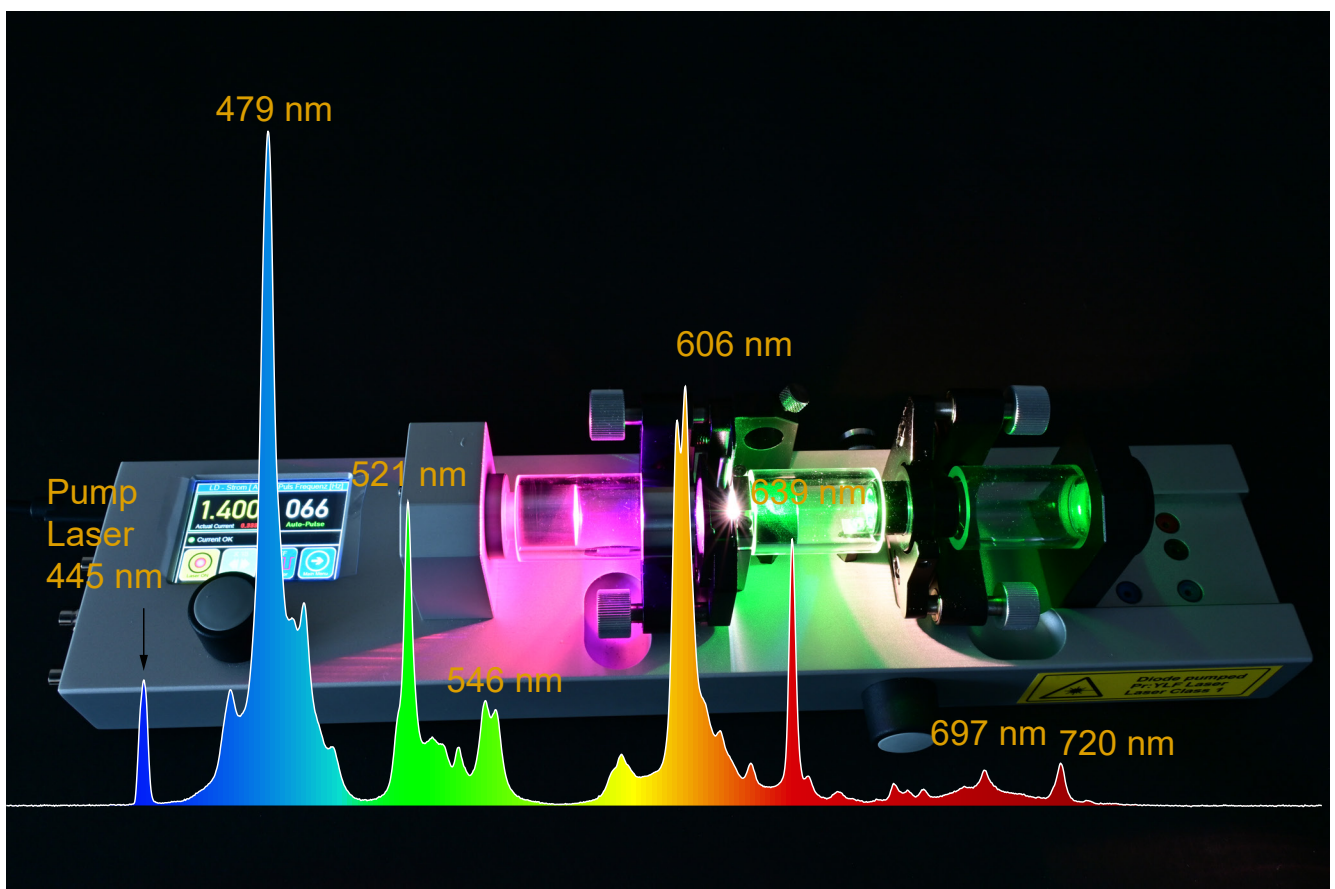


UM-18 Manual für den Pr:YLF Laser PL4000



Inhalt

1	THEORIETEIL – KOMPENDIUM ZU WICHTIGEN GRUNDLAGEN	3	
1.1	Zum Einstieg etwas zur Historie	3	
1.2	Drei Voraussetzungen für Laseroszillation	3	
1.3	Unterschied zwischen Drei- und Vier-Niveau-Laser	3	
1.4	Linienvielfalt der Fluoreszenz des Pr:YLF Kristalls	3	
1.5	Quantenhafte Übergänge	4	
1.5.1	von Bohr bis Einstein – Absorption, spontane und stimulierte Emission – Einstein Koeffizienten	4	4
1.5.2	Besetzungszahlen, spontane und stimulierte Emission	4	
1.6	Optischer Resonator und Axialmoden	4	
1.7	Linienbreiten, Verstärkungsprofil und Resonatormoden, wie monochromatisch ist ein Laser?	5	
1.8	Resonatorgüte und sein Auflösungsvermögen	5	
1.9	Resonatoren, Stabilität, Gaussmoden	5	
1.10	Selektiver Resonator	6	
1.11	TEM-Moden (nichtaxiale oder transversal elektro-magnetische Moden)	6	
1.12	Spiking, Kohärenz und Interferenz, Kohärenzlänge	7	
1.13	Lebensdauermessung des metastabilen Niveaus - Exponentielles Ab- und Anklingen	7	
1.14	Bilanzgleichungen – mindestens drei Niveaus für Besetzungsinversion	7	
2	BESCHREIBUNG DER KOMPONENTEN	9	
2.1	Elektronik	10	
2.2	Die Pumplaserdiode	10	
2.2.1	Der Resonator	11	
2.3	Der Visualisierungsschirm	11	
2.4	Photodetektoren	11	
2.4.1	Für die Messung der Fluoreszenz	11	
2.4.2	Für die Messung der Laseremission	12	
2.4.3	Das Polarisationsmodul	12	
2.5	Die Filterbox	12	
2.6	Das Kameramodul	12	
2.7	Kamera Steuergerät (CC)	13	
2.8	Die Steuerung	14	
2.8.1	Display	14	
2.9	Die Photodioden	16	
3	DEMONSTRATIONEN UND MESSUNGEN	17	
3.1	Messung der Lebensdauer des angeregten Niveaus	17	
3.2	Fluoreszenzspektrum	18	
3.3	Justage des Pr:YLF Lasers	19	
3.3.1	Mit dem Visualisierungsschirm	19	
3.3.2	Justage mit dem Kameramodul	20	
3.4	Messung von Laserleistung, Slope efficiency, Schwelle	21	
3.5	Dynamische Messungen, Spiking	22	
3.6	Messung der Polarisation - Gesetz von Malus	23	
3.7	Demonstration transversaler Moden	24	
3.8	Wellenlängenwechsel durch Spiegelwechsel	25	
3.9	Beobachtung Rayleigh-Streuung und deren Polarisationsabhängigkeit mittels Polfilter	25	
3.10	Bestimmen der Laserwellenlänge durch Beugung am Gitter – Filterbox, Kamera, cw-Betrieb,	25	
3.10.1	Auslesen von Bilddaten	26	

1 Theorieteil – Kompendium zu wichtigen Grundlagen

1.1 Zum Einstieg etwas zur Historie

Einsteins Arbeiten von 1917 über die Absorption und Emission von Licht legten den theoretischen Grundstein für die spätere Entwicklung von MASER und LASER, da neben der spontanen Emission die Möglichkeit der stimulierten Emission beschrieben wurde. So entstand 1954 der Ammoniak-Maser-Oszillator (Townes, Gordon, Zeiger). Die von ihnen dann 1958 entwickelte Theorie für optische Frequenzen zeigte die Möglichkeit auf, mittels stimulierter Emission in einem nun optischen Resonator kohärentes Licht zu erzeugen. Theodore Maiman präsentierte 1960 den allerersten Laseroszillator mit einem blitzlampengepumpten Rubinkristall. Im gleichen Jahr folgte der von Javan und Bennet entwickelte Gaslaser (He-Ne Laser). Basov baute bereits 1962 den ersten Halbleiter-Injektionslaser (Diodenlaser).

1.2 Drei Voraussetzungen für Laseroszillation

Um Laserstrahlung zu erzeugen werden mehrere Dinge benötigt:

- ein **aktives Material** in dem Lichtverstärkung durch stimulierte Emission möglich ist. Dazu muss dort eine **Besetzungsinversion** erzeugt werden. Diese setzt mindestens ein drittes, metastabiles elektronisches Niveau mit einer langen Lebensdauer voraus, das bei Anregung des aktiven Materials effektiv - also sehr schnell bzw. mit einer großen Rate – befüllt werden kann. Daher kommen nur bestimmte Materialien in Frage.
- ein **Pumpprozess** mit dem das aktive Medium angeregt wird. Das kann optisch (Festkörperlaser, Farbstofflaser), elektrisch (Injektionslaser) oder z.B. auch durch einen chemischen Prozess (Excimerlaser) erfolgen.
- ein **Laserresonator**, der das in einer bestimmten Richtung emittierte Licht so in das aktive und angeregte Verstärkermedium rückkoppelt, dass es dort immer wieder durchläuft und dabei jeweils durch die stimulierte Emission weiter verstärkt wird. Wie bei einer akustischen Rückkopplung zwischen Lautsprecher und Mikrofon bei einem Verstärker beginnt das System dann mit seinen Eigenfrequenzen zu oszillieren. Der Laserresonator besteht aus zwei dielektrischen Spiegeln mit sehr hohem Reflexionsgrad (99,9 % und der Auskoppelspiegel mit nur 98 bis 99%) für die Wellenlänge des Laserlichts.

1.3 Unterschied zwischen Drei- und Vier-Niveau-Laser

Geeignete aktive Materialien für Festkörperlaser sind z.B. Chrom (Rubin-Laser) oder seltene Erden, wie Neodym (Nd), Praseodym (Pr), ... (z.B. Nd:YAG- oder Pr:YLF-Laser). Diese Atome bzw. Ionen werden in transparente Kristallgitter in so geringer Konzentration (ca. 0,05 Gew.%) eingebaut, dass sie dort nahezu vereinzelt vorliegen und eine Wechselwirkung zwischen ihnen nur durch das Licht möglich ist. Dadurch entsteht eine scharfe atomare Emission. Während der Rubin-Laser mit einem Chrom dotierter Saphirkristall $\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ ein Drei-Niveau Laser ist, sind der Nd:YAG Laser (Yttrium Aluminium Granat)

und der Pr:YLF (Yttrium Lithiumfluorid) Vier-Niveau Laser.

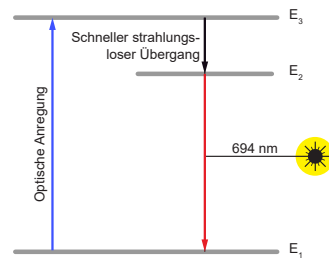


Abb. 1: Rubin Laser

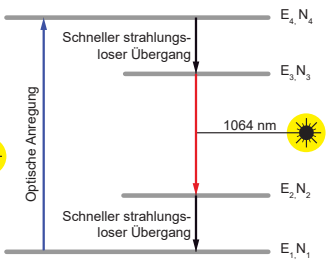


Abb. 2: Nd:YAG Laser

Schematische Darstellung des Drei-Niveau Energieniveauschemas des Rubin-Lasers und des Vier-Niveau Schemas vom Nd:YAG-Laser

Bei beiden sorgt ein strahlungsloser Übergang, der wesentlich schneller als die Lebensdauer der Elektronen von ca. 10 ns im Pumpniveau ist, für die sofortige Entleerung des Pumpniveaus in das metastabile Niveau, also in das obere Laserniveau. Ein ebenso schneller strahlungsloser Übergang entleert beim Vier-Niveau Laser stets das untere Laserniveau. Dadurch ist eine Besetzungsinversion zwischen oberem und unterem Laserniveau beim Vier-Niveau Laser einfacher zu erzeugen als bei einem Drei-Niveau-Laser, bei dem das untere Laserniveau mit dem Grundzustand identisch ist.

1.4 Linienvielfalt der Fluoreszenz des Pr:YLF Kristalls

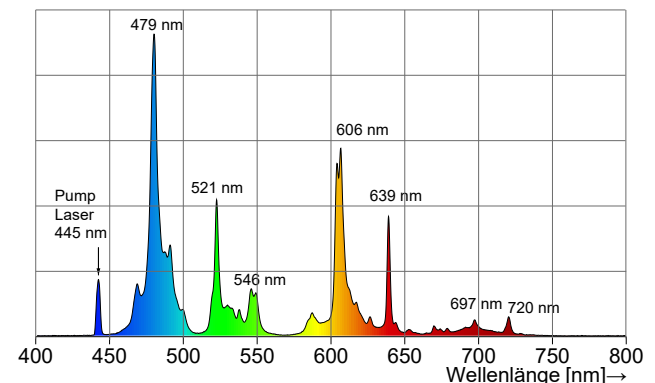


Abb. 3: Fluoreszenzspektrum eines Pr:YLF Kristalls

In Abb. 3 ist das Fluoreszenzspektrum eines Praseodym YLF Kristalls bei Anregung mit blauem Licht einer 445 nm Laserdiode gezeigt mit den Linien bei 479 nm, 521 nm, 546 nm, 606 nm, 639 nm und 697 nm. Nimmt man die beim Laserbetrieb hinzukommende blaue Pumpstrahlung bei 445 nm noch hinzu, hat man mit dem Pr:YLF Laser im Viellinienbetrieb einen Kandidaten für einen Weißlichtlaser.

Wellenlänge (nm)	Übergang	Wirkungsquerschnitt 10^{-19} cm^2
479	$^3\text{P}_0 \rightarrow ^3\text{H}_4$	1.9
523	$^3\text{P}_1 \rightarrow ^3\text{H}_5$	0.3
607	$^3\text{P}_0 \rightarrow ^3\text{H}_6$	1.4
639	$^3\text{P}_0 \rightarrow ^3\text{F}_2$	2.2
698	$^3\text{P}_0 \rightarrow ^3\text{F}_2$	0.5
721	$^3\text{P}_0 \rightarrow ^3\text{F}_4$	0.9

Table 1: Cross section of the main lines and their transitions taken from reference 4

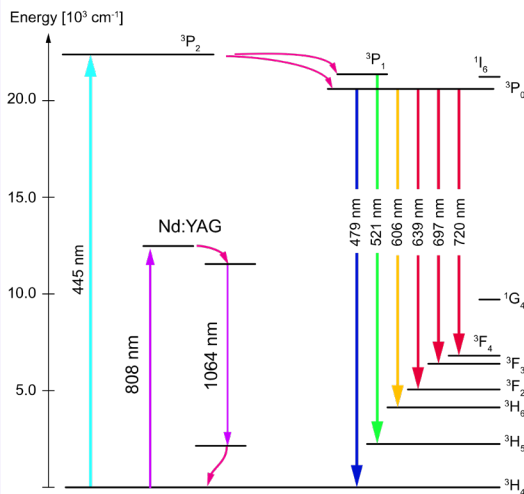


Abb. 4: Energieniveauschema von Pr:YLF und von Nd:YAG

Während der Nd:YAG Laser nur eine Wellenlänge im Infraroten Spektralbereich besitzt, die häufig mit nichtlinear optischen Kristallen zu 532 nm und zu 355 nm verdoppelt bzw. verdreifacht wird, besitzt der Pr:YLF Laser mehrere Linien im sichtbaren Bereich, die sich zum Vier-Niveau Laserbetrieb eignen. Das sind die Linien bei 521 nm (grün), 606 nm (orange), 639 nm (rot) und 697 nm (rot).

Die Laserstrahlung ist aufgrund der Kristallgeometrie (einschiger Kristall) linear polarisiert. Zu beachten ist, dass die grüne Linie (521 nm) von einem anderen oberen Laserniveau ausgeht als die orangene und die rote Linie und deshalb eine um 90° gedrehte Polarisationsrichtung besitzt.

1.5 Quantenhafte Übergänge

1.5.1 von Bohr bis Einstein – Absorption, spontane und stimulierte Emission – Einstein Koeffizienten

Elektronen besitzen gequantelte Energien, also nur diskrete erlaubte Energiezustände, die als Energieniveaus bezeichnet werden. Im klassischen Bohrschen Atommodell entsprechen diese Energiezustände Kreisbahnen mit verschiedenen Radien. Bahnen mit größerem Radius repräsentieren - entsprechend der Gleichsetzung von Radialkraft und Coulombkraft - einen jeweils höheren Energiezustand. Der elektronische Übergang zwischen zwei Bahnen, z.B. zwischen dem Grundzustand n und einem angeregten Zustand m , erfolgt sprunghaft. Dazu muss ein Photon mit der Differenzenergie $h \cdot \nu = E_m - E_n$ absorbiert werden. Das Photon verschwindet und das Elektron geht in den angeregten Zustand m über. Nach seiner Lebensdauer von etwa 10 ns (10^{-8} s) im angeregten Zustand geht das Elektron wieder in den Grundzustand über und gibt dabei ein Photon mit genau dieser Energiedifferenz ab. Das bezeichnet man als spontane Emission eines Photons. Die spontane Übergangswahrscheinlichkeit A_{mn} (Übergänge pro Zeiteinheit) ist der Kehrwert der Lebensdauer.

Hat man viele Atome mit Elektronen im angeregten Zustand, so kann man durch Einstrahlung von Photonen gleicher Frequenz, die im aktiven Medium angeregten Elektronen zum sofortigen Übergang in den Grundzustand stimulieren. Man spricht von stimulierter Emission. Diese kann durch ein spontan emittiertes Photon ausgelöst werden. Die sti-

mulierte Emission ist proportional zur Strahlungsdichte $u(\nu)$ des sie verursachenden eingestrahlten Feldes. Die gesamte Übergangswahrscheinlichkeit in den Grundzustand ist dann $P_{mn} = A_{mn} + u(\nu) \cdot B_{mn}$. Die Phase der stimulierten Strahlung ist gleich der Phase des sie stimulierenden Feldes, somit ist diese Strahlung kohärent. Die Absorptionswahrscheinlichkeit P_{nm} des äußeren Feldes ist proportional zu einem materialtypischen Koeffizienten B_{nm} und zum Strahlungsfeld $u(\nu)$. Die Koeffizienten A_{nm} , B_{nm} und B_{mn} nennt man Einstein-Koeffizienten.

1.5.2 Besetzungszahlen, spontane und stimulierte Emission

Im thermischen Gleichgewicht gilt für ein System mit den Energieniveaus E_1 (Grundzustand) und E_2 (angeregter Zustand) mit den Besetzungszahlen und die Boltzmann-Relation

$$N_2 = N_1 \cdot e^{-(E_2-E_1)/kT} = N_1 \cdot e^{-h\nu/kT}$$

Mit den Besetzungszahlen ist die Elektronendichte in den jeweiligen Zuständen gemeint.

Da sich Absorption, diese ist proportional zu N_1 , und (spontane plus stimulierte) Emission, diese sind proportional zu N_2 , im thermischen Gleichgewicht die Waage halten gilt

$$B_{12} \cdot N_1 \cdot u(\nu) = A_{21} \cdot N_2 + B_{21} \cdot N_2 \cdot u(\nu).$$

Löst man die Gleichung nach der Strahlungsdichte $u(\nu)$ auf und setzt N_2 gemäß der Boltzmann-Relation ein, so ergeben sich nach dem von Einstein erstmals durchgeführten Koeffizientenvergleich mit der Planck'schen Strahlungsformel einerseits $B_{21}=B_{12}=B$ und andererseits das Verhältnis

$$\frac{A_{21}}{B} = \frac{8\pi h \nu^2}{c^2}.$$

Daraus folgt dann das Verhältnis von spontaner Emission (inkohärente Strahlung) und stimulierter Emission (kohärente Strahlung) zu

$$\frac{A_{21}}{B \cdot u(\nu)} = e^{h\nu/kT} - 1.$$

Für optische Frequenzen bei Zimmertemperatur ist die spontane Emission etwa 10^{38} mal intensiver. Bei längeren Wellenlängen wird das Verhältnis für die stimulierte Emission viel günstiger und wird bei 70 μm ungefähr Eins. Deshalb versteht man gut, dass erst der MASER (Microwave Amplification ...) und später erst der LASER entwickelt wurde.

Um einen Laser zu betreiben muss die Besetzung im oberen Laserniveau größer sein als im unteren Niveau. Das erfordert einen Nicht-Gleichgewichtszustand, der als Besetzungsinversion bezeichnet wird und nur mit einem zusätzlichen metastabilen Niveau als oberes Laserniveau erreicht werden kann. Eine Besetzungsinversion ist mit weniger Pumpaufwand beim Vier-Niveau-Laser zu erzeugen, als unteres Laserniveau ein weiteres Niveau vorhanden ist, das stets schnell entleert wird.

1.6 Optischer Resonator und Axialmoden

Das aktive Medium im Nicht-Gleichgewichtszustand wirkt als optischer Verstärker, der mittels der spontan emittierten Photonen weitere angeregte Atome zur kohärenten Emission - allerdings in zufällige Richtungen - stimuliert. Dieser Verstärker allein reicht nicht aus, um Laseremission

zu erzeugen. Es wird ein Rückkopplungsmechanismus mit Filter benötigt, um einen Oszillator für die gewünschte Frequenz zu erhalten. Die notwendige Rückkopplung wird durch den optischen Resonator – auch Kavität genannt – realisiert. Der Resonator besteht aus zwei Spiegeln, die die stimulierte Strahlung in einer ausgewählten Richtung immer wieder hin und zurück durch das aktive Medium senden, wodurch sie weiter verstärkt wird. Am Auskoppelspiegel wird ein gewisser Anteil (ca. 1 bis 2 %) als nutzbarer Laserstrahl transmittiert.

Zwischen den zwei Spiegeln im festen Abstand zueinander – auch Fabry-Perot-Interferometer genannt – können nur stehenden Wellen existieren, deren Knoten sich an den Spiegeln befinden. Der Spiegelabstand muss also einer halben Wellenlänge oder ganzzahligen Vielfachen der halben

Wellenlänge entsprechen: $L = n \cdot \frac{\lambda_n}{2}$. Für die möglichen Resonanz- (oder Eigen-) Frequenzen, die axiale oder auch longitudinale Resonatormoden genannt werden, gilt dann

$$\nu_n = \frac{c}{n^* \cdot 2 \cdot L}$$

mit n^* als Brechungsindex des Mediums zwischen den Spiegeln.

Da die Lichtwellenlänge sehr klein gegenüber der Resonatorlänge ist, ist die Ordnungszahl n eine sehr große Zahl. Interessant ist daher nur der Frequenzabstand $\Delta\nu$ benachbarter axialer Moden

$$\Delta\nu = \frac{c}{2 \cdot n^* \cdot L}$$

Für unseren Experimental-Laser ($L \approx 5$ cm, $n^* \approx 1$) ergibt sich ein axialer Modenabstand von 3 GHz. Das ist jedoch nur messbar mit schneller Photodiode und Frequenzanalysator oder mit einem FP-Etalon.

1.7 Linienbreiten, Verstärkungsprofil und Resonatormoden, wie monochromatisch ist ein Laser?

Trotz quantenhafter Übergänge sind Spektrallinien nicht scharf. Die sogenannte homogene oder natürliche Linienbreite (Halbwertsbreite der Linie) folgt aus der Unschärferelation $\Delta E \cdot \Delta t = \frac{\Delta E}{\Delta\nu} \approx h$, wobei $\Delta\nu$ die Frequenzunschärfe bedeutet.

Aus der Lebensdauer angeregter Zustände folgt

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \approx 10^{-8}$$

Einer Wellenlänge von 521 nm entspricht eine Lichtfrequenz von 575,8 THz. Daraus ergibt sich eine Frequenzunschärfe von 5,7 MHz.

Weitere Prozesse wie Verweildauer der Photonen im Resonator (Resonatorabklingzeit), Anzahl der Moden im Verstärkungsprofil des aktiven Mediums und Ausgangs-

leistung beeinflussen die tatsächliche spektrale Laserlinienbreite.

Das Verstärkungsprofil von Festkörperlaser liegt im Bereich von 300 bis 500 GHz, das entspricht einer Halbwertsbreite der Linie von 0,5 bis zu 1 nm. Daher können etliche Eigenfrequenzen des Resonators (Axialmoden) mit ihrem Frequenzabstand von 3 GHz vom aktiven Medium verstärkt werden. Hinzu kommen die später noch näher zu diskutierenden nichtaxialen Moden, die hochenergetisch in geringem Abstand neben den Axialmoden liegen. Dadurch enthält der Laserstrahl etliche verschiedene Frequenzen. Wenn exakt nur eine Axialmoden verstärkt wird, ist die Strahlung monochromatisch. Dazu muss der Frequenzabstand der Axialmoden $\Delta\nu$ größer als die Breite des Verstärkungsprofils sein.

1.8 Resonatorgüte und sein Auflösungsvermögen

Die Güte eines Resonators hängt von seinen Verlusten ab, also davon, wie viel Energie pro Schwingungsperiode der Resonatorfrequenz den Resonator verlässt. Der wesentliche Verlust ergibt sich aus der Transmission T des Auskoppelspiegels. Aus der Güte

$$Q = \frac{2\pi\nu_R L}{c \cdot T} = \frac{\nu_R}{\Delta\nu_R}$$

ergibt sich das Auflösungsvermögen des Resonators $\Delta\nu_R$. Für unseren Laser mit 1% Spiegel-Transmission, Wellenlänge 521 nm und einer Resonatorlänge von ca. 0,05 m ergibt sich $\Delta\nu_R = 9.5$ MHz.

Damit ist der Axial-Modenabstand von 3 GHz sehr gut beobachtbar.

1.9 Resonatoren, Stabilität, Gaussmoden

Es gibt verschiedene Arten von Resonatoren mit entsprechend unterschiedlichen Stabilitätsbereichen [3]. Hier seien folgende genannt:

- Resonator mit zwei plan-parallelen Spiegeln (sehr schwer justierbar),
- konfokaler Resonator mit zwei konkaven Spiegeln mit identischen Spiegelradien R und den Brennpunkten entsprechend jeweils bei $R/2$ und einer stabilen Resonatorlänge von $L < 2R$.
- symmetrischer konzentrischer Resonator als Sonderfall des konfokalen Resonators, bei dem beide Spiegeloberflächen auf einer Kugeloberfläche liegen und in der Mitte ein beugungsbegrenzter Punkt entsteht (stabil für $L \leq 2R$).
- unsymmetrischer konzentrischer Resonator bestehend aus einem konkaven und einem ebenen Spiegel, stabil für $L < 2R$. Hier wird die Hälfte des konzentrischen Resonators durch sein Spiegelbild, das am ebenen Spiegel entsteht, ersetzt.

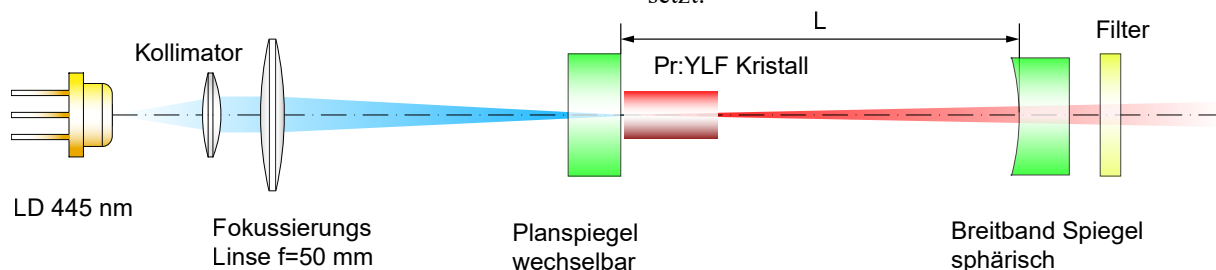


Abb. 5: Unsymmetrisch konzentrischer Resonator

Bei den beiden Klasse 1 Experimentallasern, sowohl beim Pr:YLF als auch beim Rubin Laser, wird der semi-konzentrische Resonator (Abb. 5) verwendet. Das ist von außen daran zu erkennen, dass der jeweilige Laserkristall gleich neben dem ebenen Einkoppelspiegel angeordnet ist. Beide Spiegel sind dielektrische Spiegel, die jeweils aus mehreren, auf das Spiegelglas aufgetragenen dielektrischen Schichten bestehen. Die Schichtdicken und deren Brechungsindizes sind so berechnet, dass durch Mehrfach-Interferenzen die gewünschten spektralen Transmissions- und Reflexionseigenschaften entstehen.

So ist der Einkoppelspiegel immer für die jeweilige Pumpstrahlung des Diodenlasers transparent, aber nur für die gewünschte Laseremissionslinie mit $R=99,9\%$ hochreflektierend. Der breitbandige Auskoppelspiegel reflektiert alle Wellenlängen mit $R=99\%$. Hinter dem Auskoppelspiegel befindet sich ein zusätzliches Filter, das eventuelle Restpumpstrahlung absorbiert.

Die Laser-Strahlgeometrie wird durch Krümmung und Abstand der Spiegel festgelegt. Die Axialmoden haben einen gaußförmigen Strahlquerschnitt gemäß

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

wobei r der Abstand von der Achse und w der Strahlquerschnitt sind. Der minimale Strahlquerschnitt, die Strahltaille, befindet sich beim konzentrischen Resonator in der Mitte und hier beim semi-konzentrischen Resonator am Einkoppelspiegel (siehe Bild oben).

Im Experiment kann die Gauß-Form der Axialmode (auch TEM_{00} genannt) mittels Kamera und Raspberry-PI überprüft, aufgezeichnet und mittels spezieller Software angepasst werden.

1.10 Selektiver Resonator

Spiegel für optische Resonatoren sind dielektrische Spiegel, die im Vergleich zu Metallspiegeln kein Licht absorbieren, sondern durch konstruktive und destruktive Interferenzeffekte Licht der gewünschten Wellenlängen reflektieren und andere Wellenlängen transmittieren. Dazu werden mehrere dielektrische Schichten unterschiedlicher Brechungsindizes und Dicken berechnet und dann z.B. auf Quarzglas aufgebracht. Schaut man z.B. durch einen gelb reflektierenden Spiegel, so wird man in Transmission blaues Licht sehen. Damit kann man Resonatoren bauen, die selektiv nur für bestimmte Wellenlängen funktionieren, also nur diese verstärken.

Man kann also mit der Auswahl der Resonatorspiegel festlegen, mit welcher Fluoreszenzlinie des Pr:YLF Kristalls Laserbetrieb stattfindet. Beim Pr:YLF Klasse 1 Experimentallaser wurde ein semikonfokaler Resonator verwendet, dessen gekrümmter Auskoppelspiegel breitbandig im sichtbaren Bereich alle Wellenlängen zu 99% reflektiert. Die Wellenlängenselektion übernimmt daher der planare Spiegel. Diese sind transparent für die Pumpwellenlänge 445 nm, die den Laserkristall erreichen muss, aber sie sind hochreflektierend für die jeweilige gewünschte Laserwellenlänge. Der Pr:YLF Kristall sieht zwar bei Anregung weiß aus, da er auf allen Linien fluoresziert, im Resonator wird jedoch nur die durch die Spiegelwahl selektierte Linie zur Laserlinie verstärkt.

Generell können für selektive Resonatoren anstelle eines Spiegels auch ein Littrow-Prisma (Argon-Laser), ein Gitter (Farbstofflaser) oder ein doppelbrechendes Lyot-Filter

(Farbstofflaser, He-Ne Laser) verwendet werden. Bei Verwendung von zwei breitbandig reflektierenden Spiegeln kann dennoch kein Viellinien-Laserbetrieb, wie z.B. beim Argon Laser, realisiert werden, weil bis auf die grüne Linie alle anderen ein gemeinsames Ausgangsniveau haben. Es wird wegen der homogenen Verbreiterung nur die starke rote Linie bei 648 nm oszillieren.

1.11 TEM-Moden (nichtaxiale oder transversal elektro-magnetische Moden)

Da der im Resonator entstehende Laserstrahl auch eine laterale Ausdehnung hat, treten insbesondere mit zunehmender Leistung und bei nicht optimaler Resonatorjustierung nichtaxiale Moden auf, die als TEM-Moden bezeichnet werden. Die Ursache ist, dass die Phase der Lichtwelle nicht mehr über der ganzen Spiegelfläche konstant ist. Die Phase wechselt in verschiedenen Gebieten der Spiegelflächen, so dass mehrere Strahlenbündel im Laserstrahl vorhanden sind. Für die Resonanzfrequenzen dieser Moden gilt bei runden Spiegeln (Radius r)

$$f_{n,m,l} = c \cdot \sqrt{\left(\frac{n}{2L}\right)^2 + \left(\frac{X_{m,l}}{2\pi r_s}\right)^2}$$

Unter $X_{m,l}$ versteht man die l -te Nullstelle der Besselfunktion m -ter Ordnung. Die TEM-Moden liegen also hochenergetisch mit geringem Frequenzabstand, der von m und l abhängt und mit zunehmendem w wächst, jeweils neben den Axialmoden. Da deren Ordnungszahlen n sehr groß sind, gibt man diese bei den TEM-Moden nicht mit an.

In Abhängigkeit von der Geometrie des Laserstrahls (rund, rechteckig, zylindrisch, elliptisch), die sich u.a. aus der Form der Spiegel, dem Anregungsfleck und anderen Elementen, wie z.B. Brewsterfenstern bei Gaslasern, ergeben, unterscheidet man verschiedene Formen von TEM-Moden.

Im Experiment kann man die Strahlgeometrie und damit die Anzahl der Strahlbündel durch die Resonatorjustage beeinflussen und mit etwas Fingerspitzengefühl verschiedenste TEM-Modenbilder realisieren. Diese kann man besonders gut in der Nähe der Laserschwelle und bei weniger stabilem Resonator, also bei etwas verlängertem Resonator beobachten.

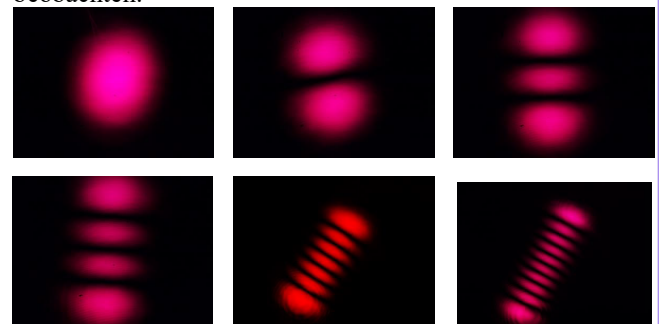


Abb. 6: Hermite-Gauß Moden (rechteckig)

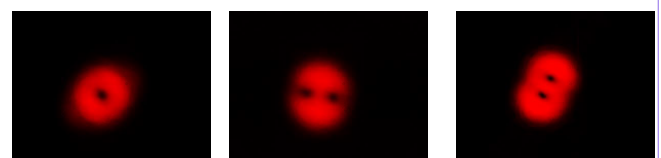


Abb. 7: Laguerre-Gauß Moden (zylindrisch)

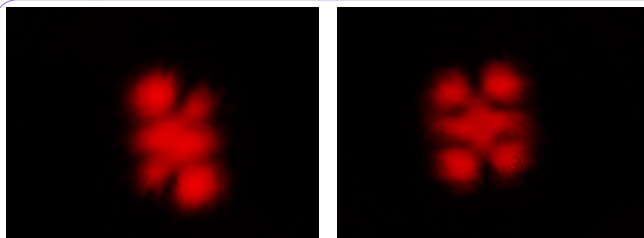


Abb. 8: Ince-Gauß Moden (elliptisch)

1.12 Spiking, Kohärenz und Interferenz, Kohärenzlänge

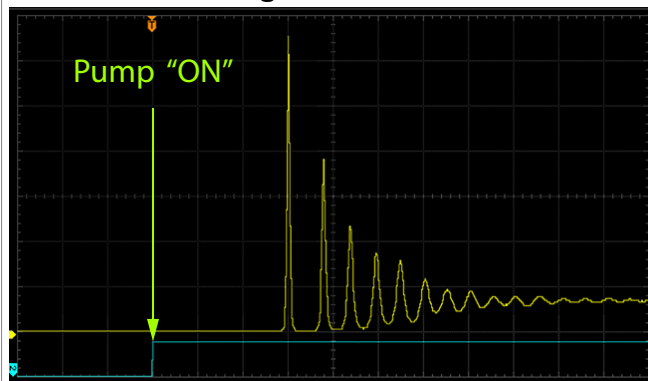


Abb. 9: Einschaltverhalten des Pr:YLF Lasers

Wird der Pr:YLF Laser gepulst gepumpt, so beobachtet man, dass der Laserprozess verzögert nach Beginn des Pumpimpulses einsetzt. Zeitlich aufgelöst sieht man, dass die Laserstrahlung anfangs aus einer Reihe von sogenannten „Spikes“ (Lichtblitzen) besteht (Abb. 9).

Interferenz setzt kohärente Wellenzüge voraus, die sich konstruktiv oder destruktiv überlagern. Man spricht von räumlicher Kohärenz, wenn die Strahlung vom gleichen Punkt ausgeht. Hinzu kommt, dass die quantenhaften Emissionsakte zeitlich begrenzt sind. Somit haben die einzelnen (photonenhaften) Wellenzüge eine begrenzte Länge und sind daher nur innerhalb einer Kohärenzzeit interferenzfähig. So ist bei klassischen Lichtquellen zwar Interferenz an dünnen Ölschichten auf Wasser beobachtbar, aber auf Grund ihrer Dicker nicht mehr an einer planparallelen Fensterscheibe. Kohärenzlänge und Kohärenzzeit hängen wie folgt zusammen:

$$\Delta l = c \cdot \Delta t = \frac{c}{\nu}$$

Daraus folgt, dass die Kohärenzlänge beim gepulst gepumpten Laser von der Spikedauer abhängt. Die Spikes sind anfangs mehr oder weniger unregelmäßig und stammen z.T. auch aus verschiedenen Stellen des Laserkristalls. Dauerstrich- (cw-) Laser haben wegen der stimulierten, gleichphasigen Emission wesentlich größere Kohärenzlängen.

1.13 Lebensdauermessung des metastabilen Niveaus - Exponentielles Ab- und Anklingen

Um die Lebensdauer τ des metastabilen Laserausgangsniveaus Niveaus im Pr:YLF zu messen, muss das Zeitverhalten der Fluoreszenz ohne Laserbetrieb untersucht werden. Die Anregung der Pr:YLF-Fluoreszenz erfolgt mit Rechteckimpulsen. Jeweils nach Abschalten der Anregung (nach Ende des jeweiligen Rechteckimpulses) entleert sich das metastabile Niveau E_3 mit der Zeitkonstanten $1/\tau$. Die

Bilanzgleichung nach abgeschalteter Intensität (also nach Pumpimpulsende) lautet:

$$\frac{dN_3}{dt} = -\frac{N_3}{\tau}$$

Trennung der Variablen:
$$\frac{dN_3(t)}{N_3(t)} = -\frac{1}{\tau}$$

Lösung:
$$N_3(t) = N_{30} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

Halbwertszeit:
$$\int_{N_3}^{\frac{1}{2}N_3} \frac{dN_3(t)}{N_3(t)} = \int_0^{t_{HWZ}} \left(-\frac{1}{\tau}\right) dt$$

$$\ln(N_3/2) - \ln(N_3) = -\frac{1}{\tau} t_{HWZ} \text{ bzw. } 0,69\tau = t_{HWZ}$$

Der Zeitpunkt, an dem die Besetzungsdichte bzw. die Fluoreszenzintensität auf die Hälfte gefallen ist, heißt Halbwertszeit. Daraus kann die Zeitkonstante der Exponentialfunktion und damit die Lebensdauer des metastabilen Laserniveaus E_3 sofort berechnet werden.

Ebenso kann das Anklingen der E_3 -Besetzung (nach Einsatzflanke des Rechteckpulses) gemessen werden. Dieser Prozess ist analog dem Aufladen eines Kondensators. Die Lösung ist durch die Funktion

$$N_3(t) = N_{30} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right)$$

gegeben, wobei N_{30} die durch die Pumpintensität und Impulslänge maximal erzeugbare Besetzungsdichte im Zustand E_3 ist. Da das Material hier nicht zum Lasern gebracht wird, sondern nur bei geringer Anregungsintensität dessen Fluoreszenz untersucht wird, gilt $N_3 \ll N_1$, so dass die Entleerung von N_1 nicht berücksichtigt werden muss. Es sind also gleiche Zeitkonstanten beim An- und Abklingen der Fluoreszenz zu beobachten.

1.14 Bilanzgleichungen – mindestens drei Niveaus für Besetzungsinversion

Im einem Zweiniveausystem ist maximal fast nur eine Gleichbesetzung zu erreichen. Die Bilanzgleichung enthält Absorption, stimulierte Emission (proportional zum Einstein Koeffizienten B und zum Pump-Strahlungsfeld (Intensität) sowie die spontane Emission.

$$\frac{dN_1}{dt} = -\frac{dN_2}{dt} = -B(N_2 - N_1)I + A_{21}N_2$$

Eine anschauliche Begründung möge dafür ausreichen: Sobald die Hälfte aller Elektronen im oberen Niveau ist, sind die von der Besetzungsdichte des jeweiligen Zustands abhängigen Wahrscheinlichkeiten für Absorption ($1 \rightarrow 2$) und stimulierte Emission ($2 \rightarrow 1$) gleich groß. Die Besetzung des angeregten Zustands wird zusätzlich durch die spontane Emission reduziert, so dass nicht mal der Fall gleicher Besetzungsdichten erreicht werden kann.

Für eine Besetzungsinversion ist mindestens ein Drei-Niveausystem notwendig. Eine schnelle, strahlungslose Entleerung des durch Pumpstrahlung angeregten Niveaus E_2 in ein metastabiles (langlebiges) Niveau E_3 erfolgt im Bereich von Picosekunden. Dann spielt der Konkurrenzprozess, Entleerung von E_2 nach E_1 durch stimulierte und spontane Emission keine Rolle mehr. Die Besetzungsdichte im Zustand E_3 steigt dann gegenüber dem durch Pumpen leerer werdenden Zustand E_1 . So kann eine Besetzungsinversion $N_3 > N_1$ erreicht werden. Der Laserübergang findet dann zwischen den Niveaus E_3 und E_1 ($3 \rightarrow 1$) statt.

Da der Zustand E_2 sofort in den Zustand E_3 entleert wird, da-

mit also $N \approx N_1 + N_3$ ist, gilt

$$\frac{dN_3}{dt} = -\frac{dN_1}{dt} = BIN_1 - \frac{N_3}{\tau}.$$

Im Gegensatz zum Zwei-Niveausystem fehlt hier jetzt in der Bilanzgleichung die stimulierte Emission durch den Pumpvorgang, also von E_2 nach E_1 . Ein Umschreiben mit $\Delta N = N_1 - N_3$ und mit N sowie die Suche nach einem Minimum von ΔN liefert letztendlich im Gegensatz zum Zwei-Niveausystem

$$\Delta N = N \frac{1 - I/I_s}{1 + I/I_s},$$

so dass nun oberhalb einer Sättigungsintensität I_s eine Besetzungsinversion erreichbar ist.

Literatur

1. [1] W. Luhs and B. Wellegehausen, "Diode pumped cw ruby laser," OSA Continuum 2, 184-191 (2019)
2. [2] W. Luhs et al. , (2021) J. Phys. Commun. 5, 085 012
3. [3] J. Eichler, H.J. Eichler, Laser - Bauformen, Strahlführung, Anwendungen, Springer-Verlag, 7.Auflage 2020
4. Nils-Owe Hansen, "Praseodymium-doped Fluorides for Compact Solid-State Lasers in the Visible Spectral Range", Dissertation, Fachbereich Physik der Universität Hamburg, 2012

2 Beschreibung der Komponenten

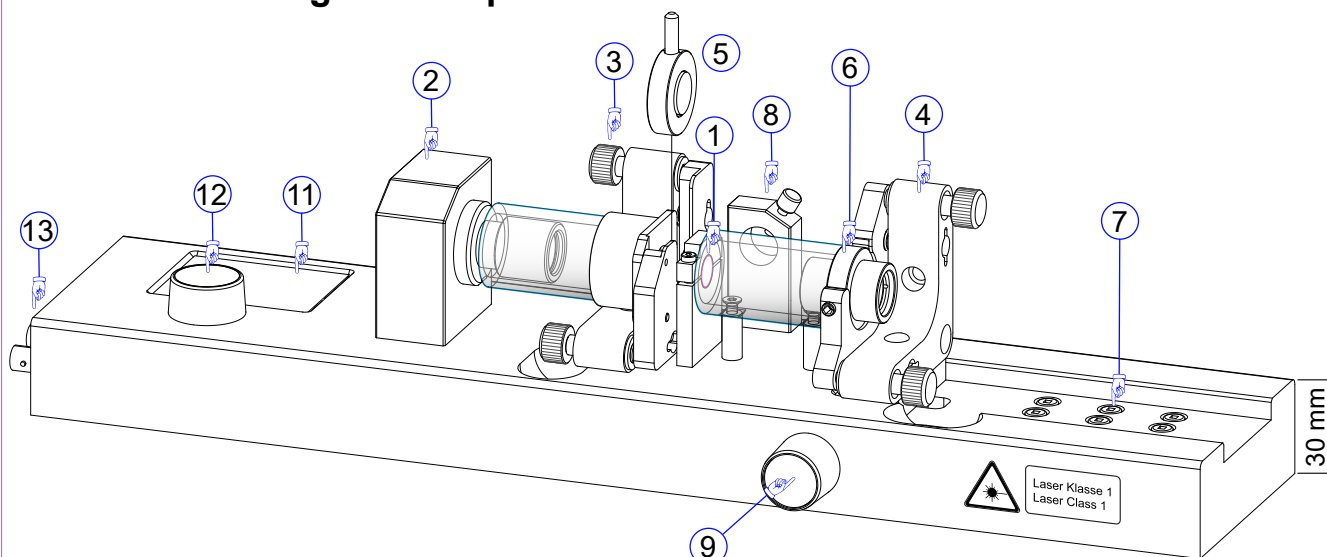


Abb. 10: Der Pr:YLF Experimentallaser Klasse 1-Laser

Der Pr:YLF Experimentallaser ist ein Klasse 1-Laser. Er ist damit ein komplett sicherer Laser und somit in Praktika, Schülerlaboren und gymnasialer Schulausbildung ohne weitere Schutzmaßnahmen, also auch ohne Laserschutzbrille, zum Experimentieren am Laser und mit dem Laser einsetzbar.

Ein Sicherheitskonzept sorgt dafür, dass aus dem Laser und beim Experimentieren mit dem Laser keine Strahlung austreten kann. Wird ein Experimentier-Element falsch gesteckt oder der selektive wirkende Resonatorspiegel (5) entfernt, so schaltet der Laser sofort ab. Die optische Achse verläuft mittig in einem Acrylglasrohr, so dass alles sehr gut beobachtbar ist und keine Gegenstände irgendeiner Art in den Strahlengang gebracht werden können.

Das Gerät ist kompakt und etwa 40 cm lang, die Stromversorgung erfolgt über (USB C) mit einem Power-Delivery Steckernetzteil oder über eine geeignete Powerbank. Der Laser hat einen komplett justierbaren und einen um ca. 6 mm längenverstellbaren Resonator, wobei einer der Spiegelhalter (3) von drei verschiedenen selektiv reflektierenden Spiegeln (5) genutzt werden kann. Die Längenverstellung des Resonators erfolgt durch Verschiebung des breitbandig reflektierenden Auskoppelspiegels entlang der optischen Achse mit einem Drehknopf an der Vorderseite des Basisblocks (9).

Über den Touch-Screen des Displays (11) wird mit Eingabe des Sicherheitscodes die Betriebsbereitschaft hergestellt. Das Menü ist selbsterklärend. Das Menü ist selbsterklärend, wird aber auf Seite XX detailliert beschrieben. Über den Button «Diode Laser» erfolgt die Auswahl zum cw-Laserbetrieb. Danach muss zuerst im Menü der grüne Einschaltbutton betätigt werden, danach wird der gewünschte Strom für den 445 nm Diodenlaser, der den Laserkristall kontinuierlich pumpt, mit dem realen Drehknopf eingestellt. Hier sind bis zu 1400 mA möglich. Mit einem gut justierten Resonator

Der Laser besitzt einen sicheren Experimentierbereich mit drei Slots zum Einstecken der fünf verschiedenen Elemente: (1) Schirm, (2) Photodiode A, (3) Filterbox, (4) Analysator und (5) Kamera.

ist stabiler Laserbetrieb bei den roten Linien ab ca. 350 mA und bei der grünen Linie ab etwa 700 mA möglich. Der aktuelle Stromwert wird im Menü digital angezeigt.

Das Menü gestattet über «Modulation» die Wahl eines modulierten Pumpbetriebes. Hierbei wird der 445 nm-Pump-Diodenlaser mittels Rechteckimpulsen einstellbarer Frequenz betrieben, so dass

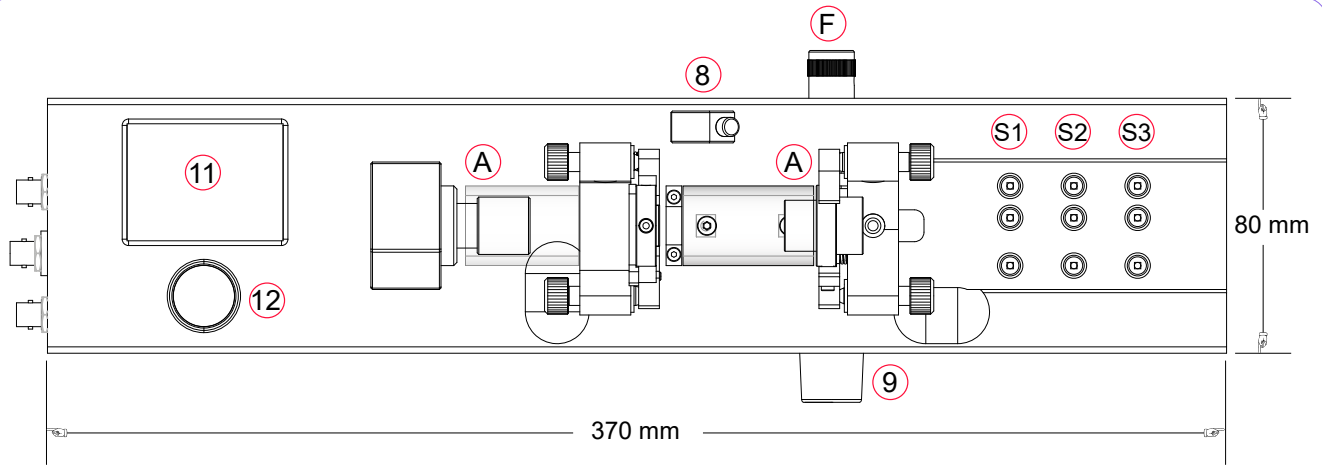
- bei verstimmtem Resonator (ohne Laserbetrieb) die Messung des Zeitverhaltens der Fluoreszenz des metastabilen Niveaus mittels der seitlich einsteckbaren «Photodiode B» möglich ist und
- bei justiertem Resonator, also im Laserbetrieb mit der «Photodiode A» im ersten Steckplatz des Experimentierbereichs der verzögerte Einsatz der Lasertätigkeit, der Initial Spike und das Spiking beobachtbar sind.

Im Menü kann über «Photodiode» die Empfindlichkeit des Photodiodenverstärkers eingestellt werden.

Im Menü wird ebenfalls angezeigt, in welchem Slot welche Experimentierelemente gesteckt sind und ob die jeweilige Kombination sicherheitstechnisch erlaubt oder nicht erlaubt ist. Nicht erlaubte Kombinationen werden im Menü als «falsch» benannt. Die Experimentierelemente sind mittels EPROM codiert und werden somit von der Elektronik identifiziert. Falsches Einstecken, das zur unerwünschten Freisetzung von Laserstrahlung führen könnte, hat das sofortige automatische Abschalten des Lasers zur Folge. Ein Einschalten ist erst nach entsprechender Korrektur der Anordnung der Elemente wieder möglich.

Die in die Spiegelhalterung (3) einsteckbaren wellenlängen-selektiven Planspiegel (5) werden durch Magnetsensoren erkannt. Bei Entfernen des Spiegels aus der Halterung schaltet der Diodenlaser, der die Pumpstrahlung erzeugt, sofort ab.

Eine generelle Notabschaltung des Lasers kann durch Eindrücken des Drehknopfes erreicht werden.



Der Laser besitzt einen sicheren Experimentierbereich mit drei Slots S1, S2 und S3 zum Einstecken der fünf verschiedenen Elemente: (1) Schirm, (2) Photodiode A, (3) Filterbox, (4) Analysator und (5) Kamera. Folgende Kombinationen der Experimentierelemente sind möglich:

- Schirm in Position S1
- Photodiode in Position S1
- Analysator mit Photodiode in Pos. 2
- Filterhalter in Position 2 und Kamera in Position S3

In einen seitlichen Halter (8) können »Photodiode B« oder ein »Lichtwellenleiter« gesteckt werden.

2.1 Elektronik

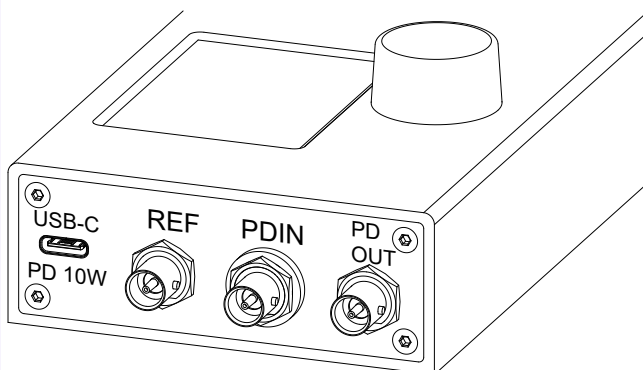


Abb. 11: Die Anschlüsse des RL4000

Die Stromversorgung erfolgt über das mitgelieferte USB-C Steckernetzteil mit der Power Delivery Technology. Die Elektronik des RL4000 fordert von dem USB-C - Netzteil eine Spannung von 9V ab. An der „REF“ BNC - Buchse steht das digitale Signal der Pumplaserdiode zur Verfügung. Ist die Laserdiode eingeschaltet wird ein „High“ Signal anliegen, und im ausgeschalteten Zustand ein „LOW“ Signal. Wird die Laserdiode moduliert, so steht ein entsprechendes TTL Signal zur Verfügung, mit dem ein Oszilloskop getriggert werden kann. Die Photodioden werden mit ihren Mini - BNC Buchsen an dem Eingang „PDIN“ angeschlossen. Die Elektronik des RL4000 konvertiert den Photostrom in eine lineare Spannung, die an dem Ausgang „PDOUT“ zur Verfügung steht.

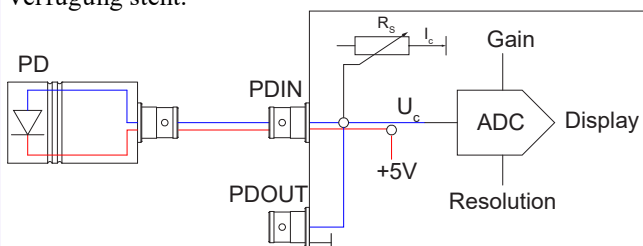
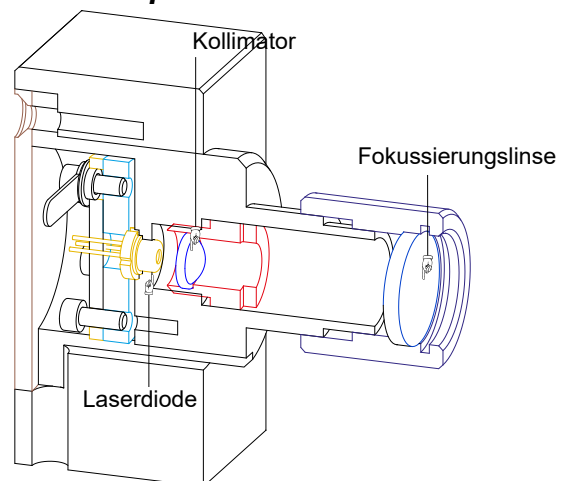


Abb. 12: Photodetektor Schaltung

Die Photodiode (PD) ist in Sperrrichtung an 5V angeschlossen. Der Photostrom fließt durch den Widerstand R_s und erzeugt einen Spannungsabfall U_c , der an der Buchse PDOUT zur Verfügung steht. Gleichzeitig wird die Photospannung U_c von einem Analog / Digital Wandler (ADC) aufbereitet. Der interne Mikroprozessor erlaubt das Einstellen des Shuntwiderstandes als auch die Verstärkung des ADC über das Display.

2.2 Die Pumplaserdiode



Die Laserdiode wird mit einem einstellbaren Strom betrieben, dessen Maximum auf 600 mA begrenzt ist. Das Gehäuse der Laserdiode ist ein TO18 Typ, bei dem der Kühlflansch einen Durchmesser von nur 5.6 mm besitzt. Deshalb ist eine sehr präzise Mechanikhalterung vonnöten, um die entstehende Wärme sicher abzuleiten. Die divergente Strahlung der Laserdiode wird mit einem Kollimator nahezu parallel eingestellt und anschließend mit einer plan-konvexen Linse mit einer Brennweite von 50 mm fokussiert. Die Fokussierungslinse befindet sich in einem einstellbaren Objektiv, so dass der entstehende Fokuspunkt exakt im Pr:YLF Kristall liegt. Diese Einstellungen werden im Werk vorgenommen und können vom Benutzer nicht verändert werden.

2.2.1 Der Resonator

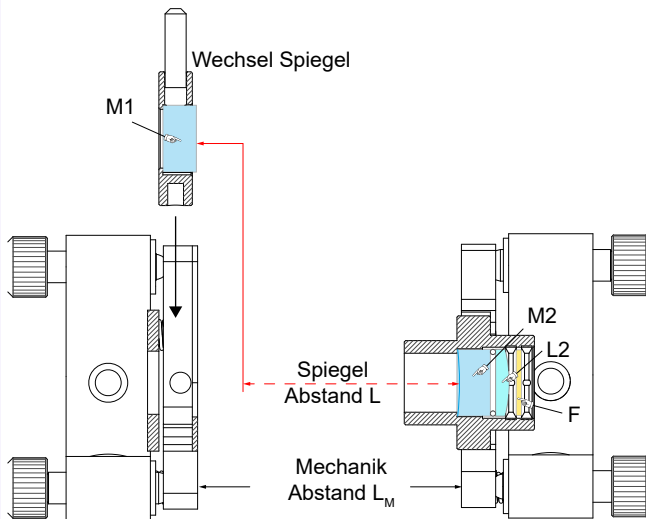
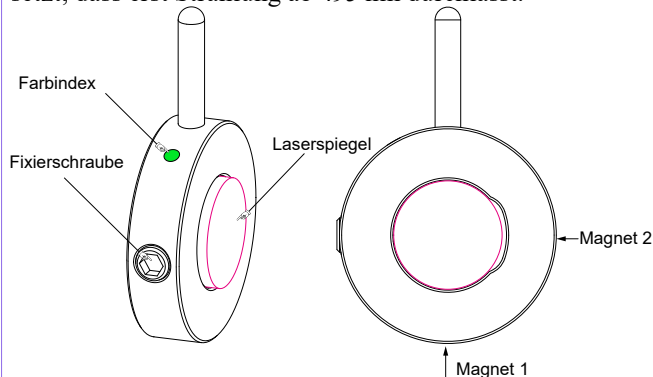


Abb. 13: Resonatoraufbau

Der plane Spiegel M1 hat eine Spiegelschicht, die eine hohe Transmission für die Pumpwellenlänge von 405 nm (>90%) und eine hohe Reflexion (>99.98%) für die jeweilige Pr:YLF Laserwellenlänge hat. Der Spiegel M2 hat einen Krümmungsradius von 50 mm und die Spiegelschicht ist hochreflektierend für die Pumpwellenlänge und hat für die Pr:YLF Laserwellenlängen eine Transmission von 1%. Für den durch den Spiegel transmittierten Laserstrahl wirkt der Spiegel M2 als Zerstreuungslinse mit einer Brennweite von ca. -50 mm und täuscht eine größere Laserdivergenz vor. Deshalb befindet sich direkt hinter dem Spiegel M2 eine plankonvexe Linse (L2) mit einer Brennweite von ebenfalls 50 mm. Zur vollständigen Unterdrückung unerwünschter Restpumpstrahlung ist zusätzlich ein Gelbfilter (F) eingesetzt, dass erst Strahlung ab 495 nm durchlässt.



Für den linken Resonator-Spiegelhalter stehen drei austauschbare, wellenlängenselektive Planspiegel zur Verfügung, um wahlweise den Laserbetrieb mit der grünen, der orangenen oder der roten Linie zu realisieren. Nach Spiegelwechsel muss lediglich marginal nachjustiert werden und evtl. die Stromstärke nachgeregelt werden. Der Planspiegel M1 ist in einem Halter eingesetzt und mit einer Fixierschraube fixiert und kann für Reinigungszwecke aus- und eingebaut werden. Der Halter hat zwei eingebaute radiale permanent Magnete, wobei der Magnet (1) den Spiegel in seiner Lage im Justierhalter definiert und der Magnet (2) dient der Erkennung mit einem Magnetsensor im Justierhalter. Ein Farbindex unterscheidet die Spiegel:

rot	Bedampfung 500 - 700 nm
gelb	selektive Bedampfung für die 608 nm Linie
grün	selektive Bedampfung für die 521 nm Linie

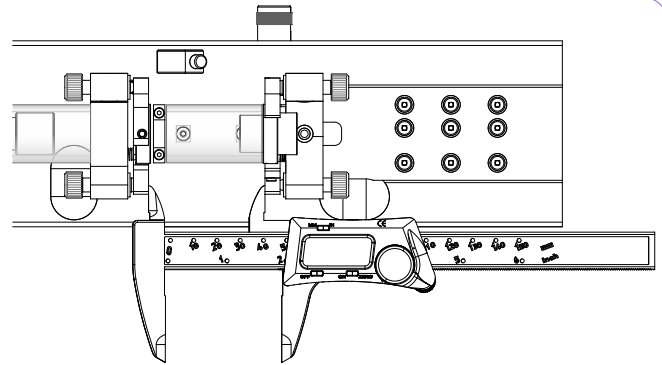


Abb. 14: Messen des mechanischen Abstandes L_M

Zur präzisen Bestimmung des Spiegelabstandes und damit der Resonatorlänge wird ein Messschieber benutzt, mit dem der mechanische Abstand L_M zwischen den Spiegelhaltern ermittelt wird.

Der gesuchte Spiegelabstand L ergibt sich dann zu $L_M - 1$ mm. Wird zum Beispiel L_M zu 51.2 mm ermittelt, so ist der Spiegelabstand $L = 50.2$ mm.

Für die Berechnung der optischen Resonatorlänge L_{opt} muss berücksichtigt werden, dass der Pr:YLF Kristall eine Dicke von 5 mm und einen Brechungsindex von 1.45 hat.

Die optische Resonatorlänge berechnet sich dann zu:

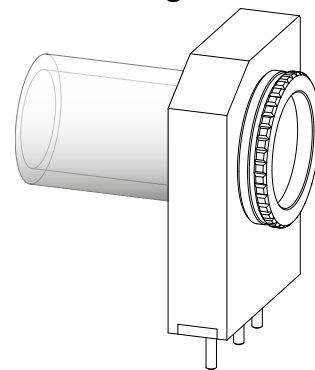
$$L_{opt} = L_{Rubin} \cdot n_{Pr:YLF} + (L - L_{Pr:YLF}) \cdot n_L$$

Mit dem Stabilitätskriterium für den Laser Resonator

$$L_c \leq L_{opt} = 5 \cdot 1.45 + 45 = 52.3 \text{ mm}$$

ergibt sich eine maximale Resonatorlänge für stabilen Laserbetrieb von 52.3 mm. Der Einstellbereich des Resonator des RL4000 ist 49 - 54 mm.

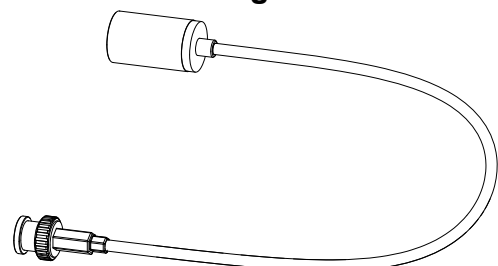
2.3 Der Visualisierungsschirm



Dieses Modul enthält eine transparente Scheibe, auf dem der Laserstrahl oder auch nur dessen Fluoreszenz abgebildet wird. Das Modul gehört auf den ersten Steckplatz und wird als „Schirm“ erkannt.

2.4 Photodetektoren

2.4.1 Für die Messung der Fluoreszenz

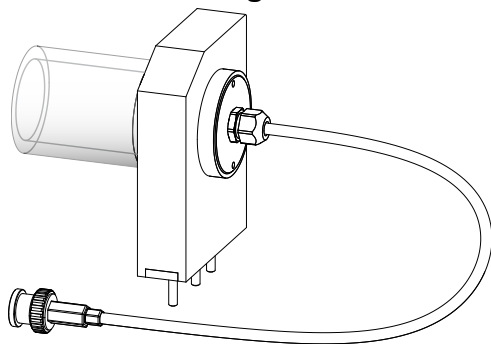


Dieser Photodetektor A ist für die Messung der Fluoreszenz des gepumpten Pr:YLF Kristalles vorgesehen. Der Detektor

wird in die seitliche Detektorhalterung (8) eingeführt und mit der Stellschraube fixiert, siehe Abb. 10. In diese Halterung kann auch, wenn vorhanden, ein Lichtwellenleiter eingesteckt werden, um mit einem Spektrometer das Fluoreszenz-Spektrum aufzunehmen. Beiden Untersuchungen können ohne Laserbetrieb - also ohne justierten Resonator – durchgeführt werden.

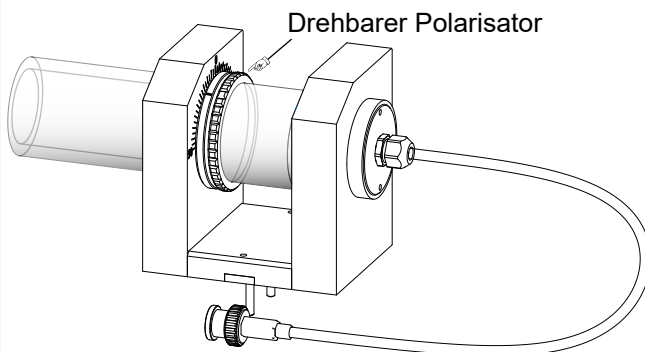
Das BNC Kabel wird mit der „PDIN“ BNC-Buchse verbunden (siehe Abb. 11). Der Verstärker für die Photodiode A, dessen Verstärkungsfaktor im Menü eingestellt werden muss, befindet sich im Basisblock des Lasers. Die Photodiode A ist über ihre BNC-Leitung mit dem Eingang des Verstärkers (Mini-BNC-Buchse seitlich links am Basisblock) zu verbinden. Ebenso befindet sich dort auch die Mini-BNC Buchse des Photodioden-Verstärkerausgangs. Dort können Messgeräte, wie Oszilloskop oder Multimeter angeschlossen werden (Abb. 11).

2.4.2 Für die Messung der Laseremission



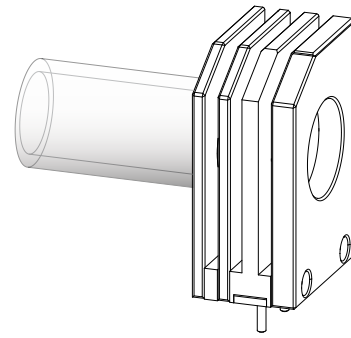
Dieses Photodetektormodul wird in den Steckplatz 1 eingesetzt und ist dafür vorgesehen die Laseremission zu detektieren. Das BNC Kabel wird mit der „PDIN“ BNC-Buchse verbunden (siehe Abb. 11).

2.4.3 Das Polarisationsmodul



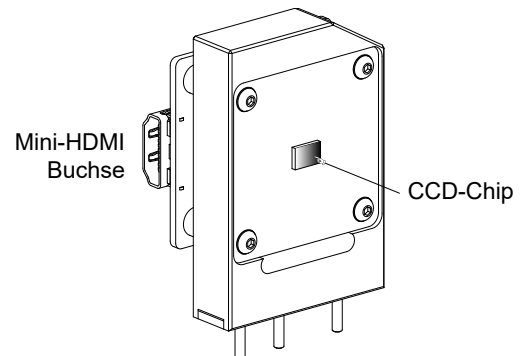
Dieses Modul wird auf dem Steckplatz 2 benutzt. In der vorderen Aufnahmeplatte mit Skala (-90 bis +90°) befindet sich ein drehbarer Polarisator mit einem Skalenstrich. Das BNC Kabel wird mit der „PDIN“ BNC-Buchse verbunden (siehe Abb. 11).

2.5 Die Filterbox



Die Filterbox dient der Aufnahme von 50x50 mm Filtern sowie Diarahmen mit optischen Strukturen. Das Element «Filterbox» besitzt drei Schlitze zum Einschieben von z.B. Neutralfiltern oder optischen Elementen, wie z.B. Gitter,

2.6 Das Kameramodul



Dieses Modul benutzt die Raspberry Pi 12 MP Kamera und sie ist unter anderem für Industrie- und Verbrauchernanwendungen konzipiert wurde und die ein Höchstmaß an visueller Wiedergabetreue und/oder die Integration von Spezialoptiken gestattet. In diesem Experiment wird nur den 12 MP Chip ohne IR-Sperrfilter benutzt.

Technische Daten

- kompatibel mit allen Raspberry Pi Modellen
- Sony IMX477R Sensor (1)
- 12,3 Megapixel Auflösung
- 7,9 mm Sensor-Diagonale
- 1,55 $\mu\text{m} \times 1,55 \mu\text{m}$ Pixelgröße
- 1 m Mini HDMI Kabel für den Anschluss an den Raspberry Pi

Das Kameramodul wird auf dem Steckplatz 3 betrieben und erfordert gleichzeitig das Filtermodul auf Steckplatz 2. Das Modul ist mit einem HDMI Kabel (mini) mit dem Raspberry Pi verbunden, der über einen Bildschirm zur Beobachtung der Fluoreszenzspots, des Lasersspots, der TEM-Moden sowie der Beugungsbilder etc. verfügt. Die Kamera-Software sorgt dafür, dass die Detektor-Empfindlichkeit entsprechend der Lichtintensität automatisch geregelt wird. Somit steht ein großer Dynamikbereich zur Verfügung, der z.B. beim Übergang von der Beobachtung von Fluoreszenzspots zur Lasertätigkeit notwendig ist. Je nach Intensität ist ein zusätzlicher ND-Filter (OD -1, OD-2 und oder OD-3) nötig.

2.7 Kamera Steuergerät (CC)



Das Kamera Steuergerät benutzt einen Raspberry Pi 5 Prozessor mit der Standard Linux Distribution. Als Display wird das offizielle Raspberry 7-inch Display 2 benutzt.



Der Raspberry Pi ist in einem Metallgehäuse eingebaut und die Kommunikationsports wie USB 2.0, USB 3.0, und LAN Netzwerk sind auf der Rückseite des Gehäuses zugänglich. Die Kamera wird mit dem HDMI Kabel mit dem Steuergerät verbunden.

Ein USBC Anschlusskabel und ein USBC Steckernetzteil versorgen den Raspberry Pi und das Display mit der notwendigen Betriebsspannung. Eine Maus und eine Tastatur werden jeweils an den USB 2.0 Anschluss gesteckt.

Sobald das USBC Steckernetzteil angeschlossen ist und der Schalter in die „Ein“ Position geschaltet ist, startet das Steuergerät. Nach einigen Sekunden erscheint der Start-Desktop.

Zum Betrieb der Kamera befindet sich die Software PiCam2023.py im Verzeichnis /HOME/LE1600/LUHS. Zur Vereinfachung ist im Startmenü ein Button eingefügt, mit dem die Software direkt gestartet wird.

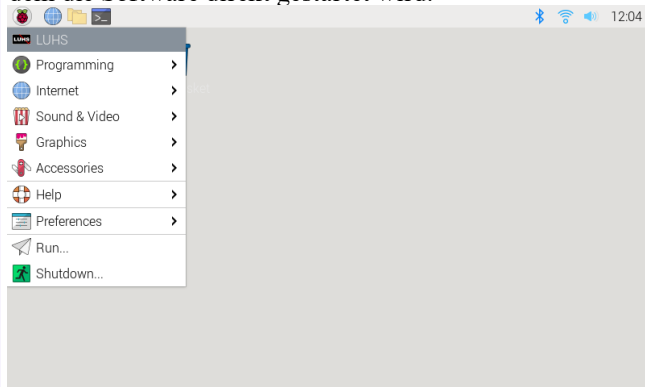


Abb. 15: Startbildschirm, Menu Eintrag „LUHS“ auswählen.

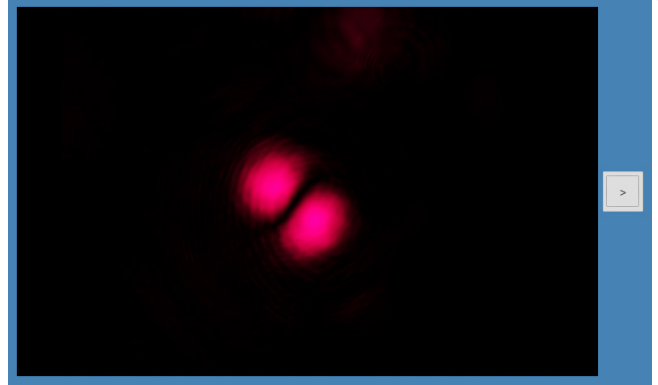
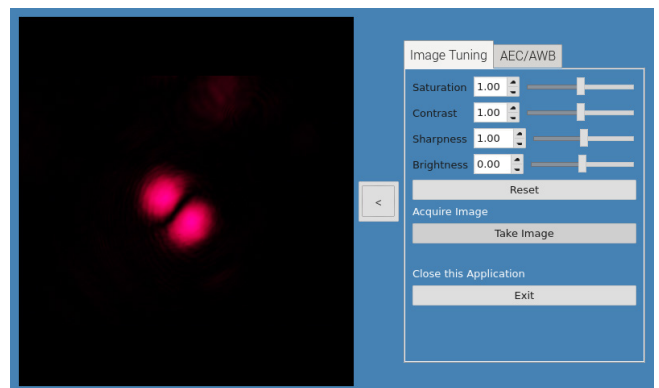
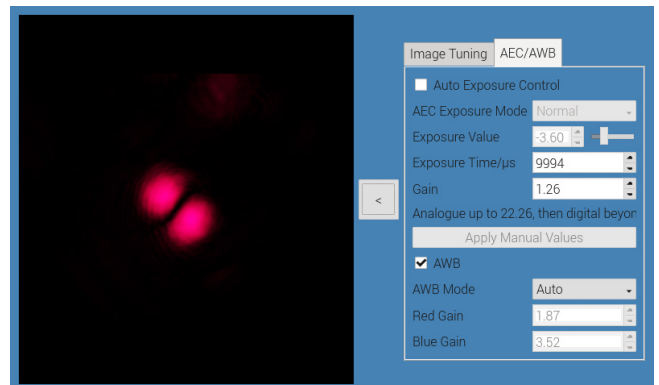


Abb. 16: Das Bild der Kamera wird angezeigt. Nach Klick auf den Button mit Pfeil erscheint rechts neben dem Bild ein weiteres Menü mit Parametern zur Bildeinstellung.

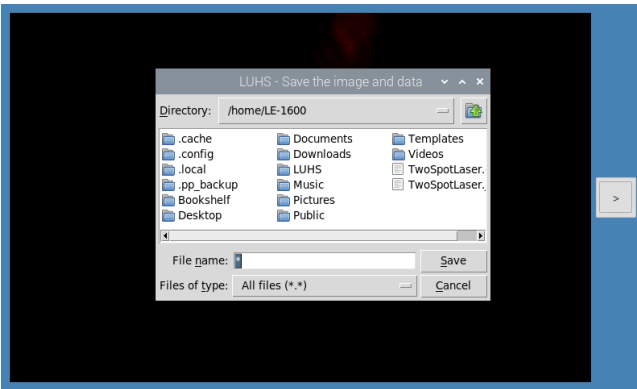


Das Tabulator Element hat zwei Karten, „Image Tuning“ und AEC/AWB. AEC steht für „Automatic Exposure Control“ und AWB für „Automatic White Balance“. Beide lassen sich abschalten und manuell einstellen.



Hat man sinnvolle Einstellungen gefunden, so kann man das Kamerabild speichern.

Dazu klickt man auf den „Take Image“ Button und der folgende Dateidialog wird angezeigt:



Man kann auch einen angeschlossenen USB-Stick auswählen. Es wird nur ein Dateiname (ohne Endung) eingegeben und auf „Save“ gedrückt.

Es wird eine JPG Grafik vom dem Kamerabild in höchster Auflösung ($4056 \times 3040 = 12.33\text{MB}$) gespeichert und eine numerische Datei, die die Werte der Intensität von jedem einzelnen Pixel enthält. Diese Datei ist eine CSV (Comma Separated Values) Datei und kann mit verschiedenen Auswerteprogrammen geöffnet werden. Diese Datei hat eine Größe von 70.6 Mbytes und es dauert einige 10 Sekunden bis der Speichervorgang abgeschlossen ist.

2.8 Die Steuerung

Der RL4000 Laser verfügt über zwei schnelle Prozessoren, wobei der eine permanent die Steckmodule überwacht und der andere auf Benutzereingaben reagiert.

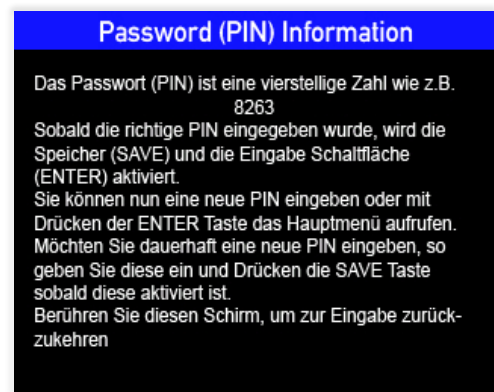
2.8.1 Display



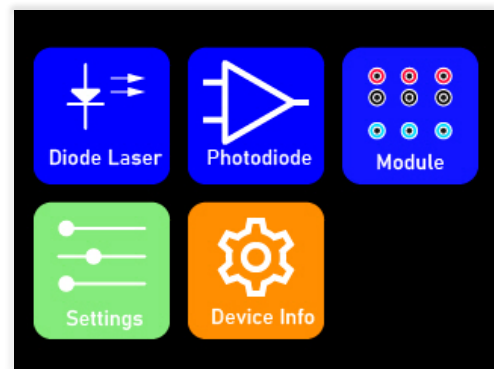
Nach dem Anschließen des USBC Steckernetzteils erscheint der Startbildschirm und fordert nach ein paar Sekunden den Benutzer auf, den Bildschirm zu berühren um fortzufahren.



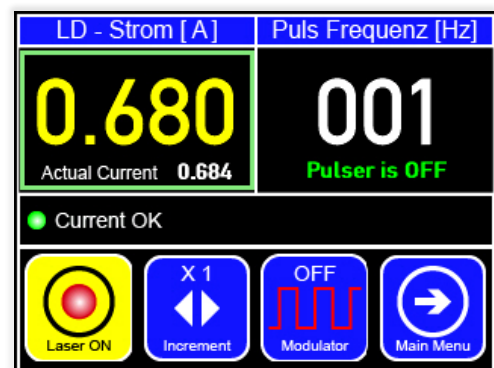
Danach erscheint der Bildschirm zur Eingabe der 4-stelligen PIN-Codes. Das Berühren des „HOW TO?“ Buttons führt zum Hilfe Bildschirm.



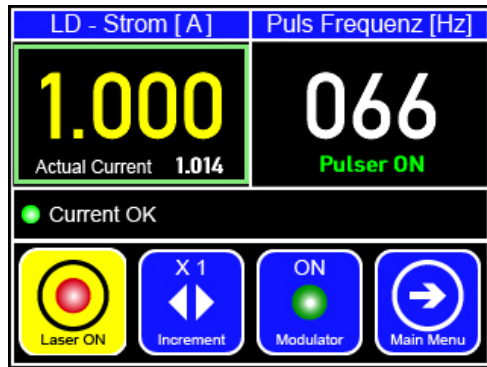
Nach Eingabe der korrekten PIN erscheint das Hauptmenü.



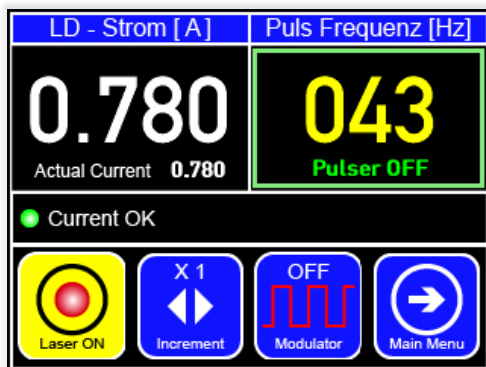
Hier werden 5 Auswahlmöglichkeiten angeboten, die im folgenden erläutert werden.



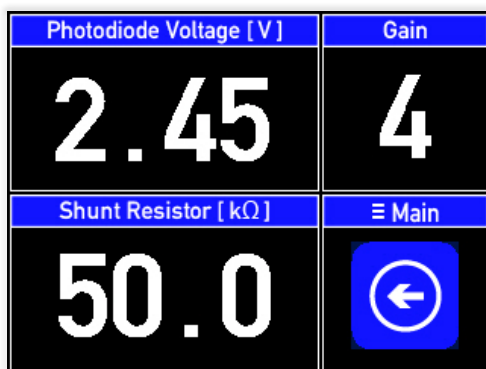
Das Laserdioden Menü zeigt den Istwert (Actual Current) des eingestellten Stroms (Set Current). Durch Berühren des „Set Current“ Feldes wird dieses aktiviert und durch Drehen des Einstellknopfes der gewünschte Wert eingestellt. Mit dem „Increment Button“ kann die Schrittweite von 1mA auf 10 mA erhöht werden. Nach Antippen des „Laser ON“ Buttons wird die Laserdiode eingeschaltet.



Zur Reduktion der thermischen Belastung der Laserdiode als auch des Pr:YLF Kristalles wird oberhalb eines Stromes von 1000 mA eine automatische Modulation bei einer Frequenz von 66 Hz eingestellt.



Nach Berühren des „Modulation“-Buttons im Hauptmenü erscheint der folgende Einstellbildschirm. Mit diesem Menü lässt sich die Laserdiode periodisch Ein- und Ausschalten, modulieren. Nach Antippen des „Puls Frequenz“ Feldes wird dies aktiviert und mit dem Drehknopf kann die Modulationsfrequenz in einem Bereich von 1 - 100 Hz eingestellt werden. Die Modulation wird durch Berühren des „ON/OFF Modulator“ Buttons ein oder ausgeschaltet.



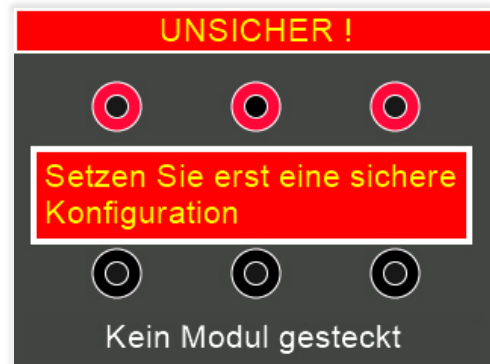
Nach Berühren des „Photodiode“ Buttons im Hauptmenü erscheint der Einstellbildschirm für den angeschlossenen Photodetektor. Durch wiederholtes Antippen des „Gain“ Feldes wird die Verstärkung des Analog/Digital Wandlers auf 1, 2 4 oder 8 eingestellt und der gemessene Wert angezeigt. Durch Berühren des „Shunt Resistor“ Feldes wird dieses aktiviert und der Shuntwiderstand der Photodiode wird durch Drehen des Einstellknopfes von 50 Ohm bis 50 kOhm eingestellt.



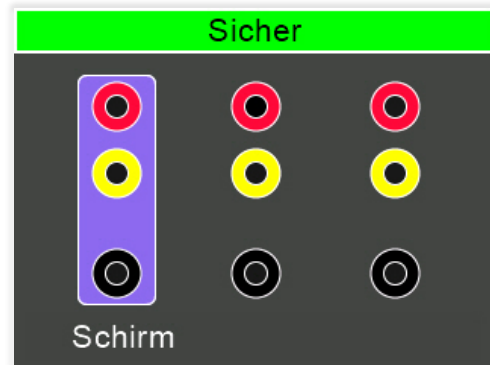
Im Informationsmenü „Device Info“ werden Versionen und Hardwareeinstellungen angezeigt.



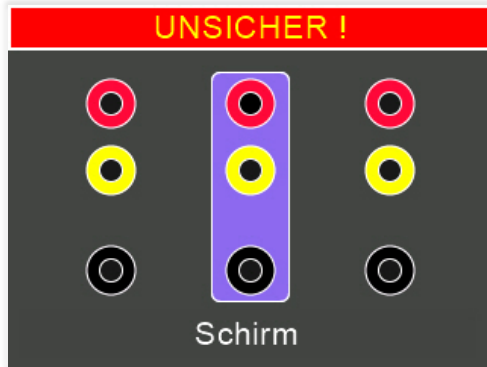
Im Menüpunkt „Settings“ kann die Sprache Deutsch oder Englisch ausgewählt werden.



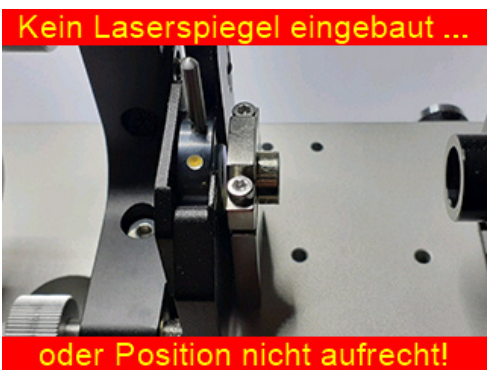
Nach Aufrufen des Menüpunktes „Module“ erscheinen je nach gesteckten Modulen entsprechende Informationen. Ist kein Modul oder keine sichere Anordnung von Modulen gesteckt, so sind keine weiteren Menüpunkte aufrufbar



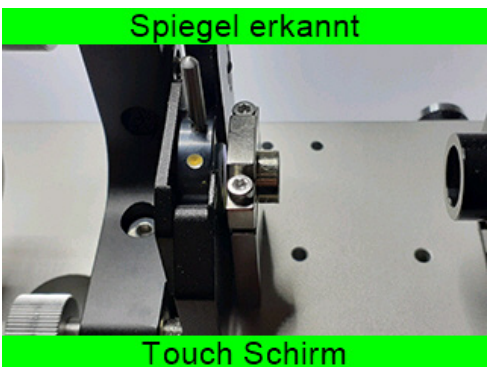
In diesem Fall ist der Schirm an der richtigen Stelle eingesteckt, die als sicher gilt.



Wird der Schirm hingegen in eine falsche Stelle eingesteckt, erscheint zwar der Modulname „Schirm“ mit dem Hinweis „unsichere“, also falsche Position. Der Laser schaltet ab bzw. ist nicht anschaltbar.



Diese Meldung erscheint, wenn kein Laserspiegel eingesetzt ist oder der Pin nicht senkrecht steht.



Sobald ein Spiegel richtig eingesetzt wurde erscheint die obige Meldung. Nach Berühren des Bildschirmes wird zu der Seite gewechselt, die vor dem Spiegelwechsel aktiv war.

2.9 Die Photodioden

Die Eigenschaften der benutzten Photodioden sind im folgenden aufgelistet.

Parameter	Symbol	Wert	Unit
Rise and fall time of the photocurrent at: $R_L=50\Omega$; $V_R=5\text{ V}$; $\lambda=850\text{ nm}$ and $I_p=800\text{ }\mu\text{A}$	t_r, t_f	20	ns
Capacitance at $V_R=0$, $f=1\text{ MHz}$	C_0	72	pF
Wavelength of max. sensitivity	$\lambda_{S_{\max}}$	850	nm
Spectral sensitivity S 78% of $S_{\max}$	λ	694	nm
Dimensions of radiant sensitive area	$L \times W$	7	mm ²
Spectral sensitivity, $\lambda=850\text{ nm}$	$S(\lambda)$	0.62	A/W

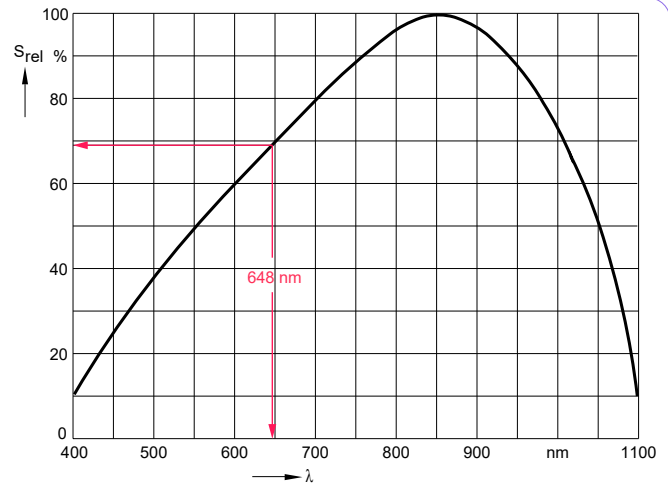


Abb. 17: Spektrale Empfindlichkeitskurve

Für die Wellenlänge von 648 nm des Pr:YLF Lasers haben die Detektoren eine spektrale Empfindlichkeit von

$$S = 0.69 \cdot 0.62 = 0.43 \frac{\text{A}}{\text{W}}$$

Das bedeutet, dass pro 1 W Lichtleistung ein Photostrom von 0.43 A fließt.

Gesetzt den Fall, man misst einen Spannungsabfall von 1 V an dem Shuntwiderstand von 1000 Ohm, so beträgt der Photostrom 1 mA (Ohmsches Gesetz). Die dazugehörige Lichtleistung beträgt demzufolge 2.32 mW. Somit kann die optische Leistung des Pr:YLF Lasers ermittelt werden, solange die gesamte Laserstrahlung auf die recht große Detektorfläche fällt.

3 Demonstrationen und Messungen

3.1 Messung der Lebensdauer des angeregten Niveaus

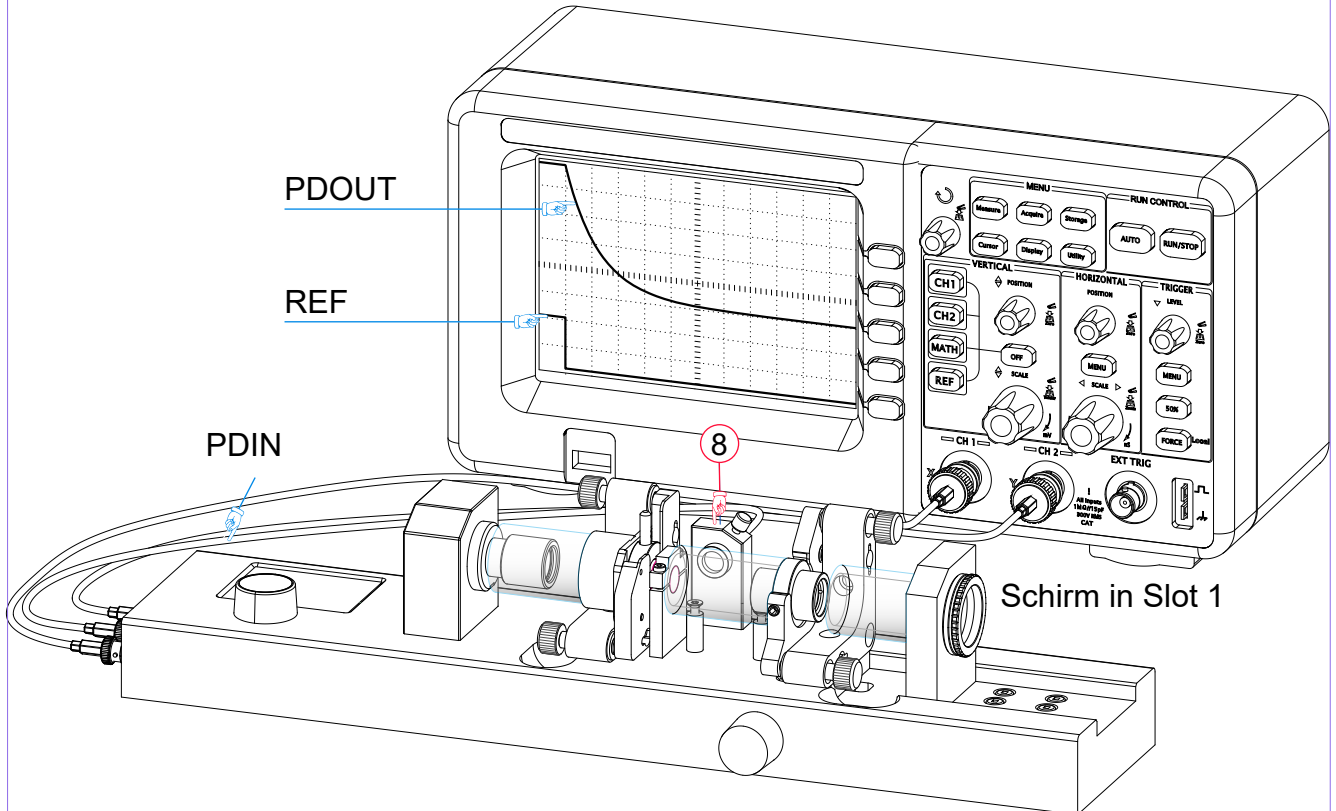


Abb. 18: Aufbau zur Messung der Lebensdauer des angeregten Niveaus

Für dieses Experiment wird der Photodetektor in den Halter (8) eingeführt und mit der Feststellschraube fixiert. Dabei sollte der Detektor möglichst weit eingeschoben werden, um möglichst dicht zum Pr:YLF Kristall zu gelangen. Des Weiteren wird ein Oszilloskop mit zwei Kanälen benötigt. Ein digitales Oszilloskop ist vorzuziehen, da dies die Speicherung des Bildschirms als Grafik- oder Datendatei ermöglicht.

sollte etwa 30 Hz betragen. Mit diesen Parametern und einem Strom von 600 mA für die Laserdiode sollte sich ein Oszilloskopbild wie folgt ergeben:

Ausgehend von der Abklingkurve:

$$I(t) = I_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$$

für $t = \tau$

$$I(t = \tau) = \frac{I_0}{e}$$

Also genau dann, wenn die Intensität (oder Photospannung am Oszilloskop) auf den Wert von $1/e$ abgeklungen ist, ist die Lebensdauer τ erreicht. In diesem Beispiel wird eine Lebensdauer von $40.8 \mu\text{s}$ gemessen.

Für diese Messung muss der Pumpdiodenlaser den Pr:YLF Kristall zwar anregen, aber Laserbetrieb ist hierzu nicht notwendig. Die Messung kann also auch bei nicht justiertem Laserresonator durchgeführt werden.

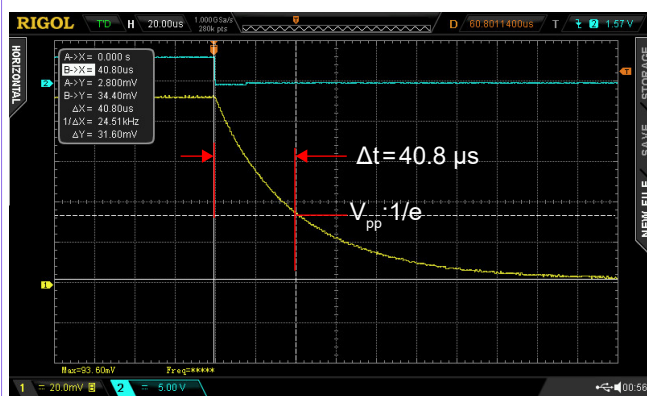


Abb. 19: Oszillogramm der Fluoreszenz Abklingkurve

Damit der Pumplaser eingeschaltet werden kann, muss zumindest der Schirm in der Position 1 gesteckt sein. Das Photodiodensignal (PDOUT) wird mit dem ersten Kanal und das Referenzsignal (REF) der Modulation mit dem zweiten Kanal des Oszilloskops verbunden. Die Triggerung wird für den zweiten Kanal mit fallender Flanke, also dem Abschaltsignal der Photodiode gesetzt. Der Shuntwiderstand der Photodiode sollte nicht größer als 10 kOhm gewählt werden und die Modulationsfrequenz

3.2 Fluoreszenzspektrum

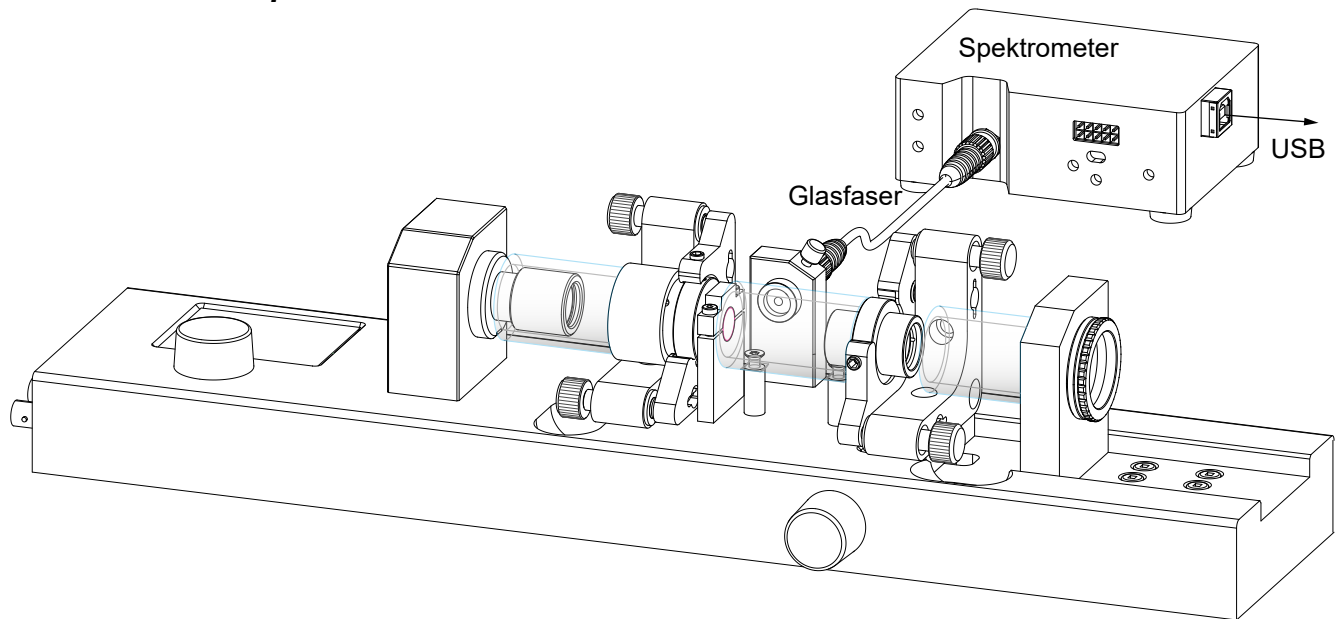


Abb. 20: Messung des Anregungsspektrums mit einem fasergekoppelten Spektrometer

Anstelle des Photodetektors wird ein Adapter eingeführt, der einen Anschluss für eine F-SMA Faser hat. Ein Glasfaserkabel mit beidseitigen F-SMA Steckern verbindet den Adapter mit dem Spektrometer. Die Fluoreszenzintensität ist genügend

hoch, so dass man auf eine Abbildungsoptik verzichten kann. Zur Auswertung der aufgenommenen Spektren muss das Spektrometer über seinen USB Bus mit einem PC verbunden werden.

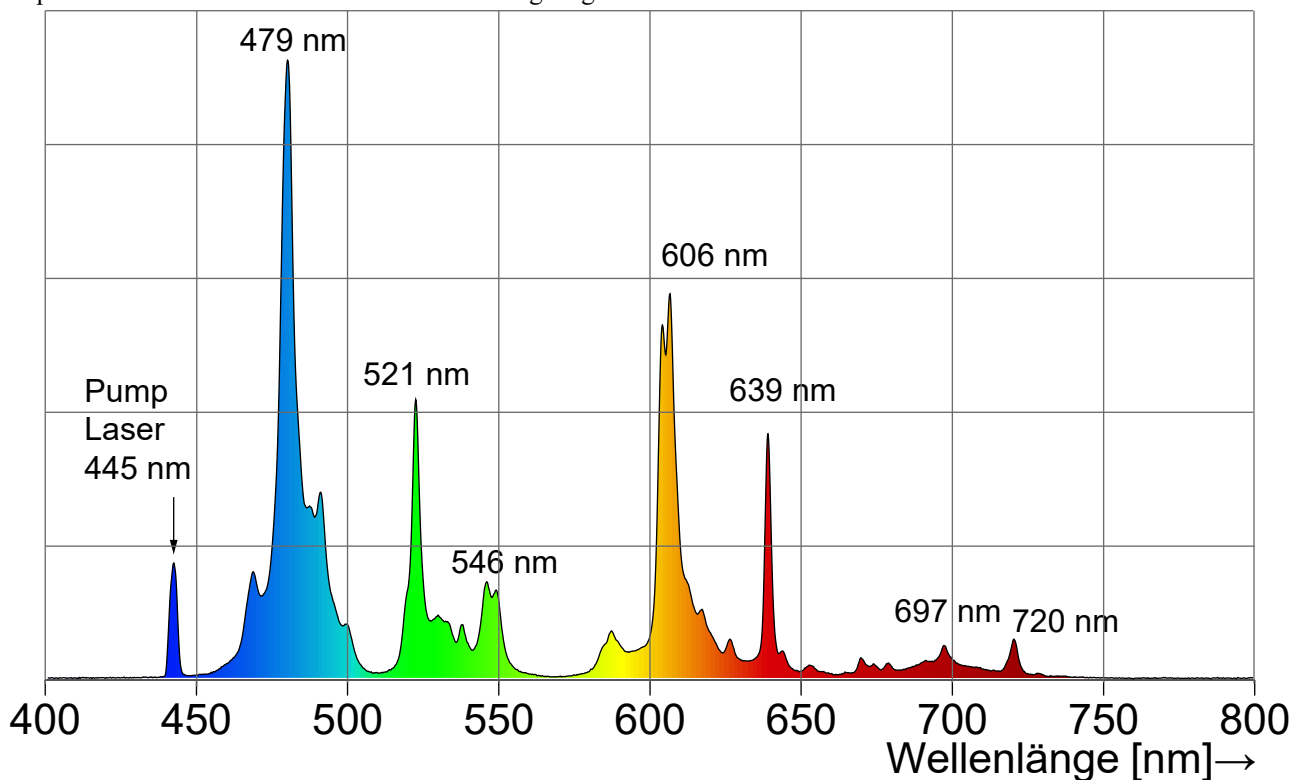


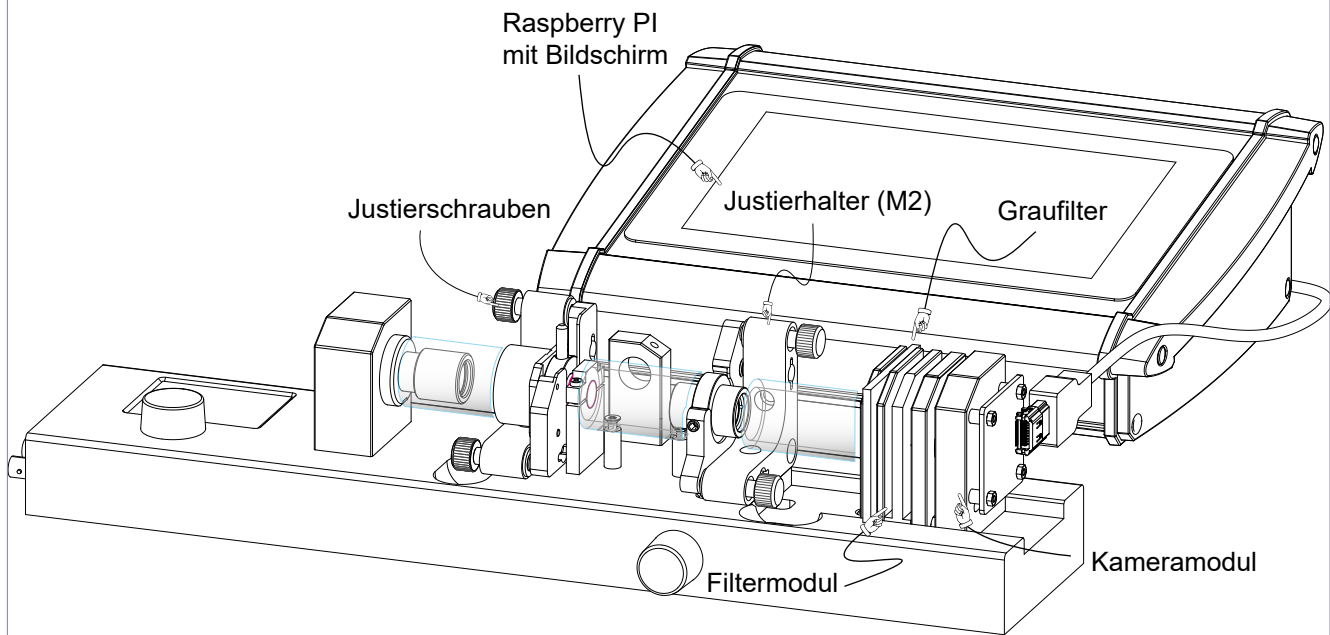
Abb. 21: Anregungsspektrum des Pr:YLF Kristalles

Neben der Pumpwellenlänge bei 445 nm erkennt man eine Vielzahl kräftiger Spektren. Man könnte nun meinen, dass auf all diesen Linien Laser Oszillation möglich sein sollte. Nehmen wir z.B. die starke Linie bei 479 nm, diese endet jedoch im Grundzustand und eine Besetzungsinversion ist daher schwer zu erreichen. In der folgenden Tabelle sind die wichtigsten Linien aufgeführt. Für die mit einem * gekennzeichneten Wellenlängen wird in diesem Experiment Laseroszillation erreicht.

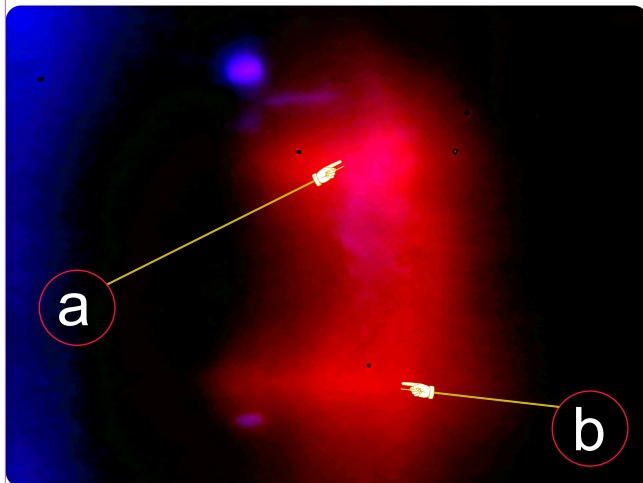
Wellenlänge (nm)	Übergang	Wirkungsquerschnitt 10^{-19} cm^2
479	$^3P_0 \rightarrow ^3H_4$	1.9
523*	$^3P_1 \rightarrow ^3H_5$	0.3
607*	$^3P_0 \rightarrow ^3H_6$	1.4
639*	$^3P_0 \rightarrow ^3F_2$	2.2
698	$^3P_0 \rightarrow ^3F_2$	0.5
721	$^3P_0 \rightarrow ^3F_4$	0.9

Table 2: Wirkungsquerschnitte der wichtigsten Linien mit ihren Übergängen nach Referenz 4

3.3.2 Justage mit dem Kameramodul



In diesem Aufbau wird das Filtermodul auf dem Steckplatz S2 und das Kameramodul auf Steckplatz S3 benutzt. Um die Übersteuerung der Kamera zu verhindern wird einer oder mehrere der drei Graufilter je nach Bedarf in das Filtermodul eingesetzt.



Anstelle des Visualisierungsschirmes wird hier der CCD Chip der Raspberry PI Kamera benutzt und wir beobachten das Bild auf dem Bildschirm. Auch hier sind die zwei Fluoreszenzspots (a) und (b) zu beobachten, die mit dem Justierhalter (M2) übereinander justiert werden müssen. Weil die Intensitätsverteilung der Laserdiode elliptisch geformt ist, beobachten wir „unrunde“ Fluoreszenzspots.

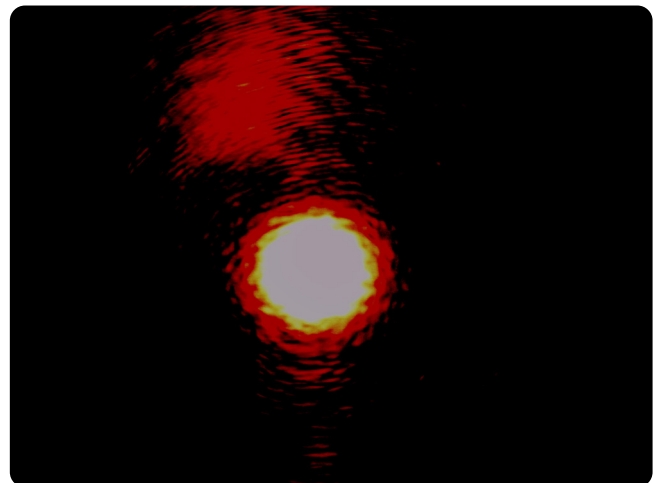
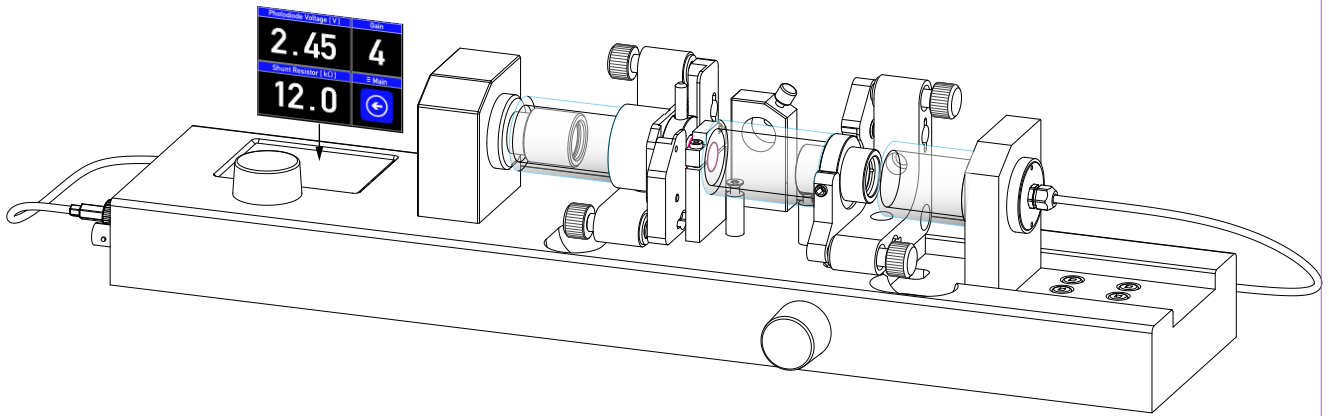


Abb. 24: Sobald die Spots übereinander justiert sind, entsteht intensive Laserstrahlung.

3.4 Messung von Laserleistung, Slope efficiency, Schwelle



Für diese Messungen benutzt man das Photodetektormodul, das in den Steckplatz 1 gesteckt wird. In dem Photodiodenmenü werden die Werte für den Shuntwiderstand und der Verstärkung gesetzt. Eine beispielhafte Messung ist in der unten stehenden Tabelle gezeigt.

Strom [mA]	Spannung [V]	Gain	Shunt [kOhm]	Photostrom [mA]
200	0.22	1	1	0.22
250	1.06	1	1	1.06
300	1.60	1	1	1.60
350	1.31	1	0.7	1.87
400	1.51	1	0.7	2.16
450	1.60	1	0.7	2.29
500	1.70	1	0.7	2.43
550	1.80	1	0.7	2.57
600	2.02	1	0.7	2.89

Die „slope efficiency“ α_s ist die Steigung der linearen Kurve und ergibt:

$$\alpha_s = \frac{P_{opt}^2 - P_{opt}^1}{I_2 - I_1} = \frac{2.7 \cdot 10^{-3} - 0.22 \cdot 10^{-3}}{0.48 \cdot (350 - 200)} = \frac{2.48 \cdot 10^{-3}}{72} = 0.034 \cdot 10^{-3} \frac{W}{mA}$$

Bei einem Laserdiodenstrom von 600 mW emittiert der Pr:YLF laser beachtliche 20.4 mW (Beispiel).

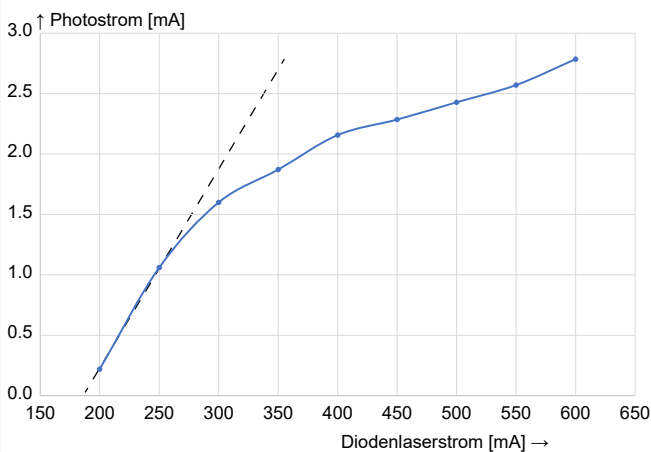
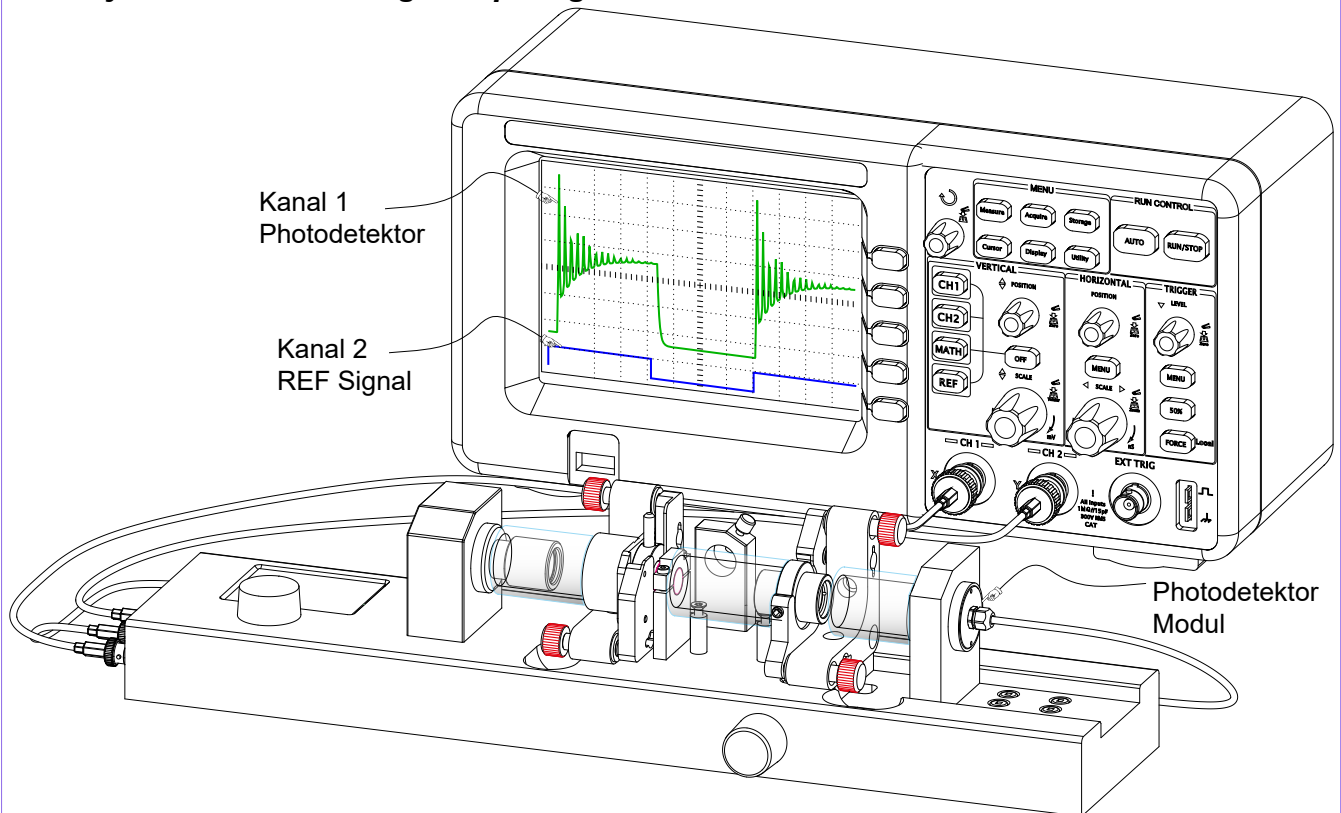


Abb. 25: Der gemessene Photostrom als Funktion des Diodenlaserstroms

Man erkennt, dass der Photodetektor ab etwa 270 mA Pumpstrom durch Sättigungseffekte nichtlinear wird. Durch eine geeignetere Wahl des Shuntwiderstandes ließe sich dieser Effekt jedoch verschieben. Die gestrichelte Kurve würde sich ergeben, wenn der Photodetektor nicht gesättigt würde. Aus dem Nulldurchgang der gestrichelten Kurve ergibt sich eine Laserschwelle von 180 mA. Mit dem Wert von 0.43 A/W (Abb. 17) können wir den Photostrom I_{phot} in Optische Leistung P_{opt} umrechnen:

$$P_{opt} = \frac{I_{phot}}{0.43}$$

3.5 Dynamische Messungen, Spiking



Mit diesem Aufbau wird das dynamische Verhalten des Pr:YLF Lasers untersucht. Das Photodetektor Modul wird in den Steckplatz 1 gesteckt und das BNC Kabel mit der „PDIN“ BNC Buchse verbunden. Die Ausgangsbuchse (PDOUT) wird mit dem ersten Kanal des Oszilloskops verbunden, und der „REF“ Ausgang mit dem zweiten Kanal verbunden. Dieses Signal dient als Trigger. Je nach Aufgabenstellung wird der Trigger auf die steigende oder fallende Flanke des „Pumpsignals“ gesetzt.

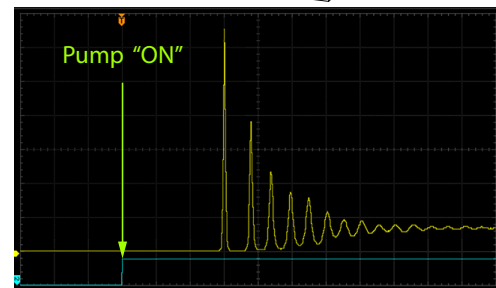


Abb. 28: Laserantwort bei geringer Pumpleistung

Je nach Wahl der Pumpleistung und Modulations Parametern werden verschiedene Laserantworten zu beobachten sein.

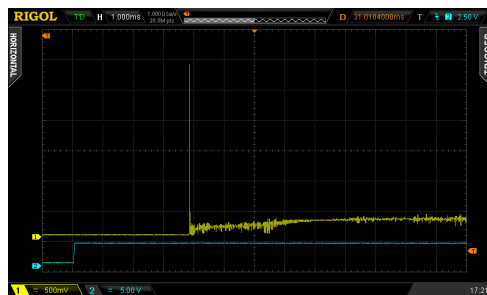


Abb. 26: Typischer „Initial Spike“ und Übergang zum cw-Betrieb während des Pumppulses

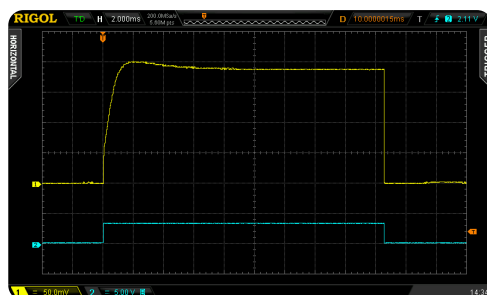
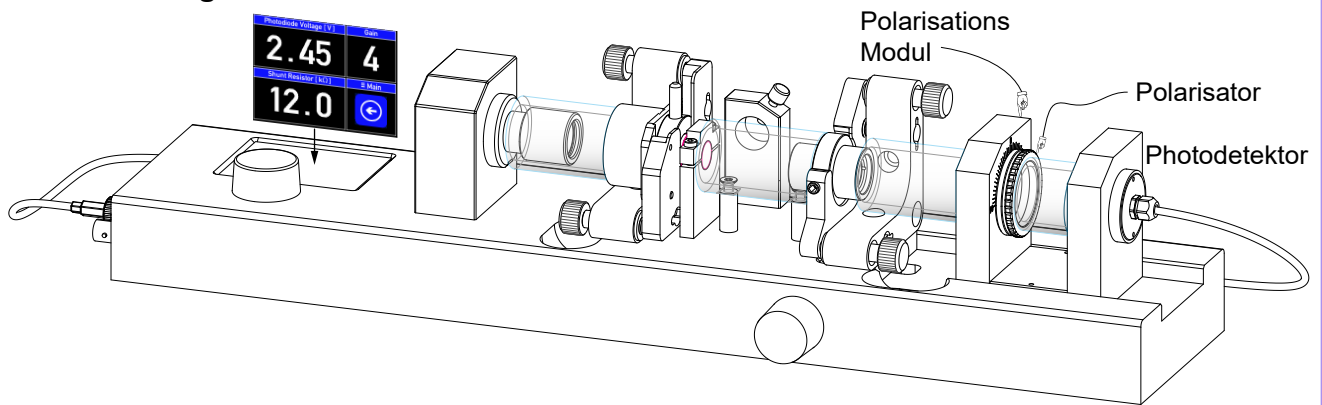


Abb. 27: Laserantwort bei hoher Pumpleistung

3.6 Messung der Polarisation - Gesetz von Malus



Mit diesem Aufbau wird die Polarisation des Pr:YLF Lasers gemessen. Hierzu wird das Polarisationsmodul in den 2. Steckplatz gesteckt. Das Modul verfügt über einen drehbaren Polarisator und einen Photodetektor, der mit seinem BNC Kabel mit der „PDIN“ Buchse verbunden wird. Im Photodetektor Menü werden geeignete Parameter ausgewählt. Dazu dreht man den Polarisator auf maximale Spannung und stellt sicher dass kein „Overload“ der Spannung signalisiert wird. Man dreht nun den Polarisator in die Dunkel-Position und beobachtet ob kleinere Spannungswerte angezeigt werden. Man beachte auch, dass die Laserleistung nicht zu hoch eingestellt ist, um in der Hell-Position eine Sättigung des Photodetektors zu vermeiden.

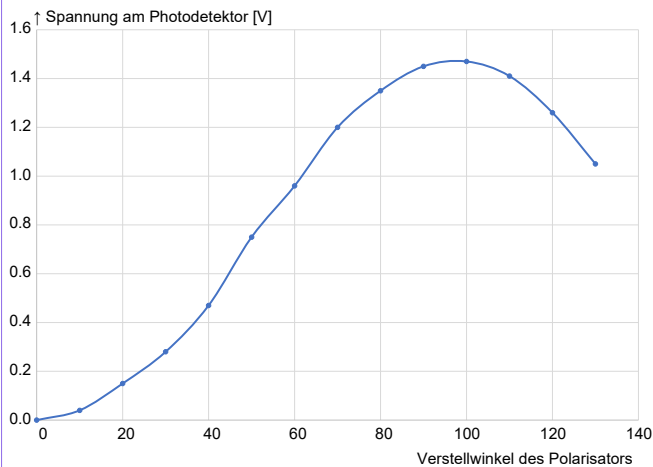
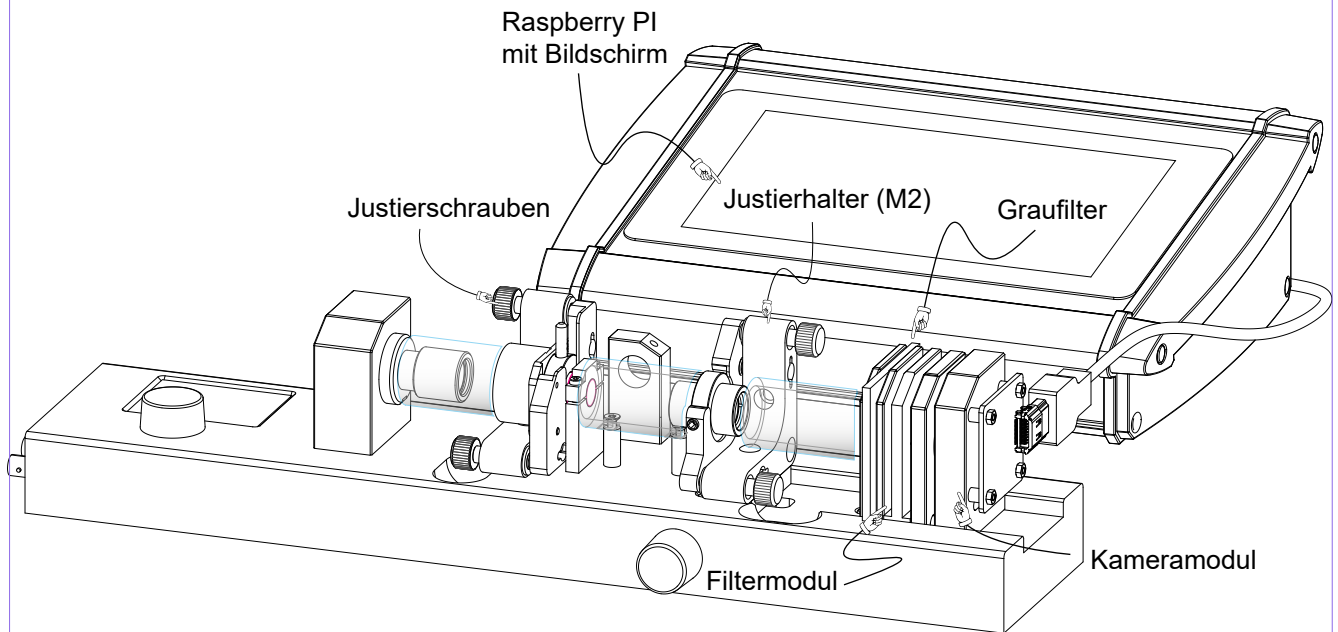


Abb. 29: Gemessene Photospannung als Funktion des Verstellwinkels des als Analysator wirkenden Polarisationsfilters

Ergänzen: Zur Überprüfung des Malus-Gesetzes sollte die gemessene Kurve mit einer $\cos^2$ -Funktion angepasst werden. Ebenso ist eine Auftragung in Polarkoordinaten sehr anschaulich. Aus der Lage der „Acht“ im Polarkoordinatendiagramm kann die Lage der Kristallachse des Pr:YLF Kristalls ermittelt werden.

Die Messungen werden für jede der Laserwellenlängen durchgeführt. Es wird gezeigt, dass die Polarisation der grünen und roten Linie senkrecht zueinander sind.

3.7 Demonstration transversaler Moden



Es wird der gleiche Aufbau benutzt, mit dem wir die Justage des Pr:YLF Lasers vorgenommen haben. Man kann beobachten, dass in der Nähe des größten einstellbaren Resonatorabstandes die Anzahl der transversalen Moden zunimmt. Diese Einstellung wird man wählen, wenn man höhere transversale Moden beobachten möchte. Sollten hingegen niedrige Moden oder aber auch besonders die TEM_{00} erwünscht sein, wird man kleine Resonatorabstände einstellen. Weitere Parameter mit denen man das Auftreten von transversalen Moden beeinflussen kann sind die Pumpleistung und der Justagezustand des Spiegels M2. Je näher der Laser an der Schwelle arbeitet umso weniger transversale Moden treten auf. Die folgenden Aufnahmen zeigen eine Auswahl derartiger Moden.

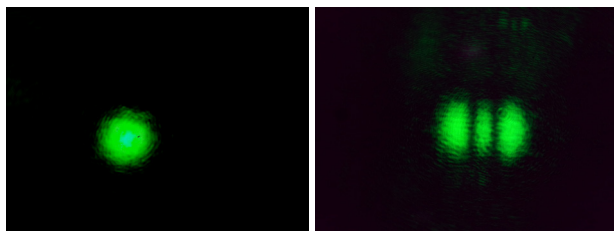


Abb. 30: TEM_{00} Mode und TEM_{20} der grünen Linie

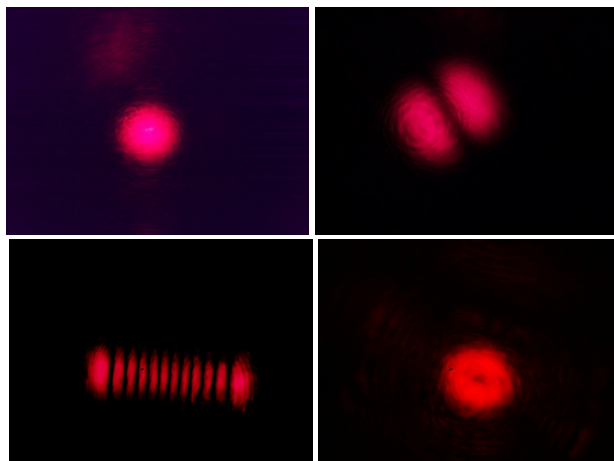


Abb. 31: TEM und Dough Nut Mode der roten Linie

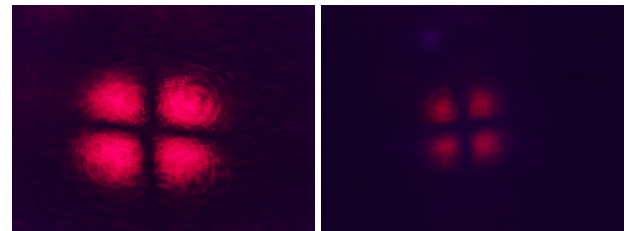
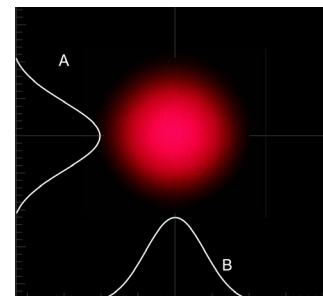
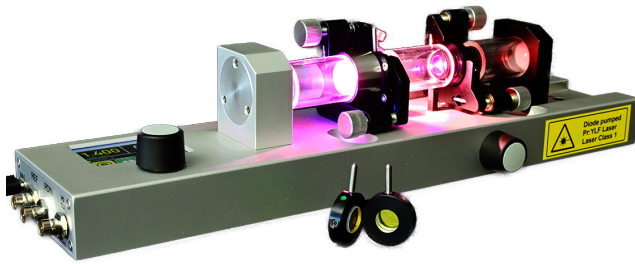


Abb. 32: „Kleeblatt“ Mode der roten (links) und orangen Linie

Die Intensitätsverteilung der TEM_{00} -Mode wird nun mit der Kamera aufgenommen («take picture») und auf einem Speicherstick gespeichert. Mit Hilfe der Kamerasoftware kann dafür die «Farbsättigung» und die «Helligkeit» nachgeregelt werden. Reicht bei evtl. noch zu hoher Intensität im Zentrum der Mode die dynamische Empfindlichkeitsregelung der Kamera nicht aus, so wird zusätzlich ein Neutralfilter (OD=2 oder 3) in die Filterbox gesteckt. Das aufgezeichnete Bild kann dann mit dem Gauß-Fit Programm auf einem anderen Rechner angepasst und so die Form bestätigt und die Gauß-Parameter ermittelt werden.



3.8 Wellenlängenwechsel durch Spiegelwechsel



Für den linken Resonator-Spiegelhalter stehen drei austauschbare, wellenlängenselektive Planspiegel zur Verfügung, um wahlweise den Laserbetrieb mit der grünen, der orangenen oder der roten Linie zu realisieren. Nach Spiegelwechsel muss lediglich marginal nachjustiert werden und evtl. die Stromstärke nachgeregelt werden. Ist der Laser optimal für rot oder grün justiert worden, kann die Wellenlänge der Laserstrahlung gewechselt werden. Dazu muss der selektiv wirkende Planspiegel entsprechend gewechselt werden. Die drei verfügbaren Planspiegel sind mit Farbpunkten markiert und so der grünen, orangenen und roten Wellenlänge zuordenbar.



Nach einem Spiegelwechsel sollte der Laser nach wie vor justiert sein und sofort wieder »anspringen«. Nur eine marginale Nachjustierung ist nötig, um die Leistung wieder zu optimieren.

Prinzipiell muss man wissen, dass der Laser bei den verschiedenen Wellenlängen unterschiedliche Verstärkungen besitzt. So kann es sein, dass nach Spiegelwechsel der Pumpstrom nachgeregelt werden muss. Wechselt man z.B. von rot auf grün, so muss nach dem Spiegelwechsel zuerst der Pumpstrom gesteigert werden bis die Laser wieder »anspringt«. Das Bild zeigt den Laser mit roter Linie und den zwei Wechselspiegeln.

Es sollten hier auch die Laserschwellen für die drei Wellenlängen bestimmt werden.

Aufgrund der Vielzahl der Fluoreszenzlinien des angeregten Pr:YLF Kristalls und der blauen Pumpstrahlung leuchtet der Laserkristall weiß. Schaut man seitlich und schräg von oben, durch ein Gitter mit ca. 300 Strichen/cm so sieht man das beeindruckende Spektrum von blau bis rot. Dabei schaut man nicht in gerader Linie, sondern in Richtung der ersten Beugungsordnung durch das Gitter. Die Linien sind ohne Spalt natürlich verschmiert und gehen ineinander über. Eine Trennung der Linien gelingt mit einem Handspektrometer. Das beste Ergebnis erhält man mit einem Spektrometer, das man über ein Lichtleitkabel anschließt.

Der LWL wird in die seitliche Einsteckbuchse neben dem Kristall eingesteckt.

3.9 Beobachtung Rayleigh-Streuung und deren Polarisationsabhängigkeit mittels Polfilter

Ein Lichtstrahl wird nur durch Streuung sichtbar. Insbesondere der grüne Laserstrahl ist sehr intensiv und natürlich im Resonator etwa 100-mal intensiver als außerhalb für die Schirm- und Kamerabeobachtung, da der Auskoppelspiegel nur 1% transmittiert. Blickt man seitlich auf den Resonator, kann man diesen Strahl recht gut erkennen. Die Ursache ist die Rayleigh-Streuung an Luftmolekülen. Ähnlich wie beim Himmelsblau, das auch durch Rayleigh Streuung entsteht, ist diese Streuung polarisiert. Das kann man sofort mit einem Polfilter, den man sich vor das Auge hält überprüfen. Das dabei sichtbare spontane Aufblitzen im Laserstrahl wird durch Staubmoleküle hervorgerufen, die den Strahl passieren.

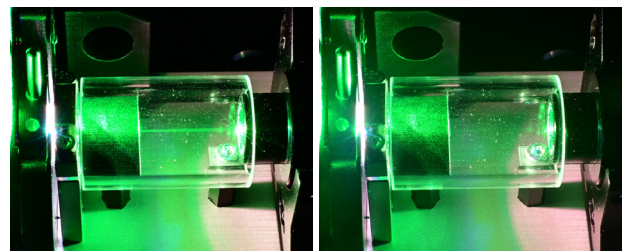


Abb. 33: Rayleigh Streuung im Resonator (links), mit senkrechtem Polarisator beobachtet (rechts)

Mit dem Polarisationsfilter kann man ebenso schnell überprüfen, ob die Linearpolarisation des Rayleigh-gestreuten Lichts und die Linearpolarisation der Laserlinie tatsächlich senkrecht zueinander orientiert sind.

3.10 Bestimmen der Laserwellenlänge durch Beugung am Gitter – Filterbox, Kamera, cw-Betrieb,

Erzeugen Sie wieder eine möglichst symmetrische TEM_{00} -Mode durch optimales Justieren eines möglichst kurzen Resonators und starkem Pumpen. Das ist eine Voraussetzung für die deutliche Beobachtung von Beugungserscheinungen an verschiedenen kleinen Strukturen.

Nehmen Sie die Beugungsbilder eines 100'er Gitters (100 Striche/mm) mit der Kamera und dem Raspberry PI auf, wenn sich das Gitter einmal im vorderen Schlitz-Einschub (maximaler Abstand von der Kamera) und einmal im dritten, also hinteren Schlitz-Einschub der Filterbox befindet. Messen Sie für beide Fälle die Abstände des Gitters von der Detektoroberfläche aus. (Achtung: Die Detektoroberfläche liegt 2 mm unterhalb der Kante des Kameraeinschubs). Ermitteln Sie aus dem aufgenommenen Beugungsbild die Abstände zwischen den Beugungsordnungen (Bildbreite: 6 cm, Breite des 7,4" CCD-Detektors im Kameramodul: 6,5 mm). Nutzen Sie ein Lineal und messen Sie die Abstände zwischen beiden 1. bzw. 2. Beugungsordnungen. Halbieren der Werte, Anwenden des Dreisatzes und der Tangensfunktion liefern die Beugungswinkel. Ermitteln

Sie mittels der bekannten Formel die Laserwellenlänge (ist hier die Beugungsordnung und die Gitterkonstante).

3.10.1 Auslesen von Bilddaten

Die mit dem Raspberry PI aufzeichneten Beugungsbilder können mit «take picture» aufgezeichnet und gespeichert werden. Die Bilddaten können definiert in waagerechter und/oder senkrechter Richtung ausgelesen werden, um z.B. (1) Abstände zwischen Beugungsmaxima auszumessen oder (2) Anpassungen mit MathLab oder anderen Programmen auf einem anderen Rechner durchzuführen. Beispielhaft sind unten im Bild die Möglichkeiten des Auslesens von Bilddaten und deren Darstellungen in entsprechenden Diagrammen gezeigt.

