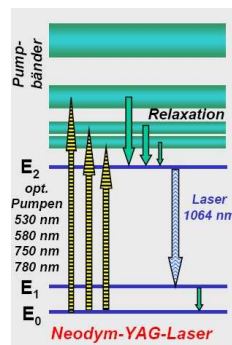


Physikalisches Praktikum

5. Semester



- Farbstofflaser -

Inhaltsverzeichnis

1	Vorbetrachtungen	3
1.1	Farbstofflaser	3
1.2	Der Nd-YAG-Laser - nichtlineare Optik	5
1.2.1	Festkörperlaser	5
1.2.2	Der Nd-YAG-Laser	5
1.2.3	nichtlineare Optik	6
1.2.4	Frequenzverdopplung	6
2	Das Experiment - Messwerte	8
2.1	Farbstofflaser	8
2.1.1	Wellenlängenabhängigkeit der Intensität	8
2.1.2	Polarisation des Farbstofflasers	9
2.1.3	Pulslänge des Farbstofflasers	11
2.2	Nd-YAG-Laser	11
2.2.1	Intensitätsabhängigkeit von der Eingangsspannung	11
2.2.2	Winkelabhängigkeit	12
2.2.3	Pulslänge	14
2.2.4	Pulsenergien	14
3	Auswertung - Diskussion	16
3.1	Allgemeines	16
3.2	Farbstofflaser	16
3.2.1	Wellenlängenabhängigkeit der Intensität	16
3.2.2	Polarisation des Farbstofflasers	17
3.2.3	Pulslänge des Farbstofflasers	17
3.3	Nd-YAG-Laser	18
3.3.1	Intensitätsabhängigkeit von der Eingangsspannung	18
3.3.2	Winkelabhängigkeit	19
3.3.3	Pulslänge	19
3.3.4	Pulsenergien	20

Kapitel 1

Vorbetrachtungen

1.1 Farbstofflaser

Beim Farbstofflaser besteht das aktive Medium aus einem Farbstoff, der in einer Flüssigkeit gelöst ist. Dieses Medium zeichnet sich dadurch aus, dass es bei optischer Anregung eine starke breitbandige Fluoreszenz zeigt.

Das Termschema eines Farbstofflasers entspricht einem Vierniveausystem. Aufgrund des komplizierten Molekülaufbaus der verwendeten Farbstoffe sind eine Vielzahl von Energiezuständen möglich. Die Energieniveaus sind zu Energiebänder verschmiert, da die elektronischen Zustände in Vibrationsniveaus und diese wiederum in Rotationsniveaus aufgespalten sind.

Der Farbstofflaser emittiert dadurch kohärentes Licht über einen bestimmten, vom Farbstoff abhängigen, kontinuierlichen Bereich, der nun durchgestimmt werden kann.

Der strahlungslose Übergang zwischen den Vibrations- und Rotationsniveaus erfolgt über Stöße, deren Energie von den Flüssigkeitsmolekülen der Farbstofflösung absorbiert wird.

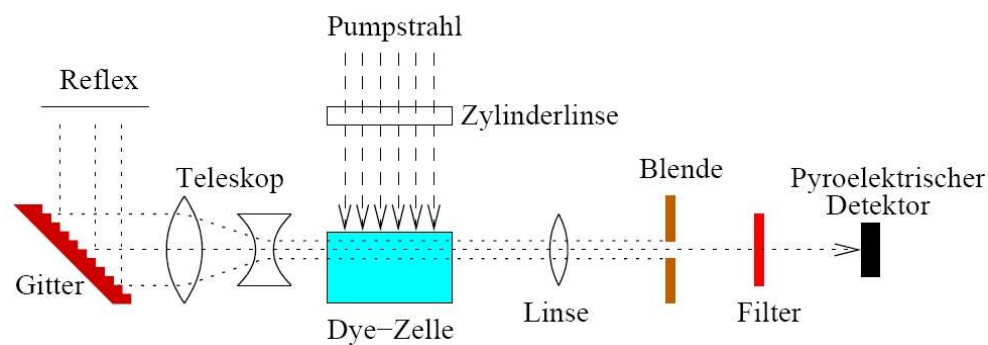


Abbildung 1.1: Aufbau eines Farbstofflasers (Quelle: Uni-Rostock)

Der Vorteil von Farbstofflasern ist, dass man kohärentes Licht einer Wellenlänge in einem breiten Spektrum zur Auswahl hat. In Abb. (1.2) ist der Durchstimmbereich vieler verschiedener Farbstoffe dargestellt. Durch geeignete Wahl der Farbstoffe kann somit kohärentes Licht einer bestimmten Wellenlänge über dem gesamten sichtbaren Spektrum erzeugt werden.

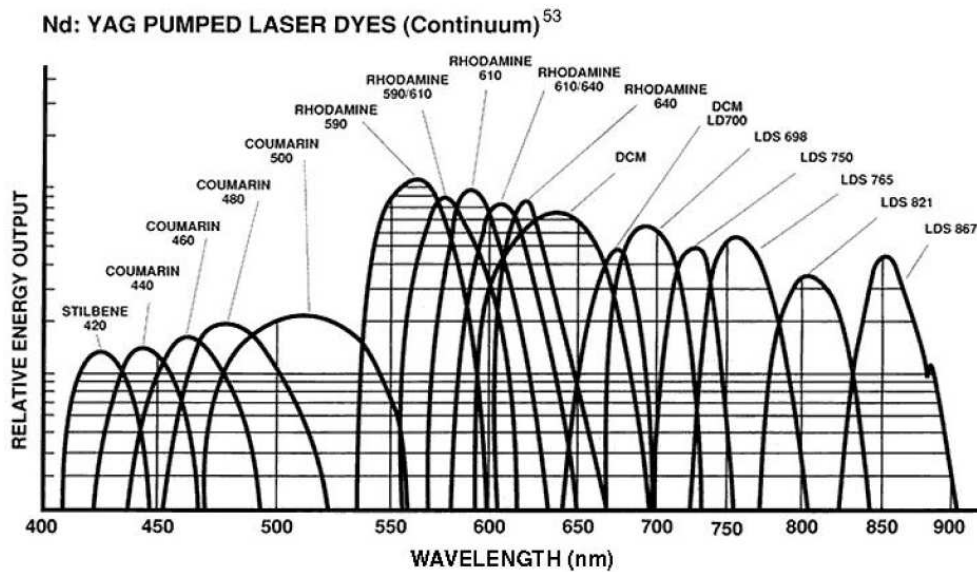


Abbildung 1.2: Durchstimmbereich versch. Farbstoffe bei Anregung durch einen Nd-YAG-Laser (Quelle: Uni Rostock)

Es ist zu beachten, dass die Farbstoffe nur einen bestimmten Absorptionsbereich besitzen. Demzufolge können sie nicht mit Licht beliebiger Wellenlänge optisch gepumpt werden.

In Abb. (1.3) ist die Absorptionskurve von dem von uns verwendeten Farbstoff Rhodamin 6G dargestellt. Das Absorptionsmaximum wird bei ca. 530 nm Wellenlänge erreicht.

Das System Pumplaser - Farbstofflaser muss demzufolge aufeinander abgestimmt sein.

Als Pumplaser diente bei unserem Versuch ein Nd-YAG-Laser, der durch einen nichtlinearen Prozess (siehe 1.2.3) Licht von 532 nm in den Farbstofflaser einkoppelt.

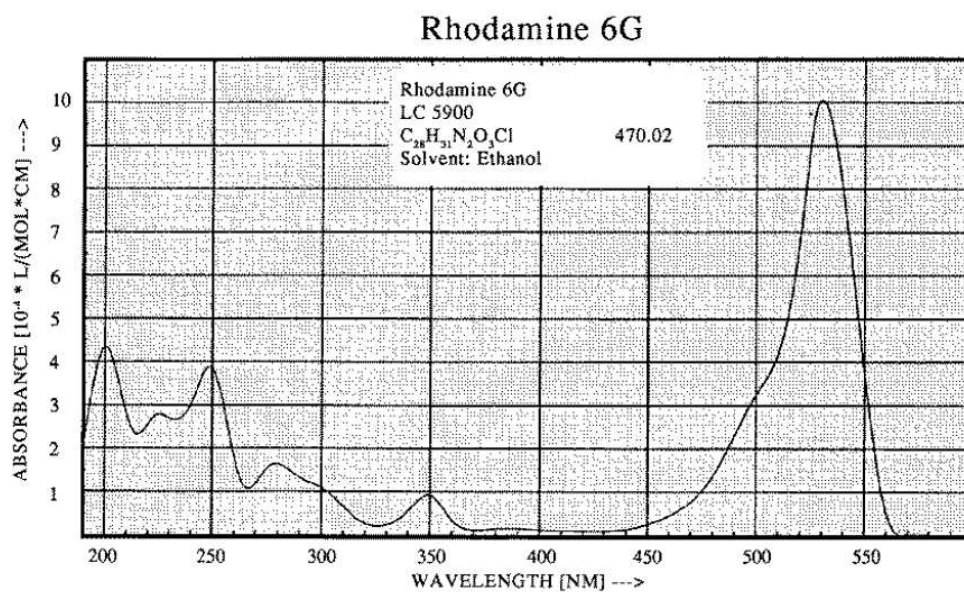


Abbildung 1.3: Absorptionskurve von Rhodamin 6G (Quelle: Uni-Rostock)

Des Weiteren ist zu beachten, dass die Absorptionskurve eines Farbstoffes nicht mit der Emissionskurve desselben Stoffen übereinstimmt.

Die Elektronen werden durch das optische Pumpen in einen angeregten Zustand versetzt, den sie nach kurzer Zeit durch Stöße der Atome bzw. Moleküle wieder verlassen und auf das energetisch niedrigere

Laserniveau fallen.

Durch spontane Emission wird dieser Zustand wieder verlassen, wobei das Elektron nicht in den Grundzustand übergeht, sondern in Zustand, der abermals durch Stöße schnell wieder verlassen wird, nun zum Grundzustand.

Die emittierte Energie, also die Energiedifferenz zwischen den Laserniveaus ist demzufolge kleiner, als die absorbierte Energie beim Übergang vom Grundzustand zum obersten Niveau.

Das Emissionsspektrum ist somit in Richtung größerer Wellenlänge gegenüber dem Absorptionsspektrum verschoben.

1.2 Der Nd-YAG-Laser - nichtlineare Optik

1.2.1 Festkörperlaser

In Festkörpern werden als aktives Medium üblicherweise Materialien verwendet, die mit optisch anregbaren Atomen dotiert sind. Als anregbare Atome werden meist Seltene Erden, wie Neodym, Europium und Praseodym genutzt, die in sogenannten Wirtsgittern wie z.B. Yttrium-Aluminium-Granat ($Y_3Al_5O_{12}$, YAG) und Strontiummolybdat eingebracht werden.

Der Nd-YAG (Neodym-Yttrium-Aluminium-Granat) stellt so eine Kombination dar und kann als Festkörperlaser fungieren.

Die Besetzungsinversion wird durch einen optischen Pumpprozess erzeugt z.B. durch eine Blitzlichtlampe, die einen gepulsten Betrieb zur Folge hat.

1.2.2 Der Nd-YAG-Laser

Der Nd-YAG-Laser ist ein Vier-Niveau-Laser, wie in Abbildung (1.4) schematisch dargestellt ist.

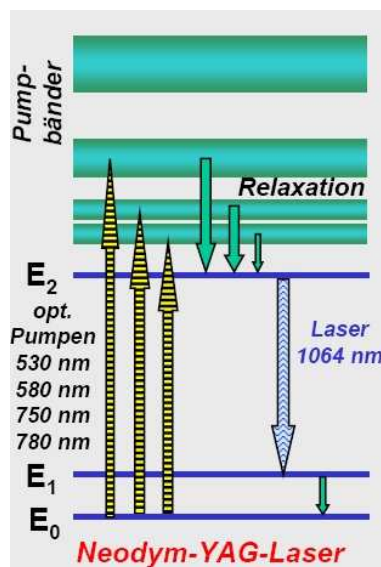


Abbildung 1.4: Nd-YAG - Vier-Niveau-Schema (Quelle: www.wmi.badw.de)

Die Anregung erfolgt in breite Pumpbänder, von wo die Ionen in schnellen strahlungslosen Übergängen (z.B. durch Stöße) in das Laserniveau herunterfallen. Unter Emission von Strahlung (stimulierte Emission!) fällt das Ion in das nächst untere Laserniveau, von dem es strahlungslos in den Grundzustand wechselt.

Durch das vierte (zusätzliche) Niveau ist es leichter im aktiven Medium die Besetzungsinversion aufrecht zu erhalten, da der Grundzustand nicht substanziell entvölkert sein muss.

1.2.3 nichtlineare Optik

In der linearen Optik besteht ein (wie der Name schon sagt) linearer Zusammenhang zwischen der Polarisierbarkeit eines Körpers und einem externen Strahlungsfeld:

$$P = \epsilon_0 \chi E$$

In Wirklichkeit ist der lineare Zusammenhang jedoch nur die erste Näherung.

Für sehr große Feldstärken, d.h. bei sehr großer Lichtintensität (z.B. beim Laser!!) im Falle eines Strahlungsfeldes, sind die nichtlinearen Terme nicht zu vernachlässigen.

χ bekommt somit einen Tensorcharakter:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} \vec{E} + \chi^{(2)} \vec{E}^2 + \dots \right)$$

1.2.4 Frequenzverdopplung

Betrachtet man nur den Term 2. Ordnung, so ruft ein zeitabhängiges Strahlungsfeld

$$E(t) = E_0 \sin(\omega t)$$

folgende Polarisation hervor:

$$|P^{(2)}| = \epsilon_0 \chi^{(2)} E^2 = \epsilon_0 (E_0)^2 \chi^{(2)} \sin^2(\omega t) \quad (1.1)$$

Mithilfe einer trigonometrischen Beziehung zwischen Sinus und Cosinus kann man (1.1) umformen zu:

$$|P^{(2)}| = \epsilon_0 E_0^2 \frac{\chi^{(2)}}{2} - \epsilon_0 E_0^2 \chi^{(2)} \cos(2\omega t)$$

Die Polarisation besteht somit aus zwei Beiträgen. Der erste Term ist konstant und stellt ein statisches elektrisches Feld dar und der zweite Term schwingt mit der doppelten Frequenz der ursprünglichen Welle. Diese frequenzverdoppelte Welle wird second harmonic generation (SHG) genannt.

Durch Frequenzmischung können auch Harmonische erzeugt werden, die keine Frequenzverdopplung als Ursache haben. Die dritte Harmonische (THG) mit 355 nm Wellenlänge entsteht durch Frequenzmischung aus dem Nd-YAG-Laserlicht von 1064 nm.

Für solche nichtlinearen Effekte benötigt man spezielle Materialien. In unserem Falle wurden die höheren Harmonischen mit dem Kristall Bariumborat (BBO) erzeugt.

Dabei bestimmt der Winkel in dem das Laserlicht im Kristall eingekoppelt wird maßgeblich die Intensität der höherfrequenten Harmonischen.

Die folgende Skizze verdeutlicht die Entstehung von verschiedenen Harmonischen:

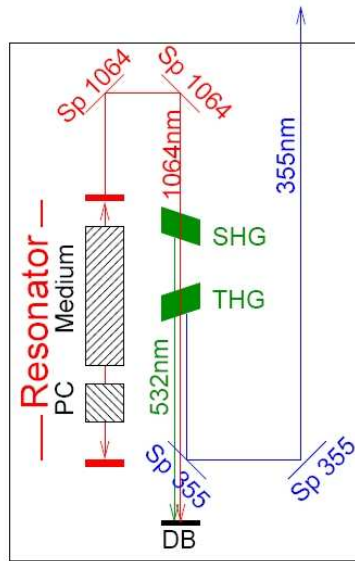


Abbildung 1.5: Schema - Frequenzverdopplung, Frequenzmischung (Quelle: Uni Rostock)

In zwei Kristallen (BBO) wird das Nd-YAG-Laserlicht eingekoppelt und die SHG und THG erzeugt. Über ein Spiegelsystem können die verschiedenen frequenten Laserstrahlen ausgekoppelt werden.

Kapitel 2

Das Experiment - Messwerte

2.1 Farbstofflaser

2.1.1 Wellenlängenabhängigkeit der Intensität

Der Farbstofflaser kann in einem bestimmten Bereich kontinuierlich durchgestimmt werden. Wie in Abb. (1.3) zu sehen, absorbiert Rhodamine 6 G Laserlicht (vom NdYag-Laser) im Bereich zwischen 450nm und 560 nm.

Die Emission erfolgt, wie in Abb. (1.2) (schwer) zu sehen zwischen 570nm und 620 nm. (Die Laserschwelle muss dabei überschritten werden)

Der kontinuierliche Absorptions- und Emissionsbereich kommt durch die Vibrations- und Rotationsniveaus des Farbstoffes (als aktives Medium) zustande.

Durchführung

Zur Bestimmung der Intensität des Laserlichts wurde eine Fotodiode verwendet. Eine direkte Messung des Laserlichtes mit der Fotodiode würde deutlich im Sättigungsbereich der Diode liegen.

Aus diesem Grund wurde das Laserlicht auf eine weiße Oberfläche gelenkt und anschließend das reflektierte Licht mit der Fotodiode gemessen.

Die durch den Fotoeffekt erzeugte Spannung wurde mit einem Oszilloskopen gemessen.

Um den Einfluss des Resonators auf die Intensität des Lasers zu untersuchen, wurde die Messung zweimal durchgeführt. Einmal mit und einmal ohne Resonator.

Messwerte

ohne Resonator

Wellenlänge λ in nm	Intensität in μV
578	480
578.5	570
579	695
579.5	850
580	940
581	1140
582	1185
583	1245
583.5	1300
584	1245
584.5	1200
585	1155
586	925
587	790
588	675
589	520
590	465
591	430

mit Resonatorlinse

Wellenlänge λ in nm	Intensität in μV
576	875
577	975
578	1350
579	1780
580	2310
581	2490
582	2620
583	2900
583.5	2720
584	2670
584.5	2500
585	2430
586	2160
587	1860
588	1790
589	1550
590	1300
591	1130
592	980

2.1.2 Polarisation des Farbstofflasers

Durchführung

Zu Beginn wurde die Polarisationsrichtung des Pumpasers gemessen, da sie aus den Datenblättern bekannt ist. Der Polarisator wurde so eingestellt, dass die Intensität des Lichtes minimal wurde. Dieser auf dem Polarisator eingestellte Winkel wurde von uns auf Null gesetzt.

Anschließend wurde die Polarisation des Farbstofflasers untersucht. Um einen evtl. vorhandenen Einfluss des Resonators auf die Polarisation zu untersuchen, wurde sowohl mit als auch ohne Resonator gemessen.

Messwerte

ohne Resonator

Winkel in °	Intensität in mV
0	1.36
10	1.36
20	1.80
30	2.20
40	2.72
50	3.28
60	3.68
70	4.36
80	4.80
90	4.80
100	4.80
110	4.48
120	3.88
130	3.36
140	2.76
150	2.20
160	1.72
170	1.48
180	1.36

ohne Resonatorlinse

Winkel in °	Intensität in $\beta\mu V$
0	840
10	920
20	1080
30	1360
40	1720
50	2240
60	2520
70	2760
80	3160
90	3240
100	3120
110	2960
120	2800
130	2320
140	1960
150	1680
160	1240
170	1000
180	800

2.1.3 Pulslänge des Farbstofflasers

Durchführung

Um die zeitliche Auflösung des zu messenden Signals der Fotodiode am Oszilloskopen anzuzeigen, muss ein 50Ω -Widerstand an der Weiche vom Input des Oszilloskopen angebracht werden.

Als Pulslänge wird dabei die Halbwertsbreite des Pulses aufgefasst, also der zeitliche Abstand, zwischen den Punkten, an dem die Intensität auf die Hälfte ihres Maximalwertes abgefallen ist.

Der Resonator nimmt keinen Einfluss auf die Pulslänge.
Zeitlich vermessen wurde der Puls ohne Resonator.

Messwerte

Halbwertsbreite = Pulsdauer = 5.5 - 6 ns

$$\begin{aligned} \text{Peakmaximum} &= 32.6 \text{ mV} \\ \text{bei } 15.8 \text{ mV} &\Rightarrow t_1 = 21.5 \text{ ns} \\ \text{bei } 17.8 \text{ mV} &\Rightarrow t_{21} = 27 \text{ ns} \\ \text{bei } 14.8 \text{ mV} &\Rightarrow t_{22} = 27,5 \text{ ns} \\ \Rightarrow \text{gemittelt: bei } 16.1 \text{ mV} &\Rightarrow t_2 = 27,25 \text{ ns} \\ &\Rightarrow \underline{\underline{\Delta t = t_2 - t_1 = 5.75 \text{ ns}}} \end{aligned}$$

2.2 Nd-YAG-Laser

2.2.1 Intensitätsabhängigkeit von der Eingangsspannung

Durchführung

Der YAG-Laser wird über eine Blitzlampe gepumpt, deren Spannung variiert werden kann. Mithilfe eines halbdurchlässigen Spiegels und einem Farbfilter kann die SHG (second harmonic generation - grünes Licht) von der THG (third harmonic generation - blaues Licht) getrennt und unterschiedlich analysiert werden.

Im Folgenden wurde die Intensität der beiden Lichtstrahlen unterschiedlicher Frequenz in Abhängigkeit der Betriebsspannung der Blitzlampe gemessen.

Messwerte

THG - blaues Licht - 355 nm

U_{bl} in V	Intensität blau in mV
703.32	37.5
694.92	37.4
683.49	31.1
673.97	21.6
664.48	16.8
652.74	15.6
643.16	14.2
632.47	12.3
623.91	9.5
613.26	3.2

SHG - grünes Licht - 532 nm

U_{bl} in V	Intensität grün mV
701.12	126.1
690.75	125.3
681.91	94.2
671.97	77.7
660.75	63.5
652.22	60.1
640.49	54.1
632.48	48.0
621.81	37.5
612.73	14.5

2.2.2 Winkelabhängigkeit

Die Frequenzverdopplung ist ein nichtlinearer Effekt der in nichtlinearen Kristallen auftritt. Die Intensität des frequenzverdoppelten Lichtes ist dabei sehr stark abhängig von dem Einfallswinkel des Laserstrahls auf den Kristall.

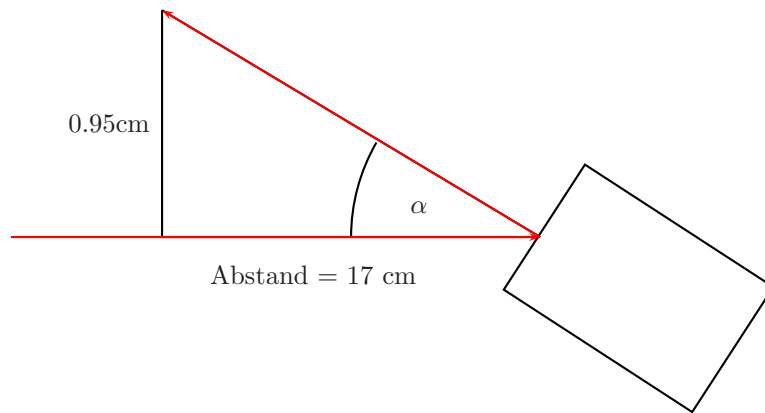
Diese Winkelabhängigkeit wurde im folgenden untersucht.

Durchführung

Das Licht der SHG (grünes Licht - 532 nm) wird auf einen nichtlinearen Kristall gerichtet, dessen Ausrichtung variiert werden kann. Der hinter dem Kristall austretende blaue Lichtstrahl (THG - 355 nm) wird nun abermals auf eine weiße Fläche projiziert und die Intensität mittels einer Fotodiode gemessen. Die in der Fotodiode erzeugte Spannung wird nun mit dem Oszilloskop gemessen.

Da die Intensität extrem stark vom Einfallswinkel abhängt, ist der Winkelbereich in dem überhaupt die Intensität der THG noch messbar ist, sehr klein. Er beträgt nur wenige Grad.

Die Winkelskala auf dem Kristall-Halter ist dabei zu ungenau, um exakte Werte anzugeben. Da der Kristall auch einen Teil der SHG reflektiert kann in einer Entfernung von gemessenen 17 cm auf einem Schirm ein Reflexpunkt beobachtet werden, der sich sehr gut dazu eignet, die Winkel exakter zu vermessen. (siehe Skizze)



Die Position der Reflexionspunkte konnte nun in Winkeln umgerechnet werden.

Messwerte

Position Reflexpunkte	Winkelskale auf Kristallständer
9.6	0
10.55	50

Winkelskale auf Kristallständer	errechneter Winkel α in $^\circ$	Intensität in mV
45	3.03	6.0
43	2.90	6.8
42	2.83	7.2
41	2.77	9.2
40.5	2.73	13.6
40	2.70	20.4
39.8	2.68	27.6
39.7	2.675	29.6
39.5	2.66	33.6
39.4	2.657	44.2
39.2	2.64	34.4
39	2.63	32
38.5	2.60	24.8
38	2.56	20.4
37.5	2.53	13.2
37	2.50	9.6
36	2.43	7.6
35	2.36	6.8

2.2.3 Pulslänge

Halbwertsbreite = Pulsdauer

SHG - grünes Licht

$$\begin{aligned} \text{Peakmaximum} &= 10.4 \text{ mV} \\ \text{bei } 5.16 \text{ mV} &\Rightarrow t_1 = 5.7 \text{ ns} \\ \text{bei } 5.16 \text{ mV} &\Rightarrow t_{21} = 12.5 \text{ ns} \\ &\Rightarrow \underline{\underline{\Delta t = t_2 - t_1 = 6.8 \text{ ns}}} \end{aligned}$$

THG - blaues Licht

Spannung: 622.42

$$\begin{aligned} \text{Peakmaximum} &= 11.9 \text{ mV} \\ \text{bei } 5.9 \text{ mV} &\Rightarrow t_1 = 41.8 \text{ ns} \\ \text{bei } 5.9 \text{ mV} &\Rightarrow t_{21} = 48 \text{ ns} \\ &\Rightarrow \underline{\underline{\Delta t = t_2 - t_1 = 6.2 \text{ ns}}} \end{aligned}$$

2.2.4 Pulsenergien

SHG - 532 nm - gelbes Licht

Die Pulsenergien wurden am reflektierten Strahl an einer weißen Oberfläche gemessen.

Spannung U_{blitz}	Pulsenergie E_{Puls} in mW
612.73	3
622.85	10.5
632.61	13.2
641.07	14.6
651.72	16.0
661.87	17.0
672.55	21.2
680.42	22.9
691.84	34.4
702.21	35.0

THG - 355 nm - blaues Licht

Die Pulsenergien konnten nur unzureichend gemessen werden, da sie für das Messgerät schon zu gering waren.

Bei Herausnahme des im Strahlengang befindlichen Mikroskopsglas, mit der Funktion die SGH auf einen Schirm zu reflektieren, konnte lediglich bei 700 V eine Pulsenergie gemessen werden.

$$U_{blitz} = 700V \quad \Rightarrow \quad E_{Puls} = 4mW$$

Farbstofflaser - 584 nm - grüner Strahl

Zum Vergleich wurde auch die Pulsenergie des Laserstrahl vom Farbstofflaser, eingestellt bei einer Wellenlänge von 584 nm, gemessen.

Die Messung erfolgte im direkten Strahlengang des Laserlichtes und nicht an einem reflektierten Strahl.

$$U_{blitz} = 700V \quad \Rightarrow \quad E_{Puls} = 131mW$$

Kapitel 3

Auswertung - Diskussion

3.1 Allgemeines

Für die Messung der Intensitäten und Pulslängen stand uns nur eine Fotodiode zur Verfügung. Bei jeder Messung musste sicher gestellt werden, dass der Sättigungsbereich der Fotodiode nicht erreicht wurde, jedoch auch noch genügend Intensität vorhanden war, um brauchbar Messergebnisse zu bekommen. Aus diesem Grund konnten nur die wenigsten Messungen unter gleichen Bedingungen erfolgen. Durch Verdrehen und Umpositionieren der Fotodiode konnte zwar die einzelne Messung optimiert werden, ein direkter Vergleich zwischen zwei Messkurven (z.B. zweier Laserstrahlen) war unter diesen Umständen nicht bzw. nur schwer und ungenau möglich.

3.2 Farbstofflaser

3.2.1 Wellenlängenabhängigkeit der Intensität

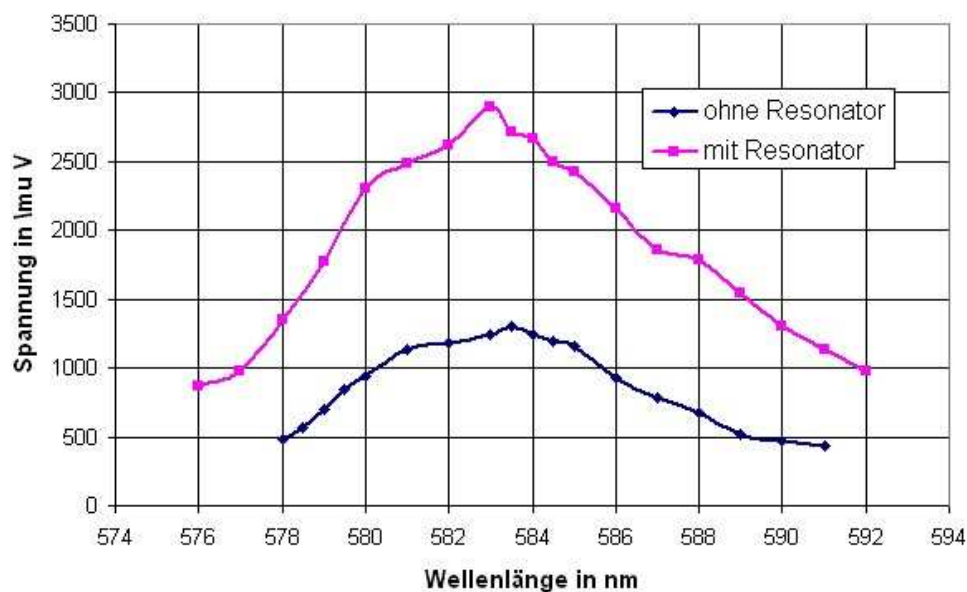


Abbildung 3.1: Intensitätsabhängigkeit von der Wellenlänge

Wie in den Vorbetrachtungen erwähnt, ist das Emissionsspektrum in Richtung größerer Wellenlängen verschoben, gegenüber dem Absorptionsspektrum (siehe Abb.[1.3])

Des Weiteren ist ein deutliches Maximum bei etwa 583 nm auszumachen. Dies bestätigt die Theorie und Abb. (1.2), insofern, als dass es ein kontinuierliches parabolähnliches Emissionsspektrum gibt mit einem Maximum.

3.2.2 Polarisation des Farbstofflasers

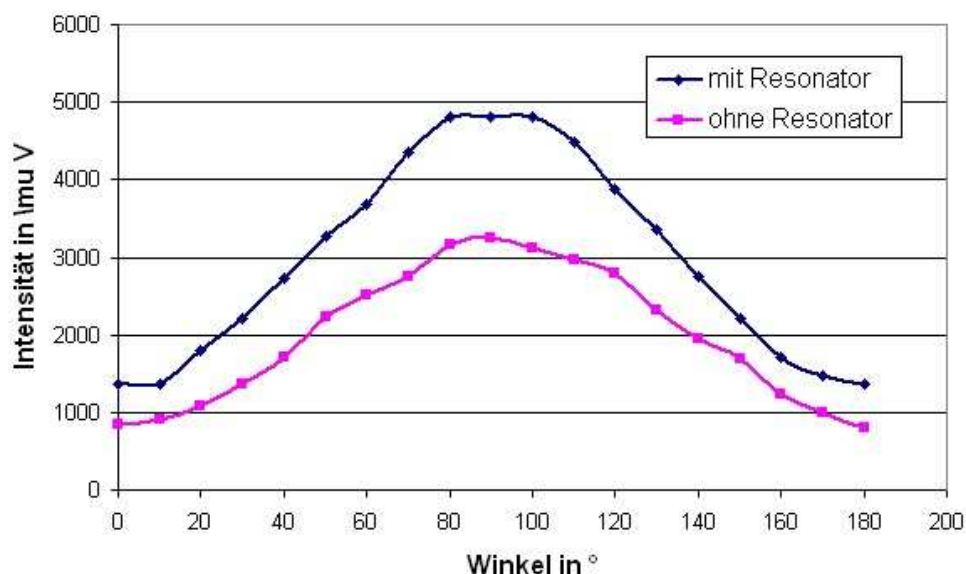


Abbildung 3.2: Polarisation des Farbstofflasers - nicht normiert

Um beide Kurven besser erkennen zu können, wurde auf eine Normierung verzichtet. Die Intensitätsunterschiede kommen durch unterschiedlichen Abstand der Photodiode zustande, sowie durch die erhöhte Intensität hervorgerufen durch den Resonator.

Deutlich zu sehen ist, dass die Polarisation des Lasers unabhängig davon ist, ob ein Resonator verwendet wird oder nicht.

Dieses Ergebnis war zu erwarten, denn es gibt keinen Anhaltspunkt, dass der Resonator Einfluss auf die Polarisation nehmen sollte.

Des Weiteren ist deutlich zu erkennen, dass das Minimum der Kurve bei 0° erreicht wird, also dem Referenzwinkel, bei dem die Intensität der SHG des Nd-YAG-Lasers ebenfalls ein Minimum erreichte. Der Farbstoff ändert also nichts an der Polarisation des eingekoppelten Laserstrahls.

Das Farbstofflaserlicht besitzt dieselbe Polarisation, wie der Pumplaser.

3.2.3 Pulslänge des Farbstofflasers

Die Messung der Pulslängen erwies sich insofern als schwierig, als bei hohen Intensitäten die Messung stark verfälscht wurde (es wurden offensichtlich falsche, weil viel zu lange Pulslängen gemessen).

Über die Genauigkeit der gemessenen Pulslängen lässt sich somit nur schwer eine Aussage treffen.

Ein Referenzwert für unseren Farbstofflaser konnte nicht gefunden werden. Lediglich die Größenordnung von wenigen Nanosekunden erscheint plausibel, da es viele (jedoch von unserem verschiedene) Farbstofflaser gibt (insbesondere in der medizinischen Anwendung), die mit Pulslängen um die 10 ns arbeiten.

3.3 Nd-YAG-Laser

3.3.1 Intensitätsabhängigkeit von der Eingangsspannung

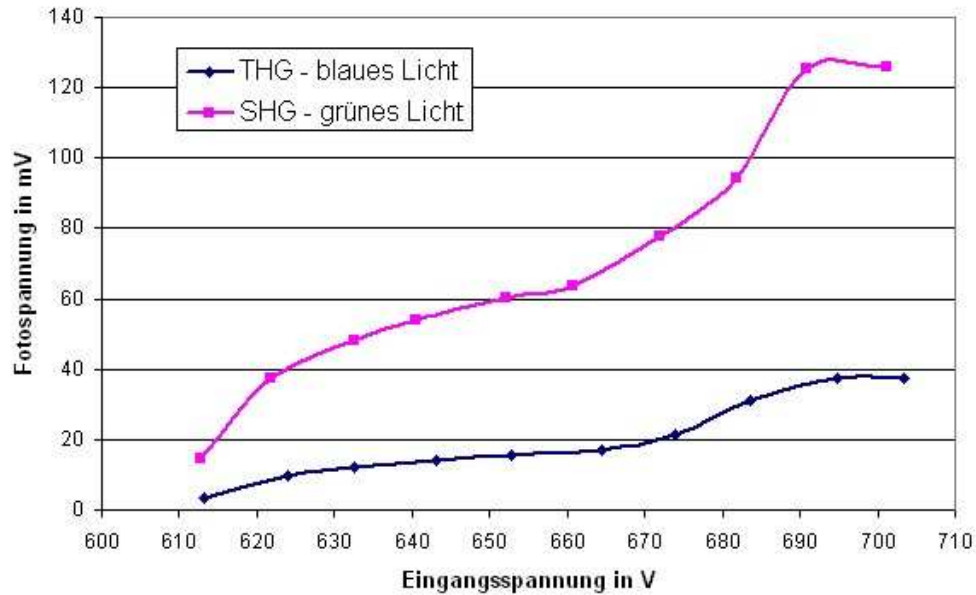


Abbildung 3.3: Intensität der SHG und THG in Abhängigkeit der Eingangsspannung der Blitzlampe

Die Intensitäten beider Harmonischen können in dieser Messreihe nicht miteinander verglichen werden, da die Position der Fotodiode verändert werden musste, um günstige Spannungsbereiche zum Ablesen zu haben.

Die Intensität der SHG ist jedoch deutlich größer, als die der blauen THG.

Sehr gut ersichtlich ist jedoch, dass beide Kurven denselben Verlauf haben. Mit steigender Eingangsspannung erhöht sich die Intensität der SHG im gleichem Maße wie die der THG.

Auffallend ist, dass bei einer Spannung von ca. 670 V die Intensität in einem viel stärkeren Maße ansteigt, als dies im Bereich 620 V - 670 V der Fall ist.

Ab ca. 690 V scheint eine weitere Erhöhung der Spannung keinen Einfluss mehr auf die Intensität zu nehmen. Ein Sättigungsbereich wird erreicht.

3.3.2 Winkelabhängigkeit

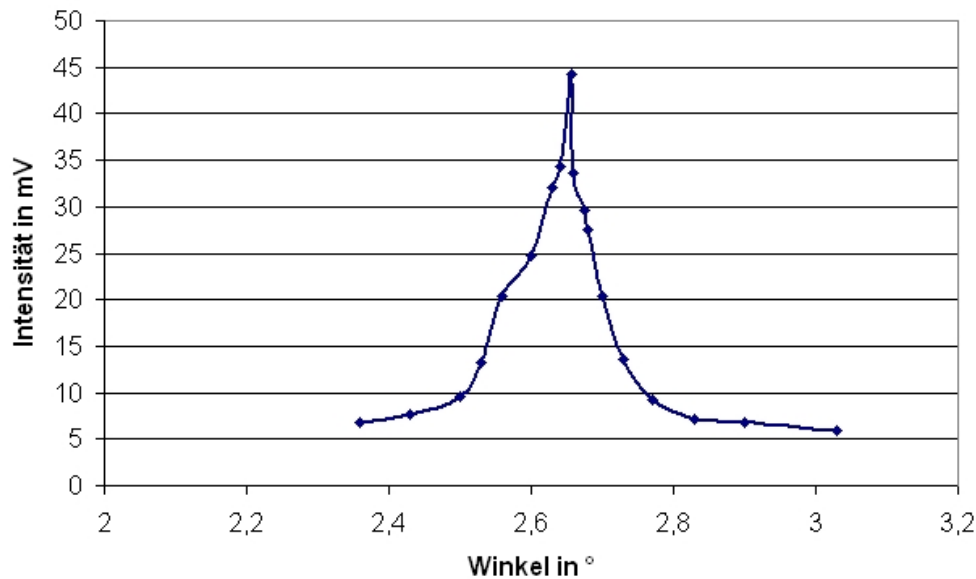


Abbildung 3.4: Winkelabhängigkeit der Intensität

Halbwertsbreite

Mit der Fotodiode wurde winkelnunabhängig eine Untergrundlichtintensität von ca. 6 mV gemessen. Das Peakmaximum liegt somit 38 mV über der gemessenen Untergrundspannung. Die Halbwertsbreite, also die Winkeldifferenz zwischen den Punkten mit einer Spannung von 25 mV, beträgt somit

$$\underline{\underline{\Delta\alpha = 2.69^\circ - 2.58^\circ = 0.11^\circ}}$$

Wie aus den theoretischen Vorbetrachtungen zu erwarten, ist die Intensität der frequenzverdoppelten Welle sehr stark vom Einfallswinkel des Laserstrahls auf den Kristall abhängig.

Der Bereich, in dem überhaupt eine Intensität mit der Fotodiode gemessen werden konnte, erstreckt sich über einen Winkelbereich von 0.4° . Dabei ist zu beachten, dass das Oszilloskop auch ohne die THG eine kleine Spannung (Untergrund) gemessen hat.

Im Bereich zwischen 2.5° und 2.7° erreicht die Intensität ein scharfes und ausgeprägtes Maximum und die Kurve verläuft symmetrisch um das Maximum.

Anhand der Halbwertsbreite von $\Delta\alpha = 0.11^\circ$ ist die extreme Winkelabhängigkeit der Intensität des frequenzverdoppelten Lichtes ersichtlich.

3.3.3 Pulslänge

Wie schon bei der Pulslängenmessung beim Farbstofflaser beschrieben, konnte die Halbwertsbreite des Pulses nicht sicher genug ermittelt werden.

Über die Genauigkeit der gemessenen Pulslängen lässt sich somit wieder nur schwer eine Aussage treffen. Der Pulslängenunterschied von 0.6 ns zwischen THG und SHG könnte somit auch durch Messfehler zustande gekommen sein.

3.3.4 Pulsenergien

Ein direkter Vergleich ist schwierig, da die Messung unter unterschiedlichen Voraussetzungen stattgefunden hat.

Während die Pulsenergie der SHG am reflektiertem Strahl gemessen wurde, musste die Pulsenergie der THG im direktem Strahlengang bei Entfernung jeglicher reflektierender Elemente (Mikroskopglas) gemessen werden.

Aufgrund der Tatsache, dass die Pulsenergie der SHG trotz der Messung am wesentlich intensivärmeren Laserstrahl, bei 700 mV eine etwa 9-fache Pulsenergie besitzt, ist ersichtlich, dass die Pulsenergie der SHG die der THG wesentlich übertrifft.

Das Licht des Farbstofflasers, gemessen unter denselben Bedingungen wie bei der THG, besitzt eine etwa 30-fache Pulsenergie gegenüber der THG.