



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
WIEN
Vienna University of Technology

Diplomarbeit

Laserzündung von Flugzeugturbinen

ausgeführt zum Zwecke der Erlangung des akademischen Grades eines
Diplom-Ingenieurs

von

Lukas Osl

Matr.Nr. e0326237

unter der Leitung von

Ao.Univ.Prof. Mag. Dr.rer.nat. Georg A. Reider

am

Institut für Photonik - E387

eingereicht an der

Technischen Universität Wien

Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik

Bregenz/Wien, Februar 2011

Mein Dank allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.
Besonders meinen Eltern für ihre lebenslange Unterstützung und Anspornung,
die dies erst möglich gemacht haben.

*Here we find further argument for [the] supposition
that the world is round. How else could all men stand
higher than their brothers?*

R. Scott Bakker,
The Thousandfold Thought

Inhaltsverzeichnis

Kurzbeschreibung	1
Abstract	2
1 Einleitung	3
1.1 Spezifikation	4
2 Lasermedium	5
3 Theorie des passiv gütegeschalteten Lasers	8
3.1 Funktionsweise des passiven Güteschalters	9
3.2 Ratengleichungen des passiv gütegeschalteten Lasers	10
3.3 Optimierung der Laserparameter	16
3.4 Temperaturverteilung im Laserresonator	19
4 Berechnungen zum gütegeschalteten Laserresonator	22
4.1 Abhängigkeit der optimalen Laserparameter von Länge und Querschnitt des Laserstabs bei fixierter Ausgangsenergie	22
4.2 Temperaturabhängigkeit der Laserimpulseigenschaften	27
4.3 Skalierung des Laserstabes	31
5 Pumpquelle	33
5.1 Vergleich Bogenlampe - Halbleiterdiode	33
5.2 Wirkungsgrade des Lasersystems	34
5.3 Lampenmaterialien und deren Eigenschaften	38
5.3.1 Füllgas	38
5.3.2 Quarzglashülle	39
5.4 Triggerung der Bogenlampe	40
5.5 Kühlung der Bogenlampe	42
5.6 Lebensdauer der Bogenlampe	43
6 Lasercavity	45
7 Netzteil	47
7.1 Lampenkreis - Dimensionierung des PFN	48
7.2 Aufbau	52
7.3 Verwendete Bauelemente	55
7.4 Änderungen am Netzteil	58
7.5 Verbindung Netzteil - Lasercavity	59
7.5.1 Widerstandsbelag und Stromverdrängung	59
7.5.2 Kapazitäts- und Induktivitätsbelag	63
7.6 Elektromagnetische Verträglichkeit (EMV)	65

7.6.1	Elektromagnetische Beeinflussung (EMB)	65
7.6.2	Störfestigkeit / Umweltklassen für Flugzeuge	67
8	Messungen	69
8.1	Laserimpulsenergie und -dauer	71
8.2	Lampenimpulsenergie und Wirkungsgrad	73
8.3	Temperaturentwicklung	78
9	Zusammenfassung und Ausblick	80
	Anhang	83
	Abbildungsverzeichnis	87
	Tabellenverzeichnis	89
	Symbolverzeichnis	90
	Literatur	94

Kurzbeschreibung

Um das Zündverhalten von Flugzeugturbinen zu verbessern wird in vorliegender Arbeit die Möglichkeit einer Zündung mittels Laser untersucht. Die Zündung erfolgt dabei mittelbar über die Generation eines Plasmas in der Brennkammer der Turbine, die hierfür notwendigen hohen elektrischen Feldstärken werden unter Zuhilfenahme eines passiven Güteschalters mittels eines starken Laserimpulses erzeugt. Der komplette Aufbau des Laserresonator aus aktivem Lasermedium, Güteschalter und Resonatorspiegel ist dabei in einem monolithischen Laserstab integriert. Da ein derartiges System aufgrund der direkten Nachbarschaft zur Brennkammer starken Temperaturbelastungen ausgesetzt ist, werden speziell die Lasereigenschaften in Abhängigkeit der Temperatur untersucht. Dabei zeigt sich, dass das Verhalten des Lasers im Bereich von $30 \dots 200 \text{ }^{\circ}\text{C}$ durch eine negative lineare Änderung des Wirkungsquerschnittes des eingesetzten Lasermaterials Nd : YAG beschreibbar ist.

Außerdem wird dargelegt, dass eine passive Kühlung des Lasers bei gründlicher Dimensionierung möglich ist, wenn ein Dauerbetrieb des Systems nicht erforderlich ist und somit ein durchgehender Betrieb von einigen Minuten den Anforderungen genügt, was bei der hier betrachteten Anwendung gegeben ist.

Als Pumpquelle des Lasers kommt eine Xenon-Bogenlampe zum Einsatz, welche unter den gegebenen Rahmenbedingungen - insbesondere der notwendigen hohen Temperaturbeständigkeit - die bestmögliche Lösung für diese Anwendung darstellt.

Weiters wird durch analytisches Herleiten aus den Ratengleichungen des Laser ein Programm entworfen, um für den Betrieb unter verschiedensten Bedingungen die jeweils optimalen Laserparameter zu bestimmen. Schließlich wird durch numerische Berechnung auch die Temperaturcharakteristik des so gewonnenen Lasers genauer untersucht.

Abstract

In order to improve the ignition of plane turbines, the possibility of laser ignition is investigated. The high electric fields necessary to create plasma are accomplished by generating a high power laser pulse with a passive Q-switch. The complete composition of the laser resonator including active laser medium, Q-switch and the resonator mirrors is thereby being integrated in a monolithic laser rod.

Since such a system is subject to strong thermal loads due to the vicinity to the combustion chamber, the dependence of the laser properties on the temperature is investigated. The study demonstrates that the cross section of the used laser material Nd:YAG is within the temperature range from 30 °C to 200 °C linearly dependent and shows a negative slope.

The study also indicates that a passive cooling of the laser is possible if all parts of the system are carefully dimensioned. A standing restriction, however, is the laser system's unsuitability for continuous operation as the maximum temperature inside the laser cavity is reached within a few minutes of operation due to self heating. Nonetheless this depicts sufficient time for the considered application.

As pump source for the laser a xenon filled flash lamp is used as it is the best possible solution under the prevailing conditions, particularly the high thermal stress.

Finally, a program to determine the optimal laser parameters for a given condition has been written by analyzing the rate equations of the laser. Also the temperature dependence of the characteristics for the chosen laser can be solved numerically, therefore allowing a look at the expected temperature performance.

1 Einleitung

Diese Arbeit befasst sich mit der Möglichkeit der Zündung von Flugzeugturbinen mittels Lasern. Bei herkömmlichen Turbinen erfolgt die Zündung mit Hilfe von Zündkerzen. Dies hat jedoch die wesentliche Einschränkung, dass die Zündkerze immer am Rand der Brennkammer platziert werden muss. Dadurch kann der Zündfunke nicht dort erzeugt werden, wo das Brennstoffgemisch ideale Eigenschaften aufweist, was eine unsaubere, unvollständige Verbrennung des Treibstoffgemisches während des Zündvorgangs und in Folge eine erhöhte Verschmutzung nicht nur der Brennkammer sondern vor allem der Luft in der Umgebung der Triebwerke während des Starts nach sich zieht. Außerdem kann es bei ungünstigen atmosphärischen Bedingungen zu Startschwierigkeiten der Turbinen kommen, was speziell bei einem Ausfall der Turbine während des Fluges ein großes Problem darstellt. Letzteres kann dadurch entschärft werden, dass der Start mit einer höheren Zündenergie und größeren Treibstoffmengen in der Turbine als normalerweise notwendig erfolgt, was jedoch die vorangehenden Probleme in keiner Weise entschärft.

Eine Alternative zur Zündung von Turbinen mit Hilfe von Zündkerzen ist die Verwendung von Lasern. Hier erfolgt die Zündung mittels eines durch einen Laserpuls direkt in der Brennkammer erzeugten Plasmas, welches das Treibstoff-Luft-Gemisch entzündet. Die Verwendung eines Lasers hat den entscheidenden Vorteil, dass dieser auf nahezu jede beliebige Stelle innerhalb der Brennkammer fokussiert werden kann. Dadurch wird eine möglichst ideale, das heißt schnelle, saubere und vollständige Verbrennung auch in der Startphase der Turbine und somit ein zuverlässiges Starten derselben erreicht. Ein weiterer Vorteil ist, dass die Fokussierung des Laserstrahles relativ leicht verändert werden kann, wodurch auch eine Anpassung des Fokus an den jeweiligen Betriebszustand in Erwägung gezogen werden kann.

Die Anforderungen an ein derartiges Lasersystem sind äußerst vielfältig:

temperaturfest Durch die direkte Nachbarschaft zur Brennkammer der Turbine muss der Laser für Umgebungstemperaturen bis 250 °C ausgelegt werden. Hinzu kommt noch eine maßgebliche Eigenerwärmung des Lasers während des Betriebs, welche ebenfalls berücksichtigt werden muss.

zuverlässig Die Zuverlässigkeit des Lasersystems ist vor allem während des Fluges unbedingt zu gewährleisten, da ein eventueller Neustart nach einem Triebwerksausfall direkt von dessen Funktionsfähigkeit abhängig ist, und somit ein Versagen schwerwiegende Folgen nach sich ziehen kann.

robust Während des Betriebes ist das System äußerst vielfältigen Belastungen wie starken Vibrationen, großen und schnellen Temperaturschwankungen, aber auch Verschmutzung und Ähnlichem ausgesetzt, weshalb eine sorgfältige und gewissenhaft Konstruktion mit Schwerpunkten auf Robustheit, Belastbarkeit, Stabilität und Haltbarkeit unbedingt erforderlich ist. Auch die Unempfindlichkeit gegenüber elektromagnetischen Einflüssen spielt eine zentrale Rolle.

kompakt Da sowohl Platz als auch Gewicht in einem Flugzeug starken Limitierungen unterliegen, muss darauf geachtet werden, das Lasersystem möglichst klein und leicht zu

konstruieren, um in dieser Hinsicht eine einfache Handhabung und Integration zu ermöglichen.

energieeffizient Ein Ziel jedes Systementwurfes ist, eine möglichst hohe Effizienz während des Betriebes zu gewährleisten. Dies ist auch hier zu berücksichtigen, nimmt aber keinen speziellen Stellenwert ein, da die Zündung nur beim Start der Triebwerke erfolgt und deshalb pro Flug im Idealfall eine einmalige Verwendung des in dieser Arbeit betrachteten Lasersystems vorgesehen ist.

1.1 Spezifikation

Es soll ein Lasersystem zur Zündung von Flugzeugturbinen inklusive der notwendigen elektrischen Ansteuerung entwickelt werden.

Durch die Positionierung dieses Lasersystems in direkter Nachbarschaft der Turbine muss ein einwandfreier Betrieb in einem weiten Temperaturbereich zwischen $-40 \dots 250 \text{ }^{\circ}\text{C}$ gewährleistet sein.

Der Laser muss Lichtimpulse mit einer Ausgangsenergie von mindestens 100 mJ liefern können, wobei die Impulsdauer im Bereich von etwa 10 ns liegen soll. Außerdem muss der Betrieb mit einer Impulsrate von mindestens 1 Hz gewährleistet sein.

Da ein Zünden der Turbinen nur bei deren Start bzw. nach einem Triebwerksausfall notwendig ist, wird der Laser nicht auf Dauerbetrieb ausgelegt, jedoch soll ein Betrieb desselben über mehrere Minuten ohne Unterbrechung ermöglicht werden.

Die zur Ansteuerung des Lasersystems erforderliche elektrische Schaltung soll ebenfalls auf eine möglichst hohe Temperatur ausgelegt werden, um eine Positionierung nahe am Laser selbst zu ermöglichen. Ziel ist eine Auslegung bis $125 \text{ }^{\circ}\text{C}$.

Als Versorgungsspannung der Schaltung wird eine Netzspannung von 230 V ac angenommen.

2 Lasermedium

Der Laser ist das zentrale Bauteil für die Zündung und kann als direktes Pendant zur Zündkerze gesehen werden. Da er von allen für die Laserzündung notwendigen Geräte am dichtesten an der Brennkammer liegt, ist er den größten Belastungen ausgesetzt, weshalb speziell auf die Temperaturbeständigkeit des Lasers ein genaues Augenmerk gelegt werden muss.

Zur Erzeugung der für die Plasma-Zündung erforderlichen sehr hohen Feldstärken wird der verwendete Laser gepulst betrieben. Durch die Erzeugung von sehr kurzen Laserimpulsen im unteren ns-Bereich kann kurzfristig die erforderliche Ausgangsleistung erbracht werden, während gleichzeitig die durchschnittliche Eingangsleistung des Lasersystems relativ klein gehalten wird. Diese Pulserzeugung erfolgt mittels eines geeigneten Güteschalters im Laserresonator selbst.

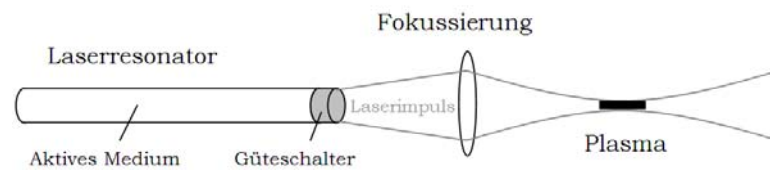


Fig. 1: Funktionsweise und Aufbau des Lasersystems

Wie aus Fig. 1 ersichtlich besteht der Laserstab aus dem Lasermedium zur Verstärkung und dem Güteschalter zur Pulserzeugung, welche durch an den beiden Enden des Laserstabs aufgebrachte Spiegel zu einem monolithischen Laserresonator vervollständigt werden.

Bei der Auswahl der Materialien für das aktive Lasermedium und den Güteschalter kann jeweils zwischen zwei Elementen unterschieden werden:

Wirtsmaterial, welches die mechanischen, thermischen und optischen Eigenschaften festlegt

Aktiven Ionen, die den optischen Übergang für die Verstärkung im Lasermedium bzw. die Absorption im Güteschalter bereitstellen und somit Wellenlänge, Linienbreite, etc. des Lasers festlegen

Das Wirtsmaterial muss viele spezielle Eigenschaften aufweisen, um einen einwandfreien Betrieb des Lasers zu gewährleisten. Dazu gehören neben der bereits angesprochenen Temperaturbeständigkeit auch gute optische Eigenschaften und mechanische Festigkeit, hohe chemische Widerstandsfähigkeit und ein möglichst homogener Verlauf des Brechungsindex, sowie möglichst geringe interne Spannungen und Verzerrungen im Kristall bzw. Glas [1].

Das in der Industrie am weitesten verbreitete Festkörper-Lasermaterial ist Yttrium-Aluminium-Granat ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$), da dieses viele der oben genannten Eigenschaften in sich vereint. In Tab. 1 sind einige wichtige physikalische Eigenschaften von YAG zusammengestellt.

Wichtige thermische Eigenschaften von YAG sind die hohe Schmelztemperatur, der relativ kleine thermische Ausdehnungskoeffizienten und die gute thermische Leitfähigkeit. Außerdem zeigt der Brechungsindex eine im relevanten Temperaturbereich bis ca. 300 °C (siehe Kapitel 3.4) vernachlässigbare Änderung mit der Temperatur und kann damit praktisch als konstant angenommen werden.

Property	Symbol	Value	Units	Comments
Crystal symmetry				Cubic
Lattice constant	a_0	12.01	Å	
Refractive index	n_1	1.818		1064 nm
Temperature index variation	$dn_1/d\vartheta$	$7.8 \cdot 10^{-6}$	K^{-1}	1064 nm
Thermal expansion coefficient	α_{th}	$6.1 \cdot 10^{-6}$	K^{-1}	
Thermal conductivity	k_c	0.11	$W\,cm^{-1}\,K^{-1}$	
Specific heat		0.6	$J\,g^{-1}\,K^{-1}$	
Thermal diffusivity		0.041	$cm^2\,s^{-1}$	
Mass density		4.56	$g\,cm^{-3}$	
Hardness		1215	$kg\,mm^{-2}$	Knoop
		8...8.5		Moh's scale
Tensile strength		$2.0 \cdot 10^{-6}$	$g\,cm^{-2}$	
Melting point		1950	$^{\circ}C$	

Tab. 1: Mechanische und thermische Eigenschaften von YAG (aus [2], 39)

Die Verwendung von YAG als Wirtsmaterial hat den Vorteil, dass dieses sowohl für das Lasermedium als auch den passive Güteschalter eingesetzt werden kann und somit die mechanischen und thermischen Eigenschaften der beiden Komponenten des Laserstabes übereinstimmen.

Um die Verwendung des eingesetzten Lasermaterials zur Verstärkung des Photonenflusses im Resonator zu ermöglichen, muss das Wirtsmaterial YAG noch mit aktiven Ionen wie Nd^{3+} dotiert werden.

Durch die Dotierungsionen Nd^{3+} werden die für den Laserbetrieb wichtigen Eigenschaften wie Laser-Wellenlänge und -Linienbreite (siehe Fig. 2), spontane Lebensdauer der Elektronen, Wirkungsquerschnitt des Laserüberganges und Ähnliches bestimmt.

Property	Symbol	Value	Units	Comments
Nd^{3+} concentration (1.0 at.%)		$1.39 \cdot 10^{20}$	cm^{-3}	
Wavelength at gain peak	λ_0	946	nm	
		1.064	μm	
		1.319	μm	
Linewidth	$\Delta\lambda$	0.8	nm	946 nm
		0.6	nm	1064 nm
		0.6	nm	1319 nm
Spontaneous lifetime	τ	230	μs	1.0 at.% Nd
Emission cross section @ 1064 nm	σ	$5.8 \cdot 10^{-19}$	cm^2	[22]
Occupation probability @ 1064 nm	f_2	0.41		[11]
	f_1	0.19		[11]
Pump absorption coefficient	α_p	9, 5	cm^{-1}	808, 5 nm, 1, 0 at.% Nd

Tab. 2: Optische Eigenschaften von Nd:YAG (aus [2], 40)

Neodym gehört zu den dreiwertigen seltenen Erden, welche besonders oft als aktive Ionen im Laser verwendet werden. Es ist vor allem deshalb so geeignet, weil der verwendete Laserübergang,

welche durch einen Elektronenübergang zwischen verschiedenen Zuständen in der 4f - Schale zustande kommt, durch Elektronen in der äußeren Schale (5s und 5p) vom restlichen Kristall gut abgeschirmt wird. Das hat zur Folge, dass die betrachtete Emissionslinie schmal, hoch und relativ unabhängig vom verwendeten Wirtsmaterial ist [1].

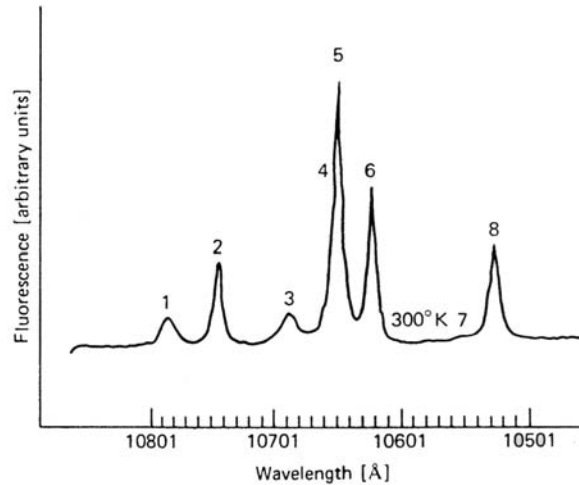


Fig. 2: Emissionsspektrum von Nd^{3+} in YAG bei 300K (aus [1], 50)

Bei der Auswahl des Wirtsmaterials bzw. der verwendeten Dotierungionen muss außerdem darauf geachtet werden, dass die Größe des verwendeten aktiven Ions in etwa mit der des zu ersetzenden Ions des Wirtsmaterials übereinstimmt. Ansonsten kann es im Kristall zu stärkeren Verzerrungen und somit zu Verschlechterung der optischen und mechanischen Eigenschaften des Lasermaterials kommen.

Im hier betrachteten Fall wird ca. 1.0 at.% Y^{3+} des YAG-Kristalls durch Nd^{3+} ersetzt, wobei die Atomradien für Yttrium ca. 1.8 Å und für Neodym ca. 1.85 Å betragen, sich also um weniger als 3 % voneinander unterscheiden.

Auch die Frage der Ladungsneutralität ist in diesem Falle hinfällig da beide Ionen dreiwertig sind und somit in dieser Hinsicht keinerlei Probleme erwachsen.

Zusammenfassend bietet Nd:YAG hervorragende mechanische Eigenschaften und eine hohe Temperaturbeständigkeit, sowie eine hohe spontane Lebensdauer der angeregten Elektronen von $\tau = 230 \text{ } \mu\text{s}$ bei einer Laserwellenlänge im nahen Infrarotbereich von $\lambda_0 = 1064 \text{ nm}$. Durch die weite Verbreitung ist der Herstellungsprozess sehr ausgereift, was zu gleichmäßigen und gut kontrollierten optischen Eigenschaften des Laserstabes führt.

Beim Güteschalter wird das Wirtsmaterial YAG mit Cr^{4+} -Ionen dotiert. Cr:YAG hat Sättigungszentren bei der verwendeten Laserwellenlänge von Nd:YAG $\lambda_0 = 1064 \text{ nm}$ und eine ausreichend hohe Lebensdauer des oberen Absorberniveaus von etwa 3.6...4.0 μs [3].

Da beim Dotieren des Kristalls Y^{3+} -Ionen durch Cr^{4+} -Ionen ersetzt werden, muss zur Sicherstellung der Ladungsneutralität der Absorberkristall noch zusätzlich mit einem 2-wertigen Element wie Ca^{2+} oder Mg^{2+} versetzt werden (siehe auch Kapitel 3).

3 Theorie des passiv gütegeschalteten Lasers

Beim Güteschalten wird zur Erzeugung des Laserimpulses die Güte des Laserresonator verändert. Während des Pumpvorgangs werden im Resonator zusätzliche Verluste eingebracht, was das Anschwingen des Lasers während des Pumpens verhindert, wodurch sich die Inversion weit über die ursprüngliche Threshold-Inversion des Lasers steigert. Werden diese Zusatzverluste nun plötzlich entfernt kommt es zu einem lawinenartigen Anstieg der Photonendichte im Laserresonator und die in den oberen Energiezuständen gespeicherte Energie wird als starker Impuls am Ausgang des Lasers freigegeben. Fig. 3 zeigt den zeitlichen Verlauf eines schnell gütegeschalteten Laserpulses. Dargestellt sind der Ausgang der Bogenlampe, die Umlaufverluste des Laserresonator, die Besetzungsinversion und die Ausgangsleistung des Lasers.

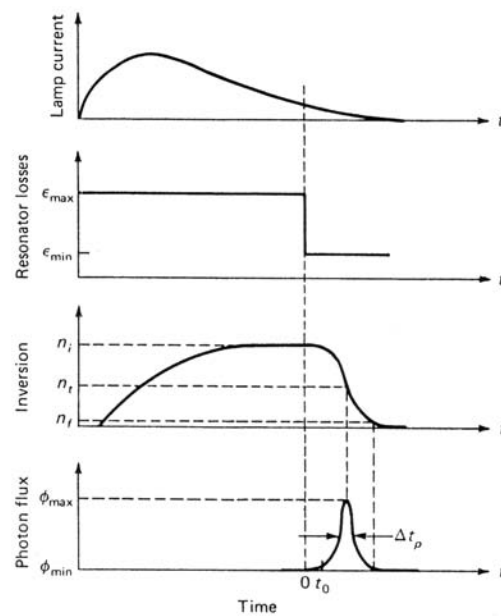


Fig. 3: Zeitlicher Verlauf eines gütegeschalteten Laserimpulses (aus [1], 470)

Eine frühe theoretische Behandlung des Güteschaltens erfolgte etwa durch Wagner und Lengyel [4]. Beim Güteschalten wird die notwendige Impulsenergie in den höheren Energiezuständen zwischengespeichert, weshalb die erforderliche maximale Pumpimpulsdauer im Bereich der spontanen Lebensdauer liegt. Diese ist für Nd:YAG (siehe Kapitel 2) $\tau = 230 \mu\text{s}$, was bei einer Laser-Ausgangsimpulsdauer im Bereich von etwa $1 \dots 10 \text{ ns}$ eine „Zeitkompression“ um ca. 5 Größenordnungen bedeutet. Dementsprechend wird auch die max. Pumpleistung sehr stark reduziert und somit die Lebensdauer der eingesetzten Bogenlampe deutlich erhöht, sowie deren Ansteuerung entsprechend vereinfacht (siehe Kapitel 5.6 und 7.1).

Durch die vergleichsweise lang anhaltende hohe Besetzungsinversion treten bei gütegeschalteten Lasern zusätzliche Verluste etwa durch verstärkte spontane Emission (Superlumineszenz) auf. Aus diesem Grund sollte die Speicherzeit und somit die Pumpimpulsdauer möglichst klein gehalten werden, jedoch jedenfalls unter der spontanen Lebensdauer τ des verwendeten Lasermaterials liegen.

3.1 Funktionsweise des passiven Güteschalters

Beim bei dieser Arbeit eingesetzten passiven Güteschalter werden die Verluste nicht in Abhängigkeit der Zeit geschaltet, vielmehr zeigen die Verluste hier einen von der Photonenflussdichte abhängigen Verlauf, was mit Hilfe eines sättigbaren Absorbers realisiert wird. Das hat den Vorteil, dass dieser Güteschalter nicht von außen angesteuert werden muss, sondern direkt auf die im Laserresonator vorherrschenden Energieflussdichte reagiert, und somit zu kleinen, robusten und kostengünstigen Lösungen führt. Frühe Behandlungen zum passiven Güteschalter sind etwa [5] - [7].

Die Funktionsweise des sättigbaren Absorbers beruht auf einem der Laserwellenlänge angepassten Elektronenübergang, wobei das obere Energieniveau eine sehr kurze spontane Lebensdauer aufweist, weshalb die angeregten Elektronen quasi unmittelbar auf ein niedriger gelegenes Niveau zwischen Grundzustand und angeregtem Zustand fällt. Dieses Zwischenniveau besitzt eine hohe Lebensdauer ($3.6 \dots 4.0 \mu\text{s}$ [3]), welche deutlich über der Photonenlebensdauer des Resonators von einigen Nanosekunden liegt. Dadurch kommt es bei steigender Photonendichte ϕ zunehmend zu einer Depopulation des Grundniveaus, da die Elektronen vom Zwischenzustand nicht schnell genug wieder in diesen zurückfallen. Dies zieht unmittelbar eine Verringerung der Absorption nach sich, der sättigbare Absorber bildet somit ein klassisches Drei-Niveau-System, welches als Pumpquelle die im Resonator erzeugte Laserstrahlung nutzt.

Diese Betrachtungen berücksichtigen jedoch nicht, dass der Absorber keine ideale Sättigung aufweist, das heißt die Transmittivität des Absorbers nimmt bei vollständiger Sättigung einen Betrag $T_{A,\max} < 1$ an.

Diese nicht-sättigbare Restabsorption wird in geringem Maße durch eine 2-Photonen-Absorption von im YAG-Kristall durch den Dotierungsprozess unvermeidlich in unterschiedlich starker Konzentration ebenfalls eingebrachter Cr^{3+} -Ionen verursacht [3], wobei dieses Problem stärker bei Zusatzdotierung mit Ca^{2+} als mit Mg^{2+} auftritt [8]. Der weitaus größere Anteil rührt jedoch von einer Absorption von Photonen im oberen Absorberniveau, der *Excited State Absorption* (ESA), her.

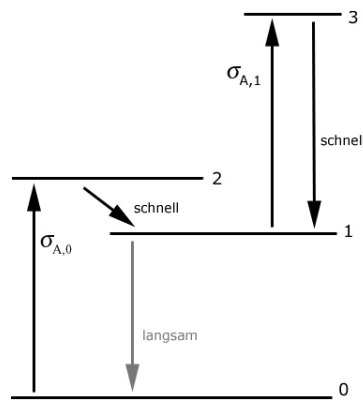


Fig. 4: Funktionsweise eines nicht-idealen passiven Güteschalters

Ursache der ESA ist ein weiterer auf die Laserfrequenz abgestimmter Elektronenübergang zwischen den Niveaus 1 und 3 in Fig. 4. Anders als bei Energieniveau 1, dessen Lebensdauer bei

einigen Mikrosekunden liegt, ist die spontane Lebensdauer von Niveau 3 sehr kurz, sodass die Elektronen quasi unverzüglich auf das Niveau 1 zurückfallen. Aufgrund dessen und der Tatsache, dass der Übergang 3-1 nicht-strahlend ist, ergeben sich durch die ESA Verluste, die nicht gesättigt werden können, was zu einer maximalen Transmittivität $T_{A,\max} < 1$ führt.

Diese Restabsorption verringert so die nützliche Ausgangsenergie und bewirkt, dass der Güteschalter bei sehr hohen Intensitäten (10^8 W/cm^2) im Dauerbetrieb gekühlt werden muss [3], um eine thermische Beschädigung desselben zu vermeiden. Da die mittleren Intensitäten durch die geringen Impulsraten deutlich geringer ausfallen, ist dies hier nicht notwendig und es wird in dieser Hinsicht keine gesonderten Betrachtungen für den Güteschalter angestellt. Stattdessen beschränken sich die Überlegungen zur Temperaturverteilung auf eine gemeinsame Behandlung des gesamten Laserstabes (siehe Kapitel 3.4).

Im ungesättigten Zustand befinden sich alle Absorptionselektronen im untersten Zustand des Absorbers. Dessen Besetzungsdichte entspricht also genau der Konzentration N_A der Cr^{4+} -Ionen im YAG-Kristall. Mit der Absorberlänge l_A und dem Wirkungsquerschnitt des unteren Absorberüberganges $\sigma_{A,0}$ errechnet sich die Transmittivität des passiven Güteschalters im ungesättigten Zustand, also zu Beginn des Laserimpulses, zu

$$T_{A,0} = \exp(-\sigma_{A,0} N_A l_A) \quad (1)$$

Auf die gleiche Weise ergibt sich Transmittivität des Absorbers bei vollständiger Sättigung, da sich nun alle beteiligten Elektronen im Niveau 1 befinden, aus dem Wirkungsquerschnitt $\sigma_{A,1}$ des zusätzlichen Elektronenübergangs zwischen Absorberniveau 1 und 3

$$T_{A,\max} = \exp(-\sigma_{A,1} N_A l_A) \quad (2)$$

Daraus ist sofort ersichtlich, dass dieser Güteschalter nur dann funktioniert, wenn $\sigma_{A,0} > \sigma_{A,1}$ ist, da sich ansonsten keine Transmissionserhöhung ergeben würde.

3.2 Ratengleichungen des passiv gütegeschalteten Lasers

Die Beschreibung des Lasers erfolgt durch die Ratengleichungen für die Besetzungsinversion ΔN und Photonendichte $\phi(t)$.

Die Änderung der Besetzungsinversion hängt dabei von den verschiedensten Mechanismen ab, wobei im Wesentlichen zwischen folgenden unterschieden wird.

- Pumprate vom Grundniveau ins obere Laserniveau
- Stimulierte Emission
- Relaxation vom oberen Laserniveau: Diese erfolgt vorwiegend durch einen strahlenden Übergang, die spontane Emission, ausgedrückt durch die spontane Lebensdauer τ . Die Relaxation findet auch teilweise durch nicht-strahlende Übergänge statt, was eine etwas reduzierte Lebensdauer nach sich zieht. Da diese Prozesse jedoch vernachlässigbar klein

gegenüber der spontanen Emission sind, wird die Relaxationszeitkonstante für das obere Laserniveau von Nd:YAG mit der spontanen Lebensdauer gleichgesetzt $\tau_2 \approx \tau = 230 \text{ } \mu\text{s}$ führt. Bedingung hierfür ist eine ausreichend geringe Konzentration des Dopanden Nd^{3+} [9, 10], was hier als gegeben angenommen werden kann.

- Relaxation von unterem Laserniveau: Dieser Prozess erfolgt in Nd:YAG vor allem nicht-strahlend, wobei das untere Laserlevel eine Lebensdauer von ca. $\tau_1 = 300 \text{ ns}$ aufweist.
- Thermalisierung im oberen bzw. unteren Laserband: Aufgrund der atomaren Struktur von Nd:YAG kommt es im unteren bzw. oberen Laserniveau zu „Aufsplitterungen“ in verschiedene Subniveaus. Innerhalb dieser Laserbänder erfolgt die Relaxation zwischen den einzelnen Subniveaus im Allgemeinen wesentlich schneller, was als Thermalisierung bezeichnet und durch die Thermalisierungszeitkonstante τ_T beschrieben wird. Letztere liegt für Nd:YAG in etwa im Bereich $\tau_T = 3 \dots 12 \text{ ns}$ [11, 12].

Da die erwartete Laserimpulsdauer im 10 ns-Bereich sind die Pumprate und die Relaxationen sowohl vom oberen als auch vom unteren Laserniveau vernachlässigbar klein. Die Thermalisierung innerhalb der Laserbänder spielt jedoch eine wesentliche Rolle, da sich die erwartete Impulsdauer genau im Bereich der Thermalisierungszeit ergibt. Es können dabei folgende zwei Sonderfälle unterschieden werden (aus [11]).

1. $t_p \ll \tau_T$: Ist die Impulsdauer t_p des Laserimpulses sehr viel kleiner als die Thermalisierungszeit τ_T , kann auch die Thermalisierung innerhalb der Laserbänder vernachlässigt werden und die Änderung der Besetzungsinversion ergibt sich praktisch nur durch den Prozess der stimulierten Emission. Durch die Abwesenheit aller signifikanter Relaxationsprozesse ergibt sich unmittelbar die Beziehung zwischen den Besetzungsdichten N_2 des oberen und N_1 des unteren Laserniveaus

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{dN_1}{dt} \quad (3)$$

Mit der Definition der Besetzungsinversion als Unterschied der Besetzungsdichte von oberem und unterem Laserniveau $\Delta N := N_2 - N_1$ ergibt sich deren Änderung direkt zu

$$\frac{d\Delta N}{dt} = \frac{dN_2}{dt} - \frac{dN_1}{dt} \quad (4)$$

Mit Hilfe der Übergangswahrscheinlichkeit für die stimulierte Emission $\sigma c \phi(t)$ (aus [13]) errechnet sich die Änderung der Besetzungsdichte damit zu

$$\frac{d\Delta N(t)}{dt} = -2\sigma c \phi(t) \Delta N(t) \quad (5)$$

wobei σ dem Wirkungsquerschnitts des eingesetzten Lasermaterials Nd:YAG, $c = c_0/n_1$ der Lichtgeschwindigkeit im Lasermedium mit dem Brechungsindex n_1 und $\phi(t)$ der räumlich gemittelten Photonendichte im Lasermedium entspricht.

2. $\tau_T \ll t_p \ll \tau_1$: Liegt die Laserimpulsdauer t_p deutlich über der Thermalisierungszeit τ_T jedoch noch immer unterhalb der Relaxationszeitkonstanten des unteren τ_1 und oberen τ_2 Laserniveaus, so findet zwar keine Relaxation aus den Bändern statt, aber die beiden Bänder selbst sind zu jedem Zeitpunkt praktisch vollständig thermalisiert, das heißt im thermischen Gleichgewicht.

Dies bedeutet einerseits, dass sich die gesamte Besetzungsdichte des oberen N_o und unteren N_u Laserbandes durch die stimulierte Emission nicht ändert

$$N_o + N_u = \text{const} \quad (6)$$

$$\frac{dN_o}{dt} = -\frac{dN_u}{dt} \quad (7)$$

und dass sich die Besetzungsdichten der Laserlevel mit Hilfe der Besetzungswahrscheinlichkeiten (f_2 bzw. f_1) der Boltzmann-Statistik aus den Besetzungsdichten der jeweiligen Laserbänder ergeben

$$N_2(t) = f_2 N_o(t) \quad (8)$$

$$N_1(t) = f_1 N_u(t) \quad (9)$$

Damit kann die Änderung der Besetzungsinversion nun folgendermaßen ausgedrückt werden

$$\frac{d\Delta N}{dt} = \frac{dN_2}{dt} - \frac{dN_1}{dt} = f_2 \frac{dN_o}{dt} - f_1 \frac{dN_u}{dt} \quad (10)$$

$$\frac{d\Delta N}{dt} = -(f_2 + f_1) \frac{dN_o}{dt} \quad (11)$$

Dies führt mit der Übergangswahrscheinlichkeit der stimulierten Emission (siehe weiter oben) zu folgendem Ausdruck für die Änderung der Besetzungsinversionsdichte $\Delta N(t)$

$$\frac{d\Delta N}{dt} = -(f_2 + f_1) \sigma c \phi(t) \Delta N(t) \quad (12)$$

Die Änderung der Besetzungsdichte errechnet sich also in Abhängigkeit der Impulsdauer t_p näherungsweise zu

$$\frac{d\Delta N(t)}{dt} = -k_{\Delta N} \sigma c \phi(t) \Delta N(t) \quad (13)$$

Der Inversionsreduktionsfaktor $k_{\Delta N}$ ergibt sich dabei mit den Besetzungswahrscheinlichkeiten $f_2 = 0.41$ für das obere und $f_1 = 0.19$ für das untere Laserniveau (aus [11]) für Nd:YAG im Bereich

$$0.6 \leq k_{\Delta N} \leq 2 \quad (14)$$

Ein Inversionsreduktionsfaktor $k_{\Delta N} < 1$ drückt aus, dass die Besetzungsinversion durch die Thermalisierung innerhalb der beiden Laserbänder bereits während der Entwicklung des Impulses teilweise wieder erhöht wird, da das obere Laserniveau aus den anderen Subniveaus des oberen Laserbandes wieder „nachgefüllt“ wird, bzw. das untere Laserniveau durch die thermischen Ausgleichsprozesse zwischen den unteren Subniveaus bereits bis zu einem gewissen Grad „entleert“ wird.

Eine genaue Bestimmung des Inversionsreduktionsfaktor $k_{\Delta N}$ wird durch den Umstand erschwert, dass die für die Thermalisierungszeiten τ_T von Nd:YAG bekannten Werte je nach Publikation sehr stark im Bereich $\tau_T = 3 \dots 12$ ns [12] schwanken. Deshalb wird in weiterer Folge $k_{\Delta N}$ als konstant mit dem Wert

$$k_{\Delta N} := 1 \quad (15)$$

angenommen, womit sich die Änderung der Besetzungsinversionsdichte zu

$$\frac{d\Delta N}{dt} = -c\phi(t)\sigma\Delta N(t) \quad (16)$$

ergibt.

Auf dieselbe Weise ergibt sich die Änderung der Besetzungsdichte $N_{A,1}$ des Grundniveaus des sättigbaren Absorbers

$$\frac{dN_{A,1}}{dt} = -c\phi(t)\sigma_{A,0}N_{A,1}(t) \quad (17)$$

Division von (16) durch (17) ergibt

$$\frac{d\Delta N(t)}{\Delta N(t)} = \frac{\sigma}{\sigma_{A,0}} \frac{dN_{A,1}(t)}{N_{A,1}(t)} \quad (18)$$

Dies führt mit dem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von Absorber und Lasermedium (siehe auch Kapitel 3.3)

$$q_R := \frac{\sigma_{A,0}}{\sigma} \quad (19)$$

und nach Integration von den initialen Werten der Besetzungsinversion des Lasermediums bzw. der Besetzungsdichte des Absorbers beim Beginn des Laserimpulses $(\Delta N_i, N_A)$ bis zu den aktuellen Werten $(\Delta N(t), N_{A,1}(t))$ auf folgenden Ausdruck für die Besetzungsdichte $N_{A,1}$ des Absorber-Grundniveaus

$$N_{A,1}(t) = N_A \left(\frac{\Delta N(t)}{\Delta N_i} \right)^{q_R} \quad (20)$$

Mit der Annahme, dass zu Beginn des Laserimpulses die gesamte Elektronenpopulation des Absorbers im Grundzustand ist, entspricht diese initiale Besetzungsdichte N_A genau der Konzentrationsdichte der Cr^{4+} -Ionen im YAG-Kristall.

Mit der vereinfachten Annahme, dass sich die gesamte Elektronenpopulation des Absorbers zu jedem Zeitpunkt entweder im Grundzustand oder im oberen Absorberniveau befinden

$$N_A := N_{A,1} + N_{A,2} \quad (21)$$

ergibt sich direkt der Ausdruck für die Besetzungsdichte des oberen Absorberniveaus $N_{A,2}$

$$N_{A,2}(t) = N_A \left[1 - \left(\frac{\Delta N(t)}{\Delta N_i} \right)^{q_R} \right] \quad (22)$$

Die Änderung der Photonendichte $\phi(t)$ innerhalb eines Umlaufs des Laserresonator wird einerseits durch die Verstärkung im Lasermedium, andererseits durch eine Vielzahl verschiedener

Verluste im Laserresonator - das sind die sättigbaren und nicht-sättigbaren Verluste des Absorbers, die Auskopplungsverluste am Ausgangsspiegel des Resonator, sowie andere interne Verluste des Absorbers - verursacht (siehe etwa [14]- [17]).

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{c\phi(t)}{2l} \left[2l\sigma\Delta N(t) - 2l_A\sigma_{A,0}N_{A,1}(t) - 2l_A\sigma_{A,1}N_{A,2}(t) - \ln\left(\frac{1}{R}\right) - L \right] \quad (23)$$

Dabei wurde näherungsweise angenommen, dass die Länge des aktiven Mediums mit der Länge des Resonator l übereinstimmt. Um eine vereinfachte Schreibweise zu erwirken werden nun für die einzelnen Verlustkomponenten „verteilte“ Verlustkoeffizienten [13] eingeführt, welche auf die 2fache Resonatorlänge bezogen sind:

- sättigbare Verluste (Anfangsverluste) des Absorbers: $\alpha_A := \sigma_{A,0}N_A \frac{l_A}{l} = \frac{-\ln(T_{A,0})}{l}$
- Auskopplungsverluste durch den Ausgangsspiegel: $\alpha_R := \frac{-\ln(R)}{2l}$
- sonstige interne Verluste im Laserresonator: $\alpha_L := \frac{L}{2l}$

l_A ist die Länge des sättigbaren Absorbers, R der Reflektivität des Ausgangsspiegels und L allen nicht erfassten internen Verlusten des Laserresonator während eines Umlaufs.

α_A entspricht dabei den Verlusten des Absorbers im ungesättigten Zustand, also zu Beginn des Aufbaus des Laserimpulses, und wird durch die Kleinsignal-Transmittivität $T_{A,0}$ des Güteschalters beschrieben. Die Verluste des Absorbers im vollständig gesättigten Zustand werden hingegen durch die maximale Absorber-Transmittivität $T_{A,\max}$ (2) beschrieben.

Der Verlustkoeffizient α_R beschreibt die Reduktion der Photonendichte durch die Auskopplung am Ausgangsspiegel des Resonator. Er ist also kein Verlust im eigentlichen Sinne, sondern beschreibt tatsächlich die am Ausgang des Lasers zur Verfügung stehende Nutzstrahlung und kann somit als Auskopplungsterm interpretiert werden.

Der Verlustkoeffizient α_L fasst schließlich alle anderen im Resonator entstehenden Verluste, etwa Absorptions-, Streuungs- und Brechungsverluste im Laserstab, zusammen.

Das Verhältnis q_A der Wirkungsquerschnitte der beiden Absorberübergänge $\sigma_{A,0}$ und $\sigma_{A,1}$

$$q_A := \frac{\sigma_{A,1}}{\sigma_{A,0}} = \frac{\ln(T_{A,\max})}{\ln(T_{A,0})} \quad (24)$$

ergibt sich mit Hilfe von (1) und (2) als Verhältnis der Logarithmen von maximaler Transmittivität und Anfangstransmittivität des passiven Güteschalters. q_A ist also ein Maß für die *Transmissionserhöhung* und damit der Güte des sättigbaren Absorbers.

Damit ergibt sich die Änderung der mittleren Photonendichte aus dem Verstärkungskoeffizienten des Lasermediums $\sigma\Delta N(t)$ und den oben aufgeführten Verlustkoeffizienten zu

$$\frac{d\phi}{dt} = c\phi(t) \left[\sigma\Delta N(t) - (1 - q_A)\alpha_A \left(\frac{\Delta N(t)}{\Delta N_i} \right)^{q_R} - q_A\alpha_A - \alpha_R - \alpha_L \right] \quad (25)$$

Daraus erhalten wir unmittelbar durch Nullsetzen ($\frac{d\phi}{dt} = 0$) den Initialwert der Besetzungsin-

version des passiv gütegeschalteten Lasers am Anfang des Impulses

$$\Delta N_i = \frac{\alpha_A + \alpha_R + \alpha_L}{\sigma} \quad (26)$$

Der Aufbau des Laserimpulses beginnt dann, wenn die Verstärkung des Lasermediums, ausgedrückt durch den Kleinsignalverstärkungskoeffizienten,

$$g_0 := \Delta N_i \sigma \quad (27)$$

den Anfangsverlusten des Absorbers, den Auskopplungsverlusten durch den Ausgangsspiegel und den sonstigen internen Verlusten entspricht, also den gesamten Umlaufverlusten des Laserresonator.

Zur Bestimmung der finalen Besetzungsinversionsdichte des Lasermediums am Ende des Laserimpulses wird die Photonendichte $\phi(t)$ innerhalb des Laserresonator in Abhängigkeit der Besetzungsinversion dargestellt. Division von (25) durch (16) ergibt

$$\frac{d\phi}{d\Delta N} = -1 + \frac{(1 - q_A)\alpha_A}{g_0} \left(\frac{\Delta N(t)}{\Delta N_i} \right)^{q_R - 1} + \frac{q_A\alpha_A + \alpha_R + \alpha_L}{\sigma} \frac{1}{\Delta N(t)} \quad (28)$$

und Integration der Besetzungsdichte vom Anfang des Laserimpulses ΔN_i zum aktuellen Zeitpunkt $\Delta N(t)$ führt auf die Photonendichte $\phi(\Delta N)$ in Abhängigkeit der Inversionsdichte

$$\phi(\Delta N) = \Delta N_i - \Delta N(t) - \frac{(1 - q_A)\alpha_A}{\sigma_{A,0}} \left[1 - \left(\frac{\Delta N(t)}{\Delta N_i} \right)^{q_R} \right] + \frac{q_A\alpha_A + \alpha_R + \alpha_L}{\sigma} \ln \left(\frac{\Delta N(t)}{\Delta N_i} \right) \quad (29)$$

Daraus ergibt sich ein Zusammenhang zwischen der Inversionsdichte am Anfang und am Ende des Laserimpulses durch Nullsetzen der Photonendichte ($\phi(\Delta N_f) = 0$)

$$\Delta N_i - \Delta N_f - \frac{(1 - q_A)\alpha_A}{\sigma_{A,0}} \left[1 - \left(\frac{\Delta N_f}{\Delta N_i} \right)^{q_R} \right] + \frac{q_A\alpha_A + \alpha_R + \alpha_L}{\sigma} \ln \left(\frac{\Delta N_f}{\Delta N_i} \right) = 0 \quad (30)$$

Die Inversionsdichte ΔN_ϕ bei der die Photonendichte ihren Maximalwert aufweist ergibt sich schließlich durch Nullsetzen von (28)

$$\frac{\Delta N_\phi}{\Delta N_i} = \frac{(1 - q_A)\alpha_A}{g_0} \left(\frac{\Delta N_\phi}{\Delta N_i} \right)^{q_R} + \frac{q_A\alpha_A + \alpha_R + \alpha_L}{g_0} \quad (31)$$

und damit die maximale Photonendichte $\phi_{\max}$ zu

$$\phi_{\max} = \Delta N_i - \Delta N_\phi - \frac{(1 - q_A)\alpha_{A0}}{\sigma_{Ag}} \left[1 - \left(\frac{\Delta N_\phi}{\Delta N_i} \right)^{q_{Res}} \right] + \frac{q_A\alpha_{A0} + \alpha_R + \alpha_L}{\sigma_{Nd}} \ln \left(\frac{\Delta N_\phi}{\Delta N_i} \right) \quad (32)$$

Damit stehen alle wichtigen Inversionen zum Anfang, zum Ende und zum Zeitpunkt der maximalen Photonendichte innerhalb des Laserresonator zur Beschreibung der Impulsbildung zur Verfügung.

3.3 Optimierung der Laserparameter

Ziel der Optimierung ist es, die Energie des Laserimpulses am Ausgang des Laserresonator zu Maximieren, um die geforderte Impulsenergie mit möglichst geringem eingangsseitigen Energieaufwand zu erreichen. Zur Optimierung des passiven gütegeschalteten Laserresonator stehen zwei Parameter zur Verfügung, das ist die Reflektivität R des Ausgangsspiegels und die Anfangstransmittivität $T_{A,0}$ bzw. die Länge l_A des sättigbaren Absorbers.

Zuerst wird nach [11] ein Ausdruck für die Energie des Ausgangsimpulses bestimmt. Aus (25) ist direkt die Änderung der Photonendichte ersichtlich, welche durch die Auskopplung am Ausgangsspiegel verursacht ist. Daraus ergibt sich nach Multiplikation mit dem Volumen des Laserresonator Al und der Photonenenergie $h\nu$ die momentane Ausgangsleistung des Lasers

$$P(t) = c\phi(t)\alpha_R \cdot Al \cdot h\nu \quad (33)$$

Hierbei wurde vereinfacht angenommen, dass der Photonenstrahl den gesamten Laserstab ausfüllt und damit dessen mittlerer Querschnitt mit dem Querschnitt A des Laserstabes übereinstimmt. Nach Integration mit Hilfe von (16) ergibt sich daraus die Impulsenergie E .

$$E = c\alpha_R Al h\nu \int_0^\infty \phi(t) \cdot dt = -\frac{\alpha_R Al h\nu}{\sigma} \int_{\Delta N_i}^{\Delta N_f} \frac{d\Delta N}{\Delta N} \quad (34)$$

$$E = -\alpha_R \frac{Al h\nu}{\sigma} \ln \left(\frac{\Delta N_f}{\Delta N_i} \right) \quad (35)$$

Eine direkte Ableitung der Energie nach den Auskopplungsverlusten α_R zur Bestimmung der optimalen Reflektivität des Ausgangsspiegels ist nicht möglich, da diese nicht als Funktion von α_R dargestellt werden kann [16]. Die Energie E kann jedoch in Abhängigkeit des Inversionsreduktions-Terms $\frac{\Delta N_f}{\Delta N_i}$, das ist das Verhältnis der Endinversion nach dem Laserimpuls zur Startinversion zu Beginn des Impulses, ausgedrückt werden.

Die Beziehung zwischen Anfangs- und Endinversion (30) kann mit Hilfe der Startbedingung des passiv gütegeschalteten Lasers (26) und mit (19) auf folgende Form gebracht werden

$$\alpha_R = \frac{g_0}{1 - q_A} \frac{1 - \frac{\Delta N_f}{\Delta N_i} - \frac{1}{q_R} \left[1 - \left(\frac{\Delta N_f}{\Delta N_i} \right)^{q_R} \right]}{-\ln \left(\frac{\Delta N_f}{\Delta N_i} \right) - \frac{1}{q_R} \left[1 - \left(\frac{\Delta N_f}{\Delta N_i} \right)^{q_R} \right]} - \left(\frac{q_A}{1 - q_A} g_0 + \alpha_L \right) \quad (36)$$

Nach dem Einsetzen in (35) und mit der Skalierung

$$E_{sc} := \frac{Al h\nu}{\sigma} \cdot g_0 \quad (37)$$

ergibt sich die Energie des Laserimpulses in Abhängigkeit der Inversionsreduktion $\frac{\Delta N_f}{\Delta N_i}$:

$$\frac{E}{E_{sc}} = \frac{1}{1 - q_A} \cdot \frac{1 - \frac{\Delta N_f}{\Delta N_i} - \frac{1}{q_R} \left[1 - \left(\frac{\Delta N_f}{\Delta N_i} \right)^{q_R} \right]}{-\ln \left(\frac{\Delta N_f}{\Delta N_i} \right) - \frac{1}{q_R} \left[1 - \left(\frac{\Delta N_f}{\Delta N_i} \right)^{q_R} \right]} \ln \left(\frac{\Delta N_f}{\Delta N_i} \right) - \left(\frac{q_A}{1 - q_A} + \frac{\alpha_L}{g_0} \right) \ln \left(\frac{\Delta N_f}{\Delta N_i} \right) \quad (38)$$

Nun kann durch Nullsetzen der Ableitung

$$\frac{d\left(\frac{E}{E_{sc}}\right)}{d\left(\frac{\Delta N_f}{\Delta N_i}\right)} = 0 \quad (39)$$

numerisch das optimale Verhältnis von Endinversion zu Anfangsinversion $\left(\frac{\Delta N_f}{\Delta N_i}\right)_{opt}$ zur Maximierung der Impulsenergie bestimmt werden und daraus durch Einsetzen in (36) die optimale Auskopplung $\alpha_{R,opt}$ bzw. die optimale Reflektivität des Ausgangsspiegels R_{opt} und mit Hilfe der Startbedingung (26) des Laserresonator außerdem die optimalen Absorberverluste $\alpha_{A,opt}$ und damit die optimale Kleinsignal-Transmittivität $T_{A,0,opt}$ des Absorbers bzw. die optimale Absorberlänge $l_{A,opt}$ (1).

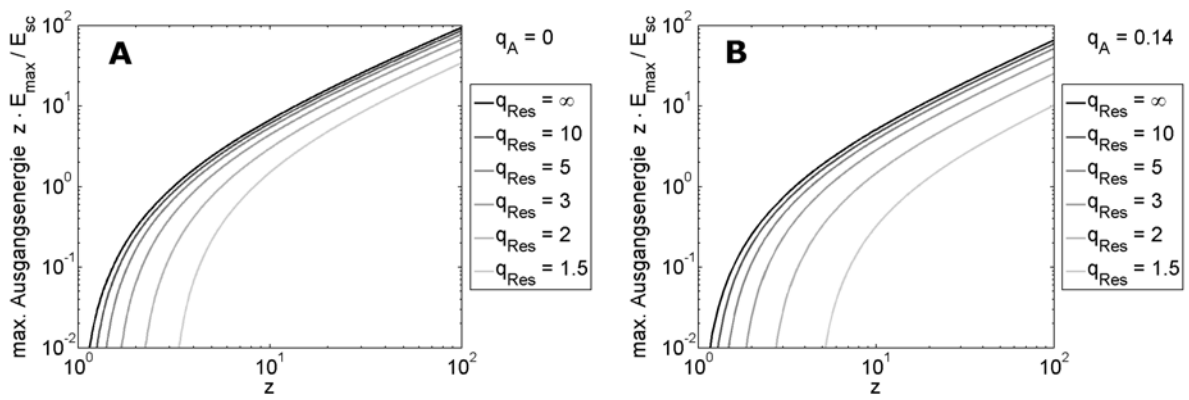


Fig. 5: Berechnete maximale, normierte Impulsenergie E_{max} am Ausgang des optimierten passiv gütegeschalteten Lasers über die normierte Kleinsignalverstärkung z und in Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von Lasermedium und Absorber q_R **A** zeigt die Kurven eines ideal sättigbaren Absorbers ($q_A = 0$), während in **B** ein Wert von $q_A = 0.14$ angenommen wurde

In Fig. 5 ist die maximale, normierte Ausgangsenergie des optimierten Lasers dargestellt. Dabei wurde als Parameter der Abszisse die auf die internen Verluste bezogene Kleinsignalverstärkung des Lasers $z := \frac{g_0}{\alpha_L}$ verwendet, um einen direkten Vergleich mit den Ergebnissen von Degnan [11, 14] und Koechner [1] zu ermöglichen. Aus dem gleichen Grund wurde auch die Skalierung der Ordinatenachse angepasst $\left(\frac{E_{sc}}{z} = \frac{Ah\nu L}{2\sigma}\right)$.

In Fig. 5A wurde die Transmissionserhöhung als $q_A = 0$ angenommen. Das bedeutet, der Absorber zeigt keine Absorption im höheren Zustand und die nicht-sättigbaren Absorberverluste gehen gegen null, weshalb der Verlauf der maximalen Ausgangsenergie genau dem Ergebnis in [14] entspricht. Dabei zeigt sich, dass die maximale Energie des Laserimpulses mit q_R (19) steigt und für $q_R \rightarrow \infty$ der von Koechner [1] gezeigten Kurve für den idealen schnellen Güteschalter entspricht. Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von Absorber und Lasermedium q_R ist also ein Maß für die „Schnelligkeit“ des Schaltvorganges, wobei mit steigender Schnelligkeit die Verluste im Absorber während des Schaltvorganges gegen null gehen und so die Ausgangsenergie maximal wird.

In Fig. 5B wurde die „Transmissionserhöhung“ $q_A = 4.5/32$ (24) gewählt, was dem Verhält-

nis der in Kapitel 4 zur Berechnung der optimalen Laserparameter verwendeten Werten der Wirkungsquerschnitte des Cr:YAG-Absorbers entspricht. Die maximale Impulsenergie fällt hier etwas niedriger aus, da nun zusätzliche Verluste durch die Absorption im oberen Absorberniveau entstehen.

In beiden Fällen sinkt die maximal erreichbare Ausgangsenergie bei geringen Werten der Kleinsignalverstärkung z des Resonator sehr stark ab. Dies ist dadurch verursacht, dass durch die kleine Anfangsinversion ΔN_i (27) nur wenig Energie zur Erzeugung des Impulses zur Verfügung steht, wovon ein großer Anteil auf die für die Sättigung des Absorbers notwendige Energie entfällt und somit nicht am Ausgang des Lasers zur Verfügung steht.

Die gesamte im Resonator für die Bildung des Laserimpulses gespeicherte Energie

$$E_{\text{ges}} := h\nu A l \Delta N_i \quad (40)$$

ergibt sich aus der Photonenenergie bei der Laserwellenlänge λ_0 multipliziert mit der Gesamtzahl der sich im oberen Laserniveau befindlichen Elektronen, wobei sich letztere mit der Annahme eines vollständig entleerten unteren Laserniveaus aus der Anfangsinversion und dem Volumen des aktiven Mediums errechnet.

Die Sättigungsenergie des Absorbers ergibt sich auf dieselbe Weise aus der Gesamtanzahl der zur Absorption verfügbaren Elektronen, wiederum multipliziert mit der Photonenenergie.

$$E_{\text{sat}} := h\nu A l N_A \quad (41)$$

Dies ist dann möglich, wenn die Relaxationszeitkonstante des oberen Absorberniveaus sehr viel größer als die Impulsdauer des Lasers ist, und somit die Relaxation ins Grundniveau des Absorbers vernachlässigt werden kann.

Außerdem sind durch die relativ niedrige Kleinsignalverstärkung z für den Aufbau des Photonenimpulses deutlich mehr „Resonatorumläufe“ des Photonenflusses erfordert als bei höheren z , weshalb die internen Verluste α_L - und in Fig. 5B zusätzlich die nicht-sättigbaren Verluste des Absorbers - stärker in Erscheinung treten.

Im Gegensatz dazu ist bei hohen Anfangsverstärkungen ($z > 10$) die Anzahl der notwendigen Resonatorumläufe zum Aufbau des Impulses im Wesentlichen durch die Resonatorumlaufzeit und damit der Resonatorlänge l bestimmt, und es stellt sich ein nahezu linearer Anstieg der maximalen Impulsenergie E_{max} mit der Verstärkung z , und damit der im Resonator gespeicherten Energie E_{ges} , ein.

Mit der im Resonator gespeicherten Energie E_{ges} kann auch ein Energie-Extraktionsfaktor η_E bestimmt werden, welcher die Effizienz der Impulserzeugung beschreibt.

$$\eta_E := \frac{E}{E_{\text{ges}}} \quad (42)$$

3.4 Temperaturverteilung im Laserresonator

Während des Betriebs werden im Laserstab durch verschiedene Prozesse Wärme produziert [18].

- Die Energiedifferenz zwischen Pumpband und dem oberen Laserniveau, sowie zwischen unterem Laserniveau und dem Grundzustand werden als Wärme an das Material abgegeben (Quantendefekt). Dies stellt im Allgemeinen die wichtigste Quelle der im Laser produzierten Wärme dar.
- Zusätzlich wird durch nicht-strahlende Übergänge vom oberen Laserniveau zum Grundniveau, welches etwa durch *concentration quenching* [9, 10] stark zu Tage treten kann, Hitze im Laserstab generiert.
- Wird, wie auch in dieser Arbeit, als Pumpquelle eine Bogenlampe eingesetzt, kommt es durch das sehr breite Emissionsspektrum der Lampe im Laserstab auch zu Absorption von Frequenzbereichen, speziell im Infrarot- und Ultraviolett-Bereich, die nicht als Pumpquelle für den Laserübergang geeignet sind und so zur Wärmeentwicklung im Laserstab erheblich beitragen.

Die Menge der im Laserstab produzierten Wärmeenergie wird über den Parameter γ_{th} erfasst, welcher als Verhältnis von erzeugter Wärmeenergie zu absorbierte Pumpenergie definiert ist und somit als *thermischer Belastungsfaktor* interpretiert werden kann. Für diodengepumpte Systeme liegt dieser in der Praxis etwas über $\gamma_{\text{th}} = 0.3$, während beim Einsatz von Bogenlampen aufgrund der zusätzlich absorbierten Frequenzspektren und des in der Regel höheren Quantendefektes mit einem deutlich höheren Wert um ca. $\gamma_{\text{th}} = 0.75$ gerechnet werden muss [18]. In der Praxis kann davon ausgegangen werden, dass bei gleichen Laserausgangsleistungen ein bogenlampengepumptes System im Vergleich zu einem diodengepumpten eine etwa um den Faktor drei höhere Wärmegeneration aufweist. Aus diesem Grund ist bei Anwendungen mit kritischer Temperaturverteilung im Laserresonator speziell bei sehr hohen durchschnittlichen Ausgangsleistungen ein diodengepumptes System der Variante mit Bogenlampe vorzuziehen.

Hat der Laserstab eine zylindrische Form und wird dieser an der Außenseite gekühlt, so kann die Temperaturverteilung unter Vernachlässigung von Endeffekten über die eindimensionale Wärmeleitungsgleichung berechnet werden. Dies führt mit der Oberflächentemperatur $\vartheta(r_{\text{stab}})$ des Laserstabes und dessen Radius r_{stab} auf folgende stationäre Lösung für die Temperaturverteilung entlang des Radius [18]:

$$\vartheta(r) = \vartheta(r_{\text{stab}}) + \frac{Q_{\text{th}}}{4k_c} \cdot (r_{\text{stab}}^2 - r^2) \quad (43)$$

Dabei stellt Q_{th} die Wärmegenerationsrate pro Volumen und k_c die Wärmeleitfähigkeit des Laserstabmaterials dar, während ϑ und r die Variable für die Temperatur bzw. Radius sind. Mit der gesamten im Laserstab generierten Wärmeleistung P_{th}

$$P_{\text{th}} := Q_{\text{th}} \cdot \pi r_{\text{stab}}^2 l = Q_{\text{th}} A l \quad (44)$$

ergibt sich der maximale Temperaturunterschied zwischen Laserstabmitte und -oberfläche zu

$$\vartheta(0) - \vartheta(r_{\text{stab}}) = \frac{Q_{\text{th}}}{4k_c} r_{\text{stab}}^2 = \frac{P_{\text{th}}}{4\pi k_c l} \quad (45)$$

und somit unabhängig vom Radius des Laserstabs.

Zusätzlich muss noch der Temperaturunterschied zwischen Laserstaboberfläche und Umgebung berücksichtigt werden, welcher eine stationäre Lösung dann erreicht, wenn genau die im Laserstab generierte Wärmeleistung über die Oberfläche abtransportiert wird. Mit dem Wärmeübergangskoeffizienten h_{th} ergibt sich dieser Temperaturunterschied zu

$$\vartheta(r_{\text{stab}}) - \vartheta_{\text{cavity}} = \frac{P_{\text{th}}}{2\pi r_{\text{stab}} l \cdot h_{\text{th}}} \quad (46)$$

wobei $\vartheta_{\text{cavity}}$ die Temperatur im Inneren der Lasercavity bezeichnet.

Untersuchungen zur Temperaturverteilung in Nd : YAG-Laserstäben wurden etwa in [19] vorgestellt.

Mit einer erwarteten Bogenlampen-Impulsenergie von etwa $E_o = 60$ J und einer Impulsrate von 1 Hz (siehe Kapitel 7.1) und der Annahme, dass etwa 5 % der elektrischen Bogenlampenleistung im Laserstab als Wärme umgesetzt wird [18] errechnet sich der Temperaturunterschied im Laserstab (45) zu

$$\vartheta(0) - \vartheta(r_{\text{stab}}) = 0.31 \text{ } ^\circ\text{C} \quad (47)$$

wobei die Wärmeleitfähigkeit k_c aus Tab. 1 übernommen und die Laserstablänge mit $l = 7$ cm (51) angenommen wurde. Dieser ist bei den hier betrachteten Leistungen also in der Regel vernachlässigbar klein.

Der Temperaturunterschied zwischen Laserstaboberfläche und Umgebung ergibt sich mit dem Wärmeübergangskoeffizienten $h_{\text{th}} = 0.005 \text{ Wcm}^{-2}\text{K}^{-1}$ (aus [20]) zwischen YAG und Luft und dem Radius des Laserstabes $r_{\text{stab}} = 0.3$ cm (52) zu

$$\vartheta(r_{\text{stab}}) - \vartheta_{\text{cavity}} = 45.5 \text{ } ^\circ\text{C} \quad (48)$$

Dieser große Temperaturunterschied muss speziell bei der Kühlung des Laserstabes mitberücksichtigt werden, da die Laserstabtemperatur bei einer maximalen Umgebungstemperatur von $\vartheta_A = 250 \text{ } ^\circ\text{C}$ (siehe Kapitel 1.1) auf etwa $300 \text{ } ^\circ\text{C}$ ansteigen kann.

Durch den Temperaturgradienten über den Radius des Laserstabes kommt es auch zu einer Änderung des Brechungsindex, welche im Wesentlichen durch zwei Effekte verursacht wird. Das ist einerseits die Änderung des Brechungsindex mit der Temperatur selbst, welche durch die in Tab. 1 angegebene thermische Brechungsindexänderung $\frac{dn_1}{d\vartheta}$ beschrieben wird, und andererseits der photoelastischen Effekt, welcher durch thermisch induzierte mechanische Spannungen eine Änderung des Brechungsindex verursachen kann. Letzterer ist aufgrund des üblicherweise anisotropen Aufbaus des Laserstab-Kristalls abhängig von der Polarisierung des Lichtes.

Die daraus resultierende Änderung des Brechungsindex nimmt dabei einen quadratischen Verlauf über den Radius des Laserstabes an, was dem Brechungsindexverlauf einer sphärischen

Linse entspricht. Bei starken Temperaturunterschieden zwischen Laserstabmitte und -oberfläche kommt es durch diese thermische Linse zu einer (polarisationsabhängigen) Selbstfokussierung des Laserstabs.

Neben dem radialen Brechungsindexverlauf trägt auch noch ein anderer Effekt zur Selbstfokussierung bei. Durch die Erwärmung des Laserstabs kommt es zu radial abhängigen, temperaturbedingten Änderungen der Laserstablänge, beschrieben durch die thermischen Ausdehnungskoeffizienten α_{th} in Tab. (1), und damit zu einer leichten Wölbung der beiden Spiegelflächen des Laserstabes. Jedoch fällt dieser Effekt im Vergleich zur Selbstfokussierung durch die Brechungsindexänderung im Allgemeinen vernachlässigbar klein aus.

Untersuchungen zum thermischen Linseneffekt in Nd : YAG wurden zum Beispiel in [21] veröffentlicht. Da relevante Änderungen des Brechungsindex erst bei Pumpleistungen im kW-Bereich auftreten, welche bei der hier betrachteten Anwendung bei weitem nicht erreicht werden, ist keine Auswirkung auf die in Kapitel 8 vorgestellten Messungen zu erwarten und wird im Folgenden nicht weiter betrachtet.

Neben der Änderung des Brechungsindex muss außerdem beachtet werden, dass durch die im Kristall verursachten Spannungen eine Zerstörung desselben herbeigeführt werden kann, wenn die Temperaturunterschiede innerhalb des Laserstabes einen materialabhängigen Maximalwert überschreiten. Die größten Spannungen ergeben sich dabei in der Mitte sowie an der Oberfläche des Laserstabes. Eine erste Abschätzung kann über den materialspezifischen Parameter H_s erfolgen, welcher sich für YAG zu $H_s = 7.9 \text{ W/cm}$ ergibt [18]. Daraus ergibt sich die maximal im Laserstab umgesetzte Wärmeenergie zu

$$\frac{P_{\text{th}}}{l} = 8\pi H_s \quad (49)$$

was für YAG einem Wert von ca. 200 W/cm ergibt. Dieser Wert hängt jedoch sehr stark von den Oberflächeneigenschaften des Laserstabes ab und unterliegt damit sehr starken Schwankungen.

4 Berechnungen zum gütegeschalteten Laserresonator

In diesem Kapitel werden Berechnungen durchgeführt, die das Auffinden der für die angestrebte Anwendung der Laserzündung optimalen Laserparameter ermöglicht. Außerdem wird die Abhängigkeit dieser Parameter von Länge und Querschnitt des Laserstabes untersucht.

Wie bereits in Kapitel 2 beschrieben, wird für das aktive Medium des Lasers $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ verwendet, da dieses Material sehr gute thermische Eigenschaften aufweist, was bei der hier betrachteten Anwendung und dem damit einhergehenden Betrieb unter Temperaturen der Lasercavity von bis zu $250\text{ }^{\circ}\text{C}$ besonders zu berücksichtigen ist. Die Laserpulserzeugung erfolgt über einen passiven Güteschalter auf $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ -Basis.

Durch die Festlegung der verwendeten Materialien können für das Laserdesign wichtige Eigenschaft wie Laserwellenlänge und Brechungsindizes, sowie Ionenkonzentrationen und Wirkungsquerschnitte bestimmt werden. Die festgelegten Parameter sind zur besseren Übersicht in Tab. 3 zusammengefasst. Dabei wurde der Wirkungsquerschnitt von $\text{Nd}:\text{YAG}$ bei der Laserwellenlänge als Durchschnitt verschiedener publizierter Werte angenommen, da diese in einem Bereich von $\sigma = 2.7 \dots 8.8 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ vergleichsweise stark schwanken [22].

Beschreibung	Symbol	Wert	Kommentar
Laserwellenlänge	λ_0	1064 nm	
Photonenenergie	$h\nu$	$1.867 \cdot 10^{-19} \text{ J}$	
Brechungsindex $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$	n_1	1.82	[2]
Ionenkonzentration Nd^{3+}	N_0	$1.39 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	1 at.%
Wirkungsquerschnitt $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$	σ	$5.8 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$	[22]
Brechungsindex $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$	n_1	1.82	
Ionenkonzentration Cr^{4+}	N_A	$2.7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	[22]
Wirkungsquerschnitt Absorber	$\sigma_{A,0}$	$3.2 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$	[8]
Wirkungsquerschnitt Absorber ESA	$\sigma_{A,1}$	$4.5 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$	[8]

Tab. 3: Wichtige Laserstab-Parameter

4.1 Abhängigkeit der optimalen Laserparameter von Länge und Querschnitt des Laserstabs bei fixierter Ausgangsenergie

In diesem Kapitel wird die Abhängigkeit wichtiger Laserparameter - insbesondere der optimalen Reflektivität R_{opt} des Ausgangsspiegels und der optimalen Anfangstransmittivität $T_{A,0\text{opt}}$ des sättigbaren Absorbers - von Länge und Querschnitt des Laserstabes betrachtet. Dabei werden diese Parameter immer so gewählt, dass sich eine Impulsenergie von

$$E_{\text{max}} = E_{\text{soll}} = 100 \text{ mJ} \quad (50)$$

(siehe Kapitel 1.1) am Ausgang des Lasers einstellt.

Bei den folgenden Berechnungen wurde, wie bereits in den Herleitungen aus den Ratengleichungen in den Kapiteln 3.2 und 3.3, vereinfacht angenommen, dass die Resonatorlänge l in etwa der Länge des aktiven Lasermediums entspricht, und dass der mittlere Photonenstrahlquerschnitt

mit dem Laserstabquerschnitt A übereinstimmt.

Neben den in Tab. 3 aufgelisteten Größen ist zur Berechnung die Bestimmung der internen Resonatorverluste L (siehe auf Seite 14) notwendig, welche im Weiteren mit $L = 5\%$ angenommen werden.

Die Berechnung der Laserparameter wird auf folgende Weise durchgeführt (Fig. 6), das hierfür verwendete Matlab-Programm ist im Anhang aufgeführt.

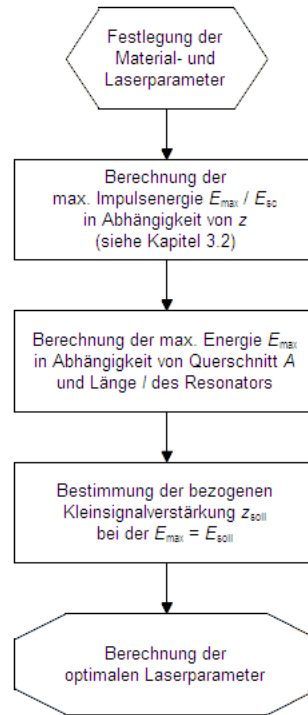


Fig. 6: Berechnung der optimierten Laserstab-Parameter

Zuerst wird wie in Kapitel 3.3 gezeigt die maximale normierte Impulsenergie $E_{\max}/E_{sc}$ in Abhängigkeit der bezogenen Kleinsignalverstärkung z des Laserresonator und daraus die Absorberverluste $\alpha_{A\text{opt}}$ und die Auskopplung $\alpha_{R\text{opt}}$ berechnet. Nach Bestimmung des Skalierungsfaktors E_{sc} (37) wird nun durch Vergleich der Impulsenergie $E_{\max}$ mit der gewünschten Ausgangsenergie E_{soll} die zum Erreichen dieser Energie notwendige Kleinsignalverstärkung z in Abhängigkeit von Länge l und Querschnitt A des Laserstabs bestimmt. Nun können einfach die entsprechenden Werte von $\alpha_{A\text{opt}}$ und $\alpha_{R\text{opt}}$ ausgelesen werden und damit über die Definition der Verlustfaktoren (siehe auf Seite 14) die optimale Anfangstransmittivität $T_{A,0\text{opt}}$ bzw. Länge $l_{A\text{opt}}$ des Absorbers und die optimale Reflektivität R_{opt} des Ausgangsspiegels berechnet werden.

Neben diesen wichtigen Designparametern wird außerdem über (40) und (42) die Energie-Extraktionseffizienz bestimmt und in Abhängigkeit von Länge und Querschnitt des Laserstabs ausgewertet.

Schließlich wird noch über die Gleichungen (31)-(33) die maximale Ausgangsleistung $P_{\max}$ und daraus die Impulsdauer $t_p = E_{soll}/P_{\max}$ des Laserimpulses am Ausgang bestimmt.

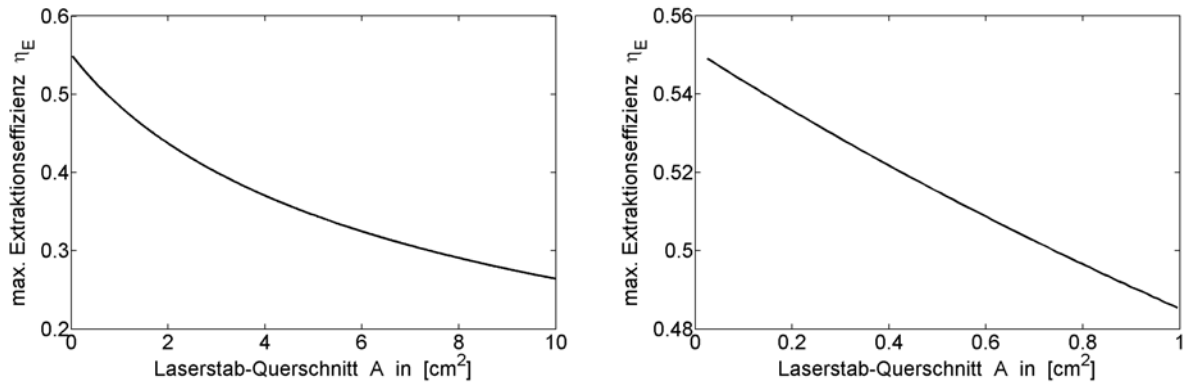


Fig. 7: Berechnete Extraktionseffizienz η_E des optimierten Lasers bei einer Impulsenergie $E_{\max} = 100$ mJ ergibt sich unabhängig von der Resonatorlänge l

Fig. 7 zeigt die Energie-Extraktionseffizienz η_E in Abhängigkeit des Laserstab-Querschnittes A . Dabei ist eine deutliche Abnahme mit dem Querschnitt A zu beobachten, während die maximale Effizienz bei Querschnitten nahe null erreicht wird. Dies ist dadurch verursacht, dass bei sehr kleinen Querschnitten, um die gewählte Ausgangsenergie E_{soll} zu erreichen, die Anfangsinversion ΔN_i (siehe Fig. 8) und damit die Verstärkung sehr stark ansteigt. Dadurch baut sich, wie auf Seite 18 in Kapitel 3.3 beschrieben, der Laserimpuls innerhalb des Resonator schneller auf, was sich nicht nur durch die kürzere Impulsdauer t_p ausdrückt (Fig. 12) sondern sich durch die dadurch niedrigeren Verluste auch positiv auf die Extraktionseffizienz auswirkt.

Als zweites wichtiges Ergebnis ergibt sich, dass die Energie-Extraktionseffizienz η_E unabhängig von der Länge l des Laserstabes ist. Dies ist direkt einsichtig, da alle Verluste innerhalb des Resonator, das sind die sättigbaren und nicht-sättigbaren Absorberverluste, die Auskopplungsverluste und die internen Verluste, als unabhängig von der Länge des Resonator angenommen wurden.

Um eine möglichst hohe Effizienz der Impulserzeugung zu erreichen, muss also ein möglichst dünner Laserstab gewählt werden. Wegen der mit kleinerem Querschnitt stark ansteigenden Anfangsinversion (siehe Fig. 8) ist dies jedoch nicht möglich, da bei sehr hohen Inversionsdichten zunehmend Verluste aufgrund der *verstärkten spontanen Emission* auftreten. Dies ist vor allem auch deswegen zu berücksichtigen, da die Inversionsdichte zusätzlich mit der Temperatur des Laserstabes steigt (siehe Fig. 14 in Kapitel 4.2) und damit diesen Effekt noch verstärkt.

Weiters ist hier zu berücksichtigen, dass auch die Absorption der Pumpstrahlung durch den Laserstab von dessen Radius abhängig ist (56) und somit der Gesamtwirkungsgrad des Lasers unter Umständen durch die Wahl eines größeren Laserstabquerschnittes verbessert werden kann.

Fig. 9 zeigt den Verlauf der optimalen Reflektivität R_{opt} des Ausgangsspiegels und der optimalen Anfangstransmittivität $T_{A0\text{opt}}$ des Absorbers. Bei kleinen Querschnitten und damit hohen Anfangsverstärkungen g_0 (27) müssen die Anfangsverluste des Absorbers bzw. die Auskopplungsverluste entsprechend hoch gewählt werden, um die Startbedingung des gütegeschalteten Lasers zu erfüllen (26). Das bedeutet, dass sowohl Absorber-Transmittivität $T_{A,0}$ also auch Ausgangsreflektivität R für kleine Querschnitte gegen null und für sehr große Querschnitte gegen

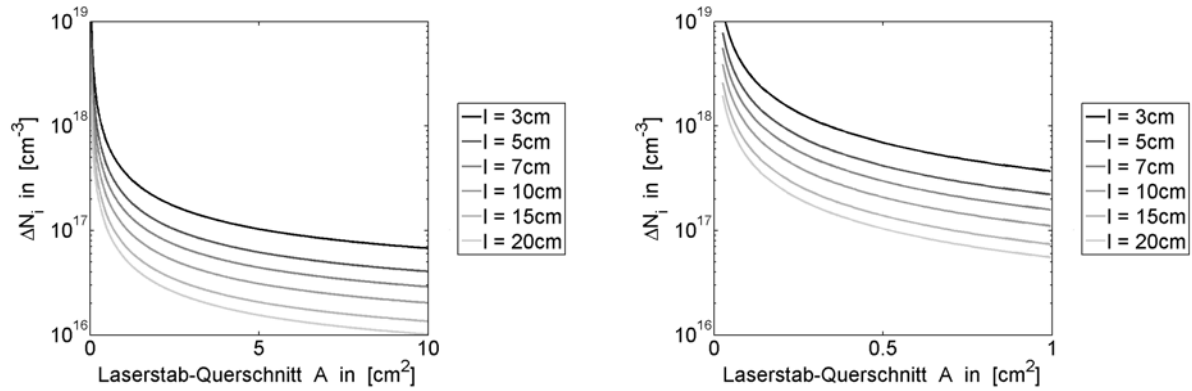


Fig. 8: Berechnete Startinversion ΔN_i des optimierten Lasers bei einer Impulsenergie $E_{\max} = 100$ mJ

eins gehen und es ergeben sich im gesamten Verlauf immer in etwa gleiche Werte für Reflektivität R_{opt} und Transmittivität $T_{A,0\text{opt}}$. Auch diese sind unabhängig von der gewählten Länge l des Laserstabes, da wie oben beschrieben sich die Verluste unabhängig von dieser errechnen.

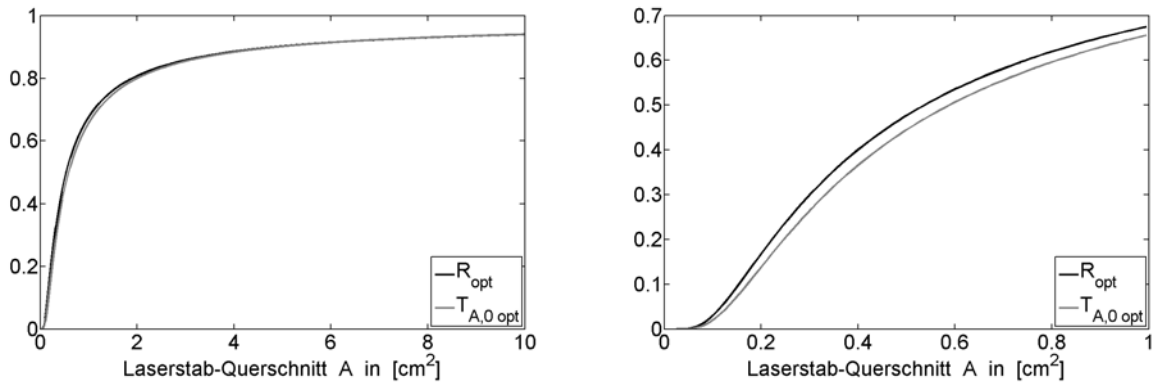


Fig. 9: Berechnete optimale Reflektivität R_{opt} des Ausgangsspiegels und Transmittivität $T_{A,0\text{opt}}$ des Absorbers bei einer Impulsenergie $E_{\max} = 100$ mJ ist unabhängig von der Resonatorlänge l

Aus der optimalen Kleinsignaltransmittivität $T_{A,0\text{opt}}$ des Absorbers kann nun über die Cr-Ionenkonzentration N_A die optimale Länge $l_{A\text{opt}}$ des Absorbers bestimmt werden, welche bei sehr kleinen Laserstabquerschnitten A aufgrund der kleinen optimalen Transmittivität stark ansteigt. Das hat zur Folge, dass die getroffene Annahme, dass die Länge des Laserresonator und des aktiven Lasermediums in etwa übereinstimmen für sehr kleine Laserstabquerschnitte nicht mehr gegeben ist und somit die hier durchgeführten Berechnungen ihre Gültigkeit verlieren. Tatsächlich liegt die Verstärkung des Laserstabes nun deutlich unterhalb der berechneten, weshalb deutlich kleinere Impulsenergie $E_{\max}$ als die festgelegte (E_{soll}) zu erwarten sind bzw. das Anschwingen des Laserresonator je nach zugeführter Pumpenergie vollständig unterbunden wird.

Mit Hilfe der Absorberlänge l_A können über die Transmissionserhöhung q_A (24) die nicht-sättigbaren Verluste des Absorbers berechnet werden. Diese sind bei sehr kleinen Querschnitten

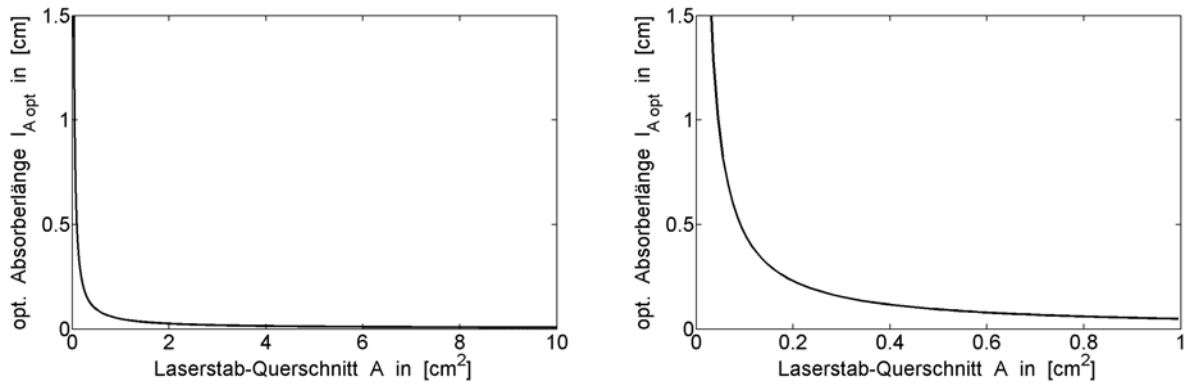


Fig. 10: Berechnete optimale Absorberlänge $l_{A,opt}$ bei einer Impulsenergie $E_{max} = 100$ mJ in Abhängigkeit des Laserstab-Querschnittes A

entsprechend hoch und erreichen bei den hier verwendeten Werten bei einem Querschnitt von ca. $A = 2.6$ cm² eine Größe von 5 % pro Resonatorumlauf, also dem verwendeten Wert der internen Verluste L . Dies bedeutet, dass für deutlich kleinere Querschnitte, etwa $A < 1$ cm², die internen Verluste im Allgemeinen vernachlässigt werden können, da die Absorberverluste selbst im gesättigten Bereich deutlich darüber liegen. Erst bei größeren Laserstabquerschnitten ist somit eine besondere Berücksichtigung der internen Verluste notwendig.

Neben der Abhängigkeit der optimalen Laserparameter wurden auch die maximale Ausgangsleistung sowie die Impulsdauer des energieoptimierten, gütegeschalteten Lasers in Abhängigkeit der geometrischen Abmessungen des Laserstabes ausgewertet.

Bei kleinen Querschnitten A und Längen l des Resonators wird die im Laserstab gespeicherte Energie aufgrund der hohen Verstärkung und der kurzen Resonatorumlaufzeit sehr schnell umgesetzt, was in einem entsprechend starken Photonenfluss und damit deutlich höheren maximalen Impulsleistungen resultiert (siehe Fig. 11). Aus diesem Grund sinkt auch die Impulsdauer hier sehr stark ab, was aus Fig. 12 leicht ersichtlich ist. Um die geforderten Impulsdauer von etwa 10 ns (siehe Kapitel 1.1) zu erreichen, darf der gewählte Laserstabquerschnitt je nach Länge einen Wert von etwa $A < 0.5$ cm² nicht überschreiten, was jedoch aufgrund der höheren Effizienz bei kleinen Querschnitten keine Einschränkung darstellt.

In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass für eine möglichst große Energie-Extraktionseffizienz ein langer, dünner Laserstab die ideale Lösung darstellt. Um ein kompaktes und symmetrisches Lasercavity-Design zu ermöglichen, wird die Länge des Laserstab in etwa gleich wie die Bogenlänge der verwendeten Bogenlampe gewählt und mit

$$l := 7 \text{ cm} \quad (51)$$

festgelegt. Der Querschnitt des Laserstabs wird hingegen vorwiegend durch den Absorptionskoeffizienten bestimmt (siehe (56) in Kapitel 5.2). Der gewählte Laserstabradius beträgt $r_{stab} = 0.3$ cm.

$$A := 0.283 \text{ cm} \quad (52)$$

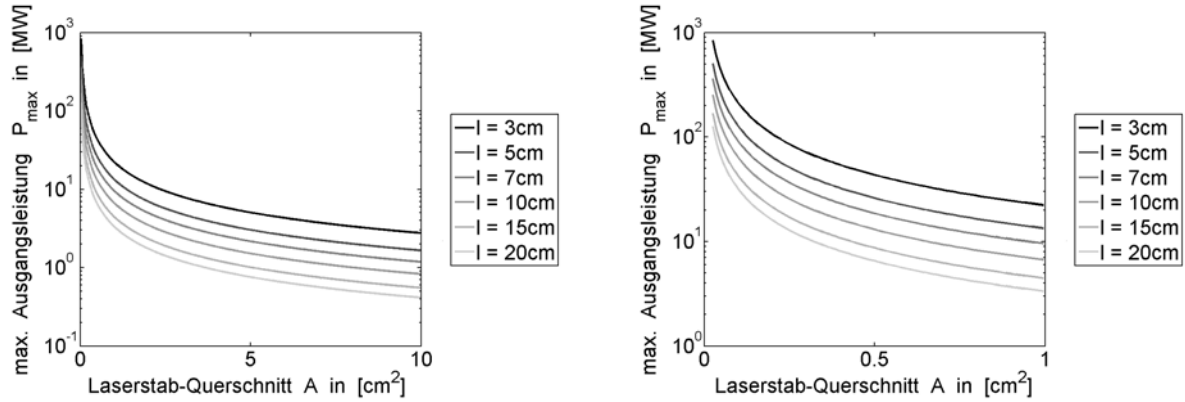


Fig. 11: Berechnete maximale Ausgangsleistung $P_{\max}$ des optimierten Lasers bei einer Impulsenergie $E_{\max} = 100$ mJ

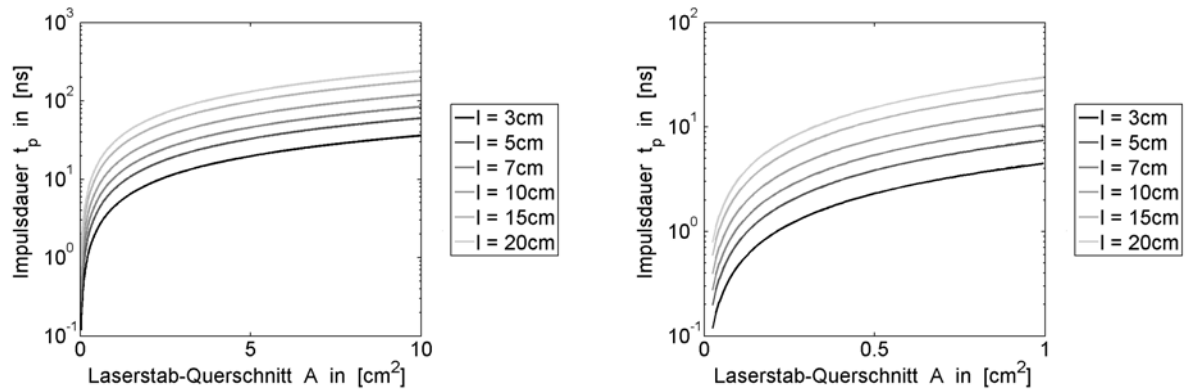


Fig. 12: Berechnete Impulsdauer t_p des optimierten Lasers bei einer Impulsenergie $E_{\max} = 100$ mJ

Es wurde außerdem gezeigt, dass die optimalen Werte der Reflektivität R des Ausgangsspiegels und der ungesättigten Transmittivität $T_{A,0}$ des Absorbers immer in etwa gleiche Größen annehmen. In Kapitel 8 werden Messungen an Laserstäben mit verschiedenen Reflektivitäten und Transmittivitäten mit Werten von $R = T_{A,0} = 0.2$ bis $R = T_{A,0} = 0.5$ vorgestellt und mit den theoretischen Ergebnissen verglichen.

4.2 Temperaturabhängigkeit der Laserimpulseigenschaften

Im vorigen Kapitel wurden die optimalen Parameter, das sind die Reflektivität R des Ausgangsspiegels und die Kleinsignaltransmittivität $T_{A,0}$ des sättigbaren Absorbers, für den Laserstab berechnet, um eine bestimmte Impulsenergie E_{soll} am Ausgang des Lasers zu erhalten. Diese Berechnungen wurden bei einer Laserstabtemperatur von 20°C durchgeführt, sagen jedoch nichts über die Entwicklung der Laserimpulseigenschaften mit der Temperatur aus. Da der Laserstab jedoch in einem sehr großen Temperaturbereich betrieben wird, muss das Verhalten im gesamten erwarteten Temperaturbereich untersucht werden.

Untersuchungen zeigen, dass speziell der Wirkungsquerschnitt von Nd : YAG eine starke Temperaturabhängigkeit aufweist [22, 23], während die Eigenschaften des Absorbers auf Cr : YAG-Basis

nahezu konstant bleiben.

In [22] wurde die Temperaturabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes σ von Nd : YAG bei einer Wellenlänge von $\lambda_0 = 1064$ nm gemessen. Dieser entwickelt sich im Temperaturbereich von $-70\text{ °C} < \vartheta < 70\text{ °C}$ linear mit einer negativen Änderungsrate von $3.7 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^2\text{K}^{-1}$, wobei als Basis der Wirkungsquerschnitt bei einer Raumtemperatur von $\vartheta = 20\text{ °C}$ mit $\sigma = 2.3 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ gemessen wurde. Da der in Kapitel 4.1 verwendete Wirkungsquerschnitt σ erheblich von dem in [22] gemessenen abweicht, ist eine Anpassung der Ergebnisse notwendig, was jedoch aufgrund des linearen Charakters der Abhängigkeit ohne weiteres durchzuführen ist. Damit ergibt sich für die Änderung des Wirkungsquerschnittes von Nd : YAG über die Temperatur

$$\frac{d\sigma}{d\vartheta} := -9.33 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^2\text{K}^{-1} \quad (53)$$

Mit den daraus gewonnenen Wirkungsquerschnitten im betrachteten Temperaturbereich können nun über die Gleichungen (26), (30) und (31) für den passiv gütegeschalteten Laser die Besetzungsinversionsdichten zu Beginn und am Ende des Laserimpulses sowie zum Zeitpunkt der höchsten Photonendichte numerisch berechnet werden (siehe Fig. 13).

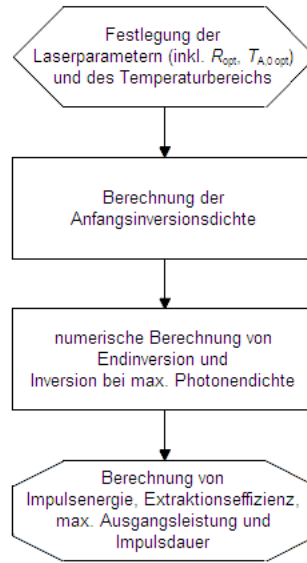


Fig. 13: Berechnung der Temperaturabhängigkeit des Laserimpulses

Aus den ersten beiden Werten lässt sich daraus über (35) die Impulsenergie E bei verschiedenen Temperaturen berechnen und mit Hilfe von (40) zusätzlich die Energie-Extraktionseffizienz η_E (42) bestimmen. Die Größen wurden für verschiedene Werte der Reflektivität R des Ausgangsspiegels und der Kleinsignaltransmittivität $T_{A,0}$ des Güteschalters ausgewertet.

Zur Berechnung der Temperaturabhängigkeit wurden die Resonator-Umlaufverluste wieder mit $L = 5\text{ %}$ festgelegt.

In Fig. 14 ist die Startinversion über die Laserstabtemperatur ausgewertet. Diese steigt aufgrund des linear sinkenden Wirkungsquerschnittes σ des Lasermediums stetig an, da zur Erfüllung der Startbedingung (26) die Kleinsignalverstärkung g_0 (27) konstant bleibt. Dadurch erhöht sich

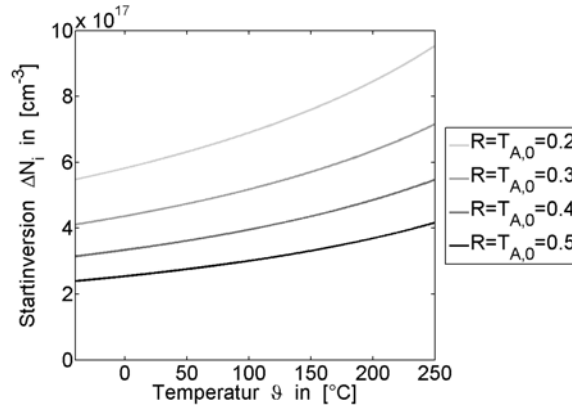


Fig. 14: Berechnete Startinversion ΔN_i des Laserresonator in Abhängigkeit der Temperatur

jedoch ebenfalls die im Resonator gespeicherte Energie E_{ges} (40) und damit die am Ausgang des Lasers erzeugte Impulsenergie E . Mit steigender Ausgangsenergie nimmt außerdem aufgrund der gleich bleibenden Verluste (siehe auf Seite 18) die Energie-Extraktionseffizienz mit der Temperatur leicht zu.

Im Bereich von $20^\circ\text{C} < \vartheta < 250^\circ\text{C}$ steigert sich die Ausgangsenergie um etwa 70 % (Fig. 15), während sich die Extraktionseffizienz im selben Bereich nur leicht um knapp 10 % vergrößert (Fig. 16). Dies bedeutet, dass, wenn alle anderen Laserstabeigenschaften wie etwa die Absorptionskoeffizienten als unverändert über die Temperatur angenommen werden, bei höheren Temperaturen eine deutlich höhere Pumpenergie zur Gewinnung eines Ausgangsimpulses notwendig ist, der damit erzeugte Laserimpuls jedoch eine wesentlich höhere Energie aufweist (siehe dazu auch Messungen Kapitel 8).

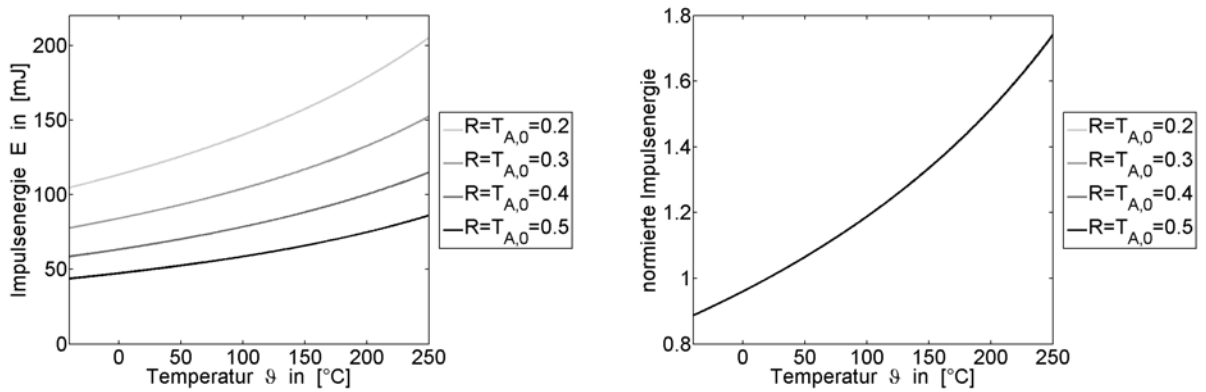


Fig. 15: Berechnete Impulsenergie des Lasers in Abhängigkeit der Temperatur ϑ . Die normierten Verläufe ergeben sich nahezu unabhängig von den gewählten Werten $R = T_{A,0}$

Mit Hilfe von (32) kann außerdem die maximale Photonendichte ϕ_{max} bestimmt werden und schließlich durch einsetzen in (33) die maximale Ausgangsleistung P_{max} und daraus die Impulsdauer t_p berechnet werden. Diese beiden Größen sind in Fig. 17, normalisiert auf den Wert bei 20°C , dargestellt. Hier zeigt sich, dass die maximale Leistung des Laserimpulses einen noch stärkeren Anstieg mit der Temperatur als die Energie und im Bereich $20^\circ\text{C} < \vartheta < 250^\circ\text{C}$ eine Steigerung um über 100 % aufweist, weshalb im selben Temperaturbereich die Impulsdauer um

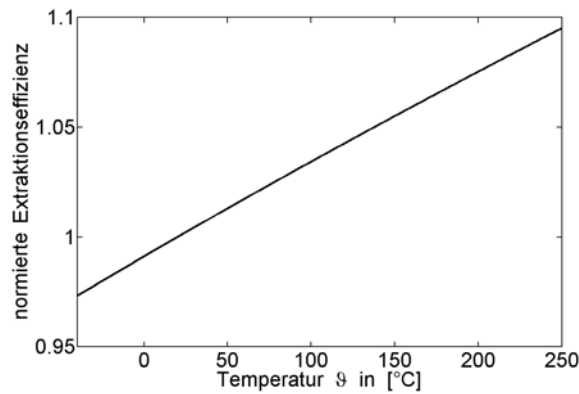


Fig. 16: Berechnete Extraktionseffizienz des Laserresonator in Abhängigkeit der Temperatur normiert auf eine Raumtemperatur von $\vartheta = 20\text{ °C}$

ca. 20 % abnimmt. Dies ist auf die höheren Werte der Anfangsinversion ΔN_i und dem damit einhergehenden schnelleren Anstieg der Photonendichte aufgrund der größeren Verstärkung im Laserresonator zurückzuführen.

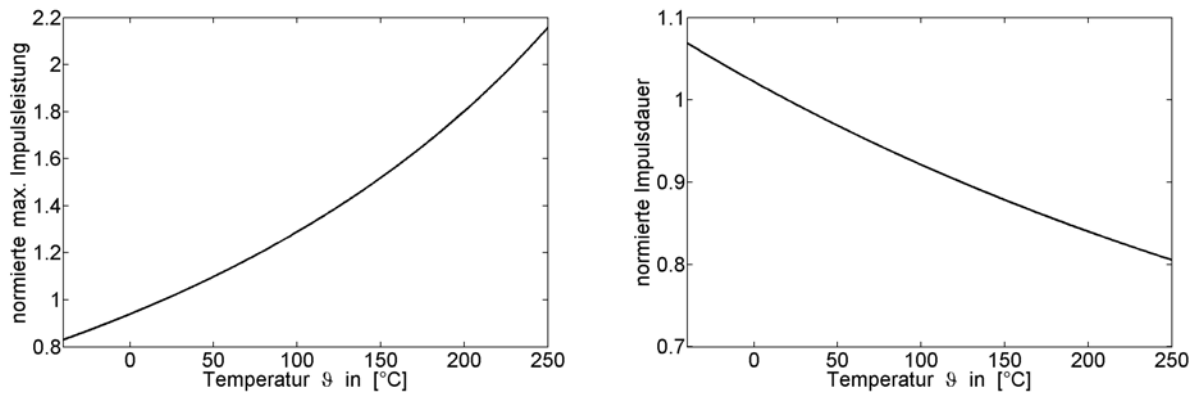


Fig. 17: Berechnete max. Leistung und Impulsdauer in Abhängigkeit der Temperatur jeweils normiert auf die Raumtemperatur $\vartheta = 20\text{ °C}$

Die Berechnungen in diesem Kapitel zeigen, dass es keineswegs ausreichend ist, die Eigenschaften des Laserimpulses nur bei Raumtemperatur zu betrachten. Die wichtigen Eigenschaften Impulsenergie und maximale Impulsleistung zeigen dabei besonders starke Anstiege. Impulsdauer und Energie-Extraktionseffizienz zeigen hingegen einen deutlich geringere Änderung. Dies führt dazu, dass mit steigender Temperatur auch die notwendige Pumpenergie zur Erzeugung eines Laserimpuls deutlich ansteigt, was bei der Dimensionierung des Netzteils und der Ansteuerung der Lampe berücksichtigt werden muss.

Die in diesem Kapitel durchgeführten Berechnungen gehen jedoch davon aus, dass die linearen Änderungsrate des Wirkungsquerschnitts von Nd : YAG im Temperaturbereich von $-70\text{ °C} < \vartheta < 70\text{ °C}$ auch im erweiterten Bereich bis 250 °C seine Gültigkeit beibehält.

Die Gültigkeit dieser Annahme wird durch Messungen in Kapitel 8 überprüft und bestätigt.

4.3 Skalierung des Laserstabes

In diesem Kapitel wird betrachtet, wie sich die Ausgangsgrößen des passiv gütegeschalteten Lasers mit den einzelnen Designgrößen ändern. Auch die Skalierung der Anfangsinversion ΔN_i als wichtiger Indikator für bei der theoretischen Behandlung nicht berücksichtigte Verluste durch die *verstärkte spontane Emission* wird betrachtet.

Eine wichtige Designgröße ist der Querschnitt A des Laserstabes. Wie aus (16) und (25) ersichtlich, zeigen weder die Inversion ΔN noch die Photonendichte ϕ eine Abhängigkeit vom Querschnitt des Laserstabes, weshalb sich die Entwicklung der Lichtintensität am Ausgang des Lasers unabhängig von diesem ergibt. Daraus ist auch direkt ersichtlich, dass Ausgangsenergie E und maximale Ausgangsleistung $P_{\max}$ linear mit dem Querschnitt A steigen, während die Impulsdauer t_p unverändert bleibt. Auch die Anfangsinversion ΔN_i zeigt keinerlei Abhängigkeit vom Querschnitt des Laserstabes.

Anders liegt der Fall bei Änderung der Länge l des Laserstabes. Werden die anderen Designgrößen nicht verändert und bleiben somit auch die (Anfangs)Verluste im Resonator gleich, so stellt sich auch dieselbe Anfangsverstärkung g_0 im Resonator ein. Dies bedeutet jedoch, dass die Anfangsinversion ΔN_i umgekehrt proportional mit steigender Länge l absinkt, was bei Problemen mit verstärkter spontaner Emission wegen zu hoher Inversion ΔN genutzt werden kann.

Aufgrund der gleich bleibenden Verstärkung und der unveränderten Verluste zeigt die Entwicklung des Laserimpulses die gleichen „Änderungsraten pro Resonatorumlauf“, die Umlaufzeit $2l/c$ des Resonator und damit auch die Impulsdauer t_p ist jedoch proportional zur Länge l des Laserstabes. Daraus ergibt sich auch eine lineare Änderungsrate der Ausgangsleistung P mit dem Reziprokwert der Länge l , während die Impulsenergie E konstant bleibt.

Etwas komplizierter ist der Fall bei Änderung der Reflektivität R des Ausgangsspiegels und der Anfangstransmittivität $T_{A,0}$ des Güteschalters, da hier direkt der Aufbau des Laserimpulses, also die Änderungsrate von Inversion ΔN und Photonendichte ϕ , verändert wird. Es ergeben sich somit keine linearen Abhängigkeiten der Ausgangsgrößen mehr.

Mit steigender Reflektivität R sinkt die Auskopplung und durch die Startbedingung des passiv gütegeschalteten Lasers (26) ändert sich die Anfangsinversion ΔN_i umgekehrt proportional zum Logarithmus der Reflektivität R . Mit sinkender Anfangsinversion ΔN_i sinkt auch die im oberen Laserniveau gespeicherte Energie E_{ges} (40) und damit die Ausgangsenergie E . Ausgangsleistung $P_{\max}$ und Impulsdauer t_p zeigen je nach Wahl der anderen Laserparameter hingegen unterschiedliche Trends.

Auch bei Änderung der Anfangstransmittivität $T_{A,0}$ des Absorbers zeigt die Anfangsinversion ΔN_i eine Proportionalität zum Reziprokwert des Logarithmus von $T_{A,0}$ und damit sinkt auch hier die Ausgangsenergie E mit steigender Transmittivität $T_{A,0}$.

Im Vergleich zur Reflektivität R hat die Transmittivität $T_{A,0}$ jedoch einen deutlich stärkeren Einfluss auf die Impulsbildung im Laserresonator, was im Zusammenhang zwischen Anfangs- und Endinversion (30) durch die Absorberverluste α_A zum Ausdruck kommt. Aus diesem Grund sinkt die maximale Ausgangsleistung $P_{\max}$ mit steigender Anfangstransmittivität $T_{A,0}$ des Güteschal-

ters, während die Impulsdauer t_p steigt. Dies ist auf den immer kleiner werdenden Unterschied der Absorption des Güteschalters im ungesättigten bzw. gesättigten Zustand zurückzuführen.

Neben diesen Designgrößen können außerdem die eingesetzten Materialien für aktives Medium und Güteschalter und damit die Wirkungsquerschnitte σ bzw. $\sigma_{A,0}$ und $\sigma_{A,1}$ verändert werden. Die Veränderungen der Ausgangsgrößen bei Änderung des Wirkungsquerschnittes σ des aktiven Mediums wurden bereits in Kapitel 4.2 betrachtet, da sich dieser linear mit der Laserstabilität ϑ ändert.

Bei Änderung der Absorberwirkungsquerschnitte $\sigma_{A,0}$ und $\sigma_{A,1}$ bleibt die Anfangsinversion ΔN_i unverändert.

Steigt der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{A,0}$ des Übergangs vom Grundniveau ins höhere Absorberniveau, so steigt auch die Geschwindigkeit des Schaltvorgangs (siehe Kapitel 3.3), wodurch sich die Gesamtverluste während der Impulsbildung im Laserresonator reduzieren. Dies resultiert in einer leicht vergrößerten Ausgangsenergie E und maximalen Ausgangsleistung $P_{\max}$ und reduziert die Impulsdauer t_p .

Bei größerem $\sigma_{A,1}$ vergrößern sich hingegen die Absorberverluste im gesättigten Zustand, was in einer reduzierten Ausgangsenergie E und Ausgangsleistung $P_{\max}$ sowie einer größeren Impulsdauer t_p resultiert.

In Tab. 4 ist die Skalierung der einzelnen Ausgangsgrößen des passiv gütegeschalteten Lasers sowie der Anfangsinversion ΔN_i mit den Designgrößen zur besseren Übersicht noch einmal zusammengefasst.

Designgröße	Ausgangsgrößen			
A	$\Delta N_i = \text{const}$	$E \propto A$	$P_{\max} \propto A$	$t_p = \text{const}$
l	$\Delta N_i \propto 1/l$	$E = \text{const}$	$P_{\max} \propto 1/l$	$t_p \propto l$
$R \uparrow$	$\Delta N_i \propto 1/\ln(R)$	$E \downarrow$	–	–
$T_{A,0} \uparrow$	$\Delta N_i \propto 1/\ln(R)$	$E \downarrow$	$P_{\max} \downarrow\downarrow$	$t_p \uparrow$
$\sigma \uparrow$	$\Delta N_i \propto 1/\sigma$	$E \downarrow$	$P_{\max} \downarrow\downarrow$	$t_p \uparrow$
$\sigma_{A,0} \uparrow$	$\Delta N_i = \text{const}$	$E \uparrow$	$P_{\max} \uparrow\uparrow$	$t_p \downarrow$
$\sigma_{A,1} \uparrow$	$\Delta N_i = \text{const}$	$E \downarrow$	$P_{\max} \downarrow\downarrow$	$t_p \uparrow$

Tab. 4: Skalierung der Ausgangsgrößen des passiv gütegeschalteten Lasers

5 Pumpquelle

Die Auswahl der eingesetzten Pumpquelle für einen Laser bestimmt in großem Maße die Effizienz des gesamten Lasersystems. Im Folgenden werden die Energie-Transfermechanismen im gesamten System von der Zufuhr der elektrischen Energie an die Pumpquelle bis zum Ausgang des Lasers als Impulsstrahl und die dabei zu erwartenden Wirkungsgrade genauer beleuchtet. Außerdem wird gezeigt, dass die Bogenlampe als Pumpquelle für die hier betrachtete Applikation die bestmöglichen Eigenschaften aufweist. Schließlich werden wichtige Eigenschaften und deren Auswirkung auf die Lebensdauer der Bogenlampe näher beleuchtet.

5.1 Vergleich Bogenlampe - Halbleiterdiode

Um zu bestimmen, welche Pumpquelle für die hier betrachtete Anwendung die richtige Wahl darstellt, müssen deren Eigenschaften genauer betrachtet werden.

Der Vorteil der Halbleiterdiode ist der wesentlich höhere Wirkungsgrad gegenüber der Bogenlampe. Ein Halbleiterlaser erreicht bei der Konversion elektrischer Energie in Strahlungsenergie eine Effizienz von $\eta_P = 0.3 \dots 0.4$ [1]. Hinzu kommt, dass die Pumpstrahlung perfekt auf das Absorptionsspektrum des Nd:YAG-Lasers abgestimmt und die Einkopplung der Pumpstrahlung in den Laserstab sehr effizient gestaltet werden kann. Im Gegensatz dazu erreicht die Bogenlampe durch den deutlich schlechteren Konversionswirkungsgrad der Lampe selbst, die schlechte Überlappung von Absorptionsspektrum der Lampe mit dem Emissionsspektrum des Laserstabs sowie durch den im Vergleich zur Halbleiterdiode deutlich ineffizienteren Transfer der Pumpstrahlung zum Laserstab (siehe nächstes Kapitel) einen Gesamtwirkungsgrad bestenfalls im einstelligen Prozentbereich.

Der Nachteil der Halbleiterdiode ist, dass die maximale Ausgangsleistung üblicherweise nur in geringem Maße über die mittlere Ausgangsleistung angehoben werden kann. Eine grobe Abschätzung mit einer Pumpimpulsdauer von $t_L = 200 \text{ } \mu\text{s}$ (bedingt durch die Lebensdauer von Nd:YAG) und einer Impulsrate von $f_o = 1 \text{ Hz}$ (siehe Kapitel 1.1) ergibt einen Faktor von $1 \text{ s}/200 \text{ } \mu\text{s} = 5000$, um den die Ausgangsleistung der Halbleiterdiode über den für diese Anwendung eigentlich notwendigen Wert überhöht ausgelegt werden müsste. In dieser Hinsicht zeigt die Bogenlampe wiederum ideale Eigenschaften, da diese gut für den gepulsten Betrieb geeignet ist.

Der größte Vorteil der Bogenlampe gegenüber der Halbleiterdiode ist jedoch die hohe Temperaturbeständigkeit. Die Bogenlampe kann bis zu Umgebungstemperaturen bis einige $100 \text{ } ^\circ\text{C}$ betrieben werden und erlaubt kurzfristig Temperaturen bis $600 \text{ } ^\circ\text{C}$ [24]. Das robuste Temperaturverhalten ist dadurch bedingt, dass die Bogenlampe während des Betriebs eine starke Eigenwärmerung aufweist, welche vorrangig von der Art des Betriebs der Lampe und nur zweitrangig von der Umgebungstemperatur bestimmt wird.

Im Gegensatz dazu zeigen Halbleiterdiode ein sehr hohe Empfindlichkeit gegenüber Temperaturänderungen, mit starkem Abfall der Ausgangsleistung und Abnahme der Lebensdauer bei steigenden Temperaturen (siehe etwa [13]). Da der Laser jedoch auf Umgebungstemperaturen bis $250 \text{ } ^\circ\text{C}$ ausgelegt wird, kommt der Einsatz von Halbleiterdioden als Pumpquelle nicht in

Frage.

Aufgrund der guten thermischen Eigenschaften und dem möglichen Impulsbetrieb kommt als Pumpquelle für den Festkörperlaser deshalb eine Bogenlampe zum Einsatz.

5.2 Wirkungsgrade des Lasersystems

Der Energiefluss von der Pumpquelle bis zur Ausgangsstrahlung des Lasers beruht auf verschiedenen Transfermechanismen und hängt von den verschiedensten Eigenschaften der eingesetzten Elemente ab und ist in Fig. 18 so dargestellt, dass die einzelnen Transferarten grob den einzelnen eingesetzten Komponenten des Lasersystems zugeordnet werden können. Im Folgenden werden die einzelnen Mechanismen näher betrachtet.

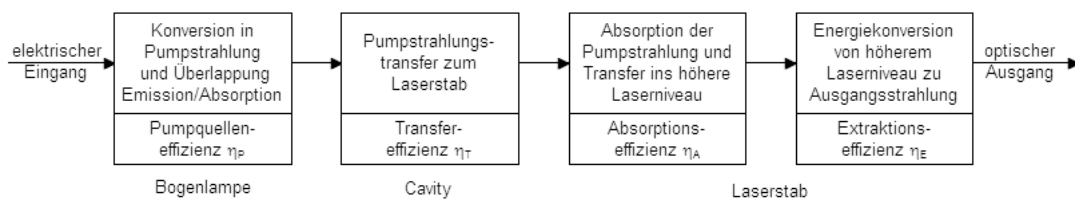


Fig. 18: Schematische Darstellung des Energietransfers im Lasersystem

Konversion elektrischer Energie zu nützlicher Pumpstrahlung

Bei der Konversion der elektrischen Energie in verwertbare Pumpstrahlung müssen zwei Teilaspekte beachtet werden, nämlich einerseits die Effizienz der Umsetzung der elektrischen Energie in optische Energie und andererseits die Überschneidung des durch die Pumpquelle erzeugten Emissionsspektrums mit dem Absorptionsspektrum des aktiven Mediums, abgebildet in Fig. 19.

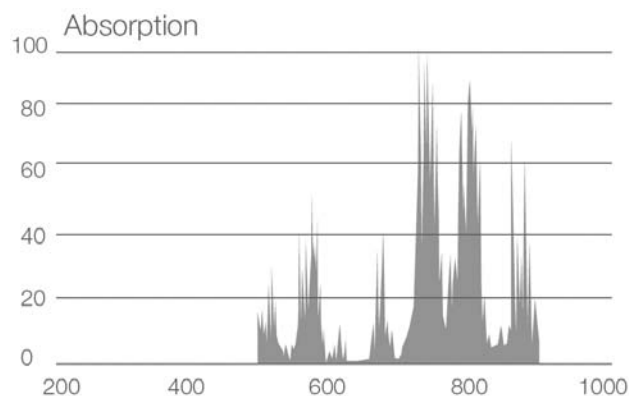


Fig. 19: Absorptionsspektrum von Nd:YAG bei 300K (aus [24], 11)

Der zu erwartenden Pumpquellen-Wirkungsgrad beträgt bei der Bogenlampe nur in etwa $\eta_P = 0.04 \dots 0.08$, liegt also jedenfalls höchstens im einstelligen Prozentbereich. Dies ist vor allem auf die schlechte Überlappung des Emissionsspektrums der Bogenlampe (siehe Kapitel 5.3.1) mit dem Absorptionsspektrum des aktiven Lasermediums Nd:YAG verursacht.

Transfer der Pumpstrahlung zum aktiven Lasermedium

Der Wirkungsgrad des Transfers der Pumpstrahlung zum aktiven Medium wird möglichst maximiert, indem Bogenlampe und Laserstab in einer gemeinsamen, reflektierenden Hülle - der Lasercavity - eingeschlossen werden, wobei sowohl Bogenlampe als auch Laserstab auf je einer „Brennlinie“ des elliptischen Zylinders liegen (siehe Kapitel 6).

Der Transferwirkungsgrad setzt sich aus den geometrischen Eigenschaften dieser Lasercavity und den optischen Verlusten im System zusammen. Letztere können wie folgt ausgedrückt werden [1],

$$\eta_{\text{op}} := R_{\text{cavity}} \cdot (1 - R_{\text{stab}}) \cdot (1 - a') \quad (54)$$

wobei R_{cavity} die Reflektivität der Innenseite der Lasercavity darstellt, R_{stab} die Reflektivität der Laserstaboberfläche und a der Anteil der Fläche der Lasercavity, die nicht zur Reflexion beiträgt, welcher etwa durch notwendige Haltevorrichtungen für Laserstab und Bogenlampe verursacht ist. Diese Abschätzung beruht auf der Annahme, dass die gesamte Strahlung genau einmal reflektiert wird, was speziell bei der in dieser Arbeit eingesetzten diffus reflektierenden Schicht an der Innenseite der Lasercavity (siehe Kapitel 6) nicht der Fall ist, sie erlaubt jedoch eine einfache Näherung. Die Reflektivität der Cavitybeschichtung liegt nahe bei eins und wird mit etwa $R_{\text{cavity}} = 0.95$ angenommen. Die Reflektivität durch den Brechungsindexunterschied zwischen Laserstab und Luft ergibt sich mit $n_1 = 1.82$ für den Brechungsindex von Nd : YAG zu $R_{\text{stab}} = \frac{(n_1-1)^2}{(n_1+1)^2} = 0.085$, und der nicht-reflektierende Flächenanteil beträgt bei der eingesetzten Cavity etwa $a' = 8\%$. Damit ergibt sich eine Abschätzung zu $\eta_{\text{op}} \approx 80\%$.

Der Wirkungsgrad aufgrund der geometrischen Eigenschaften der Lasercavity errechnet sich aus dem Anteil der Strahlung, der von der Bogenlampe auf den Laserstab fokussiert wird. Er ist sowohl abhängig vom Verhältnis der Durchmesser von Laserstab und Bogenlampe, als auch vom Verhältnis der Längen von Haupt- und Nebenachse b/a der „Cavityellipse“.

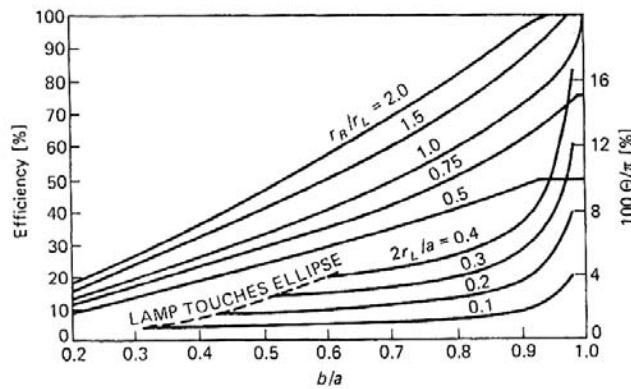


Fig. 20: Wirkungsgrad der Lasercavity (aus [1], 381)

Damit ergibt sich für ein Verhältnis der Durchmesser von Laserstab (0.6 cm, siehe weiter unten) und Lampe (0.8 cm, siehe Kapitel 5.3.1) von 0.75 und einem Verhältnis der Achsenlängen der Cavity von etwa 0.5 ein „geometrischer“ Wirkungsgrad von rund 30 %. Dies führt zusammen

mit den optischen Verlusten auf einen Transferwirkungsgrad von etwa

$$\eta_T = 25 \% \quad (55)$$

Diese Abschätzung berücksichtigt jedoch nicht, dass die Innenbeschichtung der Cavity eine diffuse Reflexion aufweist, weshalb starke Abweichungen von diesem Wert möglich sind.

Absorption der Pumpstrahlung und Transfer in das höhere Laserniveau

Der Wirkungsgrad η_A der Absorption der Pumpstrahlung ergibt sich aus den Absorptionskoeffizienten im Frequenzbereich der Pumpstrahlung und der Eindringtiefe der Strahlung in das aktive Medium. Um eine Abschätzung desselben zu ermöglichen muss zuerst die Pumpstrahlungsverteilung innerhalb des Laserstabes näher betrachtet werden.

Wird eine vollständig isotrope Pumpstrahlungsverteilung an der Außenseite des Laserstabes angenommen, was durch die diffus reflektierende Beschichtung der Lasercavity ansatzweise gegeben ist, so konzentriert sich die Pumpstrahlung innerhalb des Laserstabes, aufgrund der Brechung an der Oberfläche zwischen Luft und Lasermedium, auf das Zentrum mit einem Radius von r_{stab}/n_1 [25]. Dieser Effekt wird durch die abnehmende Pumpstrahlungsintensität mit der Eindringtiefe aufgrund der Absorption des Lasermediums abgeschwächt.

Um eine gleichmäßigere Verteilung der Pumpstrahlung innerhalb des Laserstabes zu erhalten wird die Oberfläche des Laserstabes aufgeraut, um so das Fokussieren auf das Zentrum desselben zu verhindern.

Fig. 21 zeigt die Verteilung der Pumpstrahlung eines Nd:Glas Laserstabes bei verschiedenen Werten des Produktes von Absorptionskoeffizient α_p und Laserstabradius r_{stab} für eine glatte bzw. raue Oberfläche des Laserstabs.

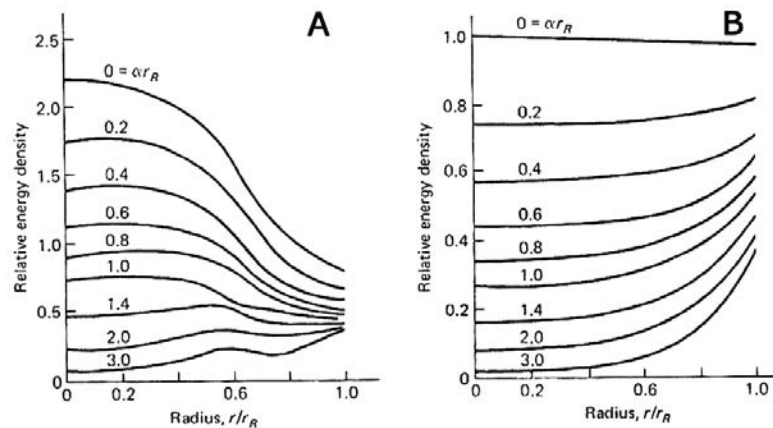


Fig. 21: Pumpstrahlungsverteilung im Laserstab bei **A** glatter und **B** rauher Laserstaboberfläche (aus [1], 389)

Für einen Laserstab mit rauher Oberfläche ergibt sich der Absorptionswirkungsgrad nach [25] nun wie folgt

$$\eta_A := 2\alpha_p r_{\text{stab}} \cdot \exp(-\alpha_p r_{\text{stab}}) \quad (56)$$

wobei α_p den durchschnittlichen Absorptionskoeffizienten im spektralen Bereich der Pumpstrahlung und r_{stab} den Radius des Laserstabes darstellt.

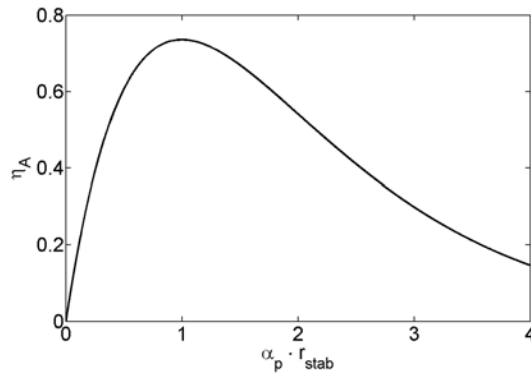


Fig. 22: Theoretischer Absorptionswirkungsgrad

Fig. 22 zeigt durch Auswertung von (56) die starke Abhängigkeit des Absorptionswirkungsgrades η_A vom Produkt des mittleren Absorptionskoeffizienten und dem Radius des Laserstabes, wobei das Maximum bei einem Wert von eins liegt. In Tab. 2 ist der Absorptionskoeffizient von Nd:YAG bei einer Wellenlänge von 808.5 nm mit $\alpha_p = 9.5 \text{ cm}^{-1}$ angegeben. Der tatsächliche mittlere Koeffizient liegt jedoch aufgrund des breiten Emissionsspektrum der Bogenlampe deutlich darunter, weshalb der Laserstabradius entsprechend größer gewählt werden muss, um eine effizientere Absorption zu ermöglichen, und wurde mit $r_{\text{stab}} = 0.3 \text{ cm}$ festgelegt.

Der Energietransfer zum höheren Energieniveau setzt sich einerseits aus der *Quanteneffizienz*, welche in guter Näherung eins gesetzt werden kann, und dem so genannten *Stokes Faktor*, welcher das Verhältnis der Energie der absorbierten Photonen zur Energie der mit der Laserfrequenz emittierten Photonen darstellt und durch Integration über das gesamte Absorptionsspektrum gewonnen wird.

Konversion Energie im höheren Energieniveau zu Laserausgangsstrahlung

Die Auskopplungs- bzw. Extraktionseffizienz η_E , definiert als das Verhältnis der im oberen Energieniveau gespeicherter Energie E_{ges} (40) zur Ausgangsenergie E hängt von verschiedenen Faktoren ab, wie den Umlaufverlusten des Resonator, der Auskopplung des Ausgangsspiegels, Speicherverlusten durch verstärkte spontane Emission, Zusatzverluste durch den eingebrachten Güteschalter sowie Beam-Overlap Verluste.

Die Energie-Extraktionseffizienz η_E wurde in Kapitel 4.1 für den optimierten, passiv gütegeschalteten Laser berechnet. Für den gewählten Laserstabquerschnitt ergibt sich ein Wert von etwas über

$$\eta_E = 50 \%$$

wobei dieser Wert zusätzlich von der Temperatur abhängig ist (siehe Kapitel 4.2). Bei der Berechnung wurden weder Verluste durch verstärkte spontane Emission noch Beam-Overlap Verluste berücksichtigt.

5.3 Lampenmaterialien und deren Eigenschaften

5.3.1 Füllgas

Die Effizienz der Bogenlampe hängt stark von der Überschneidung des Emissionsspektrums der Lampe und dem Absorptionsspektrum des Lasermaterials ab, wobei die Emission in erster Linie durch die Leistungsdichte, mit welcher die Bogenlampe betrieben wird, und von dem in der Lampe eingesetzten Füllgas bestimmt wird.

Fig. 23 und 24 zeigen das Emissionsspektrum jeweils für hohe und niedrige Leistungsdichten von Lampen mit Xenon- bzw. Krypton-Gasfüllung. Werden diese Spektren mit der Absorption von Nd:YAG verglichen (Fig. 19), so zeigt sich, dass bei niedrigen Leistungsdichten die Effizienz der mit Krypton befüllten Lampe über jener der Xenon-Lampe liegt, da Letztere relativ starke Beiträge im infraroten Bereich aufweist, welche nicht im Absorptionsspektrum des Lasermaterials liegen. Bei höheren Leistungsdichten verschiebt sich der Schwerpunkt der Strahlung hin zum kurzwelligeren Bereich, wodurch der Infrarot-Anteil der Xenon-Lampe zunehmend vernachlässigbar wird. Aufgrund der höheren Gesamteffizienz von Xenon- gegenüber Krypton-Bogenlampen zeigt nun die mit Xenon gefüllte Bogenlampe einen besseren Wirkungsgrad.

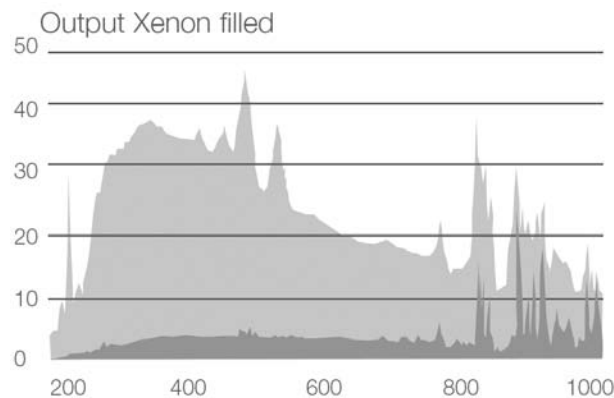


Fig. 23: Emissionsspektrum einer mit Xenon gefüllten Bogenlampe (aus [24], 11)

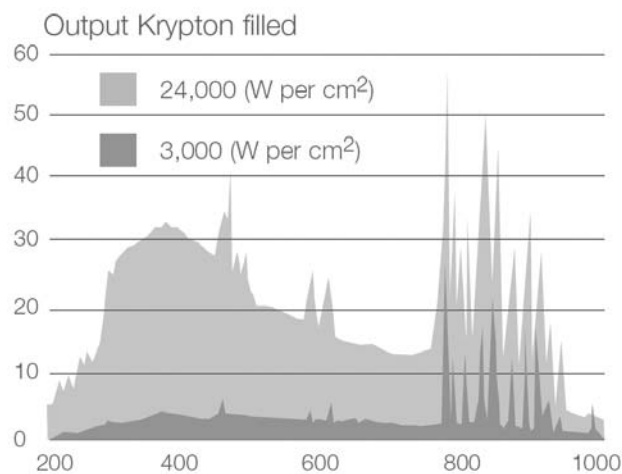


Fig. 24: Emissionsspektrum einer mit Krypton gefüllten Bogenlampe (aus [24], 11)

Die durchschnittliche Leistungsdichte für eine gepulst betriebene Lampe während des Impulses berechnet sich aus der Impulsenergie E_o der Impulsdauer t_L und der Oberfläche des Lichtbogens $A_L = \pi d_L l_B$, wobei d_L der Durchmesser der Bogenlampe und l_B die Bogenlänge bezeichnet. Eine erste Abschätzung ergibt mit $E_o = 60$ J, $t_L = 200$ μ s, $d_L = 0.8$ cm und $l_B = 5.1$ cm (siehe Kapitel 7.1) eine Leistungsdichte von

$$\frac{E_o}{t_L A_L} = 23.4 \text{ kW cm}^{-2} \quad (57)$$

Das bedeutet, dass die Bogenlampe mit recht hoher Leistungsdichte betrieben wird, weshalb die Xenon-gefüllte Lampe einen höheren Wirkungsgrad aufweist und folglich für diese Anwendung eher in Frage kommt. Allerdings ist die Energie mit $E_o = 60$ J sehr hoch geschätzt und wird aller Wahrscheinlichkeit nach in der Praxis nicht benötigt werden, weshalb die Leistungsdichte real unter der hier Berechneten liegt. Sollte die Impulsenergie für den einwandfreien Betrieb reduziert werden können, ist auch der Einsatz einer Krypton-Bogenlampe zu erwägen.

Neben der Art des Füllgases hat auch der gewählte Kaltdruck eine entscheidende Bedeutung. So zeigen Niederdrucklampen im Allgemeinen deutlich höhere Leistungsmaxima bei den einzelnen emittierten Linien. Bei zunehmendem Druck finden immer mehr Kollisionen von Gasatomen und Elektronen statt, wodurch es zu zufälligen Änderungen der Energieniveaus und damit zu Linienverbreiterungen und -verschiebungen kommt [26]. Somit sinken zwar mit steigendem Druck die Leistungsmaxima der einzelnen Spektrallinien, jedoch erhöht sich die gesamte emittierte Lichtleistung über das komplette Spektrum. Aufgrund des kontinuierlichen Absorptionsspektrum des eingesetzten Lasermediums Nd:YAG zeigen deshalb Hochdruckgasentladungslampen einen besseren Pumpwirkungsgrad, weshalb ein relativ hoher Gasdruck von $700 \text{ Torr} = 93.3 \cdot 10^3 \text{ Pa}$ der Xenon-Lampe gewählt wurde. Dies hat allerdings den Nachteil, dass für das Starten der Lampe eine höhere Triggerspannung erforderlich und ein möglicher Simmerstrom schwerer zu erhalten ist (siehe Kapitel 5.4).

5.3.2 Quarzglashülle

Die Glashülle der Lampe hat vorrangig die Aufgabe, das Füllgas sicher im Inneren der Lampe zu verwahren. Dabei darf das Glas nicht mit dem Füllgas reagieren, um eine Kontaminierung desselben weitestgehend zu vermeiden. Außerdem sollte es für den gewünschten Spektralbereich eine Transmittivität nahe eins aufweisen, sodass das im Inneren der Bogenlampe erzeugte Licht beim Austritt möglichst nicht behindert wird.

Der Glaskolben der Bogenlampe ist während des Betriebs sehr starken Belastungen ausgesetzt. Durch die Expansion des Füllgases beim Aufbau des Plasmas und die damit einhergehende starke Erwärmung auf einige 100 °C am Kolben, ist das eingesetzte Glas speziell im Impulsbetrieb sehr starken und schnellen Druck- und Temperaturschwankungen ausgesetzt. Da herkömmliche Glassorten wie Kalknatron- oder Bleiglas derartigen Belastungen nicht standhalten [26], wird für den Kolben meist Quarzglas - das ist Glas, welches ohne die Beimengung von Soda oder Calciumoxid hergestellt wird [27], also quasi aus reinem Siliziumdioxid besteht - eingesetzt. Quarzglas hat dabei den Vorteil eines geringen Wärmeausdehnungskoeffizienten.

Ein Problem von Quarzglas ist das mögliche Auftreten von *Solarisation*, eine Verfärbung des Glases beim Einwirken von kurzwelligem UV-Licht [28], welche auf Verunreinigungen durch Aluminium, Eisen und Germanium-Ionen im Quarzglas zurückzuführen ist [24]. Solarisation führt zu verringerter Lichtdurchlässigkeit und somit zu einer geringeren Effizienz des Gesamtsystems.

Die günstigste und am weitesten verbreitete Glassorte ist reines Quarzglas ohne jegliche Zusätze. Es hat eine hohe Transmission von etwa 90 % in einem sehr großen Wellenlängenbereich von ca. 200...4000 nm [24], weshalb es auch für den ultravioletten Bereich durchlässig ist. Dies kann zu Problemen, speziell bei passiver Luftkühlung der Lampe, führen, da es innerhalb der Lasercavity bei Einwirken von UV-Licht zu Ozonbildung kommt.

Um dies zu vermeiden kann das Quarzglas mit absorbierenden Atomen wie etwa Cerium dotiert werden, welche das UV-Licht aufnehmen und so die Ozonbildung unterbinden. Cerium-dotiertes Quarzglas hat außerdem zusätzlich den Vorteil, dass durch diese Absorption der Effekt der Solarisation weniger stark auftritt. Schließlich besitzt es für die hier betrachtete Anwendung einen höheren Wirkungsgrad, da ein Teil des absorbierten ultravioletten Lichts im sichtbaren Wellenlängen- und damit im Absorptionsbereich von Nd:YAG wieder abgestrahlt wird [24]. Aufgrund dieser Vorteile kommt bei diesem Projekt Cerium-dotiertes Quarzglas für die Hülle der Bogenlampe zum Einsatz.

Neben dem mit Cerium dotierten Quarzglas existiert noch eine Vielzahl anderer Quarzglassorten mit den verschiedensten Zusätzen bzw. Herstellungsverfahren, welche jedoch für die Anwendung als Pumpquelle für den Nd:YAG-Laser keine wesentlichen Vorteile bieten, weshalb von einer genaueren Betrachtung hier abgesehen wird.

5.4 Triggerung der Bogenlampe

Bogenlampen benötigen für die Zündung einen Hochspannungsimpuls, genannt *Triggerimpuls*, der die Anfangsionisation des Füllgases sicherstellt. Fig. 25 zeigt einen typischen Verlauf der Triggerkurven einer Bogenlampe.

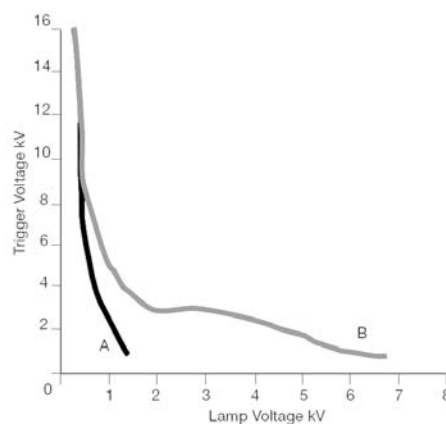


Fig. 25: Typische Triggerkurven einer Bogenlampe (negative Triggerspannung), **A** positive Lampenspannung, **B** negative Lampenspannung (aus [24], 16)

Diese Triggerspannung wird nur einmal beim Einschalten der Lampe benötigt, da die Ionisation

des Gases anschließend durch den Betriebsstrom aufrechterhalten wird. Beim gepulsten Betrieb der Bogenlampe wird dieser Betriebsstrom jedoch nicht durchgehen beibehalten, weshalb hier entweder bei jedem Impuls erneut getriggert werden muss, oder die Ionisation durch einen *Simmerstrom*, ein Gleichstrom der zusätzlich zu dem impulsförmigen Strom angelegt wird, erhalten wird, wodurch wieder nur ein einmaliges Zünden der Bogenlampe zu Beginn des Betriebs notwendig ist.

Wird die Bogenlampe mit hohen Impulsraten betrieben, so empfiehlt sich die Verwendung eines Simmerstromes, da das Triggern der Bogenlampe eine große Belastung für die Lampe darstellt und mit steigender Taktrate die Lebensdauer derselben sehr stark abnimmt. Zusätzlich ergeben sich beim Einsatz eines Simmerstromes in der Regel gleichmäßigere, das heißt weniger stark schwankende, Temperaturverläufe innerhalb der Lampe, was ebenfalls eine höhere Lebensdauer der Lampe nach sich zieht.

Bei niedrigen Taktraten fällt die laufend erneute Triggerung bei jedem neuen Impuls nicht mehr so ins Gewicht, weshalb die etwas reduzierte Lebensdauer der Lampe durch die vereinfachte Ansteuerung derselben aufgrund des Weglassens des Simmerns aufgewogen wird. Da die eingesetzten Taktraten im Bereich von 1 Hz diese Anforderungen erfüllen, wurde vom Einsatz eines Simmerstrom zu Gunsten eines vereinfachten Netzteil-Designs abgesehen.

Der Impuls des Betriebsstromes der Lampe wird im einfachsten Fall durch ein *Pulse Forming Network*, kurz PFN, geformt. Dieses besteht aus einer Kapazität, welche über eine Induktivität und die Bogenlampe entladen wird, wodurch der Strom einen impulsförmigen Verlauf annimmt. Da dies jedoch ein prinzipiell schwingungsfähiges System darstellt, muss die Spezifikation der Bauteilparameter sehr gewissenhaft erfolgen. Näheres zur Dimensionierung des PFN siehe Kapitel 7.1.

Für das Anlegen des Triggerimpulses an die Lampe stehen zwei Varianten zur Verfügung. Einerseits kann dieser direkt an die Elektroden der Lampe angelegt werden, andererseits ist auch das Zuführen mittels eines gesonderten Drahtes, der meist um den Glaskolben der Lampe gewickelt ist, möglich, wobei in beiden Fällen eine Ionisation des Füllgases durch die sich einstellenden hohen Feldstärken innerhalb der Lampe erreicht wird.

Die Erzeugung des Triggerimpulses erfolgt in der Regel mit Hilfe eines Triggertrafos, wobei bei der ersten Triggervariante dieser entweder parallel zur Lampe oder seriell in den PFN-Kreis geschaltet werden kann.

Die serielle Triggerung hat dabei den Nachteil, dass die Sekundärwicklung des Triggertransformators auf den sehr hohen Lampenstrom von bis zu $I = 1 \text{ kA}$ ausgelegt werden muss, während bei der parallelen Triggerung spezielle Maßnahmen zum Schutz des Netzteils vor den hohen Triggerspannungen notwendig sind.

Die zweite Möglichkeit, die externe Triggerung, hat den Nachteil, dass eine zusätzliche Leitungsverbindung zwischen Netzteil und Bogenlampe notwendig ist (siehe Fig. 26), und dass der an der Außenseite der Lampe geführte Draht zu Abschattungen des erzeugten Lichtblitzes führt. Der Vorteil ist, dass der Lampenkreis nicht direkt mit der Triggerspannung in Kontakt tritt. Außerdem kann der zur Erzeugung der hohen Triggerspannungen von mehreren 10 kV eingesetzte Triggertransformator sehr klein und leicht ausgeführt werden.

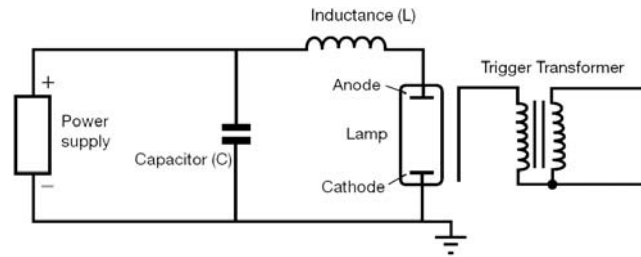


Fig. 26: Externe Triggerung einer Bogenlampe (aus [24], 17)

Trotz des zusätzlichen Verbindungsaufwandes zwischen Netzteil und Lampe wird für diese Applikation die externe Triggerung der „Elektrodentriggerung“ vorgezogen um das Netzteil design so einfach wie möglich zu halten.

5.5 Kühlung der Bogenlampe

Die Kühlung durch Luft oder eine Flüssigkeit stellt sicher, dass die Innenseite der Quarzglashülle der Lampe nicht überhitzt. Wird dies nicht sichergestellt, so kann dies eine Zerstörung der Lampe nach sich ziehen, führt jedoch jedenfalls zu einer reduzierten Lebensdauer.

Die Anforderungen an die Kühlung werden vordringlich durch die in der Bogenlampe umgesetzte Leistung bestimmt, jedoch auch die Art des Füllgases (Xenon oder Krypton), der Gasdruck und insbesondere die Art des verwendeten Quarzglases sowie dessen Wandstärke haben Einfluss auf die Kühlanforderungen. Tab. 5 zeigt Berechnungsfaktoren für die maximale durchschnittliche Leistung sowie der Explosionsenergie (siehe Kapitel 5.6) für verschiedene Quarzsorten und Wandstärken der Quarzhüllen.

Quarzsorte	Wandstärke	max. Wärmeleistung	Explosionsenergie
reines Quarzglas	0.5 mm	+60 %	-50 %
	1 mm	1	1
Cerium-dotiertes Quarzglas	0.5 mm	+36 %	-57 %
	1 mm	-15 %	-15 %

Tab. 5: Berechnungsfaktoren einiger ausgewählter Quarzglassorten bezogen auf reines Quarzglas mit einer Stärke von 1 mm (aus [24], 15)

Der zur Bestimmung der Kühlanforderungen herangezogene Parameter errechnet sich aus der durchschnittlichen Leistungsaufnahme der Lampe bezogen auf die zur Kühlung zur Verfügung stehende Fläche, welche der bereits in (57) verwendeten Lampenoberfläche A_L entspricht. Diese daraus gewonnene Leistungsflussdichte ermöglicht eine einfache Abschätzung, welche Kühlung für den einwandfreien Betrieb der Lampe erforderlich ist, typische Werte sind in Tab. 6 aufgelistet.

Die bei dieser Anwendung auftretenden Leistungsflussdichten ergeben sich aus einer angenommenen maximalen Impulsenergie von $E_o = 60$ J, einer Impulsrate von $f_o = 1$ Hz und einer

Leistungsflussdichte	min. Kühlanforderung
$< 15 \text{ Wcm}^{-2}$	passive Luftkühlung
$15 \dots 30 \text{ Wcm}^{-2}$	aktive Luftkühlung
$30 \dots 200 \text{ Wcm}^{-2}$	Flüssigkeitskühlung

Tab. 6: Kühlanforderungen der Bogenlampe (aus [24], 28)

Quarzglas-Oberfläche von ca. $A_L = \pi d_L l_B = 12.8 \text{ cm}^2$ zu maximal

$$\frac{\overline{P_o}}{A_L} = \frac{60 \text{ J} \cdot 1 \text{ Hz}}{12.8 \text{ cm}^2} = 4.68 \text{ W cm}^{-2} \quad (58)$$

was deutlich unterhalb der maximalen Leistungsflussdichte von 1 mm starkem, Cerium-dotiertem Quarzglas liegt, weshalb eine passive Kühlung für den Betrieb des Lasers ausreichend ist.

5.6 Lebensdauer der Bogenlampe

Die Lebensdauer bzw. Alterung einer Bogenlampe hängt von mannigfaltigen Faktoren ab, die von der Betriebsart der Lampe bis zu deren Umwelt reichen. Folglich gestaltet es sich sehr schwierig, genaue Werte für die zu erwartende Lebensdauer zu errechnen, welche im Allgemeinen durch das Absinken der Lichtausbeute auf ein vorher festgelegtes, beliebiges Niveau im Vergleich zur Anfangs-Lichtausbeute bestimmt wird bzw. die Zeit bis zum vollständigen Versagen der Lampe darstellt.

Damit erhält man für kontinuierlich betriebene Bogenlampen einen Schätzwert für die Anzahl der Betriebsstunden. Bei gepulst betriebenen Bogenlampen hingegen wird vordringlich die Anzahl der zu erwartenden Impulse errechnet.

Ein Fehlermechanismus ist die zunehmende Zerstäubung der Kathode während des Betriebs, was durch die starken Temperaturschwankungen bei gepulstem Betrieb noch verstärkt wird. Dieses abgesplitterte Kathodenmaterial lagert sich an der Innenseite des Glaskolben an, was nicht nur zu einer verminderten Lichtausbeute der Lampe führt, sondern auch eine chemische Reaktion mit dem Quarzglas auslöst. Diese Reaktion führt zu *Entglasung*, das ist die Kristallisation amorpher Werkstoffe bei Erwärmung [29], und schließlich zur Bildung von Rissen in der Quarzhülle bis zur Zerstörung derselben. Auch kommt es durch diesen Prozess zu einer Kontaminierung des Füllgases, was neben einer geringeren Effizienz auch zu Triggerproblemen der Bogenlampe führen kann.

Ein weiteres Problem sind neben den schnellen Temperaturschwankungen und den hohen Temperaturen die starken akustischen Schockwellen, welche beim Aufbau des Plasmas in der ersten Phase nach dem Zünden der Lampe entstehen, und so sowohl Dichtung als auch Quarzglaskolben extremen Belastungen aussetzen. Diese Belastungen führen jedenfalls zu einer graduellen Verschlechterung der Eigenschaften dieser Elemente.

Außerdem ist es möglich, dass bei sehr hohen Impulsenergien die temperaturinduzierten mechanischen Spannungen in der Quarzglashülle derart hoch werden, dass die auftretenden Kräfte die Festigkeit des Glases überschreiten, wodurch es zur Explosion der Bogenlampe kommt. Diese

Explosionsenergie ist also jene Energie die zur Zerstörung der Lampe mit einem einzigen Impuls führt und wird bei im Pulsbetrieb verwendeten Bogenlampen zur Bestimmung der Lebensdauer herangezogen. Sie errechnet sich aus der Zeitkonstante t_o des Lampenkreises (siehe Kapitel 7.1) sowie einer im Datenblatt der Lampe angegebenen Explosionskonstante K_{ex} , die von Art und Druck des Füllgases aber auch von den thermischen und mechanischen Eigenschaften der Quarzhülle sowie den geometrischen Abmessungen der Lampe abhängig ist (siehe [24])

$$E_{ex} := K_{ex} \cdot \sqrt{t_o} \quad (59)$$

Der im Lampendatenblatt angegebene Wert K_{ex} muss je nach verwendeter Glassorte und Wanddicke noch reduziert werden (Tab. 5).

Aus dem damit gewonnenen Wert ergibt sich die Lebensdauer M der Lampe in Anzahl der Blitzimpulse in Abhängigkeit von der Impulsenergie E_o

$$M := \left(\frac{E_o}{E_{ex}} \right)^{-8,5} \quad (60)$$

Auch dieser Wert muss noch angepasst werden, wenn die Bogenlampe in einer geschlossenen Umgebung wie einer Lasercavity betrieben wird, da es hier zur einer erhöhten Lampenbelastung durch *trapped radiation* kommen kann. Typisch Werte für die Anpassung liegen bei 10 – 30 % [24].

Die Explosionsenergie errechnet sich für eine Explosionskonstante von $K_{ex} = 73 \text{ kW s}^{0,5}$ [30] und unter Berücksichtigung der durch das verwendete Quarzglas verursachten Reduktion um 15 % zu $E_{ex} = 507 \text{ J}$, woraus sich mit der Impulsenergie $E_o = 60 \text{ J}$ (siehe Kapitel 7.1) eine zu erwartende Lebensdauer von

$$M = 60 \cdot 10^6 \text{ Impulse} \quad (61)$$

für die Lampe errechnet, wobei eine Reduktion der Lebensdauer durch den Betrieb innerhalb einer geschlossenen Cavity um 20 % angenommen wurde.

In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass die Bogenlampe aufgrund der durch den Impulsbetrieb bedingten höheren Effizienz und des guten Temperaturverhaltens die beste Pumpquelle für die in dieser Arbeit behandelte Anwendung darstellt.

Zum Einsatz kommt die Lampe *QXF528* [30] von PerkinElmer, welche aufgrund des Füllgases Xenon und des hohen Drucks von 700 Torr eine gute Effizienz aufweist. Als Wandmaterial wird Cerium-dotiertes Quarzglas mit einer Wandstärken von 1 mm verwendet.

Als Triggerart der Lampe wurde die *externe Triggerung* gewählt und die Lampe wird passiv mit Luft gekühlt um einen einfachen Aufbau zu ermöglichen.

6 Lasercavity

Da die Lasercavity von meinem Kollegen Dipl.-Ing. Georg Tartar entwickelt wurde, wird hier nur ein kurzer Überblick geboten.

Die Lasercavity hat die Funktion, die Übertragung der in der Bogenlampe erzeugten Pumpstrahlung zum Lasermedium möglichst zu optimieren und hat somit einen maßgeblichen Einfluss auf die Gesamteffizienz des eingesetzten Laser-Systems. Es stellt im Wesentlichen eine die Pumpstrahlung reflektierende Hülle dar, in die sowohl Laserstab als auch Bogenlampe gemeinsam platziert werden.

Die Lasercavity hat die Form eines elliptischen Zylinders, wobei Laserresonator und Bogenlampe sich jeweils in einem der beiden „Brennlinien“ der Ellipse befinden, wodurch sichergestellt ist, dass die Pumpstrahlung der Bogenlampe möglichst vollständig auf den Laserstab fokussiert wird. Um dabei Streifenbildung im Lasermaterial durch lokalisierte höhere Pumpstrahldichten zu entschärfen, ist auf der Innenseite des Keramik-Zylinders eine diffus reflektierende Schicht aus weißem Emaille aufgetragen, womit eine gleichmäßigere Pumpstrahlverteilung über den gesamten Umfang des Laserstabes erreicht wird.

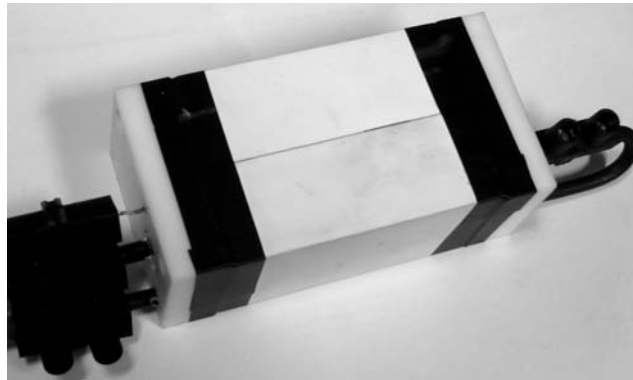


Fig. 27: Foto der Lasercavity

Für eine möglichst optimale Ausnützung der Pumpenergie sollte außerdem der Laserstab auf der ganzen Länge des aktiven Lasermediums gleichmäßig bestrahlt werden. Dies kann am einfachsten dadurch erreicht werden, dass der Lichtbogen der Lampe eine Länge aufweist, die mit der Länge des aktiven Mediums des Laserstabes weitgehend übereinstimmt. Dadurch wird die Größe der Lasercavity grundsätzlich festgelegt, die Abmessungen betragen ca. $8.5 \cdot 4.3 \cdot 2.0 \text{ cm}^3$.

Die Positionierung von Laserstab und Bogenlampe erfolgt entweder durch innengezahnnte Sicherungsscheiben (DIN 6797 J) aus Stahl oder durch O-Ringe auf Kautschukbasis, welche durch die Stahlplatten an den beiden Enden des Cavity-Zylinders festgehalten werden. Dies ermöglicht einen einfachen Austausch sowohl von Laserstab als auch Bogenlampe mit nur wenigen Handgriffen, stellt aber sicher dass diese während des Betriebes stoßsicher und fest verankert sind.

Die Verwendung von O-Ringen hat den Nachteil, dass diese eine deutlich geringere Temperaturbelastbarkeit aufweisen, weshalb hier Perfluor Elastomere (FFKM) als Material verwendet werden, welche bei Temperaturen bis ca. $320 \text{ }^{\circ}\text{C}$ [31] eingesetzt werden können. Dennoch zei-

gen die O-Ringe während des Betriebs bei hohen Temperaturen eine schnelle Verschlechterung der Eigenschaften, weshalb die Entscheidung zu Gunsten der Sicherungsscheiben ausgefallen ist. Diese haben außerdem den Vorteil, dass die Befestigung mittels Sicherungsscheiben wesentlich stoßfester und somit robuster ausfällt.

Um das Cavity- und das gesamte Systemdesign zu vereinfachen wurde auf eine aktive Kühlung verzichtet. Da jedoch innerhalb der Cavity Verlustleistungen in der Größenordnung von bis etwa 60 W umgesetzt werden, ist es praktisch unmöglich, diese vollständig mittels passiver Kühlung, speziell bei sehr hohen Umgebungstemperaturen von bis zu 250 °C (Kapitel 1.1), abzuführen. Dies hat zur Folge, dass keine konstante maximale Betriebstemperatur erreicht wird, sondern stattdessen die Temperatur während des Betriebes des Lasers kontinuierlich steigt (siehe auch Kapitel 8). Dadurch ist ein Dauerbetrieb des Lasers nicht möglich.

Die maximale Betriebsdauer des Lasersystems ergibt sich dabei aus der Umgebungstemperatur und der tatsächlich eingesetzten Lampenimpulsenergie und -rate, wird jedoch maßgeblich durch die maximal zulässige Temperatur innerhalb der Lasercavity und damit durch die maximalen erlaubten Temperaturen von Laserstab, Bogenlampe und der Cavity selbst bestimmt.

Diese liegen beim Laserstab aufgrund des eingesetzten Wirtsmaterials YAG sehr hoch, da dieses einen sehr hohen Schmelzpunkt von über 1900 °C sowie einen relativ geringen linearen Wärmeausdehnungskoeffizienten aufweist. Jedoch sind diverse thermooptische Effekte, auf welche in Kapitel 3.4 kurz eingegangen wird, zu berücksichtigen.

Auch die Bogenlampe selbst kann bei sehr hohen Temperaturen betrieben werden. Diese ist durch die eingesetzten Dichtungen der Bogenlampe limitiert, welche kurzfristig Temperaturen bis ca. 600 °C standhalten kann, längerfristige Temperaturbelastungen sollten aber 250 °C nicht überschreiten.

Um die Wärmeableitung aus dem Inneren der Cavity zu verbessern wurde außerdem eine zweite Lasercavity aus Aluminium entwickelt, welche in Fig. 28 dargestellt ist. Diese Lasercavity stand bei den in Kapitel 8 ausgeführten Messungen jedoch nicht zur Verfügung.

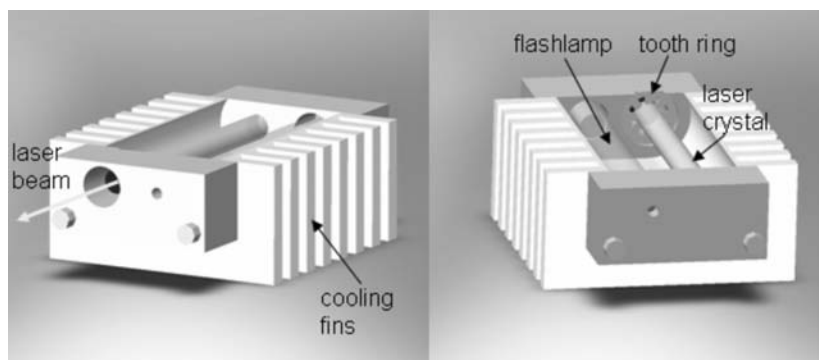


Fig. 28: Schnittzeichnung der Aluminiumcavity

7 Netzteil

Die Aufgabe des Netzteils besteht in der Ansteuerung der Pumpquelle des Lasers, der Bogenlampe, und kann im Wesentlichen in zwei Teilaspekte unterteilt werden

- Das zur Verfügung stellen des notwendigen Lampenstroms in Form eines geeigneten Ausgangsimpulses
- Die Zündung der Lampe zum gewünschten Zeitpunkt durch Anlegen einer geeigneten Triggerspannung

Der Lampenstrom wird dabei durch ein so genanntes *Pulse Forming Network* (PFN) erzeugt, welches im einfachsten Fall aus einem Kondensator, der auf die für die gewünschte Impulsenergie notwendige Spannung aufgeladen wird, besteht, welcher über eine Induktivität und die Bogenlampe entladen wird (siehe Kapitel 7.1).

Die zu erreichende maximale Pulsrate liegt dabei bei $f_o = 1$ Hz. Diese auf den ersten Blick sehr niedrig scheinende Taktfrequenz ist deshalb ausreichend, da die Flugzeugturbine nur beim Start gezündet werden muss, während des Betriebes jedoch - im Gegensatz zum Beispiel zum Ottomotor - ohne weiteren Zündvorgänge auskommt, weshalb eine Verzögerung im Sekundenbereich in der Regel unkritisch ist.

Die Zündung der Bogenlampe erfolgt über eine externe Triggerung (Kapitel 5.4). Dies hat gegenüber den Varianten der seriellen und parallelen Triggerung den entscheidenden Vorteil, dass die Triggerspannung nicht direkt mit den Elektroden der Bogenlampe und somit mit dem PFN in Berührung kommt, weshalb letzteres nicht gegen die sehr hohen Triggerspannungen von mehreren 10 kV (siehe Kapitel 7.2) durch geeignete Hochspannungsableiter geschützt werden muss. Die externe Triggerung hat jedoch auch den Nachteil, dass eine zusätzliche Leitungsverbindung zwischen Netzteil und Lasercavity hergestellt werden muss, da hier nicht das *Pulse Forming Network* für die Übertragung herangezogen werden kann.

Auf den Einsatz eines Simmerstromes (Kapitel 5.4), das ist ein Minimalstrom durch die Bogenlampe zur Sicherstellung der anhaltenden Ionisierung des Füllgases, wird verzichtet. Dies hat den Nachteil, dass die Bogenlampe für jeden Stromimpuls neu gezündet werden muss, was jedoch ohne Aufwand mit einer Präzision im μ s-Bereich möglich ist. Dafür wird das Design des Lampenkreises (PFN) stark vereinfacht, da dieser rein passiv ohne Schalter aufgebaut werden kann, welche sonst für die Pulserzeugung notwendig wären. Auch die verringerte Auswirkung auf die Lebensdauer der Bogenlampe ist minimal, da die „Blitzfrequenz“ von 1 Hz auf einen für die Lampe sehr niedrigen Wert festgelegt ist und auch die erwartete notwendige Impulsanzahl für eine einzelne Zündung beim Start der Turbine im Idealfall bei eins liegt, jedoch auf jeden Fall mit einigen wenigen Impulsen angesetzt werden kann. Der Einsatz des Simmerstromes würde deshalb nicht zu einem wesentlich „sanfteren“ Temperaturverlauf, das heißt ein Verlauf mit weniger schnellen und großen Temperaturänderungen, in der Bogenlampe führen und somit zu keiner erheblichen Verlängerung der Lebensdauer der eingesetzten Lampe.

Das Netzteil liefert während des Lichtblitzes sehr hohe elektrische Leistungen, welche mit einer einfachen Abschätzung im Bereich von $P_o = E_o/t_L = 60 \text{ J}/200 \mu\text{s} = 300 \text{ kW}$ liegt, wobei die

maximale Ausgangsleistung bei der Stromspitze des Impulses von ca. $I_{\max} = 1 \text{ kA}$ (siehe Fig. 30 auf Seite 52) auftritt. Um mit möglichst geringem Aufwand für die Verbindung zwischen Netzteil und Lasercavity sicherzustellen, dass auch ein Großteil der Ausgangsenergie E_o in der Lampe umgesetzt wird, muss diese Verbindung denkbarst kurz gestaltet werden (siehe Kapitel 7.5). Dies hat jedoch zur Folge, dass auch das Netzteil durch die räumliche Nähe zur Lasercavity und damit zur Brennkammer der Turbine hohen Umgebungstemperaturen ausgesetzt wird. Eine Auslegung auf die gleiche Umgebungstemperatur von 250 °C wie die Lasercavity ist nur mit sehr hohem Kühlaufwand möglich, da die meisten elektronischen Bauelemente bis maximal 85 °C (industrial) oder 125 °C (automobile/military) ausgelegt sind. Um das Netzteil möglichst einfach und damit nicht nur kostengünstiger sondern vor allem robuster und zuverlässiger zu gestalten, wird wie bei der Lasercavity auf eine aktive Kühlung verzichtet, weshalb eine Auslegung auf Umgebungstemperaturen höher als die oben für elektronische Bauteile erwähnten nicht möglich ist.

Das Netzteil ist für einen Betrieb an Netzspannung, also einer Eingangsspannung von 230 V ac , ausgelegt.

7.1 Lampenkreis - Dimensionierung des PFN

Wie bereits in Kapitel 5.4 erwähnt wird die Impulsbildung des zum Betrieb der Bogenlampe notwendigen Lampenstroms über ein *Pulse Forming Network* (PFN) erreicht. Dieses besteht im einfachsten Fall aus einer Kapazität die vom Netzteil auf die benötigte Ausgangsspannung aufgeladen und anschließend durch Zünden der Lampe über eine Induktivität entladen wird. Kondensator und Spule bilden somit einen Reihenschwingkreis, welcher durch die Bogenlampe gedämpft wird (siehe Fig. 26). Durch geeignete Auslegung desselben kann der Stromimpuls mit dieser einfachen Anordnung also entsprechend der für die Anwendung benötigten Anforderungen geformt werden.

Kann durch dieses einfache PFN die erforderliche Impulsdauer, -stärke, etc. nicht erreicht werden, können auch mehrere Stufen derselben Anordnung von Kapazität und Induktivität hintereinander geschaltet werden, wodurch zum Beispiel steilere Stromflanken erzeugt werden können, sich die Impulsform also stärker einem idealen Rechteckimpuls annähert. Dies ist bei der hier vorliegenden Anwendung jedoch nicht erforderlich, da im Wesentlichen nur sichergestellt werden muss, dass die Impulsdauer deutlich unter der spontanen Lebensdauer des eingesetzten Lasermaterials liegt, wodurch der größte Teil der erzeugten Pumpstrahlungsenergie für die Laserpulserzeugung zur Verfügung steht und somit maximale Effizienz erreicht werden kann. Das bedeutet, dass der erzeugte Lampenstromimpuls unter der spontanen Lebensdauer von Nd:YAG von ca. $\tau = 230 \text{ }\mu\text{s}$ liegen muss, weshalb für die Auslegung des PFN eine Strom-Impulsdauer von $t_L = 200 \text{ }\mu\text{s}$ hergenommen wird.

Der in der Bogenlampe erzeugte Lichtblitz kann in drei Phasen unterteilt werden (aus [24], 21).

- Aufbau des Lichtbogen durch die Triggerung der Bogenlampe
- unbeschränkte Plasma-Entladung

- beschränkte oder (Hüllen-)stabilisierte Plasma-Entladung

Bei der ersten Phase, der Triggerung, wird das Füllgas der Bogenlampe ionisiert und damit ein leitender Plasmakanal zwischen Anode und Kathode der Bogenlampe aufgebaut.

Nach der Triggerung expandiert das Plasma in der Bogenlampe, welches durch den Lichtbogen erzeugt wurde, stetig. In der Folge steigt der Strom durch die Lampe sehr stark an, während der Spannungsabfall an der Lampe stetig sinkt, das heißt die Impedanz der Bogenlampe nimmt stark ab.

Nach etwa 20 % der Anstiegszeit des Stromimpulses füllt das Plasma den gesamten Gaskern der Lampe aus, die Entladung wird also durch die Glashülle stabilisiert. In diesem Zustand zeigt die Lampe sehr hohe Strom- und Leistungsdichten und wird durch den Lampenimpedanz-Parameter

$$K_0(t) := \operatorname{sgn}(I) \cdot U(t) / \sqrt{|I(t)|} \quad (62)$$

beschrieben, wobei $U(t)$ und $I(t)$ die Spannung an respektive der Strom durch die Bogenlampe zum Zeitpunkt t darstellen. Der Parameter K_0 ist durch verschiedene Eigenschaften der Lampe festgelegt und ergibt sich nach [24] zu

$$K_0(t) := \frac{1.28 l_B}{d_A(t)} \cdot \left(\frac{D}{K_G} \right)^{1/5} \quad (63)$$

Dabei wurden die Länge des Lichtbogens l_B und dessen Durchmesser d_A , der Gasdruck D des verwendeten Füllgases in Torr sowie die Konstante K_G , welche von der Art des verwendeten Gases abhängt, verwendet und bei $K_G = 450$ für Xenon und $K_G = 805$ für Krypton liegt.

Wird nun angenommen, dass die Lampe vorwiegend in der dritten Phase betrieben wird, also der Lichtbogen durch die Glashülle der Lampe begrenzt wird, kann der Durchmesser des Lichtbogens d_A in guter Näherung durch den Durchmesser der Lampe d_L ersetzt werden, wodurch K_0 zu einer reinen, zeitunabhängigen Lampen-Konstante wird. Da die ersten beiden Phasen des Lichtblitzes sehr schnell ablaufen, kann, um die Berechnung des PFNs zu vereinfachen, K_0 für den gesamten Verlauf des Stromimpulses als konstant angenommen werden und ist nun nur mehr von den Dimensionen der Lampe und von Art und Druck des verwendeten Füllgases abhängig. Damit kann die nichtlineare Differentialgleichung für das PFN direkt angeschrieben werden [32].

$$L_o \frac{dI}{dt} + \operatorname{sgn}(I) \cdot K_0 \sqrt{|I|} + \frac{1}{C_o} \int_0^t I d\tilde{t} = U_o \quad (64)$$

Dabei entspricht L_o und C_o der Induktivität respektive Kapazität des *Pulse Forming Networks* und U_o der am Kondensator C_o anliegenden Spannung zu Beginn des Impulses. Diese Gleichung kann mit den Substitutionen

$$i := \frac{I}{I_o}, \quad t' := \frac{t}{t_o} \quad (65)$$

auf folgende normierte Form geführt werden.

$$\frac{di}{dt'} + \operatorname{sgn}(i) \cdot \alpha_D \cdot \sqrt{|i|} + \int_0^{t'} i d\tilde{t} = 1 \quad (66)$$

Durch Division von (64) durch U_o und nach dem Einsetzen der Substitutionen (65) ergeben sich durch Vergleich mit der normierten Form der Differentialgleichung (66) folgenden Gleichung.

$$\frac{L_o I_o}{U_o t_o} = 1 \quad (67)$$

$$\frac{I_o t_o}{C_o U_o} = 1 \quad (68)$$

Daraus können nun auf elementare Weise die zur Normierung notwendigen Größen I_o und t_o bestimmt werden.

$$t_o = \sqrt{L_o C_o} \quad (69)$$

$$I_o = \frac{U_o}{\sqrt{\frac{L_o}{C_o}}} = \frac{U_o}{Z_o} \quad (70)$$

Mit Hilfe der so gewonnenen Größen kann nun auf die gleiche Weise auch der Dämpfungsfaktor α_D , über den das Schwingverhalten des Ausgangskreises festgelegt wird, bestimmt werden, wobei hierbei die Abkürzung $Z_o := \sqrt{\frac{L_o}{C_o}}$ verwendet wurde.

$$\alpha_D = \frac{K_0}{U_o} \cdot \sqrt{\frac{U_o}{Z_o}} = \frac{K_0}{\sqrt{U_o Z_o}} \quad (71)$$

In Fig. 29 ist der, durch numerische Auswertung von (66) gewonnene, normierte Ausgangsstrom des PFNs bei unterschiedlichen Dämpfungsfaktoren α_D dargestellt. Wird dieser zu klein gewählt, so beginnt der Ausgangskreis zu schwingen, wodurch nicht mehr sichergestellt werden kann, dass ein Großteil der im Kondensator gespeicherten Energie innerhalb der vorgegebenen Impulsdauer von $t_L = 200 \mu s$ in der Lampe umgesetzt wird. Wird die Dämpfung zu groß gewählt, so sinkt der maximale Strom durch die Bogenlampe und somit deren Effizienz. α_D zeigt also eine analoge Funktion zum Dämpfungsfaktor des linearen Reihenschwingkreises. Für eine maximale Effizienz muss der Ausgangsschwingkreis deshalb eine *kritische Dämpfung* aufweisen, welche wie aus Fig. 29 ersichtlich bei einem Wert von etwa $\alpha_D = 0.8$ liegt.

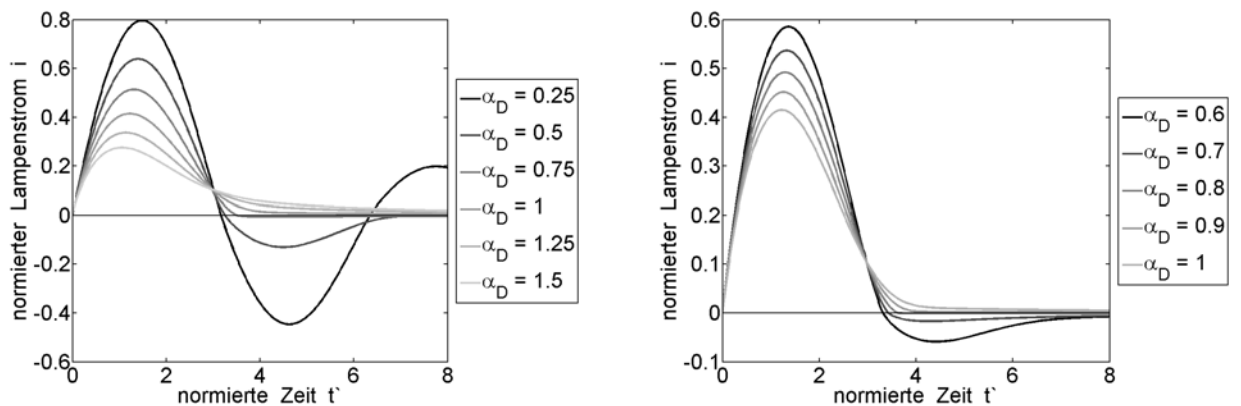


Fig. 29: Berechneter normierter Lampenstrom i bei verschiedenen Dämpfungsfaktoren α_D

Mit der zu Beginn des Impulses im Kondensator des PFNs gespeicherte elektrischen Energie

$E_o = C_o U_o^2/2$ kann nun die Kapazität C_o aus dem Dämpfungsfaktor α_D (71) des Schwingkreises bestimmt werden.

$$\alpha_D^4 = \frac{K_0^4}{U_o^2 Z_o^2} = \frac{K_0^4 C_o}{2 E_o Z_o^2} = \frac{K_0^4 C_o^3}{2 E_o t_o^2} \quad (72)$$

$$C_o = \left(\frac{2 E_o \alpha_D^4 t_o^2}{K_0^4} \right)^{1/3} \quad (73)$$

Die Zeitkonstante t_o des LC-Schwingkreises kann, wie aus Fig. 29 ersichtlich, dabei näherungsweise aus der gewählten Impulsdauer $t_L = 200 \mu\text{s}$ mit $t_o \approx t_L/3$ berechnet werden. Daraus ergibt sich schließlich der Wert der Induktivität (69).

$$L_o = \frac{t_o^2}{C_o} = \frac{t_L^2}{9 C_o} \quad (74)$$

Damit lässt sich allein durch die Vorgabe der notwendigen Impulsenergie E_o sowie Impulsdauer t_L der Ausgangskreis auf die verwendete Lampe zuschneiden und alle Werte der verwendeten Bauteile bestimmen. Auch die notwendige Ladespannung für die Ausgangskapazität des Netzteiles lässt sich einfach aus der Impulsenergie, welche der im Kondensator zu Beginn des Impulses gespeicherten Energie E_o entspricht, errechnen und ergibt sich somit zu

$$U_o = \sqrt{\frac{2 E_o}{C_o}} \quad (75)$$

Für eine Impulsdauer $t_L = 200 \mu\text{s}$ und einer maximalen Impulsenergie $E_o = 60 \text{ J}$ ergeben sich mit der Bogenlampe *QXY528* von PerkinElmer [30], welche einen Lampen-Impedanzparameter von $K_0 = 11.9 \Omega A^{0.5}$ aufweist, sowie einem gewählten (kritischen) Dämpfungsfaktor $\alpha_D = 0.8$ folgende Werte für das *Pulse Forming Network*:

$$C_o = \left(\frac{2 \cdot 60 \text{ J} \cdot 0.8 \cdot (66.7 \mu\text{s})^2}{11.9 \text{ V}^4 \text{ A}^{-2}} \right)^{1/3} = 221.7 \mu\text{F} \quad (76)$$

$$L_o = \frac{(200 \mu\text{s})^2}{9 \cdot 221.7 \mu\text{F}} = 20.0 \mu\text{H} \quad (77)$$

$$U_o = \sqrt{\frac{2 \cdot 60 \text{ J}}{221.7 \mu\text{F}}} = 735.7 \text{ V} \quad (78)$$

Für die Kapazität wurde der Kondensator 1ER250UAV [33] der Firma *Société des Composants Record (SCR)* eingesetzt. Dieser weist eine hohe Spannungsfestigkeit von 1200 V und einen hohen maximalen Spitzenstrom von 2200 A auf. Durch den gegenüber dem Berechneten leicht erhöhten Kapazitätswert von $C_o = 250 \mu\text{F}$ ergibt sich real eine etwas kleinere Ladespannung, welche für $E_o = 60 \text{ J}$ etwas unter $U_o = 700 \text{ V}$ liegt. Außerdem vergrößert sich dadurch die berechnete Impulsdauer auf $t_L = 3 \cdot \sqrt{L_o C_o} = 212 \mu\text{s}$. Diese kommt jedoch noch deutlich unter der kritischen Zeit der spontanen Lebensdauer von Nd:YAG von $\tau = 230 \mu\text{s}$ zu liegen. Alternativ zu Erhöhung der Impulsdauer kann auch die verwendete Induktivität etwas reduziert werden, was allerdings dazu führen kann, dass die Begrenzung des Lampenstromes nicht mehr ausreichend groß ist, um ein Anschwingen desselben zu verhindern, was schlussendlich eine gegenteilige Wirkung für die

Impulsdauer zur Folge hätte.

Der Verlauf des Stromes $I(t)$ durch die Bogenlampe mit den oben gewählten Werten ist in Fig. 30 abgebildet.

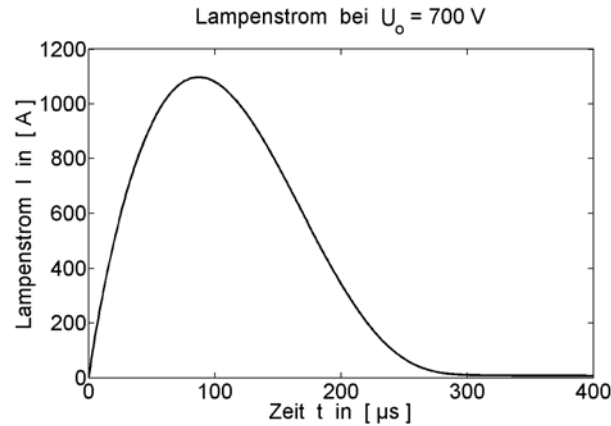


Fig. 30: Berechneter Verlauf des Lampenstroms $I(t)$

Er stellt jedoch nur eine Näherung dar, da zur Berechnung ein konstanter Lampenimpedanzparameter K_0 angenommen wurde. Tatsächlich nimmt dieser abhängig vom Lampenstrom stark ab. Der tatsächlich Zusammenhang zwischen Lampenstrom I und der in der Lampe momentan umgesetzten Leistung P_0 ist in Fig. 31 dargestellt, wobei die hierbei verwendeten Werte aus [30] entnommen wurden. Dabei ist deutlich ein Knick bei etwas weniger als $I = 10 \text{ A}$ zu erkennen, welcher den Übergang zwischen unbeschränkter und hüllenstabilisierter Plasmaentladung markiert. Die Annahme eines konstanten Lampenimpedanzparameter ist also für Lampenströme $I > 10 \text{ A}$, also praktisch während des gesamten Stromimpulses, gültig.

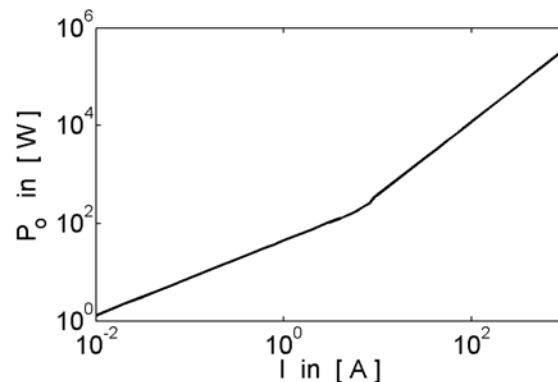


Fig. 31: Zusammenhang zwischen Bogenlampenleistung P_0 und Lampenstrom I

7.2 Aufbau

Um die erforderliche Lampenimpulsenergie E_0 zu erreichen, muss der Ausgangskondensator C_0 auf die im vorigen Kapitel 7.1 errechnete Spannung von maximal ca. 700 V geladen werden. Diese Ausgangsspannung sowie die Spannung für den Triggerausgangskreis von ca. 400 V müssen aus

der Eingangsspannung von 230 V ac erzeugt werden. Die hierfür erforderliche Spannungserhöhung kann sehr einfach durch den Einsatz eines Spannungsvervielfachers herbeigeführt werden, welche äußerst effizient arbeiten [34].

Mit Hilfe von Spannungskaskaden kann eine Wechselspannung in eine theoretisch beliebig hohe Gleichspannung umgewandelt werden. Sie bestehen aus einem Netzwerk aus Dioden und Kondensatoren, welche periodisch be- und entladen werden, wodurch eine Erhöhung der Ausgangsspannung auf das gewünschte Niveau erreicht wird. Die mit Hilfe einer Spannungskaskade erzielte Ausgangsspannung bei unbelastetem Ausgang ergibt sich in Abhängigkeit der Eingangsspannung $U_{in\,pp}$ sowie der Anzahl der Kaskadenstufen m_K zu

$$U_{out} := m_K \cdot U_{in\,pp} - 2m_K \cdot U_F \quad (79)$$

wobei U_F der Vorwärtsspannung der eingesetzten Dioden entspricht.

Um die benötigte Ausgangsspannung von bis zu $U_o = 700$ V für den Lampenkreis und ca. $U_{trig} = 400$ V für den Triggerkreis zu erzeugen, werden bei einer Netzspannung von 230 V ac nur sehr wenige Kaskadenstufen notwendig, da die Eingangsspannung bereits einen Wert von ca. $U_{in\,pp} = 650$ V aufweist, weshalb eine 2-stufige Kaskade für die Lampenspannung und eine 1-stufige Kaskade für die Triggerspannung mehr als ausreichend ist.

Durch die kleine Taktfrequenz der Netzspannung müssen die verwendeten Kapazitäten jedoch entsprechend groß ausgelegt werden, um genügend Leistung am Ausgang der Kaskade zur Verfügung stellen zu können, weshalb hier Elektrolytkondensatoren zum Einsatz kommen. Deshalb müssen im oberen Teil der Kaskade (siehe Fig. 32) parallel zu den Kondensatoren Dioden eingebaut werden, um ein Aufladen mit der falschen Polarität und damit Zerstören der Elektrolytkondensatoren zu verhindern.

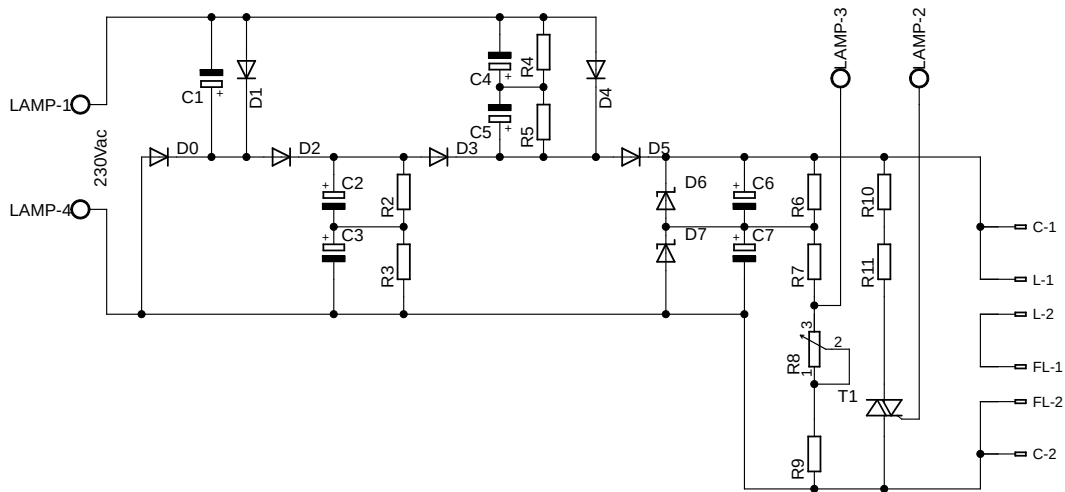


Fig. 32: Lampenkreis des Netzteils

Das in Kapitel 7.1 vorgestellte *Pulse Forming Network* wird zusammen mit der Bogenlampe an den Klemmen ganz rechts in Fig. 32 angeschlossen, und zwar die Kapazität C_o an den Klemmen C-1 und C-2, die Induktivität L_o an L-1 und L-2 und die Bogenlampe an FL-1 und FL-2, womit

sich eine Konfiguration wie in Fig. 26 in Kapitel 5.4 ergibt.

Die Zündung der Bogenlampe erfordert eine sehr hohe Triggerspannung, welche im Bereich von ca. 20 kV (siehe auch Fig. 25 in Kapitel 5.4) liegt. Die Erzeugung dieser Spannung geschieht, wie in Fig. 33 dargestellt, indem ein Kondensator zuerst langsam (~ 0.1 s) auf die Spannung $U_{\text{trig}} = 400$ V aufgeladen wird, und anschließend mit Hilfe des Triacs T2 schnell (~ 1 μ s) über den Triggertrafo T3 entladen wird. Hiermit ergibt sich an der sekundären Wicklung die notwendige Triggerspannung, welche wie in Fig. 26 gezeigt an die Bogenlampe angelegt wird.

Dadurch kann der Zeitpunkt der Zündung der Bogenlampe und damit auch des Laserimpulses für die Zündung der Turbine näherungsweise einfach durch die Ansteuerung des Triacs T2 festgelegt werden.

Die Spannung U_{trig} wird aus der Netzspannung über eine eigene einstufige Kaskade erzeugt, was auf die in Fig. 33 gezeigte Schaltung führt.

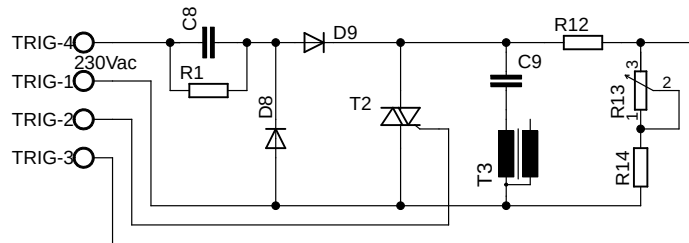


Fig. 33: Triggerkreis des Netzteils

Zum Ansteuern der Spannungskaskade sowie zur Bestimmung des richtigen Triggerzeitpunktes müssen die Ausgangsspannungen der beiden Kaskaden gemessen werden. Dies geschieht einfach über ohmsche Spannungsteiler, welche jeweils an einem Inverter mit Schmitttrigger-Eingang angelegt werden. Die in Tab. 7 aufgelisteten Widerstandswerte für den Spannungsteiler des Lampenkreises (R6 – R9) sind so gewählt, dass typische Werte der Lampenimpulsenergie in einem Bereich von

$$E_o = 1.5 \dots 62.7 \text{ J} \quad (80)$$

zu liegen kommen.

Das Verwenden von Schmitttriggern hat den Nachteil, dass der Spannungsteiler aufgrund der hohen Exemplarschwankungen der Schaltschwellen des Inverters nachträglich angepasst werden muss. Außerdem sinkt die Ausgangsspannung nach dem Erreichen des eingestellten Wertes aufgrund der großen Hysterese der Schmitttrigger-Inverter stark ab, bevor diese wieder durch Nachladen über die entsprechende Spannungskaskade korrigiert wird. Das ist vor allem bei der Ausgangsspannung U_o des Lampenkreises kritisch, da über diese die Energie des Lampenimpulses eingestellt wird. Dieses Problem wird durch die hohe Entladezeitkonstante des Kondensators C_o von etwa 4 min entschärft.

Diese hohe Entladezeitkonstante hat allerdings den Nachteil, dass der Kondensator C_o nach dem Entfernen der Versorgungsspannung des Netzteils aktiv entladen werden muss, da ansonsten für

mehrere Minuten lebensgefährliche Spannungen am Ausgang des Lampenkreises anliegen. Dieses Entladen erfolgt über den Triac T1 in Fig. 32, welcher bei Abfall der Versorgungsspannung der Logik (R16 – R17 in Fig. 34) angesteuert wird.

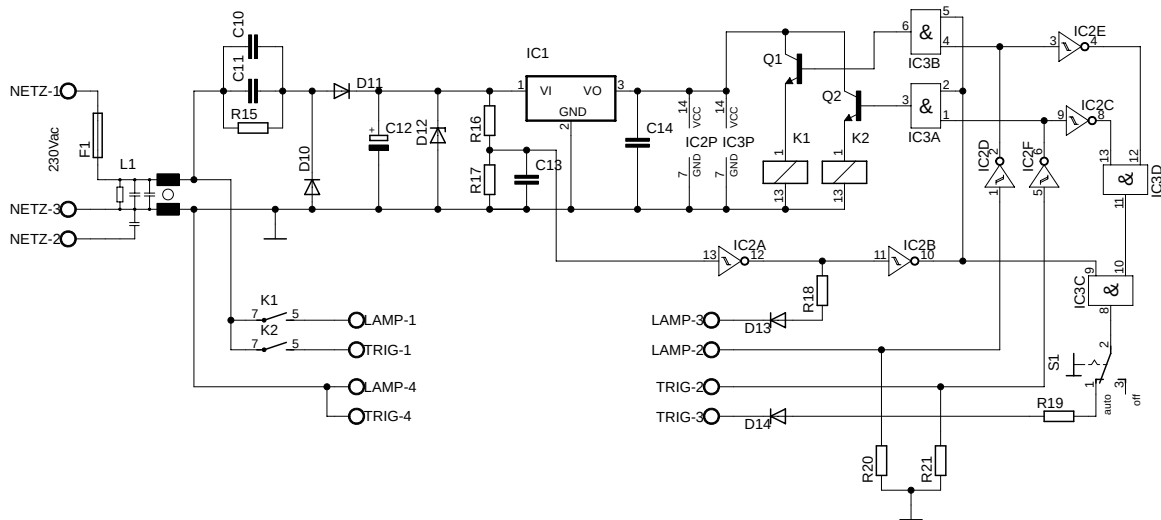


Fig. 34: Schaltungslogik des Netzteils

7.3 Verwendete Bauelemente

In den Tab. 7 und 8 sind die eingesetzten Bauelemente aufgelistet. Dabei wurde speziell die maximal mögliche Betriebstemperatur angeführt, um einen einfachen Überblick zu ermöglichen. Bei den meisten Kondensatoren und Widerständen sind dabei zwei verschiedene Temperaturen angegeben, wobei für die untere Temperatur die unter *Anmerkung* angegebenen Eigenschaften gelten, während die höhere Temperatur die maximale Betriebstemperatur bei reduzierten Anforderungen, das ist bei den Kapazitäten die Spannungsbelastung (*voltage rating*) und bei den Widerständen die Verlustleistung (*power rating*), angibt. Der daraus errechnete Maximalwert für die Temperatur bei Betrachtung der maximal möglichen Belastung des jeweils am stärksten belasteten Bauelements, ist nach dem → angegeben. Für die Widerstände R10 und R11 in Tab. 7 wurde keine maximale Verlustleistung berechnet, da diese nur zum Entladen der Kondensatoren bei Verlust der Versorgungsspannung verwendet werden und deshalb während des Betriebes im Allgemeinen keiner Belastung ausgesetzt sind.

Aufgrund teilweise fehlender Daten wurde außerdem bei einigen Bauteilen anstatt der Umgebungstemperatur die maximale Sperrschichttemperatur (z.B. bei Q1, Q2) angegeben, was mit einem * gekennzeichnet wurde.

Der in Tab. 8 angegebene Netzfilter L1 dient der Entstörung und der Einschaltstrombegrenzung der Kaskadeneingangsströme. Die Notwendigkeit für eine Einschaltstrombegrenzung kann vermieden werden, wenn für die Ansteuerung der Kaskaden Relais mit integriertem Nullspannungsschalter verwendet werden. Letztere kommen vor allem bei Halbleiter- bzw. Solid-State-Relais zum Einsatz um die maximale Schaltspannung auf ein Minimum zu reduzieren, indem sie immer

Name	Wert	Bauform	Anmerkung	max. Temp. ϑ_A
C1	10 μ F	12.5 · 20 – 5	Elektrolytkondensator; 350 V dc; ± 20 %	85 °C
C2-C5	22 μ F	16 · 25 – 7, 5	Elektrolytkondensator; 350 V dc; ± 20 %	85 °C
C6-C7	47 μ F	18 · 31.5 – 5	Elektrolytkondensator; 450 V dc; ± 20 %	105 °C
D0-D5	1N5408	DO-201	Diode; $I_F = 3$ A; $V_F < 1.21$ V; $V_{RRM} = 1$ kV	150 °C
D6-D7	P6KE440A	CB417	Transil diode; $P_{pp} = 600$ W; $V_{BR} = 440$ V ± 5 %	175 °C *
R2-R3; R6-R7	470 k Ω	0414	Metalloxidschichtwiderstand; 2 W; ± 5 %; 500 V	70/250 $\rightarrow$ 105 °C
R4-R5	15 k Ω	axial 9 · 9 · 50	Keramik-Drahtwiderstand; 11 W; ± 10 %; 406 V	70/275 $\rightarrow$ 123 °C
R8	10 k Ω	Typ 249	Potentiometer linear; Achse 6 mm vertikal	70/125 $\rightarrow$ 125 °C
R9	1.8 k Ω	0207	Kohleschichtwiderstand; 0.25 W; ± 5 %	70/155 $\rightarrow$ 154 °C
R10-R11	1 k Ω	axial 9 · 9 · 38	Keramik-Drahtwiderstand; 9 W; ± 10 %	70/350 °C
T1	BT138-800	TO220AB	Triac; $V_{DRM} = 800$ V; $I_{TSM} = 95$ A	125 °C *
X1 (LAMP)		5.08 mm	(LAMP) Anschlussklemme 4polig; 13 A; 2.0 mm ²	
X2-X4 (PFN)		10.16 mm	Anschlussklemme 2polig; 16 A; 5 ... 6 mm	

C8	100 nF	6 · 12.5 · 18 – 15	Folienkondensator MKS4; 400 V ac; ± 20 %	75/100 $\rightarrow$ 100 °C
C9	470 nF	10.5 · 19 · 26.5 – 22.5	Folienkondensator MKS4; 630 V dc; ± 20 %	85/100 $\rightarrow$ 100 °C
D8-D9	1N4007	DO-41	Diode; $I_F = 1$ A; $V_F < 1.1$ V; $V_{RRM} = 1$ kV	150 °C *
R1	1 M Ω	0207	Kohleschichtwiderstand; 0.25 W; ± 5 %	70/155 $\rightarrow$ 137 °C
R12	470 k Ω	0414	Metalloxidschichtwiderstand; 2 W; ± 5 %; 500 V	70/250 $\rightarrow$ 182 °C
R13	10 k Ω	Typ 249	Potentiometer linear; Achse 6 mm vertikal	70/125 $\rightarrow$ 125 °C
R14	2.7 k Ω	0207	Kohleschichtwiderstand; 0.25 W; ± 5 %	70/155 $\rightarrow$ 153 °C
T2	BT138-800	TO220AB	Triac; $V_{DRM} = 800$ V; $I_{TSM} = 105$ A	125 °C *
T3	11 μ H	ZS1031	Triggertransformator ZS1031	80 °C
X5 (TRIG)		5.08 mm	Anschlussklemme 4polig; 13 A; 2.0 mm ²	

Tab. 7: Verwendete Bauelemente - Lampenkreis **oben** und Triggerkreis **unten**

Name	Wert	Bauform	Anmerkung	max. Temp. ϑ_A
C10	1.5 μ F	15 · 26 · 31.5 – 27.5	Folienkondensator MKS4; 400 Vac	75/100 → 100 °C
C11	2.2 μ F	17 · 34.5 · 31.5 – 27.5	Folienkondensator MKS4; 400 Vac	75/100 → 100 °C
C12	330 μ F	12.5 · 20 – 5	Elektrolytkondensator; 63 V dc; ± 20 %	85 °C
C13	3.3 nF	2.5 · 6.5 · 7.2 – 5	Folienkondensator FKS2; 100 V dc; ± 20 %	85/100 → 100 °C
C14	100 nF	2.5 · 6.5 · 7.2 – 5	Folienkondensator MKS2; 63 V dc; ± 20 %	85/100 → 100 °C
D10-D11; D13-D14	1N4007	DO-41	Diode; $I_F = 1$ A; $V_F < 1.1$ V; $V_{RRM} = 1$ kV	150 °C *
D12	13 V	DO-41	Zenerdiode BZX65; 5 W	175 °C *
IC1	7805	TO220	linearer Spannungsregler; 1.5 A; 2 W	125 °C
IC2	74HC14	DIP14	6fach Schmitttriggerinverter	85 °C
IC3	74HC08	DIP14	4fach UND-Gatter mit 2 Eingängen	85 °C
K1-K2	G6D	18 · 6.5 · 12.5	Relais; 1 Schließer; 250 Vac, 5 A; 5 V dc, 125 Ω	70 °C
L1	2 · 1.5 mH	FPP01-13P	Netzfilter FPP01; 1phasig; 4 A; 250 Vac	85 °C
Q1-Q2	BC547B	TO-92	npn-Bipolartransistor; 0.1 A; 45 V; 0.5 W	150 °C *
R15	220 k Ω	0207	Metalloxidschichtwiderstand; 0.6 W; ± 1 %	70/155 → 121 °C
R16	100 k Ω	0207	Kohleschichtwiderstand; 0.25 W; ± 5 %	70/155 → 155 °C
R17	27 k Ω	0207	Kohleschichtwiderstand; 0.25 W; ± 5 %	70/155 → 155 °C
R18-R19	470 Ω	0207	Kohleschichtwiderstand; 0.25 W; ± 5 %	70/155 → 137 °C
R20-R21	1 M Ω	0207	Kohleschichtwiderstand; 0.25 W; ± 5 %	70/155 → 155 °C
S1		MS 500A	Kippschalter Ein-Ein	
X6 (NETZ)		5.08 mm	(NETZ) Anschlussklemme 3polig; 13 A; 2.0 mm ²	
X7-X8 (LAMP, TRIG)		5.08 mm	Anschlussklemme 4polig; 13 A; 2.0 mm ²	

Tab. 8: Verwendete Bauelemente- Logik

in der Nähe des Nulldurchgangs der Wechselspannung schalten.

In der hier aufgelisteten Form ist das Netzteil nur bis zu einer Umgebungstemperatur von $\vartheta_A = 70\text{ °C}$ ausgelegt. Die Schaltung ist jedoch im Bereich

$$\vartheta_A = 0 \dots 85\text{ °C} \quad (81)$$

betriebsfähig, wenn der Triggertransformator ZS1031 durch die Version ZS1032UL ersetzt wird, welche die gleichen elektrischen Eigenschaften wie der verwendete Triggertransformator aufweist, jedoch bis zu einer maximalen Umgebungstemperatur von $\vartheta_A = 110\text{ °C}$ betrieben werden kann. Außerdem müssen andere Relais zur Ansteuerung der Kaskaden eingesetzt werden.

Neben den oben aufgelisteten Bauelementen werden für das Pulse Forming Network noch der Kondensator 1ER250UAV [33] der Firma *Société des Composants Record (SCR)* und eine selbstgewickelte Luftspule mit $L_o \approx 20\text{ µH}$ benötigt. Der Einsatz einer Luftspule ist hier vorzuziehen, da aufgrund der sehr hohen maximalen Stromstärke von mehreren 100 A ansonsten die Spule in Sättigung gehen würde, wodurch zusätzliche Verluste erheblichen Maßes eingebracht werden. Nachteil der Luftspule ist der wesentlich größere Platzbedarf im Vergleich zu Spulen mit Ferritkernen. Die Spule kann bei Beachtung der maximalen Temperaturbeständigkeit einer eventuell vorhandenen Isolierung problemlos bei sehr hohen Temperaturen betrieben werden, die hier eingesetzte Kapazität hat jedoch eine maximale Betriebstemperatur von $\vartheta_A = 85\text{ °C}$. Um eine höhere Temperatur zu ermöglichen kann stattdessen etwa ein aus PTFE (Teflon) gefertigter Kondensator eingesetzt werden, womit theoretisch Betriebstemperaturen bis knapp unter $\vartheta_A = 300\text{ °C}$ möglich wären.

7.4 Änderungen am Netzteil

Die oben vorgestellte Schaltung wurde lediglich zur Durchführung der in Kapitel 8 behandelten Messungen im Labor aufgebaut. Sie zeigt lediglich ein mögliches Funktionsprinzip zur Ansteuerung der Bogenlampe auf. Zur Einhaltung aller Vorschriften für ein elektrisches Betriebsmittel etwa zur Sicherheit und elektromagnetischen Verträglichkeit sind jedoch noch eine Vielzahl von Änderungen und Verbesserungen notwendig. Einige werden im Folgenden kurz erläutert.

- Die Entladung der PFN-Kapazität C_o nach dem Entfernen der Netzteil-Versorgung erfolgt derzeit aktiv durch Zünden eines Triacs. Aus sicherheitstechnischer Sicht sollte dies etwa durch ein Relais ersetzt werden, das ohne angelegte Spannung geschlossen ist und während des Betriebs aktiv offen gehalten wird. Dadurch ist auch bei einem Versagen der Logik ein sicheres Entladen des Ausgangskreises garantiert.
- Um die Netzurückwirkungen zu verringern, ist es ratsam statt eines rein passiven Netzfilters eine aktive Blindleistungskompensation einzubauen. Derzeitige übliche Lösungen können außerdem gleichzeitig zur Erzeugung der notwendigen hohen Ausgangsspannungen herangezogen werden, wodurch die Spannungserhöhung mittels Kaskaden und die damit einhergehende starke Beschränkung der maximalen Ausgangsleistung entfällt.

- Da die verwendete Bogenlampe zur sicheren Zündung eine Lampenspannung von mindestens $U_o = 500 \text{ V}$ benötigt ist eine Anpassung des Ausgangsspannungsbereiches und eine vorangehende Neudimensionierung des PFN ratsam, um so auch kleinere Lampenimpulsenergien E_o zu ermöglichen (siehe auch Kapitel 8.2).
- Durch das derzeitige Netzteil-Design ist es nicht möglich, die Impulsrate f_o unabhängig von der eingestellten Impulsenergie E_o zu wählen, was jedoch sehr einfach durch eine entsprechende Wahl des Triggerzeitpunktes integrierbar ist.

7.5 Verbindung Netzteil - Lasercavity

Die eingesetzte Bogenlampe QXF528 zeigt eine stark vom Lampenstrom abhängige Widerstandskarakteristik (vergleiche mit Fig. 31), der Verlauf des Lampenwiderstandes in Abhängigkeit des Lampenstromes ist in Fig. 35 dargestellt.

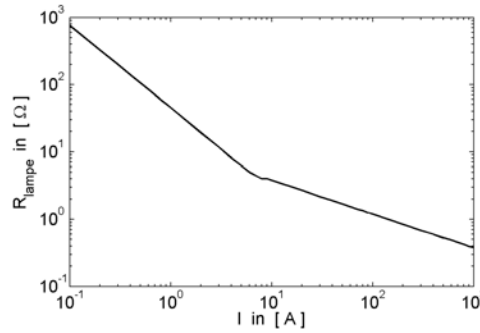


Fig. 35: Lampenwiderstand R_{lampe} in Abhängigkeit des Lampenstromes

Beim maximalen Lampenstrom von etwas mehr als $I_{\text{max}} = 1 \text{ kA}$ (siehe Fig. 30) ergibt sich für den Widerstand der Lampe einen Wert von $R_{\text{lampe}} \approx 0.4 \text{ } \Omega$. Deshalb muss ein besonderes Augenmerk auf die Verbindung zwischen Netzteil und Bogenlampe gelegt werden, und hier speziell darauf, den ohmschen Widerstand dieser Verbindung möglichst klein zu halten um sicherzustellen, dass ein Großteil der im Kondensator C_o gespeicherten Energie tatsächlich in der Bogenlampe umgesetzt wird.

7.5.1 Widerstandsbelag und Stromverdrängung

Der Widerstandsbelag R' einer Leitung errechnet sich aus dem Querschnitt A_V der Leitung und dem spezifischen Widerstand ρ des verwendeten Leitungsmaterials zu $R' = \rho/A_V$. Außerdem muss berücksichtigt werden, dass der spezifische Widerstand im Allgemeinen eine ausgeprägte Temperaturabhängigkeit aufweist, welcher aufgrund des hier auftretenden großen Temperaturunterschieds von mehreren $100 \text{ } ^\circ\text{C}$ nicht allein durch den linearen Temperaturkoeffizienten β_1 beschrieben werden kann, vielmehr muss auch die quadratische Abhängigkeit (β_2) bei höheren Temperaturen ϑ berücksichtigt werden. Dies führt auf die folgende bekannte Formel für die Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes ρ .

$$\rho(\vartheta) = \rho(\vartheta_0) \cdot \left[1 + \beta_1 \cdot (\vartheta - \vartheta_0) + \beta_2 \cdot (\vartheta - \vartheta_0)^2 \right] \quad (82)$$

Für das meist verbreitete Leitungsmaterial Kupfer sind typische Werte für die Materialkonstanten (aus [35]) mit $\vartheta_0 = 20 \text{ °C}$: $\rho(\vartheta_0) = 17.24 \cdot 10^{-9} \text{ } \Omega\text{m}$, $\beta_1 = 4.3 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$, $\beta_2 = 0.6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-2}$. Daraus ergibt sich für eine Umgebungstemperatur von 250 °C der Maximalbetrag für den spezifischen Widerstand der Leitung zwischen Netzteil und Bogenlampe.

$$\rho(250 \text{ °C}) = 34.8 \cdot 10^{-9} \text{ } \Omega\text{m} \quad (83)$$

Wird zur Verbindung etwa eine Leitung mit einem Querschnitt von 4 mm^2 verwendet, so ergibt sich der maximale Leitungswiderstand in eine Richtung zu

$$R'_{\max} = \frac{34.8 \cdot 10^{-9}}{4 \cdot 10^{-6}} \text{ } \Omega/\text{m} = 8.7 \cdot 10^{-3} \text{ } \Omega/\text{m} \quad (84)$$

Dieser relativ kleine Betrag zeigt als erstes Ergebnis, dass die Verlustleistung der Leitung durch die Energieübertragung vom Netzteil zum Laser trotz der auftretenden großen Ströme im niedrigen W-Bereich liegt und somit die Eigenerwärmung keine große Rolle spielt, weshalb sie vernachlässigt werden kann.

Jedoch muss berücksichtigt werden, dass auch die Luftspule $L_o = 20 \text{ } \mu\text{H}$ des PFN einen seriellen ohmschen Widerstand aufweist. Die Spule wird, um einen Platz sparenden Aufbau des Netzteils zu ermöglichen, in Form und Größe ähnlich der eingesetzten PFN-Kapazität gewickelt. Aus der Näherungsformel für eine längliche Zylinderspule $L_o = \mu_0 m^2 A_s / l_s$ erhalten wir mit einem Spulenquerschnitt $A_s = 20 \text{ cm}^2$ und einer Spulenlänge $l_s = 15 \text{ cm}$ eine notwendige Windungszahl von $m = 35$.

Daraus ergibt sich nun über die Windungszahl m multipliziert mit dem Umfang der Spule $\pi \cdot d_s = \sqrt{4 \cdot A_s \cdot \pi}$ näherungsweise die zur Wicklung der Spule notwendige Leitungslänge $l_{\text{Cu}} = 5.5 \text{ m}$. Aus dem spezifischen Widerstand von Kupfer bei der maximalen Netzteiltemperatur $\rho(125 \text{ °C}) = 25.1 \cdot 10^{-9} \text{ } \Omega\text{m}$ und wieder einem Leitungsquerschnitt von $A_V = 4 \text{ mm}^2$ errechnet sich der maximale serielle Widerstand der Spule zu

$$R_{L_o, \max} = 34.55 \text{ m}\Omega \quad (85)$$

weshalb auch hier wegen der großen Kühlfläche der Spule die Eigenerwärmung vernachlässigt wird.

Bei schnellen Stromänderungen muss außerdem noch der Effekt der Stromverdrängung berücksichtigt werden. Die minimale Eindringtiefe δ errechnet sich für Kupfer mit dem spezifischen Widerstand $\rho(-40 \text{ °C}) = 12.83 \cdot 10^{-9} \text{ } \Omega\text{m}$ und der Permeabilität μ_0 von Kupfer, sowie der Kennkreisfrequenz des PFN-Schwingkreises $\omega_o = \frac{1}{\sqrt{L_o C_o}} = 14142 \text{ s}^{-1}$ zu (aus [36])

$$\delta := \sqrt{2\rho/(\omega_o \mu_o)} = 1.2 \text{ mm} \quad (86)$$

Dieser Wert liegt etwas über dem Radius der 4 mm^2 -Leitung von 1.13 mm , weshalb keine merkliche Auswirkung des Effektes der Stromverdrängung zu erwarten ist und dieser in der weiteren Behandlung nicht mehr weiter berücksichtigt wird.

Aus der Berechnung des seriellen Widerstandes der Spule R_{L_o} und des Widerstandsbelags R' für die Leitung, kann nun einfach für jede beliebige Leitungslänge berechnet werden, welcher minimale Anteil der in C_o gespeicherten Energie in der Bogenlampe umgesetzt wird. Dies geschieht durch numerische Auswertung der nichtlinearen Differentialgleichung für den Lampenkreis (64), welche um den ohmschen Widerstand R_V der Verbindung erweitert wird.

$$L_o \frac{dI}{dt} + \operatorname{sgn}(I) \cdot K_0 \sqrt{|I|} + R_V I + \frac{1}{C_o} \int_0^t I d\tilde{\tau} = U_o \quad (87)$$

Der maximale Gesamtwiderstand R_V errechnet sich dabei mit Hilfe der Länge l_V und dem Widerstandsbelag $R'_{\max}$ (84) der Leitung zwischen Netzteil und Bogenlampe und dem maximalen ohmschen Widerstand $R_{L_o\max}$ (85) der Spule.

$$R_V := R_{L_o\max} + R'_{\max} \cdot 2l_V \quad (88)$$

Nun kann (87) numerisch ausgewertet werden, der Stromverlauf bei verschiedenen Verbindungslängen l_V und Impulsenergien E_o ist in Fig. 36 und 37 dargestellt, wobei wieder eine Kupferleitung mit einem Querschnitt von 4 mm^2 angenommen wurde.

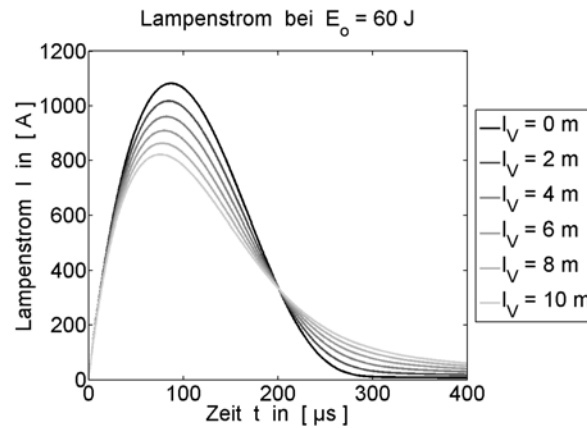


Fig. 36: Berechneter Lampenstrom $I(t)$ bei verschiedenen Verbindungslängen l_V ($E_o = 60 \text{ J}$)

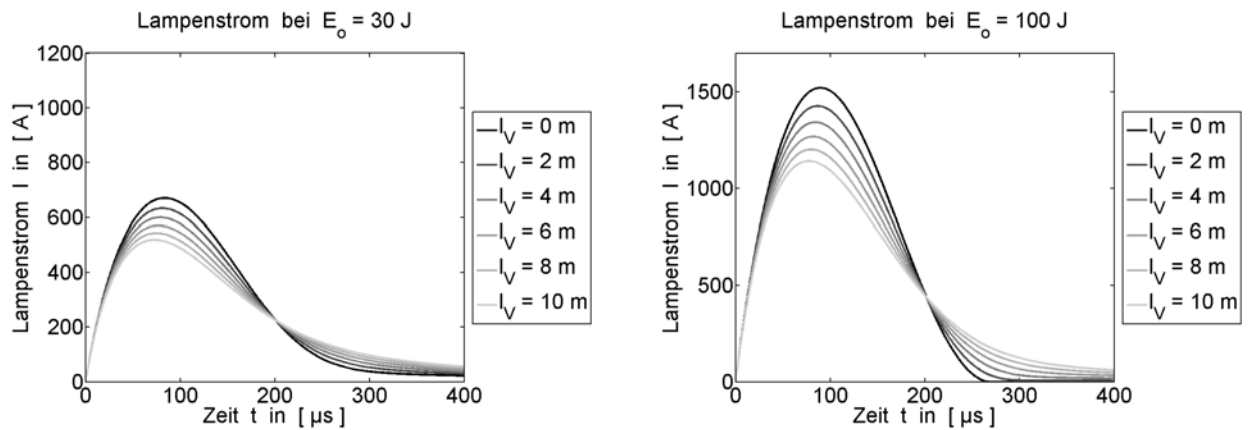


Fig. 37: Berechneter Lampenstrom $I(t)$ bei verschiedenen Verbindungslängen l_V ($E_o = 30, 100 \text{ J}$)

Hier ist gut ersichtlich, dass mit zunehmender Leitungslänge aufgrund des immer höheren ohmschen Widerstandes der maximale Wert des Lampenstromes deutlich sinkt und die Impulsdauer durch die nun größere Dämpfung des PFN-Schwingkreises zunimmt.

Über den Lampenimpedanzparameter K_0 kann außerdem die in der Bogenlampe während des Stromimpulses momentan umgesetzte Leistung und durch Integration die umgesetzte Energie berechnet werden. Auch hier ist deutlich der erwartete Effekt, dass mit zunehmender Leitungslänge immer weniger der in der Kapazität C_0 gespeicherten Energie tatsächlich in der Lampe umgesetzt wird, zu beobachten, da ein immer größerer Anteil in den ohmschen Widerständen von Spule und Leitung als Verlustwärme verloren geht.

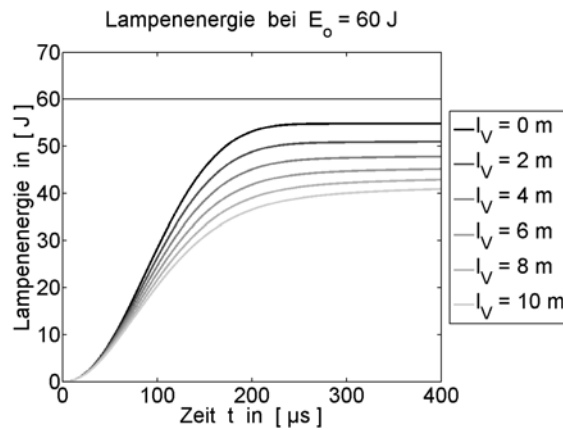


Fig. 38: Berechnete Lampenenergie bei verschiedenen Verbindungslängen l_V ($E_o = 60$ J)

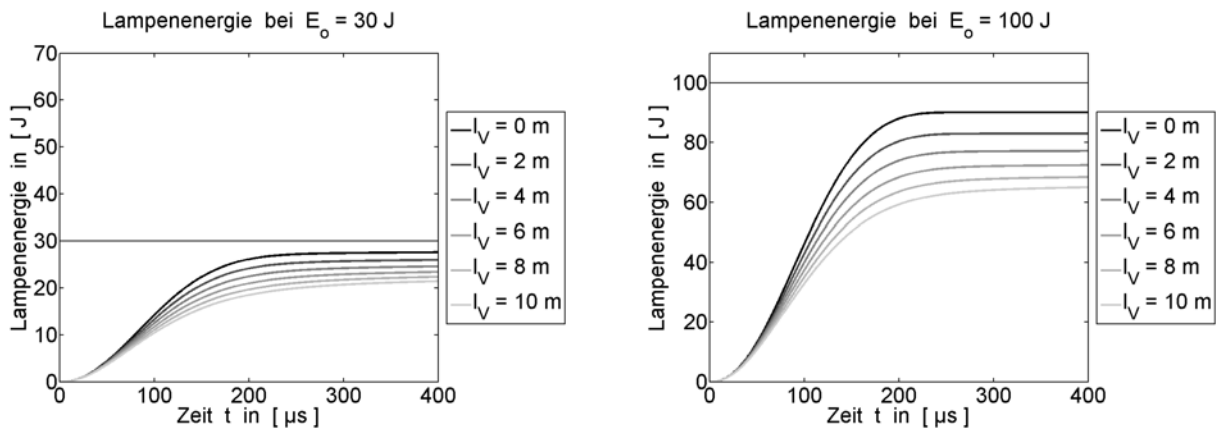


Fig. 39: Berechnete Lampenenergie bei verschiedenen Verbindungslängen l_V ($E_o = 30/100$ J)

Durch Vergleich der bis zum Ende des Impulses in der Lampe umgesetzten Energie und zum Anfang des Impulses im Kondensator gespeicherten Energie E_o kann nun ein Wirkungsgrad η_V für die Verbindung zwischen Netzteil und Bogenlampe bestimmt werden. In Fig. 40 ist der minimale Wirkungsgrad für die Verbindung zwischen Netzteil und Lasercavity für verschiedene Impulsenergien ausgewertet.

Diese Werte stellen allerdings in jeglicher Hinsicht einen Minimalwert dar, da in der Praxis die Leitungsverbindung nicht auf der gesamten Länge eine Temperatur von 250 °C aufweist. Wird etwa ein linearer Temperaturverlauf zwischen Netzteil (125 °C) und Lasercavity (250 °C) ange-

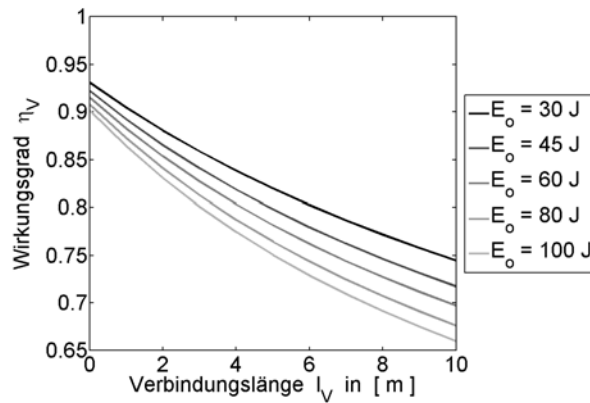


Fig. 40: Theoretischer minimaler Wirkungsgrad η_V in Abhängigkeit der Verbindungslänge l_V bei verschiedenen Impulsenergien

nommen, so ergibt sich der durchschnittliche Widerstandsbelag zu $R' = 7.5 \cdot 10^{-3} \Omega/\text{m}$. Auch der Betrag für den seriellen Spulenwiderstand stellt durch die Berechnung bei der Maximaltemperatur von 125°C ein *worst-case*-Szenario dar, wodurch in beiden Fällen der tatsächliche ohmsche Widerstand R_V sinkt und somit der Wirkungsgrad der Verbindung steigt. Dennoch ist die Länge der Verbindung aufgrund der zu erwartenden Widerstandswerte auf maximal einige Meter begrenzt. Dies auch deshalb, da die Dauer des Stromimpulses bei großer Leitungslänge die kritische Zeit der spontanen Lebensdauer $\tau = 230 \mu\text{s}$ von Nd:YAG überschreiten kann.

7.5.2 Kapazitäts- und Induktivitätsbelag

Der Kapazitäts- und Induktivitätsbelag C' und L' der Leitung errechnet sich aus der Geometrie und Anordnung der Leitungen. Diese Beläge bilden im Wesentlichen einen durch den Widerstandsbelag R' und den (hier nicht behandelten) Ableitungsbelag gedämpften Schwingkreis, was dazu führen kann, dass die tatsächlich auftretenden Spannungen- und Ströme deutlich über den berechneten Werten zu liegen kommen, was zu zusätzlichen Verlusten auf der Leitung führt. Wird ein Koaxialkabel zur Übertragung verwendet, deren Innenleiter den Durchmesser d_0 und deren ringförmiger Außenleiter einen Innendurchmesser d_1 aufweist, so errechnen sich Kapazitäts- und Induktivitätsbelag annähernd folgendermaßen, wobei für die Berechnung des Induktivitätsbelages Flächenströme am Umfang der Leitungen angenommen wurden [36, 37].

$$L' := \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \left(\frac{d_1}{d_0} \right) \quad (89)$$

$$C' := \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon_r}{\ln(d_1/d_0)} \quad (90)$$

Damit ergeben sich mit den Maßen der exemplarischen Koaxialleitung RG213 von $d_0 = 2.3 \text{ mm}$ und $d_1 = 7.3 \text{ mm}$ und der relativen Permittivität des verwendeten Dielektrikums Polyethylen (PE) von $\epsilon_r = 2.4$ Werte von $L' = 0.23 \mu\text{H}/\text{m}$ und $C' = 115.6 \text{ pF}/\text{m}$.

Das hier beschriebene Koaxialkabel hat jedoch den entscheidenden Nachteil, dass es aufgrund des eingesetzten Materials Polyethylen für das Dielektrikum im Allgemeinen nur bis Temperaturen

von maximal etwa $\vartheta_A = 80\text{ °C}$ betrieben werden kann. Als Ersatz kommen etwa Kabel mit Polytetrafluorethylen (PTFE, Teflon) als Dielektrikum in Frage, welche in Umgebungen mit einer Temperatur von maximal ca. $\vartheta_A = 260\text{ °C}$ eingesetzt werden können [38]. Dies hat keinerlei negative Auswirkungen auf die hier betrachteten Beläge, sondern führt aufgrund der ein wenig kleineren relativen Permittivität von $\varepsilon_r = 2$ auf einen geringfügig verringerten Betrag für den Kapazitätsbelag.

Eine andere Möglichkeit ist die Verwendung einer Doppelleitung mit den Drahtdurchmessern d_0 und dem Drahtabstand d_2 . Mit $d_0 \ll d_2$ errechnen sich die Beläge näherungsweise wie folgt (aus [36, 37]).

$$L' := \frac{\mu_0}{\pi} \ln \left(\frac{2d_2}{d_0} \right) \quad (91)$$

$$C' := \frac{\pi\varepsilon_0}{\ln(2d_2/d_0)} \quad (92)$$

Dies führt mit $d_0 = 2.3\text{ mm}$ für die 4 mm^2 -Leitung und einem Leitungsabstand von $d_2 = 7.3\text{ mm}$ auf einen Betrag von $L' = 0.74\text{ µH/m}$ und $C' = 15.1\text{ pF/m}$.

Bei beiden Leitungen ist direkt ersichtlich, dass der Kapazitätsbelag C' einen im Vergleich zur PFN-Kapazität C_o sehr kleinen Wert aufweist, weshalb dieser bei den hier betrachteten Leitungslängen keinerlei Relevanz hat. Anders der Induktivitätsbelag L' , welcher sich bei Leitungslängen von einigen Metern etwa eine Größenordnung unterhalb der PFN-Induktivität L_o bewegt, was zu einer minimal stärkeren Verzögerung des Impulsaufbaues und damit zu höheren Impulsdauern t_L führen kann, weshalb zumindest theoretisch die Koaxialleitung aufgrund des etwas geringeren Induktivitätsbelags gegenüber der Doppelleitung zu bevorzugen ist. Dies stellt jedoch keineswegs eine Notwendigkeit dar, da Induktivitätsänderungen von L_o selbst im 10 %-Bereich zwar merkliche jedoch keine entscheidenden Auswirkungen auf die Impulslänge und somit den Wirkungsgrad des Lasersystems haben. Außerdem kann die Induktivität L_o im Allgemeinen sehr leicht an die gewählte Leitungsinduktivität angepasst werden. Der Koaxialleitung ist jedoch aufgrund von Überlegungen zur elektromagnetischen Verträglichkeit (siehe nächstes Kapitel) der Vorzug zu geben.

Im Gegensatz zu der oben betrachteten Verbindung hat der auftretende Kapazitätsbelag der Leitung für die Triggerspannung eine merkliche Auswirkung auf das Übertragungsverhalten.

Bereits ab einer Leitungskapazität von 100 pF erfolgt bei der in Kapitel 7.2 gezeigten Schaltung eine deutliche Reduktion der zu übertragenden Triggerspannung, was zusätzlich mit einer Verzögerung und damit einer Verringerung der Anstiegsgeschwindigkeit der Spannung einhergeht. Dies führt dazu, dass die Länge der Verbindung zwischen Triggertransformator und Bogenlampe auf etwa *einen Meter* beschränkt ist, da selbst eine höhere Spannung U_{trig} nicht zu einer wesentlich höheren Änderungsgeschwindigkeit der Triggerspannung beiträgt, welche beim Einsatz von längeren Leitungen jedoch markant reduziert wird. Dies führt schlussendlich zum Versagen der Zündung der Bogenlampe. Mit dem Einsatz niederkapazitiver Koaxialleitung kann die maximale Leitungslänge noch etwas vergrößert werden, wodurch eine Verbesserung auf etwa $2 - 3\text{ m}$ möglich wird. Der Einsatz eines Koaxialkabel ist dabei vor allem aus Gründen der elektromagnetischen Verträglichkeit zwingend erforderlich (siehe nächstes Kapitel).

Der Induktivitäts- sowie der Widerstandsbelag der Leitung spielen aufgrund der hohen sekundärseitigen Induktivität des Triggertransformators im mH-Bereich und dem quasi nicht vorhandenen Übertragungsstrom hier keine Rolle.

Um das Netzteil möglichst weit entfernt von der Bogenlampe zu betreiben muss der Triggertransformator also getrennt von diesem näher am Laser untergebracht werden, was jedoch nur möglich ist, wenn die maximale Umgebungstemperatur ϑ_A für den Transformator erhöht wird, im Idealfall auf $\vartheta_A = 250\text{ °C}$, womit eine Installation direkt am Lasersystem selbst möglich wird und die Leitungsproblematik praktisch vollständig entfällt.

7.6 Elektromagnetische Verträglichkeit (EMV)

EMV ist die Fähigkeit einer elektrischen Einrichtung, in ihrer elektromagnetischen Umgebung zufriedenstellend zu funktionieren, ohne diese Umgebung, zu der auch andere Einrichtungen gehören, unzulässig zu beeinflussen (VDE 0870, [39]).

Sie kann im einfachsten Fall in zwei Teilgebiete unterteilt werden. Die *Störfestigkeit* beschreibt dabei die maximal zulässigen elektromagnetischen Felder, bei der die betrachtete Einrichtung noch korrekt funktioniert. Die *elektromagnetische Beeinflussung (EMB)* behandelt die von der betrachteten Einrichtung ausgestrahlten elektromagnetischen Störfelder.

7.6.1 Elektromagnetische Beeinflussung (EMB)

Damit die *EMB* des hier betrachteten Lasersystems und besonders des Netzteils minimiert werden kann, müssen kritische Elemente identifiziert und deren Störfelder entsprechend der auftretenden Störungsart bestmöglich abgeschirmt bzw. abgeleitet werden.

Besonders kritisch ist hier die Verbindung zwischen Netzteil und der Bogenlampe in der Lasercavity zur Übertragung der Triggerspannung, da hier sehr hohe Spannungen auftreten, welche im Extremfall Spitzenwerte bis 30 kV annehmen können. Zur Bestimmung der notwendigen Abschirmung müssen außerdem die auftretenden Frequenzbereiche ermittelt werden. Bei der in Kapitel 7.2 vorgestellten Schaltung für den Triggerkreis und mit dem Triggertransformator ZS1031 liegt die Grundfrequenz bei etwa 70 kHz. Jedoch wird durch die verwendete Leitung der Triggertransformator kapazitiv belastet, wodurch höherfrequente Anteile bis maximal ca. 2 MHz stärker hervortreten. Diese Frequenz entspricht mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit typischer Koaxialkabel von etwa $0.66 \cdot c_0$ einer Wellenlänge von knapp 100 m, weshalb aufgrund der deutlich kleineren erwarteten Leitungslängen im Bereich von einigen Metern eine quasistatische Behandlung für die Abschirmung ausreichend ist. Statische bzw. quasistatische elektrische Felder können jedoch sehr einfach durch eine dünne leitende Schicht abgeschirmt werden, weshalb hier der Einsatz einer einfachen Koaxialleitung mit entsprechender Schirmdämpfung ausreichenden Schutz bietet. Dabei ist jedoch zu beachten, dass innerhalb des Koaxialkabels sehr hohe elektrische Feldstärken auftreten, weshalb hier spezielle Hochspannungskabel zum Einsatz kommen müssen. Diese Ausführungen sind auch für die Verbindung zwischen Netzteil und Triggertransformator gültig, wenn dieser näher an der Lasercavity platziert wird (siehe vorheriges Kapitel auf dieser Seite).

Die Verbindung zur Übertragung des Lampenstromes I ist aufgrund der hohen maximalen Ströme und den damit einhergehenden magnetischen Feldstärken besonders zu adressieren. Jedoch kann auch hier aufgrund der geringen maximal auftretenden Frequenzen im kHz-Bereich (Kennkreisfrequenz des PFN liegt bei 2.25 kHz) eine quasistatische Behandlung erfolgen. Die Entstörung erfolgt wieder durch den Einsatz einer Koaxialleitung für die Verbindung, wobei hier der Außenleiter nicht zur Abschirmung sondern als Rückleiter Verwendung findet. Dies hat zur Folge, dass aufgrund der konzentrischen Leiteranordnung und des quasistatischen Charakters der Felder das magnetische Feld im Außenbereich der Leitung durch die Hin- und Rückführung des Stromes vollständig aufgehoben wird. Eine möglicherweise notwendige Abschirmung der elektrischen Felder kann wieder sehr einfach etwa durch eine zusätzliche Kupferfolie im Außenbereich der Leitung erfolgen.

In der Lasercavity selbst treten - auch außerhalb des Laserstabes - ebenfalls hohe elektrische und magnetische Feldstärken aufgrund der Triggerung der Bogenlampe bzw. des Lampenstromes auf, weshalb auch hier auf eine entsprechende Abschirmung geachtet werden muss. Da magnetische Felder nicht wie elektrische im Idealfall vollkommen abgeschirmt werden können, können diese nur durch den Einsatz *dickwandiger, hochpermeabler ferromagnetischer Hüllen* [40] im Außenbereich durch Umleitung abgeschwächt werden. Ob dies tatsächlich notwendig ist, muss durch Messungen überprüft werden, ist jedoch nicht Gegenstand dieser Arbeit.

Fernerhin erzeugt die PFN-Induktivität L_o magnetische Felder erheblicher Stärke, die weit über den Feldstärken der Verbindung zwischen PFN und Bogenlampe liegen. Eine einfache Abschätzung für die Zylinderspule ergibt für die im vorigen Kapitel berechneten Werte für die Luftspule eine magnetische Feldstärke von über $\frac{m \cdot I_{\max}}{l_s} = 230 \text{ kA/m}$, wobei als maximaler Strom $I_{\max} = 1 \text{ kA}$ angenommen wurde. Diese recht große Feldstärke, welche im Inneren und damit in Näherung an den beiden Enden der Zylinderspule auftritt muss genauer betrachtet werden um zu bestimmen, ob zur Einhaltung der entsprechenden EMV-Normen eine Abschirmung notwendig ist. Während der Messungen (Kapitel 8) wurde jedoch keine Störung der Schaltung durch die Spule festgestellt.

Als letzte kritische Stelle für eine mögliche unzulässige elektromagnetische Beeinflussung durch das Netzteil müssen noch mögliche Netzurückwirkungen minimiert werden.

Diese werden durch einen geeigneten Netzfilter L1 in Tab. 8 minimiert.

Neben der elektromagnetischen Beeinflussung anderer Systeme können auch *Intrasystembeeinflussungen* ein Problem darstellen. Diese können reduziert werden, indem bereits beim Entwurf der Schaltung Überlegungen zur EMV berücksichtigt werden, wobei hier nur auf die zahlreichen Bücher, die diese Probleme behandeln (etwa [41]), verwiesen wird.

Speziell für die vorliegende Schaltung ist jedoch darauf zu achten, dass der Abstand zwischen Schaltungslogik und den beiden Ausgängen des Netzteils, das sind der Triggerkreis und das PFN, möglichst groß gewählt werden. Dies wurde durch die Verwendung einer eigenen Platine für die Logik erreicht, wodurch diese in größerem Abstand von den kritischen Baugruppen platziert und falls notwendig zusätzlich abgeschirmt werden kann.

Auch das magnetische Feld der PFN-Luftspule kann die Schaltung des Netzteils erheblich stören. Jedoch wurde beim Aufbau der Platine darauf geachtet, dass im Bereich der maximalen Feld-

stärke keine empfindlichen elektronischen Baugruppen vorhanden sind, wodurch in der Praxis keine Beeinträchtigung durch die Spule festgestellt werden konnte. Dies wurde jedoch nicht im Detail untersucht.

7.6.2 Störfestigkeit / Umweltklassen für Flugzeuge

Überlegungen zur Störfestigkeit (aus [42]) des Lasersystems müssen berücksichtigen, dass das Flugzeug während den unterschiedlichen Betriebs- und Flugphasen einer Vielzahl von elektromagnetischen Sendern ausgesetzt ist.

Auf dem Flughafen selbst sind das etwa Radars zur Luftraumüberwachung, Wetterradars, Mikrowellenlandesysteme, TACAN (Tactical Air Navigation), usw. aber auch andere Flugzeuge, welche Systeme für Höhenmessung, eigene Wetterradars, Sprechfunkanlagen und Ähnliches installiert haben.

Auch während des Fluges ist ein Flugzeug vielen Störquellen ausgesetzt. Dies sind wieder andere Flugzeuge und besonders zu berücksichtigende Abfangjäger, welche unter Umständen mit sehr geringen Abständen fliegen, aber auch Satellitenverbindungen, Fernseh- und Radiosender, Radarstationen, LORAN (Long Range Navigation) und Anderes. Hier muss auch berücksichtigt werden, dass viele Flughäfen in der Nähe von Schiffshäfen liegen, weshalb während der Start/Lande-Phase starke elektromagnetische Felder durch auf Schiffen installierten Radargeräten und Funksystemen auftreten können.

Um bei dieser Vielzahl von Systemen den Überblick bewahren zu können, wurden für Flugzeuge verschiedene Umweltklassen definiert [42], auf die elektrische Einrichtungen ausgelegt werden müssen. Da die auf einem Flugzeug installierten Systeme unterschiedlich kritisch sind, wurden zwei verschiedene internationale Umweltklassen festgelegt.

- Die *Certification Environment* schließt auch sehr selten auftretende Störungen und Extremereignisse sowie minimale Abstände zu allen Störquellen mit ein. Sie ist für alle sicherheitskritischen Systeme anzuwenden.
- Die *Normal Environment* schließt Extremereignisse aus, weshalb auf diese Umweltklasse ausgelegte Systeme kurzfristig gestört werden dürfen, nach dem Abklingen der Störung jedoch wieder zur Verfügung stehen müssen.

In Tab. 9 sind die maximal zu erwartenden (elektrischen) Feldstärken für die unterschiedlichen Frequenzbereiche angegeben, bei der die Geräte noch einwandfrei arbeiten müssen. Für weitere Details wird auf die entsprechende Normen verwiesen.

Frequenzbereich	Spitzenwert	Effektivwert
10 – 100 kHz	50 V/m	50 V/m
100 – 500 kHz	50 V/m	50 V/m
0,5 – 2 MHz	40 V/m	40 V/m
2 – 30 MHz	100 V/m	100 V/m
30 – 70 MHz	20 V/m	20 V/m
70 – 100 MHz	20 V/m	20 V/m
100 – 200 MHz	50 V/m	30 V/m
200 – 400 MHz	70 V/m	70 V/m
400 – 700 MHz	1520 V/m	750 V/m
0,7 – 1 GHz	950 V/m	170 V/m
1 – 2 GHz	2470 V/m	180 V/m
2 – 4 GHz	3500 V/m	360 V/m
4 – 6 GHz	6800 V/m	280 V/m
6 – 8 GHz	1800 V/m	330 V/m
8 – 12 GHz	3500 V/m	330 V/m
12 – 18 GHz	1700 V/m	360 V/m

10 – 100 kHz	30 V/m	30 V/m
100 – 500 kHz	30 V/m	30 V/m
0,5 – 2 MHz	30 V/m	30 V/m
2 – 30 MHz	40 V/m	40 V/m
30 – 70 MHz	10 V/m	10 V/m
70 – 100 MHz	10 V/m	10 V/m
100 – 200 MHz	30 V/m	10 V/m
200 – 400 MHz	10 V/m	10 V/m
400 – 700 MHz	730 V/m	80 V/m
0,7 – 1 GHz	690 V/m	110 V/m
1 – 2 GHz	1650 V/m	180 V/m
2 – 4 GHz	3000 V/m	170 V/m
4 – 6 GHz	4500 V/m	280 V/m
6 – 8 GHz	700 V/m	230 V/m
8 – 12 GHz	1100 V/m	230 V/m
12 – 18 GHz	730 V/m	360 V/m
18 – 40 GHz	2100 V/m	360 V/m

Tab. 9: Internationale *Certification Environment* (**oben**) und *Normal Environment* (**unten**)
(aus [42])

8 Messungen

Die gemessenen Laserstäbe bestehen aus YAG. Das aktive Medium ist mit Neodym in einer Konzentration von 1.2 at.% dotiert, während für den Güteschalter das Wirtsmaterial YAG mit Chrom dotiert ist. Die Konzentration der Cr-Ionen ist nicht bekannt, weshalb dieser näherungsweise aus der bekannten Kleinsignaltransmittivität und der gemessenen Länge der Güteschalter berechnet wird, was in etwa auf die in [22] angegebene typische Konzentration von $2.7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ führt.

Aktives Medium und Güteschalter sind zu einem fertigen Laserstab gebondet, welcher eine Länge von 7 cm und einen Durchmesser von 6 mm aufweist. An den beiden Enden des Laserstabes sind planare Spiegel aufgebracht, wobei jeweils einer der beiden Spiegel bei der verwendeten Laserwellenlänge von 1064 nm total reflektierend ist und der andere Spiegel verschiedene Reflektivitäten R zwischen 20 % und 50 % aufweist.

Die gewählte Kleinsignaltransmittivität $T_{A,0}$ des sättigbaren Absorbers ist immer so gewählt, dass sie mit der Reflektivität des Ausgangsspiegels des Laserresonator übereinstimmt. Aufgrund der immer etwa gleichen Cr-Ionenkonzentration ergeben sich somit unterschiedliche Längen für den Absorber im Bereich von einigen mm und dementsprechend die Längen für das aktive Medium knapp unterhalb von 7 cm.

Als Pumpquelle für den Laserstab kommt die Xenon-Bogenlampe QXF528 zum Einsatz, welche gepulst betrieben wird. Zur Ansteuerung wird dabei die in Kapitel 7 entworfene Schaltung verwendet. Diese Schaltung erlaubt das Einstellen der Lampenimpulsenergie zwischen etwa $E_0 = 1.5 - 62.7 \text{ J}$ (80), wurde jedoch während der Messung durch Änderung des Wertes von R_9 in Fig. 32 so verändert, dass Energie bis ca. 100 J geliefert werden können. Dabei ändert sich je nach eingestellter Energie aufgrund des einfachen Aufbaus der Schaltung die Impulsrate. Deren Zusammenhang ist in Fig. 41 dargestellt, wobei die durchgezogene Linie eine Interpolation der Messwerte darstellt.

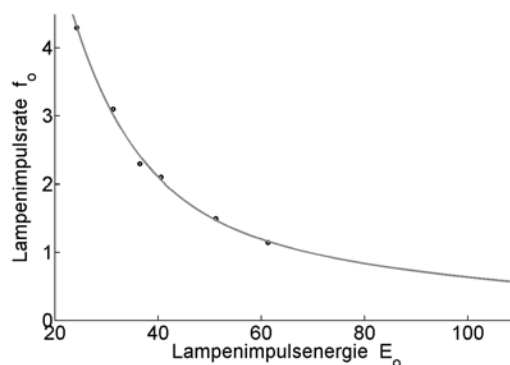


Fig. 41: Gemessene Impulsrate in Abhängigkeit der Lampenenergie

Die für die Bogenlampe zur Zündung erforderliche Triggerspannung ist sehr stark vom Messaufbau abhängig.

So wurde bei „Umwicklung“ der Bogenlampe mit dem Triggerdraht auf der gesamten Länge der

Lampe eine sichere Zündung bis unter $U_{\text{trig}} < 100 \text{ V}$ gemessen, was einer Triggerspannung von etwa 5 kV entspricht. Die Messung erfolgte dabei bei Raumtemperatur und an die Elektroden wurde eine Lampenspannung von $U_o = 700 \text{ V}$ angelegt.

Zur Minimierung von Abschattungen und Einbrandeffekten, welche durch den direkt an der Glasoberfläche aufliegenden Triggerdraht verursacht werden können, wird der Triggerdraht sehr dünn gewählt und nur locker um die Lampe gewickelt, was aus Fig. 42 ersichtlich ist.

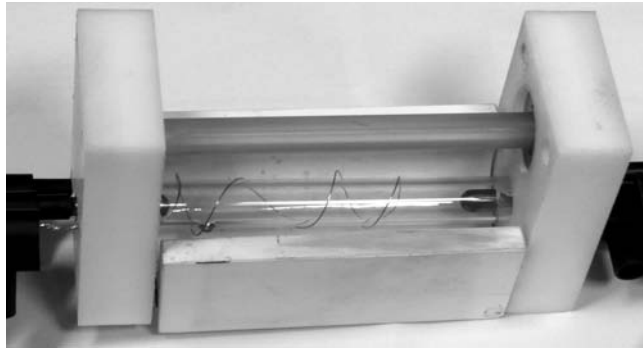


Fig. 42: Geöffnete Lasercavity, gut erkennbar sind im unteren Bereich die Bogenlampe mit dem Triggerdraht und darüber der YAG-Laserstab

Dadurch und durch den Einbau der Lampe in die Cavity erhöht sich die notwendige Triggerspannung erheblich.

Um Problemen bei der Triggerung der Bogenlampe vorzubeugen und eine sichere Zündung derselben während aller Betriebszustände zu gewährleisten, wurde die Triggerspannung bei allen Messungen konstant gehalten und mit $U_{\text{trig}} = 400 \text{ V}$ festgelegt, was einer maximalen Triggerspannung auf der Sekundärseite des Triggertrafos von ca. 23 kV entspricht. Das Überhöhen der Triggerspannung hat dabei lediglich die Auswirkung, dass die damit erzeugten elektromagnetischen Störungen und die Gefahr von möglichen unerwünschten Überschlägen steigen, hat jedoch keinerlei nennenswerte Auswirkungen auf die Eigenschaften der Bogenlampe und damit die Ergebnisse der Messungen.

Die Verbindung zwischen PFN (Netzteil) und Bogenlampe erfolgt auf zwei unterschiedliche Arten, einmal mittels zwei ungeschirmter Kupferlitzen mit einem Kupferquerschnitt von 4 mm^2 , und einmal mittels der Koaxialleitung RG213 mit einer Länge von 2 m. Als Rückleitung wurde bei der Koaxialleitung der Kupferschirm verwendet.

Dabei hat sich gezeigt, dass bei Einsatz der Koaxialleitung der ohmsche Widerstand im Vergleich zur 2-Draht-Version, speziell durch die Rückleitung über den Schirm, deutlich höher ausfällt, wodurch sich die Dauer des Lampenimpulses von

$$T = 220 \dots 270 \text{ } \mu\text{s} \quad (93)$$

bei der Übertragung mittels zwei Einzeldrähten, auf etwa

$$T = 350 \dots 400 \text{ } \mu\text{s} \quad (94)$$

bei Verwendung der Koaxialleitung, erhöht. Dies hat aufgrund der spontanen Lebensdauer von Nd : YAG von etwa $\tau = 230 \text{ } \mu\text{s}$ zur Folge, dass die zur Erzeugung eines Laserimpulses notwendige Lampenimpulsenergie deutlich steigt (siehe Kapitel 8.2), was wiederum zu einer schnelleren Erwärmung von Lasercavity und Laserstab und damit zu einer verkürzten maximalen Betriebszeit aufgrund des Erreichens der Maximaltemperatur führt.

Bei der Messung der Laserstäbe wurden die in Tab. 10 aufgeführten Messgeräte eingesetzt.

Gerätebezeichnung	Hersteller	Messgrößen / Bemerkung
Photodetektor SV2	Thorlabs	Lampen- und Laserimpulsverlauf
Oszilloskop TDS520D	Tektronix	U_o, f_o, t_L, t_p (mittels SV2)
Power & Energy Meter Solo2	gentex-EO	Laserimpulsenergie E
Multimeter UT7013	Uni-T	$\vartheta_{\text{cavity}}$ mittels PT2000
Multimeter IDM205RMS	ISO-Tech	ϑ_A mittels PT2000

Tab. 10: Verwendete Messgeräte

8.1 Laserimpulsenergie und -dauer

Die Impulsenergie am Ausgang des Lasers wurde in einem Temperaturbereich zwischen $\vartheta_{\text{cavity}} = 30 \text{ } ^\circ\text{C}$ und $\vartheta_{\text{cavity}} = 200 \text{ } ^\circ\text{C}$ an vier verschiedenen Laserstäben gemessen.

Hierzu wurde die Lasercavity mit dem jeweiligen Laserstab in einem Ofen auf die maximale Temperatur erwärmt um anschließend während des langsamen Abkühlens die Messwerte zu ermitteln. Da der Laser während des Betriebes eine beträchtliche Eigenerwärmung aufweist, wurden bei jedem Messpunkt nur 1 – 2 Laserimpulse erzeugt, um so die auftretenden Veränderungen der Laserstabtemperatur möglichst gering zu halten.

Dies ist vor allem deshalb notwendig, da die Temperatur des Laserstabes nicht direkt gemessen werden kann. Stattdessen wurde die Temperatur innerhalb der Cavity mit Hilfe eines PT2000-Temperatursensors ermittelt. Um den auftretenden Temperaturunterschied zwischen Laserstab und Luft innerhalb der Cavity zu minimieren und damit die Genauigkeit der Temperaturmessung zu maximieren, muss die im Laserstab umgesetzte Wärmeleistung so klein wie möglich ausfallen (46).

Da die einzelnen Messpunkte im Allgemeinen zeitlich einige 10 s (im unteren Temperaturbereich bis einige Minuten) auseinander liegen, sinkt die dem Laserstab zugeführte Wärmeleistung stark ab und der Temperaturunterschied zwischen Laserstab und der gemessenen Temperatur $\vartheta_{\text{cavity}}$ sinkt auf maximal einige wenige Grad.

Die Ergebnisse der Messung der Impulsenergie am Ausgang des Lasers sind in Fig. 43 und 44 abgebildet. Die Reflektivität R des Ausgangsspiegels und die Kleinsignaltransmittivität $T_{A,0}$ des passiven Güteschalters sind dabei jeweils oberhalb der Diagramme angegeben.

Außerdem ist noch der Wirkungsquerschnitt von Nd : YAG bei einer Temperatur von $20 \text{ } ^\circ\text{C}$ angegeben, der zur theoretischen Berechnung der durchgezogenen Kurve verwendet wurde. Die Wirkungsquerschnitte wurden dabei immer so gewählt, dass eine möglichst exakte Übereinstimmung mit den gemessenen Werten erreicht wird.

Zur Berechnung wurde dasselbe Matlab-Programm wie in Kapitel 4.2 verwendet, welches im Anhang angeführt ist.

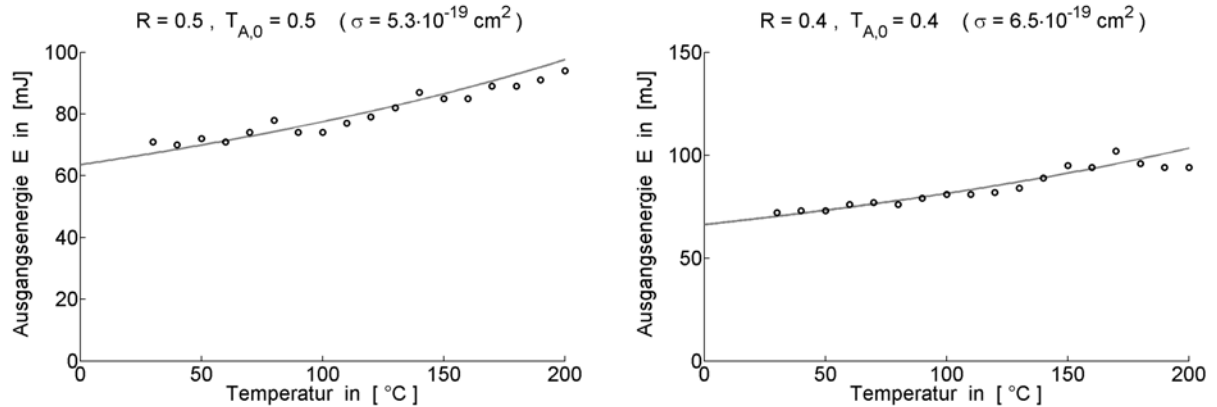


Fig. 43: Gemessene Laserimpulsenergie E des Laserstabs mit $R = 0.5$ und $R = 0.4$

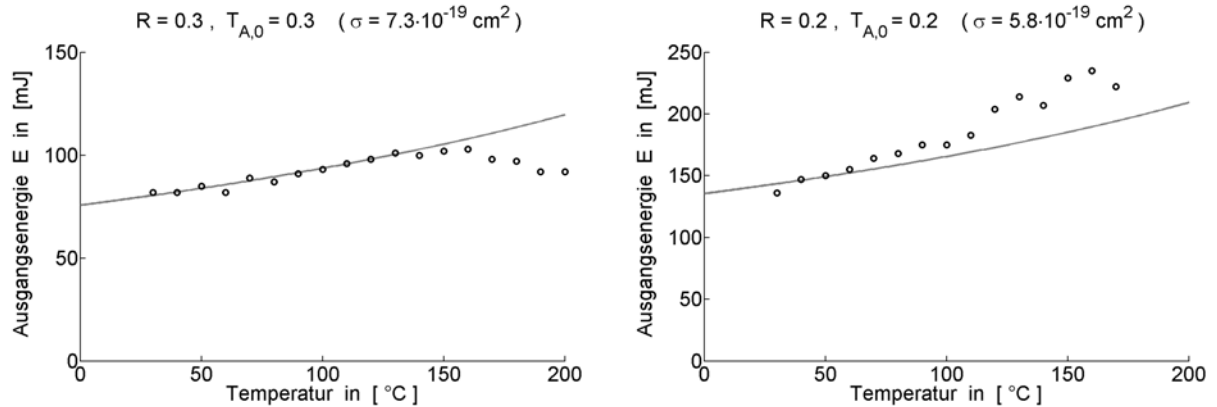


Fig. 44: Gemessene Laserimpulsenergie E des Laserstabs mit $R = 0.3$ und $R = 0.2$

Aus den Kurven ist ersichtlich, dass sich die Ausgangsenergie E des Lasers wie erwartet mit der Temperatur vergrößert. Auch das Ausmaß des Anstieges stimmt sehr gut mit den theoretischen Berechnungen überein. Bei den höchsten Temperaturen zeigen die Kurven, anders als theoretisch berechnet, jedoch einen leichten Abfall der Impulsenergie. Dieser tritt beim Laserstab mit $R = T_{A,0} = 0.5$ praktisch gar nicht, mit sinkender Reflektivität/Transmittivität aber immer stärker zu Tage.

Dies ist durch die mit höheren Temperaturen und niedrigeren Reflektivitäts-Werten steigende Anfangsinversion ΔN_i verursacht (siehe Kapitel 4.2). Durch diese sehr hohe Inversion im Lasermedium kommt es zu zusätzlichen Verlusten durch *verstärkte spontane Emission* und damit zu der zu beobachtenden Reduktion der Impulsenergie am Ausgang des Lasers. Die theoretisch berechnete Startinversion, bei der das erste Absinken der Ausgangsenergie E beobachtet wird, liegt dabei bei jeweils etwas über $\Delta N_i = 4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Eine Ausnahme bildet der Laserstab mit $R = T_{A,0} = 0.2$, bei dem dieser Abfall nicht zu beobachten ist und die Impulsenergie sogar einen stärkeren Anstieg mit der Temperatur als dem theoretisch berechneten aufweist.

Dies ist darauf zurückzuführen, dass das Netzteil die für diesen Laserstab sehr hohe notwen-

digen Lampenimpulsenergie von über 100 J im oberen Temperaturbereich (siehe Punkt 8.2) nicht zuverlässig bzw. für Temperaturen $\vartheta_{\text{cavity}} > 180^\circ\text{C}$ nicht liefern konnte. Um am Ausgang des Lasers einen Impuls zu erzeugen waren deshalb immer mehrere Lampenblitze notwendig, wodurch die dem Laserstab zugeführte Wärmeleistung dramatisch steigt.

Mit einer durchschnittlichen Lampenleistung von ca. 65 W ($E_o = 100\text{ J}$, $f_o = 0.65\text{ Hz}$) errechnet sich der Temperaturunterschied mit (46) zu

$$\vartheta(r_{\text{stab}}) - \vartheta_{\text{cavity}} = 49^\circ\text{C} \quad (95)$$

Das bedeutet, die tatsächlichen Laserstabtemperaturen liegen sehr viel höher als die im Diagramm angegebenen, weshalb die theoretisch berechnete Kurve deutlich unterhalb der gemessenen Werte zu liegen kommt.

Fig. 45 zeigt den Verlauf eines Laserimpulses. Daraus ist zu erkennen, dass die gemessene Laserimpulsdauer bei etwa $t_p = 9\text{ ns}$ liegt, was um den Faktor 2 über der berechneten Impulsdauer liegt. Dies mag durch die sehr starke Vereinfachung bei der Berechnung herrühren, dennoch liegt die gemessene Impulsdauer in der erwarteten Größenordnung um 10 ns.

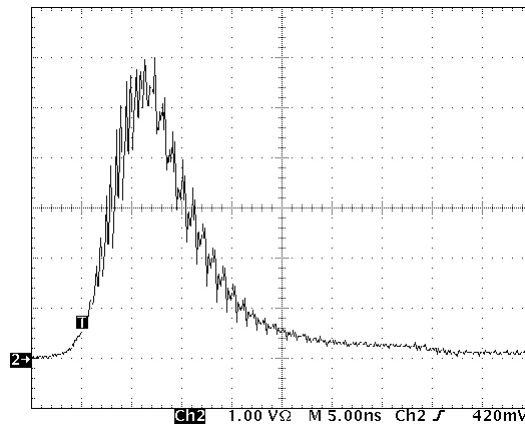


Fig. 45: Gemessener zeitlicher Verlauf des Laserimpulses

8.2 Lampenimpulsenergie und Wirkungsgrad

Die der Bogenlampe zugeführte elektrische Impulsenergie wurde über die Spannungsänderung von U_o am PFN-Kondensator gemessen (75). Ein typischer Verlauf dieser Spannung ist in Fig. 46 abgebildet. Daraus ist ersichtlich, dass sich der Kondensator C_o bis auf maximal $U_o = 60\text{ V}$ entleert, was einer Restenergie von 0.45 J entspricht, bevor der Strom durch die Bogenlampe zusammenbricht. Diese Restspannung fällt bei höheren Ausgangsspannungen noch etwas geringer aus, weshalb sie in der Berechnung der Impulsenergie vernachlässigt wurde und hierzu allein die Maximalspannung herangezogen wird. Dies auch deshalb, weil die Messgenauigkeit des eingesetzten Oszilloskops beim gewählten Spannungsbereich bei 4 V liegt, woraus sich schon bei $U_o = 500\text{ V}$ eine größere Messungenauigkeit als die Restenergie des Kondensators ergibt.

Fig. 47 zeigt den mit dem Photodetektor gemessenen Verlauf des Lampenimpulses und der zugehörigen Spannung U_o , einmal bei der Übertragung mittels 2 Einzeldrähten und einmal bei

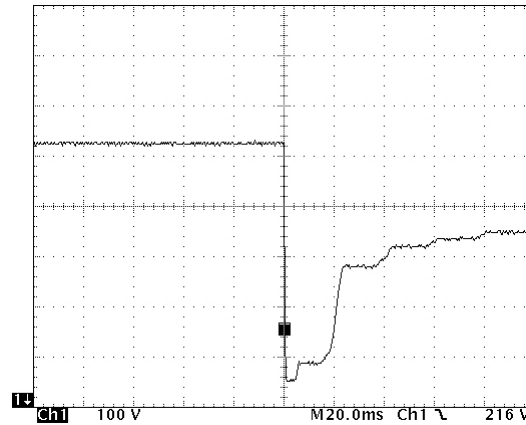


Fig. 46: Gemessener zeitlicher Verlauf der Lampenspannung U_o

Verwendung der Koaxialleitung. Dabei zeigt sich deutlich die, durch den höheren ohmschen Widerstand und der damit vergrößerten Dämpfung des PFN-Schwingkreises, vergrößerte Impulsdauer von etwa $t_L \approx 400 \mu\text{s}$ der Koaxialleitung gegenüber den ursprünglichen $t_L \approx 260 \mu\text{s}$.

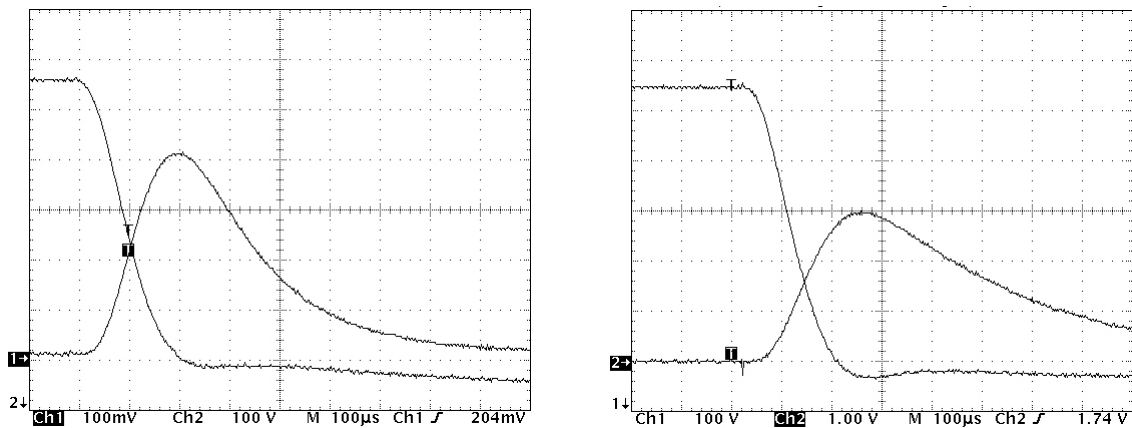


Fig. 47: Zeitlicher Verlauf der Lampenspannung U_o und des Lichtblitzes der Bogenlampe bei Verwendung der Doppelleitung bzw. der Koaxialleitung

Die Messung der minimalen Lampenimpulsenergie, um einen Impuls am Ausgang des Lasers zu erzeugen, wurde gleichzeitig mit der Messung der Laserimpulsenergie selbst durchgeführt. Wie unter 8.1 ausgeführt wurde die Anzahl der Lampenimpulse pro Messpunkt möglichst reduziert um eine zu starkes Aufheizen des Laserstabes zu vermeiden. Aus diesem Grund wurde auch die Anpassung der eingestellten Lampenenergie nur sporadisch verändert, um ansonsten möglicherweise notwendige Mehrfachpulsungen zu vermeiden. Dadurch bedingt liegt die hier gemessene minimale Lampenimpulsenergie teilweise deutlich über der tatsächlich notwendigen, was zu dem stufenförmigen Verlauf derselben führt. Außerdem unterliegt die tatsächlich notwendige Energie aufgrund des Verhaltens der Bogenlampe starken natürlichen Schwankungen, welche besonders von der Vorgeschichte der Lampe abhängig sind.

Aus diesem Grund dienen die in Fig. 48 und 49 abgebildeten Ergebnisse nur der groben Einschätzung der notwendigen Energien. Die durchgezeichneten Linien sind dabei ein „best-fit“ und

beruhen nicht, wie bei den gemessenen Laserausgangsenergien, auf theoretischen Berechnungen. Diese Messungen wurde bei Verwendung der Doppelleitung durchgeführt.

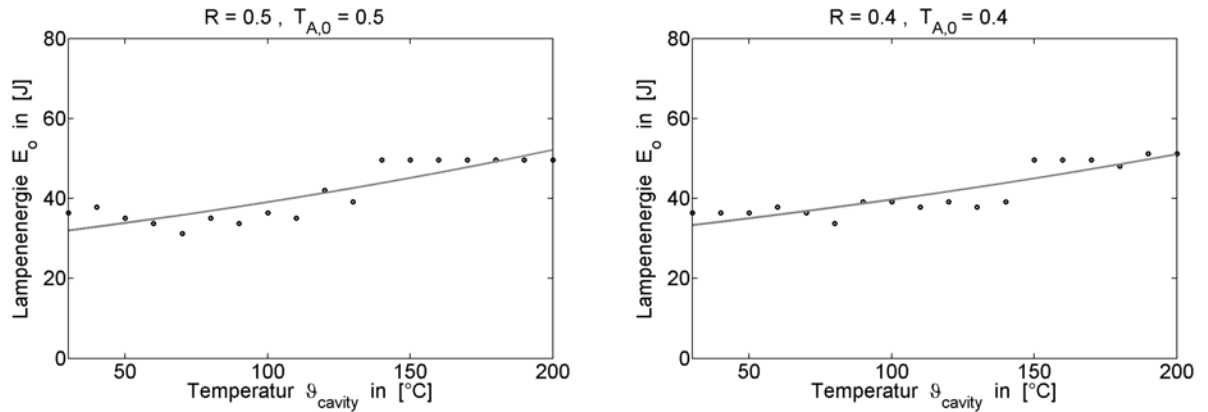


Fig. 48: Gemessene minimale Lampenimpulsenergie E_o bei verwenden des Laserstabs mit $R = 0.5$ und $R = 0.4$

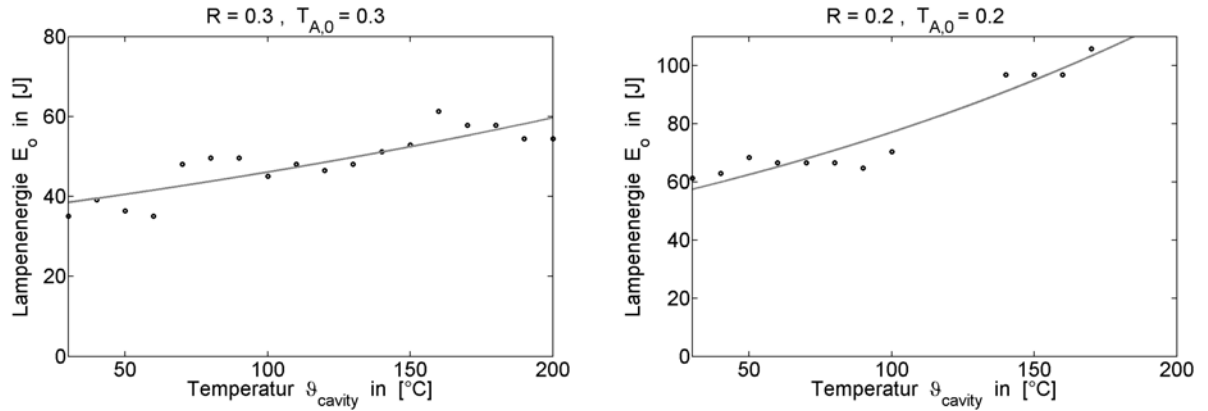


Fig. 49: Gemessene minimale Lampenimpulsenergie E_o bei verwenden des Laserstabs mit $R = 0.3$ und $R = 0.2$

Zusätzlich zu den oben beschriebenen Einschränkungen konnten bei den niedrigen Temperaturen (mit Ausnahme des Laserstabes mit $R = T_{A,0} = 0.2$) die minimal notwendige Impulsenergie nicht eingestellt werden, da die Lampe bei Unterschreitung der Lampenspannung von etwa $U_o = 500$ V nicht mehr zuverlässig zündet, was bei der gewählten Größe der PFN-Kapazität einer Impulsenergie von etwas mehr als $E_o = 30$ J entspricht.

Aus den gemessenen Werten der Laserimpulsenergie und der Lampenimpulsenergie kann nun durch Division der Gesamtwirkungsgrad des Lasersystems berechnet werden, welcher in Fig. 50 und 51 in Abhängigkeit der Temperatur dargestellt ist.

Dieser sinkt mit steigender Temperatur leicht ab. Dies ist jedoch durch die oben beschriebenen Effekte der *sporadischen Spannungsanpassung* und der *minimalen Lampenspannung* bedingt. Erwartet ist, dass der Wirkungsgrad aufgrund des etwas besseren Energieextraktionswirkungsgrad des Lasers (siehe Kapitel 4.2) und der Verschiebung des Bogenlampenspektrums bei höher Temperatur aus dem Infrarotbereich zu höheren Frequenzen und der damit einhergehenden besseren

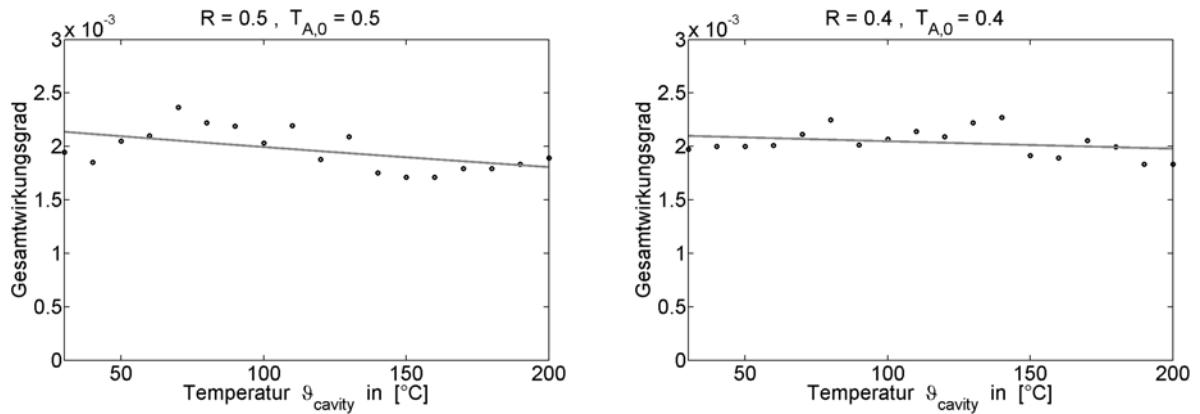


Fig. 50: Gemessener Wirkungsgrad des Lasersystems mit $R = 0.5$ und $R = 0.4$

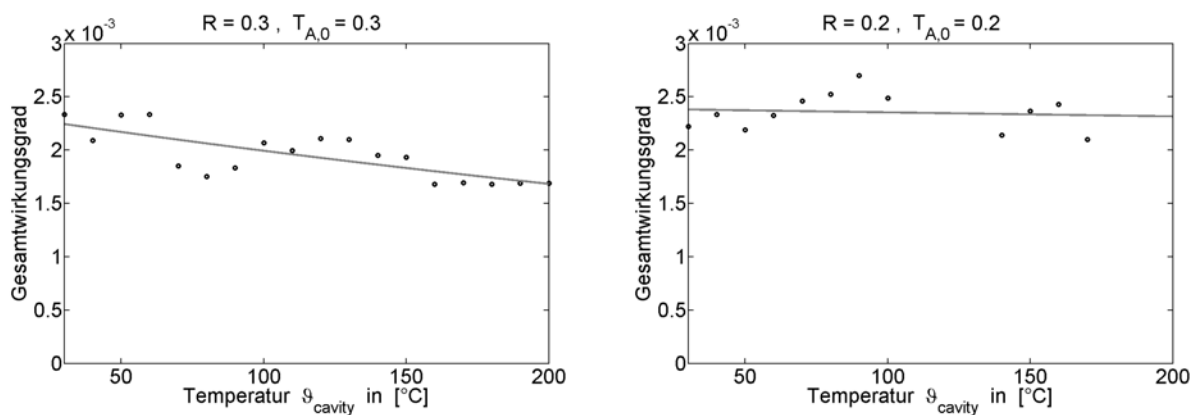


Fig. 51: Gemessener Wirkungsgrad des Lasersystems mit $R = 0.3$ und $R = 0.2$

Überlappung von Emissionsspektrum der Lampe und Absorptionsspektrum des Laserstabes mit der Temperatur leicht ansteigt.

Die Messung zeigt jedoch, dass der Wirkungsgrad des Bogenlampensystems in etwa bei einem Wert von

$$\eta = 2 \cdot 10^{-3} \quad (96)$$

liegt, was deutlich unter den erwarteten Werten liegt. Um den Wirkungsgrad des Lasersystems effektiv zu steigern und die notwendige Lampenimpulsenergie und somit die Erwärmung während des Betriebes (siehe Kapitel 8.3) entsprechend zu verringern können im Wesentlichen vier Maßnahmen durchgeführt werden.

- *Reduktion der Lampenimpulsdauer* durch Verkleinerung der PFN-Kapazität C_0 : Dadurch werden nicht nur die Zündprobleme der Bogenlampe bei niedrige Impulsenergien umgangen sondern es werden auch die Verlust im Laserstab vor allem durch die Verringerung der spontanen Emission verkleinert, da die hier eingesetzten Impulsdauern noch immer etwas oberhalb der spontanen Lebensdauer von Nd : YAG liegen. Jedoch muss beachtet werden, dass eine zu starke Reduktion der Impulsdauer einen erheblichen Einfluss auf die Lebensdauer der Bogenlampe zur Folge hat (siehe Kapitel 5.6).

- *Austausch der Lasercavity*: Die in Kapitel 6 vorgestellte Lasercavity besitzt eine spezielle Lackierung aus weißem Emaille, welche die Übertragung der Bogenlampenstrahlung zum Laserstab verbessert. Diese Cavity stand jedoch bei der Messung nicht zur Verfügung, weshalb hier eine erhebliche Steigerung des Wirkungsgrades durch Austausch der Cavity möglich ist. Außerdem kann durch den Einsatz etwa der in Fig. 28 dargestellten Aluminiumcavity die Wärmeabfuhr aus der Lasercavity verbessert werden und so das temperaturbedingte Zeitlimit für den Betrieb bis zu einem gewissen Grad hinausgeschoben werden (siehe Kapitel 8.3). Ebenfalls möglich ist die Neugestaltung der geometrischen Eigenschaften der Lasercavity zur Verbesserung des Transferwirkungsgrades (siehe Kapitel 5.2).
- *Optimierung der Laserstabparameter*: Die Parameter der bei der Messung verwendeten Laserstäbe weichen teilweise erheblich von den im Kapitel 4.1 berechneten ab. Um eine möglichst effiziente Gestaltung des Lasersystems zu ermöglichen, sollten deshalb die Reflektivität des Ausgangsspiegels und die Kleinsignaltransmittivität je nach gewünschter Ausgangsenergie entsprechend gewählt werden.
- *Triggerung der Bogenlampe* mittels serieller oder paralleler Triggerung vermeidet die durch den Triggerdraht bei der externen Triggerung unumgänglichen Abschattungen innerhalb der Lasercavity. Außerdem wird dadurch die Gefahr von Einbrandeffekten an der Lampe deutlich verkleinert.

In Fig. 52 und 53 sind noch einmal die gemessenen Lampenimpulsenergien dargestellt, diesmal bei Verwendung der Koaxialleitung als Verbindung zwischen Netzteil und Bogenlampe. Es zeigt sich, dass nun deutlich höhere minimale Impulsenergien gemessen wurden, was vor allem auf die vergrößerte Impulsdauer zurückzuführen ist. Es ist auch wieder gut ersichtlich, dass bei niedrigen Temperaturen teilweise die Bogenlampe eine weitere Verkleinerung der Impulsenergie verhindert, weshalb sich hier kein Unterschied der gemessenen Lampenenergie zwischen den beiden Verbindungsvarianten ergibt.

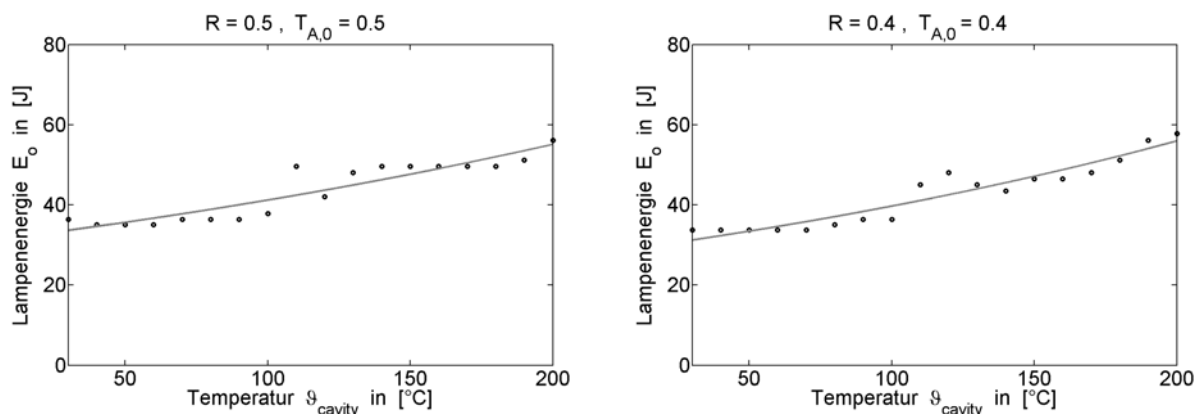


Fig. 52: Gemessene Lampenimpulsenergie des Laserstabs mit $R = 0.5$ und $R = 0.4$

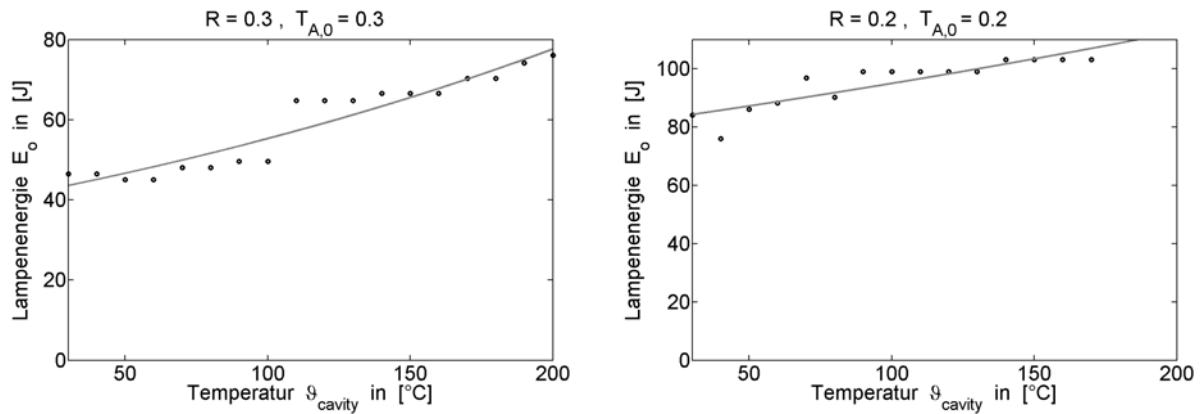


Fig. 53: Gemessene Lampenimpulsenergie des Laserstabs mit $R = 0.3$ und $R = 0.2$

8.3 Temperaturentwicklung

Um die zeitliche Entwicklung der Temperatur des Lasers während des durchgehenden Betriebes zu ermitteln wurde der Laserstab mit $R = T_{A,0} = 0.5$ über einen längeren Zeitraum betrieben. Dabei wurde die Lampenimpulsenergie über den gesamten Bereich konstant gehalten und mit einem Wert von $E_o = 60$ J festgelegt. Daraus ergibt sich mit der aus Fig. 41 bestimmten Impulsrate von $f_o = 1.1$ Hz eine mittlere elektrische Pumpleistung von etwa $\overline{P}_o = 66$ W, welche praktisch vollständig in der Lasercavity umgesetzt wird.

Fig. 54 zeigt den Verlauf der Temperatur innerhalb und außerhalb der Lasercavity. Bei dieser Pumpleistung wird die maximale Temperatur von ca. $\vartheta_{\text{cavity}} = 300$ °C nach etwa 2.5 min erreicht. In der gleichen Zeit steigt die Außentemperatur ϑ_A nur minimal an, was durch die vergleichsweise hohen Wärmedurchgangswiderstand der Keramikcavity verursacht ist. Um einen längeren Betrieb speziell bei höheren Umgebungstemperaturen zu ermöglichen muss dieser verringert werden, was durch den Entwurf der Aluminiumcavity in Fig. 28 erfolgte.

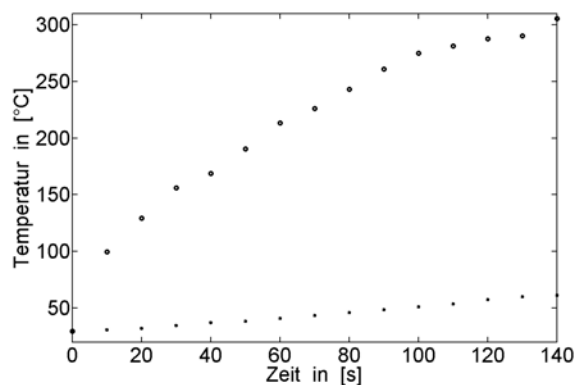


Fig. 54: Gemessener Verlauf der Cavity-Innentemperatur (obere Kurve) und Cavity-Außentemperatur (untere Kurve)

Fig. 55 zeigt die Ausgangsenergie des Laserresonators. Zu Beginn der Messung wurde eine hohe Ausgangsenergie von 140 mJ gemessen, da durch die große Impulsenergie von 60 J im Laserstab kurz hintereinander zwei Impulse mit jeweils etwa 70 mJ erzeugt werden. Nach zirka einer

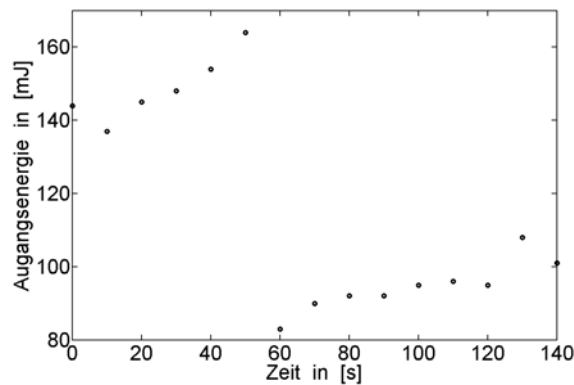


Fig. 55: Gemessener zeitlicher Verlauf der Ausgangsenergie E des Lasers bei konstanter Pumpenergie E_0

Minute reicht die zugeführte Energie nicht mehr für die Erzeugung zweier Laserimpulse pro Lampenimpuls aus, weshalb sich die gemessene Ausgangsenergie wieder halbiert und etwa in die unter Punkt 8.1 gemessene Größe zurückfällt.

Um einen längeren Betrieb des Lasersystems zu gewährleisten, müssen also zumindest einige der im Kapitel 8.2 angeführten Verbesserungen des Lasersystems durchgeführt werden.

So konnte mein Kollege Dipl.-Ing. Georg Tartar durch Verringerung der Lampenimpulsdauer und dem Einsatz der Cavity mit der Beschichtung aus weißem Emaille die Pumpenergie auf $E_0 = 23 \text{ J}$ reduzieren und damit ein Ausgangsimpuls mit $E = 100 \text{ mJ}$ erzeugen.

Schließlich konnte durch den Einsatz der Aluminiumcavity die maximale Betriebszeit bei einer durchschnittlichen Pumpleistung von $\overline{P}_0 = 40 \text{ W}$ gegenüber der Keramikcavity mehr als verdoppelt werden. Der Einsatz dieser Lasercavity hat jedoch den Nachteil, dass die Effizienz im Vergleich zur Lasercavity mit Emaille-Beschichtung wieder etwas abnimmt.

Neben diesen Verbesserungen an der Lasercavity selbst sind auch Änderungen in der Ansteuerung wie etwa die Anpassung der Pumpimpulsenergie an die vorherrschende Laserstabtemperatur zur Reduktion der mittleren Eingangsleistung überlegenswert. Auch eine mögliche Reduktion der Impulsrate führt zu einer niedrigeren Verlustleistung in der Lasercavity.

9 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde ein System zur Zündung von Flugzeugturbinen mittels Laser entwickelt. Ein derartiges Lasersystem muss sehr hohe Ansprüche vor allem bezüglich des zu operierenden Temperaturbereichs, aber auch in Hinsicht auf Zuverlässigkeit und Robustheit, erfüllen. Um diese notwendigen Eigenschaften zu gewährleisten wurde versucht, das Lasersystem so einfach wie möglich aufzubauen, wodurch sich Komplexität und Fehleranfälligkeit gleichermaßen reduzieren. Aus diesem Grund ist der Laser ohne aktive Kühlung etwa mittels Flüssigkeitskühlung konstruiert. Dadurch ist es jedoch unbedingt erforderlich, die unvermeidlich auftretende Eigenerwärmung des Lasers zu minimieren. Da die zur sicheren Erzeugung des zur Zündung der Turbine erforderlichen Plasmas notwendige Laserausgangsimpulsenergie fix vorgegeben ist, verbleiben zur Verminderung der Eingangsleistung des Lasersystems und damit der in der Lasercavity umgesetzten Verlustleistung zwei Maßnahmen. Einerseits ist der Gesamtwirkungsgrad des Lasers so weit wie möglich zu vergrößern, andererseits kann die Impulsrate desselben reduziert werden, welche mit maximal 1 Hz festgelegt wurde. Dennoch konnte mit diesen Maßnahmen die Eigenerwärmung des Lasersystems nicht so weit reduziert werden, dass ein Dauerbetrieb desselben ermöglicht wird, was jedoch aufgrund des vorgesehenen Einsatzgebietes keine große Einschränkung darstellt.

Der Laserresonator selbst wurde als monolithischer Laserstab aufgebaut, in dem bereits ein geeignetes Lasermedium sowie der zur Pulserzeugung erforderliche Güteschalter integriert sind. Auch die notwendigen Resonatorspiegel wurden bereits an den beiden Enden des Laserstabes eingebracht. Durch diesen Aufbau entfällt die ansonsten notwendige und in der Regel sehr aufwendige Justierung des Laserresonators, wodurch speziell das Handling des Lasers stark vereinfacht wird. Als Grundmaterial für den Laserstab wurde YAG gewählt, welches im Falle des aktiven Mediums mit Neodym und beim passiven Güteschalter mit Chrom dotiert wurde. Dieses Material bietet viele für das hier betrachtete Einsatzgebiet günstige Eigenschaften. Es besitzt eine sehr hohe mechanische Festigkeit, sowie gute Beständigkeit gegenüber chemischen und thermischen Belastungen. Schließlich ist dieses Material als Laserwerkstoff sehr weit verbreitet, weshalb der Herstellungsprozess gut kontrolliert werden kann, was zu sehr gleichmäßigen optischen Eigenschaften und zu geringen mechanischen Spannungen und Verzerrungen im Laserstab führt. Zusätzlich erlaubt die weite Verbreitung eine kostengünstige Produktion des Laserstabes.

Die Verwendung des passiven Güteschalters aus Cr : YAG zur Laserimpulserzeugung hat neben dem Einsatz desselben Grundmaterials YAG den Vorteil, dass dieser keine externe Ansteuerung erfordert, da der „Schaltzeitpunkt“ und dadurch die Energie des Ausgangsimpulses durch den Photonenfluss im Resonator selbst und damit den Aufbau des Laserstabes festgelegt wird.

Als Pumpquelle für den Laserresonator wird eine Xenon-Bogenlampe verwendet. Vorteil gegenüber dem Pumpen mittels Dioden ist die viel höheren maximalen Betriebstemperaturen von kurzfristig bis 600 °C. Der Nachteil der deutlich höheren Eigenerwärmung gegenüber diodengepumpten Systemen entfällt durch die sehr niedrige Impulsrate von maximal etwa 1 Hz hier.

Als Lasercavity wurden zwei Versionen erstellt. Die erste Version aus Keramik mit einer Be-

schichtung aus Emaille ermöglicht einen etwas höheren Gesamtwirkungsgrad des Lasersystems. Jedoch hat sie aufgrund des eingesetzten Materials Keramik einen sehr hohen Wärmeübergangswiderstand, was die (passive) Kühlung deutlich verschlechtert und damit die maximale Betriebsdauer stark einschränkt.

Die zweite Lasercavity ist aus Aluminium gefertigt. Dem hier etwas verringerten Wirkungsgrad steht die deutlich bessere Kühlung des Cavityinneren gegenüber, was deutlich höhere Betriebsdauern ermöglicht.

Zur Ansteuerung der als Pumpquelle dienenden Bogenlampe wurde eine elektrische Schaltung entworfen. Sie erlaubt das Einstellen der gewünschten Bogenlampenimpulsenergie und erzeugt den zur Zündung der Bogenlampe erforderlichen Spannungsimpuls, worüber auch der Zeitpunkt des Laserimpulses mit einer Genauigkeit von einigen $10 \dots 100 \mu\text{s}$ festgelegt werden kann. Diese Schaltung stellt jedoch in keiner Weise ein fertiges Gerät dar und muss jedenfalls noch weiterentwickelt werden. Einige hierfür mögliche Verbesserungen der entworfenen Schaltung sind in Kapitel 7.4 zusammengefasst.

Auch die Verbindung zwischen der Bogenlampe und dem Netzteil stellt eine kritische Stelle dar, da der ohmsche Widerstand der Leitung zur Übertragung des Lampenstroms ab einigen Metern, direkt über die unumgängliche Verlustleistung und indirekt durch Vergrößerung der Impulsdauer, zu einer deutlichen Reduktion des Gesamtwirkungsgrades beitragen kann. Dies kann jedoch sehr einfach durch Vergrößern der eingesetzten Kupferquerschnitte für die Leitung vermieden werden.

Die Verbindung zur Übertragung der Triggerspannung stellt ein größeres Problem dar, da diese aufgrund der hier auftretenden niedrigen Energie sehr empfindlich auf kapazitive Einkopplungen reagiert. Abhilfe schafft hier vor allem das Platzieren des eingesetzten Triggertrafos möglichst nahe am Laser und/oder das Vergrößern der zur Erzeugung der Triggerspannung eingesetzten Energie, was jedenfalls bei einer allfälligen Weiterentwicklung des Netzteils Berücksichtigung finden muss.

Die Messung der Temperaturabhängigkeit der Laserparameter zeigt, dass deren Beschreibung über die lineare Änderung des Wirkungsquerschnitts von Nd : YAG auch in dem erweiterten Temperaturbereich bis etwa 200°C seine Gültigkeit beibehält und keine größeren Abweichungen von den theoretisch berechneten Kurven auftreten.

Die gemessenen Laserimpulsenergien liegen im erwarteten Bereich und stimmen gut mit den Berechnungen überein.

Auch die gemessene Impulsdauer liegt im angestrebten Bereich um 10 ns , jedoch um den Faktor 2 über den berechneten Werten, was mit den starken Vereinfachungen bei der theoretischen Behandlung zu erklären ist.

Zusammenfassend bestätigt die Messung die starke Abhängigkeit der Ausgangsenergie des Lasers von der Temperatur. Dies erfordert auch eine entsprechende Anpassung der Energie des Lampenimpulses mit der Laserstabtemperatur während des Betriebs des Lasersystems. Alternativ kann auch im gesamten Temperaturbereich mit einer konstanten Eingangsenergie gepumpt werden, welche so groß gewählt ist, dass die Erzeugung eines Laserimpulses auch bei den höchsten Temperaturen gewährleistet ist. Dies führt jedoch dazu, dass im unteren Temperaturbereich

die Pumpenergie so hoch liegt, dass zwei oder mehr Laserimpulse während eines einzigen Pumpimpulses erzeugt werden, welche in etwa einige 10 – 100 μs auseinander liegen.

In etwa im selben Zeitbereich schwankt auch die Position des ersten (bzw. einzigen) Laserimpulses bezogen auf den Zeitpunkt des Triggerimpulses zur Zündung der Bogenlampe. Dies wird einerseits durch die starken Schwankungen des Zündprozesses der Bogenlampe, andererseits durch die temperaturabhängigen Änderungen der notwendigen Pumpenergie zur Erzeugung des Laserimpulses verursacht. Diese Änderungen der zeitlichen Positionierung sind schwierig zu kompensieren, weshalb das in dieser Arbeit vorgestellte Laserkonzept bei höheren zeitlichen Präzisionsanforderungen in der Regel nicht eingesetzt werden kann.

Die Temperaturentwicklung des Lasers während des Betriebs zeigt einen sehr raschen Anstieg, was den Erwartungen aufgrund theoretischer Überlegungen entspricht. Dies unterstreicht die Wichtigkeit der bestmöglichen Reduktion der Eingangsleistung sowie der verbesserten Wärmeabfuhr aus dem Inneren der Lasercavity. Mit einer teilweisen Umsetzung der in Kapitel 8.2 aufgelisteten Maßnahmen konnten jedoch bereits erhebliche Verbesserungen erzielt werden, ohne dass dabei das Konzept der passiven Kühlung aufgegeben wurde. Dennoch ist auch mit diesen ein Dauerbetrieb des Lasersystems nicht möglich.

Neben der praktischen Behandlung des Lasersystems wurde speziell die Entstehung des Laserimpulses im Laserresonator auch theoretisch untersucht. Konsequenz dieser Analysen sind zwei Programme, die einerseits das Auffinden der optimalen Laserstabparameter für die Erfüllung definierter Vorgaben ermöglicht und zweitens die Entwicklung der Lasercharakteristik über die Temperatur betrachtet. Dies erlaubt das einfache Anpassen der Laserparameter an die unterschiedlichsten Probleme und vereinfacht so den Entwurf von Lasersystemen für verschiedensten Anwendungsgebiete bzw. die Anpassung an andere Umgebungsparameter.

Diese Arbeit befasste sich jedoch nicht mit dem eigentlichen Zündvorgang in der Brennkammer der Turbine. Um eine endgültige Aussage zur Eignung des hier vorgestellten Lasersystems zur Zündung von Flugzeugturbinen zu erhalten sind also weitere Untersuchungen, etwa bezüglich des zur Konzentration des Laserstrahls und damit Erzeugung des Plasmas notwendigen Linsensystems, der Verschmutzung des Lasersystems durch den Verbrennungsvorgang in der Brennkammer und die Auswirkungen der zeitlichen Ungenauigkeit des Zündvorgangs im 100 μs -Bereich, notwendig.

Anhang

Matlab-Programm zur Berechnung der Laserstab-Parameter

```

1  function [] = OptFixE()
2  %basierend auf
3  %John J. Degnan, Optimization of Passively Q-Switched Lasers,
4  % IEEE J. Quantum Electronics, Vol 31, No 11, Nov 1995
5  %X. Zhang, S. Zhao, Q. Wang, Q. Zhang, L. Sun, S. Zhang,
6  % Optimization of Cr4+-Doped Saturable-Absorber Q-Switched Lasers,
7  % IEEE J. Quantum Electronics, Vol 33, No 12, Dec 1997
8
9
10 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
11 %Variablen-Definitionen
12
13 lambda=1064e-9;      %m      Laserwellenlänge
14 c0=299792458;        %m/s     Vakuum-Lichtgeschwindigkeit
15 h=6.62606896e-34;    %Js      Plancksches Wirkungsquantum
16 n1=1.82;             %        Brechungsindex YAG
17
18 hf = h*c0/lambda;    %J        Photonenenergie
19 c = 1e2*c0/n1;       %cm/s     Lichtgeschwindigkeit des Lasermaterials
20
21 Na=2.7e18;           %1/cm3    Cr4+ - Ionenkonzentration Absorber
22 sigma=5.8e-19;        %cm2      Wirkungsquerschnitt Nd:YAG
23 sigmaA0=3.2e-18;      %cm2      Wirkungsquerschnitt Absorber
24 sigmaA1=4.5e-19;      %cm2      Wirkungsquerschnitt ESA des Absorbers
25
26 qR = sigmaA0/sigma;
27 qA = sigmaA1/sigmaA0;
28
29 L = 0.05;            %        Interne Resonatorverluste 5%
30
31 Esoll = 0.1;          %J        gewünschte Ausgang-Impulsenergie 100mJ
32
33
34 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
35 %Parameter-Definitionen
36
37 z = 1:0.1:1000;      %        z=g0/alphaL
38
39 l=[3,5,7,10,15,20]'; %cm      Länge des Laserstabs / Laserresonator
40 A=(0.025:.01:10)';   %cm2     Querschnitt des Laserstab
41
42 xopt=zeros(size(z)); %        Inversionsreduktion x = DeltaNf / DeltaNi
43 aR_ =zeros(size(z)); %        Auskopplungsverluste aR_ = alphaR / g0
44 aA_ =zeros(size(z)); %        Absorberverluste aA_ = alphaA / g0
45 nmaxi=zeros(size(z)); % nmax/ni; nmax: Inversion bei max. Photonendichte
46
47
48 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
49 %Optimierung des gütegeschalteten Lasers
50
51 options = optimset('Display','off','TolX',1e-6);
52
53 for m=1:length(z)
54     xopt(1,m) = fzero(@(x) 1/x*(1-x-(1-x^qR)/qR)/(-log(x)-(1-x^qR)/qR)+log(x)*((-1+(x^qR-1)))/(-log(x)-(1-x^qR)/qR)-(1-x-(1-x^qR)/qR)*(-1/x+(x^(qR-1)))/((-log(x)-(1-x^qR)

```



```

    )/qR)^2))-(qA+(1-qA)/z(1,m))/x , 0.9 ,options);
55   aR_(1,m) = 1/(1-qA)*(1-xopt(1,m)-(1-xopt(1,m)^qR)/qR)/(-log(xopt(1,m))-(1-xopt(1,m)^
      qR)/qR)-(qA/(1-qA)+1/z(1,m));
56   aA_(1,m) = 1-aR_(1,m)-1/z(1,m);
57
58   nmaxi(1,m)= fzero(@(x) (1-qA)*aA_(1,m)*x^qR+qA*aA_(1,m)+aR_(1,m)+1/z(1,m)-x , aR_(1,m)
      )+1/z(1,m) , options);
59 end
60
61 %Ausgangsenergie
62 Emax_ = -abs(aR_).*log(xopt);           %Emax_ = Emax / Esc
63 %Esc   = A*l*hf/sigma*alphaL*z         Esc   = A*hf*L/2sigmaNd*z
64 Emax = Emax_*hf*L/(2*sigma).*z;         %Emax/A
65
66 %maximale Photonendichte
67 ni=L./(2*sigma*l)*z;                   %Ni(z)
68 phimax=ni.*(ones(size(l))*(1-nmaxi-((1-qA)*aA_/qR).*(1-nmaxi.^qR)+(qA*aA_+aR_+1./z)).*log(
      nmaxi)));
69
70
71 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
72 %Speicher für Lösung bei Emax=Esoll
73 zsoll=zeros(size(A));                  %z(A) bei Emax=Esoll
74 phimaxsoll=zeros(length(A),length(l));
75 aR_soll=zeros(size(A));                 %alphaR / g0 bei Emax=Esoll
76 aA_soll=zeros(size(A));                 %alphaA / g0 bei Emax=Esoll
77
78 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
79 %Suchen der Lösung für Emax=Esoll
80
81 for m=1:length(A) %alle Querschnitte A
82   n=find(Emax*A(m,1)>=Esoll,1,'first'); %1.Index bei dem Emax>=Esoll
83   if ~isempty(n)
84     zsoll(m,1)=z(1,n);
85     phimaxsoll(m,:)=phimax(:,n)';
86     aR_soll(m,1)=aR_(1,n);
87     aA_soll(m,1)=aA_(1,n);
88   else %kein Emax>=Esoll gefunden
89     Emax(1,end)*A(m,1) %#ok<NOPRT>
90     n %#ok<NOPRT>
91     pause
92     return
93   end
94 end
95
96 %Anfangs-Inversion
97 ni=L./(2*sigma*l)*zsoll';              %Ni(A,l)
98 %Extraktionswirkungsgrad
99 etaE=Esoll./(ni*hf.*(l*A')));          %etaE(A) = Esoll / Estore(A)
100 %maximale Ausgangsleistung
101 pmax=(c*hf*l*A').*(ones(size(l))*aR_soll'*sigma.*ni).*phimaxsoll';
102
103 %optimale Reflektivität des Ausgangsspiegels
104 R=exp(-2*sigma*ni.*(l*aR_soll'))); %R(A)
105 %optimale Kleinsignal-Transmittivität des Absorbers
106 T0=exp(-sigma*ni.*(l*aA_soll'))); %TA0(A)
107 %optimale Absorberlänge
108 lA=ni.*(l*aA_soll')/(qR*Na);           %lA(A)

```

Matlab-Programm zur Berechnung der Temperaturcharakteristik

```

1  function [] = neuTemp()
2  %basierend auf
3  %A. Rapaport, S. Zhao, G. Xiao, A. Howard, M. Bass, Temperature dependence
4  %  of the 1.06- $\mu$ m stimulated emission cross section of neodymium in YAG
5  %  and in GSGG, Applied Optics, Vol 41, Nov 2002; 7052–7057
6  %M. Bass, L. S. Weichman, S. Vigil, B. K. Briceen,
7  %  The Temperature Dependence of Doped Solid-State Lasers,
8  %  IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol 39, Juni 2003; 741–748
9  %X. Zhang, S. Zhao, Q. Wang, Q. Zhang, L. Sun, S. Zhang,
10 %  Optimization of Cr4+-Doped Saturable-Absorber Q-Switched Lasers,
11 %  IEEE J. Quantum Electronics, Vol 33, N0 12, Dec 1997
12
13
14 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
15 %Variablen-Definitionen
16
17 lambda = 1064e-9;      %m      Laserwellenlänge
18 c0 = 299792458;      %m/s     Lichtgeschwindigkeit
19 h = 6.62606896e-34;   %Js      Plancksches Wirkungsquantum
20 n1 = 1.82;            %        Brechungsindex YAG
21
22 hf = h*c0/lambda;     %J        Photonenenergie
23 c = 1e2*c0/n1;        %cm/s    Lichtgeschwindigkeit des Lasermaterials
24
25 sigmaNd = 5.8e-19;     %cm2    Wirkungsquerschnitt Nd:YAG bei 20 C
26 sigmaA0 = 3.2e-18;     %cm2    Wirkungsquerschnitt Absorber
27 sigmaA1 = 4.5e-19;     %cm2    Wirkungsquerschnitt ESA des Absorbers
28 sDelta = -9.33e-22;    %cm2/K  Änderung des Wirkungsquerschnitts
29
30 L = 0.05;              %        Interne Resonatorverluste 5%
31 l = 7;                 %cm      Resonatorlänge = Laserstablänge
32 A = 0.6^2*pi/4;        %cm2    Querschnitt des Laserstabs
33
34
35 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
36 %Parameter-Definitionen
37
38 R = (0.2:0.1:0.5)';    %        Reflektivität des Ausgangsspiegels
39 T0 = (0.2:0.1:0.5)';   %        Kleinsignal-Transmittivität des Absorbers
40
41 Temp = -40:250;        % C      Laserstab-Temperatur
42 sigma=sigmaNd+sDelta*(Temp-20); %cm2    Wirkungsquerschnitt Nd:YAG (Temp)
43
44 aA = -log(T0)/l;        %1/cm    Kleinsignalverluste des Absorbers
45 aR = -log(R)/(2*l);     %1/cm    Auskopplungsverluste des Resonator
46 aL = L/(2*l);           %1/cm    interne Verluste des Resonator
47 g0 = aA+aR+aL;          %1/cm    Kleinsignalverstärkungskoeffizient
48
49 qA = sigmaA1/sigmaA0;
50 qR = sigmaA0./sigma;
51
52
53 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
54 %Berechnung der Temperaturabhängigkeit
55
56 Ni = g0*(1./sigma);     %1/cm3 Startinversion vor Laserimpuls
57 Nf = zeros(size(Ni));   %1/cm3 Endinversion nach Laserimpuls
58 Nmax=zeros(size(Ni));   %1/cm3 Inversion bei max. Photonendichte

```

```

59
60 options = optimset('Display','off','TolX',1e-6);
61 for m=1:length(R)
62     for n=1:length(Temp)
63         Nf(m,n) = fzero(@(x) Ni(m,n)-x-(1-qA)*aA(m,1)/sigmaA0*(1-(x/Ni(m,n))^qR(1,n))+(qA
        *aA(m,1)+aR(m,1)+aL)/sigma(1,n)*log(x/Ni(m,n)), Ni(m,n)/5, options);
64         Nmax(m,n)=fzero(@(x) x-(1-qA)*aA(m,1)/g0(m,1)*(x^qR(1,n))-(qA*aA(m,1)+aR(m,1)+aL)
        /g0(m,1), 0.5, options);
65     end
66 end
67 Nmax = Nmax.*Ni;
68 phimax = Ni-Nmax-(1-qA)*aA/sigmaA0*ones(size(Temp)).*(1-(Nmax./Ni).^(ones(size(R))*qR))+
        qA*aA+aR+aL)*(1./sigma).*log(Nmax./Ni);
69
70 Pmax = c*phimax.*(aR*ones(size(Temp))*A*l*hf); %W max. Ausgangsleistung
71 E = -aR*A*l*hf*(1./sigma).*log(Nf./Ni); %J Ausgangsenergie
72 etaE = E./(Ni*hf*l*A); % Energie-Extraktionseffizienz

```

Abbildungsverzeichnis

1	Funktionsweise und Aufbau des Lasersystems	5
2	Emissionsspektrum von Nd:YAG	7
3	Verlauf eines gütegeschalteten Laserimpulses	8
4	Funktionsweise eines nicht-idealen passiven Güteschalters	9
5	Berechnete maximale normierte Impulsenergie $E_{\max}$ des gütegeschalteten Lasers	17
6	Berechnung der optimierten Laserstab-Parameter	23
7	Berechnete Extraktionseffizienz bei einer Impulsenergie von 100 mJ	24
8	Berechnete Startinversion bei einer Impulsenergie von 100 mJ	25
9	Berechnete optimale Reflektivität und Transmittivität	25
10	Berechnete optimale Absorberlänge	26
11	Berechnete maximale Ausgangsleistung	27
12	Berechnete Impulsdauer bei einer Impulsenergie von 100 mJ	27
13	Berechnung der Temperaturabhängigkeit des Laserimpulses	28
14	Berechnete Startinversion ΔN_i des Laserresonator in Abhängigkeit der Temperatur	29
15	Berechnete Impulsenergie des Lasers in Abhängigkeit der Temperatur	29
16	Berechnete Extraktionseffizienz des Laserresonator in Abhängigkeit der Temperatur	30
17	Berechnete max. Leistung und Impulsdauer in Abhängigkeit der Temperatur . .	30
18	Energietransfer im Lasersystem	34
19	Absorptionsspektrum von Nd:YAG	34
20	Wirkungsgrad der Lasercavity	35
21	Pumpstrahlungsverteilung im Laserstab	36
22	Theoretischer Absorptionswirkungsgrad	37
23	Emissionsspektrum einer Xenon-Bogenlampe	38
24	Emissionsspektrum einer Krypton-Bogenlampe	38
25	Triggerkurve einer Bogenlampe	40
26	Externe Triggerung einer Bogenlampe	42
27	Foto der Lasercavity	45
28	Schnittzeichnung der Aluminiumcavity	46
29	Berechneter normierter Lampenstrom i bei verschiedenen Dämpfungsfaktoren α_D	50
30	Berechneter Verlauf des Lampenstroms $I(t)$	52
31	Zusammenhang zwischen Bogenlampenleistung P_0 und Lampenstrom I	52
32	Lampenkreis des Netzteils	53
33	Triggerkreis des Netzteils	54
34	Schaltungslogik des Netzteils	55

35	Widerstand der Bogenlampe	59
36	Berechneter Lampenstrom $I(t)$ bei verschiedenen Verbindungslängen l_V ($E_o = 60$ J)	61
37	Berechneter Lampenstrom $I(t)$ bei verschiedenen Verbindungslängen l_V ($E_o = 30, 100$ J)	61
38	Berechnete Lampenenergie bei verschiedenen Verbindungslängen l_V ($E_o = 60$ J)	62
39	Berechnete Lampenenergie bei verschiedenen Verbindungslängen l_V ($E_o = 30/100$ J)	62
40	Theoretischer minimaler Wirkungsgrad η_V	63
41	Gemessene Lampenimpulsrate	69
42	Geöffnete Lasercavity	70
43	Gemessene Laserimpulsenergie E des Laserstabs mit $R = 0.5$ und $R = 0.4$	72
44	Gemessene Laserimpulsenergie E des Laserstabs mit $R = 0.3$ und $R = 0.2$	72
45	Gemessener zeitlicher Verlauf des Laserimpulses	73
46	Gemessener zeitlicher Verlauf der Lampenspannung U_o	74
47	Zeitlicher Verlauf der Lampenspannung U_o und des Lichtblitzes der Bogenlampe	74
48	Gemessene minimale Lampenimpulsenergie E_o bei verwenden des Laserstabs mit $R = 0.5$ und $R = 0.4$	75
49	Gemessene minimale Lampenimpulsenergie E_o bei verwenden des Laserstabs mit $R = 0.3$ und $R = 0.2$	75
50	Gemessener Wirkungsgrad des Lasersystems mit $R = 0.5$ und $R = 0.4$	76
51	Gemessener Wirkungsgrad des Lasersystems mit $R = 0.3$ und $R = 0.2$	76
52	Gemessene Lampenimpulsenergie des Laserstabs mit $R = 0.5$ und $R = 0.4$	77
53	Gemessene Lampenimpulsenergie des Laserstabs mit $R = 0.3$ und $R = 0.2$	78
54	Gemessener Zeitverlauf der Cavitytemperaturen	78
55	Gemessener zeitlicher Verlauf der Ausgangsenergie E des Lasers bei konstanter Pumpenergie E_o	79

Tabellenverzeichnis

1	Mechanische und thermische Eigenschaften von YAG	6
2	Optische Eigenschaften von Nd:YAG	6
3	Wichtige Laserstab-Parameter	22
4	Skalierung der Ausgangsgrößen des passiv gütegeschalteten Lasers	32
5	Berechnungsfaktoren einiger ausgewählter Quarzglassorten	42
6	Kühlanforderungen der Bogenlampe	43
7	Bauelemente des Netzteils	56
8	Bauelemente - Fortsetzung	57
9	Internationale Umweltklassen	68
10	Verwendete Messgeräte	71

Symbolverzeichnis

Symbol	Beschreibung
a'	Nicht-reflektierender Flächenanteil der Lasercavity-Innenseite
A	Querschnitt des Laserresonator / Laserstabs
A_L	Quarzglasoberfläche der Bogenlampe im Bereich des Lichtbogens
A_s	Querschnitt der betrachteten Zylinderspule
A_{stab}	Laterale Oberfläche des Laserstabes
A_V	Leiterquerschnitt der Verbindung zwischen Netzteil und Bogenlampe
c	Lichtgeschwindigkeit in YAG
c_0	Vakuumlichtgeschwindigkeit $c_0 = 299\,792\,458$ m/s
C'	Kapazitätsbelag der betrachteten Leitung
C_o	Kapazität des Lampenkreises (Pulse Forming Network)
d_0	Drahtdurchmesser der betrachteten Leitung
d_1	Innendurchmesser des äußeren Leiters der betrachteten Koaxialleitung
d_2	Drahtabstand der betrachteten Doppelleitung
d_L	Durchmesser der Bogenlampe
d_s	Durchmesser der betrachteten Zylinderspule
D	Gasdruck des Füllgases der Bogenlampe (in Torr)
E	Impulsenergie des Lasers
E_{ex}	Explosionsenergie der Bogenlampe
E_{ges}	Im Resonator zur Bildung des Laserimpulses gespeicherte Energie
E_{max}	Impulsenergie des optimierten Lasers
E_o	Energie des der Bogenlampe zugeführten elektrischen Impulses
E_{sat}	Sättigungsenergie des Absorbers
E_{sc}	Skalierungsgröße der Impulsenergie E
E_{soll}	Gewünschte Ausgangsenergie des Lasers
f_1	Besetzungswahrscheinlichkeit der Boltzmann-Statistik für das untere Laserband
f_2	Besetzungswahrscheinlichkeit der Boltzmann-Statistik für das obere Laserband
f_o	Impulsrate der Lampenimpulse
g_0	Kleinsignalverstärkungskoeffizient des Lasermediums
h	Plancksches Wirkungsquantum $h = 6.62606896 \cdot 10^{-34}$ Js
h_{th}	Wärmeübergangskoeffizient
H_s	Parameter zur Berechnung der maximal umsetzbaren Wärmeleistung P_{th}
i	Normierter Strom durch die Bogenlampe
I	Momentan durch die Bogenlampe fließender Strom
I_{max}	Maximale Strom durch die Bogenlampe
$k_{\Delta N}$	Inversionsreduktionsfaktor des Laserübergangs
k_c	Wärmeleitfähigkeit bzw. Wärmeleitzahl des betrachteten Materials
K_0	Impedanzparameter der Bogenlampe
K_{ex}	Explosionskonstante der Bogenlampe
K_G	Von der Art des Füllgases der Bogenlampe abhängige Konstante

Symbol	Beschreibung
L	Interne Verluste des Laserresonator
L'	Induktivitätsbelag der betrachteten Leitung
L_o	Induktivität des Pulse Forming Network (Lampenkreises)
l	Länge des Lasermediums / Laserresonator
l_A	Länge des sättigbaren Absorbers
l_B	Bogenlänge der Bogenlampe
l_{Cu}	Länge des Kupferdrahtes der betrachteten Spule
l_s	Länge der betrachteten Zylinderspule
l_V	Leitungslänge der Verbindung Netzteil-Bogenlampe
m	Anzahl der Wicklungen der betrachteten Spule
M	Lebensdauer der Bogenlampe in Anzahl Impulse
n_1	Brechungsindex von Nd^{3+} : YAG bzw. Cr^{4+} : YAG
ΔN	Momentane Besetzungsinversion des Lasermediums
ΔN_f	Endwert der Inversion des Lasermediums nach dem Laserimpuls
ΔN_i	Initialwert der Inversion des Lasermediums zu Beginn des Laserimpulses
ΔN_ϕ	Inversionsdichte des Lasermediums bei der maximalen mittleren Photonendichte ϕ
N_1	Besetzungsdichte des unteren Laserniveaus
N_2	Besetzungsdichte des oberen Laserniveaus
N_A	Anfangsbesetzungsdichte des Grundniveaus des sättigbaren Absorbers / Cr^{4+} -Konzentration des Absorbers
$N_{A,1}$	Besetzungsdichte des Grundniveaus des sättigbaren Absorbers
$N_{A,2}$	Besetzungsdichte des oberen Absorberniveaus
N_o	Besetzungsdichte des oberen Laserniveauband
N_u	Besetzungsdichte des unteren Laserniveauband
P	Momentane Ausgangsleistung des Lasers
P_{max}	Maximale Ausgangsleistung des Lasers
P_o	Momentan der Bogenlampe zugeführte elektrische Leistung
$\overline{P_o}$	Mittlere der Bogenlampe zugeführte elektrische Leistung
P_{th}	Im Laserstab generierte Wärmeleistung
q_A	(Logarithmische) Transmissionserhöhung des Absorbers $q_A = \ln(T_{A,max})/\ln(T_{A,0})$
q_R	Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von Absorber und Lasermedium $q_R = \sigma/\sigma_{A,0}$
Q_{th}	Im Laserstab umgesetzte Wärmeenergie pro Volumen
r	Variable für den Radius
r_{stab}	Radius des Laserstabes
R	Reflektivität des Laserresonator-Ausgangsspiegels
R_{cavity}	Reflektivität der Innenseite der Lasercavity
R_{stab}	Reflektivität der lateralen Oberfläche des Laserstabes
R'	Widerstandsbelag der betrachteten Leitung
R_{lampe}	Stark vom Lampenstrom I abhängiger ohmscher Widerstand der Bogenlampe
R_{L_o}	Serieller Widerstand der Induktivität L_o
R_V	Gesamter ohmscher Widerstand der Verbindung zwischen Netzteil und Bogenlampe

Symbol	Beschreibung
t	Zeitvariable
t'	Auf die Zeitkonstante t_o normierte Zeitvariable
t_L	FWHM-Impulsdauer des elektrischen Impulses der Bogenlampe
t_o	Zeitkonstante des Pulse Forming Network (Lampenkreises)
t_p	FWHM Laserausgangsimpulsdauer
$T_{A,0}$	Kleinsignaltransmittivität des sättigbaren Absorbers (ungesättigt)
$T_{A,max}$	Maximale Transmittivität des Güteschalters (vollständig gesättigt)
U	Momentan an der Bogenlampe anliegende Spannung
U_F	Dioden-Vorwärtsspannung
$U_{in,pp}$	Spitze-Spitze-Wert der Eingangsspannung der betrachteten Kaskade
U_o	Spannung am Lampenkreis-Kondensator C_o
U_{trig}	Spannung am Kondensator des Triggerkreises
z	Auf die internen Verluste bezogene Kleinsignalverstärkung des Lasers $z = g_o/\alpha_L$
α_A	Verteilter Verlustkoeffizient der sättigbare Verluste des Absorbers
α_D	Dämpfungsfaktor des Lampen-Schwingkreises (Pulse Forming Network)
α_L	Verteilter Verlustkoeffizient der internen Verluste des Laserresonator
α_p	Mittlerer Absorptionskoeffizient des Lasermediums im Bereich der Pumpstrahlung
α_R	Verteilter Verlustkoeffizient der Auskopplungsverluste des Laserresonator
β_1	Linearer Temperaturkoeffizient des spezifischen Widerstandes
β_2	Quadratischer Temperaturkoeffizient des spezifischen Widerstandes
γ_{th}	Thermischer Belastungsfaktor
δ	Eindringtiefe
ε_0	Elektrische Feldkonstante (Vakuumpermittivität), $\varepsilon_0 = 8.8542 \cdot 10^{-12} \frac{As}{Vm}$
ε_r	Dielektrizitätszahl (relative Permittivität), $\varepsilon_r = \varepsilon/\varepsilon_0$
η	Gesamtwirkungsgrad des Lasersystems
η_A	Wirkungsgrad der Absorption der Pumpstrahlung im Lasermedium
η_E	Energieextraktionseffizienz des gütegeschalteten Lasers
η_{op}	Durch optische Verluste verursachte Minderung des Transferwirkungsgrads η_T
η_P	Konversionswirkungsgrad der Bogenlampe (elek. Energie zu nützlicher Pumpstrahlung)
η_T	Transferwirkungsgrad der Pumpstrahlung (Bogenlampe zu Lasermedium)
η_V	Wirkungsgrad der Verbindung Netzteil-Bogenlampe
ϑ	Temperaturvariable
ϑ_A	Umgebungstemperatur
ϑ_{cavity}	Innentemperatur der Lasercavity
ϑ_0	Bezugstemperatur
λ_0	Laserwellenlänge $\lambda_0 = 1064 \text{ nm}$
μ_0	Magnetische Feldkonstante (Vakuumpermeabilität), $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Vs}{Am}$
ν	Laserfrequenz $\nu = c_0/\lambda_0 = 2.8176 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$
π	Kreiszahl, $\pi = 3.14159...$
ρ	Spezifischer Widerstand

Symbol	Beschreibung
σ	Wirkungsquerschnitt des Lasermediums bei der Laserwellenlänge
$\sigma_{A,1}$	Wirkungsquerschnitt des oberen Elektronenübergangs des Absorbers
$\sigma_{A,0}$	Wirkungsquerschnitt des unteren Elektronenübergangs des Absorbers
τ	Spontane Lebensdauer des oberen Laserniveaus des Lasermediums Nd:YAG
τ_1	Relaxationszeitkonstante des unteren Laserniveaus
τ_2	Relaxationszeitkonstante des oberen Laserniveaus
τ_T	Thermalisierungszeitkonstanten der verwendeten Lasersubniveaus
ϕ	Mittlere Photonendichte im Laserresonator
ω_o	Kennkreisfrequenz des PFN-Schwingkreises

Literatur

- [1] Walter Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, Springer, Berlin 1999; 28-31, 34-38, 46-52, 98-110, 301-304, 378-390, 469-474, 507-514
- [2] Alphan Sennaroglu, *Solid-State Lasers and Applications*, CRC Press, Boca Raton 2007; S38-40
- [3] P. Yankov, *Cr⁴⁺:YAG Q-switching of Nd: host laser oscillators*, Journal of Physics D: Applied Physics 27, 1994; 1118-1120
- [4] William G. Wagner, Bela A. Lengyel, *Evolution of the Giant Pulse in a Laser*, Journal of Applied Physics, Vol 34, Juli 1963; 2040-2046
- [5] J. E. Midwinter, *The theory of Q-switching applied to slow switching and pulse shaping for solid state lasers*, British Journal of Applied Physics, Vol 16, 1965; 1125-1133
- [6] A. Szabo, R. A. Stein, *Theory of Laser Giant Pulsing by a Saturable Absorber*, Journal of Applied Physics, Vol 36, Mai 1965; 1562-1566
- [7] L. E. Erickson, A. Szabo, *Effects of Saturable Absorber Lifetime on the Performance of Giant-Pulse Lasers*, Journal of Applied Physics, Vol 37, Dezember 1966; 4953-4961
- [8] Yehoshua Kalisky, Ofra Kalisky, Milan R. Kokta, *Passively Q-switched diode-pumped Nd : YAG and Nd : YVO₄ using (Cr⁴⁺, Ca²⁺) : YAG and (Cr⁴⁺, Mg²⁺) : YAG saturable absorbers*, Optical Materials 30, 2008; 1775-1780
- [9] V. Lupei, A. Lupei, S. Georgescu, T. Taira, Y. Sato, A. Ikesue, *The effect of Nd concentration on the spectroscopic and emission decay properties of highly doped Nd:YAG ceramics*, Physical Review B, Vol 64, August 2001; 092102
- [10] Y. Mao, P. Ceng, F. Gan, *Concentration and Temperature Dependence of Spectroscopic Properties of Highly-Doped Nd:YAG Crystal Grown by Temperature Gradient Technique (TGT)*, Physica Status Solidi (A), Vol 193-2, September 2002; 329-337
- [11] John J. Degnan, *Theory of the Optimally Coupled Q-Switched Laser*, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol 25, February 1989; 214-220
- [12] John J. Degnan, D. Barry Coyle, Richard B. Kay, *Effects of Thermalization on Q-Switched Laser Properties*, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol 34, Mai 1998; 887-898
- [13] Georg A. Reider, *Photonik - Eine Einführung in die Grundlagen*, Springer, Wien 2005; 220, 254ff, 270ff, 297ff
- [14] John J. Degnan, *Optimization of Passively Q-Switched Lasers*, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol 31, November 1995; 1890-1901
- [15] Guoha Xiao, Michael Bass, *A Generalized Model for Passively Q-Switched Lasers Including Excited State Absorption in the Saturable Absorber*, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol 33, Jänner 1997; 41-44

- [16] Xingyu Zhang, Shengzhi Zhao, Qingpu Wang, Qidi Zhang, Lianke Sun, Shaojun Zhang, *Optimization of Cr^{4+} -Doped Saturable-Absorber Q-Switched Lasers*, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol 33, Dezember 1997; 2286-2294
- [17] Falgun D. Patel, Raymond J. Beach, *New Formalism for the Analysis of Passively Q-Switched Laser Systems*, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol 37, Mai 2001; 707-715
- [18] W. Koechner, M. Bass, *Solid-State Lasers: A Graduate Text*, Springer, New York 2003; 245-265
- [19] A. Lucianetti, Th. Graf, R. Weber, H. P. Weber, *Thermo-optical Properties of Transversely Pumped Composite YAG Rods with a Nd-Doped Core*, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol 36, Feb 2002; 220-227
- [20] R. Weber, M. Mac Donald, M. B. Roos, H. P. Weber, *Cooling Schemes for Longitudinally Diode Laser-Pumped Nd:YAG Rods*, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol 36, Juni 1998; 1046-1053
- [21] H. J. Eichler, A. Haase, R. Menzel, A. Siemoneit, *Thermal lensing and depolarization in a highly pumped Nd:YAG laser amplifier*, Journal of Physics D: Applied Physics, Vol 26, Nov 1993; 1884-1891
- [22] A. Rapaport, S. Zhao, G. Xiao, A. Howard, M. Bass, *Temperature dependence of the 1.06- μm stimulated emission cross section of neodymium in YAG and in GSGG*, Applied Optics, Vol 41, Nov 2002; 7052-7057
- [23] M. Bass, L. S. Weichman, S. Vigil, B. K. Briceen, *The Temperature Dependence of Nd^{3+} Doped Solid-State Lasers*, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol 39, Juni 2003; 741-748
- [24] Heraeus Noblelight Limited, *The lamp book - The Heraeus Noblelight technical reference book for arc and flash lamps*, Heraeus Noblelight Limited, Cambridge
- [25] Orazio Svelto, *Principles of Lasers, Third Edition*, Plenum Press, New York 1989; 15-25, 91-111
- [26] M A Cayless, A M Marsden, *Lamps and Lighting, Third Edition*, Thorn EMI Lighting Ltd, 1983; 103-114, 123-137, 255-259
- [27] <http://de.wikipedia.org/wiki/Quarzglas>, November 2010
- [28] [http://de.wikipedia.org/wiki/Solarisation_\(Glas\)](http://de.wikipedia.org/wiki/Solarisation_(Glas)), November 2010
- [29] Werner Schatt, Hartmut Worch, *Werkstoffwissenschaften*, Wiley-VCH Verlag, Weinheim 2003; 156
- [30] PerkinElmer, *QXF528 datasheet*, PerkinElmer, Cambridge 2007
- [31] O-Ring Division Europe, *O-Ring Handbuch, O-Ring Handbook*, Parker Hannifin, Pleidelsheim 2007; 2, 148ff

- [32] J. P. Markiewicz, J. L. Emmett, *Design of Flashlamp Driving Circuits*, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol 2, November 1966; 707-711
- [33] Société des Composants Record, *Discharge capacitors*, Société des Composants Record, Montierchaume
- [34] <http://www.voltagemultipliers.com/html/multdesign.html>, Oktober 2009
- [35] Antonius Lipsmeier, Adolf Teml, *Friedrich Tabellenbuch Elektrotechnik Elektronik*, Ferd. Dümmler, Bonn 1998
- [36] Adalbert Prechtel, *Vorlesung über die Grundlagen der Elektrotechnik Band2*, Springer, Wien 1995; 50ff, 113ff
- [37] Adalbert Prechtel, *Vorlesung über die Grundlagen der Elektrotechnik, Band1*, Springer, Wien 1994; 247f
- [38] http://www.telemeter.info/documents/content/8_ksg/PTFE-Kabel_und_Litzen/koaxkabel.pdf, August 2010
- [39] Ulrich Leute, *Kunststoffe und EMV*, expert verlag, Renningen 2006; 3
- [40] Adolf J. Schwab, Wolfgang Kürner, *Elektromagnetische Verträglichkeit*, Springer, Berlin, Heidelberg 2007; 1ff, 195ff, 233ff
- [41] Joachim Franz, *EMV - Störungssicherer Aufbau elektronischer Schaltungen*, Teubner Verlag, Wiesbaden 2005
- [42] W. Kleine-Beek / LBA, D. Jaeger / DASA, *Elektromagnetische Störumwelt für Flugzeuge, Elektromagnetische Verträglichkeit / EMV '94*, 4. Int. Fachmesse und Kongress für Elektromagnetische Verträglichkeit; vde-verlag, Berlin Offenbach 1994; 633-642