, wäre als Hinweis in der Anleitung durchaus hilfreich.

7 Literatur

- [1] I. BUCHVAROV, S. SALTIEL UND S. GAGARSKII: *Nonlinear doubling mode-locking of feedback controlled pulsed Nd:YAG laser*. Seiten 51–54, 1995.
- [2] JOACHIM HERRMANN UND BERND WILHELMI: *Laser für ultrakurze Lichtimpulse*. 1984.
- [3] NEWLIGHT PHOTONICS: *BBO*, Mai 2014.
- [4] NEWLIGHT PHOTONICS: *KDP und KD*P*, Mai 2014.
- [5] NEWLIGHT PHOTONICS: *KTP*, Mai 2014.
- [6] WALTER KOECHNER UND MICHAEL BASS: *Solid-State Lasers: A Graduate Text (Advanced Texts in Physics)*. Springer, 2003.

8 Anhang

- Autokorrelation 2er Gauße:

Ein auf 1 normierter Gauß $S(t) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left[\frac{t-\mu}{\sigma}\right]^2}$ weist eine volle Halbwertsbreite von

$$\Delta t_{\text{FWHM}} = 2\sigma\sqrt{2\ln(2)}$$

auf. Die Autokorrelation von $S(t)$ ist $A(\tau) = \frac{1}{2\sigma\sqrt{\pi}} e^{-\left[\frac{\tau}{2\sigma}\right]^2}$ mit einer vollen Halbwertsbreite

$$\Delta \tau_{\text{FWHM}} = 4\sigma\sqrt{\ln(2)} .$$

Es gilt also

$$\Delta \tau_{\text{FWHM}} = \sqrt{2}\Delta t_{\text{FWHM}} .$$

- Zu den Größenordnungen:

Tabelle 3: Größenordnungen und die entsprechenden Einheitenpräfixe.

10^{15}	10^{12}	10^9	10^6	10^3	1	10^{-3}	10^{-6}	10^{-9}	10^{-12}	10^{-15}
Peta [P]	Tera [T]	Giga [G]	Mega [M]	Kilo [k]	-	Milli [m]	Micro [μ]	Nano [n]	Pico [p]	Femto [f]

- Zu den Abkürzungen:

Tabelle 4: Verwendete Abkürzungen.

BBO	β -Bariumborat [$\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$]
FWHM	Volle Halbwertsbreite
IR	Infrarot
KD*P	Deutertes Kaliumdihydrogenphosphat [KD_2PO_4]
KDP	Kaliumdihydrogenphosphat [KH_2PO_4]
KTP	Kaliumtitanylphosphat [KTiOPO_4]
Nd:YLF	Neodymdotierter Yttrium-Lithium-Fluoride-Kristall
PC	Pockels-Zelle
PRF	Pulswiederholfrequenz
SHG	Erzeugung der zweiten Harmonischen
U_{Blitz}	Blitzlampenspannung
VIS	Sichtbarer Spektralbereich

- Handschriftliches Protokoll.