





Laser in der Materialbearbeitung  
Forschungsberichte des IFSW

S.-S. Beyertt  
Quantenfilm-Pumpen zur  
Leistungskalierung von  
Halbleiter-Scheibenlasern

# **Laser in der Materialbearbeitung**

## **Forschungsberichte des IFSW**

Herausgegeben von  
Prof. Dr. phil. nat. habil. Thomas Graf, Universität Stuttgart  
Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW)

Das Strahlwerkzeug Laser gewinnt zunehmende Bedeutung für die industrielle Fertigung. Einhergehend mit seiner Akzeptanz und Verbreitung wachsen die Anforderungen bezüglich Effizienz und Qualität an die Geräte selbst wie auch an die Bearbeitungsprozesse. Gleichzeitig werden immer neue Anwendungsfelder erschlossen. In diesem Zusammenhang auftretende wissenschaftliche und technische Problemstellungen können nur in partnerschaftlicher Zusammenarbeit zwischen Industrie und Forschungsinstituten bewältigt werden.

Das 1986 gegründete Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart (IFSW) beschäftigt sich unter verschiedenen Aspekten und in vielfältiger Form mit dem Laser als einem Werkzeug. Wesentliche Schwerpunkte bilden die Weiterentwicklung von Strahlquellen, optischen Elementen zur Strahlführung und Strahlformung, Komponenten zur Prozessdurchführung und die Optimierung der Bearbeitungsverfahren. Die Arbeiten umfassen den Bereich von physikalischen Grundlagen über anwendungsorientierte Aufgabenstellungen bis hin zu praxisnaher Auftragsforschung.

Die Buchreihe „Laser in der Materialbearbeitung – Forschungsberichte des IFSW“ soll einen in der Industrie wie in Forschungsinstituten tätigen Interessentenkreis über abgeschlossene Forschungsarbeiten, Themenschwerpunkte und Dissertationen informieren. Studenten soll die Möglichkeit der Wissensvertiefung gegeben werden.

# **Quantenfilm-Pumpen zur Leistungskalierung von Halbleiter-Scheibenlasern**

von Dr.-Ing. Svent-Simon Beyertt  
Universität Stuttgart



Herbert Utz Verlag · Wissenschaft  
München

Als Dissertation genehmigt  
von der Fakultät für Konstruktions-, Produktions- und Fahrzeugtechnik  
der Universität Stuttgart

Hauptberichter: Prof. Dr. phil. nat. habil. Thomas Graf  
Mitberichter: Prof. Dr. Peter Unger

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek  
Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation  
in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische  
Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

Zugleich: Dissertation, Stuttgart, Univ., 2010

D 93

Dieses Werk ist urheberrechtlich geschützt. Die dadurch  
begründeten Rechte, insbesondere die der Übersetzung,  
des Nachdrucks, der Entnahme von Abbildungen, der  
Wiedergabe auf fotomechanischem oder ähnlichem  
Wege und der Speicherung in Datenverarbeitungs-  
anlagen bleiben – auch bei nur auszugsweiser Verwen-  
dung – vorbehalten.

Copyright © Herbert Utz Verlag GmbH 2011

ISBN 978-3-8316-4051-5

Printed in Germany

Herbert Utz Verlag GmbH, München  
Tel.: 089-277791-00 · [www.utzverlag.de](http://www.utzverlag.de)

# Inhaltsverzeichnis

<b>Inhaltsverzeichnis .....</b>	<b>1</b>
<b>Symbolverzeichnis.....</b>	<b>3</b>
<b>Kurzfassung.....</b>	<b>9</b>
<b>Extended Abstract .....</b>	<b>12</b>
<b>1 Einleitung.....</b>	<b>17</b>
1.1 Hintergrund und Zielsetzung.....	17
1.2 Struktur der Arbeit.....	19
<b>2 Stand der Technik.....</b>	<b>20</b>
2.1 Aufbau des Halbleiter-Scheibenlasers.....	20
2.2 Absorption und Verstärkung beim Absorber-Pumpen.....	23
2.3 Einfluss der Temperatur .....	27
<b>3 Möglichkeiten zur Leistungssteigerung.....</b>	<b>29</b>
3.1 Kühlung.....	29
3.2 Wärmeeintrag .....	33
3.2.1 Barrierendesign .....	33
3.2.2 Quantenfilm-Pumpen.....	33
3.2.3 Vor- und Nachteile der Methoden .....	34
<b>4 Grundlagen zum Quantenfilm-Pumpen.....</b>	<b>35</b>
4.1 Mehrere Pumpstrahlungsdurchgänge.....	35
4.2 Absorption beim Quantenfilm-Pumpen .....	36
4.3 Optimierung der Proben .....	42
4.3.1 Resonante Absorption.....	42
4.3.2 Einfluss der numerischen Apertur und der Breite des Pumpspektrums ..	47
4.3.3 Transparenzschwelle.....	54
<b>5 Experimenteller Vergleich Quantenfilm- und Absorber-Pumpen .....</b>	<b>60</b>
5.1 Absorptionsverhalten.....	60
5.1.1 Aufbau der Probe .....	61
5.1.2 Aufbau des Experiments .....	62

5.1.3	Ergebnisse .....	64
5.2	Temperaturverhalten .....	66
5.2.1	Aufbau der Probe .....	66
5.2.2	Aufbau des Experiments .....	67
5.2.3	Laserkennlinie .....	68
5.2.4	Temperaturmessung aus Resonanzlinien .....	70
5.2.5	Ergebnisse .....	73
5.3	Leistungsskalierung .....	75
5.3.1	Messaufbau .....	75
5.3.2	Ergebnisse .....	78
<b>6</b>	<b>Experimente mit optimierter Probe.....</b>	<b>80</b>
6.1	Aufbau der Probe .....	80
6.2	Resonante Absorption.....	81
6.3	Laserkennlinien.....	82
<b>7</b>	<b>Bewertung der Ergebnisse Quantenfilm- / Absorber-Pumpen .....</b>	<b>85</b>
<b>8</b>	<b>Ausblick .....</b>	<b>87</b>
	<b>Literaturverzeichnis .....</b>	<b>92</b>
<b>A</b>	<b>Anhang .....</b>	<b>97</b>
A.1	Spektroskopie .....	97
A.1.1	Messaufbau für Photolumineszenz- und Reflexionsmessungen .....	97
A.1.2	Einfluss der Resonanzen auf die Spektren .....	99
A.2	Rekonstruktion des Schichtaufbaus.....	102
A.2.1	$\Gamma$ -, $\Gamma_{RPG}$ - und $\Gamma_{CAV}$ -Funktionen der Proben .....	104
A.2.2	Rekonstruktion der intrinsischen Photolumineszenz .....	108
A.3	Direkte Messung der Wärmeerzeugung .....	110
A.3.1	Messaufbau zur Wärmemessung.....	110
A.3.2	Ergebnisse .....	111
	<b>Danksagung .....</b>	<b>115</b>



# Symbolverzeichnis

Im Folgenden sind die wichtigsten der verwendeten Variablen und Symbole alphabetisch aufgelistet. Für alle Größen wird das Internationale Einheitensystem (SI) als Maßsystem verwendet.

Symbol	Einheit	Beschreibung
$A$	-	Absorptionsgrad
$A_{eff}$	$m^2$	Effektive Querschnittsfläche eines Gausstrahls ( $e^{-2}$ )
$A_{ges}$	-	Effektiver Gesamtabsorptionsgrad
$A_{pump}$	$m^2$	Querschnittsfläche des gepumpten Bereichs
$c$	$m\ s^{-1}$	Vakuum Lichtgeschwindigkeit
$C$	$m^6\ s^{-1}$	Auger-Konstante
$C_1$	s	Fitparameter
$C_2$	s	Fitparameter
$C_3$	$m^2$	Fitparameter
$d$	m	Schichtdicke
$d_{Akt}$	m	Gesamtdicke der aktiven Zone
$d_{QW}$	m	Dicke des Quantenfilms
$d_{SW}$	-	Abstand Pump- zu Laserwellenbauch in Einheiten des Laserwellenbauch-Abstandes
$\vec{E}$	$V\ m^{-1}$	Elektrischer Feldvektor
$E$	$W\ m^{-2}$	Leistungsdichte
$E_{Diode}$	$W\ m^{-2}\ sr^{-1}$	Pumpdiodenleistungsdichte je Raumwinkel
$E_g$	J	Bandlücke
$E_{QW}$	$W\ m^{-2}\ sr^{-1}$	Photolumineszenzleistungsdichte je Raumwinkel
$f$	m	Brennweite der Fokussierlinse
$g_{eff}$	$m^{-1}$	Effektive Verstärkung
$g_{max}$	$m^{-1}$	Maximale intrinsische Verstärkung
$g_{QW}$	$m^{-1}$	Intrinsische Verstärkungskonstante der Quantenfilme
$h$	J s	Planksches Wirkungsquantum

$k$	$m^{-1}$	Betrag des Wellenvektors
$k_{\perp}$	$m^{-1}$	Betrag der Normalkomponente des Wellenvektors
$K$	m	Spiegel-Krümmungsradius
$L$	m	Resonatorlänge
$L_{Kav}$	m	Optische Länge der Halbleiterkavität
$m$	-	Ganze Zahl
$n_{eff}$	-	Effektive Brechzahl der Halbleiterstruktur
$N_{Bauch}$	-	Stehwellenbauchnummer gezählt von der Halbleiteroberfläche
$n_0$	-	Brechzahl des Mediums vor der Halbleiterscheibe
$n_C$	$m^{-2}$	Anzahl der Ladungsträger je Flächeneinheit und Quantenfilm
$n_{C,\alpha}$	$m^{-2}$	Anzahl der Ladungsträger je Flächeneinheit und Quantenfilm bei Transparenz auf der Pumpwellenlänge
$n_{C,g}$	$m^{-2}$	Anzahl der Ladungsträger je Flächeneinheit und Quantenfilm bei Transparenz auf der Laserwellenlänge
$n_{C,Schwelle}$	$m^{-2}$	Anzahl der Ladungsträger je Pumpfläche und Quantenfilm an der Laserschwelle
$N_{Mult}$	-	Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge
$N_{QW}$	-	Anzahl der Quantenfilme
$P_{Diode}$	W	Leistung der Pumpdiode
$P_{M1}$	W	Leistung an Detektor M1
$P_{M2}$	W	Leistung an Detektor M2
$P_{Wärme}$	W	Wärme-Verlustleistung
$Q$	-	Resonatorgüte
$R_{1D/3D}$	-	Quotient aus dem Temperatursprung am Halbleiter und an der Wärmesenke
$R$	-	Reflexionsgrad
$R_1$	-	Reflexionsgrad der Halbleitervorderseite
$R_2$	-	Reflexionsgrad des Bragg-Spiegels
$R_{ext}$	-	Reflexionsgrad des externen Resonatorspiegels
$R_{Opt}$	-	Optimaler Reflexionsgrad der Halbleiteroberfläche

$R_{th}$	$K W^{-1}$	Wärmewiderstand
$T_1$	K	Temperatur in oberer Bohrung
$T_2$	K	Temperatur in unterer Bohrung
$T_A$	-	Auskoppeltransmissionsgrad aus der Multipassoptik
$T_{aktive}$	K	Temperatur der aktiven Zone
$T_E$	-	Einkoppeltransmissionsgrad in die Multipass-Pumpoptik
$T_{ges}$	-	Gesamttransmissionsgrad der Multipass-Pumpoptik mit Probe
$T_{ges,HR}$	-	Gesamttransmissionsgrad der Multipassoptik mit HR-Spiegel
$T_{HR}$	-	Transmissionsgrad des HR-Spiegels
$T_{Kühlwasser}$	K	Temperatur des Kühlwassers
$T_{Oberfläche}$	K	Temperatur der Oberfläche
$T_{Optik}$	-	Mittlerer Transmissionsgrad eines kompletten Durchgangs durch die Multipass-Pumpoptik
$T_{Probe}$	-	Transmissionsgrad der Probe
$T_{Wärmesenke}$	K	Temperatur der Wärmesenke
$V_0$	-	Verlustfaktor pro Durchgang durch die aktive Zone
$w$	m	Gausscher Strahlradius ( $e^{-2}$ )
$w_{Diode}$	m	Gaussbreite der spektralen Verteilung der Pumpstrahlung ( $e^{-2}$ )
$w_{krit}$	m	Kritischer Radius
$w_{NA}$	rad	Gaussbreite der radialen Verteilung der Pumpstrahlung
$WP$	$W m^{-2} sr^{-1}$	Intrinsische Photolumineszenz der Quantenfilme
$z$	-	Ganze Zahl
$\alpha$	rad	Einfallswinkel zur Oberflächen-Normalen
$\alpha'$	rad	Halbleiterinterner Einfallswinkel
$\alpha_{test}$	$m^{-1}$	Test-Absorptionskoeffizient
$\alpha_{QW}$	$m^{-1}$	Absorptionskoeffizient der Quantenfilme

$\alpha_{QW,0}$	$m^{-1}$	Absorptionskoeffizient der Quantenfilme für feste Wellenlänge
$\Gamma$	-	Produkt der Funktionen $\Gamma_{RPG}$ und $\Gamma_{CAV}$
$\Gamma_{CAV}$	-	Relative Feldüberhöhung im Halbleiter
$\Gamma_{RPG}$	-	Mittlere Überlappung der Quantenfilme mit den Stehwellenbäuchen des elektrischen Feldes
$\Delta T_{1D}^{HL}$	K	Temperatursprung über den Halbleiter bei 1D-Wärmeleitung
$\Delta T_{3D}^{WS}$	K	Temperatursprung über die Wärmesenke bei 3D-Wärmeleitung
$\Delta\varphi_{DBR}$	rad	Phasensprung bei Reflexion am Bragg-Spiegel
$\Delta\varphi_{vorn}$	rad	Phasensprung bei Reflexion an der Halbleitervorderseite
$\lambda$	m	Wellenlänge
$\lambda_{Laser}$	m	Wellenlänge der Laserstrahlung
$\lambda_{pump}$	m	Wellenlänge der Pumpstrahlung
$\lambda_{SW}$	m	Periodenlänge der Stehwelle im Halbleiter
$\lambda_{th}$	$W K^{-1} m^{-1}$	Wärmeleitzahl
$\tau$	s	Lebensdauer
$\tau_{rad}$	s	Strahlende Lebensdauer
$\Phi$	W	Wärmestrom

## Abkürzungen

AlAs	Aluminium-Arsenid
AlGaAs	Aluminium-Gallium-Arsenid
AlGaAsP	Aluminium-Gallium-Arsenid-Phosphid
AR	AntiReflexionsschicht
ASE	Verstärkte spontane Emission (englisch: amplified spontaneous emission)
AuSn	Gold-Zinn
B	Barrierenschicht

---

COD	Optische Facettenzerstörung (englisch: <b>catastrophical optical damage</b> )
CuW	Kupfer-Wolfram
DBR	Bragg-Spiegel
FEM	Finite Elemente Modellierung
GaAs	Gallium-Arsenid
GaAsSb	Gallium-Arsenid-Antimonid
GRIN	Gradient-Index-Schicht (englisch : <b>graded index</b> )
HR	Hochreflektierend
InGaAs	Indium-Gallium-Arsenid
InGaP	Indium-Gallium-Phosphid
InGaAlP	Indium-Gallium-Aluminium-Phosphid
LAM	Laseraktives Material
LED	Leuchtdiode (englisch: <b>light-emitting diode</b> )
MBE	Molekularstrahl-Epitaxie (englisch: <b>molecular beam epitaxy</b> )
MOVPE	Metallorganische Gasphasenepitaxie (englisch: <b>metalorganic vapour phase epitaxy</b> )
NA	Numerische Apertur
QW	Quantenfilm (englisch: <b>quantum well</b> )
RPG	Resonant-periodische Verstärkungsstruktur (englisch: <b>resonant periodic gain</b> )
SC	Spannungskompensationsschicht
SiC	Silizium-Carbid
Ti:Sa	Titan:Saphir
VCSEL	Oberflächenemittierende Laserdiode (englisch: <b>vertical-cavity surface-emitting laser</b> )
VECSEL	Oberflächenemittierende Laserdiode mit externem Resonator (englisch: <b>vertical-external-cavity surface-emitting laser</b> )
WL	Passivierungsschicht (englisch: <b>window layer</b> )
Yb:YAG	Ytterbium-Yttrium-Aluminium-Granat



## Kurzfassung

Viele Anwendungen der Medizin- und Displaytechnik benötigen Lasersysteme mit guter Strahlqualität bei immer höherer Leistung. Ein vielversprechender Kandidat hierfür ist der Halbleiter-Scheibenlaser. Das laseraktive Medium besteht aus mehreren Quantenfilmen, die von Barrieren-Schichten umgeben sind, und liegt in Form einer Scheibe vor, welche als End- oder Umlenkspiegel in einem Laser Resonator verwendet wird. Die Anregung erfolgt in der Regel durch optisches Pumpen der Barrieren-Schichten.

Verwendet man die Eigenschaften derzeitiger Mikrokanal Wärmesenken auch für das Kühlen großer Flächen und limitiert die Erwärmung auf 100K, so ergibt sich eine kühlbare Wärmestromdichte von ca.  $0,5 \text{ kWcm}^{-2}$ . Ist eine Skalierung der Ausgangsleistung über die gepumpte Fläche gewünscht, definiert dies die obere Schranke für die Wärmestromdichte. Berücksichtigt man nur den Quantendefekt von typisch 20 %, welcher letztlich in Wärme umgewandelt wird, so ergibt schon dies eine Beschränkung der maximalen Pumpleistungsdichte auf  $2,5 \text{ kWcm}^{-2}$ . Bei typischen Laserschwelldichten von  $1 \text{ kWcm}^{-2}$  ist auf diese Weise kein effizienter Laserbetrieb weit über der Schwelle möglich.

In dieser Arbeit wird daher untersucht, ob durch direktes Pumpen der Quantenfilme eine deutliche Verringerung der anfallenden Wärme erreicht werden kann. Durch die Reduktion des Quantendefekts auf Werte um 5 % wird die entstehende Wärme daher im Idealfall um das Verhältnis der beiden Quantendefekte verkleinert (Faktor 4). Mit dem Übergang auf das Quantenfilm-Pumpen geht jedoch auch eine Verringerung der Absorption der Pumpstrahlung einher. Daher werden Konzepte vorgestellt und in wichtigen Teilen experimentell verifiziert, die es erlauben, durch ein angepasstes Design der Halbleiterscheibe eine zum konventionellen Pumpen vergleichbare Absorption unter Beibehaltung der Lasereigenschaften sicherzustellen. Durch eine Optimierung der gleichzeitigen Überlappung der Lage der Quantenfilme mit den Stehwellenmaxima des Pump- und des Laserfeldes kann die benötigte Anzahl an Quantenfilmen stark verringert werden. Experimentell wurden für nur 6 Quantenfilme Absorptionsgrade bis 80 % bei einer einfachen Rückabbildung der Pumpstrahlung demonstriert. Die absorbierte Laserschwelldichte kann so auf  $0,6 \text{ kWcm}^{-2}$  gesenkt werden. Im direkten Vergleich beider Pump-Konzepte kann im Quantenfilm-gepumpten Fall eine um den Faktor 3 geringere Erwärmung der aktiven Zone nachgewiesen werden. Die Laserleistung kann um etwa 60 % gesteigert werden, ohne dass eine thermische Degradation der Leistungskennlinie auftritt. Die Ausgangsleistung im Quantenfilm-gepumpten Fall war einzig durch die limitierte Leistung der vorhandenen Pumpdiode begrenzt.

# Extended Abstract

At the present state of the art, the output power of a single-mode vertical-cavity surface-emitting laser (VCSEL) is limited to several milliwatts. To increase the output power the active area has to be enlarged which has disadvantages such as multimode behaviour as well as problems when using electrical pumping. To avoid these problems optical pumping can be used in combination with an external cavity, leading to the so-called vertical external cavity surface emitting laser (VECSEL), optically pumped semiconductor laser (OPSL) or semiconductor thin-disk laser. However, the absorption in the quantum wells forming the active region of conventional semiconductor disk lasers is very low. Therefore, in conventional systems, the barriers surrounding the quantum wells are used as absorption layers, thus decoupling pump-radiation absorption from quantum-well absorption. This leads to comparatively modest requirements on the spectrum of the pump diodes because their wavelength only has to be shorter than the corresponding bandgap of the barrier-material. Since the difference in the bandgaps of the quantum wells and the adjacent layers needs to be sufficiently large the minimum distance of pump wavelength to lasing wavelength is rather high, setting a lower limit for the quantum defect of typically 20 %.

Using copper heat sinks, output powers of up to 8 W have been demonstrated. The output power in this case is limited by the strong heating of the active region, which is due to the high pump power densities needed for efficient operation of the semiconductor thin-disk laser in combination with the poor thermal conductivity of the semiconductor materials. Therefore, ways to counteract the temperature rise inside the active region are considered and experimentally proven as part of this work.

First, the thermal conductivity of the semiconductor thin-disk laser has to be optimized. This is usually achieved by using diamond heat sinks and pump spot sizes of similar size or smaller than the heat sink thickness. Thus, three dimensional heat flow can efficiently increase the cooling power of the system. However, the need for three-dimensional heat flow limits the maximum pump-spot diameter and thus the maximum possible output power. True power scaling requires the less effective, purely one-dimensional heat flow perpendicular to the disk surface for cooling. To make this work, the heat generated in the semiconductor disk has to be minimized. Therefore, minimizing the quantum defect is highly desirable and can be done by direct optical pumping of the quantum wells.

To do so, the basics of quantum-well pumping are analyzed, and methods to optimize the structures are developed. One difficulty is that a single quantum well absorbs less than one percent in a single pass, or even less when the quantum well is pumped to the carrier density needed to reach transparency at the laser transition. This leads to an overall pump radiation absorption of only a few percent per single pass. Increasing the



pump absorption - prerequisite for a good overall laser efficiency - requires the pump radiation to pass the quantum wells several times. There are two ways of doing this, one or both of which can be utilized in a given instance:

1. Use external pump optics that reflect back the pump radiation for multiple passes through the gain medium; and/or:
2. Take advantage of the Fabry-Perot resonator formed by the uncoated top surface of the semiconductor disk and the highly-reflective Bragg mirror at the bottom of the disk, a technique known as resonant absorption.

Traditionally, standing-wave effects have been considered for the laser field only. There is no need to do so for the pump radiation when highly absorbing barrier layers are present. To take advantage of the standing waves in quantum-well pumping the quantum wells have to be placed at the antinodes of the standing wave pattern. In this way the intensity at the quantum wells is twice the average intensity. The intensity is further enhanced by the internal resonator formed by the Fresnel reflection from the top of the disk and the Bragg reflector on the bottom. Because of the dependence of the light-matter interaction on the light intensity this leads to an enhanced effective gain of the structure.

Due to the small single-pass absorption present for quantum-well pumping, standing waves also exist for the pump radiation field. This gives rise to the possibility of optimizing the resonances of the internal resonator as well as the quantum well spacing for the laser and simultaneously for the pump field. To accomplish this, the device has to be designed so that the antinodes of both the laser radiation and the pump radiation lie at the locations of the quantum wells. To achieve this, the dependence of the electrical field on the angle of incidence as well as on the wavelength is analyzed.

Since the pump wavelength is necessarily shorter than the laser wavelength, the antinodes of the two fields can be brought into alignment by increasing the angle of incidence of the pump radiation. In this way the angle-shifted laser resonance can be used for pumping. However, due to the high index of refraction, a difference between laser and pump wavelength of 30 nm, which is needed to minimize bleaching of the transition, already requires an external angle  $\alpha$  of  $70^\circ$ . This requires the use of pump lasers with good beam quality in the plane of incidence.

Unfortunately, the highly divergent, unpolarized and spectrally broad beam of a typical fiber-coupled diode array pump source does not allow for such large pump angles. Therefore, a different resonance has to be used for pumping. Ways to optimize the overlap between quantum well location and antinodes of the standing wave field pattern for the pump and the laser radiation are presented, and the influence of the numerical aperture (NA) of the focusing system on the total absorption of the structure is analyzed. For optimum performance of the device the NA should be as small as possible. Antinodes of the laser field inside the structure with only minor overlap with

the pump radiation field maxima should not be occupied by quantum wells. For low NA systems the surface reflectance could be beneficially increased by dielectric coating, to maximize the overall absorption using impedance matching.

Using absorption-spectra calculated for 8 nm thick  $\text{In}_{0.17}\text{Ga}_{0.83}\text{As}$  quantum wells using kp-theory, the optimum number of wells as a function of the number of pump radiation passes is calculated and experimentally analyzed for 940-nm pump radiation and a laser emission wavelength of 980 nm. Considering the total absorption of the structure, the lasing threshold for one back reflection of the pump radiation (four pump radiation passes) is optimized for 5 quantum wells. Increasing the number of pump radiation passes to 12 the minimum lasing threshold is reached at 3 wells with an absorbed threshold density of only  $0.4 \text{ kWcm}^{-2}$ .

To verify the theoretical advantages of quantum well pumping experimentally, i.e. the minimisation of the heat load at still reasonably good absorption – the performance of a thin-disk semiconductor laser for quantum-well and barrier pumping under otherwise identical conditions was examined. In a first experiment a comparatively small spot was pumped at low powers with a Ti:Sa-laser, in a second experiment a larger spot was pumped using fiber-coupled diode lasers.

The semiconductor disk used in the Ti:Sa experiments had six 8 nm thick  $\text{In}_{0.17}\text{Ga}_{0.83}\text{As}$  single quantum wells emitting near 980 nm. For barrier pumping the Bragg mirror at the bottom of the laser had a second reflectance peak at 800 nm to reflect the pump radiation back for another pass through the gain medium, thus homogenizing the absorption for barrier-pumping. For quantum-well pumping the angle-shifted laser resonance was used. An external lens-mirror combination reflected the unabsorbed pump radiation back for a second double pass through the gain medium.

The major experimental results were:

1. Although a plot of laser power versus incident power would show slightly higher efficiency for barrier pumping at low powers, a plot of laser power vs. absorbed power shows higher efficiency for quantum-well pumping.
2. The absorption efficiency for quantum-well pumping of a standard sample can be as high as 70 percent with only a single reflection back through the gain medium (two double passes).

The increase in temperature in the gain medium with absorbed pump power is  $17 \text{ K/W}$  for barrier pumping and  $6 \text{ K/W}$  for quantum-well pumping. Therefore, the thermal load with barrier pumping is larger by a factor of 3 than with quantum-well pumping. To put this into perspective, if the only contribution to the thermal load were the quantum defect, one would expect a factor of 4.3.

The experiment was repeated with a second sample that had 13 quantum wells and fiber-coupled diode lasers as pump source to determine whether these advantages also

show up at higher power levels. For barrier pumping, the 800-nm radiation from a fiber-coupled diode array was directed directly onto the sample at an angle of incidence of  $30^\circ$ . The Bragg reflector at the bottom was not designed to reflect this wavelength. For quantum-well pumping of that sample it was not possible to use a cavity resonance. To compensate for the low absorption then present, a pump-optics arrangement that was originally designed for Yb:YAG pumping, with 24 single passes of 938-nm pump radiation, was used. The resulting pump spots had diameters of approximately  $300\ \mu\text{m}$ .

Again, the power curves for barrier and quantum-well pumping are quite similar at low power. The slopes show more pronounced differences for different values of output coupling which is due to the higher resonator losses apparent for bigger pump spot diameters. The slopes are generally lower than those measured with six quantum wells using the angle shifted laser resonance for pumping. For higher powers, thermally induced roll-over starts much earlier when the laser is barrier pumped, limiting the output power to 1.2 W. By pumping directly into the quantum wells, 1.9 W of output have been achieved, limited only by the available pump power - another indication of the reduced heat generation with quantum-well pumping.

A third experiment was carried out using a structure that is optimized for quantum-well pumping, and is no longer suitable for barrier-pumping. In a first step the length of a cavity containing 6 quantum wells was matched to give the mode spacing needed for the desired difference between pump- and laser-wavelengths. This was done by incorporating an optically inactive layer after the multiple quantum-well active region. Additionally, the Bragg mirror uses only GaAs and AlAs layers, making it thinner than the AlAs/AlGaAs counterpart, increasing the thermal conduction. In this way a pump radiation absorption of 70 % at pump power densities of up to  $12\ \text{kWcm}^{-2}$  was demonstrated using the Ti:Sa laser to pump the 2<sup>nd</sup> cavity resonance at an angle of incidence of  $70^\circ$ . The optical to optical efficiency is shown to be 44 % based on the absorbed pump power with output powers up to 800 mW. Using a fiber-coupled diode laser for pumping an output power of 2.4 W is demonstrated. The lasing threshold absorbed pump power density is reduced to  $0.6\ \text{kWcm}^{-2}$ , which fits nicely to the calculated value of  $0.7\ \text{kWcm}^{-2}$ .

These results were achieved without special heat spreaders or particularly small pump spots to increase three-dimensional heat flow. Therefore this method can lead the way to true power scalability by simply increasing the pumped area and keeping the pump power density constant. Using the optimization procedures mentioned in this work, the reachable power level of semiconductor disc lasers should reach the 100-W level just by the decreased heating of the active region, allowing to extract much more power from the same pumped area as if pumped using conventional barrier pumping.



# 1 Einleitung

## 1.1 Hintergrund und Zielsetzung

Medizinische Anwendungen sowie Anwendungen in der Projektions-Technik verlangen nach immer kompakteren und preisgünstigen Laserquellen mit Ausgangsleistung im Bereich mehrerer zehn Watt, bei gleichzeitig hoher Strahlqualität. Ein Halbleiter stellt in vieler Hinsicht ein ideales Lasermaterial dar. Er lässt sich elektrisch und optisch pumpen und er besitzt eine sehr hohe Quanteneffizienz. Als laseraktives Medium werden typischerweise ein oder mehrere Quantenfilme verwendet. Die Laserwellenlänge hängt somit nicht von diskreten Linien atomarer Übergänge, sondern von Aufbau und Dicke der Quantenfilme ab. Sie ist daher in gewissen Grenzen frei wählbar. Nachteilig ist jedoch, dass die Strahlqualität herkömmlicher, elektrisch gepumpter Kantenemitter bei großen Ausgangsleistungen schlecht ist. Laser mit einem beugungsbegrenzten Ausgangsstrahl besitzen typischerweise Ausgangsleistungen von unter 1 Watt. Hinzu kommt der Astigmatismus des Laserstrahls, der durch die Unterschiede in der lateralen bzw. vertikalen Ausdehnung der aktiven Flächen entsteht, sowie die starke Divergenz, die durch die kleine Dimension der aktiven Fläche in mindestens einer Ebene entsteht.

Die Probleme des Astigmatismus und der großen Divergenz lassen sich durch den Übergang zu vertikal emittierenden Lasern beheben (VCSEL, „vertical-cavity surface-emitting laser“). Hier liegt die optische Achse des Resonators senkrecht zur Ebene der Quantenfilme, der Resonator wird durch zwei epitaktisch gewachsene Bragg-Spiegel vor und hinter dem aktiven Bereich der Quantenfilme gebildet. Probleme mit der homogenen Stromführung durch die aktive Fläche und die Kürze des Resonators (meist nur eine halbe Laserwellenlänge) beschränken die Grundmode-Leistung auf einige Milliwatt. Dies führte zur Entwicklung des vertikal emittierenden Halbleiterlasers mit externem Resonator (VECSEL, vertical-external-cavity surface-emitting laser) durch Kuznetsov et al [1, 2]. In diesem Design wird der vordere Bragg-Spiegel durch einen externen Resonatorspiegel ersetzt. Die Inversion wird durch optisches oder elektrisches Pumpen erzeugt. Um beim optischen Pumpen eine ausreichende Absorption der Pumpstrahlung sicherzustellen, wird die Pumpwellenlänge derart gewählt, dass auch die Barrieren, welche die Quantenfilme umgeben, angeregt werden. Die erzeugten Ladungsträger gelangen durch Diffusion in die Quantenfilme. Auf diese Weise kann trotz der geringen Dicke der Quantenfilme eine vollständige Absorption der Pumpstrahlung im einfachen Durchgang erreicht werden, da hauptsächlich die wesentlich dickeren Barrieren zur Absorption beitragen. Im Festkörperlaser-Bereich ist dieser Ansatz schon länger bekannt und wird als Kodotierung bzw. „Sensitizer“ bezeichnet. In dieser Arbeit wird diese Art der optischen Anregung als Absorber-

Pumpen bezeichnet. Mit Hilfe dieses Ansatzes wurden auf Kupferwärmesenken Laserleistungen bis 8 Watt demonstriert [3]. Durch den Einsatz von Diamant-Wärmespreizern lassen sich so sogar Leistungen bis 30 Watt realisieren [4].

Aufgrund der geringen Verstärkung und damit verbunden dem niedrigen optimalen Auskoppelgrad kann der Halbleiter-Scheibenlaser auch sehr gut zur resonatorinternen Frequenzverdoppelung eingesetzt werden [5], was den mit diesem Konzept realisierbaren Wellenlängenbereich deutlich vergrößert. Neben den Lasern mit Wellenlängen um  $1\ \mu\text{m}$  wurden bisher Laser mit Wellenlängen im UV (391 nm) [6], im sichtbaren Bereich (650 nm) [7], im nahen infrarot Bereich (850 nm) [8] sowie im infraroten Wellenlängenbereich ( $1.5\ \mu\text{m}$  bis  $2.4\ \mu\text{m}$ ) [9, 10, 11, 12] realisiert. Einen guten Überblick hierüber gibt [13]. Durch die Frequenzverdopplung sind auch Wellenlängen zugänglich, die nicht oder nur schlecht direkt erzeugt werden können [14].

Leistungsbegrenzend für dieses Design ist nicht die Schädigung der Struktur durch zu große Leistungsdichten der Laserstrahlung (COD), sondern die Temperatur der aktiven Zone und dem damit verbundenen Verlust an Verstärkung. Eine zu große Erwärmung führt zum „Überrollen“ der Leistungskennlinie und limitiert damit die maximale Pumpleistungsdichte. Da der Optimierung des Wärmewiderstandes des Schichtpaketes Grenzen gesetzt sind, werden daher in der Regel Pumpfleckdurchmesser in der Größenordnung weniger hundert Mikrometer verwendet. Die Wärme kann dann zu einem großen Anteil durch dreidimensionale (3D) Wärmeleitung abgeführt werden. Durch den Einsatz so genannter Wärmespreizer, meist Diamant- [15] oder SiC-Scheiben [16, 17], die direkt auf die aktive Zone gebondet werden, kann die Pumpfleckgröße auf etwa 1 mm angehoben werden [18, 19]. Da jedoch auch hier die effektivere 3D-Wärmeleitung zur Kühlung auftritt, sind diese Verfahren nicht über die Fläche leistungsskalierbar.

Um eine Flächenskalierbarkeit zu erreichen, muss sichergestellt sein, dass die Temperatur der aktiven Zone auch bei reiner eindimensionaler (1D) Wärmeleitung unterhalb eines kritischen Wertes bleibt. Ist die Wärmeabfuhr aus der aktiven Zone optimiert, bleibt einzig die Möglichkeit die erzeugte Wärme zu reduzieren. Neben der Optimierung der Quanteneffizienz der Proben (verbesserte Qualität des Materials) bietet sich die Möglichkeit den Quantendefekt zu minimieren. Hierzu kann man zum einen die Barrierenhöhe reduzieren, was jedoch nicht mit allen Halbleiter-Materialsystemen gleichermaßen möglich ist, oder zum anderen die Quantenfilme direkt anregen [20], was im Folgenden als Quantenfilm-Pumpen bezeichnet werden soll. Da die zweite Methode prinzipiell für alle Materialsysteme möglich ist, soll in dieser Arbeit untersucht werden, ob die freie Leistungs-Skalierbarkeit über die Fläche durch direktes Pumpen in die Quantenfilme erreicht werden kann und ob sich der damit verbundene erhöhte Aufwand zur Sicherstellung einer genügenden Absorption der Pumpstrahlung lohnt.

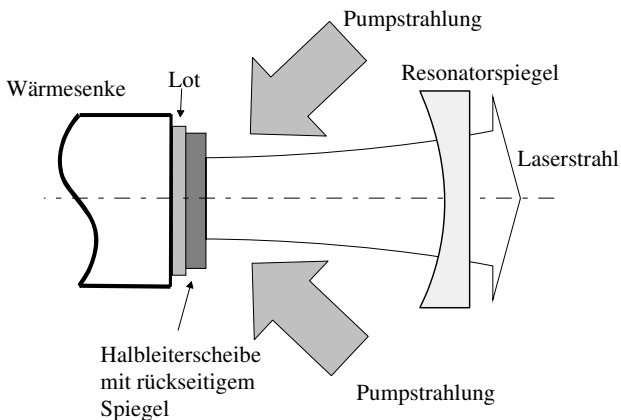
## 1.2 Struktur der Arbeit

Zunächst wird in Kapitel 2 auf die grundlegenden Eigenschaften eines Absorbergepumpten Halbleiter-Scheibenlasers eingegangen, wie es Stand der Technik ist. Da die Temperatur des Bauteils die eigentliche Begrenzung für die mögliche Leistungsskalierung darstellt, werden in Kapitel 3 die Möglichkeiten erörtert, die Temperatur der aktiven Zone zu reduzieren. Da die meist angewandte Methode der Wärmespreizung mit Hilfe von Diamant-, Saphir- oder ähnlichen thermisch gut leitfähigen Wärmesenken nicht flächenskalierbar ist, wird in dieser Arbeit untersucht, inwieweit sich die Temperatur der aktiven Zone durch eine Reduzierung des Wärmeeintrags verkleinern lässt, so dass auch bei reinem 1D Wärmetransport ein effizienter Laserbetrieb gesichert ist. Um dies zu realisieren, bietet es sich an, den Quantendefekt zwischen Pump- und Laserphoton zu minimieren, die Quantenfilme also direkt zu pumpen und nicht den sonst üblichen Weg über spezielle Absorberschichten zu gehen. Daher wird in Kapitel 4 untersucht, unter welchen Bedingungen Quantenfilm-Pumpen möglich ist, und wie der optimale Aufbau des Halbleiter-Scheibenlasers aussehen sollte. Kapitel 5 zeigt dann den experimentellen Vergleich zwischen konventionellem Absorber- und Quantenfilm-Pumpen anhand einiger ausgewählter Ergebnisse. Im Speziellen werden die Ergebnisse zum Vergleich der realisierbaren Absorption, zum Vergleich der Erwärmung des Bauteils sowie zur Leistungsskalierung vorgestellt. Im Anschluss zeigt Kapitel 6 die Ergebnisse, welche mit einer für das Quantenfilm-Pumpen optimierten Probe erreicht wurden. Die vorgestellten Ergebnisse werden anschließend in Kapitel 7 bewertet. Kapitel 8 beinhaltet die Diskussion der Ergebnisse.

## 2 Stand der Technik

### 2.1 Aufbau des Halbleiter-Scheibenlasers

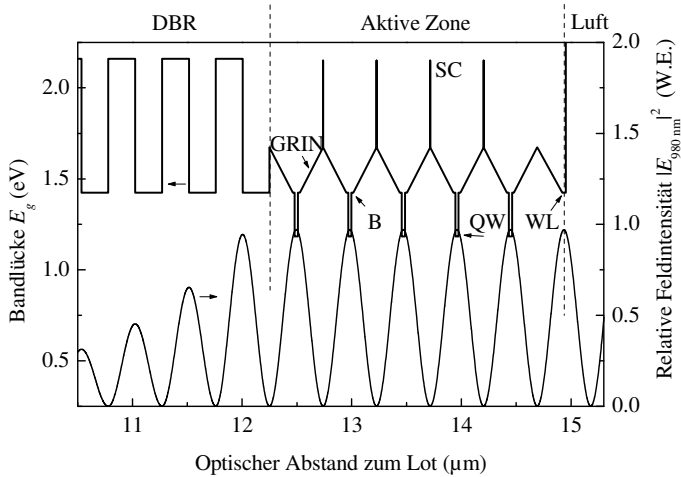
Der Halbleiter-Scheibenlaser besteht im einfachsten Fall - vernachlässigt man die Pumpquelle - aus nur zwei Komponenten: Einem aktiven Spiegel und einem separaten Auskoppelspiegel. Beide zusammen bilden den Laser-Resonator. Dieses Prinzip ist in Bild 2.1 dargestellt. Der aktive Spiegel wird durch eine Halbleiterscheibe gebildet. Diese wird zur optimalen Wärmeabfuhr direkt auf eine Wärmesenke gelötet und von schräg vorne optisch gepumpt. Die Halbleiterscheibe besteht aus einem epitaktisch gewachsenen hochreflektierenden Bragg-Spiegel (DBR), dem eine aktive Zone, aufgebaut aus mehreren Quantenfilmen (QW), folgt. Zur Oberflächenpassivierung folgt der aktiven Zone meist eine optisch inaktive Schicht sowie eine Anti-Reflexions-schicht (AR). Die Halbleiterschichten werden mittels Molekularstrahl Epitaxie (MBE) oder durch Abscheiden aus der Gasphase (MOVPE) auf einem geeigneten Substrat (Wafer) hergestellt. Um ein vollständiges Entfernen des Substrates nach der Montage zu ermöglichen, werden die Schichten in umgekehrter Reihenfolge gewachsen, so dass mit einer geeigneten Ätzstoppschicht begonnen wird, welcher die aktive Zone folgt. Beendet wird das Wachstum mit dem Bragg-Spiegel.



**Bild 2.1:** Schematische Darstellung eines Halbleiter-Scheibenlasers. Die Halbleiterscheibe besteht aus einem rückseitigen epitaktischen Spiegel (DBR) an den sich die aktive Zone anschließt. Dieser folgt meist eine weitere, optisch inaktive Schicht, zur Oberflächenpassivierung. Wahlweise kann die Halbleiterscheibe noch mit einer antireflektierenden Beschichtung versehen werden. Die Scheibe ist direkt mit dem rückseitigen Spiegel auf eine Wärmesenke gelötet.



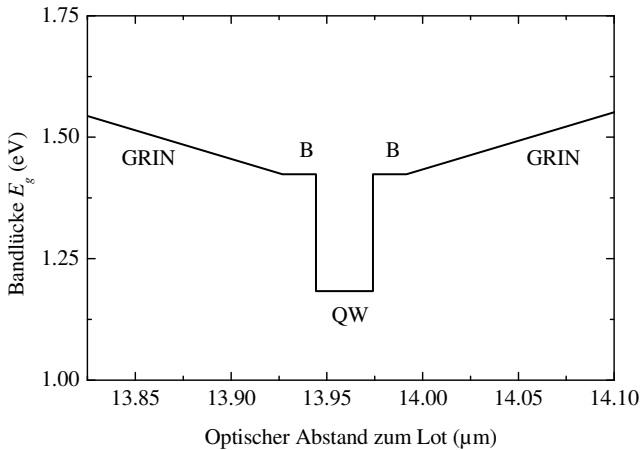
Da die Halbleiterscheibe mit dem Bragg-Spiegel auf eine Wärmesenke gelötet wird, soll diese Seite trotz des umgekehrten Wachstums als Rückseite bezeichnet werden. Nach dem Auflöten der Proben auf eine geeignete Wärmesenke wird das Substrat nass-chemisch entfernt.



**Bild 2.2:** Verlauf der Bandlücke  $E_g$  und der elektrischen Felddichte für 980 nm entlang der optischen Achse der Halbleiter-Scheibe. Abszisse ist der optische Abstand zur Rückseite des Bragg-Spiegels. Links erkennt man die  $\lambda/4n_{\text{eff}}$ -Schichten des Bragg-Spiegels. Diesem folgt die aktive Zone, welche aus den Barrierenschichten (B), den Absorberschichten (GRIN), den Spannungskompensationschichten (SC) sowie den Quantenfilmen (QW) besteht. Abgeschlossen wird die Struktur durch eine Passivierungsschicht (WL), welche Oberflächenrekombination vermeiden soll.

Den Querschnitt durch einen bei  $\lambda_{\text{Laser}} = 980$  nm emittierenden Halbleiter-Scheibenlaser zeigt Bild 2.2. Auf der linken Achse ist der Verlauf der Bandlücke  $E_g$  der verwendeten Halbleitermischkristalle entlang der Oberflächennormalen dargestellt. Diese entspricht der umgekehrten Wachstumsrichtung. Die Abszisse gibt dabei den optischen Abstand bezogen auf die Laserwellenlänge zur Rückseite des Bragg-Spiegels an. Eine Detailvergrößerung des Bandkantenverlaufs um einen Quantenfilm herum ist in Bild 2.3 dargestellt. Der Bragg-Spiegel besteht aus 25 AlAs/GaAs-Paaren und ist auf die Wellenlänge von 980 nm zentriert. Zusätzlich zum Verlauf der Bandlücke ist die relative elektrische Feldintensität für die Laserwellenlänge dargestellt (rechte Ordinate). Als laseraktives Material werden  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  Quantenfilme verwendet, welche in Dicke und Zusammensetzung auf die gewünschte Emissionswellenlänge abgestimmt werden (typischerweise verwendet man einen Indium Anteil von 17 % und Quantenfilm Dicken von etwa 8 nm). Als Substrat eignen

sich GaAs-Wafer. Innerhalb der aktiven Zone sind die Quantenfilme von GaAs-Barrierschichten (B, Dicke 5 nm) umgeben und durch  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Absorberschichten voneinander getrennt. Die aktive Zone wird gewöhnlich mit einer Passivierungs-Schicht (WL, wenige nm) abgeschlossen. Diese soll ein Oxidieren des Halbleitermaterials verhindern und zusätzlich eine Ladungsträgerdiffusion zur Oberfläche erschweren, da dort durch die Störung der Gitterstruktur eine starke nicht-strahlende Rekombination auftreten kann. Um eine Verspannung der Struktur, hervorgerufen durch die verschiedenen Gitterabstände der verwendeten Halbleitermischmaterialien, zu verringern, können zwischen den Quantenfilmen  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-y}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$  Spannungskompensationsschichten (SC, ca. 15nm) eingebracht sein. Der optische Abstand der Quantenfilme entspricht der halben Laserwellenlänge im Material, woraus eine Positionierung der Quantenfilme in den Maxima des Stehwellenfeldes resultiert.



**Bild 2.3:** Detail des Verlaufs der Bandlücke  $E_g$  gemäß Bild 2.2. Um den Quantenfilm (QW) mit 8 nm Dicke, sind beiderseits die 5 nm großen Barrierschichten (B) angeordnet. Diesen folgen die Absorberschichten mit gradueller Änderung des Aluminium Gehalts (GRIN). Angaben in physikalischer Größe.

Zur Optimierung des Ladungsträgereinfanges sind die Absorberschichten aus so genannten Gradient-Index-Schichten (GRIN, „graded-index“) aufgebaut. Das bedeutet, dass man den Aluminium-Anteil  $x$  im ternären  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Mischkristall linear zwischen zwei Werten variiert. Im gezeigten Beispiel wurde der Aluminium-Anteil ausgehend von 0% an den GaAs-Barrieren auf 20% in der Nähe der Spannungskompensationsschichten angehoben. Der so erzeugte Gradient der Band-

kante unterstützt die Diffusion der Ladungsträger in Richtung der Quantenfilme [14, 21]. Aufgrund dieses Aufbaus wird in dieser Arbeit, entgegen dem sonst gebräuchlichen Begriff des Barrieren-Pumpens, der Begriff des Absorber-Pumpens eingeführt, da als Barriere hier nur die unmittelbar an den Quantenfilm angrenzenden GaAs Schichten bezeichnet werden, zur Absorption der Pumpstrahlung jedoch Barrieren- und Absorberschichten beitragen.

## 2.2 Absorption und Verstärkung beim Absorber-Pumpen

Die für den Laserprozess nötige Inversion der Ladungsträger im Quantenfilm wird beim Halbleiter-Scheibenlaser durch optisches Pumpen erzeugt. Im Vergleich zur elektrischen Anregung des Halbleiters hat man den Vorteil einer homogenen Anregung auch über größere Flächen hinweg. Hinzu kommt, dass beim optischen Pumpen auf eine Dotierung der Halbleiter verzichtet werden kann, was die Materialqualität steigert und damit interne Verluste erniedrigt. Die Energie der Pumpstrahlung wird so gewählt, dass sie größer als die Bandlücke des Barrierenmaterials ist. Die Absorption während eines Durchganges durch den Halbleiter ist hauptsächlich durch die optischen Dicken der Barrieren- und Absorberschichten gegeben und es kann eine nahezu vollständige Absorption während eines einzigen Durchganges erreicht werden. Die Absorption der Pumpstrahlung folgt dem Beer-Lambertschen Gesetz, da der Absorptionskoeffizient des Barrieren- sowie des Absorbermaterials als unabhängig von der Pumpleistungsdichte angesehen werden kann. Während ihrer Diffusionsbewegung werden die in den Barrieren und Absorberschichten erzeugten Ladungsträger von den Quantenfilmen eingefangen. Durch die GRIN-Struktur wird die Ladungsträgerdrift in Richtung der Quantenfilme forciert.

Sind die Quantentöpfe tief genug, liegt die Zeitkonstante mit der die Ladungsträger in die Quantentöpfe fallen, im Bereich weniger Pikosekunden [22]. Das bedeutet, dass die in einer bestimmten Absorberschicht erzeugten Ladungsträger im Wesentlichen in die nächst gelegenen Quantentöpfe gelangen. Bei einer vollständigen Absorption der Pumpstrahlung im Einfachdurchgang bedeutet dies, dass die Quantenfilme stark inhomogen angeregt werden, da die vorderen Quantenfilme die meiste Pumpleistung erhalten [23]. Dies lässt sich vermindern, indem man den Bragg-Spiegel auch reflektierend für die Pumpwellenlänge wählt und die Absorption auf zwei Durchgänge der Pumpstrahlung verteilt.

Eine Optimierung der Laserschwelle ist durch die Homogenisierung der Anregung der Quantenfilme möglich. Hierzu muss die je Quantenfilm deponierte Pumpleistung möglichst einheitlich ausfallen. Dies kann dadurch geschehen das die räumliche Anordnung der Quantenfilme nicht mehr gleichmäßig erfolgt, sondern je Periode des Stehwellenfeldes variiert wird. Dabei sollte die Anzahl der Quantenfilme je Gruppe so gewählt werden, dass die in den umgebenden Absorberschichten deponierte Pumpenergie jeden Quantenfilm gleichermaßen optisch anregt [24]. Eine andere

Möglichkeit besteht darin, zwei verschiedene Absorberschichten (Typ I und Typ II) mit unterschiedlichen Bandkanten zu verwenden. Dabei absorbieren nur die unmittelbar an die Quantenfilme angrenzenden Schichten (Typ I) die Pumpstrahlung. Durch Variation der Typ I Schichtdicken lässt sich die um den einzelnen Quantenfilm deponierte Energie nun gezielt einstellen. Die Dicke der Typ II Schichten wird dann zum Einstellen des Abstandes der Quantenfilme verwendet, so dass Position und Anregungsdichte der Quantenfilme getrennt voneinander optimiert werden können. Auf diese Weise wurde in [23] eine Reduktion der Laserschwelle um 50% demonstriert.

Die sich im Quantenfilm durch das optische Pumpen einstellende Verstärkung liegt üblicherweise im Bereich weniger  $100 \text{ cm}^{-1}$ . Hieraus ergibt sich eine Verstärkung von nur wenigen Prozent im Doppeldurchgang durch die aktive Zone. Aus diesem Grund kann sich innerhalb des Halbleiters ein Stehwellenfeld für die Laserwellenlänge ausbilden, welches die Verstärkung der Quantenfilme wesentlich beeinflusst. Da die Wechselwirkung der Quantenfilme mit dem Laserfeld von der Amplitude des elektrischen Feldes  $\vec{E}$  abhängt, muss deren Position innerhalb des Stehwellenfeldes beachtet werden. Gewöhnlich positioniert man die Quantenfilme, wie in Bild 2.2 gezeigt, in die Bäuche des Stehwellenfeldes und bezeichnet dies als „resonant periodic gain“ RPG-Anordnung. Im Vergleich zum Fall einer laufenden Welle oder eines über viele Perioden der Stehwelle ausgedehnten aktiven Materials verdoppelt sich dadurch die Wechselwirkung zwischen Lichtfeld und Quantenfilmen. Um dies zu berücksichtigen, wird der Faktor  $\Gamma_{RPG}(\lambda)$  eingeführt, welcher die Verstärkung der Quantenfilme modifiziert. Stehen nicht alle Quantenfilme in den Bäuchen, so verkleinert sich  $\Gamma_{RPG}(\lambda)$  bis auf Null für den Fall, dass alle Quantenfilme in den Knoten der Stehwelle liegen.

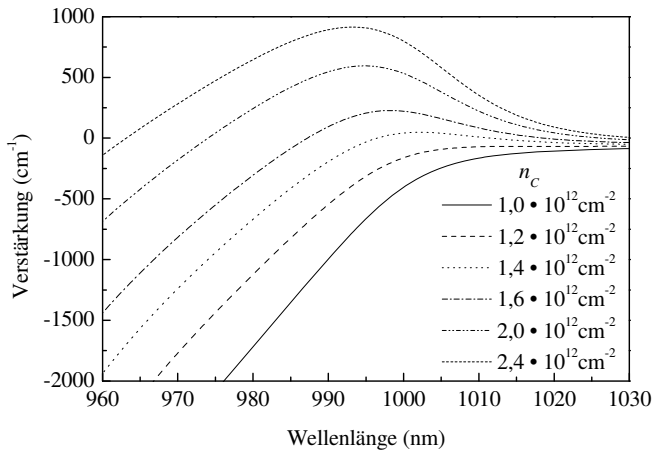
Zusätzlich zur relativen Position der Quantenfilme innerhalb der Stehwelle ist auch die absolute Amplitude des Stehfeldes wichtig. Diese ist, neben dem externen Resonator, auch abhängig davon, ob das Feld in Resonanz zur Kavität ist, welche aus Halbleitervorderseite und hinterem Bragg-Spiegel gebildet wird. Die Resonanzüberhöhung (oder auch Unterdrückung) des Feldes innerhalb des Halbleiters wird durch den Faktor  $\Gamma_{CAV}(\lambda)$  berücksichtigt. Dieser hängt ab von den Brechungskoeffizienten des Halbleiters und des Umgebungsmediums, sowie von der Güte der internen Kavität, welche wiederum von den Verlusten  $V(\lambda)$  im Einfachdurchgang und den Reflexionskoeffizienten der beiden die Kavität bildenden spiegelnden Flächen bestimmt wird.  $\Gamma_{CAV}(\lambda)$  gibt also an, ob die Struktur in Resonanz ( $\Gamma_{CAV}(\lambda) > 1$ ) oder Antiresonanz ( $\Gamma_{CAV}(\lambda) < 1$ ) mit der Welle ist. Im Fall  $\Gamma_{CAV}(\lambda) = 1$  liegt eine ungehindert laufende Welle vor.

Die nach außen wirkende effektive Verstärkung  $g_{eff}$  der Halbleiter-Scheibe ergibt sich damit zu:

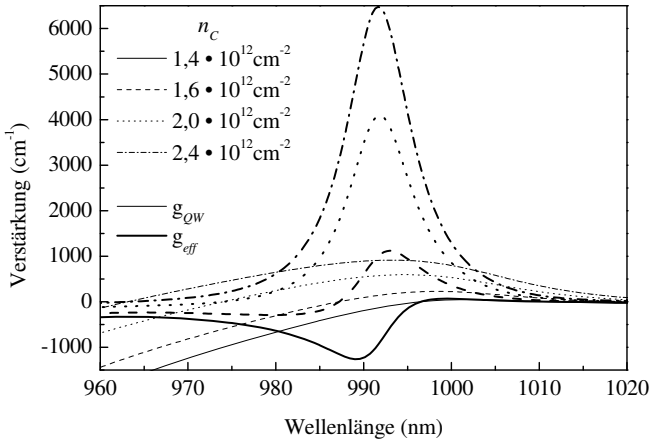
$$g_{\text{eff}}(\lambda) = \Gamma_{\text{RPG}}(\lambda) \cdot \Gamma_{\text{CAV}}(\lambda) \cdot g_{\text{QW}}(\lambda), \quad [\text{m}^{-1}] \quad (2.1)$$

wobei die intrinsische Verstärkung  $g_{\text{QW}}(\lambda)$  die Verstärkung der Quantenfilme angibt, welche sich aufgrund der optischen Anregung ohne den Einfluss der Halbleiterkavität ergibt.

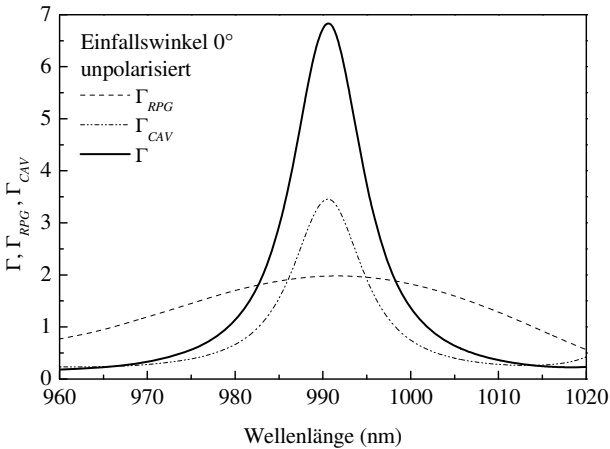
Die intrinsische Verstärkung  $g_{\text{QW}}(\lambda)$  wurde am Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik (FBH) in Berlin mittels 8x8-kp-Band-Theorie in Abhängigkeit der Ladungsträgerflächendichte  $n_c$  für Temperaturen zwischen 300 K und 350 K berechnet [25, 26]. Beispielhaft werden in Bild 2.4 die sich ergebenden intrinsischen Verstärkungsspektren für die in dieser Arbeit verwendete Probe A0919 für eine Temperatur von 300 K gezeigt. Unter Zuhilfenahme der im Anhang A.2.1 berechneten  $\Gamma$ -Funktionen  $\Gamma_{\text{RPG}}(\lambda)$  und  $\Gamma_{\text{CAV}}(\lambda)$  (Bild 2.6) wurde die effektive Verstärkung dieser Probe gemäß Gleichung (2.1) berechnet. Die erhaltenen effektiven Verstärkungsspektren zeigt Bild 2.5. Zum Vergleich ist die intrinsische Verstärkung ebenfalls angegeben. Es ergibt sich eine Vergrößerung der Verstärkung um mehr als den Faktor 7. Für 300 K und für die im Laserbetrieb relevanten Ladungsträgerflächendichten liegt die Resonanz der Halbleiterkavität sehr gut im Maximum der intrinsischen Verstärkung.



**Bild 2.4:** Berechnete intrinsische Verstärkungsspektren der in dieser Arbeit verwendeten Probe A0919 bei 300 K für verschiedene Ladungsträgerflächendichten  $n_c$ .



**Bild 2.5:** Effektive Verstärkung  $g_{eff}$  gemäß Gleichung (2.2) (fette Linien) und intrinsische Verstärkung  $g_{QW}$  (dünne Linien) bei 300 K für verschiedene Ladungsträgerflächendichten  $n_c$ . Für die im Laserbetrieb relevanten Ladungsträgerflächendichten liegt die Resonanz der Halbleiterkavität gut im Maximum der intrinsischen Verstärkung.

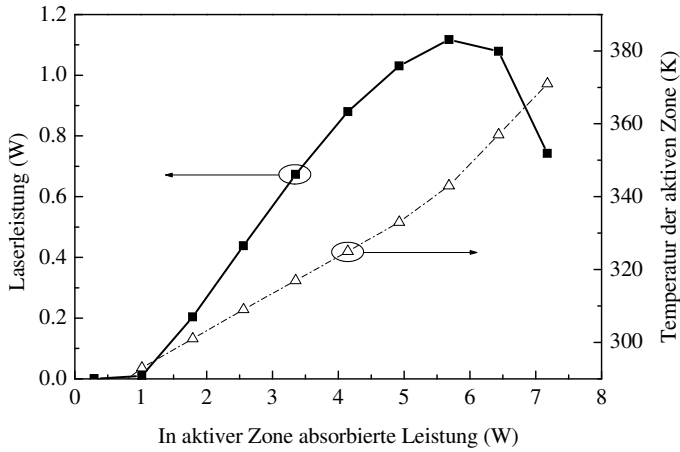


**Bild 2.6:**  $\Gamma$ -Funktionen in der Mitte der Probe A0919 für  $0^\circ$  und unpolarisierte Strahlung. Die Laserresonanz liegt bei 990 nm.

## 2.3 Einfluss der Temperatur

Im vorherigen Kapitel wurde die Vergrößerung der intrinsischen Verstärkung durch den Einfluss der internen Kavität und der darin existierenden Stehwellen beschrieben. Dabei wurde eine optimale Positionierung der Quantenfilme in den Wellenbäuchen des Laserfeldes bei der Wellenlänge  $\lambda_{\text{Laser}}$  und eine hierzu resonante Kavität angenommen. Ebenso sollten die intrinsischen Verstärkungsspektren der Quantenfilme an die Laserwellenlänge angepasst sein. D.h.  $\Gamma_{\text{RPG}}(\lambda_{\text{Laser}})$ ,  $\Gamma_{\text{CAV}}(\lambda_{\text{Laser}})$  und  $g_0(\lambda_{\text{Laser}})$  sollten gleichzeitig ihre Maximalwerte annehmen. Hierbei muss jedoch beachtet werden, dass die optische Länge der Kavität ebenso wie die intrinsischen Verstärkungsspektren temperaturabhängig sind. Die spektrale Lage dieser Maxima wandert mit der Temperatur. Das Maximum der Verstärkungsspektren wird hierbei maßgeblich von der temperaturabhängigen Verringerung der Bandkante beeinflusst und schiebt bei steigender Temperatur mit etwa 0,33 nm/K zu größeren Wellenlängen. Gleichzeitig verringert sich die maximal mögliche Verstärkung. Die spektrale Lage der  $\Gamma_{\text{RPG}}$ - und  $\Gamma_{\text{CAV}}$ -Maxima hingegen wird hauptsächlich durch die Abhängigkeit der Brechzahl von der Temperatur sowie der Längenausdehnung des Materials beeinflusst. Ebenso beeinflusst die Ladungsträgerflächendichte den Brechungsindex in geringem Maße. Da sich die Ladungsträgerflächendichte mit der Temperatur jedoch nicht zu sehr ändert, bleibt dieser Einfluss gering. Die  $\Gamma_{\text{RPG}}$ - und  $\Gamma_{\text{CAV}}$ -Maxima verschieben sich bei steigender Temperatur mit etwa 0,1 nm/K zu größeren Wellenlängen. Das bedeutet, dass ein optimaler Betrieb des Lasers nur um eine feste Betriebstemperatur möglich ist, da sich der relative Wellenlängenabstand der  $\Gamma_{\text{RPG}}$ - und  $\Gamma_{\text{CAV}}$ -Maxima zum Maximum der Verstärkung mit etwa 0,23 nm/K ändert.

Steigt die Temperatur über den gewählten Arbeitspunkt hinaus, beobachtet man gewöhnlich ein recht schnelles Abnehmen der Ausgangsleistung des Lasers, welches auch als thermisches Überrollen der Kennlinie bezeichnet wird. Solch ein Überrollen ist in Bild 2.7 zu erkennen. Erwärmt sich die gezeigte Struktur über 340 K, bricht die Laserleistung ein. Dieses Verhalten erklärt sich unter anderem durch die Abnahme der effektiven Verstärkung und damit der Zunahme der Laserschwelle, welche zur weiteren Erwärmung der Probe führt, so dass ab einer bestimmten Erwärmung der Laserprozess komplett erlischt. Da es sich nicht um eine Schädigung der Struktur handelt, ist das Überrollen reversibel. Die Abnahme der maximalen intrinsischen Verstärkung mit steigender Temperatur stellt eine Begrenzung des maximal erlaubten Temperaturbereichs für einen sinnvollen Betrieb des Lasersystems dar. In Abhängigkeit des Wärmewiderstandes bei den gewählten experimentellen Bedingungen ist damit der möglichen Pumpleistung und damit Ausgangsleistung eine Obergrenze gesetzt. Um die Ausgangsleistung zu erhöhen, müssen also Wege gefunden werden, die Temperatur der aktiven Zone möglichst gering zu halten.



**Bild 2.7:** Laserleistung und Temperatur eines bei 985 nm emittierenden Halbleiter-Scheibenlasers in Abhängigkeit der absorbierten Leistung. Die Pumpwellenlänge betrug 800 nm. Ab einer Erwärmung auf etwa 340 K nimmt die Laserleistung durch thermisches Überrollen stark ab.



# 3 Möglichkeiten zur Leistungssteigerung

## 3.1 Kühlung

Zur Verringerung der Temperatur der aktiven Zone und der damit verbundenen Möglichkeit, die Pumpleistung zu erhöhen, sollte zunächst der Abtransport der erzeugten Wärme optimiert werden. Im Normalfall wird der Halbleiter-Scheibenlaser von der Rückseite gekühlt. Die in der aktiven Schicht erzeugte Wärme muss daher durch den rückseitigen Bragg-Spiegel und durch ein eventuell vorhandenes Substrat abgeleitet werden. Idealerweise wird der Halbleiter wie oben beschrieben so gewachsen, dass er direkt mit dem Bragg-Spiegel auf eine geeignete Wärmesenke gelötet werden kann, das Substrat also vollständig entfernt ist. Der Wärmestrom  $\Phi$  muss also nur durch die aktive Zone, den Bragg-Spiegel, das Lot und die Wärmesenke ins Kühlmedium (meist Wasser) fließen. Geht man von der Näherung aus, dass die Wärme direkt auf der Oberfläche des Halbleiters erzeugt wird und berücksichtigt nur eindimensionale (1D) Wärmeleitung, so ist der Wärmestrom für eine radial-symmetrische gaussförmige Wärmequelle mit Radius  $w$  gegeben durch (3.1) [27].

$$\Phi = \left( \sum_i \frac{d_i}{\lambda_{th,i}} \right)^{-1} \cdot A_{eff} \cdot (T_{Oberfläche} - T_{Kühlwasser}) \quad [\text{W}] \quad (3.1)$$

Dabei ist  $d_i$  die Dicke der Schicht  $i$  des Halbleiter-Wärmesenken Systems,  $\lambda_{th,i}$  die zugehörige Wärmeleitzahl,  $A_{eff} = \frac{\pi \cdot w^2}{2}$  die effektive Fläche einer Gaussverteilung [28] und  $T_{Oberfläche} - T_{Kühlwasser}$  die Temperaturdifferenz zwischen der Oberfläche des Halbleiters und dem Kühlwasser, welches typischerweise eine Temperatur von 15°C bis 20°C besitzt. Beachtet man, dass schon ab einer Erwärmung von 50 K thermisches Überrollen auftreten kann (Bild 2.7), kann man für erste Abschätzungen davon ausgehen, dass die Temperaturdifferenz zwischen Oberfläche und Kühlwasser deutlich kleiner als 100 K sein sollte. Bezogen auf die Fläche  $A_{eff}$  lässt sich die Wärmestromdichte  $\Phi/A_{eff}$  also nur durch Maximierung der Wärmeleitzahlen  $\lambda_i$  bzw. Minimierung der Schichtdicken  $d_i$  vergrößern. Das bedeutet, dass unter anderem die Lotdicke sowie die Dicke der Wärmesenke so gering wie möglich gewählt werden sollten. Dieser Optimierung sind jedoch Grenzen gesetzt, da die verwendeten Materialien und Schichtdicken nicht frei wählbar sind. Beim Bragg-Spiegel ist abzuwägen zwischen hohem Reflexionsgrad (viele Schichtpaare) und guter Wärmeleitfähigkeit (wenig Schichtpaare). Die Wärmeleitfähigkeit ist bei reinen binären Kristallen besser als bei ternären Systemen, weswegen binäre Kristalle für den Bragg-Spiegel zu bevorzugen sind. Soll dieser die Pumpstrahlung (um 808 nm) jedoch nicht absorbieren, muss der

Bragg-Spiegel aus AlAs und  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  Schichtpaaren aufgebaut werden, was seine Wärmeleitfähigkeit erniedrigt sowie die Anzahl der benötigten Schichtpaare steigert. Ein Vorteil ist dann jedoch der mögliche Doppeldurchgang der Pumpstrahlung, welcher die benötigte Dicke der Absorberschichten halbiert.

Für eine auf eine 0,5 mm dicke Kupferwärmesenke aufgelötete Struktur, bestehend aus einem Bragg-Spiegel für 980 nm mit 30 AlAs/GaAs-Paaren und einer aktiven Schicht aus 12 Quantenfilmen und Spannungskompensationsschichten, ergibt sich mit den in Tabelle 3.1 angegebenen Schichtdicken und Wärmeleitzahlen eine Wärmestromdichte von etwa  $7 \text{ kWcm}^{-2}$ , bei der gerade der Temperatursprung von 100 K erreicht wird. Hierbei wurden der Bragg-Spiegel und die aktive Zone durch je eine Schicht mit der jeweils entsprechenden Gesamt-Wärmeleitzahl  $\lambda_{th,ges}$  und Gesamtdicke  $d_{ges}$  angenähert. Diese berechnet sich durch die Reihenschaltung der einzelnen thermischen

Widerstände  $R_{th,i} = \frac{d_i}{\lambda_{th,i} \cdot A_{eff}}$  zum Gesamtwiderstand  $R_{th,ges} = \sum_i R_{th,i} = \frac{d_{ges}}{\lambda_{th,ges} \cdot A_{eff}}$

des Schichtstapels [27], wobei Effekte der Grenzflächen zwischen den Schichten vernachlässigt bleiben, und kein Temperatursprung zwischen Kühlwasser und Wärmesenke angenommen wird. Zur Vollständigkeit sind auch die Werte der Wärmeleitzahl für die nicht einzeln betrachteten Materialien GaAs und AlAs in Tabelle 3.1 angegeben. Wird mehr Wärme je Fläche erzeugt, steigt die Temperatur so weit an, dass der Laserprozess deutlich an Effizienz verliert.

Material	Dicke [ $\mu\text{m}$ ]	Wärmeleitzahl $\lambda_{th}$ [ $\text{WK}^{-1}\text{m}^{-1}$ ]
<b>aktive Zone</b>	1,8	24 [18]
<b>Bragg-Spiegel</b>	4,6	61 [18]
<b>Lot</b>	1	30 [30,18]
<b>Kupfer</b>	500	400 [30,18]
<b>Diamant</b>	500	1000 [30]
<b>AlAs</b>		91 [29]
<b>GaAs</b>		44 [29]

**Tabelle 3.1:** Wärmeleitzahlen und für die Modellierung verwendete Dicken der einzelnen Schichten des Halbleiter-Scheibenlasers. Dabei wurden die Schichten der Aktiven und die Schichten des Bragg-Spiegels zu je einer Einzelschicht zusammengefasst.

Bei dieser Rechnung erkennt man jedoch, dass von den 100 K Temperatursprung etwa 88 K in der Wärmesenke auftreten, was an der im Vergleich zum Halbleiter relativ großen Dicke der Kupferschicht liegt. Vorrangig sollte also eine Optimierung der Wärmesenke durchgeführt werden. So kann zum Beispiel Diamant anstelle von Kupfer verwendet werden. Auf diese Weise wurden von Chilla et al 30 W Ausgangsleistung demonstriert [4]. Für kleine Pumpflecken ist die Approximation des eindimensionalen Wärmetransports nicht mehr gerechtfertigt und man muss den Einfluss dreidimensionalen Wärmetransports berücksichtigen, welcher die Kühlung auch in Kupfer erheblich verbessert.

Beachtet man, dass die Dicke des Halbleiters typischerweise nur wenige  $\mu\text{m}$  beträgt, während die Pumpfleckdurchmesser im Bereich einiger 100  $\mu\text{m}$  liegen, so wird klar dass im Volumenbereich des Halbleiters vorwiegend eindimensionaler Wärmetransport stattfindet. Nur in der Wärmesenke kann nennenswert dreidimensionale Wärmeleitung stattfinden, weshalb diese auch als Wärmespreizer bezeichnet wird. Für die 1D-Wärmeleitung innerhalb des Halbleiters folgt aus (3.1) für den Temperatursprung über eine Halbleiterschicht:

$$\Delta T_{1D}^{HL} = \frac{d}{A_{\text{eff}} \cdot \lambda_{\text{th,HL}}} \cdot \Phi = 2 \frac{\Phi \cdot d}{\pi \cdot w^2 \cdot \lambda_{\text{th,HL}}} \quad [\text{K}] \quad (3.2)$$

Hierbei ist  $d$  die Dicke und  $\lambda_{\text{th,HL}}$  die Wärmeleitfähigkeit der betrachteten Halbleiterschicht. Für den Temperatursprung innerhalb der Wärmesenke ergibt sich unter Berücksichtigung der 3D-Wärmespreizung [30]

$$\Delta T_{3D}^{\text{WS}} = \frac{\Phi}{\sqrt{2 \cdot \pi} \cdot w \cdot \lambda_{\text{th,WS}}}, \quad [\text{K}] \quad (3.3)$$

wobei  $\lambda_{\text{th,WS}}$  die Wärmeleitfähigkeit der Wärmesenke ist und vorausgesetzt wurde, dass die Dicke der Wärmesenke mindestens den dreifachen Radius  $w$  beträgt. Definiert man  $R_{1D/3D}$  als den Quotient der Temperatursprünge im dünnen Halbleiter und in der dicken Wärmesenke, so kann man daraus den kritischen Radius  $w_{\text{krit}}$  gewinnen, für den  $R_{1D/3D} = 1$  ist [30]

$$w_{\text{krit}} = \sqrt{\frac{8}{\pi}} \frac{\lambda_{\text{th,WS}} \cdot d}{\lambda_{\text{th,HL}}}. \quad [\text{m}] \quad (3.4)$$

Am kritischen Radius ist der Temperatursprung im Halbleiter so groß wie der in der Wärmesenke. Für  $R_{1D/3D} > 1$  ist der thermische Widerstand durch die 3D-Wärmeleitung in der Wärmesenke dominiert. Ein Vergrößern des Pumpflecks führt bei konstant gehaltener Pumpleistungsdichte zu einer Erhöhung des Temperatursprungs.

Berücksichtigt man, dass die Wärmeleitung durch die Vielzahl von Grenzflächen innerhalb des Halbleiters gestört wird, ergibt sich mit Hilfe der Werte aus Tabelle 3.1 ein zu großer möglicher Wärmestrom bei vorgegebenem Temperatursprung. Häring

verwendet daher für den Halbleiter eine gemittelte Wärmeleitzahl von  $15 \text{ WK}^{-1}\text{m}^{-1}$  statt  $41 \text{ WK}^{-1}\text{m}^{-1}$  [30], wie sich aus der Reihenschaltung der einzelnen Widerstände des Bragg-Spiegels und der aktiven Schicht ergeben würde. Für eine 0,5 mm dicke Kupferwärmesenke erhält man dann einen kritischen Radius von  $w_{\text{krit}} = 272 \mu\text{m}$ . Ab diesem beginnt die Leistungsskalierung über die Fläche zu versagen. Laserschwelle und differentieller Wirkungsgrad werden zunehmend von der steigenden Temperatur beeinflusst. Limitiert man den möglichen Temperatursprung ebenfalls auf 100 K, so ergibt sich eine mögliche Wärmestromdichte von etwa  $15 \text{ kWcm}^{-2}$ , was beim gewählten Pumpfleckradius von  $272 \mu\text{m}$  einem Wärmestrom  $\Phi$  von etwa 17 W entspricht. Für den reinen 1D Wärmetransport ergibt sich mit der reduzierten Wärmeleitzahl eine obere Grenze von etwa  $6 \text{ kWcm}^{-2}$ . Dies bedeutet, dass durch die 3D-Wärmeleitung in der Wärmesenke die mögliche einzubringende Wärme bei der ein Temperatursprung von 100 K auftritt mehr als verdoppelt werden kann.

Durch ein verbessertes Wärmesenken-Design kann der kritische Radius weiter vergrößert werden, oder aber der 1D Wärmesprung in der Wärmesenke minimiert werden. Hierzu kann man zum einen Mikrokanalkühler verwenden, bei denen die Dicke des Kupfers minimiert ist, oder zum anderen besser wärmeleitende Materialien wie Diamant verwenden.

Eine andere Möglichkeit zur Optimierung der Wärmeabfuhr ist die Wärmesenke direkt von vorne auf die aktive Struktur zu bonden. Hierzu können Saphir, Silizium-Carbid (SiC) [16, 17], oder Diamant [15] verwendet werden [18, 19]. Zusätzlich zur besseren Wärmeleitung wird dann auch der Wärmesprung über den Bragg-Spiegel vermieden, so dass dieser ohne Rücksicht auf seine thermischen Eigenschaften optimiert werden kann. Allerdings stellt der resonatorinterne Einsatz der Wärmesenke erhöhte Ansprüche an die optische Qualität der verwendeten Materialien. Ebenfalls muss die Wärme nun radial über die Wärmesenke abgeführt werden, da eine rückseitige Kühlung nicht mehr möglich ist.

Will man eine freie Leistungsskalierung über die Fläche erreichen, muss man sicherstellen, dass die abzuführende Wärmeleistungsdichte nur durch 1D-Wärmeleitung abtransportiert werden kann, im obigen Beispiel also in etwa unter  $6 \text{ kWcm}^{-2}$  bleibt. Dabei muss man jedoch beachten, dass wassergekühlte Wärmesenken für kleinere Flächen eine maximale Wärmestromdichte von etwa  $1,5 \text{ kWcm}^{-2}$  [31], für große gepumpte Flächen im Bereich mehrerer Quadratmillimeter sogar nur eine maximale Wärmestromdichte von  $0,5 \text{ kWcm}^{-2}$  abführen können. Dies stellt daher eine weitere Einschränkung der maximal zu erzeugenden Wärme dar. Für große Pumpflächen ist die Annahme einer konstanten Temperatur der Wärmesenkenunterseite daher nicht mehr gerechtfertigt. Nur für kleinere Pumpflecken kann die Aufspreizung des Wärmeflusses berücksichtigt werden, welcher diese Grenze leicht erhöht. Für exaktere Aussagen über die maximal mögliche Wärmestromdichte muss das Bauteil daher mit Hilfe einer FE-Berechnung simuliert werden.

## 3.2 Wärmeeintrag

Ist die Wärmeabfuhr optimiert, so bleibt zur weiteren Leistungsskalierung nur die Verringerung der in die aktive Schicht eingebrachten Wärme. Da durch das optische Pumpen auf eine Dotierung des Halbleiters verzichtet werden kann, ist die Störstellenkonzentration gering. Sind außerdem die Übergänge zwischen den verschiedenen Halbleiterschichten nahezu fehlerfrei gewachsen, so sollte eine interne Quanteneffizienz nahe eins, wie auch schon bei VCSELn demonstriert [32], möglich sein. Ist sichergestellt, dass die Absorption der Pumpstrahlung nur in den aktiven Schichten und nicht im Bragg-Spiegel oder dahinter stattfindet, bleiben nur noch der Quantendefekt sowie die im ungepumpten Bereich absorbierte spontane Emission als Wärmequelle. Bisherige Halbleiter-Scheibenlaser wurden zumeist mit einem Quantendefekt von etwa 20 % betrieben. Um diesen zu reduzieren, bieten sich prinzipiell zwei Möglichkeiten an, welche im Folgenden beschrieben werden sollen.

### 3.2.1 Barrierendesign

Zur Reduktion des Quantendefektes zwischen Laserwellenlänge und Pumpwellenlänge kann die Topftiefe der Quantenfilme reduziert werden. Dies kann durch geeignete Wahl des Barrierenmaterials erfolgen. Hierbei können die Topftiefen für Elektronen und Löcher auch verschieden groß sein, da man die unterschiedliche Mobilität der beiden Ladungsträger und ihre gegenseitige Coulomb-Anziehung ausnutzen kann, um eine ausreichende Ladungsträgerlokalisierung sicherzustellen. Da die verwendeten Materialien zum gewählten System Quantenfilm/Substrat passen müssen, ist diese Optimierung nur für bestimmte Halbleiterverbindungen wie z.B. GaAsSb/GaAs möglich [21].

### 3.2.2 Quantenfilm-Pumpen

Will man in der Wahl des Barrierenmaterials nicht von der Minimierung des Quantendefektes abhängig sein, so bleibt die Möglichkeit ganz auf die Absorption im Barrierenmaterial zu verzichten. Die Energie der Pumpstrahlung wird kleiner als die Bandlücke des Barrierenmaterials, jedoch größer als die der Quantenfilme gewählt. Die Absorption erfolgt nur in den Quantenfilmen und ist dadurch für einen einzelnen Pumpstrahlungsdurchgang sehr klein. Um eine ausreichende Absorption zu erreichen, müssen mehrere Pumpstrahlungsdurchgänge realisiert werden. Dies kann mit einer externen Pumpoptik analog wie beim Festkörper-Scheibenlaser oder durch Ausnutzen der internen Moden der Halbleiter Kavität geschehen.

### 3.2.3 Vor- und Nachteile der Methoden

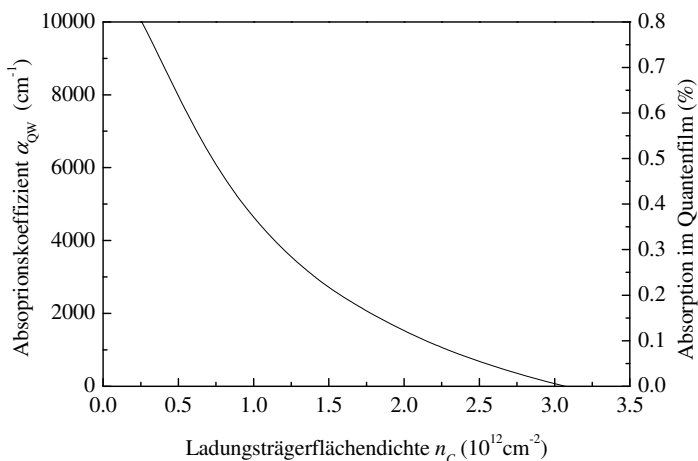
Der Vorteil des Barrierenpumpens mit minimiertem Quantendefekt ist, dass die Transparenzschwelle (abhängig von der Anzahl der Quantenfilme) und die Absorptionseffizienz getrennt optimiert werden können. Der Aufwand, eine genügende Absorption sicherzustellen, ist daher relativ gering. Die Ansprüche an die Pumpquelle sind gleichermaßen klein, da die Emissionswellenlänge nur durch die Bandkante des Barrierenmaterials festgelegt wird. Allerdings ist diese Optimierung nicht für jedes beliebige Halbleitermaterial möglich.

Vorteil des direkten Quantenfilm-Pumpens ist die Möglichkeit, den Quantendefekt prinzipiell noch kleiner zu wählen als beim Barrierenpumpen. Die Minimierung des Quantendefektes wird einzig durch das Ausbleichen der Absorption, d.h. die Abnahme der Absorption mit steigender Leistungsdichte der Pumpstrahlung im Quantenfilm limitiert, welche auftritt, wenn man zu nahe am Laserübergang pumpt. Die durch den Quantendefekt in der Probe erzeugte Wärme lässt sich daher drastisch reduzieren. Nachteilig ist jedoch der höhere Anspruch an die Qualität der Pumpstrahlung, wenn mit einfachen Mitteln eine hohe Absorptionseffizienz erreicht werden soll, sowie die engeren Toleranzen, welche an die Epitaxie gestellt werden müssen, wenn die Pumpwellenlänge von vornherein festgelegt wird.

Da das Quantenfilm-Pumpen jedoch keine Einschränkung an die zu verwendenden Materialsysteme vorgibt, wurde in dieser Arbeit nur diese Möglichkeit zur Reduzierung der eingebrachten Wärme untersucht. Daher wird im folgenden Kapitel nur näher auf das Quantenfilm-Pumpen eingegangen.

## 4 Grundlagen zum Quantenfilm-Pumpen

Der Absorptionskoeffizient  $\alpha_{QW}$  eines 8 nm dicken  $\text{In}_{0,17}\text{Ga}_{0,83}\text{As}$ -Quantenfilms für im Laserbetrieb relevante Ladungsträgerflächendichten  $n_C$  ist in Bild 4.1 für eine Pumpwellenlänge von 940 nm und einer Temperatur von 300 K dargestellt. Die Absorptionsspektren wurden mittels 8x8-kp-Bandtheorie für verschiedene Ladungsträgerflächendichten und Temperaturen berechnet [33]. Hieraus ergibt sich „leicht“ unterhalb der Laserschwelle bei einer Ladungsträgerflächendichte von  $10^{12} \text{ cm}^{-2}$  für die Pumpstrahlung mit 940 nm ein Absorptionsgrad beim Durchgang durch einen einzelnen Quantenfilm von 0,3 %. Bei einer typischen Anzahl von 6 bis 26 Quantenfilmen liegt die Gesamtabsorption während eines Pumpstrahl-Durchganges durch den Halbleiter also nur im Bereich weniger Prozent. Wie man trotzdem eine genügend hohe Gesamtabsorption sicher stellt, wird in den folgenden Kapiteln erörtert.



**Bild 4.1:** Absorptionskoeffizient  $\alpha_{QW}$  sowie Absorptionsgrad eines 8 nm dicken  $\text{In}_{0,17}\text{Ga}_{0,83}\text{As}$  Quantenfilms im Einfachdurchgang bei 940 nm und 300 K in Abhängigkeit der Ladungsträgerflächendichte  $n_C$ .

### 4.1 Mehrere Pumpstrahlungsdurchgänge

Um trotz der geringen Absorption eines einzelnen Quantenfilms eine ausreichende Gesamtabsorption sicherzustellen, muss die Pumpstrahlung mehr als einmal durch die

Struktur geführt werden. Dies kann mit Hilfe einer externen Pumpoptik (Multipass-Optik) geschehen, wie sie für den Festkörper-Scheibenlaser entwickelt wurde [34, 35]. Problematisch hierbei ist jedoch, dass die typischen Pumpfleckdurchmesser für den Halbleiter-Scheibenlaser etwa um den Faktor 5 kleiner, die gewünschten Pumpleistungsdichten jedoch vergleichbar zum Festkörper-Scheibenlaser sind. Um zu große Strahldurchmesser der Pumpstrahlung in der Multipassoptik und damit größere Transmissionsverluste zu vermeiden, sind daher Pumpdioden mit besserer Brillanz wünschenswert.

## 4.2 Absorption beim Quantenfilm-Pumpen

Aufgrund der geringen Absorption von nur wenigen Prozent im Einzeldurchgang durch den Halbleiter, wird am rückseitigen Bragg-Spiegel noch nennenswert Leistung reflektiert. Daher können sich beim Quantenfilm-Pumpen auch für das Pumpfeld stehende Wellen ausbilden. Beim Absorber-Pumpen wurde dieser Effekt nur für das Laserfeld berücksichtigt, da sich aufgrund der starken Absorption keine Stehwelle für die Pumpstrahlung ausbilden konnte. Die Verstärkung des Laserfeldes wurde erhöht, indem die Quantenfilme in den Wellenbäuchen der sich für  $\lambda_{\text{Laser}}$  ausbildenden Stehwelle platziert wurden und der interne Resonator in Resonanz zum Laserfeld gebracht wurde.

Die Situation wird komplizierter, wenn man die internen Resonanzen und die Positionierung der Quantenfilme in den Wellenbäuchen nun gleichzeitig für Laser- und Pumpfeld optimieren möchte. Ist die Stehwelle ebenso für das Pumpfeld optimiert, so erhöht man auch hier die mittlere Energiedichte, und damit den effektiven Absorptionsgrad, um maximal die doppelte Resonatorgüte. Um dies zu bewerkstelligen, muss der Laser so gebaut sein, dass die Wellenbäuche des Laser- und des Pumpfeldes an den Positionen der Quantenfilme liegen.

Das Stehwellenfeld entlang der Resonatorachse wird durch den zur Oberflächennormalen parallelen Anteil  $k_{\perp}$  des Vakuum Wellenvektors  $k = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda}$  der Strahlung der

Wellenlänge  $\lambda$  bestimmt. Der Abstand der Stehwellenbäuche  $\lambda_{\text{SW}}$  ist daher durch  $\lambda_{\text{SW}}(\alpha', \lambda) = \lambda \cdot (n_{\text{eff}}(\lambda) \cdot \cos(\alpha'))^{-1}$  gegeben, und die Bäuche der beiden Felder können durch Einstellen des internen Einfallswinkels  $\alpha'$  der Pumpstrahlung  $\lambda_{\text{Pump}}$  zur Überlagerung gebracht werden. Hierbei ist  $n_{\text{eff}}$  der effektive Brechungsindex des Halbleiters. Ist die Struktur unter normalem Einfall für das Laserfeld resonant, so muss die Pumpstrahlung die Bedingung  $\lambda_{\text{SW}}(0^\circ, \lambda_{\text{Laser}}) = \lambda_{\text{SW}}(\alpha', \lambda_{\text{Pump}})$  erfüllen. Hieraus

folgt für die Pumpwellenlänge, dass  $\lambda_{\text{Pump}} = \lambda_{\text{Laser}} \frac{n_{\text{eff}}(\lambda_{\text{Pump}})}{n_{\text{eff}}(\lambda_{\text{Laser}})} \cos(\alpha')$  erfüllt sein

muss. Aufgrund der typischen effektiven Brechzahlen der hier verwendeten Halbleiter



von etwa 3,5 ergeben sich für kleine interne Winkel  $\alpha'$  schon sehr große externe Winkel  $\alpha$ .

Möchte man ein zu großes Ausbleichen der Absorption vermeiden, sollte zwischen Pump- und Laserwellenlänge für dieses System möglichst eine Differenz von wenigstens 30 nm bestehen. Doch schon diese Differenz verlangt aufgrund des Brechungsindex nach einem externen Winkel  $\alpha$  von etwa  $70^\circ$ , weshalb diese Methode Pumpquellen mit guter Strahlqualität in der Einfallsebene erfordert. Vorteilhaft an den großen Winkeln ist die erhöhte Fresnel-Reflexion an der Halbleitervorderseite für s-Polarisation, welche die Güte der Kavität auf Kosten der Resonanzbreite verbessert und damit zu einer weiteren Erhöhung der Leistungsdichte für die Pumpstrahlung führt. Will man fasergekoppelte Pumpdioden verwenden, verhindert die hohe Divergenz und die fehlende Polarisation typischer fasergekoppelter Hochleistungs-Laserdioden das Pumpen unter großen Einfallswinkeln, sowie das Ausnutzen scharfer Resonanzen. Daher muss für die optische Anregung eine andere Mode der internen Kavität als für den Laserprozess gewählt werden. Wie sich diese Einschränkung auf die mögliche Resonanzüberhöhung der Pumpabsorption auswirkt, soll im Folgenden untersucht werden.

Hierzu sollen die Winkel- und die Wellenlängenabhängigkeit der beiden Größen  $\Gamma_{RPG}$  und  $\Gamma_{CAV}$  betrachtet werden. Die Winkelabhängigkeit beider Funktionen ergibt sich größtenteils durch die Periode des Stehwellenfeldes entlang der Oberflächennormalen  $\lambda_{SW}$ , wodurch die Maxima der Funktionen für einen steigenden Einfallswinkel  $\alpha$  um den Faktor  $\cos(\alpha')$  zu kleineren Wellenlängen verschoben werden, wobei  $\alpha'$  der Winkel im Halbleiter ist, der sich aus dem Brechungsgesetz ergibt. Die Funktion  $\Gamma_{CAV}$  wird zusätzlich von der winkelabhängigen Güte der Kavität bestimmt. Die Güte der Kavität wird maßgeblich von der vorhandenen Oberflächenreflexion bestimmt, welche durch die Fresnel-Gleichungen bestimmt ist. Für s-polarisierte Strahlung erhält man daher mit steigendem Winkel eine Zunahme des Reflexionsgrades und damit eine höhere Güte. Berücksichtigt man diese Winkelabhängigkeit, ist es ausreichend, die Wellenlängenabhängigkeit der Feldintensität  $|\vec{E}|^2$  an den Positionen der Quantenfilme für normalen Einfall zu betrachten, um zu untersuchen, wie trotz der oben angeführten Einschränkungen ein effizientes Diodenpumpen erreicht werden kann.

Für die folgenden beispielhaften Berechnungen wurde ein idealisiertes Design verwendet. Dieses besteht aus einem 26-Perioden-Bragg-Spiegel, dessen Stopband, d.h. reflektierender Bereich, um 980 nm zentriert ist. Die Quantenfilme sind für das Laserfeld bei 980 nm in den sich ergebenden Wellenbäuchen positioniert, die Halbleiterkavität ist in Resonanz zur Laserwellenlänge und an die verwendete Anzahl von Quantenfilmen angepasst. Das elektrische Feld wird mit Hilfe eines kommerziellen Mehrschicht-Spiegel Design Programms („Spektrum“, LZH Hannover) berechnet. Zur Vereinfachung wird für diese Struktur eine verlustfreie aktive Zone angenommen.

Dadurch ergibt sich eine konstante Amplitude der Stehwelle innerhalb des Halbleiters und  $\Gamma_{CAV}$  ist gegeben durch

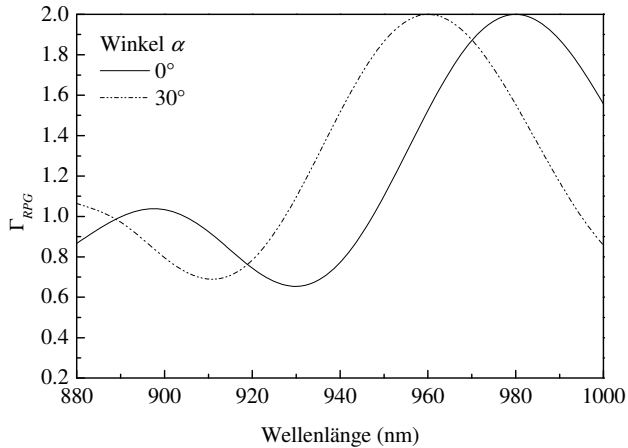
$$\Gamma_{CAV} = \frac{n_{eff}}{n_0} \frac{|\bar{E}|^2}{|\bar{E}_0|^2}. \quad (4.1)$$

Hierbei ist  $n_{eff}$  der effektive Brechungsindex in der Struktur, und  $n_0$  der des Materials vor dem Halbleiter (gewöhnlich Luft).  $|\bar{E}|^2$  bzw.  $|\bar{E}_0|^2$  sind die entsprechenden elektrischen Feldintensitäten. Die  $\Gamma_{RPG}$ -Funktion berechnet sich anhand

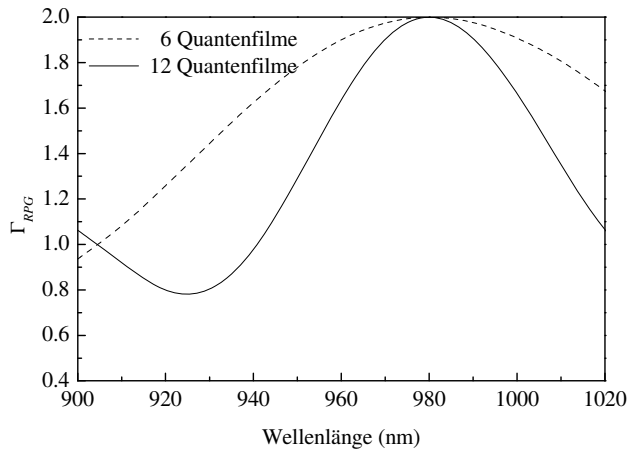
$$\Gamma_{RPG} = \frac{L_{Kav}}{d_{Akt}} \cdot \frac{\int |\bar{E}(z)|^2 dz}{\int_{Kavität} |\bar{E}(z)|^2 dz}. \quad (4.2)$$

Dabei ist  $L_{Kav}$  die Länge der Halbleiterkavität,  $d_{Akt}$  die Gesamtdicke der Quantenfilme. Das obere Integral wird dabei nur für die aktive Zone ausgewertet, das untere über die ganze Kavität. Im idealisierten Fall einer verlustfreien Probe und verschwindender vertikaler Ausdehnung der Quantenfilme ist die  $\Gamma_{RPG}$ -Funktion somit gegeben als die Summe der Werte der Feldintensität an den Quantenfilmen geteilt durch die halbe Amplitude des Stehwellenfeldes. Solch eine  $\Gamma_{RPG}$ -Funktion ist in Bild 4.2 für 12 Quantenfilme und Einfallswinkel von  $0^\circ$  bzw.  $30^\circ$  zur Normalen dargestellt. Deutlich erkennt man die Verschiebung des Maximums bei 980 nm zu kleineren Wellenlängen für größere Einfallswinkel. Ein Abweichen vom  $\cos(\alpha')$ -Verlauf beobachtet man erst nach dem Nebenmaximum. In Bild 4.2 ist dies für einen Einfallswinkel von  $30^\circ$  erst für Wellenlängen kleiner 880 nm der Fall. Ausgehend vom Hauptmaximum, bei dem alle Feldbäuche mit den Positionen der Quantenfilme übereinstimmen, verschieben sich die Bäuche weg von den Quantenfilmen, bis sich einige dem nächsten Quantenfilm annähern, was zur Ausbildung des Nebenmaximums führt. Vernachlässigt man die Phasensprünge bei Reflexion, würde man bei der halben Wellenlänge ein weiteres Hauptmaximum erwarten. Phasensprünge am Bragg-Spiegel und der Vorderfläche sowie einsetzende Absorption und abnehmende Reflexion des Bragg-Spiegels verschieben bzw. unterdrücken dieses jedoch.

Reduziert man die Anzahl der Quantenfilme, wird das zentrale Maximum wesentlich breiter. Dies ist in Bild 4.3 zu erkennen, bei der die  $\Gamma_{RPG}$ -Funktion für eine interne Kavität bestehend aus 6 bzw. 12 Quantenfilmen dargestellt ist.



**Bild 4.2:** Überlapp der Quantenfilme mit den Feldbäuchen, ausgedrückt durch die Funktion  $\Gamma_{RPG}$  als Funktion der Wellenlänge für verschiedene externe Einfallswinkel  $\alpha$  der Strahlung. Man erkennt, dass sich die Position des Maximums der Funktion mit steigendem Einfallswinkel zu kleineren Wellenlängen verschiebt. Im Maximum liegen alle Quantenfilme exakt in den Stehwellenbäuchen.



**Bild 4.3:**  $\Gamma_{RPG}$  als Funktion der Wellenlänge für 6 und 12 Quantenfilme. Bei kleinerer Anzahl von Quantenfilmen macht sich das Verschieben der Feldbäuche, weg von der Position der Quantenfilme, nicht so schnell bemerkbar.

Die Funktion  $\Gamma_{CAV}$  ist in Bild 4.4 zusammen mit der  $\Gamma_{RPG}$ -Funktion für 12 Quantenfilme dargestellt. Wie zu sehen ist, wiederholt die  $\Gamma_{CAV}$ -Funktion ihre Maxima für die Moden der Kavität. Die Amplitude der Maxima hängt dabei ab von der Güte  $Q$  der Kavität für diese Wellenlänge, also der Absorption in der aktiven Schicht und den Reflexionsgraden der beiden spiegelnden Flächen.

Für die Modellierung der Proben müssen die Funktionen  $\Gamma_{RPG}$  und  $\Gamma_{CAV}$  der vorhandenen Proben bestimmt werden. Der Reflexionskoeffizient  $R_1$  der unbeschichteten Halbleitervorderseite beträgt typischerweise um 30 %, der des Bragg-Spiegels idealerweise  $R_2 = 100$  %. Die Absorption bzw. Verstärkung für einen Durchgang ist wesentlich kleiner als 10 %. Daher ist die Kavität nicht Impedanz angepasst (was der Fall wäre für  $\sqrt{R_1} = \sqrt{R_2} \cdot V_0$  mit  $V_0 = \exp(-\alpha_{QW}L_{Kav})$ ) und die Stehfeldverteilung ist in guter Näherung unabhängig von der zugrunde gelegten Absorption. Dadurch sind die Funktionen  $\Gamma_{RPG}$  und  $\Gamma_{CAV}$  ebenso in guter Näherung unabhängig von der intrinsischen Absorption bzw. Verstärkung. Unter dieser Voraussetzung kann man die  $\Gamma$ -Funktionen mittels der „Spektrum“-Software berechnen. Kennt man die Schichtdicken und zugehörigen Brechzahlen der Struktur, kann man für die Quantenfilme einen kleinen Testabsorptionskoeffizient  $\alpha_{test}(\lambda)$  annehmen. Den für einen bestimmten Einfallswinkel  $\alpha$  berechneten Gesamtabsorptionsgrad  $A_{ges}(\lambda, \alpha)$  kann man nun in Relation zu der Absorption setzen, welche man beim einfachen Doppeldurchgang der Strahlung durch die Struktur erwarten würde. Nähert man den Reflexionsgrad des Bragg-Spiegels mit 100 %, so erhält man die  $\Gamma$ -Funktion  $\Gamma(\lambda, \alpha) = \Gamma_{RPG}(\lambda, \alpha) \cdot \Gamma_{CAV}(\lambda, \alpha)$  innerhalb des Stopbandes der Probe nach

$$\Gamma(\lambda, \alpha) = \Gamma_{RPG}(\lambda, \alpha) \cdot \Gamma_{CAV}(\lambda, \alpha) = -\frac{\ln(1 - A_{ges}(\lambda, \alpha))}{\alpha_{test}(\lambda) \cdot 2 \cdot d_{QW} \cdot N_{QW}}. \quad (4.3)$$

Dabei ist  $N_{QW}$  die Anzahl und  $d_{QW}$  die Dicke der Quantenfilme.

Analog zur effektiven Verstärkung nach Gleichung (2.2) ergibt sich für die Absorption der Pumpstrahlung

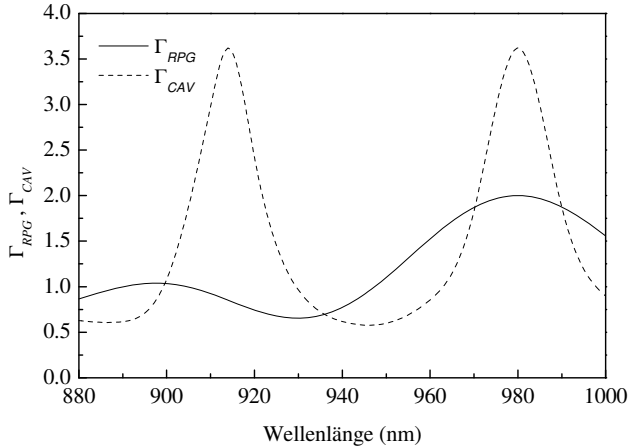
$$\alpha_{eff}(\lambda, \alpha) = \Gamma_{RPG}(\lambda, \alpha) \cdot \Gamma_{CAV}(\lambda, \alpha) \cdot \alpha_{QW}(\lambda), \quad (4.4)$$

wobei  $\alpha_{QW}(\lambda) = -g_{QW}(\lambda)$  gilt, da der Absorptionskoeffizient der negativen Verstärkung entspricht.

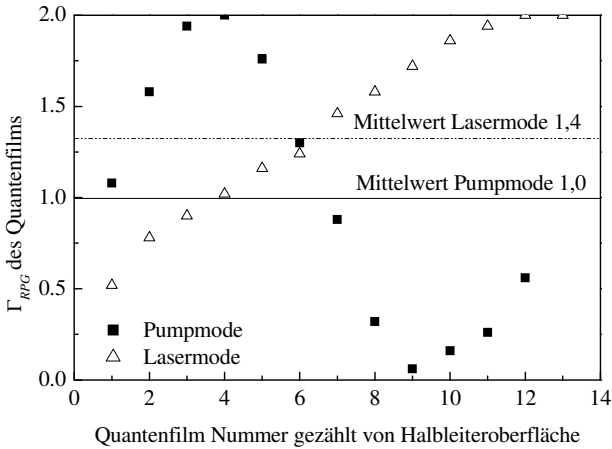
Diese Gleichung gilt exakt, solange es nur einen Quantenfilm gibt oder solange am Ort jedes Quantenfilms das gleiche elektrische Feld vorherrscht, also in dem Fall, dass die Quantenfilme perfekt angepasst sind an das Pump- und das Laserfeld, weil dieselbe Resonanz für den Laser- und den Pumpprozess verwendet wird. Anderenfalls stellt diese Gleichung eine mittlere Absorption dar, die weit von der Absorption eines einzelnen Quantenfilms abweichen kann, was auch für die Verstärkung gilt. Ein

Extremfall ist in Bild 4.5 gezeigt. Hier ist der Wert der  $\Gamma_{RPG}$ -Funktion für jeden einzelnen Quantenfilm für die Lasermode und die nächst höherenergetische Mode (Pumpmode) dargestellt. Gleichzeitig ist der auf obige Weise berechnete Mittelwert dargestellt. Deutlich erkennt man für die Pumpmode, dass Quantenfilm #10 und #9 nahe an einem Stehfeldknoten der Pumpstrahlung positioniert sind, was jedoch durch die gute Positionierung der Quantenfilme #4 und #3 kompensiert wird. Berechnet wurden diese Werte für die Probe A0919, welche durch einen Ätzhfehler eine starke Variation der Dicke der Kavität über ihre Oberfläche zeigte, wodurch die Position der Stehfelder stark zur Position der Quantenfilme verschoben werden konnte. Die gezeigten Werte ergeben sich für einen Pumpspot nahe am Probenrand.

Da bei günstigerem Design die Abweichungen zum Mittelwert kleiner sein sollten, und man (wie in 4.3.3 gezeigt wird) für Ladungsträgerdichten in der Nähe der Transparenzschwelle in guter Näherung einen linearen Zusammenhang zwischen Ladungsträgerdichte und Verstärkung annehmen kann, ergibt sich für Quantenfilme mit verschiedener Ladungsträgerdichte in etwa die selbe intrinsische Verstärkung wie in dem Fall, dass alle Quantenfilme gleiche Ladungsträgerdichte besitzen. Daher stellt die Näherung einer mittleren effektiven Absorption (Verstärkung) gemäß (4.4) bzw. (2.2) keine nennenswerte Beschränkung für die Beschreibung des Laserverhaltens dar.



**Bild 4.4:**  $\Gamma_{RPG}$  und  $\Gamma_{CAV}$  als Funktion der Wellenlänge. Befinden sich die Quantenfilme in einer Reihe so ist das Nebenmaximum der  $\Gamma_{RPG}$ -Funktion nicht an der selben Position wie die nächste Resonanz der Kavität.



**Bild 4.5:**  $\Gamma_{RFG}$  der Quantenfilme der Struktur A0919 für die 972-nm Laserresonanz (Dreiecke) und die 926-nm Pumpresonanz (Quadrate) welche sich für eine Pumpposition nahe am Probenrand ergibt. Die Quantenfilme sind hierfür beginnend von der Halbleiteroberfläche durchnummeriert. Die Geraden stellen den Mittelwert über alle Quantenfilme dar.

### 4.3 Optimierung der Proben

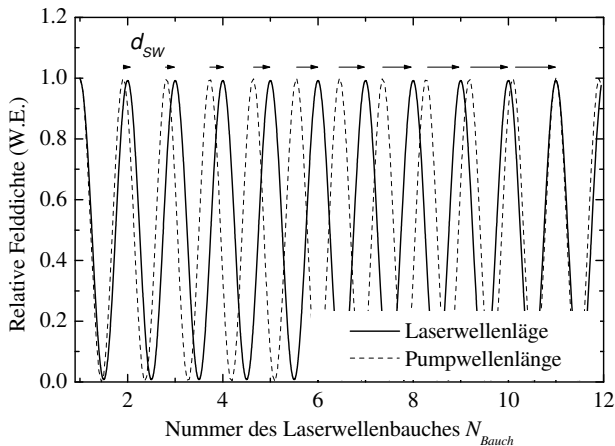
Für einen optimalen Betrieb des Lasersystems soll eine gute Absorption bei gleichzeitig guter Lasereffizienz erzielt werden. Die Maßnahmen hierfür sind nicht unabhängig voneinander, so dass Abwägungen getroffen werden müssen zwischen akzeptabler Absorptionseffizienz, guten Lasereigenschaften und unkomplizierter Herstellung. Im Folgenden soll auf die Möglichkeiten eingegangen werden, Absorption und Laserprozess zu optimieren, wobei im Einzelnen auf die jeweiligen Abhängigkeiten verwiesen wird.

#### 4.3.1 Resonante Absorption

Sollen leistungsstarke Laserdioden als Pumpquelle verwendet werden, ist man bereits auf die gängigen Diodenwellenlängen festgelegt (808 nm, 915 nm, 940 nm, 980 nm, etc.). Die Halbleiterprobe muss so ausgelegt werden, dass sich der passende Modenabstand der internen Kavität ergibt, diese also resonant für Laser- und Pumpfeld ist. Dabei kann entweder die Phase des Bragg-Spiegels oder die Länge der Kavität angepasst werden. Ein möglicher Parameter zur Abstimmung der Resonanzen ist der Einfallswinkel der Pumpstrahlung. Dieser ist jedoch eingeschränkt durch die numerische Apertur (NA), mit der die Pumpstrahlung auf die Probe einfällt. Eine NA

von etwa 0,2 beschränkt die möglichen Winkel schon auf Werte zwischen etwa  $30^\circ$  und  $50^\circ$ .

Für den einfacheren Fall eines binären AlAs/GaAs-Bragg-Spiegels muss die Pumpwellenlänge innerhalb des reflektierenden Bereichs des Bragg-Spiegels liegen (Stopband). Typische Breiten des Stopbandes betragen etwa 100 nm. Ist der Bragg-Spiegel auf die Laserwellenlänge zentriert, ergibt sich ein maximal möglicher Abstand von etwa 50 nm zwischen Pump- und Laserwellenlänge. Berücksichtigt man die winkelabhängige Verschiebung des Stopbandes zu kleineren Wellenlängen, erhöht sich der mögliche Abstand noch leicht; aufgrund der schlechteren Reflexionseigenschaften am Rand des Stopbandes sollte die Pumpwellenlänge jedoch nicht zu nah am Rand des Stopbandes gewählt werden.



**Bild 4.6:** Darstellung des Verlaufs von Laser- und Pumpfeld im Halbleiter. Durch die kleinere Wellenlänge fällt der Pumpwellenbauch (gestrichelte Linie), wie durch die Pfeile angedeutet, gegenüber dem Laserwellenbauch (durchgezogene Linie) zurück. Es ergibt sich so eine Überlagerung des 12. Pumpwellenbauchs mit dem 11. Laserwellenbauch.

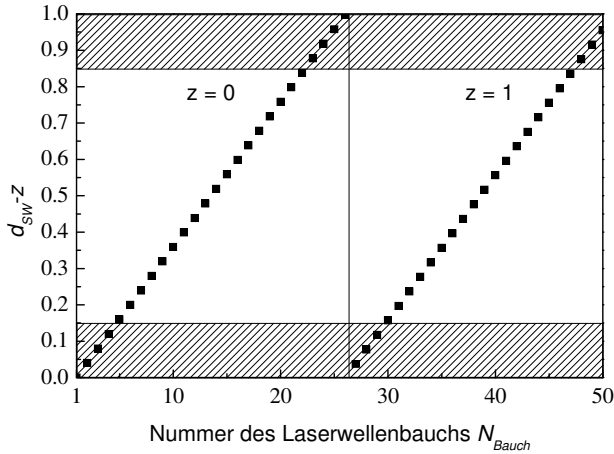
Setzt man eine optimale Positionierung der Quantenfilme in der Stehwelle des Laserfeldes voraus, so erkennt man, dass für den 6. Laserwellenbauch ein Knoten des Pumpfeldes vorliegt. Ein dort positionierter Quantenfilm kann trotz optimaler Wechselwirkung mit dem Laserfeld nicht zur Verstärkung beitragen, da er gar nicht optisch gepumpt wird. Daher lässt sich insgesamt die gleichzeitige Überlagerung beider Stehwellenfelder mit den Quantenfilmen stark verbessern, wenn nicht jeder Laserwellenbauch mit Quantenfilmen besetzt wird. Setzt man das Pumpen und die Laseroszillation auf einer Resonanz der Kavität voraus, so bewirkt der Phasensprung an der

Halbleiteroberfläche, dass in beiden Fällen ein Wellenbauch vorliegt. Nummeriert man die Bäuche von dort beginnend durch erkennt man, dass der Pumpwellenbauch gegenüber dem Laserwellenbauch aufgrund seiner kleineren Stehfeldperiode zurück fällt. Dabei nähert er sich dem Laserwellenbauch der nächst kleineren Ordnung an. Dies ist schematisch in Bild 4.6 dargestellt. Im gezeigten Beispiel fällt der Pumpwellenbauch Nr. 11 mit dem Laserwellenbauch Nr. 10 zusammen. Für den Abstand des Laser- zum Pumpwellenbauch gleicher Ordnung ergibt sich

$$d_{SW}(N_{Bauch}) = (N_{Bauch} - 1) \left( 1 - \frac{\lambda_{Pump}}{\lambda_{Laser}} \cdot \frac{n_{eff}(\lambda_{Laser})}{n_{eff}(\lambda_{Pump})} \right). \quad (4.5)$$

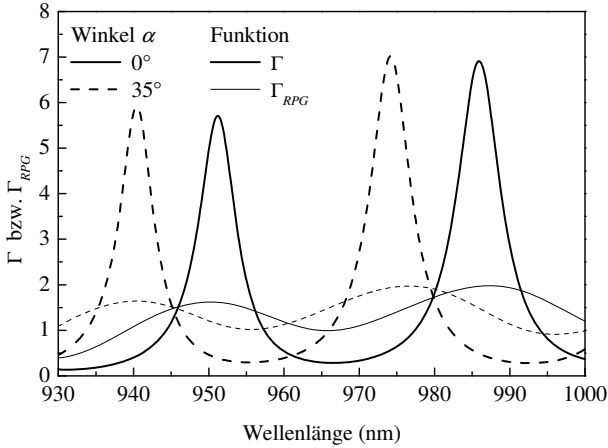
Dabei ist  $N_{Bauch}$  die Nummer bzw. Ordnung des Laserwellenbauchs und  $n_{eff}(\lambda)$  der effektive Brechungsindex der Halbleiterstruktur bei der entsprechenden Wellenlänge. Der Abstand  $d_{SW}$  wird in Einheiten von  $\lambda_{Laser} \cdot (2 \cdot n_{eff}(\lambda_{Laser}))^{-1}$  angegeben, da dies dem Abstand der Stehwellenbäuche des Laserfeldes entspricht. Das bedeutet, dass für  $d_{SW} = 0, 1, 2, \dots$  der Pumpwellenbauch mit einem Bauch der Ordnung  $N_{Bauch} - d_{SW}$  des Laserfeldes zusammen fällt. Der Abstand  $d_{SW} - z$ ,  $z \in \{0, 1\}$ , ist in Bild 4.7 für eine Laserwellenlänge von 985 nm und eine Pumpwellenlänge von 952 nm gezeigt. Für einen externen Pumpwinkel von  $35^\circ$  entspricht dies einer Pumpwellenlänge von 940 nm. Die effektiven Brechzahlen wurden mit 3,49 und 3,5 angenommen. Da ein kleiner Abstand der Bäuche tolerierbar ist, kann man die optimale Position für einen Quantenfilm durch  $|d_{SW} - z| < 0,15$  mit  $z \in \{1, 2, 3, \dots\}$  definieren. Diese Bereiche sind in Bild 4.7 schraffiert dargestellt.





**Bild 4.7:** Abstand des Laserwellenbauchs  $N_{Bauch}$  zum Pumpwellenbauch  $N_{Bauch}-z$  für  $z = 0$  und 1 in Einheiten des Abstandes der Laserwellenbäuche. Die Pumpwellenlänge beträgt 940 nm, bei einem externen Einfallswinkel von  $35^\circ$ . Die Laserwellenlänge beträgt 985 nm. Für  $d_{SW} \in \{0, 1, 2, \dots\}$  fällt ein Pump- mit einem Laserwellenbauch zusammen. Die Bereiche mit einem noch guten Überlapp zwischen den Wellenbäuchen sind schraffiert gekennzeichnet.

Für die obige Struktur werden also optimaler Weise die ersten drei Bäuche #2 bis #4, welche auf den ersten Bauch an der Oberfläche folgen, sowie die Bäuche #23 bis #25 mit einzelnen oder mehreren Quantenfilmen besetzt. Damit das Pumpen bei 940 nm und einem externen Pumpwinkel von  $35^\circ$  auf einer Resonanz der Kavität erfolgt, muss die Länge der Kavität einen Modenabstand von 37 nm ermöglichen. Die kleinste optische Länge der Kavität ergibt sich daraus zu  $11 \cdot \lambda_{Laser} (n_{eff}(\lambda_{Laser}))^{-1}$ . Es lassen sich daher nur 22 RPG Perioden anordnen, so dass die hinteren Quantenfilme #23 bis #25 nicht genutzt werden können. Besetzt man die Bäuche #19 - #21, ergibt sich eine mögliche Quantenfilm-Anzahl zwischen 6 und 12, wenn man sich auf Doppelquantenfilm Strukturen beschränkt. Die so erreichbaren Resonanzfunktionen  $\Gamma(\lambda)$  und  $\Gamma_{RPG}(\lambda)$  sind in Bild 4.8 für Einfallswinkel  $0^\circ$  und  $35^\circ$  gezeigt. Man erkennt, dass die Lasereigenschaften durch das Umordnen der Quantenfilme unbeeinflusst bleiben. Der Wert der  $\Gamma_{RPG}(\lambda)$ -Funktion für das optische Pumpen unter  $35^\circ$  bei 940 nm kann so jedoch auf  $\Gamma_{RPG} = 1,6$  angehoben werden im Vergleich zu Werten kleiner 1, welche sich bei Besetzen der Wellenbäuche #2 bis #13 mit einzelnen Quantenfilmen ergeben würde. Zusammen mit der Resonanzüberhöhung ergibt sich so eine etwa 6-fach vergrößerte Absorption.



**Bild 4.8:**  $\Gamma_{RPG}(\lambda)$  sowie  $\Gamma(\lambda)$  einer optimierten Struktur in Abhängigkeit der Wellenlänge für  $0^\circ$  und  $35^\circ$  Einfallswinkel bei 300 K. Durch die Umordnung der Quantenfilme fällt das Nebenmaximum der  $\Gamma_{RPG}$ -Funktion mit der zweiten Resonanz der Kavität zusammen, welche so optimal zum optischen Pumpen genutzt werden kann. Die Lasereigenschaften bleiben unbeeinflusst.

Für eine Ladungsträgerdichte von  $n_C = 1,1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  ergibt sich anhand Bild 4.1 ein Absorptionsgrad je Quantenfilm von etwa 0,3 %. Für 12 Quantenfilme erhält man so für einen Doppeldurchgang durch die Probe einen maximalen Absorptionsgrad von  $1 - (1 - 6 \cdot 0,3\%)^{12} \approx 35\%$ . D.h. schon mit einer einfachen Rückabbildung der Pumpstrahlung kann diese zu über 58 % absorbiert werden. Reduziert sich die intrinsische Absorption durch einen Anstieg der Ladungsträgerflächendichte auf  $n_C = 1,4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ , was in etwa der Ladungsträgerdichte im Laserbetrieb entspricht, so sinkt der Absorptionsgrad eines Quantenfilms auf etwa 0,24 %, der maximale Absorptionsgrad der Struktur für zwei Doppeldurchgänge sinkt somit auf etwa 50 %.

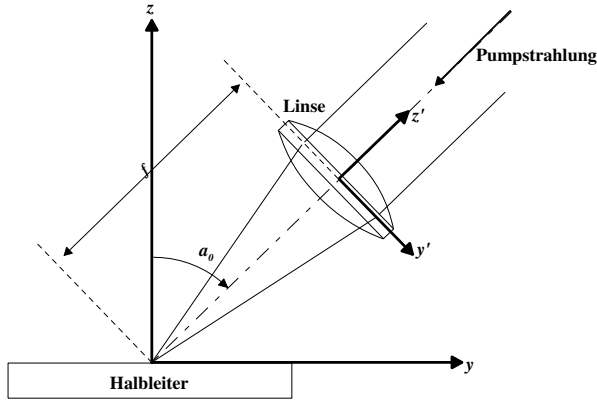
Eine weitere Möglichkeit, die Absorption zu verbessern, ist, den Reflexionsgrad der Halbleitervorderfläche gezielt zu ändern. Im Fall der Impedanzanpassung erhält man den maximalen Absorptionsgrad der Kavität. Für den optimalen Reflexionsgrad  $R_{Opt}$  gilt demnach  $R_{Opt} = R_2 \cdot V_0^2$ . Für die genaue Berechnung der  $\Gamma$ -Funktionen muss dann allerdings der exakte Absorptionsverlauf der Quantenfilme berücksichtigt werden.

Die oben berechneten Absorptionsgrade setzen voraus, dass die Pumpstrahlung genau auf das Maximum der Pumpresonanz abgestimmt werden kann und dabei eine

$\delta$ -förmige Verteilung des Einfallswinkels besitzt. Dies ist für das Pumpen mit einem Titan:Saphir-Laser (Ti:Sa) eine gute Näherung. Verwendet man jedoch fasergekoppelte Diodenlaser mit Faserdurchmessern im Bereich  $200\ \mu\text{m}$ , deren Faserende mit einem Abbildungsmaßstab  $\leq 2$  auf die Probe abgebildet wird, so muss die Einfallswinkel- und Wellenlängenverteilung der Pumpstrahlung berücksichtigt werden. Der Einfluss der numerischen Apertur des Fokussiersystems sowie der spektralen Verteilung der verwendeten Pumpstrahlungsquelle auf den möglichen Absorptionsgrad soll daher im folgenden Kapitel behandelt werden.

### 4.3.2 Einfluss der numerischen Apertur und der Breite des Pumpspektrums

Um den Einfluss einer nicht verschwindenden Winkelverteilung abzuschätzen, unter der die Pumpstrahlung auf die Probe fokussiert wird, wird der Halbleiter durch ein Fabry-Perot-Etalon mit homogen verteilten Verlusten angenähert. Die Wellenlängenabhängigkeit des Reflexionsgrades des hinteren Bragg-Spiegels wird vernachlässigt. Zur Vereinfachung sollen die Einflüsse der Stehfeldeigenschaften auf die Absorption hier vernachlässigt werden. Durch die optimale Auslegung der Halbleiterstruktur kann die Absorption so nochmals verbessert werden, so dass die folgenden Ergebnisse eine eher konservative Berechnung der zu erreichenden Absorptionsgrade darstellen. Für die Simulation wird davon ausgegangen, dass der Zentralstrahl der Pumpstrahlung, wie in Bild 4.9 skizziert, unter dem Einfallswinkel  $\alpha_0$  auf die Halbleiteroberfläche auftrifft. Der Abstand der verwendeten Fokussierlinse zur Halbleiteroberfläche entspreche der Brennweite  $f$  der Linse. Die Einfallsebene liege dabei in der  $y$ - $z$ -Ebene eines kartesischen Koordinatensystems, das seinen Ursprung auf der Halbleiteroberfläche habe (Laborsystem). Zweckmäßigerweise wählt man zur Beschreibung der Diodenstrahlung ein Koordinatensystem welches im Zentrum der Fokussierlinse liegt, und entsprechend ausgerichtet ist (gestrichene Größen). In Bezug auf das Laborsystem ist dieses um den Winkel  $-\alpha_0$  um die  $x$ -Achse gedreht, und um den Vektor  $(0, f \cdot \sin(\alpha_0), f \cdot \cos(\alpha_0))$  verschoben.



**Bild 4.9:** Skizze zur Erläuterung der gewählten Koordinatensysteme. Die Pumpstrahlung wird in der y-z-Ebene unter dem Winkel  $\alpha_0$  durch eine Linse im Abstand  $f$  auf den Halbleiter fokussiert.

Die spektrale Verteilung der Diode wird durch eine Gaussverteilung um die Zentralwellenlänge  $\lambda_0$  mit Breite  $w_{Diode}$  berücksichtigt. Verwendet man zur Beschreibung der Pumpstrahlung Kugelkoordinaten  $(r', \vartheta', \varphi')$  und nimmt eine radiale Supergaussverteilung 6-ter Ordnung mit Breite  $w_{NA}$  an, ergibt sich die spektrale Pumpleistungsdichte  $E_{Diode}$  der Diode zu

$$E_{Diode}(\lambda, r', \varphi') = E_0 \cdot e^{\frac{-(\lambda - \lambda_0)^2}{2(w_{Diode})^2}} \cdot e^{\frac{-(r'^6)}{2w_{NA}^6}} \quad [\text{W m}^{-4}] \quad (4.6)$$

Die gesamte einfallende Pumpleistung  $P_{Diode}$  ergibt sich dann aus

$$P_{Diode} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} E_{Diode}(\lambda, r', \varphi') d\lambda r'^2 dr' d\varphi' \quad [\text{W}] \quad (4.7)$$

Die Breite  $w_{NA}$  der radialen Verteilung definiert sich durch die NA der verwendeten Fokussieroptik und ergibt sich aus  $w_{NA} = f \cdot \tan(\arcsin(NA))$ . Dabei soll hier nur der Teil der Fokussieroptik berücksichtigt werden, welcher auch tatsächlich von der Pumpstrahlung ausgeleuchtet wird. Abhängig von der radialen Position  $r'$  auf der Fokussierlinse und dem Winkel  $\varphi'$  zur  $x'$ -Achse ergibt sich dann der Einfallswinkel  $\alpha(r', \varphi')$  der Pumpstrahlung zur Oberflächennormalen gemäß

$$\alpha(r', \varphi') = \arctan\left(\frac{(r' \cdot \cos(\varphi'))^2 + (f \cdot \sin(-\alpha_0) + r' \cdot \cos(-\alpha_0) \cdot \sin(\varphi'))^2}{f \cdot \cos(-\alpha_0) + r' \cdot \sin(-\alpha_0) \cdot \sin(\varphi')}\right) \quad [\text{rad}] \quad (4.8)$$

Für die Berechnung wurde angenommen, dass die Pumpstrahlung in einen Punkt auf der Oberfläche auftrifft.

Für den Absorptionsgrad des Halbleiters gilt dann in Abhängigkeit des internen Einfallswinkels  $\alpha'$  ( $r'$ ,  $\varphi'$ ), des Reflexionsgrades  $R_l$  der Halbleitervorderseite und der Wellenlänge  $\lambda$  [36]:

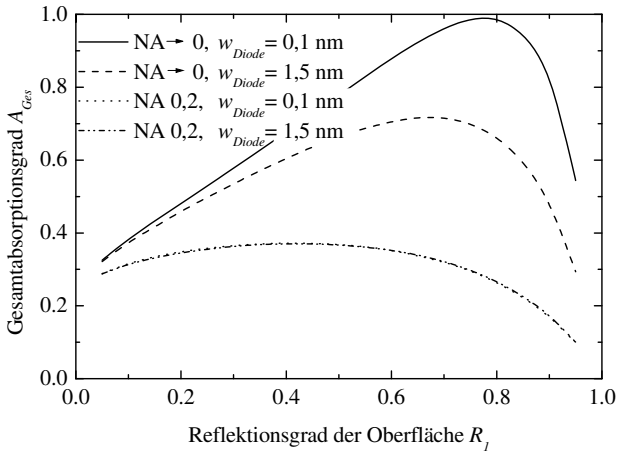
$$A(R_1, \lambda, r', \varphi') = \frac{(1 - R_1) \cdot (1 - V_0) \cdot (1 + R_2 \cdot V_0)}{(1 - \sqrt{R_1 R_2} V_0)^2 + 4 \sqrt{R_1 R_2} V_0 \cdot \sin^2 \left( \frac{2\pi}{\lambda} L_{\text{Kavität}} \cdot n_{\text{eff}} \cos(\alpha'(r', \varphi')) \right)}. \quad (4.9)$$

Der Verlustfaktor eines Einzeldurchgangs  $V_0 = V_0(\lambda) = \exp(-\alpha_{QW}(\lambda) \cdot N_{QW} \cdot d_{QW})$  ergibt sich aus den berechneten Absorptionsspektren  $\alpha_{QW}(\lambda)$  der Quantenfilme für verschiedene Ladungsträgerflächendichten.  $N_{QW}$  gibt dabei die Anzahl der Quantenfilme in der Struktur,  $d_{QW}$  die Dicke eines einzelnen Quantenfilms an.

Es wird davon ausgegangen, dass die Kavität auf eine Resonanz für die Zentralwellenlänge der Pumpdiode unter dem verwendeten Einfallswinkel abgestimmt ist. Für eine Pumpwellenlänge von 940 nm ergibt sich so eine Länge der Kavität von 3052 nm. Der Gesamtabsorptionsgrad der einfallenden Strahlung für einen Doppeldurchgang durch den Halbleiter ergibt sich dann aus:

$$A_{\text{ges}}(R_1, \lambda_0, \alpha_0) = \frac{1}{P_{\text{Diode}}} \int_{0^\circ}^{90^\circ} \int_{850\text{nm}}^{980\text{nm}} E_{\text{Diode}}(\lambda, r'(\alpha), \varphi'(\alpha)) \cdot A(R_1, \lambda, r'(\alpha), \varphi'(\alpha)) \cdot d\lambda d\alpha. \quad (4.10)$$

Variiert man nun den Reflexionsgrad der Oberfläche  $R_l$ , erhält man den in Bild 4.10 gezeigten Verlauf des Gesamtabsorptionsgrades für einen Einfachdurchgang durch die Halbleiterstruktur. Gezeigt ist der Gesamtabsorptionsgrad für eine Linienbreite der Diodenstrahlung von 1,5 nm und eine NA der Fokussieroptik von 0,2, die Ergebnisse für verschwindende Linienbreite oder NA, sowie der Idealfall einer verschwindenden Linienbreite und NA. Die für die Berechnung verwendeten Parameter sind in Tabelle 4.1 angegeben.



**Bild 4.10:** Gesamtabsorptionsgrad von 12  $\text{In}_{0,17}\text{Ga}_{0,83}\text{As}$ -Quantenfilmen mit 8 nm Dicke im Einfachdurchgang als Funktion des Reflexionsgrades der Oberfläche des Halbleiters für eine Ladungsträgerflächendichte  $n_C = 8 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ . Die Berechnung wurde einmal für eine NA der Fokussieroptik von 0,2 und eine Linienbreite von 1,5 nm bzw. 0,1 nm durchgeführt (Gepunktete und Strich-Punktierter Linie, beide nahezu deckungsgleich), sowie für eine verschwindende NA und eine Linienbreite von 1,5 nm bzw. 0,1 nm (gestrichelte und durchgezogene Linie). Die Pumpwellenlänge beträgt 940 nm.

Man erkennt, dass man nur im Falle einer kleinen NA deutliche Vorteile durch eine Minimierung der Linienbreite der verwendeten Pumpdiode erhält. Durch die dann verschwindende Variation des Einfallswinkels der Strahlung bleibt auch die Resonanz der Kavität bei der gleichen Wellenlänge. Daher ist es von Vorteil möglichst viel Intensität auf der Zentralwellenlänge zu bündeln, also die spektrale Breite zu reduzieren. Bei einer NA von 0,2 erhält man für eine Linienbreite von 1,5 nm und 0,1 nm nahezu deckungsgleiche Kurven. Aufgrund der Variation des Einfallswinkels der Strahlung ergibt sich auch eine Variation der Lage der Resonanz der Kavität. Ein spektral scharfer Pumpstrahl kommt in den Randbereichen daher aus der Resonanz, so dass die Zunahme der Absorption im Zentralstrahl nicht voll zu tragen kommen kann. Bild 4.11 zeigt den Verlauf des Gesamtabsorptionsgrades der Halbleiterstruktur unter Berücksichtigung der Linienbreite und NA für zwei verschiedene Ladungsträgerdichten, welche einem Zustand weit unter bzw. gerade an der Laserschwelle entsprechen. Die beiden Kurvenscharen sind für Ladungsträgerdichten von  $n_C = 8 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$  und  $n_C = 1,4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  berechnet. Die NA der Pumpfokussierung wurde zwischen 0,3 und 0,05 variiert. Deutlich erkennt man, dass mit einer sehr guten

Strahlquelle und somit kleinen NA die höchsten Gesamtabsorptionsgrade zu erzielen sind. Mit sinkenden Verlusten innerhalb der Kavität steigt der für die optimale Absorption benötigte Reflexionsgrad an. Für eine NA von nur 0,05 erreicht man für kleine Ladungsträgerdichten einen Gesamtabsorptionsgrad von 65 %, welcher bis zur Laserschwelle auf 32 % sinkt. Die optimale Oberflächenreflexivität liegt bei 64 % und steigt bei Erreichen der Laserschwelle auf 79 %. Bei unbeschichteten Proben und s-polarisierter Strahlung ergeben sich solch hohe Reflexionsgrade der Fresnel-Reflexion bei Pumpwinkeln größer 78°. Steigt die NA der Fokussieroptik an, so sinkt die mögliche Absorption weiter ab. Die Abhängigkeit der Gesamtabsorption vom Reflexionsgrad der Oberfläche ist bei großer NA und hohen Ladungsträgerdichten nur gering. Für eine unbeschichtete Probe sinkt der Absorptionsgrad nur um etwa 1 % im Vergleich zum Maximum. Kann man die NA der Fokussieroptik auf 0,1 reduzieren, so erbringt eine dielektrische Verspiegelung der Oberfläche mit dem optimalen Reflexionsgrad eine Steigerung der möglichen Absorption um 35 %.

Parameter	Beschreibung	Wert
$N_{QW}$	Anzahl der Quantenfilme	12
$d_{QW}$	Quantenfilmdicke	8 nm
$w_{Diode}$	halbe spektrale Breite der Diodenstrahlung	1,5 nm
$\alpha_0$	Externer Einfallswinkel der Pumpstrahlung	40°
$\lambda_0$	Zentralwellenlänge der Laserdiode	940 nm
$R_2$	Reflexionsgrad des Bragg-Spiegels	99,9 %
$L_{Kavität}$	Länge der Halbleiterkavität	3052 nm

**Tabelle 4.1:** Für die Simulation des Gesamtabsorptionsgrades  $A_{ges}$  verwendete Parameter.

Eine weitere Vergrößerung der Absorption kann durch einen größeren Abstand zwischen Pumpwellenlänge und Maximum der intrinsischen PL erreicht werden, wie man leicht anhand der für die Berechnung zugrunde gelegten Verstärkungsspektren aus Bild 2.4 erkennt. Im obigen Beispiel betrug der Abstand 40 nm. Schon ein Vergrößern des Abstandes auf 56 nm (Pumpwellenlänge 924 nm) ergibt eine Vergrößerung des maximalen Gesamtabsorptionsgrades an der Laserschwelle für einen Doppeldurchgang und eine NA von 0,1 von 23 % auf 33 %. Dies ist in Bild 4.12 zu erkennen, das den Gesamtabsorptionsgrad an der Laserschwelle für eine bei 924 nm resonante Kavität und eine Pumpwellenlänge von 924 nm im Vergleich zu den Ergebnissen bei einer Pumpwellenlänge von 940 nm zeigt. Die restlichen Parameter wurden wie in Tabelle 4.1 gewählt. Für nur eine Rückabbildung der Pumpstrahlung

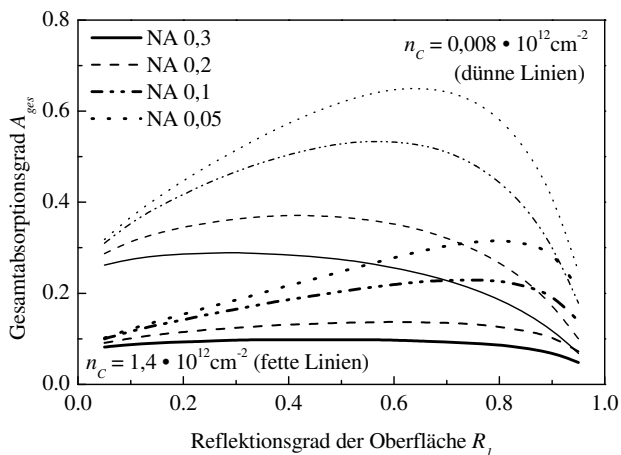
ergibt sich somit für eine NA von 0,1 ein Gesamtabsorptionsgrad von 56 %. Kann man die NA der Fokussierung auf 0,05 senken, ergibt sich für eine einfache Rückabbildung ein Gesamtabsorptionsgrad von 70 % im Vergleich zu 53 % bei einer Pumpwellenlänge von 940 nm.

Die mögliche Gesamtabsorption an der Laserschwelle für einen Einfallswinkel von  $70^\circ$  und eine Pumpwellenlänge von 905 nm in Abhängigkeit des Reflexionsgrades der Oberfläche zeigt Bild 4.13. Verwendet man s-polarisierte Pumpstrahlung so ergibt sich ein Reflexionsgrad der Oberfläche von 67 %. Dies liegt sehr nah am optimalen Reflexionsgrad, was zu einer Gesamtabsorption von 68 % bei einer einfachen Rückabbildung der Pumpstrahlung führt.

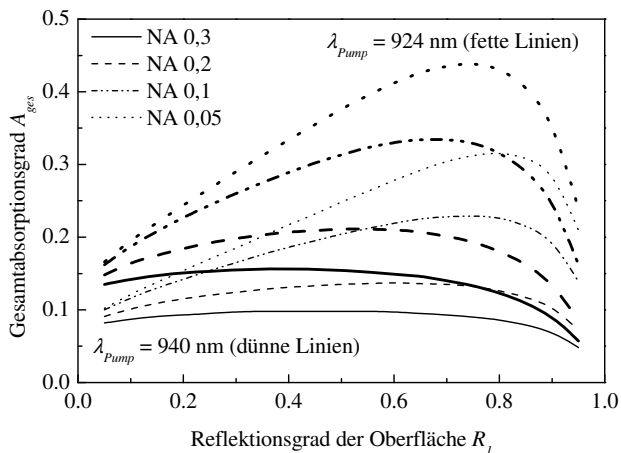
In der verwendeten Näherung der homogenen Absorption im Etalon bleibt der Einfluss der RPG-Struktur unberücksichtigt. Für einen Einfallswinkel von  $40^\circ$  und einer NA von 0,2 ergibt sich eine Variation des internen Winkels  $\alpha'$  zwischen  $7^\circ$  und  $13^\circ$ . Dies entspricht einem Verschieben der Resonanzposition um -9 nm bzw. +7 nm. Für eine wie in Kapitel 4.3.1 optimierte Probe würde der mögliche  $\Gamma_{RPG}$ -Faktor der Zentralwellenlänge  $\lambda_0$  daher von 1,6 auf 1,1 bzw. 1,4 abnehmen, also immer noch deutlich größer als  $\Gamma_{RPG} = 1$  sein. Mit Berücksichtigung der RPG-Struktur ist daher eine leichte Erhöhung der Gesamtabsorption zu erwarten.

Bei den hier berechneten Gesamtabsorptionsgraden muss man weiter beachten, dass die Ergebnisse, wie an den beiden Kurvenscharen zu sehen, deutlich von der zugrunde gelegten Absorption der Quantenfilme abhängen. Generell gilt jedoch, je kleiner die NA der Fokussierung, umso größer ist der optimale Reflexionsgrad der Halbleiteroberfläche und umso bessere Gesamtabsorptionsgrade können erzielt werden. Da mit heutigen Hochleistungsdioden eine genügend große Pumpleistungsdichte auch für Pumpradien im Bereich einiger 100  $\mu\text{m}$  realisiert werden kann, lässt sich die NA der Fokussierung im Vergleich zu heutigen Systemen mit Pumpradien im Bereich einiger 10  $\mu\text{m}$  deutlich reduzieren. Berücksichtigt man die Ausdehnung des Pumpflecks, verkleinert sich die Variation der Einfallswinkel für große Pumpflächen abermals, was die mögliche Absorption nochmals leicht vergrößert. Dadurch sollten auch mit Hochleistungs-Diodenlasern ausreichende Gesamtabsorptionsgrade erzielt werden können.

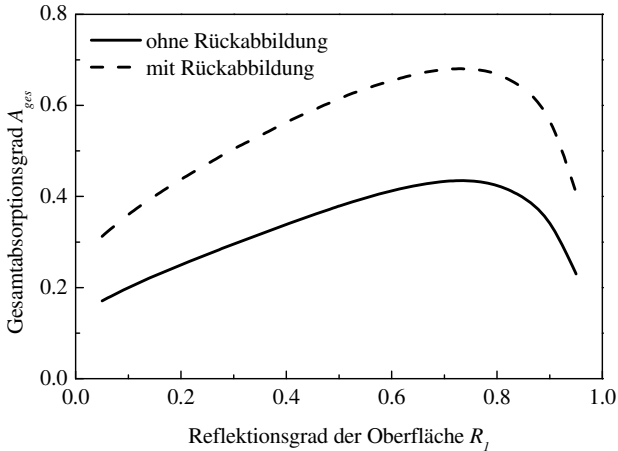




**Bild 4.11:** Gesamtabsorptionsgrad von 12  $\text{In}_{0,17}\text{Ga}_{0,83}\text{As}$ -Quantenfilmen mit 8 nm Dicke im Einfachdurchgang als Funktion des Reflexionsgrades der Halbleiteroberfläche für verschiedene NA der Fokussierung, einer Pumpwellenlänge von 940 nm und einer Ladungsträgerflächendichte von  $n_c = 8 \cdot 10^8 \text{cm}^{-2}$  (dünne Linien) sowie  $n_c = 1,4 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$  (fette Linien).



**Bild 4.12:** Gesamtabsorptionsgrad von 12  $\text{In}_{0,17}\text{Ga}_{0,83}\text{As}$ -Quantenfilmen mit 8 nm Dicke im Einfachdurchgang als Funktion des Reflexionsgrades der Oberfläche des Halbleiters für verschiedene NA der Fokussierung. Die Ladungsträgerflächendichte betrug  $n_c = 1,4 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$ , die Pumpwellenlänge 940 nm (dünne Linien), sowie 924 nm (fette Linien). Für beide Fälle wurde die Kavität als resonant angenommen.



**Bild 4.13:** Gesamtabsorptionsgrad von 6  $\text{In}_{0,17}\text{Ga}_{0,83}\text{As}$ -Quantenfilmen mit 8 nm Dicke als Funktion des Reflexionsgrades der Oberfläche des Halbleiters für eine Ladungsträgerflächendichte von  $n_C = 1,4 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$  ohne Rückabbildung der Pumpstrahlung (durchgezogen) und mit einfacher Rückabbildung der Pumpstrahlung (gestrichelt). Die NA der Fokussieroptik betrug 0,05, die Pumpwellenlänge 905 nm und der Einfallswinkel  $70^\circ$ .

### 4.3.3 Transparenzschwelle

Durch Ändern der Anzahl  $N_{QW}$  der verwendeten Quantenfilme lässt sich die Schwellendichte der Ladungsträger  $n_{C,Schwelle}$ , welche zum Erreichen einer Nettoverstärkung benötigt wird, einstellen. Wie in Bild 4.14 zu erkennen, kann die Abhängigkeit der maximalen intrinsischen Verstärkung  $g_{max}(n_C)$  von der Ladungsträgerflächendichte  $n_C$ , welche mittels 8x8-kp-Theorie am FBH Berlin berechnet wurde, bis zu Ladungsträgerdichten von  $n_C = 8 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$  sehr gut durch eine logarithmische Abhängigkeit gemäß

$$g_{max}(n_C) = g_{QW,0} \cdot \ln\left(\frac{n_C}{n_{C,g}}\right), \quad (4.11)$$

beschrieben werden. Hierbei ist  $g_{QW,0}$  die Verstärkungskonstante des Materials und  $n_{C,g}$  die Transparenzdichte. Berücksichtigt man die Schwellbedingung für das Anschwingen des Lasers

$$1 = R_2 \cdot R_{ext} \cdot V_0^2 e^{2 \cdot \Gamma(\lambda_{Laser}) \cdot N_{QW} \cdot d_{QW} \cdot g_{QW,0} \cdot \ln\left(\frac{n_{C,Schwelle}}{n_{C,g}}\right)}, \quad (4.12)$$

so erhält man für die Schwellendichte:

$$n_{C,Schwelle} = n_{C,g} \left( \frac{1}{R_{ext} \cdot R_2 \cdot V_0^2} \right)^{\left( 2 \cdot \Gamma(\lambda_{Laser}) \cdot g_{QW,0} \cdot N_{QW} \cdot d_{QW} \right)^{-1}} \quad [\text{m}^{-2}] \quad (4.13)$$

Macht man die Näherung, dass der Verlust  $V_0$  für einen Einfachdurchgang nicht mit steigender Anzahl an Quantenfilmen zunimmt, sinkt die für das Einsetzen von Lasertätigkeit benötigte Schwellendichte mit steigender Anzahl der Quantenfilme. Es muss jedoch beachtet werden, dass jeder Quantenfilm mindestens bis zur Transparenzdichte  $n_{C,g}$  gepumpt werden muss. Die Laserschwelle und somit die Gesamtleistung, welche hierzu benötigt wird, steigt proportional zur Anzahl der Quantenfilme. Diese Schwelppumpleistung wird nicht in Laserleistung umgesetzt, verringert also den Wirkungsgrad des Lasersystems. Zur Optimierung des Wirkungsgrades sollten daher eher wenige Quantenfilme verwendet werden. Verbunden mit der dann steigenden Schwellendichte je Quantenfilm ist jedoch auch eine Zunahme der nichtstrahlenden Lebensdauer verbunden, da Prozesse wie Auger-Rekombination proportional zu  $n_c^2$  in die Lebensdauer eingehen, was ebenso den Laserwirkungsgrad verschlechtert. Aufgrund beider Effekte ergibt sich eine optimale Anzahl an Quantenfilmen, welche die benötigte absorbierte Schwelppumpleistung angeben in (4.14) minimiert.

$$P_{Schwelle,Absorbiert}(N_{QW}) = \frac{h \cdot c \cdot A_{Pump} \cdot n_{C,Schwelle} \cdot N_{QW}}{\lambda_{Pump} \cdot \tau(n_{C,Schwelle})} \quad [\text{W}] \quad (4.14)$$

Dabei bedeuten  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $\tau$  die Gesamtlebensdauer der Ladungsträger, welche von der Ladungsträgerflächendichte und damit implizit von der Anzahl der Quantenfilme abhängt.

Zusätzlich zur Minimierung der Laserschwelle muss jedoch auch der Einfluss der Anzahl der Quantenfilme auf die Gesamtabsorption der Pumpstrahlung beachtet werden. Aufgrund des Ausbleichens der Absorption kann es vorteilhaft sein, eine nicht optimale Laserschwelle in Kauf zu nehmen und mehr Quantenfilme zu verwenden um insgesamt eine bessere Absorption zu erzielen. Die Absorption der Pumpstrahlung kann für einen eingeschränkten Dichtebereich (bis  $n_c = 3,2 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$ ) und eine feste Wellenlänge mit einer Genauigkeit von 10 % ebenfalls durch einen logarithmischen Verlauf

$$\alpha_{QW}(n_c) = \alpha_{QW,0} \cdot \ln\left(\frac{n_c}{n_{C,\alpha}}\right). \quad (4.15)$$

angenähert werden. Dabei ist  $n_{C,\alpha}$  die Transparenzdichte und  $\alpha_{QW,0}$  der Absorptionskoeffizient für die Pumpwellenlänge. Berücksichtigt man mehrere Pumpstrahlungsdurchgänge  $N_{Multi}$ , so kann man den Absorptionsgrad des Halbleiters schreiben als:

$$A = 1 - e^{-2\Gamma(\lambda_{Pump}) \cdot N_{Multi} \cdot N_{QW} \cdot d_{QW} \cdot \alpha_{QW}(n_C, Schwelle)} \quad (4.16)$$

Für die Berechnung wurde vorausgesetzt, dass die Quantenfilme immer einen gleich guten Überlapp mit dem Stehwellenfeld aufweisen, die Absorptionsüberhöhung  $\Gamma$  daher unabhängig von der Anzahl der Quantenfilme ist, und der hintere Bragg-Spiegel die Pumpstrahlung vollständig reflektiert. Die erforderliche Pumpleistung zum Erreichen der Laserschelle ergibt sich dann zu  $P_{Schwelle} = \frac{P_{Schwelle, Absorbiert}}{A}$ . Die für die

Berechnungen nötigen Parameter sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst. Sie ergeben sich aus der Anpassung des logarithmischen Verlaufs an die dichteabhängigen Absorptions- und Verstärkungsspektren bzw. aus der Anpassung der numerisch mittels 8x8-kp-Band-Theorie berechneten strahlenden Lebensdauercurven [33] gemäß:

$$\tau_{rad}(n_C) = C_1 + C_2 \exp(C_3 \cdot n_C). \quad (4.17)$$

Berücksichtigt man nur den Auger-Effekt für die nichtstrahlenden Prozesse, ergibt sich die Gesamtlebensdauer der Ladungsträger gemäß:

$$\tau^{-1}(n_C) = \tau_{rad}^{-1}(n_C) + C \cdot \left( \frac{n_C}{d_{QW}} \right)^2. \quad (4.18)$$

Der angenommene Auger-Koeffizient von  $6 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^{-6} \cdot \text{s}^{-1}$  liegt dabei im Bereich der für GaAs und InGaAs [37, 38] veröffentlichten Werte.

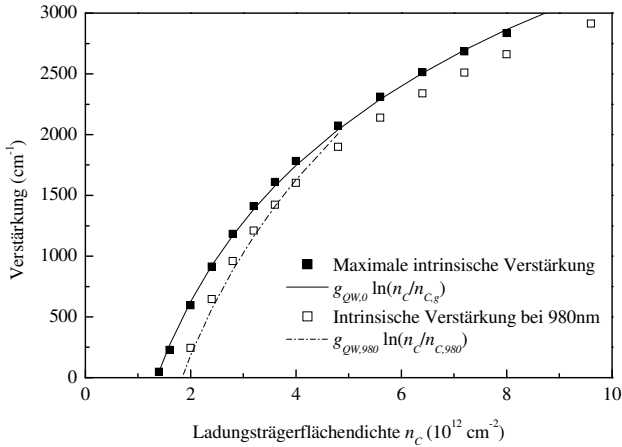
Für die in Tabelle 4.2 angegebenen Größen der verwendeten Parameter erhält man die in Bild 4.15 dargestellte Abhängigkeit der Schwellleistung und Schwellflächendichte von der Anzahl der verwendeten Quantenfilme. Berücksichtigt wurde hier die maximal mögliche Verstärkung. Dies setzt voraus, dass die Probe für jede Anzahl an Quantenfilmen auf die durch die Schwelldichte gegebene Laserwellenlänge optimiert wurde. Man erkennt deutlich, dass sich die minimale Schwelle bezogen auf die absorbierte Leistung für zwei Quantenfilme ergibt, berücksichtigt man jedoch die Absorption der Pumpstrahlung so sind 6 Quantenfilme günstiger.

Einen Vergleich der berechneten Schwelldichten mit experimentell ermittelten zeigt Bild 4.16. Da die Proben jeweils auf die Emissionswellenlänge von 980 nm optimiert waren, wird für diese Berechnung nicht die maximal mögliche Verstärkung  $g_{max}(n_C)$  verwendet, sondern diejenige welche sich bei 980 nm ergibt. Die Näherung der logarithmischen Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte kann somit nur für einen eingeschränkten Dichtebereich bis  $n_C = 4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  erfolgen, wie in Bild 4.14 zu

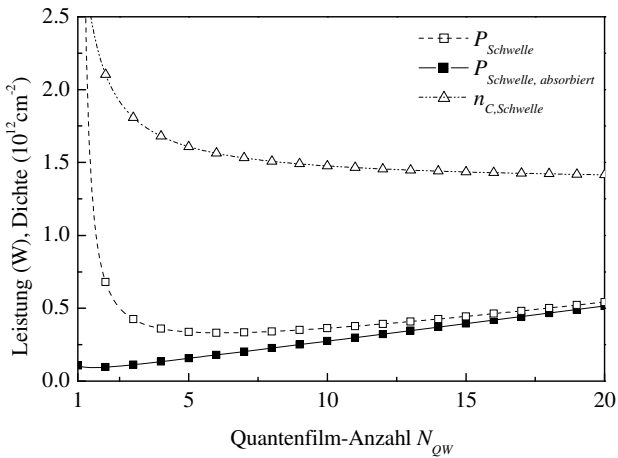
erkennen ist. Die verwendeten Parameter sind mit dem Index „980“ ebenfalls in Tabelle 4.2 angegeben, der Reflexionsgrad des externen Resonatorspiegels betrug für die Experimente jedoch  $R_{ext} = 0,995$ . Aufgrund der Inhomogenität der Schichtdicken der Proben, sowie der spannungsinduzierten Versetzungen gibt es leichte Schwankungen in den Laserschwelen von Probe zu Probe. Ebenso gab es zur Rechnung leicht abweichende Pumpfleckgröße, Wärmesenktemperatur und Pumpwellenlänge der verschiedenen Proben. In guter Näherung erkennt man jedoch einen nahezu linearen Anstieg der Laserschwelle mit der Anzahl der verwendeten Quantenfilme. Dies ist verständlich wenn man die geringen Verluste sowie den geringen Auskoppelgrad von nur 0,5 % betrachtet. Durch die geringe Auskopplung aus dem Resonator liegt die benötigte Schwelldichte ab 5 Quantenfilmen schon unter  $1,5 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$ , ab etwa 10 Quantenfilmen bleibt die Schwelldichte nahezu konstant bei  $1,43 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$ , was nur unwesentlich über der Transparenzdichte eines einzelnen Quantenfilms von  $1,36 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$  liegt. Der Zusammenhang zwischen Verstärkung und Ladungsträgerflächendichte kann daher in guter Näherung als linear betrachtet werden.

Bezeichnung	Wert	Bezeichnung	Wert
$R_2$	1	$N_{Mult}$	4
$R_{ext}$	0,99	$A_{Pump}$	$3,142 \cdot 10^{-4} \text{cm}^{-2}$
$V_0$	0,995	$d_{QW}$	8 nm
$\lambda_{pump}$	940 nm	$\alpha_{QW,0}$	$4584 \cdot \text{cm}^{-2}$
$C$	$6 \cdot 10^{-30} \text{cm}^6 \text{s}^{-1}$	$g_{QW,0}$	$1615 \cdot \text{cm}^{-2}$
$\Gamma(\lambda_{pump})$	6	$n_{C,\alpha}$	$3,316 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$
$\Gamma(\lambda_{laser})$	7	$n_{C,g}$	$1,357 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$
$C_1$	2,0172 ns	$g_{QW,980}$	$1959 \cdot \text{cm}^{-2}$
$C_2$	5,5826 ns	$n_{C,980}$	$1,694 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$
$C_3$	$-0,77133 \cdot 10^{-8} \text{m}^2$		

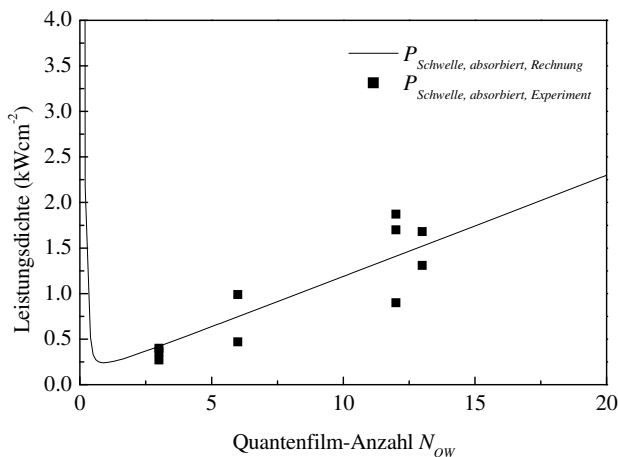
**Tabelle 4.2:** Werte der für die Simulation der Transparenzschwelle verwendeten Parameter.



**Bild 4.14:** Mittels 8x8-kp-Band-Theorie berechnete maximale intrinsische Verstärkung (gefüllte Quadrate) sowie die Gewinnkonstante bei 980 nm (offene Quadrate) [25, 26] und die Anpassung eines logarithmischen Verlaufs an die Datenpunkte.



**Bild 4.15:** Berechnete Laserschwelle bezogen auf die eingestrahlte bzw. absorbierte Strahlung bei 940 nm, sowie die zugehörige Schwellflächendichte  $n_{c,Schwelle}$  als Funktion der Anzahl der Quantenfilme  $N_{QW}$ . Verwendete Parameter siehe Tabelle 4.2.



**Bild 4.16:** Berechnete und experimentelle Schwellendichten bezogen auf die absorbierte Pumpstrahlung in Abhängigkeit der Anzahl der Quantenfilme. Die Variationen erklären sich durch von der Rechnung leicht abweichende Pumpfleckgröße, Wärmesenktemperatur und Pumpwellenlänge der verschiedenen Proben.

Zusammengefasst zeigt sich, dass aus Sicht der optimierten Absorption sowie der optimierten Schwellpumpleistung die optimale Anzahl an Quantenfilmen bei nur etwa 6 Stück liegt. Dies ist im Vergleich zu sonst verwendeten Strukturen mit 12 und mehr Quantenfilmen deutlich weniger. Die mögliche Optimierung der Pumpabsorption fällt somit deutlich einfacher, da sich die wenigen Quantenfilme gut auf die Maxima des Pumpstrahlungsfeldes sowie des Laserstrahlungsfeldes anordnen lassen. So kann durch die nicht homogene Anordnung der Quantenfilme der Wert der  $\Gamma$ -Funktion für Pumpstrahlung der Wellenlänge 940 nm und einen Einfallswinkel von  $35^\circ$  um mehr als das dreifache gesteigert werden.

Die sich dann einstellenden Schwellladungsträgerdichten von unter  $1,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  lassen trotzdem noch Spielraum für die Optimierung der Absorption mittels der Verringerung der NA der Fokussierung. Für kleine Werte der NA kann dann die Größe des Reflektionsgrades der Halbleiteroberfläche durch Verwenden einer dielektrischen Beschichtung so eingestellt werden, dass sich eine Impedanzanpassung der Kavität ergibt. Da es zur Verringerung resonatorinterner Verluste von Vorteil ist auf der Halbleiteroberfläche einen Knoten des elektrischen Feldes zu besitzen, kann die dielektrischen Beschichtung auch dazu verwendet werden eine zunächst antiresonante Struktur in Resonanz zum Laserfeld zu bringen.

# 5 Experimenteller Vergleich Quantenfilm- und Absorber-Pumpen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse vorgestellt, die mit Proben gewonnen wurden, die sich gleichermaßen für das Absorber-Pumpen wie für das Quantenfilm-Pumpen eignen. Durch den direkten Vergleich der Eigenschaften ein und derselben Probe unter Absorber- bzw. Quantenfilm-Pumpen soll überprüft werden, ob eine effiziente Absorption der Pumpstrahlung auch beim Quantenfilm-Pumpen möglich ist, ob Quantenfilm-Pumpen zu einer messbaren Verringerung der Temperatur der aktiven Zone führt und dadurch die Ausgangsleistung eines Halbleiter-Scheibenlasers im Vergleich zum absorbergepumpten Fall erhöht werden kann. Im anschließenden Kapitel werden dann die Ergebnisse vorgestellt, die mit einer Probe gewonnen wurden, welche in einem ersten Schritt für das Quantenfilm-Pumpen optimiert wurde und sich nicht mehr konventionell Absorber pumpen lässt, da nur ein geringer Anteil der Pumpstrahlung in der aktiven Zone absorbiert wird, während der restliche Anteil im Bragg-Spiegel absorbiert wird.

Für die Versuche zur resonanten Absorption sowie zur Temperaturreduktion wurde ein durchstimmbarer Titan:Saphir-Laser (Ti:Sa) verwendet (Coherent, LC-899). Dieser konnte im Falle des Quantenfilm-Pumpens exakt auf die Resonanzen der Proben sowie im Falle des Absorber-Pumpens auf Wellenlängen bis unter 800 nm abgestimmt werden. Da dies unter Einsatz eines einzigen Spiegelsatzes im Ti:Sa-Laser geschehen konnte, war es möglich, unter identischen Bedingungen Quantenfilm- und Absorber-Pumpen miteinander zu vergleichen. Für die Experimente mit größerer Pumpleistung wurden fasergekoppelte Diodenlaser verwendet. Da diese in ihrer Emissionswellenlänge nur geringfügig abstimmbare sind, war es nicht möglich, für das Quantenfilm-Pumpen geeignete Stellen der Wafer zu selektieren, bei denen resonant gepumpt werden konnte. Um die daraus resultierende geringe Absorption im Einfachdurchgang zu umgehen, wurde eine Multipass-Pumpoptik eingesetzt, welche es erlaubte, die Pumpstrahlung 12-mal auf die Probe abzubilden.

## 5.1 Absorptionsverhalten

Damit das Quantenfilm-Pumpen wirtschaftlich sinnvoll eingesetzt werden kann, muss der erreichbare Absorptionsgrad der Pumpstrahlung vergleichbar zu der mittels der konventionellen Methode des Absorber-Pumpens erreichbaren sein. Die Gesamtabsorption einer unbeschichteten quantenfilmgepumpten Probe sollte daher 70 % überschreiten. Zur prinzipiellen Demonstration des resonanten Pumpens werden im Folgenden die Ergebnisse einer sowohl für Absorber- als auch für Quantenfilm-



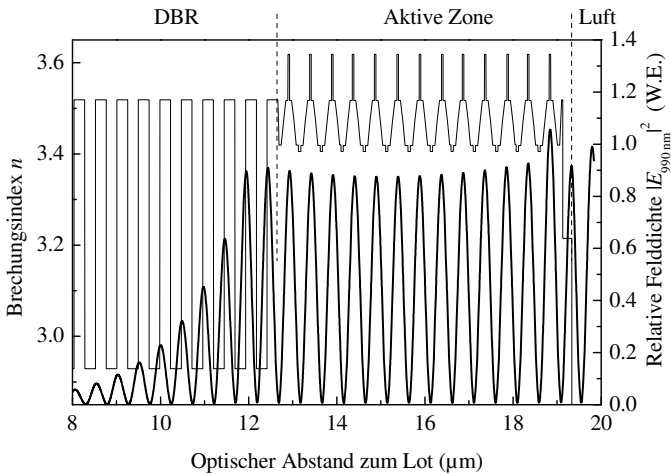
Pumpen geeigneten, herkömmlichen Probe (A0919) mit 13 Quantenfilmen in einer Reihe vorgestellt.

### 5.1.1 Aufbau der Probe

Die Probe wurde mittels MOVPE in einem Aixtron AIX 200/4 Reaktor am Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik in Berlin gewachsen [39]. Als Substrat wurde ein 2"-GaAs-Wafer mit 2°-AB-Orientierung verwendet. Die Proben bestehen aus einer GaAs-Pufferschicht gefolgt von einer  $\text{In}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{P}$ -Ätz-Stopp Schicht, einer aktiven Zone und einem binären 25-Perioden-AlAs/GaAs-Bragg-Spiegel, dessen Stopband auf 980 nm zentriert ist. Die Struktur ist als „Bottom-Emitter“ ausgelegt, weswegen die aktive Zone vor dem Bragg-Spiegel gewachsen wird. Da das Wachstum von aktiver Schicht und Bragg-Spiegel bei verschiedenen Temperaturen geschieht, muss ein „annealing“ Effekt der Quantenfilme berücksichtigt werden. Durch das längere Aufwärmen der Probe während des Wachstums des Bragg-Spiegels verlagert sich das Emissionsmaximum der Quantenfilme zu kleineren Wellenlängen, was auf Diffusionsprozesse des Indiums innerhalb der Quantenfilme zurückgeführt werden kann. Um dies zu korrigieren, müssen die Quantenfilme zunächst etwas langwelliger als gewünscht ausgelegt werden.

Der Aufbau der verwendeten Probe (A0919) ist in Bild 5.1 gezeigt. Dargestellt ist der Verlauf der Brechzahl entlang der optischen Achse. Die aktive Zone besteht aus 13 einzelnen  $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ -Quantenfilmen mit 8 nm Dicke (Brechzahl 3,6), deren Emission bei 975 nm liegt. Dies entspricht einem Abstand zwischen den Subbandkanten der Elektronen und der schweren Löcher von etwa 1,27 eV. Die Quantenfilme sind im optischen Abstand  $\lambda_{\text{Laser}}/2n_{\text{eff}}$  zueinander in den Stehfeldbäuschen für 990 nm angeordnet. Umgeben sind die Quantenfilme von 10 nm GaAs Barrieren (Bandlücke 1,424 eV entsprechend 870 nm), denen eine etwa  $\lambda_{\text{Laser}}/4n_{\text{eff}}$  Dicke  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  Schicht folgt, deren Zusammensetzung sich graduell von 0 % Aluminium Gehalt an den GaAs Barrieren zu 20 % Aluminium-Gehalt ändert. Dies bedeutet eine Zunahme der Bandlücke von 1,424 eV ( $\cong$  870 nm) auf 1,673 eV ( $\cong$  740 nm). Zentral zwischen den Quantenfilmen sind 12 Spannungskompensationsschichten bestehend aus 15 nm dicken  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}_{0,8}\text{P}_{0,2}$ -Schichten angeordnet. Im Anschluss an die aktive Zone folgt eine  $\text{In}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{P}$ -Schicht, die als Ätzstop dient. Alle Schichten sind undotiert, um Absorptionsverluste zu minimieren. Auf die Wachstumsseite des Wafers wird nach der MBE-Prozessierung eine Standard-Metallisierung aufgedampft, um die Kontaktierung der Struktur zu ermöglichen. Anschließend wird der Wafer in  $2 \times 2 \text{ mm}^2$  große Stücke gesägt, welche mittels AuSn-Hartlot auf CuW-Wärmespreizer gelötet werden [40]. Diese Proben werden dann auf einen Glas-Träger geklebt, und das Substrat wird nass-chemisch entfernt. Nach dem Ätzen werden die Proben von den Glasträgern entfernt und auf Kupfer Wärmesenken weichgelötet.

Durch den nicht optimalen Ätzprozess zeigt die fertig montierte Probe eine starke Variation der Probendicke. Diese nimmt zum Rand hin ab, was die Moden der Kavität zu kürzeren Wellenlängen verschiebt. Die Lage der intrinsischen PL, das bedeutet die eigentliche PL der Quantenfilme ohne den Einfluss der Halbleiterkavität, ist hiervon jedoch unabhängig. Der Abstand zwischen der Laserresonanz und dem Maximum der intrinsischen PL hängt somit von der Lage des gewählten Pumpflecks ab. Zusätzlich zum Verlauf der Brechzahl ist in Bild 5.1 auch der Verlauf der elektrischen Felddichte entlang der optischen Achse für eine Strahlung der Wellenlänge 990 nm dargestellt. Dies entspricht der Laserresonanz, die sich durch die Ätzung für die Mitte der Probe ergab.



**Bild 5.1:** Aufbau der Probe A0919. Dargestellt ist der Verlauf der Brechzahl sowie die Felddichte für 990 nm (Laserresonanz) entlang eines Ausschnitts der optischen Achse.

## 5.1.2 Aufbau des Experiments

Der Aufbau zur Bestimmung der resonanten Absorption sowie für die Laserexperimente ist in Bild 5.2 dargestellt. Die Strahlung des Ti:Sa-Lasers wurde unter  $70^\circ$  auf die Probenoberfläche fokussiert. Dabei wurde der Pumpstrahl mittels eines Zylinderlinsen-Teleskops in der horizontalen Ebene aufgeweitet, um in dieser Ebene eine bessere Fokussierung zu erzielen. Die so erzeugten Pumpflecke waren trotz des hohen Einfallswinkels annähernd rund mit einem Durchmesser von  $132 \mu\text{m} \times 128 \mu\text{m}$ . Für jedes Experiment wurde die exakte Größe des Pumpflecks mit



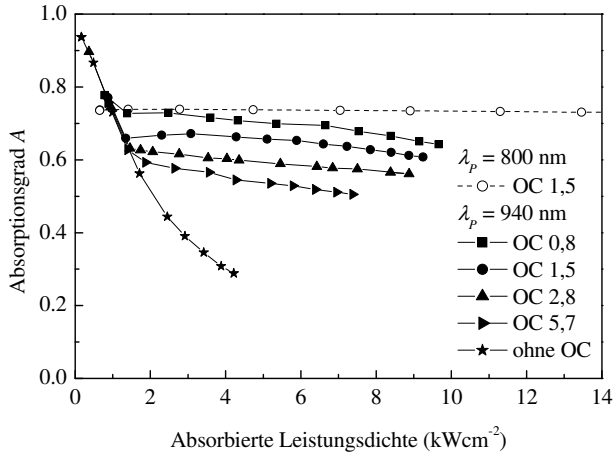
Durch Drehen des Polarisationsstrahlteilers konnte die Polarisation der Pumpstrahlung zwischen senkrecht (*s*-Polarisation) und parallel (*p*-Polarisation) zur Einfallsebene variiert werden. Dabei ist die *s*-Polarisation für das Quantenfilm-Pumpen aufgrund der erhöhten Fresnel-Reflexion vorteilhaft. Für das Absorber-Pumpen ist die *p*-Polarisation von Vorteil, da hier der Brewster-Winkel ausgenutzt werden kann. Da außerdem für die Pumpwellenlänge des Absorber-Pumpens kein geeigneter optischer Isolator zur Verfügung stand, wurde auf die Rückabbildung der Pumpstrahlung verzichtet, so dass hier mit nur einem Doppeldurchgang durch die Probe gearbeitet wurde. Die absorbierte Leistung wurde ebenfalls über den Reflex eines Keilsubstrats, welches anstelle des Rückreflektors im Strahlengang positioniert wurde, bestimmt. Dies geschah, um reflektierte und eingestrahlte Leistung mit gleichen Detektoren messen zu können und Fehler durch verschiedene Zeitkonstanten der Detektoren zu vermeiden, wie sie bei Verwenden eines thermischen und eines Silizium-Detektors bei schnellen Leistungsänderungen auftreten. Die Kalibrierung des Detektors erfolgte nun, indem der thermische Detektor hinter dem 2. Keil positioniert wurde. Da in diesem Fall die auf den Keil einfallende Leistung bestimmt werden soll, muss die zweimalige Transmission durch die Keilflächen bei der Kalibration berücksichtigt werden.

Zur Messung der Photolumineszenz der Probe wurde der Pumpfleck mit einer Linse auf das Ende der Multimode Faser eines CCD-Spektrometers (StellarNet EPP2000 NIR2b, 800 – 1200 nm, 0,8 nm Auflösung) abgebildet. Der Laser Resonator wurde durch einen semi-konzentrischen Aufbau mittels sphärischer Spiegel mit  $K = 50$  mm oder  $K = 150$  mm Radius gebildet. Die möglichen Auskoppelgrade lagen zwischen 0,1 % und 5,7 %. Die Temperatur der Wärmesenke der Halbleiterscheibe wurde mit Hilfe eines Peltier-Elementes auf Werte zwischen 0°C und 55°C geregelt. Für jede Kennlinie wurde der Resonator bei höchstmöglicher Pumpleistung auf die größte Laserleistung justiert. Hierzu wurde die Resonatorlänge  $L$  nahe an den Rand des Stabilitätsbereiches des Resonators gebracht, welcher für einen Abstand  $L = K$  erreicht wird. An diesem Punkt divergiert der Strahldurchmesser der Fundamental-Mode des Resonators auf dem Auskoppelspiegel, während er auf der Probe gegen Null strebt. Beim Annähern an diesen Punkt können daher immer mehr Lasermoden höherer Ordnung anschwingen, was zum optimalen Abbau der Inversion führt. Mit so optimierter Resonatorjustierung wurde die Leistungskennlinie für verschiedene Werte der eingestrahlten Pumpleistung aufgenommen. Für jeden Messpunkt wurde zudem ein PL-Spektrum aufgezeichnet, was die Bestimmung der Temperatur des Bauteils, wie in Kapitel 5.2.4 beschrieben, ermöglicht.

### 5.1.3 Ergebnisse

Die erreichten Absorptionsgrade für eine Wärmesenkentemperatur von 20°C sind in Bild 5.3 als Funktion der absorbierten Pumpleistungsdichte für verschiedene Auskoppelgrade sowie ohne externen Resonatorspiegel dargestellt. Die Pump-

wellenlänge für das Quantenfilm-Pumpen betrug 940 nm, was der winkerverschobenen Laserresonanz entspricht. Bei einer intrinsischen Emission um 975 nm ergibt sich damit ein relativ kleiner Abstand zur Pumpwellenlänge von etwa 35 nm. Die Polarisation wurde senkrecht zur Einfallsebene gewählt, was die Resonanzüberhöhung durch die verbesserte Vorderflächenreflexion der Probe verstärkt.



**Bild 5.3:** Gesamtabsorptionsgrad der Probe A0919 mit 13 Quantenfilmen als Funktion der absorbierten Pumpleistungsdichte für verschiedene Auskoppelgrade und Quantenfilm- (gefüllte Symbole) sowie Absorber-Pumpen (offene Symbole).

Zum Absorber-Pumpen wurde der Ti:Sa-Laser auf 800 nm abgestimmt und die Polarisation wurde zur besseren Einkopplung in die Probe auf p-Polarisation eingestellt, auf die Rückabbildung wurde verzichtet. Für den Fall des Absorber-Pumpens erhält man einen von der Pumpleistung sowie vom Auskoppelgrad unabhängigen Absorptionsgrad von 74 % im einfachen Doppeldurchgang durch die Probe. Im Fall des Quantenfilm-Pumpens erkennt man deutlich die Abnahme der Absorption mit steigender Pumpleistungsdichte bei unterbrochenem Resonator. Im Laserbetrieb ist die Ladungsträgerflächendichte in guter Näherung auf den Schwellwert festgelegt, was damit auch zu einer nahezu leistungsdichteunabhängigen Absorption führt. Die leichte Abnahme der Gesamtabsorption trotz Laserbetriebs erklärt sich durch den Anstieg der Schwelllichte mit zunehmender Temperatur. Verwendet man Auskoppelgrade bis 1 %, so bleibt auch für die nicht optimierte Probe der Absorptionsgrad im zweifachen Doppeldurchgang bis zu absorbierten Pumpleistungsdichten von 6,6 kWcm<sup>-2</sup> über 70 %. Für Auskoppelgrade unter 1,5 % bleibt für absorbierte Pumpleistungsdichten bis etwa 10 kWcm<sup>-2</sup> der Gesamt-

absorptionsgrad über 60 %. Dies ist insbesondere erstaunlich, da durch die relativ kurzwellig gewählte Lage der Laserresonanz einige Quantenfilme nicht optimal im Stehwellenbauch positioniert waren, wie in Bild 4.5 zu sehen ist, und daher schlecht absorbieren. Berücksichtigt man den Wert der  $\Gamma_{RPG}$  Funktion für die Lasermode von 1,3, so passt der maximale Absorptionsgrad für einen einfachen Doppeldurchgang von 48 % gut zum Wert von 43 %, den man Bild 4.13 für ein  $R_l$  von 67 % entnimmt.

Es zeigt sich somit, dass man schon mit einer nicht optimierten Struktur, und nur einer einfachen Rückabbildung der Pumpstrahlung, zum Absorber-Pumpen vergleichbare Absorptionsgrade erzielen kann. Mit einer wie in Kapitel 4.3 beschriebenen, optimierten Probe, sollten daher Absorptionsgrade um 80 % und mehr zu erzielen sein.

## 5.2 Temperaturverhalten

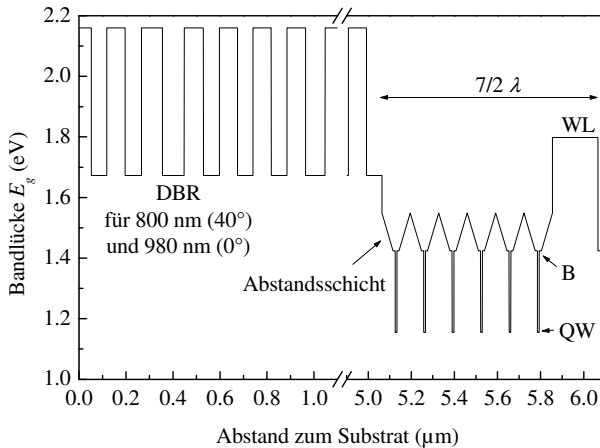
Mit den im Folgenden vorgestellten Experimenten soll die Wärmeerzeugung innerhalb der aktiven Zone beim Quantenfilm- und beim Absorber-Pumpen verglichen werden. Es soll geprüft werden, ob eine Verkleinerung des Quantendefekts zu einer reduzierten Temperatur der aktiven Zone führt. Durch das Verwenden des durchstimmbaren Ti:Sa-Lasers wurde sichergestellt, dass die Probe für beide Pumparten exakt gleich auf der Wärmesenke montiert und an exakt der gleichen Probenstelle gepumpt wurde. Die Pumpprofile für Quantenfilm- und Absorber-Pumpen waren so ebenfalls weitestgehend identisch, so dass ein direkter Vergleich der Ergebnisse möglich ist.

Um dem Quantenfilm-Pumpen keinen Vorteil zu verschaffen, wurde eine für das Absorber-Pumpen optimierte Probe verwendet, welche einen ternären AlAs-/Al<sub>0,2</sub>Ga<sub>0,8</sub>As-Bragg-Spiegel besaß, der durch eine angepasste Wahl der Dicke der Schichten ein zweites Stoppband für die Pumpwellenlänge 800 nm unter 40° besaß. Hierdurch lässt sich auch für das Absorber-Pumpen ein Doppeldurchgang der Pumpstrahlung erreichen, was die Absorption homogenisiert. Durch den Verzicht auf GaAs im Bragg-Spiegel ist dieser jedoch etwas dicker als es ein rein binärer Bragg-Spiegel wäre. Für eine auf das Quantenfilm-Pumpen optimierte Probe ließe sich daher der thermische Widerstand des Bragg-Spiegels noch reduzieren.

### 5.2.1 Aufbau der Probe

Die verwendete Probe wurde mittels MBE am Institut für Optoelektronik der Universität Ulm hergestellt. Der Verlauf der Bandlücke entlang der optischen Achse ist in Bild 5.4 dargestellt. Die aktive Zone besteht wie bei der Probe A0919 aus Abstandsschichten mit gradueller Änderung des Aluminium-Gehalts. Allerdings wurde hier auf Spannungskompensationsschichten verzichtet und die Struktur beinhaltet nur 6 In<sub>0,19</sub>Ga<sub>0,81</sub>As-Quantenfilmen mit 8 nm Dicke. Diese sind von 10-nm-GaAs-Barrieren umgeben. An diese schließen analog zur vorherigen Probe Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As-GRIN-Schichten an, welche ihren Aluminium-Anteil  $x$  hier allerdings nur von 0 % auf

10 % steigern. Die Dicke der GRIN-Schichten ist so gewählt, dass sich für die Quantenfilme ein Abstand von  $\lambda_{\text{Laser}}/4n_{\text{eff}}$  ergibt. Man erkennt, dass die optische Länge der Kavität nur etwa  $7/2 \lambda_{\text{Laser}}/n_{\text{eff}}$  beträgt. Hierdurch kann für das Quantenfilm-Pumpen nur die winkelverschobene Lasermode verwendet werden, da keine weitere Mode innerhalb des Stoppbandes des Bragg-Spiegels existiert. Um ein möglichst homogenes Absorber-Pumpen zu ermöglichen, war der Bragg-Spiegel so aufgebaut, dass er ein zweites Stoppband bei 800 nm für  $40^\circ$  Einfallswinkel besaß. Hierzu wurden 33 AlAs/Al<sub>0,2</sub>Ga<sub>0,8</sub>As-Paare verschiedener Dicke verwendet. Deutlich erkennt man die Aperiodizität der Bragg-Spiegel-Schichten in Bild 5.4. Ein ähnliches Design wurde in Ref. [21] präsentiert. Die Struktur wurde mit einer Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As-Schicht abgeschlossen, um eine Ladungsträgerdiffusion an die Oberfläche zu verringern.



**Bild 5.4:** Aufbau der Probe M2-19. Dargestellt ist der Verlauf der Bandlücke entlang der optischen Achse. Abszisse ist der Abstand zum Ende des hinteren Bragg-Spiegels. Die Aperiodizität des Bragg-Spiegels führt zu einem zweiten Stoppband bei 800nm und  $40^\circ$  Einfallswinkel.

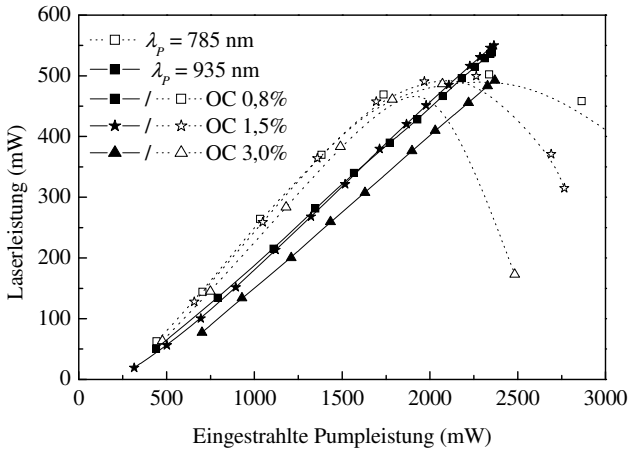
## 5.2.2 Aufbau des Experiments

Es wurde der in Kapitel 5.1.2 beschriebene Messaufbau verwendet. Für jede Laser-Kennlinie wurde zusätzlich zu den Leistungswerten ein Photolumineszenz-Spektrum aufgenommen. Für das Absorber-Pumpen wurde die Wellenlänge des Ti:Sa-Lasers auf 785 nm abgestimmt, was dem zweiten Stoppband des Bragg-Spiegels unter  $70^\circ$  Einfallswinkel entsprach. Für das Quantenfilm-Pumpen wurde der Ti:Sa-Laser auf die

winkelverschobene Laserresonanz bei 935 nm abgestimmt. Die Laserresonanz lag bei 985 nm.

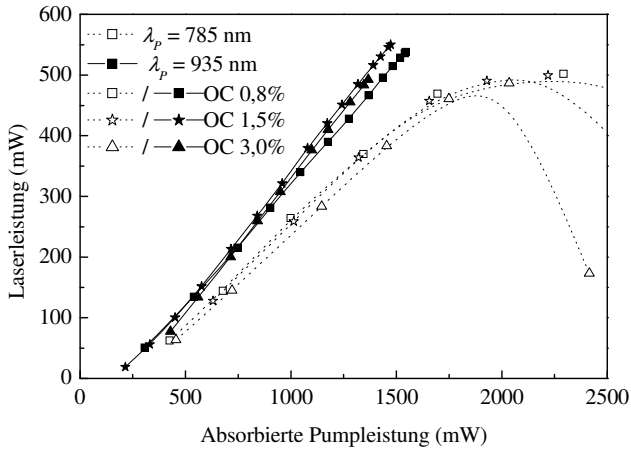
### 5.2.3 Laserkennlinie

Schaut man sich die Laserleistung als Funktion der eingestrahlt Pumpleistung an, hat das Absorber-Pumpen wegen der höheren Absorption noch einen leichten Vorteil (Bild 5.5). Betrachtet man die Kennlinien aufgetragen über die absorbierte Leistung, wie in Bild 5.6 dargestellt, erkennt man jedoch, dass der differentielle Leistungswirkungsgrad für das Quantenfilm-Pumpen besser ist. Schaut man sich an, wie viele der absorbierten Pump photons in Laser photons umgesetzt werden (Bild 5.7), erhält man im Rahmen der Messgenauigkeit, bezogen auf die Pumpfleckgröße, identische Ergebnisse, also gleiche Schwellen und differentielle Quantenwirkungsgrade. Das bedeutet, dass – zumindest in dieser Probe – kein größerer Verlust beim Energie-transfer in die Quantenfilme auftritt. Die Wirkungsgrade bezogen auf die absorbierten Leistungen sind beim Quantenfilm-Pumpen um die Differenz der Quantendefekte, also 15 %, besser. Die zum Absorber-Pumpen gehörigen Kurven beginnen bei hohen Pumpleistungen abzuknicken („überzurollen“), welches man als erstes Anzeichen einer stärkeren thermischen Belastung werten kann.

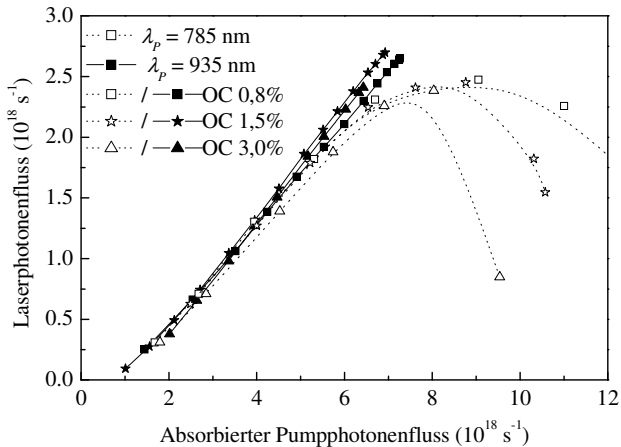


**Bild 5.5:** Laserkennlinien als Funktion der eingestrahlt Pumpleistung für Quantenfilm-Pumpen (gefüllte Symbole) und Absorber-Pumpen (offene Symbole) mit verschiedenen Auskoppelgraden des Resonators. Die Laserwellenlänge bei einer absorbierten Leistung von 1000 mW betrug 985 nm.





**Bild 5.6:** Laserkennlinien als Funktion der absorbierten Pumpleistung für Quantenfilm-Pumpen (gefüllte Symbole) und Absorber-Pumpen (offene Symbole) mit verschiedenen Auskoppelgraden des Resonators.



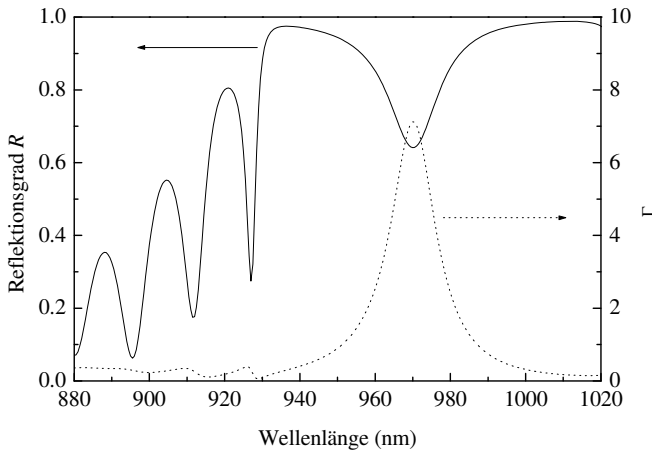
**Bild 5.7:** Laserphotonenfluss als Funktion des absorbierten Pumpphotonenflusses für Quantenfilm- (gefüllte Symbole) und Absorber-Pumpen (offene Symbole) bei verschiedenen Auskoppelgraden. Im Rahmen der Messgenauigkeit tritt kein Verlust an Pumpphotonen beim Ladungsträgertransfer aus den Absorbern in die Quantenfilme auf.

### 5.2.4 Temperaturmessung aus Resonanzlinien

Die Temperatureffekte wurden anhand der durch die Halbleiterkavität verursachten Resonanzlinien im Photolumineszenz-Spektrum der Quantenfilme ausgewertet. Hierfür wurde während des Laserbetriebs für jeden Messpunkt ein Photolumineszenz-Spektrum aufgenommen. Die messbare Photolumineszenz  $E_{QW}(\lambda, \alpha)$  wird wie im Anhang Kapitel A.1.1 beschrieben vom Modenspektrum der Kavität beeinflusst. Die unter einem Winkel  $\alpha$  messbare PL ist in guter Näherung gegeben durch das Produkt der intrinsischen PL  $WP(\lambda, \alpha)$ , d.h. der PL, welche man ohne Einfluss der Kavität messen würde, mit dem Produkt  $\Gamma$  der Resonanzfunktionen  $\Gamma_{CAV}$  und  $\Gamma_{RPG}$ :

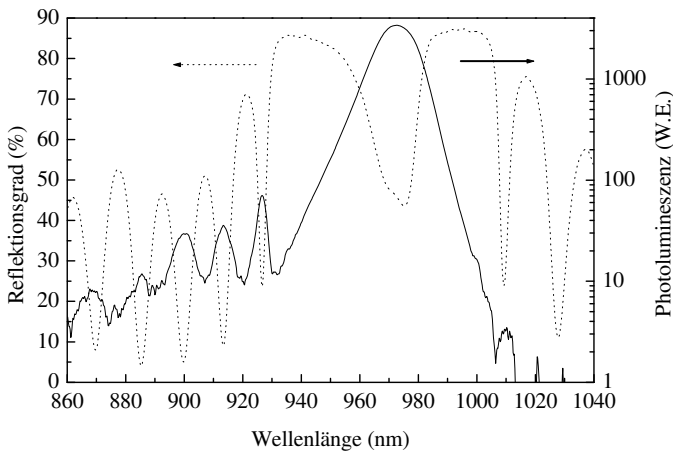
$$E_{QW}(\lambda, \alpha) \propto \Gamma(\lambda, \alpha) \cdot |WP(\lambda, \alpha)|. \quad [\text{Wm}^{-1} \text{sr}^{-1}] \quad (5.1)$$

Das bedeutet, dass an den Resonanzstellen der Kavität eine verstärkte Photolumineszenz zu messen ist, das eigentliche Photolumineszenz-Spektrum der Quantenfilme je nach Wert der  $\Gamma$ -Funktion also verstärkt oder unterdrückt wird. Im messbaren PL-Spektrum sind also Modulationen erkennbar, welche aufgrund der Temperaturabhängigkeit von  $\Gamma(\lambda, \alpha)$  mit steigender Temperatur zu längeren Wellenlängen schieben. Ist diese Temperaturabhängigkeit bekannt, lässt sich die Erwärmung der Probe berechnen. Die Temperaturabhängigkeit von  $\Gamma(\lambda, \alpha)$  kann zum Beispiel durch ihren Einfluss auf das Reflexionsspektrum bestimmt werden.



**Bild 5.8:** Berechnetes Reflexionsspektrum (durchgezogene Linie) zusammen mit der zugehörigen  $\Gamma$ -Funktion (gepunktete Linie). Im Stopband des Bragg-Spiegels ist die resonante Absorption zu erkennen. Die Modulationen an den Flanken des Stopbands sind auch in der  $\Gamma$ -Funktion zu erkennen.

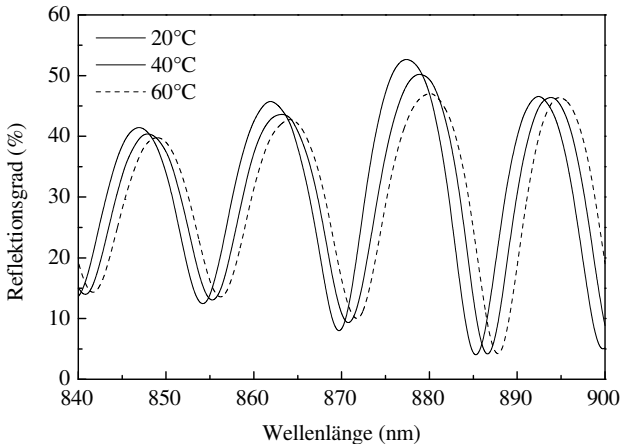
In Bild 5.8 ist ein berechnetes Reflexionsspektrum zusammen mit  $\Gamma(\lambda, \alpha)$  gezeigt. Deutlich erkennt man den Einbruch des Reflexionsgrades, der durch die resonante Absorption im Maxima von  $\Gamma$  entsteht. Die Modulationen in den Flanken des Stopbandes sind auch in der  $\Gamma$ -Funktion zu erkennen. Bild 5.9 zeigt das PL-Spektrum zusammen mit dem Reflexionsspektrum der verwendeten Probe, welche beide für einen Einfallswinkel von  $10^\circ$  im gleichen Messaufbau gemessen wurden. An den Modulationen der messbaren Photolumineszenz im Bereich der Flanken des Bragg-Spiegels erkennt man auch hier den Einfluss des Bragg-Spiegels auf die  $\Gamma$ -Funktion. Möchte man die Erwärmung der Probe in Abhängigkeit der absorbierten Pumpleistung bestimmen, so ist es günstig, hierfür diese Modulationen im PL-Spektrum zu verwenden, da sie von der eigentlichen Form der intrinsischen Emission am unabhängigsten sind. Misst man die PL weit weg vom eigentlichen Übergang der Quantenfilme so besitzt das intrinsische Emissionsspektrum dort eine eher flache Flanke, deren Steigung kaum von Temperatur und Ladungsträgerflächendichte abhängt. Die Verschiebung der Modulationen im messbaren Spektrum wird also überwiegend durch  $\Gamma_{CAV}$  bestimmt.



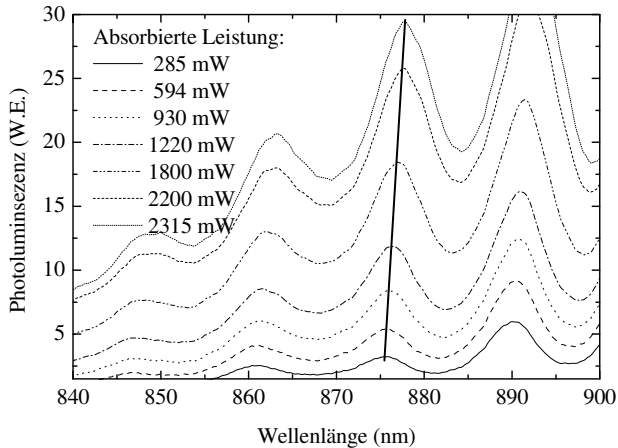
**Bild 5.9:** Reflexionsgrad und logarithmisch aufgetragene Photolumineszenz als Funktion der Wellenlänge. Man erkennt den Einfluss der Modulation des Reflexionsgrades auf die PL-Emission. Diese Modulationen sind zur Messung der Temperatur geeignet, da sie relativ unabhängig von Einflüssen der Bandkantenrenormierung oder Ladungsträgerflächendichte sind.

Der Temperaturkoeffizient, mit dem diese Modulationen zu längeren Wellenlängen schieben, lässt sich durch eine Kontrollmessung der Photolumineszenz oder des Reflexionsgrades bei konstanter Anregungsdichte und variierender Wärmesenkentemperatur bestimmen. Solch eine Messung des Reflexionsgrades für 20°C, 40°C und 60°C ist in Bild 5.10 gezeigt. Für die Messung wurde der in Anhang Kapitel A.1.1 beschriebene Aufbau verwendet. Es ergibt sich daraus eine Temperaturkonstante von  $(0,067 \pm 0,006) \text{ nm/K}$ .

Bestimmt man nun wie stark sich eine ausgewählte Modulation für verschiedene absorbierte Pumpleistungen verschiebt, so lässt sich direkt auf die Temperatur im gepumpten bzw. laseraktiven Bereich schließen. Bild 5.11 zeigt die Modulationen im PL-Spektrum um 860 nm, welche beim Messen der Kennlinie für das Absorber-Pumpen aufgenommen wurden. Deutlich erkennt man, wie die Maxima mit steigender absorbierte Pumpleistung zu größeren Wellenlängen schieben.



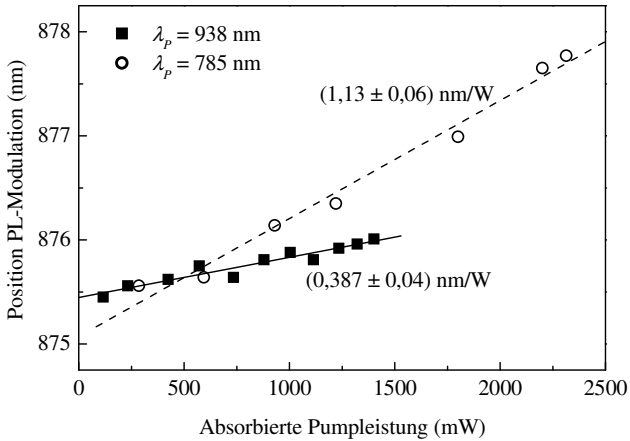
**Bild 5.10:** Reflexionsgrad als Funktion der Wellenlänge bei verschiedenen Temperaturen der Wärmesenke der Halbleiterscheibe.



**Bild 5.11:** Photolumineszenz bei verschiedenen absorbierten Pumpleistungen für Absorber-Pumpen mit 785 nm. Durch die zunehmende Erwärmung verschieben sich die Maxima zu größeren Wellenlängen. Das ausgewertete Maximum ist durch die Linie gekennzeichnet.

### 5.2.5 Ergebnisse

Wertet man die spektralen Positionen der Maxima um 876 nm für das Quantenfilm- und das Absorber-Pumpen aus, so ergibt sich eine Linienverschiebung pro Watt absorbierter Pumpleistung von  $(1,1 \pm 0,06)$  nm/W beim Absorber-Pumpen gegenüber  $(0,39 \pm 0,04)$  nm/W beim Quantenfilm-Pumpen. Dies ist in Bild 5.12 gezeigt. Mit der Temperaturverschiebung von  $(0,067 \pm 0,006)$  nm/K, entspricht dies einer Temperaturerhöhung von  $(17 \pm 2)$  K/W bzw.  $(6 \pm 1)$  K/W. Die thermische Belastung in der aktiven Zone ist beim Absorber-Pumpen um den Faktor 3 größer. Falls nur der Quantendefekt als Wärmequelle auftreten würde, ergäbe sich ein Verhältnis von 4,3:1. Hierbei muss man berücksichtigen, dass durch die Lage der Resonanzlinien nur die Temperatur der aktiven Zone berücksichtigt wird. Die direkte Messung der in der Probe erzeugten Wärme (wie im Anhang Kapitel A.3 beschrieben) zeigt jedoch, dass ohne Laserbetrieb etwa 91 % der in der Probe absorbierten Leistung in Wärme umgewandelt wird. Dies kann zum einen an nichtstrahlenden Prozessen, zum anderen jedoch an der Reabsorption der spontanen Emission innerhalb der Probe liegen.



**Bild 5.12:** Position der Modulation im PL-Spektrum in Abhängigkeit der absorbierten Pumpleistung für Quantenfilm- (gefüllte Symbole) und Absorber-Pumpen (offene Symbole).

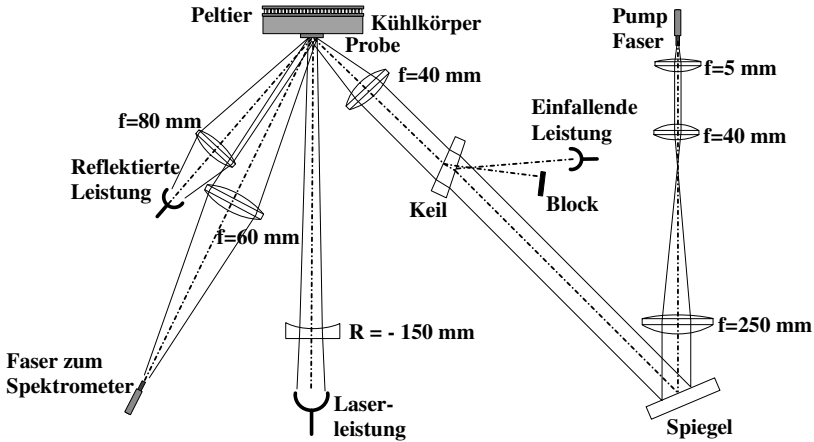
Aufgrund des großen Indexsprunges zwischen Halbleiter und Luft können 96 % bis 98 % der erzeugten spontanen Emission nicht aus der Probe auskoppeln [41, 42]. Außerhalb des gepumpten Bereichs von etwa  $140 \mu\text{m}$  Durchmesser wird diese Strahlung daher weitestgehend absorbiert und letztlich in Wärme umgewandelt. Da sich die so erzeugte Wärmeenergie über die ganze Probe verteilt, führt sie, verglichen mit einer vollständigen Absorption im gepumpten Bereich, nur zu einem geringen Temperaturanstieg der aktiven Zone. Bei vergleichbarer Laserschwelle ist diese Probenerwärmung für Absorber- und Quantenfilm-Pumpen gleich und führt somit zu einer Verringerung des relativen Unterschiedes beider Temperaturen. Hierdurch erklärt sich das gemessene geringere Verhältnis der Temperaturerhöhungen von 3:1. Die Absorption der spontanen Emission innerhalb der Probe führt daher zu einer leichten Einschränkung in der Skalierbarkeit der Pumpfläche. Damit der Hauptteil der thermischen Last weiterhin aus dem Quantendefekt resultiert, und somit durch Quantenfilm-Pumpen reduziert werden kann, muss sichergestellt werden, dass man den Laser deutlich über der Schwelle betreibt, so dass der Anteil der spontanen Emission zur induzierten Emission stark reduziert wird, und man somit der freien Skalierbarkeit zumindest deutlich näher kommt als im Falle des Absorber-Pumpens.

## 5.3 Leistungsskalierung

Um die Möglichkeit der Leistungsskalierung über die gepumpte Fläche zu demonstrieren und um zu untersuchen, ob sich die Vorteile des Quantenfilm-Pumpens auch bei höheren Leistungen und mit Diodenlasern als Pumpquelle zeigen, wurden Versuche durchgeführt, bei denen die in Kapitel 5.1.1 vorgestellte Probe A0919 mit Hilfe von fasergekoppelten Diodenlasern angeregt wurden. Für die Experimente standen zwei Pumpdioden (DILAS MF81-20, MF94-17) zur Verfügung, welche sich in ihrer Emissionswellenlänge unterscheiden. Die Fasern der Dioden besitzen einen Kerndurchmesser von 200  $\mu\text{m}$  und eine numerische Apertur von 0,22. Diode #1 emittiert aus dem Faserende 20 W bei einer Wellenlänge von 800 nm. Diode #2 emittiert 17 W bei einer Wellenlänge 938 nm.

### 5.3.1 Messaufbau

*Absorber-Pumpen:* Für das Absorber-Pumpen bei 800 nm wurde das Faserende einfach unter  $40^\circ$  auf die Probe abgebildet. Die Vergrößerung der Abbildungsoptik betrug 1,4, was einen elliptischen Pumpfleck von  $307 \times 275 \mu\text{m}^2$  ergab (FWHM einer Supergauss-Leistungsdichte-Verteilung). Der verwendete Messaufbau ist in Bild 5.13 gezeigt. Zunächst wurde mit Hilfe eines thermischen Detektors die einfallende Leistung als Funktion des Diodenstroms vermessen. Zur Kontrolle der Diodenleistung während der Laserversuche konnte ein Quarz-Keils substrat in den Pumpstrahlengang eingebracht werden. Dies war nötig, wenn die Laserdiode nahe an ihrer Laserschwelle betrieben wurde, was nur bei der Aufnahme einzelner PL-Spektren bei niedriger Anregungsdichte bzw. bei der direkten Messung der in der Probe deponierten Wärmemenge nötig war. Mit Hilfe einer Linse wurde die nicht absorbierte Pumpstrahlung auf einen thermischen Detektor (Moletron, PM-150-19-B) gebündelt. Um daraus die in der aktiven Zone absorbierte Leistung zu bestimmen, muss der gemessene Wert noch um den Anteil der Strahlung korrigiert werden, welcher im Bragg-Spiegel absorbiert wird. Für die hier gezeigten Ergebnisse betrug dieser Anteil 15 % der absorbierten Strahlung bei 800 nm. Dieser Wert wurde aus der Simulation der Struktur mit Hilfe der Spektrum-Software und den Absorptionswerten der Materialdaten welche aus der SOPRA-Datenbank stammen, gewonnen. Die Laserleistung wurde mit Hilfe eines thermischen Detektors (Newport, 818T-10) gemessen.



**Bild 5.13:** Messaufbau zum Absorber-Pumpen mit fasergekoppelter Pumpdiode. Die Abbildung ist nicht maßstabsgetreu wiedergegeben.

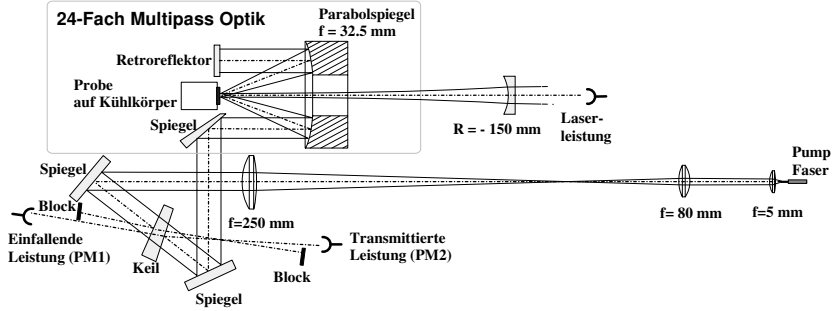
*Quantenfilm-Pumpen:* Durch die große NA des Diodenlaser-Pumpstrahls waren die möglichen Pumpwinkel auf Werte zwischen  $30^\circ$  und  $50^\circ$  eingeschränkt. Daher war es im Fall des Quantenfilm-Pumpens bei 938 nm nicht möglich, den Pumpwinkel so anzupassen, dass man eine Resonanz der Kavität zum Pumpen ausnutzen konnte. Um die daraus resultierende geringe Absorption im Einfachdurchgang zu kompensieren, wurde eine für Yb:YAG entwickelte Pumpeinheit verwendet, mit der insgesamt  $N_{Mult} = 12$  Doppeldurchgänge durch den Halbleiter möglich sind. Der resultierende nahezu runde Pumpfleck hatte Abmessungen von  $307 \times 323 \mu\text{m}^2$ . Um diesen kleinen Pumpfleckdurchmesser zu erreichen, musste der Strahldurchmesser in der Multipassoptik stark vergrößert werden, was relativ hohe Transmissionsverluste von 30 % - 40 % zur Folge hatte. Die verwendete Strahlformungsoptik hatte eine Transmission von 70 %, wodurch nur etwa 12 W Pumpleistung am Eingang der Multipassoptik zur Verfügung standen. Der Messaufbau ist in Bild 5.14 skizziert.

Für alle Experimente wurden die simultan einfallende und die nicht absorbierte Leistung bestimmt. Hierfür wurde analog zum Pumpen mit dem Ti:Sa-Laser ein Quarz-Keils substrat ( $2^\circ$  Keilwinkel) in den Pumpstrahlengang eingebracht. Mit Hilfe der Reflexe konnte die einfallende, sowie die zur Diode zurücklaufende Leistung gemessen werden. Misst man für die einfallende Leistung den an der inneren Keilfläche reflektierten Strahl (Leistung  $P_{M1}$ ) und für die zur Diode zurücklaufende Leistung den an der Oberfläche reflektierten Strahl (Leistung  $P_{M2}$ ), so ergibt sich für

die Gesamttransmission  $T_{ges}$  durch die Multipassoptik  $T_{ges} = \frac{P_{M2}}{P_{M1}}$ . Hierbei wird



vorausgesetzt, dass sich der Reflexionsgrad des Keils für einfallende und transmittierte Strahlung nicht merklich ändert, was für den kleinen Winkelunterschied und den verwendeten Einfallswinkel um  $20^\circ$  gerechtfertigt ist.



**Bild 5.14:** Messaufbau zum Quantenfilm-Pumpen mit einer fasergekoppelten Pumpdiode. Die Abstände sind nicht maßstabsgetreu wiedergegeben.

Um die Transmission der Multipassoptik zu bestimmen, wurde zunächst ein hochreflektierender (HR) Spiegel anstelle der Probe in die Optik eingebaut. Damit ergibt sich für die Gesamttransmission  $T_{ges,HR}$  durch die Multipassoptik mit HR-Spiegel

$$T_{ges,HR} = T_A \cdot (T_{Optik} \cdot T_{HR})^{N_{Mult}} \cdot T_E = \frac{P_{M2,HR}}{P_{M1,HR}}, \quad (5.2)$$

wobei  $T_{HR}$  die Transmission des HR-Spiegels,  $T_{Optik}$  die mittlere Transmission der Multipassoptik ist und  $P_{Mi,HR}$  die jeweiligen einfallenden bzw. transmittierten Leistungen bei eingebautem HR-Spiegel sind. Die beim Einkoppeln in die Multipassoptik (Einkoppeltransmission  $T_E$ ), bzw. beim Auskoppeln auftretenden Verluste (Auskoppeltransmission  $T_A$ ) wurden separat bestimmt und konnten daher gesondert berücksichtigt werden. Für den verwendeten HR-Spiegel kann  $T_{HR} = 1$  angenommen werden. Somit ergibt sich für die Gesamttransmission der Multipassoptik  $T_{ges,Probe}$  mit eingebauter Probe

$$\begin{aligned} T_{ges,Probe} &= T_A \cdot (T_{Optik} \cdot T_{Probe})^{N_{Mult}} \cdot T_E = \frac{P_{M2,Probe}}{P_{M1,Probe}} \\ &= T_{ges,HR} \cdot T_{Probe}^{N_{Mult}}, \end{aligned} \quad (5.3)$$

woraus sich die Transmission  $T_{Probe}$  der Halbleiterprobe für einen Doppeldurchgang ergibt. Berücksichtigt man die Erhöhung der effektiven Pumpleistung durch die Vielfachabbildung, ergibt sich für den Gesamtabsorptionsgrad der Probe

$$A_{ges} = (1 - T_{Probe}) \cdot T_E \cdot \sum_{i=0}^{N_{Mult}-1} (T_{Optik} \cdot T_{Probe})^i \quad (5.4)$$

Für Absorber- und Quantenfilm-Pumpen wurden wie beim Pumpen mit dem Ti:Sa-Laser fast semi-konzentrische Resonatoren verwendet. Der Spiegelradius des externen Resonator-Spiegels betrug  $K = 150$  mm. Durch Variation des Abstandes  $L$  zwischen Spiegel und Halbleiter kann der Grundmodedurchmesser auf der Probe verändert werden. Für  $L = K/2$  ergibt sich auf der Probe ein Durchmesser der Grundmode von  $300 \mu\text{m}$  welcher für  $L \rightarrow K$  gegen 0 abnimmt. Der Spiegelabstand wurde in den Versuchen so eingestellt, dass der Halbleiter-Scheibenlaser auf mehreren Lasermoden lief, um möglichst die gesamte Inversion abzubauen, und somit die bestmögliche Effizienz zu bestimmen.

Für jeden Messpunkt der Leistungs-Kennlinien wurde die PL unter  $30^\circ$  gemessen. Dies gibt die Möglichkeit, anhand der spektralen Verschiebung der Resonanzlinien im Spektrum die Temperatur der aktiven Schicht zu bestimmen. Zugleich ist die Laserwellenlänge, bei welcher der Halbleiter emittiert, durch Streuung gut in den PL-Spektren zu erkennen.

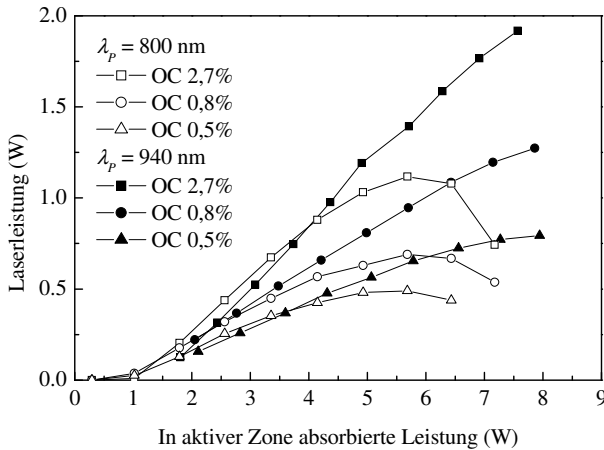
### 5.3.2 Ergebnisse

Die Laserleistung als Funktion der absorbierten Pumpleistung für verschiedene Auskoppelgrade ist in Bild 5.15 dargestellt. Man erkennt im Bereich der kleineren Pumpleistungen einen ganz ähnlichen Kurvenverlauf bei Absorber- und Quantenfilm-Pumpen. Dies ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen, die durch Pumpen mit dem Ti:Sa-Laser erzielt wurden. Allerdings unterscheiden sich die Steigungen der Kurven für die verschiedenen Auskoppelspiegel deutlich stärker, welches auf größere Resonatorverluste zurückgeführt werden kann. Die größeren Verluste resultieren daraus, dass mit größerem Pumpfleck die Wahrscheinlichkeit steigt, dass sich Kristalldefekte innerhalb des gepumpten Bereichs befinden.

Der größte differentielle Wirkungsgrad liegt mit  $34 \%$  schon merklich unter den mit dem Ti:Sa-Laser gemessenen Werten von  $44 \%$ , was ebenfalls an den größeren Verlusten, an der stärkeren Erwärmung sowie am unterschiedlichen  $\Gamma_{RPG}$ -Faktor für die verschiedenen experimentellen Bedingungen liegt. Für diese Probe (A0919) ergibt sich ein  $\Gamma_{RPG}$ -Faktor von nur  $0,65$  im Vergleich zu  $1,6$  für das Pumpen der Probe M2-19 mit  $938$  nm unter  $70^\circ$  mit dem Ti:Sa-Laser.

Vergleicht man Quantenfilm- und Absorber-Pumpen, fällt der unterschiedliche Kurvenverlauf bei größeren Pumpleistungen auf. Beim Absorber-Pumpen beginnt das thermische Überrollen schon viel früher, so dass gegenüber  $1,9$  W beim Quantenfilm-Pumpen nur  $1,2$  W Laserleistung beim Absorber-Pumpen gemessen wurden – ein weiteres Indiz für den größeren Wärmeeintrag beim Absorber-Pumpen. Bestimmt man

die Erwärmung je Watt absorbiertes Leistung ergeben sich Werte von 11 K/W für das Absorber-Pumpen sowie 8 K/W für das Quantenfilm-Pumpen. Der Unterschied in der erzeugten Wärme fällt bei dieser Probe also deutlich geringer aus als bei der unter Verwendung des Ti:Sa-Lasers vermessenen Probe. Eine Erklärung hierfür sind die etwas größeren Resonatorverluste sowie der ungünstigere Überlapp der Quantenfilme mit den Stehfeldmaxima der Pumpstrahlung, der die Lasereigenschaften der Probe verschlechtert und die Erwärmung dadurch verstärkt. Ein weiterer Grund für den geringeren Unterschied der Probenerwärmung ist die Reabsorption der spontanen Emission innerhalb der Probe. Diese verteilt sich zwar über die gesamte Probe, der relative Anteil des Temperaturanstiegs der aktiven Zone, der hiervon herrührt, steigt jedoch mit größer werdendem Pumpfleck an. Wird die Probe allerdings weit über ihrer Schwelle betrieben, sollte dieser Effekt an Einfluss verlieren.



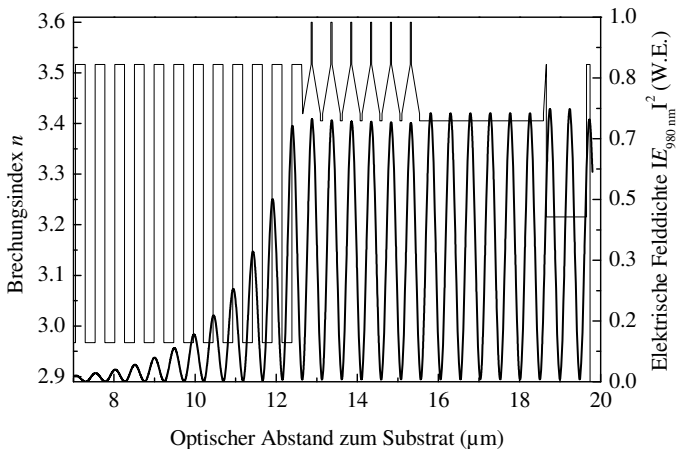
**Bild 5.15:** Laserkennlinie für Quantenfilm- (gefüllte Symbole) und Absorber-Pumpen (offene Symbole) mit den fasergekoppelten Pumpdioden bei verschiedenen Auskoppelgraden aus dem Resonator. Deutlich erkennt man beim Absorber-Pumpen das thermische Überrollen der Ausgangsleistung.

## 6 Experimente mit optimierter Probe

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse vorgestellt, welche mit einer Probe erzielt wurden, die für das optische Pumpen in die zweite Resonanz der Halbleiterkavität optimiert ist (A1219). In einem ersten Optimierungsschritt wurde für diese Probe die Länge der Halbleiterkavität durch eine entsprechend dicke Schicht zwischen Quantenfilmen und Oberfläche so vergrößert, dass sich der gewünschte Abstand zwischen Laser- und Pumpresonanz ergab. Durch die reduzierte Anzahl an Quantenfilmen in Kombination mit einem bei 808 nm nicht reflektierenden Bragg-Spiegel ist diese Probe jedoch nicht mehr absorbergepumpt zu betreiben, so dass kein direkter Vergleich der Ergebnisse für beide Pumparten erfolgen kann.

### 6.1 Aufbau der Probe

Die Probe wurde wie Probe A0919 am Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik in Berlin hergestellt. Im Unterschied zu A0919 besitzt diese Probe jedoch nur 6  $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$  Quantenfilme mit 8 nm Dicke, welche unmittelbar nach dem Bragg-Spiegel angeordnet sind. Umgeben sind die Quantenfilme von 10 nm GaAs Barrieren, denen eine etwa  $\lambda_{\text{Laser}}/4n_{\text{eff}}$  dicke  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  Schicht folgt, deren Zusammensetzung sich graduell von 0 % Aluminium Gehalt an den GaAs Barrieren zu 20 % Aluminium Gehalt ändert.

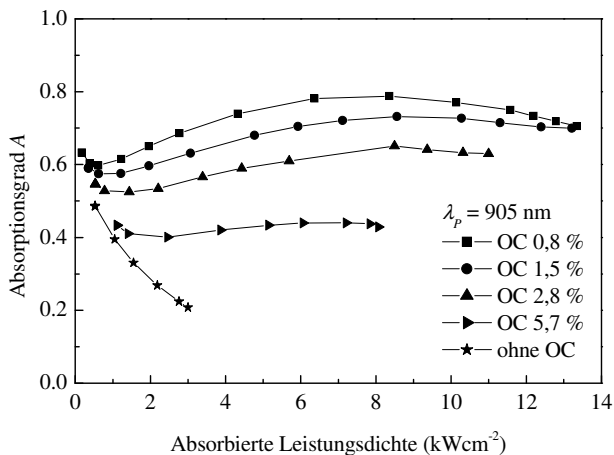


**Bild 6.1:** Aufbau der Probe A1219. Dargestellt ist der Verlauf der Brechzahl entlang der optischen Achse, sowie die Felddichte für 980 nm. Gut zu erkennen ist die zum Einstellen des Modenabstandes verwendete  $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$  Abstandsschicht,.

Zentral zwischen den Quantenfilmen sind 5 Spannungskompensationsschichten bestehend aus 15 nm dicken  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}_{0,8}\text{P}_{0,2}$  Lagen angeordnet. An die aktive Zone schließt eine Abstandsschicht aus  $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$  an, deren optische Dicke etwa  $6 \lambda_{\text{Laser}}/2n_{\text{eff}}$  beträgt und für den gewünschten Modenabstand der Kavität sorgt. Abgeschlossen wird die Struktur durch eine  $\text{In}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{P}$  Ätzstoppschicht. Die Details der Struktur sind anhand des Verlauf der Brechzahl entlang der optischen Achse in Bild 6.1 dargestellt.

## 6.2 Resonante Absorption

Die für die Probe erzielten Absorptionsgrade sind in Bild 6.2 gezeigt. Durch den verbesserten Überlapp der Quantenfilme mit den Stehfeldbäuchen der Pumpstrahlung ergibt sich trotz der reduzierten Anzahl an Quantenfilmen ein maximaler Absorptionsgrad von bis zu 80 %. Bei Leistungsdichten von bis zu  $12 \text{ kWcm}^{-2}$  und Auskoppelgraden bis 1,5 % werden noch Absorptionsgrade über 70 % erreicht. Dies passt sehr gut zu dem in Kapitel 4.3.2 simulierten Wert von 67 % für eine einfache Rückabbildung der Pumpstrahlung. Positiv wirkt sich hier die größere Wellenlängendifferenz zwischen intrinsischer PL und Pumpstrahlung von ca. 58 nm aus, die durch das Pumpen in die zweite Mode ermöglicht wird.



**Bild 6.2:** Absorptionsgrad der Probe A1219 für einen Doppeldurchgang der Pumpstrahlung als Funktion der Pumpleistungsdichte. Die Anordnung der 6 Quantenfilme ist auf das Pumpen in die zweite Resonanz der Halbleiterkavität optimiert.

Aufgrund der geringeren Anzahl von Quantenfilmen ist das Ausbleichen ohne externen Resonatorspiegel stärker als bei der Probe A0919 mit 13 Quantenfilmen. Um die Erwärmung der Probe und die damit verbundene Verschiebung der Pumpresonanz zu berücksichtigen, wurde die Pumpwellenlänge so gewählt, dass sie erst bei hohen Pumpleistungsdichten mit der Pumpresonanz zusammen fällt und sich somit mit steigender Pumpleistung eine Zunahme der Absorption ergibt.

Eine weitere Optimierung der Absorption sollte möglich sein, indem die zusätzliche Abstandsschicht nicht als letzte Schicht der Struktur aufgebracht wird, sondern wie in Kapitel 4.3.1 beschrieben zwischen den Quantenfilmen angeordnet wird.

### 6.3 Laserkennlinien

Mit dem Ti:Sa-Laser und dem in Kapitel 5.1.2 beschriebenen Messaufbau erhält man mit dieser Probe die in Bild 6.3 und Bild 6.4 gezeigten Kennlinien. Dargestellt ist die optische Ausgangsleistung der Probe bei einer Wärmesenktemperatur von 20°C und einem Auskoppelgrad von 1,5 %. Die Ordinate ist dabei einmal die eingestrahelte Pumpleistung und das andere Mal die in der Probe absorbierte Pumpleistung.

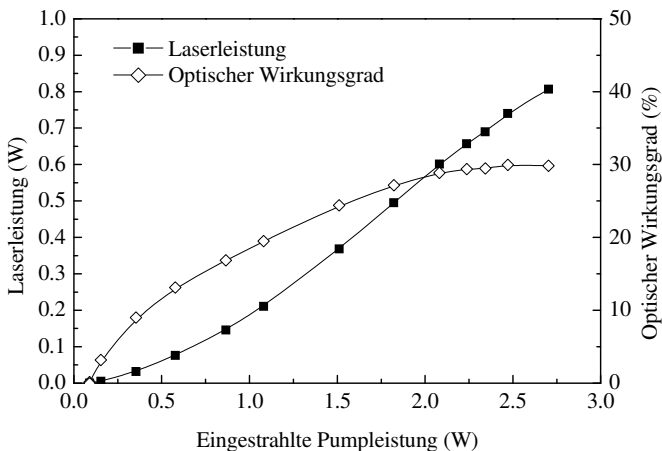


Bild 6.3: Laserkennlinie und optischer Wirkungsgrad bei 20°C und einem Auskoppelgrad von 1,5 % bezogen auf die eingestrahelte Leistung. Es ergibt sich ein maximaler Wirkungsgrad von 30 % bezogen auf die eingestrahelte Leistung.

Aufgrund der sehr guten Absorption, welche sich durch den Wert der  $\Gamma$ -Funktion von größer 8 ergibt, resultiert ein optisch/optischer Wirkungsgrad von 30 % bezogen auf

die eingestrahelte Leistung. Wie in Bild 6.4 zu sehen ist, ergibt sich bezogen auf die absorbierte Leistung ein Wirkungsgrad von 43 %. Die differentielle Steigung beträgt 47 %. Berücksichtigt man nur die absorbierten Photonen, ergibt sich daraus eine Quanteneffizienz von 56 %. Die Laserschwelle von nur  $0,6 \text{ kWcm}^{-2}$  entspricht gut dem Wert von  $0,7 \text{ kWcm}^{-2}$ , der sich auch aus Bild 4.16 ergibt.

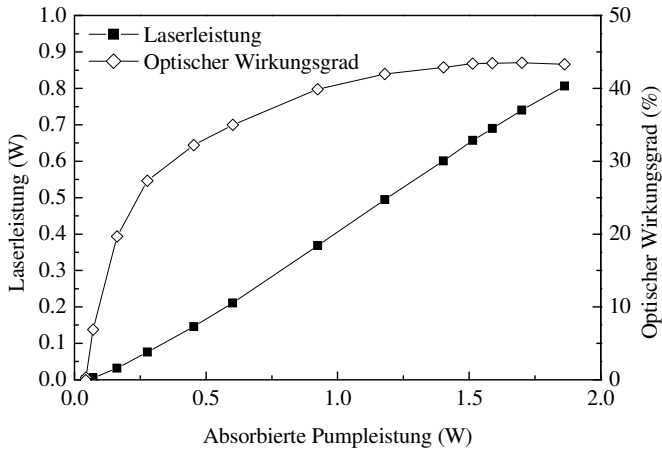


Bild 6.4: Laserkennlinie und optischer Wirkungsgrad bei  $20^\circ\text{C}$  und einem Auskoppelgrad von 1,5 % bezogen auf die absorbierte Leistung. Es ergibt sich ein maximaler Wirkungsgrad von 43 % bezogen auf die absorbierte Leistung.

Um die mögliche Leistungsskalierung zu demonstrieren, wurde diese Probe mit dem in Bild 5.13 gezeigten Messaufbau mit Hilfe verschiedener fasergekoppelter 940-nm-Diodenlaser gepumpt. Die Pumpresonanz liegt bei einem Einfallswinkel von  $45^\circ$  mit 907 nm schon deutlich unter der Emissionswellenlänge der Pumpdioden. Die Absorptionsgrade für einen Doppeldurchgang liegen daher nur bei 10 %. Trotzdem wurde diese Probe nur im einfachen Doppeldurchgang gepumpt, um Fehler in der Messung der absorbierten Leistung zu vermeiden. Bild 6.5 zeigt die Laserleistung je Einheitsfläche, aufgetragen über der absorbierten Pumpleistungsdichte für verschiedene Pumpfleckgrößen der Pumpstrahlung. Für jedes der Experimente wurde ein anderer Einfallswinkel der Pumpstrahlung verwendet, was zu leichten Unterschieden im erzielten Absorptionsgrad führt. Die Quadrate zeigen die Messung mit dem s-polarisierten Ti:Sa-Laser. Der Einfallswinkel betrug  $70^\circ$ , die Pumpfleckgröße  $0,014 \text{ mm}^2$ . Die Kreise zeigen die Messergebnisse, welche mittels der 17-W Diode, einem Einfallswinkel von  $50^\circ$  und einem Pumpfleck von  $0,022 \text{ mm}^2$  erzielt

wurden. Für die dritte Messreihe (Dreiecke) stand eine 90-W Diode zur Verfügung, mit deren Hilfe ein Pumpfleck von  $0,084 \text{ mm}^2$  gepumpt wurde.

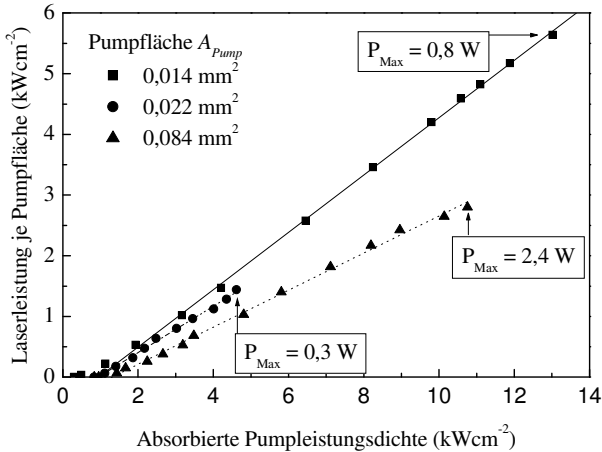


Bild 6.5: Kennlinien für verschiedene Pumpfleckgrößen und einen Auskoppelgrad von 0,5 %. Die Wärmesenktemperatur betrug  $15^\circ\text{C}$  für den  $0,022 \text{ mm}^2$  (Kreise),  $10^\circ\text{C}$  für den  $0,084 \text{ mm}^2$  (Dreiecke) und  $20^\circ\text{C}$  für den  $0,014 \text{ mm}^2$  Pumpfleck (Quadrate).

Deutlich erkennt man, dass der maximale differentielle Wirkungsgrad der Kurve für den  $0,022 \text{ mm}^2$  Pumpfleck mit 38 % schon deutlich unter den mit dem Ti:Sa-Laser gemessenen 47 % liegt. Dies liegt zum einen an der mangelnden Homogenität der Proben, welche zu einer starken Zunahme der Resonatorverluste mit steigendem Pumpfleckdurchmesser führt, zum anderen am sinkenden Einfluss der 3D Wärmespreizung, welche zu einem größeren Temperatursprung zwischen Probenoberfläche und Kühltemperatur führt. Vergrößert man den Pumpfleck auf  $0,084 \text{ mm}^2$  so sinkt der differentielle Wirkungsgrad noch weiter auf 31 %. Die Laserleistung konnte durch die höhere Pumpleistung jedoch auf 2,4 W gesteigert werden.



## **7 Bewertung der Ergebnisse Quantenfilm- / Absorber-Pumpen**

Aus den in Kapitel 5 angeführten, vergleichenden Messungen ergibt sich, dass die Temperatur der aktiven Schicht durch den Übergang vom Absorber-Pumpen zum Quantenfilm-Pumpen deutlich reduziert wird. Das Maß der Temperaturreduktion hängt davon ab, wie gut die Quanteneffizienz der Probe ist und wie weit sie über ihrer Laserschwelle betrieben werden kann. Dies ist unter anderem in der Tatsache begründet, dass ohne äußere Eingriffe die spontan emittierte Strahlung die Probe nur zu einem Bruchteil verlassen kann, so dass auch sie zur Erwärmung der Probe führt. Allerdings erfolgt die Absorption der Fluoreszenz hauptsächlich im ungepumpten Bereich, erstreckt sich also über das gesamte restliche Volumen der Struktur, so dass man eine natürliche Wärmespreizung vorliegen hat. Zusätzlich nimmt bei einem Betrieb weit über der Laserschwelle der relative Anteil der spontan emittierten Photonen an den insgesamt erzeugten Photonen stark ab, so dass die Absorption der Fluoreszenz keine Rolle mehr spielt.

Geht man von einer guten Probe aus, kann man die Temperatur daher günstigstenfalls um das Verhältnis der Quantendefekte reduzieren. So wurde für die Probe M2-19 eine Reduktion der Erwärmung um den Faktor 3 demonstriert. Das bedeutet, dass man durch den Übergang zum Quantenfilm-Pumpen die Pumpleistungsdichte deutlich erhöhen kann, bis die gleiche Erwärmung wie im Fall des Absorber-Pumpens auftritt. An derselben Probe lässt sich daher durch den Übergang vom Absorber- zum Quantenfilm-Pumpen die Ausgangsleistung steigern, da das thermische Überrollen später einsetzt. Wie an Probe A0919 zu sehen ist, konnte die Ausgangsleistung durch Quantenfilm-Pumpen von 1,2 W auf 1,9 W angehoben werden, wobei ein Überrollen der Kennlinie noch nicht erfolgte und die erreichte Ausgangsleistung nur durch die maximal vorhandene Pumpleistung begrenzt war.

In einer ersten, verbesserten Version wurde eine Probe für das Pumpen in die nächste Resonanz der Kavität optimiert. Dies geschah, indem eine optisch inaktive Abstandsschicht zwischen aktiver Zone und Oberfläche eingefügt wurde. Durch das Verwenden eines rein binären Bragg-Spiegels und die Reduktion der Anzahl der Quantenfilme auf nur 6 Stück eignet sich diese Probe nicht mehr zum Absorber-Pumpen, so dass kein direkter Vergleich der Ergebnisse durchgeführt werden kann. Durch die Abstandsschicht kann der Modenabstand der Kavität an den gewünschten Abstand zwischen Pump- und Laserwellenlänge angepasst werden, so dass sich eine Optimierung der resonanten Absorption ergibt. Dadurch konnten mit dem Ti:Sa-Laser bei optimaler Abstimmung auf die Pumpresonanz mit nur einer Rückabbildung der Pumpstrahlung Absorptionsgrade bis zu 80 % erzielt werden. Die beim Quantenfilm-Pumpen realisierten Absorptionsgrade sind daher ausreichend um eine gute

Lasereffizienz sicherzustellen. Durch den guten Überlapp der Quantenfilme mit dem elektrischen Feld innerhalb der Kavität ergibt sich ein differentieller Wirkungsgrad von 47 %. Zusammen mit der geringen Schwelle und der guten Absorption ergibt sich somit ein optisch/optischer Wirkungsgrad von 30 % (43 % bezogen auf die absorbierte Leistung), was vergleichbar zu guten absorbergepumpten Ergebnissen ist [1, 4].

Zusammen mit der Optimierung der Wärmeleitfähigkeit der verwendeten Wärmesenken sollte eine Flächenskalierbarkeit der Ausgangsleistung somit wesentlich einfacher als im Fall des Absorber-Pumpens realisierbar sein. Voraussetzung ist allerdings, dass die Proben auch über große Flächen hinweg homogen hergestellt und montiert werden können. Bei den momentanen Proben ist dies nicht der Fall, so dass die Resonatorverluste mit steigendem Pumpfleckdurchmesser überproportional zunehmen. Das bedeutet, dass eine Flächenskalierung der Ausgangsleistung durch die zunehmende Verschlechterung der Lasereigenschaften verhindert wird.

Allgemein sollte berücksichtigt werden, dass die Verringerung der im Halbleiter erzeugten Verlustleistung durch den Übergang zur direkten Anregung der Quantenfilme mit einem höheren Aufwand erkauft wird, eine genügende Absorption der Pumpstrahlung sicherzustellen. Sollen die internen Resonanzen der Halbleiter-Luft Kavität für das optische Pumpen ausgenutzt werden, so müssen die Halbleiterstrukturen für die Laser- und Pumpwellenlänge optimal gewachsen werden, was die Ansprüche an die Genauigkeit der Epitaxie vergrößert. Im anderen Fall müssen externe Optiken verwendet werden, welche eine wiederholte Abbildung der Pumpstrahlung auf die Probe ermöglichen. Beides erhöht die Fertigungskosten des Halbleiter-Scheibenlasers, kann jedoch auch zur weiteren Optimierung der Struktur verwendet werden.

Für die in Kapitel 4.3.3 simulierten Quantenfilme kann durch eine Steigerung der Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge  $N_{Mult}$  von 4 auf 12 die optimale Anzahl an Quantenfilmen auf 3 verringert werden. Hierdurch kann die Laserschwelle auf Werte um  $0,5 \text{ kWcm}^{-2}$  halbiert werden. Die drei Quantenfilme können dann, ähnlich zu herkömmlichen VCSEL Strukturen, in nur einem Stehwellenbauch angeordnet werden, was den gleichzeitigen Überlapp der Quantenfilme mit den elektrischen Feldern der Pump- und Laserstrahlung verbessert. Gleichzeitig sinken durch die reduzierte Anzahl an benötigten Schichten die Anforderungen an die Epitaxie.

Da die Vorteile des Quantenfilm-Pumpens erst bei höheren Pumpleistungen voll zu tragen kommen und absorbergepumpt ohne spezielle Wärmespreizung Ausgangsleistungen bis 8 W möglich sind [3], beginnt ein sinnvoller Einsatz des Quantenfilm-Pumpens erst bei Leistungen, für die im absorbergepumpten Fall der Aufwand zur Abfuhr der erzeugten Wärme deutlich ansteigt und die verwendete 3D Wärmespreizung eine Leistungsskalierung verhindert, also ab einigen 10 Watt.

## 8 Ausblick

Ausgehend von den in den vorherigen Kapiteln vorgestellten Ergebnissen kann man feststellen, dass der Übergang vom Absorber- zum Quantenfilm-Pumpen einen überwiegend positiven Einfluss auf die Eigenschaften des Halbleiter-Scheibenlasers erbringt. Es wurde demonstriert, dass mit dem Konzept des Quantenfilm-Pumpens zum Absorber-Pumpen vergleichbare Absorptionsgrade erzielt werden können und die im Halbleiter erzeugte Wärme stark reduziert ist. Dies bietet die Möglichkeit die Proben auf einfacheren Wärmesenken zu montieren. Darüber hinaus bringt die reduzierte Wärmeentwicklung jedoch auch die Möglichkeit einer Steigerung der erlaubten Pumpleistung und damit der Ausgangsleistung des Bauteils. Beispielsweise konnte durch die reduzierte Wärmeentwicklung beim Übergang vom Absorber- zum Quantenfilm-Pumpen im InGaAlP Materialsystem der Übergang vom gepulsten zum CW Betrieb demonstriert werden [43].

Anhand der Berechnungen erkennt man, dass für eine in Bezug auf Quantenfilm-Positionierung und Oberflächenreflektivität optimierte Struktur mit nur 6 Quantenfilmen schon bei einer einfachen Rückabbildung und guter NA der unpolarisierten Pumpstrahlung Absorptionsgrade von etwa 53 % für einen Abstand der Pumpwellenlänge von 40 nm zur Laserwellenlänge zu erreichen sind. Für einen Abstand von 56 nm sind sogar Absorptionsgrade von 70 % möglich. Experimentell wurden mit s-polarisierter Pumpstrahlung und einem Einfallswinkel von  $70^\circ$  Absorptionsgrade bis 80 % demonstriert. Berücksichtigt man, dass zur Zeit Pumpdioden mit 90 W Leistung aus einer  $150\ \mu\text{m}$  Faser mit NA 0,22 kommerziell erhältlich sind [44], entspricht dies unter Verwendung einer 1:1 Abbildung einer möglichen einfallenden Pumpleistungsdichte von etwa  $0,5\ \text{MWcm}^{-2}$ . Für die Laserschwelldichte der untersuchten Proben kann man in guter Näherung Werte um  $1\ \text{kWcm}^{-2}$  annehmen. Für die Versuche wurden die Proben mit bis zu  $24\ \text{kWcm}^{-2}$  gepumpt, ohne Schaden zu nehmen. Durch eine 6-fach vergrößerte Abbildung des Faserendes kann die NA der Pumpstrahlungsfokussierung auf Werte von 0,04 reduziert werden. Die mögliche Absorption, welche mittels Hochleistungsdioden erreicht werden kann, sollte somit der mit dem Ti:Sa-Laser demonstrierten vergleichbar sein, wenn die Probe mit einer dielektrischen Beschichtung versehen wird, welche dem optimalen Reflexionswert gemäß Kapitel 4.3.2 entspricht. Bei einem Absorptionsgrad von 70 % können die Strukturen mit diesen Pumpdioden somit etwa 10-fach über ihrer Laserschwelle betrieben werden. Sollte eine größere Pumpleistungsdichte gewünscht sein, so können Fasergekoppelte Diodenlaser mit größerem Kerndurchmesser der optischen Faser, und somit höherer möglicher Pumpleistung, eingesetzt werden. Den durch die größere NA der Fokussierung verringerten Absorptionsgrad kann man dann durch erhöhen der Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge kompensieren. Alternativ hierzu könnte man auch

Hochleistungsdioden ohne Faserkopplung einsetzen und die Polarisation der Pumpstrahlung ausnutzen.

Die maximale Kühlleistung heutiger wassergekühlter Wärmesenken liegt bei kleinen Flächen bei etwa  $1,5 \text{ kWcm}^{-2}$  [45, 46]. Für eine großflächige Kühlung kann man noch eine mögliche Kühlleistung von  $0,5 \text{ kWcm}^{-2}$  annehmen. Unter Vernachlässigung der dreidimensionalen Wärmespreizung stellt dies gemäß Kapitel 3.1 die maximal erlaubte Wärmeverlustleistungsdichte dar. Setzt man für einen effizienten Laserbetrieb eine Pumpleistungsdichte von mindestens der 5-fachen Laserschwelle voraus ergibt sich ein maximaler Wärmeentwicklungsgrad  $\eta_{\text{Wärme}}$  von nur 10 %. Nur für diesen geringen Wärmeentwicklungsgrad ist eine Flächenskalierung der Ausgangleistung möglich.

Pumpradius [ $\mu\text{m}$ ]	155	488	1545	$\infty$
$\eta_{\text{Wärme}} = 50\%$				
Max. Wärmefluss [ $\text{kWcm}^{-2}$ ]	13	5	2	0,5
Pumpleistungsdichte [ $\text{kWcm}^{-2}$ ]	25	10	5	1
Laserleistung [W]	8	30	126	-
Laserleistungsdichte [ $\text{kWcm}^{-2}$ ]	10	4	2	0
$\eta_{\text{Wärme}} = 25\%$				
Max. Wärmefluss [ $\text{kWcm}^{-2}$ ]	13	5	2	0,5
Pumpleistungsdichte [ $\text{kWcm}^{-2}$ ]	51	20	9	2
Laserleistung [W]	15	60	253	-
Laserleistungsdichte [ $\text{kWcm}^{-2}$ ]	20	8	3	0
$\eta_{\text{Wärme}} = 10\%$				
Max. Wärmefluss [ $\text{kWcm}^{-2}$ ]	13	5	2	0,5
Pumpleistungsdichte [ $\text{kWcm}^{-2}$ ]	127	50	21	5
Laserleistung [W]	38	150	631	-
Laserleistungsdichte [ $\text{kWcm}^{-2}$ ]	51	20	8	2

**Tabelle 8.1:** Maximaler erlaubter Wärmefluss und Pumpleistungsdichte für verschiedene Pumpradien und Wärmeentwicklungsgrade, sowie die sich daraus unter der Annahme eines optischen Netto-Wirkungsgrades von 40 % ergebende Laserleistung. Die Laserschwelle wurde mit  $1 \text{ kWcm}^{-2}$  angenommen.

Um den Einfluss der Wärmespreizung zu berücksichtigen wurden am IFSW mithilfe der Software FEMLAB Simulationen der Halbeiterstrukturen durchgeführt [47], welche hier den Ergebnissen aus Kapitel 3.1 gegenüber gestellt werden sollen. Hierfür

gibt Tabelle 8.1 die mittels einer FEM Simulation berechneten maximal kühlbaren Wärmeflüsse für drei verschiedene Pumpradien und verschiedene Wärmeentwicklungsgrade  $\eta_{\text{Wärme}}$  an. Für einen gegebenen Pumpfleckradius wurde der zu kühlende Wärmestrom solange erhöht, bis die Oberflächentemperatur 360 K erreichte. Die Wärmesenke und die Probe wurden radialsymmetrisch mit einem Durchmesser von 15 mm bzw. 10 mm angenommen. Der Wärmewiderstand der Fluid-Grenzschicht des Wasserkühlers wurde mit  $3 \text{ KW}^{-1}\text{mm}^2$  simuliert [48]. Die restlichen Parameter wurden analog zu Kapitel 3.1 gewählt. Zum Vergleich gibt die Tabelle zusätzlich die Werte wieder, welche bei reiner 1D Wärmeleitung aufgrund der begrenzten Kühlleistung heutiger Wasserkühler zu erwarten sind.

Die Wärmeerzeugungsgrade wurden zu 50 %, 25 % und 10 % angenommen. Dabei entspricht der Fall  $\eta_{\text{Wärme}} = 50 \%$  in etwa dem Stand der jetzigen Proben, wenn man einen optischen Netto-Wirkungsgrad von 40 % annimmt, und voraussetzt, dass etwa 80 % der Photolumineszenz in der Probe absorbiert werden. Für große Pumpflecken gilt dieser Fall für Absorber- und Quantenfilm-Pumpen gleichermaßen, da der relative Unterschied der Pumpenergien nur 15 % beträgt. Da die Erwärmung durch den Quantendefekt direkt im Pumpfleck, die durch die absorbierte Photolumineszenz in der gesamten Probe stattfindet, ergeben sich, wie experimentell demonstriert, für kleine Pumpfleckdurchmesser Vorteile für das Quantenfilmpumpen, welche hier jedoch vernachlässigt werden sollen. Für einen Pumpfleckradius von  $155 \mu\text{m}$  ergibt sich so eine mögliche Ausgangsleistung von 8 W, was gut mit der Leistung übereinstimmt, welche in [3] veröffentlicht wurde. Für den größeren Pumpfleckradius mit  $488 \mu\text{m}$  ergibt sich eine mögliche Leistung von 30 W. Dies stimmt ebenfalls sehr gut mit den 30 W, die in [4] demonstriert wurden, überein. Vergrößert man den Pumpfleckradius auf  $1545 \mu\text{m}$ , so sinkt der maximal kühlbare Wärmestrom schon auf  $2 \text{ kWcm}^{-2}$ , so dass nur noch ein Betrieb etwa 3-fach über der Schwelle möglich ist. Unter der vereinfachenden Annahme, dass trotzdem ein Wirkungsgrad von 40 % erzielt werden kann, und verstärkte spontane Emission noch kein Problem darstellt, ergibt sich eine Laserausgangsleistung von 126 W. Eine reine Flächenskalierung der Ausgangsleistung ist für diesen hohen Grad der Wärmeerzeugung jedoch nicht möglich.

Der zweite und dritte Fall der angenommenen Wärmeerzeugungsgrade von  $\eta_{\text{Wärme}} = 25 \%$  bzw.  $10 \%$  entsprechen dem Fall des Absorber- bzw. Quantenfilm-Pumpens mit einem angenommenen Quantendefekt von 20 % bzw. 5 % und der Annahme, dass der weitere Anteil der erzeugten Wärme nur 5 % beträgt, der größte Teil der PL die Probe also verlässt, und auch sonst keine nennenswerte Erwärmung durch nichtstrahlende Prozesse neben dem Quantendefekt auftritt.

Für das Absorberpumpen ergibt sich durch die mögliche Verdoppelung der Pumpleistungsdichte, im Vergleich zum Wärmeerzeugungsgrad von 50 %, in etwa eine Verdopplung der erreichbaren Laserausgangsleistung, wobei wieder ein optischer

Netto-Wirkungsgrad von 40 % vorausgesetzt wurde. Eine reine Flächenskalierbarkeit ist mit der möglichen Pumpleistungsdichte, welche nur zweifach über der angenommenen Laserschwelle liegt, nicht möglich, da die angenommene Wärme-erzeugung von nur 25 % für diesen Fall schwer realisierbar sein sollte.

Für das Quantenfilm-Pumpen lassen sich Pumpradien mit bis zu 1,5 mm noch mit Leistungsdichten bis zu  $21 \text{ kWcm}^{-2}$  pumpen. Die Ausgangsleistung liegt in diesem Fall bei 631 W. Betrachtet man die Begrenzung der Pumpleistungsdichte auf  $5 \text{ kWcm}^{-2}$  für sehr große Pumpradien, so erkennt man, dass eine Flächenskalierung möglich sein sollte, wenn für den Betrieb 4-fach über der Laserschwelle die Wärme-erzeugung beim angenommenen Wert von 10 % gehalten werden kann. Bedenkt man dabei, dass wie in Kapitel 4.3.3 gezeigt, für eine auf 3 Quantenfilme optimierte Probe die Laserschwelldichte bei nur etwa  $0,5 \text{ kWcm}^{-2}$  liegt, sollte dies jedoch möglich sein.

Beim Übergang zu immer größeren Pumpfleckdurchmessern muss zunehmend der Einfluss der verstärkten spontanen Emission (ASE) auf die Lasereigenschaften berücksichtigt werden. Ebenso kann es ab einem bestimmten Pumpfleckdurchmesser zum Anschwingen von parasitären radialen Lasermoden kommen, was die Effizienz des Halbleiter-Scheibenlasers stark degradiert. Eine Möglichkeit die ASE zu unterdrücken ist, die Struktur durch eine optisch inaktive Schicht mit angepasstem Brechungsindex vertikal stark zu vergrößern, so dass die spektrale Dichte der Photolumineszenz in den verstärkenden Bereichen stark erniedrigt wird. Das Anschwingen parasitärer Moden lässt sich durch geeignete Randstrukturierung unterdrücken. Ebenso ist es hilfreich, den Pumpfleckdurchmesser in etwa nur halb so groß wie die Probe selber zu wählen. Aufgrund der in der Literatur veröffentlichten Werte [4] sollte die Grenze des Pumpfleckdurchmessers, ab der die ASE nennenswert Verstärkung abbaut, jenseits von  $900 \mu\text{m}$  liegen.

Parallel zur Optimierung des Wärme-erzeugungsgrades kann eine weitere Leistungssteigerung durch eine Verbesserung des optischen Wirkungsgrades erfolgen. Eine geeignete Maßnahme, den Wirkungsgrad des Halbleiter-Scheibenlasers zu erhöhen, ist die weitere Reduzierung der internen Verluste. Eine mögliche Verlustquelle innerhalb des Resonators ist die Grenzfläche Halbleiter-Luft. An der Halbleiteroberfläche treten vermehrt Kristallfehler auf, welche zu optischer Absorption führen können. Aufgrund des resonanten Designs befindet sich an der Oberfläche des Halbleiters ein Bauch des Laserstehwellenfeldes. Dies kann vermieden werden, indem man den Halbleiter zunächst anti-resonant herstellt und in einem weiteren Schritt mit Hilfe einer mehrschichtigen dielektrischen Beschichtung die Struktur in Resonanz zum Laserfeld bringt. Hierdurch wird erreicht, dass die Grenzfläche des Halbleiters in einem Knoten der Laserwelle liegt und eine optische Absorption vermieden wird. Die Resonanz-überhöhung für das optische Pumpen und den Laserprozess lässt sich in diesem Design ohne weiteres durch eine geeignete Auslegung der dielektrischen Beschichtung optimieren.

Probleme bereitet allerdings die Montage solch großer Halbleiterscheiben auf der Wärmesenke. Durch die große Differenz der Ausdehnungskoeffizienten von Halbleiter und Kupfer kann die Montage nur mit Weichloten wie Indium erfolgen, was aufgrund der Haltbarkeit nicht wünschenswert ist. Soll eine Hartlötung mit Beispielsweise Gold-Zinn erfolgen, müssen ausdehnungsangepasste Materialien verwendet werden. Hier bieten sich Legierungen wie Kupfer-Wolfram an, oder aber Wärmesenken, welche Schichtweise aus mehreren verschiedenen Materialien aufgebaut sind. Für letztere werden zum Beispiel Kupfer- und Diamantschichten aufeinander gestapelt um in lateraler Richtung eine Ausdehnungsanpassung zu GaAs, bei gegenüber Cu-W deutlich höherer Wärmeleitung, zu erreichen.

Die Probleme der Montage solch großflächiger Proben könnten umgangen werden, indem auf ein Löten der Halbleiter auf die Wärmesenken verzichtet wird und stattdessen ein Klebprozess angewandt wird. Da mit Hilfe der „liquid-capillary bonding“-Technik Diamant-Wärmespreizer und andere innerhalb des Resonators in optischen Kontakt zur Halbleiteroberfläche gebracht werden können, d.h. sich Abstände kleiner  $1\mu\text{m}$  einstellen [49, 50], sollte dies auch mit einer rückseitig angebrachten Wärmesenke in Kombination mit einem hoch viskosen Klebstoff möglich sein. Die schlechtere Wärmeleitung typischer Klebstoffe sollte dann zu keiner nennenswerten Verschlechterung der Wärmeleiteigenschaften führen. Der Einsatz von nicht an den Halbleiter wärmeausdehnungsangepassten Materialien für die Wärmesenke wird somit stark erleichtert. Anspruchsvoll ist allerdings die dann hohe Anforderung an die Einhaltung einer extrem dünnen Klebeschichtstärke, um bei den eher mäßigen Wärmeleitungseigenschaften konventioneller Kleber einen genügenden Abtransport der Wärme zu ermöglichen.

# Literaturverzeichnis

- [1] KUZNETSOV, M.; HAKIMI, F.; SPRAGUE, R.; MOORADIAN, A.: High-Power (0.5-W CW) Diode-Pumped Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Semiconductor Lasers with Circular TEM<sub>00</sub> Beams. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 9 (1997) Nr. 8, S. 1063
- [2] KUZNETSOV, M.; HAKIMI, F.; SPRAGUE, R.; MOORADIAN, A.: Design and Characteristics of High-Power (>0.5-W CW) Diode-Pumped Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Semiconductor Lasers with Circular TEM<sub>00</sub> Beams. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 5 (1999) Nr. 3, S. 561
- [3] LUTGEN, S.; ALBRECHT, T.; BRICK, P.; REILL, W.; LUFT, J.; SPÄTH, W.: 8-W high-efficiency continuous-wave semiconductor disk laser at 1000 nm. In: *Applied Physics Letters* 82 (2003) Nr.21, S. 3620
- [4] CHILLA, J.; BUTTERWORTH, S.; ZEITSCH, A.; CHARLES, J.; CAPRARA, A.; REED, M.; SPINELLI, L.: High Power Optically Pumped Semiconductor Lasers. In: *Proceedings of SPIE* (2004) 5332, S. 143
- [5] RAYMOND, T. D.; ALFORD, W. J.; CRAWFORD, M. H.; ALLERMAN, A. A.: Intracavity frequency doubling of a diode-pumped external-cavity surface-emitting semiconductor laser In: *Optics Letters* 24 (1999), Nr. 16, S. 1127
- [6] PARK, S. H.; KIM, J.; JEON, H.; SAKONG, T.; LEE, S. N.; CHAE, S.; PARK, Y.; JEONG, C. H.; YEOM, G. Y.; CHO, Y. H.: Room-temperature GaN vertical-cavity surface-emitting laser operation in an extended cavity scheme. In: *Applied Physics Letters* 83 (2003), Nr 11, S. 2121
- [7] MÜLLER, M.; LINDER, N.; KARNUTSCH, C.; SCHMID, W.; STREUBEL, K.; LUFT, J.; BEYERTT, S.; GIESEN, A.; DÖHLER, G. H.: High power 660 nm optically pumped semiconductor thin-disk lasers. In: *Digest of the LEOS Summer Topical Meetings*. Piscataway : IEEE. 2002, S. MF2
- [8] HOLM, M. A.; BURNS, D.; CUSUMANO, P.; FERGUSON, A. I.; DAWSON, M. D.: High-power diode-pumped AlGaAs surface-emitting laser. In: *Applied Optics* 38 (1999), Nr. 27, S. 5781
- [9] LINDBERG, H.; STRASSNER, M.; GERSTER, E.; LARSSON, A.: 0.8 W optically pumped vertical external cavity surface emitting laser operating CW at 1550 nm. In: *Electronics Letters* 40 (2004), Nr. 10, S. 601
- [10] CERUTTI, L.; GARNACHE, A.; GENTY, F.; OUVARD, A.; ALIBERT, C.: Low threshold, room temperature laser diode pumped Sb-based VECSEL emitting around 2.1 μm. In: *Electronics Letters* 39 (2003), Nr. 3, S. 290



- [11] SCHULZ, N.; RATTUNDE, M.; MANZ, C.; KÖHLER, K.; WILD, C.; WAGNER, J.; BEYERTT, S.-S.; BRAUCH, U.; KÜBLER, T.; GIESEN, A.: Optically Pumped GaAs-Based VECSEL Emitting 0.6 W at 2.3  $\mu\text{m}$ . In: *IEEE Photonics Technology Letters* 18 (2006), Nr. 9, S.1070
- [12] SCHULZ, N.; HOPKINS, J.-M.; RATTUNDE, M.; BURNS, D.; WAGNER, J.: High-brightness long-wavelength semiconductor disk lasers. In: *Laser & Photon Rev.* 2 (2008), Nr. 3, S.160
- [13] TROPPER, A. C.; FOREMAN, H. D.; GARNACHE, A.; WILCOX, K. G.; HOOGLAND, S. H.: Vertical-external-cavity semiconductor lasers. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 37 (2004), S. R75
- [14] SCHIEHLEN, E.; GOLLING, M.; UNGER, P.: Diode-Pumped Semiconductor Disk Laser with Intra-Cavity Frequency Doubling using Lithium Triborate (LBO). In: *IEEE Photonics Technology Letters* 14 (2002), Nr. 6, S. 777
- [15] LINDBERG, H.; STRASSNER, M.; LARSSON, A.: Improved Spectral Properties of an Optically Pumped Semiconductor Disk Laser Using a Thin Diamond Heat Spreader as an Intracavity Filter. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 17 (2005), Nr. 7, S. 1363
- [16] HASTIE, J. E.; JEON, C. W.; BURNS, D.; HOPKINS, J.-M.; CALVEZ, S.; ABRAM, A.; DAWSON, M. D.: A 0.5W, 850 nm Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As VECSEL with intra-Cavity Silicon Carbide Heatspreader. In: *Lasers and Electro-Optics Europe CLEO/Europe* (2003) Conference on 22-27 June 2003 S. 132
- [17] HASTIE, J.E.; HOPKINS, J.-M.; CALVEZ, S.; CHAN WOOK JEON; BURNS, D.; ABRAM, R.; RIIS, E.; FERGUSON, A.I.; DAWSON, M.D.: 0.5-W single transverse-mode operation of an 850-nm diode-pumped surface-emitting semiconductor laser. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 15 (2003) Nr. 7, S. 894
- [18] KEMP, A. J.; VALENTINE, G. J.; HOPKINS, J.-M.; HASTIE, J. E.; SMITH, S. A.; CALVEZ, S.; DAWSON, M. D.; BURNS, D.: Thermal Management in Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Lasers: Finite-Element Analysis of a Heatspreader Approach. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 41 (2005) Nr. 2, S 148
- [19] KEMP, A. J.; HASTIE, J. E.; SMITH, S. A.; HOPKINS, J. M.; CALVEZ, S.; VALENTINE, G. J.; DAWSON, M. D.; BURNS, D.: Heatspreader-based thermal management in VECSELs: thermal lensing in microchip devices. In: *Advanced Solid-State Photonics 2005 Technical Digest on CD-ROM* (The Optical Society of America, Washington, DC, 2005), MB 34, ISBN: 1-55752-781-4
- [20] GIESEN, A.; BEYERTT, S.-S.; BRAUCH, U.: Laser Amplifier System. EU Patent Anmeldung WO 03/100922 A2, Mai 20, 2003

- [21] GERSTER, E.; ECKER, I.; LORCH, S.; HAHN, C.; MENZEL, S.; UNGER, P.: Orange-emitting frequency-doubled GaAsSb/GaAs semiconductor disk laser. In: *Journal of Applied Physics* 94 (2003) Nr. 12, S. 7397
- [22] WEBER, S.; FONTIUS, U.; LIMMER, W.; THONKE, K.; SAUER, R.; PANZLAFF, K.: Field dependent varival-transport studies in  $\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}/\text{GaAs}$  double-quantum-well structures. In: *Materials Science and Engineering B* 35 (1995), S. 245
- [23] GESKE, J.; GAN, K-G.; OKUNO, Y. L.; PIPREK, J.; BOWERS, J.E.: Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Active Regions for Enhanced Performance With Optical Pumping. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 40 (2004) Nr. 9, S. 1155
- [24] SCHULZ, N.; RATTUNDE, M; WAGNER, J; BEYERTT, S.-S.; BRAUCH, U.; KÜBLER, T.; GIESEN, A.: Halbleiteranordnung für einen optisch gepumpten oberflächenemittierenden Halbleiterlaser. Patentschrift DE 10 2006 002 879 B4 2008.11.13
- [25] WENZEL, H.; ERBERT, G.; ENDERS P.: Improved Theory of the Refractive-Index Change in Quantum-Well Lasers. In: *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics* 5 (1999) Nr. 3, S. 637
- [26] BEYERTT, S.-S.; ZORN, M.; KÜBLER, T.; WENZEL, H.; WEYERS, M.; GIESEN, A.; TRÄNKLE, G.; BRAUCH, U.: Optical in-well pumping of a semiconductor disk laser with high optical efficiency. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 41 (2005) Nr. 12, S. 1439
- [27] STÖCKER, H.: *Taschenbuch der Physik*, Thun und Frankfurt am Main : Deutsch (1998)
- [28] KOLODNER, P.; KWOK, H. S.; BLACK, JERRY G.; YABLONOVITCH, ELI: Exact decomposition of a Gaussian-averaged nonlinear function. In: *Optics Letters* 4 (1979) Nr. 1, S. 38
- [29] ADACHI, S.: GaAs, AlAs, and  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ : Material parameters for use in research and device applications. In: *Journal of Applied Physics* 58 (1985) Nr. 3, S. R1
- [30] HÄRING, R.; PASCHOTTA, R.; ASCHWANDEN, A.; GINI, E.; GENOUD, F.M.; KELLER, U.: High-power passively mode-locked semiconductor laser. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 38 (2002) Nr. 9, S 1268
- [31] APOLLONOV, V.V; DERZHAVIN, S.I; KUZMINOV, V.V; MASHKOVSKIY, D.A; TIMOSHKIN V.N; PHILONENKO, V.A.: Intensification of heat transfer in high-power laser diode bars by means of a porous metal heat-sink. In: *Optics Express* 4 (1999) Nr. 1, S. 27
- [32] JÄGER, R.; GRABHERR, M.; JUNG, C.; MICHALZIK, R.; REINER, G.; WEIGL, B.; EBELING, K. J.: 57 % wallplug efficiency oxide-confined 850nm wavelength GaAs VCSELs. In: *Electronics Letters* 33 (1997) Nr. 4, S. 330

- [33] WENZEL, H.; ERBERT, G.; ENDERS, P.: Improved Theory of the Refractive-Index Change in Quantum-Well Lasers. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 5 (1999) Nr. 3, S. 637
- [34] GIESEN, A.; HUEGEL, H.; VOSS, A.; WITTIG, K.; BRAUCH, U.; OPOWER, H.: Scalable Concept for Diode-Pumped High-Power Solid-State Lasers. In: *Applied Physics B* 58 (1994) Nr. 5, S. 365
- [35] Erhard, S.: *Pumpoptiken und Resonatoren für den Scheibenlaser*. München : Herbert Utz Verlag, 2002. Stuttgart, Universität, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation
- [36] HODGSON, N; WEBER, H.: *Optische Resonatoren : Grundlagen, Eigenschaften, Optimierung*. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 1992
- [37] ONGSTAD, A. P.; TILTON, M. L.; BOCHOVE, E. J.; DENTE, G. C.: Carrier spillover at 300, 195, and 77 K in InGaAs and GaAs single quantum wells. In: *Journal of Applied Physics* 80 (1996) Nr. 5, S. 2866
- [38] STRAUSS, U.; RÜHLE, W. W.; KÖHLER, K.: Auger recombination in intrinsic GaAs. In: *Applied Physics Letters* 62 (1993) Nr. 1, S. 55
- [39] BUGGE, F.; ZEIMER, U.; WENZEL, H.; ERBERT, G.; WEYERS, M.: Interdiffusion in highly strained InGaAs-QWs for high power laser diode applications. In: *Journal of Crystal Growth* 272 (2004) Nr. 1-4, S. 531
- [40] PITTROFF, W.; ERBERT, G.; BEISTER, G.; BUGGE, F.; KLEIN, A.; KNAUER, A.; MAEGE, J.; RESSEL, P.; SEBASTIAN, J.; STASKE, R.; TRAENKLE, G.: Mounting of high power laser diodes on boron nitride heat sinks using an optimized Au/Sn metallurgy," *IEEE Transactions on Advanced Packaging* 24 (2001) Nr. 4, S. 434
- [41] ZABELIN, V.; ZAKHEIM, D.A.; GUREVICH, S.A.: Efficiency Improvement of AlGaIn LEDs Advanced by Ray-Tracing Analysis. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 40 (2004) Nr. 12, S. 1675
- [42] STREUBEL, K.; LINDER, N.; WIRTH, R.; JAEGER, A.: High Brightness AlGaInP Light-Emitting Diodes. In: *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics* 8 (2002) Nr. 2, S. 321
- [43] MÜLLER, M.; KARNUTSCH, C.; LUFT, J.; SCHMID, W.; STREUBEL, K.; LINDER, N.; BEYERTT, S.; BRAUCH, U.; GIESEN, A.; DÖHLER, G. H.: Optically pumped vertical external cavity semiconductor thin-disk laser with CW operation at 660 nm. In: *Institute of Physics Conference Series* 174 (2003), S. 427
- [44] [www.optotools.de](http://www.optotools.de), Modell: OTF90-15-IP
- [45] APOLLONOV, V.V; DERZHAVIN, S.I.; KUZMINOV, V.V.; MASHKOVSKY, D.A.; TIMOSHKIN, V.N., PHILONENKO, V.A.: Intensification of heat transfer in high-

- power laser diode bars by means of a porous metal heat-sink. In: *Optics Express* 4 (1999), Nr. 1, S. 27
- [46] MIYAJIMA, H.; KAN, H.; KANZAKI, T.; FURUTA, S.-I.; YAMANAKA, M.; IZAWA, Y.; NAKAI, S.: Jet-type, water cooled heat sink that yields 255-W continuous-wave laser output at 808 nm from a 1-cm laser diode bar. In: *Optics Letters* 29 (2004) Nr. 3, S. 304
- [47] KÜBLER, T.: Persönliche Mitteilung, 2006
- [48] CONTAG, K.: *Modellierung und numerische Auslegung des Yb:YAG-Scheibenlasers*. München : Herbert Utz Verlag, 2002. Stuttgart, Universität, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation
- [49] LIAU, Z.L.: Semiconductor wafer bonding via liquid capillarity. In : *Applied Physics Letters* 77 (2000), Nr. 5, S. 651
- [50] BEWLEY, W. W.; FELIX, C. L.; AIFER, E. H.; STOKES, D. W.; VURGAFTMAN, I.; OLAFSEN, L. J.; MEYER, J. R.; YANG, M. J.; LEE, H.: Thermal Characterization of Diamond-Pressure-Bond Heat Sinking for Optically Pumped Mid-Infrared Lasers. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 35 (1999), Nr.11, S. 1597
- [51] PURCELL, E. M.: Spontaneous Emission Probabilities at Radio Frequencies. In: *Physical Review* 69 (1946), Nr. 11-12, S. 681
- [52] WILMSEN, C.; TEMKIN H.; COLDREN, L. A.: *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers: Design, Fabrication, Characterization, and Applications*. Cambridge : Cambridge University Press (1999)
- [53] UNGER, P.: Introduction to Power Diode Lasers. In: *High-Power Diode Lasers: Fundamentals, Technology, Applications*. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag (2000)
- [54] CARRASCO, F.: *Bestimmung der Wärmeentwicklung beim optischen Pumpen von Halbleiter-Scheiben*. Universität Stuttgart, Studienarbeit (Institut für Strahlwerkzeuge: IFSW 06-02)

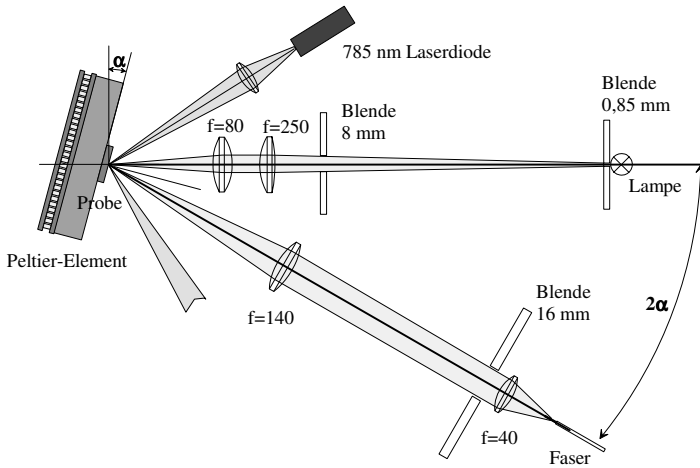
# A Anhang

## A.1 Spektroskopie

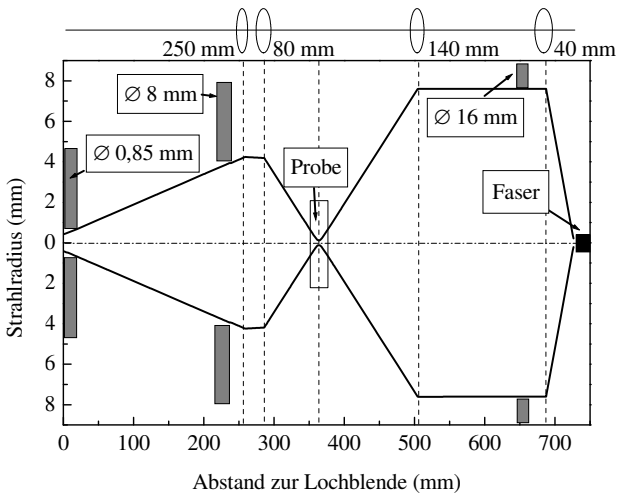
### A.1.1 Messaufbau für Photolumineszenz- und Reflexionsmessungen

Die Reflexionsspektren wurden mit Hilfe einer Halogenlampe und eines Gitterspektrometers gemessen. Der Aufbau ist in Bild A.1 skizziert. Die Halogenlampe befindet sich hinter einer Lochblende mit einem Durchmesser von 0,85 mm, welche verkleinert auf die Probe abgebildet wird. Der Messfleckdurchmesser beträgt auf der Probe für  $10^\circ$  Einfallswinkel etwa  $250\ \mu\text{m}$ . Für größere Einfallswinkel wird der Messfleck zunehmend elliptischer, so dass für größere Winkel mit Störungen durch die Inhomogenität der Proben, bzw. stärkerem Einfluss durch Streuung zu rechnen ist. Um eine hohe Winkelauflösung zu erreichen, wird die NA der auf die Probe einfallenden Strahlung mit Hilfe einer Irisblende auf 0,05 begrenzt. Durch eine Blende im Nachweisstrahlengang wird die NA, unter der die Probe vermessen wird, ebenfalls auf 0,05 begrenzt. Die reflektierte Strahlung wird um den Faktor 3,5 verkleinert auf das Ende einer  $400\ \mu\text{m}$  Multimode Faser eines CCD Spektrometers abgebildet (StellarNET, EPP2000 NiR2b, 800 – 1200 nm, 0,8 nm Auflösung). Hierdurch wird die NA der Einkopplung von 0,2 an die NA der Faser angepasst. Dies geschieht, um eine möglichst gute Modenmischung in der Faser zu erreichen und das Gitter des Spektrometers möglichst gut auszuleuchten. Den genauen Verlauf des Strahlradius entlang des entfalteten Messaufbaus zeigt Bild A.2. Der Nachweisstrahlengang ist auf einer drehbaren Schiene befestigt, in deren Drehachse der Probenhalter montiert ist. Mit Hilfe eines zweiten Drehtisches kann der Probenhalter um dieselbe Drehachse bewegt werden. Die Abbildung der Halogenlampe ist so gewählt, dass der Messpunkt auf der Drehachse des Nachweisstrahlenganges liegt. Die Probe wird mit Hilfe eines Dreiachsverschiebetisches in diesen Messfleck positioniert. Durch den mechanischen Aufbau bedingt, beträgt der kleinste messbare Einfallswinkel  $10^\circ$ . Die Referenzmessung der spektralen Verteilung der Halogenlampe wird in einer  $180^\circ$  Anordnung durchgeführt, für welche die Probe aus dem Strahlengang entfernt wird.

Die Länge der verwendeten Faser ist etwas zu kurz, um eine vollständige Durchmischung der Fasermode zu erreichen. Hierdurch übertragen sich Variationen im Auftreffpunkt bei der Einkopplung in die Faser in sich ändernde Intensitätsverteilungen am Faserende. Diese ergeben spektrale Intensitätsschwankungen der durch den  $10\ \mu\text{m}$  Spalt des Spektrometers transmittierten Leistung. Aufgrund dieser Variationen hat der Absolutwert des gemessenen Reflexionsgrades einen Fehler von etwa 5 %.



**Bild A.1:** Schematischer Messaufbau für Reflexions- und PL-Messungen. Die Abstände sind nicht maßstabsgetreu wiedergegeben.

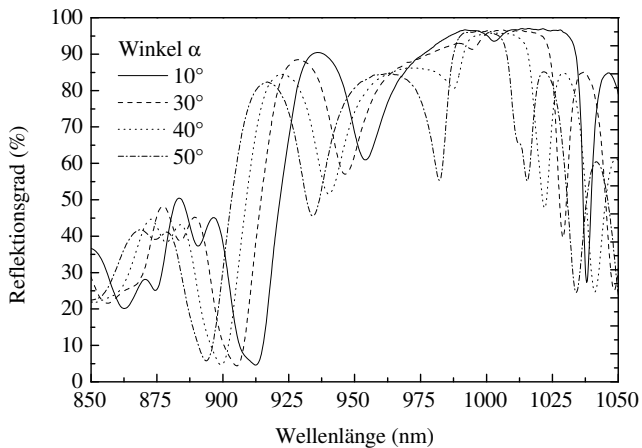


**Bild A.2:** Verlauf des Strahldurchmessers im entfalteten Strahlengang. Die verwendeten Blenden sind grau eingezeichnet, der Ort der Probe ist durch das ungefüllte Rechteck markiert, die Faser des Spektrometers schwarz. Die Position der verwendeten Linsen ist gestrichelt markiert, ihre Brennweiten sind über der Graphik angegeben.

Für PL-Messungen wird die Strahlung der Halogenlampe ausgeblendet und stattdessen die Strahlung einer 5-mW 780-nm Laserdiode unter  $45^\circ$  zur Normalen des Halbleiters auf denselben Spot fokussiert. Dabei ist die Laserdiode derart auf dem Probenhalter befestigt, dass sie für alle Messwinkel eine feste Position zur Probe behält und Einkoppelunterschiede der Diodenstrahlung in die Probe vermieden werden. Für den Nachweis der emittierten Photolumineszenz wird derselbe Strahlengang wie für den Nachweis der reflektierten Strahlung verwendet. Dies stellt sicher, dass Probenstelle und Winkel, unter denen Reflexion und Photolumineszenz gemessen werden, identisch und die Messungen damit vergleichbar sind. Zur Durchführung temperaturabhängiger Messungen ist der Probenhalter mit einem Peltier-Element versehen, mit dem die Temperatur geregelt werden kann.

### A.1.2 Einfluss der Resonanzen auf die Spektren

Die Reflexionsspektren sowie die PL-Spektren werden beeinflusst durch die Kavität, die der Halbleiter selbst bildet. Eine erhöhte resonante Absorption führt zu einem reduzierten Reflexionswert im gemessenen Reflexionsspektrum. Das bedeutet, im Bereich des Stopbandes des Bragg-Spiegels sind die Moden der Kavität zu erkennen, wenn dort eine merkliche Absorption der Quantenfilme vorliegt. Aus diesem Grund nehmen die Einbrüche des Reflexionsgrades stark ab, wenn die Resonanzen innerhalb der Bandlücke der Quantenfilme liegen, wie es in Bild A.3 ab etwa 980 nm der Fall ist.



**Bild A.3:** Reflexionsgrad für verschiedene Einfallswinkel  $\alpha$  als Funktion der Wellenlänge. Liegt die Resonanz der Kavität in einem Bereich mit Absorption durch die Quantenfilme, so sind sie deutlich am reduzierten Reflexionsgrad zu erkennen.

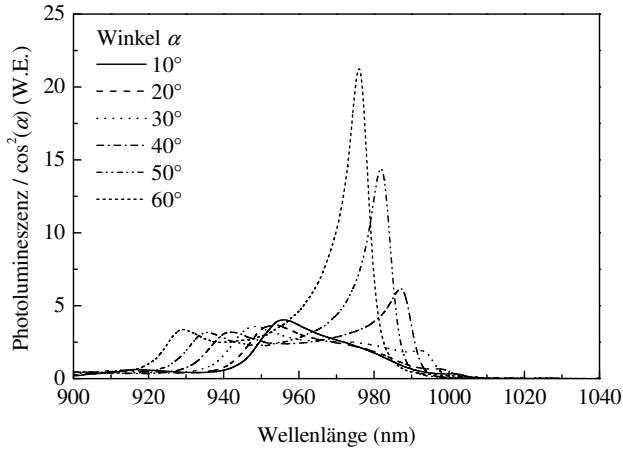
Betrachtet man die spontane Emission als vom Vakuumfeld getrieben, welches durch die Kavität beeinflusst wird, wird klar, dass für die Photolumineszenz im Grunde dieselben Überlegungen in Bezug auf die Effekte der Kavität gelten wie im Fall der (stimulierten) Absorption. Dies wurde schon 1946 von E. M. Purcell erkannt [51]. Die spontane strahlende Übergangsrate entlang der Achse einer optischen Kavität wird geändert, wenn sich die Dichte der optischen Moden  $\rho(\nu)$  von ihrem Vakuumwert  $2 \cdot n_0 \cdot c^{-1}$  für ein homogenes 1D Medium [52] ändert. Die Photolumineszenz  $E_{QW}(\lambda, \alpha)$  aus der Kavität kann daher durch

$$E_{QW}(\lambda, \alpha) \propto \Gamma_{RPG}(\lambda, \alpha) \cdot \Gamma_{CAV}(\lambda, \alpha) \cdot |WP(\lambda, \alpha)| \quad [\text{Wm}^{-3}\text{sr}^{-1}] \quad (\text{A.1})$$

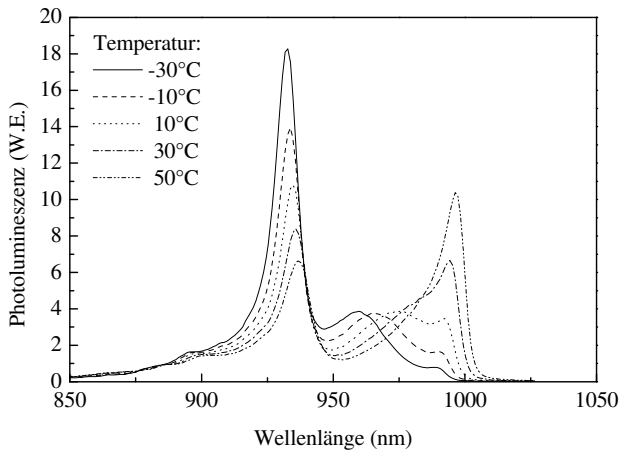
beschrieben werden. Dabei ist  $WP(\lambda, \alpha)$  die intrinsische Emission der Quantenfilme ohne Einfluss der Kavität. Wie im Fall der resonanten Absorption ist hier der Einfluss der Kavität auf die einzelnen Quantenfilme nur durch eine gemittelte Größe berücksichtigt. Deutlich wird an obiger Gleichung, dass die intrinsische Emission und damit verbunden die eigentlichen Eigenschaften der Quantenfilme bei nur einer einzigen Messung der PL nach außen hin weitestgehend verborgen bleiben. Dies verdeutlicht Bild A.4, das die PL gemessen unter  $10^\circ$  bis  $60^\circ$  zur Oberflächennormalen zeigt. Nur wenn man durch Variation des Messwinkels  $\alpha$  das Modenspektrum der Kavität über das intrinsische Emissionsprofil schiebt, wird die Lage des eigentlichen PL-Maximums erkennbar. Bei der Auswertung der winkelabhängigen PL muss jedoch die Winkelabhängigkeit der intrinsischen Emission selbst berücksichtigt werden. Abhängig vom internen Winkel  $\alpha'$  ergeben sich verschiedene Anteile der TE bzw. TM Übergänge, da sich der interne Winkel jedoch nur gering ändert, ist die Abhängigkeit nur klein. Zusätzlich muss jedoch der Huygens-Faktor berücksichtigt werden, der besagt, dass die Intensität einer um den Winkel  $\alpha$  gekippten Oberfläche um  $\cos^2(\alpha)$  reduziert ist [53]. Für große Winkel  $\alpha$  ergeben sich polarisationsabhängige Abweichungen dieser Relation, welche bei der Auswertung jedoch vernachlässigt wurden.

Ein Verschieben des Modenprofils der Kavität gegenüber dem intrinsischen Emissionsprofil kann auch durch Ändern der Temperatur der Probe erfolgen, wie in Bild A.5 zu erkennen ist. Hierbei macht man sich zunutze, dass die temperaturabhängige Wellenlängenänderung der Moden mit  $0,07 \text{ nm/K}$  deutlich kleiner als die des intrinsischen Emissionsprofils mit  $0,33 \text{ nm/K}$  ist. Dies führt dazu, dass sich die relativen Abstände zwischen Moden und  $WP(\lambda, \alpha)$  mit  $0,26 \text{ nm/K}$  ändern. Liegen die Resonanzen in genügendem Abstand zum Maximum der intrinsischen Emission  $WP(\lambda, \alpha)$  so ist dieses zusätzlich zu den Resonanzen zu erkennen. Dies ist deutlich in Bild A.5 zu erkennen. Bei einer Wärmesenktemperatur von  $-30^\circ\text{C}$  ist die Lage des Maximums von  $WP(\lambda, \alpha)$  bei  $959 \text{ nm}$  gut zwischen den beiden Resonanzen zu erkennen.





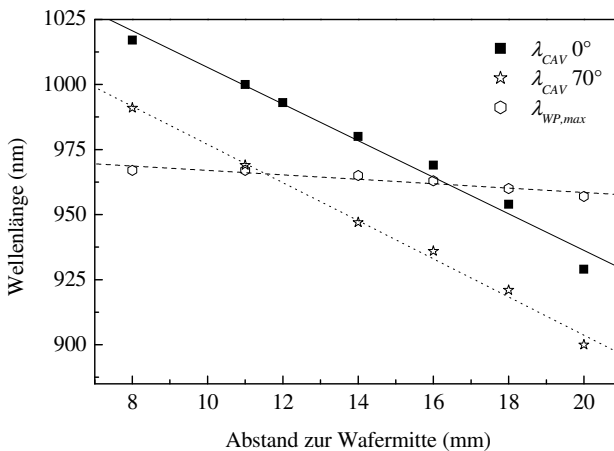
**Bild A.4:** PL bei 20°C als Funktion der Wellenlänge, für Winkel zwischen 10° und 60°. Bei Annähern der Resonanzposition an das intrinsische PL Maximum werden diese deutlicher. Ebenso erkennt man den Unterschied der Resonanzstärke zwischen Laser- und Pumpresonanz durch die verschiedenen Werte der  $\Gamma_{RPG}$ -Funktion.



**Bild A.5:** Photolumineszenz für verschiedene Temperaturen gemessen für  $\alpha = 0^\circ$ . Man erkennt deutlich die Zu- bzw. Abnahme der Photolumineszenz an der Position der Resonanzen, wenn sich die intrinsische Emission nähert bzw. entfernt. Bei -30°C liegt das Maximum der intrinsischen Emission bei 959 nm.

## A.2 Rekonstruktion des Schichtaufbaus

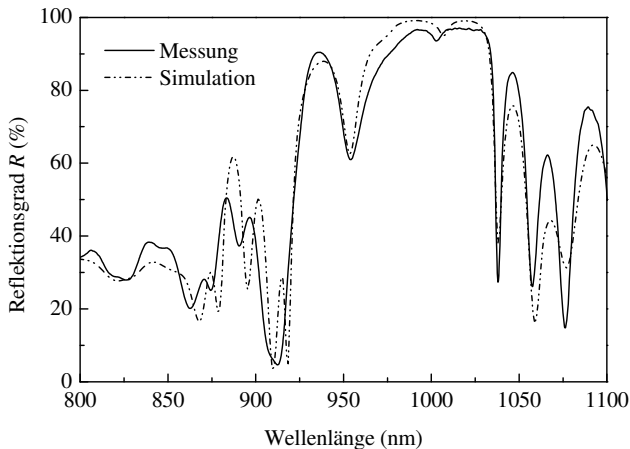
Die Eigenschaften der Halbleiter-Scheibenlaser werden zum einen von den intrinsischen Eigenschaften der verwendeten Quantenfilme und zum anderen von den Eigenschaften der sie umgebenden Kavität bestimmt. Beim Wachstum der Halbleiterscheiben werden typischerweise Schichtgenauigkeiten von etwa 1 % erreicht. Je nach verwendeter Wachstumsmethode kommt zu diesen Ungenauigkeiten noch hinzu, dass über den Wafer keine homogenen Schichten erzeugt werden. Durch eine radiale Abhängigkeit der Materialflüsse kommt es zu Änderungen in der Schichtdicke sowie in der Schichtzusammensetzung. Den größten Einfluss auf die Eigenschaften des Lasers hat die radial abhängige Schichtdicke, welche zum Rand des Wafers hin abnimmt. Dies führt dazu, dass die Moden der Kavität zum Rand hin kurzwelliger werden. Da die Emissionseigenschaften der Quantenfilme nur von ihrer jeweiligen Dicke und nicht von der Gesamtdicke der Kavität abhängen, bleibt die Verschiebung der intrinsischen Emission über den Wafer geringer als die Verschiebung der Moden der Kavität. Dadurch ergibt sich eine Abnahme des Abstandes zwischen Laserwellenlänge und intrinsischer PL-Emission mit zunehmender radialer Position auf dem Wafer.



**Bild A.6:** Spektrale Position der Laserresonanz unter  $0^\circ$  (Quadrate) und  $70^\circ$  (Sterne), sowie die Position der intrinsischen PL (Hexagon) als Funktion des Abstandes des Probenstückes zur Wafermitte.

Bild A.6 zeigt die gemessene Wellenlänge der Lasermode unter  $0^\circ$  und  $70^\circ$  zur Oberflächennormalen sowie die Lage des Maximums der intrinsischen PL-Emission in Abhängigkeit der radialen Position der Probe auf dem mittels MBE hergestellten Wafer. Mit dargestellt ist eine Linearanpassung an die jeweiligen Messdaten, welche für Probenstücke zwischen 8 mm und 20 mm eine gute Näherung darstellt. Deutlich erkennt man die starke Verschiebung der Moden mit etwa  $-7$  nm/mm zu kürzeren Wellenlängen für steigenden Abstand zur Wafermitte. Die PL-Emission schiebt dahingegen nur mit etwa  $-1$  nm/mm.

Aufgrund der oben angeführten Ungenauigkeiten im Wachstum der Schichten ist es nötig zu prüfen, inwieweit die Struktur den Vorgaben entspricht. Dies kann unter anderem durch Vergleich der gemessenen Reflexionsspektren mit den aus den Schichtdaten berechneten geschehen. Die zur Berechnung verwendeten Schichtparameter können ausgehend vom Soll-Design an die gemessenen Reflexionsspektren angepasst werden. Die so erhaltenen Schichtpakete können anschließend zur Berechnung der Photolumineszenz sowie der Absorptionsspektren verwendet werden. Ein Vergleich zwischen Simulation und Experiment ist in Bild A.7 gezeigt. Weitere Möglichkeiten, den Schichtaufbau der Proben zu bestimmen, sind die Röntgenbeugung sowie die Rasterkraftmikroskopie an Querschliffen.



**Bild A.7:** Vergleich von gemessenem (durchgezogene Linie) und gerechnetem Reflexionspektrum (gestrichelte Linie).

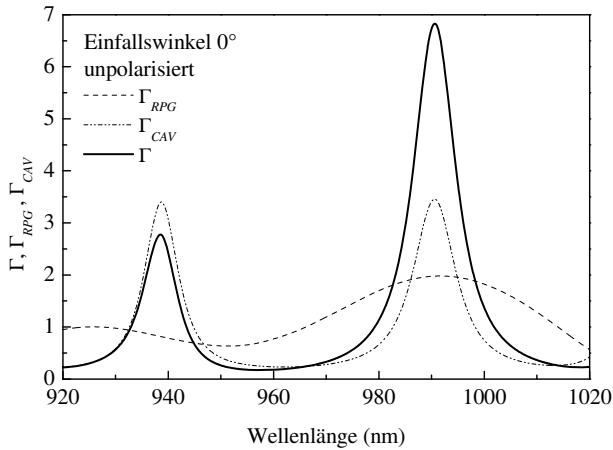
### A.2.1 $\Gamma$ -, $\Gamma_{RPG}$ - und $\Gamma_{CAV}$ -Funktionen der Proben

Hat man das Schichtpaket bestimmt, welches die gemessenen Reflexionsspektren am besten wiedergibt, kann man mit diesem die  $\Gamma$ -Funktionen der Probe nach (4.3) berechnen. Um die einzelnen Funktionen  $\Gamma_{CAV}$  bzw.  $\Gamma_{RPG}$  zu erhalten, kann man nun für die Berechnung der Absorption GaAs als Umgebungsmedium definieren. Hierdurch wird der Sprung des Brechungsindex am Ende der Struktur vermieden. Die  $\Gamma_{CAV}$ -Funktion ist dann in guter Näherung 1 und die  $\Gamma_{RPG}$ -Funktion kann anhand (4.3) aus der simulierten Absorption der Struktur berechnet werden. Aus  $\Gamma_{RPG}$  und  $\Gamma$  lässt sich dann das  $\Gamma_{CAV}$  berechnen. Die so berechneten  $\Gamma$ -Funktionen der Probe A0919 für die Probenmitte und senkrechten Einfall sind in Bild A.8 gezeigt. Man erkennt die Laserresonanz bei 990 nm, welche mit dem Maximum der  $\Gamma_{RPG}$ -Funktion zusammenfällt. Für die zweite Mode der Kavität in der Nähe von 940 nm liegen die Quantenfilme jedoch schon wesentlich ungünstiger im Stehwellenfeld, so dass die  $\Gamma_{RPG}$ -Funktion schon Werte kleiner 1 annimmt. Verschiebt man den gepumpten Bereich an den Rand der Probe, um einen genügenden Abstand der winkelverschobenen Laserresonanz zum Übergang der Quantenfilme zu erreichen, so ergibt sich der in Bild A.9 gezeigte Verlauf der  $\Gamma$ -Funktionen. Dieser Verlauf wurde für s-polarisierte Strahlung, welche unter  $70^\circ$  auf die Probe einfällt, berechnet und gilt damit für die Versuche, die zur resonanten Absorption mit dem Ti:Sa-Laser bei 940 nm durchgeführt wurden. Durch die erhöhte Fresnel-Reflexion ergibt sich eine große Resonanzüberhöhung der Absorption für die winkelverschobene Laserresonanz bei 940 nm. Für die Versuche der Leistungsskalierung mit den fasergekoppelten Pumpdioden ist ein solch großer Einfallswinkel jedoch nicht realisierbar. Die  $\Gamma$ -Funktionen für diese Versuche (unpolarisierte Pumpstrahlung mit Wellenlänge 937 nm und Einfallswinkel  $30^\circ$ ) sind in Bild A.10 gezeigt. Man erkennt deutlich, dass die Pumpwellenlänge nicht mit einer Mode der Kavität zusammenfällt. Der  $\Gamma_{RPG}$ -Faktor ist mit etwa 0,7 deutlich unter dem maximalen Wert von 2. Günstiger ist der  $\Gamma_{RPG}$ -Faktor, welcher sich für die Experimente zur Temperaturreduktion für die Ulmer Probe M2-19 ergab. Durch den geringeren Abstand zwischen der Pumpwellenlänge von 935 nm und dem Maximum der  $\Gamma_{RPG}$ -Funktion bei 962 nm ( $70^\circ$ ) und die geringere Anzahl an Quantenfilmen ergibt sich hier ein Wert von etwa 1,4 (siehe Bild A.11).

Die sich für das Quantenfilm-Pumpen optimierte Probe ergebenden  $\Gamma$ -Funktionen sind in Bild A.12 und A.13 dargestellt. Dabei zeigt Bild A.12 die Ergebnisse für einen Einfallswinkel der s-polarisierten Strahlung des Ti:Sa-Pumplasers von  $70^\circ$ . Es errechnet sich eine Resonanzüberhöhung der Absorption um den Faktor 8,9 bei einer Wellenlänge von 906 nm. Dies passt sehr gut zu den in Kapitel 1 vorgestellten Ergebnissen bei denen Gesamtabsorptionsgrade von bis zu 80% demonstriert wurden. Die  $\Gamma$ -Funktionen für unpolarisierte Pumpstrahlung und  $45^\circ$  Einfallswinkel sind in Bild A.13 gezeigt. Man erkennt deutlich dass die Pumpwellenlänge von 940 nm nicht

im Nebenmaximum der  $\Gamma$ -Funktion liegt. Hierdurch ergibt sich lediglich ein Wert von 0,8 für die  $\Gamma$ -Funktion, und somit eine Absorption von ca. 10%.

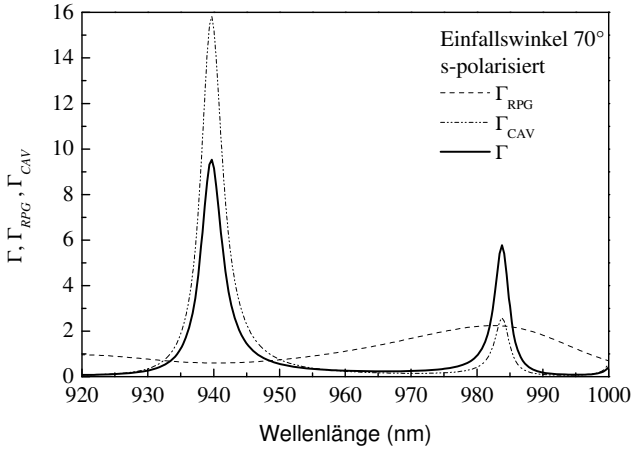
Eine Übersicht über die berechneten  $\Gamma$ -Funktionen für die verschiedenen Proben und Einfallswinkel ist in Tabelle A.1 gezeigt. Beim direkten Vergleich der Werte der Resonanzfunktion sollte darauf geachtet werden das im Falle der Probe A1219 das erste Nebenmaxima der Resonanzfunktion betrachtet wird, und nicht das Hauptmaximum bei 954 nm, welches eine Überhöhung um den Faktor 24 aufweist. Die Absorption ist im Vergleich zur Probe M2-19 also deutlich verbessert.



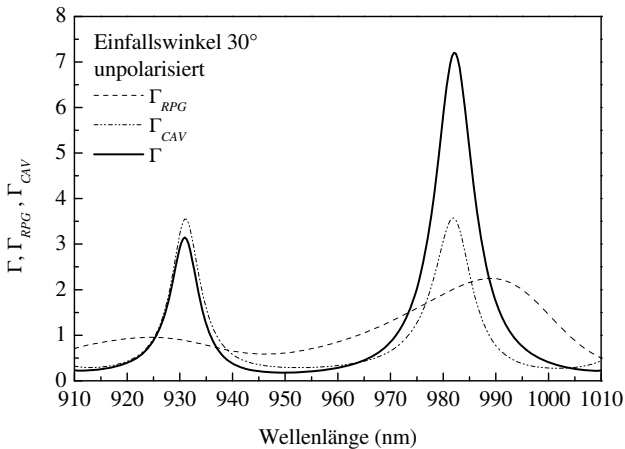
**Bild A.8:**  $\Gamma$ -Funktionen in der Mitte der Probe A0919 für  $0^\circ$  und unpolarisierte Strahlung. Man erkennt die Laserresonanz bei 990 nm, sowie die Pumpresonanz bei 938 nm.

Probe	Pump Modus	$\lambda_{Pump}$ [nm]	$\Gamma_{RPG, Pump}$	$\Gamma_{Pump}$	$\lambda_{Laser}$ [nm]	$\Gamma_{RPG, Laser}$	$\Gamma_{Laser}$	PLI [nm]
A0919	Ti:Sa, $70^\circ$	940	0,6	9	972	1	3,4	975
A0919	Diode, $30^\circ$	938	0,7	0,3	991	1,8	7,1	975
M2-19	Ti:Sa, $70^\circ$	936	1,5	16	969	1,5	3,6	972
A1219	Ti:Sa, $70^\circ$	905	0,8	8,9	988	2	7,2	968
A1219	Diode, $45^\circ$	938	1,6	0,8	973	1,9	6,7	968

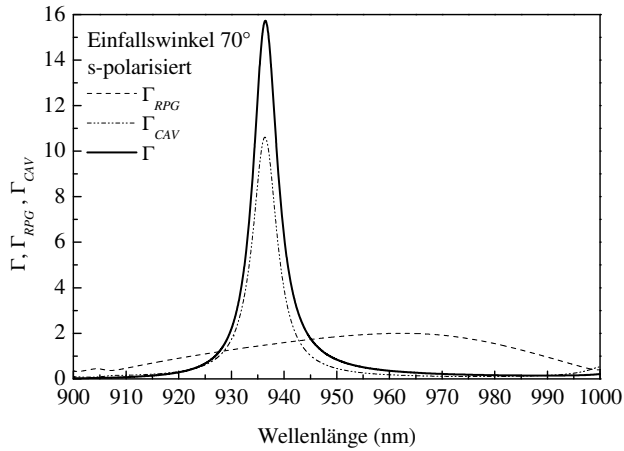
**Tabelle A.1:** Zusammenfassung einiger Eigenschaften der verwendeten Proben.



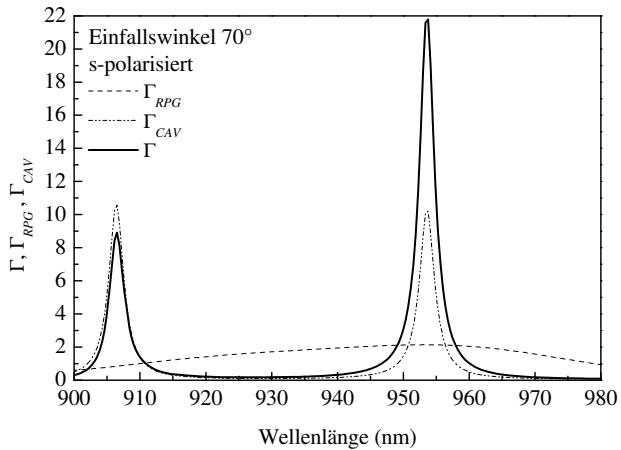
**Bild A.9:**  $\Gamma$ -Funktionen am Rand der Probe A0919 für einen Einfallswinkel von  $70^\circ$  mit s-polarisierter Strahlung. Diese Probenstelle wurde für das Pumpen mit dem Ti:Sa-Laser verwendet (Kapitel 5.1). Je nach Reflexionsgrad des Bragg-Spiegels besitzt die Funktion  $\Gamma_{CAV}$  verschieden hohe Maxima.



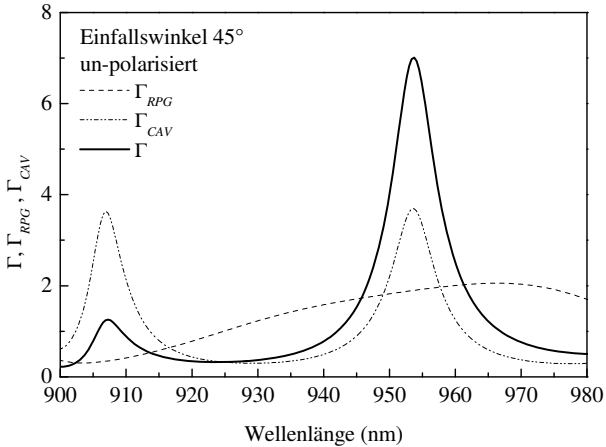
**Bild A.10:**  $\Gamma$ -Funktionen der Probe A0919, für einen Einfallswinkel von  $30^\circ$  und unpolarisierte Strahlung. Diese Probenstelle wurde für die Versuche zur Leistungsskalierung mit den fasergekoppelten Dioden verwendet (Kapitel 5.3).



**Bild A.11:**  $\Gamma$ -Funktionen für die Probe M2-19 und Anregung mit s-polarisierter Strahlung unter 70°. Dies entspricht dem Experiment zur Temperaturreduktion (Kapitel 5.2).



**Bild A.12:**  $\Gamma$ -Funktionen der Probe A1219 für Anregung mit s-polarisierter Strahlung unter 70° Einfallswinkel. Dies entspricht den Experimenten mit dem Ti:Sa-Pumplaser (Kapitel 6.2).



**Bild A.13:**  $\Gamma$ -Funktionen der Probe A1219 bei Anregung mit unpolarisierter Strahlung unter  $45^\circ$  Einfallswinkel, wie es den Experimenten, welche mit der fasergekoppelten Pumpdiode und Quantenfilm-Pumpen durchgeführt wurden, entspricht (Kapitel 6.3).

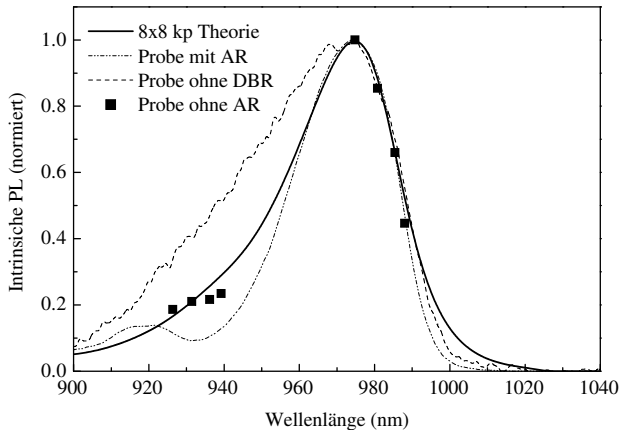
## A.2.2 Rekonstruktion der intrinsischen Photolumineszenz

Ein Test der Qualität der nach obigen Verfahren berechneten  $\Gamma$ -Funktionen der Probe kann durchgeführt werden, indem man mit ihrer Hilfe versucht, anhand der gemessenen PL-Spektren die zugrunde liegende intrinsische Emission der Probe zu berechnen. Diese so gewonnenen Spektren lassen sich anschließend vergleichen mit Messungen welche an AR beschichteten Proben durchgeführt wurden, bzw. mit theoretisch berechneten PL-Spektren. Solch ein Vergleich ist in Bild A.14 gezeigt. Die PL der Probe A0919 wurde für mehrere Winkel gemessen. Die PL-Spektren wurden mit dem  $\cos^2$  des Messwinkels dividiert. Die Resonanzüberhöhung wurde dann mit Hilfe der Werte der zugehörigen  $\Gamma$ -Funktionen wieder herausgerechnet, um die eigentliche intrinsische Emission zu bestimmen.

Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist für die unbeschichtete Probe nur der Wert, der sich für die Resonanzmaxima ergibt, dargestellt. Die so erhaltenen Werte sind in Bild A.14 als Quadrate eingetragen. Strich-punktiert dargestellt ist die Messung der PL eines Probenstückes desselben Wafers, welches mit einer AR-Beschichtung versehen ist. Des Weiteren gezeigt (gestrichelt) ist die ebenfalls mittels der berechneten  $\Gamma$ -Funktion korrigierte PL eines Stückes desselben Wafers, bei welchem anstelle des



Substrates der rückseitige Bragg-Spiegel nasschemisch entfernt wurde. Die schwarz durchgezogene Linie zeigt die mittels 8x8-kp-Theorie für die Quantenfilme berechnete PL-Emission. Die Unterschiede zwischen den Kurven erklären sich durch die bei kleineren Wellenlängen zunehmend versagende AR-Beschichtung, sowie durch den eventuell nicht korrekt berücksichtigten Einfluss der RPG-Struktur der Quantenfilme auf ihre Emissionseigenschaften. Alle Kurven weisen ein Maximum der intrinsischen Emission bei 975 nm auf. Dies stimmt gut mit der Messung von 959 nm bei  $-30^{\circ}\text{C}$  überein.



**Bild A.14:** Vergleich der rekonstruierten intrinsischen PL (Quadrate) der unbeschichteten Probe A0919 und einer Probe ohne rückseitigem Bragg-Spiegel (strich-punktiert) mit der einer AR beschichteten Probe (gepunktet) sowie der theoretisch berechneten (durchgezogen) bei  $20^{\circ}\text{C}$ . Für alle Proben ergibt sich das Maximum der intrinsischen PL bei 975 nm.

## A.3 Direkte Messung der Wärmeerzeugung

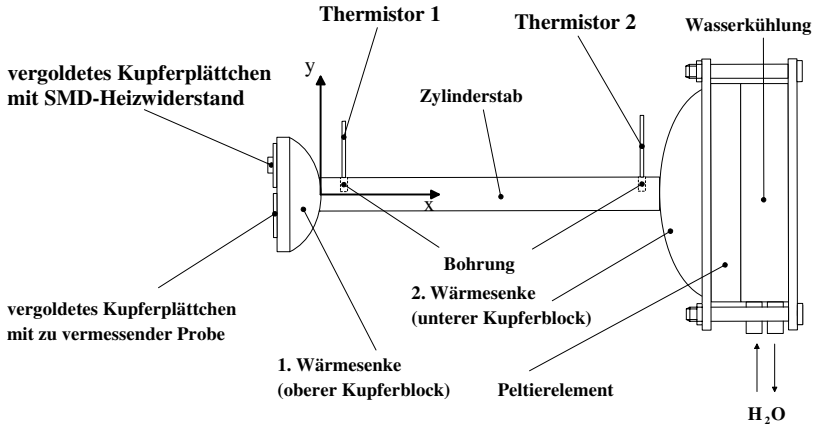
Da die Messung der Temperatur über die Verschiebung der Modulationen in der PL nur ein Maß der Proben temperatur in der aktiven Schicht darstellt und die genauen thermischen Widerstände der Probe unbekannt sind, wurde versucht, die gesamte in der Probe erzeugte Wärme direkt zu messen. Mit Hilfe dieser Messung sollte untersucht werden, welcher Anteil der absorbierten Leistung letztlich in Wärme umgewandelt wird, dem Laserprozess also nicht zur Verfügung steht und wie groß die abzuführende Wärme ist.

### A.3.1 Messaufbau zur Wärmemessung

Grundlage für die Messung der Wärmeentwicklung beim optischen Pumpen bildet eine Wärmemessapparatur, wie sie in Bild A.15 abgebildet ist [54]. Die zu vermessende Probe ist auf einem vergoldeten Kupferplättchen befestigt, welches auf die ebenfalls aus Kupfer bestehende Wärmesenke geschraubt wird. Für eine bessere Wärmeübertragung wird zwischen Kupferplättchen und Wärmesenke eine dünne Schicht Vakuumsfett aufgebracht. Zwischen der Wärmesenke und dem unteren Kupferblock befindet sich ein zylindrischer Stahlstab, der mit zwei Bohrungen versehen ist. Der Zylinderstab wurde mit einer Presspassung am unteren Kupferblock bzw. in der Wärmesenke befestigt. In den zwei Bohrungen werden zwei Thermolemente zur Temperaturmessung platziert. Mit Hilfe eines Temperaturreglers (ILX Lightwave LDT-5525) wird die Temperatur  $T_2$  mit Hilfe eines Peltier-Elementes an der unteren Bohrung konstant gehalten. Die Temperatur  $T_1$  der oberen Bohrung wird mit einem PID-Regelkreis auf einen vorher definierten Wert gebracht. Hierzu wird ein Heizwiderstand verwendet, welcher symmetrisch zur Probe auf einem vergoldeten Kupferplättchen angebracht ist.

Als Heizwiderstand wird ein 56- $\Omega$ -SMD-Widerstand mit ähnlichen Abmaßen wie die zu untersuchenden Proben verwendet. Dieser ist mit seiner Widerstandsschicht (Oberseite) auf ein Probenträgerplättchen geklebt. Hierbei wurde darauf geachtet, dass die Klebstoffdicke nur etwa 100  $\mu\text{m}$  betrug. Zur Reduktion der Konvektion wurde die Oberfläche des Heizwiderstandes mit Schaumstoff isoliert. Ebenso wurde die Messapparatur gegen Luftzug geschützt.

Entsteht nun in der Messprobe durch Absorption der Pumpstrahlung Wärme, so reduziert sich die Verlustleistung im Heizwiderstand, welche zum Konstanthalten der Solltemperatur  $T_1$  benötigt wird. Die Differenz zwischen Ohmscher Verlustleistung ohne und mit Probenanregung ist daher ein Maß für die in der Probe erzeugte Wärme. Die maximale im Widerstand erzeugbare Wärmeleistung liegt bei 0,5 W, die in der Probe durch optisches Pumpen erzeugte Wärme sollte diesen Wert daher nicht überschreiten.



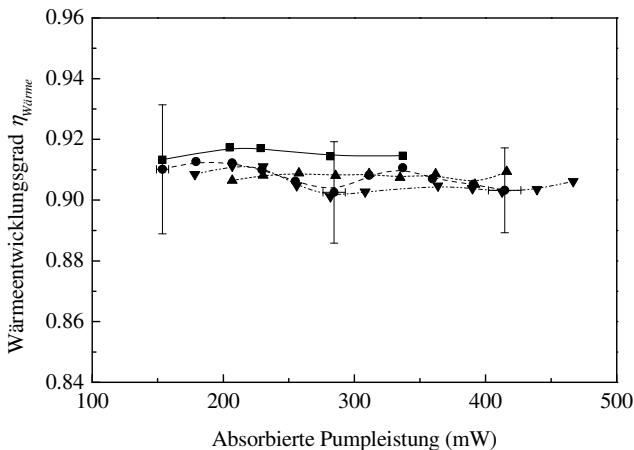
**Bild A.15:** Messapparatur zur direkten Messung der in der optisch angeregten Probe erzeugten Wärme.

Da der Heizwiderstand auch über seine Kontaktdrähte Wärme abführt, ist eine Kalibration der Apparatur erforderlich. Diese kann mit Hilfe eines speziellen Absorberplättchens geschehen, welches anstelle der zu vermessenden Probe eingebaut wird. Das Absorberplättchen besteht dabei aus schwarz eloxiertem Aluminiumblech der gleichen Abmessungen wie die Probenträgerplättchen. Der Absorptionsgrad des Blechs wurde zu 99,7 % bestimmt. Da keine Fluoreszenz entsteht, wird die gesamte absorbierte Leistung in Wärme umgewandelt. Vergleicht man die Leistungen, die benötigt werden, um die Wärmesenkentemperatur  $T_1$  konstant zu halten, stellt man fest, dass die elektrische Heizleistung um den Faktor  $(1,03 \pm 0,03)$  größer als die absorbierte optische Leistung sein muss. Dies liegt am Wärmeverlust durch die Stromzuleitungen zum Widerstand und muss bei der Auswertung der Probenmessungen berücksichtigt werden. Eine ausführliche Beschreibung der Einflüsse der Konvektion und der erreichbaren Messgenauigkeiten ist in [54] gegeben. Dort finden sich auch die Details zum verwendeten Messaufbau.

### A.3.2 Ergebnisse

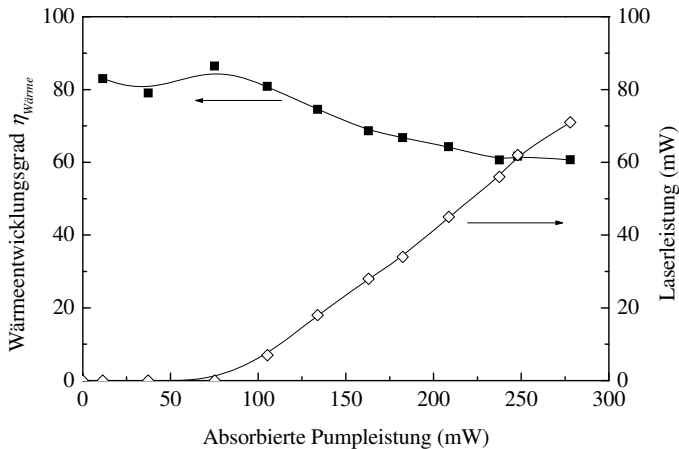
Ersetzt man den Absorber durch die zu vermessende Probe, kann man bestimmen, welcher Anteil der absorbierten Pumpleistung in Wärme umgewandelt wird. Den so bestimmten Wärmeentwicklungsgrad  $\eta_{\text{Wärme}}$  in Abhängigkeit der absorbierten Leistung für die Probe M2-19 zeigt Bild A.16. Die Messung wurde dabei mehrfach wiederholt, der Pumpfleckdurchmesser betrug  $100 \mu\text{m}$ . Exemplarisch sind die Fehler-

balken für 3 Messwerte mit eingetragen. Die Messfehler ergeben sich durch die Einflüsse der Konvektion sowie die Messfehler der Detektoren. Im Mittel ergibt sich eine Wärmeentwicklung von 91 %, weit mehr als man durch den Quantendefekt von etwa 16 % erwarten würde. Dies erklärt sich dadurch, dass die erzeugte Photolumineszenz die Probe aufgrund des hohen Indexsprunges zur Umgebung nicht verlassen kann. Der Grossteil der Photolumineszenz verbleibt durch Totalreflexion in der Probe. Durch wiederholte Reabsorption der Strahlung kann diese schließlich durch nichtstrahlende Übergänge in Wärme umgewandelt werden. Diese Problematik ist bereits bei herkömmlichen LEDs bekannt und beschränkt deren Wirkungsgrad auf Werte zwischen 2 % bis 4 % [41, 42]. Möchte man die erzeugte Photolumineszenz effektiv aus der Probe auskoppeln, muss man geeignete Maßnahmen ergreifen, wie zum Beispiel AR beschichtete oder abgewinkelte Seitenflächen bzw. strukturierte Oberflächen. Ohne Laserbetrieb ist der thermische Vorteil des Quantenfilm-Pumpens gegenüber dem Absorber-Pumpen somit reduziert. Da die Photolumineszenz jedoch innerhalb der gesamten Probe absorbiert wird, während die Energie aufgrund des Quantendefektes direkt im gepumpten Bereich deponiert wird tritt hier eine natürliche Wärmespreizung auf. Die Temperaturerhöhung je Watt absorbiertes Leistung ist daher für die absorbierte Photolumineszenz geringer als für die durch den Quantendefekt anfallende Wärme. Hierdurch bleibt ein relativer Unterschied der Temperaturen im aktiven Bereich beim Vergleich von Quantenfilm- und Absorber-Pumpen vorhanden.



**Bild A.16:** Wärmeentwicklungsgrad  $\eta_{\text{Wärme}}$  in Abhängigkeit der absorbierten Leistung für die Probe M2-19 und Absorber-Pumpen mit 808 nm. Wärmesenktemperatur 20°C.

Es zeigt sich insgesamt also, dass neben der Reduktion des Quantendefektes die Reduktion der Reabsorption der PL bzw. die optimierte Auskopplung dieser aus dem Bauteil von Bedeutung ist. Dies ist insbesondere dann wichtig, wenn die Laserschwelleleistung schon einen erheblichen Anteil der möglichen Kühlleistung des Systems Halbleiter-Wärmesenke ausmacht.



**Bild A.17:** Wärmeentwicklungsgrad  $\eta_{\text{Wärme}}$  (gefüllte Symbole) und Laserkennlinie (offene Symbole) der Probe M2-19 für Quantenfilm-Pumpen. Die Wärmesenkentemperatur betrug  $20^{\circ}\text{C}$ , der Auskoppelgrad war  $0,8\%$ . Über der Laserschwelle nimmt die Wärmeentwicklung ab, da der relative Anteil der spontanen Emission an der Gesamtemission abnimmt.

Ist die Quanteneffizienz der Probe nahe 1, so ist bei Laserbetrieb weit über der Schwelle der relative Anteil an spontaner Emission im Vergleich zur stimulierten Emission nur noch gering, so dass die Wärme, welche durch die Absorption der Photolumineszenz entsteht, nur wenig ins Gewicht fällt. Bei reduzierter Quanteneffizienz fällt die Abnahme des Wärmeentwicklungsgrades mit steigender Pumpleistung weniger stark aus. Ein Beispiel hierfür gibt Bild A.17. Gezeigt ist der Wärmeentwicklungsgrad  $\eta_{\text{Wärme}}$  und die Laserleistung der Probe M2-19 in Abhängigkeit der absorbierten Pumpleistung für eine Wärmesenkentemperatur von  $20^{\circ}\text{C}$  und einen Auskoppelgrad von  $0,8\%$ . Nach Einsetzen der Lasertätigkeit nimmt  $\eta_{\text{Wärme}}$  mit steigender Pumpleistung ab da ein zunehmender Teil der absorbierten Leistung nicht mehr in Photolumineszenz umgewandelt wird, sondern als optische Laserleistung das Bauteil verlässt und nur noch der Quantendefekt zur Erwärmung der Probe beiträgt.



# Danksagung

Vielen Dank an alle die durch ihre persönliche Unterstützung, ihre Diskussionen oder Anmerkungen zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben!

Insbesondere möchte ich mich bei meiner Frau, meinen Kindern und meiner Familie bedanken, die mich jeder auf Ihre Art und Weise unterstützt haben. Sowie bei Sib und Sebastian für die anstrengende Arbeit des Korrekturlesens.

Besonderer Dank gebührt meinen Kolleginnen und Kollegen des IFSW mit denen ich viel schöne Stunden „im Himmel“ und im ÖZ verbringen durfte, sowie den beiden Institutsleitern, Prof. Dr. Hügel und Prof. Dr. Graf, die mir diese Arbeit ermöglichten, Herr Dr. Giesen der mich betreute, und Prof. Dr. Unger der freundlicher Weise den Mithbericht übernahm.

Speziell möchte ich mich bei Uwe Brauch bedanken, mit dem ich viele interessante und ausführliche Diskussionen führen konnte und der meinen Blick immer wieder zurück aufs Wesentliche brachte... , sowie bei Thomas Kübler, der erste „Theoretiker“ der mir Dinge berechnete die mit meinen Labormitteln auch experimentell zugänglich waren.

Dank geht auch an meine Studenten Paco Carrasco und Nacef Dhidah, die durch ihre Arbeiten mit zum Verständnis der Halbleiter-Scheibenlaser beigetragen haben.

Ein besonders großes Dankeschön geht an Martin Zorn und Hans Wenzel vom FBH, sowie an Eckart Gerster, Frank Demaria und Fernando Rinaldi vom Institut für Optoelektronik der Universität Ulm, für die Epitaxie der Proben und anregende Diskussionen zu deren optimalen Aufbau und Theorie. Sowie an Dietmar Preisser vom DLR für die mikroskopische Modellierung der Quantenfilme.

Nicht vergessen möchte ich an dieser Stelle Moritz Engl und Norbert Linder, mit denen ich eine sehr angenehme Zusammenarbeit hatte, und die mit Ihren roten VECSELn quasi den Grundstein für meine Arbeiten legten.

Und schließlich möchte ich mich bei der Landesstiftung Baden-Württemberg bedanken, die diese Arbeit finanziell unterstützte.





# Laser in der Materialbearbeitung

## Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW von 1992 bis 1999 erschienen im Teubner Verlag, Stuttgart

### Zoske, Uwe

Modell zur rechnerischen Simulation von Laserresonatoren und Strahlführungssystemen  
1992, 186 Seiten, ISBN 3-519-06205-4

### Gorritz, Michael

Adaptive Optik und Sensorik im Strahlführungssystem von Laserbearbeitungsanlagen  
1992, vergriffen, ISBN 3-519-06206-2

### Mohr, Ursula

Geschwindigkeitsbestimmende Strahleigenschaften und Einkoppelmechanismen beim CO<sub>2</sub>-Laserschneiden von Metallen  
1993, 130 Seiten, ISBN 3-519-06207-0

### Rudlaff, Thomas

Arbeiten zur Optimierung des Umwandlungshärtens mit Laserstrahlen  
1993, 152 Seiten, ISBN 3-519-06208-9

### Borik, Stefan

Einfluß optischer Komponenten auf die Strahlqualität von Hochleistungslasern  
1993, 200 Seiten, ISBN 3-519-06209-7

### Paul, Rüdiger

Optimierung von HF-Gasentladungen für schnell längsgeströmte CO<sub>2</sub>-Laser  
1994, 149 Seiten, ISBN 3-519-06210-0

### Wahl, Roland

Robotergeführtes Laserstrahlschweißen mit Steuerung der Polarisationsrichtung  
1994, 150 Seiten, ISBN 3-519-06211-9

### Frederking, Klaus-Dieter

Laserlöten kleiner Kupferbauteile mit geregelter Lotdrahtzufuhr  
1994, 139 Seiten, ISBN 3-519-06212-7

### Grünewald, Karin M.

Modellierung der Energietransferprozesse in längsgeströmten CO<sub>2</sub>-Lasern  
1994, 158 Seiten, ISBN 3-519-06213-5

### Shen, Jialin

Optimierung von Verfahren der Laseroberflächenbehandlung mit gleichzeitiger Pulverzufuhr  
1994, 160 Seiten, ISBN 3-519-06214-3

### Arnold, Johannes M.

Abtragen metallischer und keramischer Werkstoffe mit Excimerlasern  
1994, 192 Seiten, ISBN 3-519-06215-1

### Holzwarth, Achim

Ausbreitung und Dämpfung von Stoßwellen in Excimerlasern  
1994, 153 Seiten, ISBN 3-519-06216-X

### Dausinger, Friedrich

Strahlwerkzeug Laser: Energieeinkopplung und Prozesseffektivität  
1995, 143 Seiten, ISBN 3-519-06217-8

### Meiners, Eckhard

Abtragende Bearbeitung von Keramiken und Metallen mit gepulstem Nd:YAG-Laser als zweistufiger Prozeß  
1995, 120 Seiten, ISBN 3-519-06222-4

### Beck, Markus

Modellierung des Lasertiefschweißens  
1996, 160 Seiten, ISBN 3-519-06218-6

### Breining, Klaus

Auslegung und Vermessung von Gasentladungsstrecken für CO<sub>2</sub>-Hochleistungslaser  
1996, 131 Seiten, ISBN 3-519-06219-4

### Griebsch, Jürgen

Grundlagenuntersuchungen zur Qualitätssicherung beim gepulsten Lasertiefschweißen  
1996, 133 Seiten, ISBN 3-519-06220-8

### Krepulat, Walter

Aerodynamische Fenster für industrielle Hochleistungslaser  
1996, 144 Seiten, ISBN 3-519-06221-6

### Xiao, Min

Vergleichende Untersuchungen zum Schneiden dünner Bleche mit CO<sub>2</sub>- und Nd:YAG-Lasern  
1996, 118 Seiten, ISBN 3-519-06223-2

### Glumann, Christiane

Verbesserte Prozeßsicherheit und Qualität durch Strahlkombination beim Laserschweißen  
1996, 143 Seiten, ISBN 3-519-06224-0

### Gross, Herbert

Propagation höhermodiger Laserstrahlung und deren Wechselwirkung mit optischen Systemen  
1996, 191 Seiten, ISBN 3-519-06225-9

### Rapp, Jürgen

Laserschweißtauglichkeit von Aluminiumwerkstoffen für Anwendungen im Leichtbau  
1996, 202 Seiten, ISBN 3-519-06226-7

**Wittig, Klaus**

Theoretische Methoden und experimentelle Verfahren zur Charakterisierung von Hochleistungslaserstrahlung  
1996, 198 Seiten, ISBN 3-519-06227-5

**Grünenwald, Bernd**

Verfahrensoptimierung und Schichtcharakterisierung beim einstufigen Cermet-Beschichten mittels CO<sub>2</sub>-Hochleistungslaser  
1996, 160 Seiten, ISBN 3-519-06229-1

**Lee, Jae-Hoon**

Laserverfahren zur strukturierten Metallisierung  
1996, 154 Seiten, ISBN 3-519-06232-1

**Albinus, Uwe N. W.**

Metallisches Beschichten mittels PLD-Verfahren  
1996, 144 Seiten, ISBN 3-519-06233-X

**Wiedmaier, Matthias**

Konstruktive und verfahrenstechnische Entwicklungen zur Komplettbearbeitung in Drehzentren mit integrierten Laserverfahren  
1997, 129 Seiten, ISBN 3-519-06228-3

**Bloehs, Wolfgang**

Laserstrahlhärten mit angepassten Strahlformungssystemen  
1997, 143 Seiten, ISBN 3-519-06230-5

**Bea, Martin**

Adaptive Optik für die Materialbearbeitung mit CO<sub>2</sub>-Laserstrahlung  
1997, 143 Seiten, ISBN 3-519-06231-3

**Stöhr, Michael**

Beeinflussung der Lichtemission bei mikrokanalgekühlten Laserdioden  
1997, 147 Seiten, ISBN 3-519-06234-8

**Plaß, Wilfried**

Zerstörungsschwellen und Degradation von CO<sub>2</sub>-Laseroptiken  
1998, 158 Seiten, ISBN 3-519-06235-6

**Schaller, Markus K. R.**

Lasergestützte Abscheidung dünner Edelmetallschichten zum Heißgaskorrosionsschutz für Molybdän  
1998, 163 Seiten, ISBN 3-519-06236-4

**Hack, Rüdiger**

System- und verfahrenstechnischer Vergleich von Nd:YAG- und CO<sub>2</sub>-Lasern im Leistungsbereich bis 5 kW  
1998, 165 Seiten, ISBN 3-519-06237-2

**Krupka, René**

Photothermische Charakterisierung optischer Komponenten für Hochleistungslaser  
1998, 139 Seiten, ISBN 3-519-06238-0

**Pfeiffer, Wolfgang**

Fluiddynamische und elektrophysikalisch optimierte Entladungsstrecken für CO<sub>2</sub>-Hochleistungslaser  
1998, 152 Seiten, ISBN 3-519-06239-9

**Volz, Robert**

Optimiertes Beschichten von Gußeisen-, Aluminium- und Kupfergrundwerkstoffen mit Lasern  
1998, 133 Seiten, ISBN 3-519-06240-2

**Bartelt-Berger, Lars**

Lasersystem aus kohärent gekoppelten Grundmode-Diodenlasern  
1999, 135 Seiten, ISBN 3-519-06241-0

**Müller-Hummel, Peter**

Entwicklung einer Inprozeßtemperaturmeßvorrichtung zur Optimierung der laserunterstützten Zerspansung  
1999, 139 Seiten, ISBN 3-519-06242-9

**Rohde, Hansjörg**

Qualitätsbestimmende Prozeßparameter beim Einzelpulsbohren mit einem Nd:YAG-Slablaser  
1999, 171 Seiten, ISBN 3-519-06243-7

**Huonker, Martin**

Strahlführung in CO<sub>2</sub>-Hochleistungslasersystemen zur Materialbearbeitung  
1999, 121 Seiten, ISBN 3-519-06244-5

**Callies, Gert**

Modellierung von qualitäts- und effektivitätsbestimmenden Mechanismen beim Laserabtragen  
1999, 119 Seiten, ISBN 3-519-06245-3

**Schubert, Michael E.**

Leistungsskalierbares Lasersystem aus fasergekoppelten Singlemode-Diodenlasern  
1999, 105 Seiten, ISBN 3-519-06246-1

**Kern, Markus**

Gas- und magnetofluiddynamische Maßnahmen zur Beeinflussung der Nahtqualität beim Laserstrahlschweißen  
1999, 132 Seiten, ISBN 3-519-06247-X

**Raiber, Armin**

Grundlagen und Prozeßtechnik für das Lasermikrobohren technischer Keramiken  
1999, 135 Seiten, ISBN 3-519-06248-8

# Laser in der Materialbearbeitung

## Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW ab 2000 erschienen im Herbert Utz Verlag, München

### **Schittenhelm, Henrik**

Diagnostik des laserinduzierten Plasmas beim Abtragen und Schweißen  
2000, 141 Seiten, ISBN 3-89675-712-1

### **Stewen, Christian**

Scheibenlaser mit Kilowatt-Dauerstrichleistung  
2000, 145 Seiten, ISBN 3-89675-763-6

### **Schmitz, Christian**

Gaselektronische Analysemethoden zur Optimierung von Lasergasentladungen  
2000, 107 Seiten, ISBN 3-89675-773-3

### **Karszewski, Martin**

Scheibenlaser höchster Strahlqualität  
2000, 132 Seiten, ISBN 3-89675-785-7

### **Chang, Chin-Lung**

Berechnung der Schmelzbadgeometrie beim Laserstrahlschweißen mit Mehrfokustechnik  
2000, 141 Seiten, ISBN 3-89675-825-X

### **Haag, Matthias**

Systemtechnische Optimierungen der Strahlqualität von Hochleistungsdiodenlasern  
2000, 166 Seiten, ISBN 3-89675-840-3

### **Bahn Müller, Jochen**

Charakterisierung gepulster Laserstrahlung zur Qualitätssteigerung beim Laserbohren  
2000, 138 Seiten, ISBN 3-89675-851-9

### **Schellhorn, Martin Carl Johannes**

CO-Hochleistungslaser: Charakteristika und Einsatzmöglichkeiten beim Schweißen  
2000, 142 Seiten, ISBN 3-89675-849-7

### **Angstenberger, Birgit**

Fliehkraftunterstütztes Laserbeschichten  
2000, 153 Seiten, ISBN 3-89675-861-6

### **Bachhofer, Andreas**

Schneiden und Schweißen von Aluminiumwerkstoffen mit Festkörperlasern für den Karosseriebau  
2001, 194 Seiten, ISBN 3-89675-881-0

### **Breitschwerdt, Sven**

Qualitätssicherung beim Laserstrahlschweißen  
2001, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0032-5

### **Mochmann, Gunter**

Laserkristallisation von Siliziumschichten auf Glas- und Kunststoffsubstraten für die Herstellung verbesserter Dünnschichttransistoren  
2001, 170 Seiten, ISBN 3-89675-811-X

### **Herrmann, Andreas**

Fertigungsorientierte Verfahrensentwicklung des Weichlötlens mit Diodenlasern  
2002, 133 Seiten, ISBN 3-8316-0086-4

### **Mästle, Rüdiger**

Bestimmung der Propagationseigenschaften von Laserstrahlung  
2002, 147 Seiten, ISBN 3-8316-0113-5

### **Voß, Andreas**

Der Scheibenlaser: Theoretische Grundlagen des Dauerstrichbetriebs und erste experimentelle Ergebnisse anhand von Yb:YAG  
2002, 195 Seiten, ISBN 3-8316-0121-6

### **Müller, Matthias G.**

Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen durch Auswertung der reflektierten Leistung  
2002, 122 Seiten, ISBN 3-8316-0144-5

### **Abeln, Tobias**

Grundlagen und Verfahrenstechnik des reaktiven Laserpräzisionsabtragens von Stahl  
2002, 138 Seiten, ISBN 3-8316-0137-2

### **Erhard, Steffen**

Pumpoptiken und Resonatoren für den Scheibenlaser  
2002, 184 Seiten, ISBN 3-8316-0173-9

### **Contag, Karsten**

Modellierung und numerische Auslegung des Yb:YAG-Scheibenlasers  
2002, 155 Seiten, ISBN 3-8316-0172-0

### **Krastel, Klaus**

Konzepte und Konstruktionen zur laserintegrierten Komplettbearbeitung in Werkzeugmaschinen  
2002, 140 Seiten, ISBN 3-8316-0176-3

### **Staud, Jürgen**

Sensitive Werkzeuge für ein neues Montagekonzept in der Mikrosystemtechnik  
2002, 122 Seiten, ISBN 3-8316-0175-5

### **Schinzel, Cornelius M.**

Nd:YAG-Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen für Anwendungen im Automobilbau  
2002, 177 Seiten, ISBN 3-8316-0201-8

### **Sebastian, Michael**

Grundlagenuntersuchungen zur Laser-Plasma-CVD Synthese von Diamant und amorphen Kohlenstoffen  
2002, 153 Seiten, ISBN 3-8316-0200-X

**Lücke, Bernd**

Kohärente Kopplung von Vertikalemitter-Arrays  
2003, 120 Seiten, ISBN 3-8316-0224-7

**Hohenberger, Bernd**

Laserstrahlschweißen mit Nd:YAG-Doppelfokus-  
technik – Steigerung von Prozeßsicherheit, Fle-  
xibilität und verfügbarer Strahlleistung  
2003, 128 Seiten, ISBN 3-8316-0223-9

**Jasper, Knut**

Neue Konzepte der Laserstrahlformung und  
-führung für die Mikrotechnik  
2003, 152 Seiten, ISBN 3-8316-0205-0

**Heimerdinger, Christoph**

Laserstrahlschweißen von Aluminiumlegierungen  
für die Luftfahrt  
2003, 112 Seiten, ISBN 3-8316-0256-5

**Christoph Fleig**

Evaluierung eines Messverfahrens zur genauen  
Bestimmung des Reflexionsgrades optischer  
Komponenten  
2003, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0274-3

**Joachim Radtke**

Herstellung von Präzisionsdurchbrüchen in ke-  
ramischen Werkstoffen mittels repetierender  
Laserbearbeitung  
2003, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0285-9

**Michael Brandner**

Steigerung der Prozesseffizienz beim Löten und  
Kleben mit Hochleistungsdiodenlasern  
2003, 195 Seiten, ISBN 3-8316-0288-3

**Reinhard Winkler**

Porenbildung beim Laserstrahlschweißen von  
Aluminium-Druckguss  
2004, 153 Seiten, ISBN 3-8316-0313-8

**Helmut Kindler**

Optische und gerätetechnische Entwicklungen  
zum Laserstrahlspritzen  
2004, 117 Seiten, ISBN 3-8316-0315-4

**Andreas Ruf**

Modellierung des Perkussionsbohrens von Metal-  
len mit kurz- und ultrakurzgepulsten Lasern  
2004, 140 Seiten, ISBN 3-8316-0372-3

**Guido Hergenhan**

Kohärente Kopplung von Vertikalemittern – Sys-  
temkonzept und experimentelle Verifizierung  
2004, 115 Seiten, ISBN 3-8316-0376-6

**Klaus Goth**

Schweißen von Mischverbindungen aus Alumini-  
umguß- und Knetlegierungen mit CO<sub>2</sub>-Laser  
unter besonderer Berücksichtigung der Nahtart  
2004, 143 Seiten, ISBN 3-8316-0427-4

**Armin Strauch**

Effiziente Lösung des inversen Problems beim  
Laserstrahlschweißen durch Simulation und  
Experiment  
2004, 169 Seiten, ISBN 3-8316-0425-8

**Thomas Wawra**

Verfahrensstrategien für Bohrungen hoher Präzi-  
sion mittels Laserstrahlung  
2004, 162 Seiten, ISBN 3-8316-0453-3

**Michael Honer**

Prozesssicherungsmaßnahmen beim Bohren  
metallischer Werkstoffe mittels Laserstrahlung  
2004, 113 Seiten, ISBN 3-8316-0441-x

**Thomas Herzinger**

Prozessüberwachung beim Laserbohren von  
Turbinenschaufeln  
2004, 143 Seiten, ISBN 3-8316-0443-6

**Reiner Heigl**

Herstellung von Randschichten auf Aluminium-  
gusslegierungen mittels Laserstrahlung  
2004, 173 Seiten, ISBN 3-8316-0460-8

# Laser in der Materialbearbeitung

## Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr. phil. nat. habil. Thomas Graf, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW ab 2005 erschienen im Herbert Utz Verlag, München

### Thomas Fuhrich

Marangoni-effekt beim Laserstrahl-tiefschweißen von Stahl

2005, 163 Seiten, ISBN 3-8316-0493-2

### Daniel Müller

Pulsenergiestabilität bei regenerativen Kurzpuls-verstärkern im Scheibenlaserdesign

2005, 172 Seiten, ISBN 3-8316-0508-4

### Jiancun Gao

Neodym-dotierte Quasi-Drei-Niveau-Scheiben-laser: Hohe Ausgangsleistung und Frequenzver-dopplung

2005, 148 Seiten, ISBN 3-8316-0521-1

### Wolfgang Gref

Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen mit der Fokusmatrixtechnik

2005, 136 Seiten, ISBN 3-8316-0537-8

### Michael Weikert

Oberflächenstrukturieren mit ultrakurzen Laser-pulsen

2005, 116 Seiten, ISBN 3-8316-0573-4

### Julian Sigel

Lasergenerieren metallischer Bauteile mit vari-ablem Laserstrahldurchmesser in modularen Fertigungssystemen

2006, 132 Seiten, ISBN 3-8316-0572-6

### Andreas Ruß

Schweißen mit dem Scheibenlaser-Potentiale der guten Fokussierbarkeit

2006, 142 Seiten, ISBN 3-8316-0580-7

### Gabriele Seibold

Absorption technischer Oberflächen in der La-sermaterialbearbeitung

2006, 156 Seiten, ISBN 3-8316-0618-8

### Dirk Lindenau

Magnetisch beeinflusstes Laserstrahlschweißen

2007, 180 Seiten, ISBN 978-3-8316-0687-0

### Jens Walter

Gesetzmäßigkeiten beim Lasergenerieren als Basis für die Prozesssteuerung und -regelung

2008, 140 Seiten, ISBN 978-3-8316-0770-9

### Heiko Ridderbusch

Longitudinal angeregte passiv gütegeschaltete Laserzündkerze

2008, 175 Seiten, ISBN 978-3-8316-0840-9

### Markus Leimser

Strömungsinduzierte Einflüsse auf die Nahteigen-schaften beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen

2009, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-0854-6

### Mikhail Larionov

Kontaktierung und Charakterisierung von Kristal-len für Scheibenlaser

2009, 186 Seiten, ISBN 978-3-8316-0855-3

### Jürgen Müller-Borhanian

Kamerabasierte In-Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen

2009, 162 Seiten, ISBN 978-3-8316-0890-4

### Andreas Letsch

Charakterisierung allgemein astigmatischer La-serstrahlung mit der Methode der zweiten Mo-mente

2009, 176 Seiten, ISBN 978-3-8316-0896-6

### Thomas Kübler

Modellierung und Simulation des Halbleiterschei-benlasers

2009, 152 Seiten, ISBN 978-3-8316-0918-5

### Günter Ambrosy

Nutzung elektromagnetischer Volumenkräfte beim Laserstrahlschweißen

2009, 170 Seiten, ISBN 978-3-8316-0925-3

### Agnes Ott

Oberflächenmodifikation von Aluminiumlegierun-gen mit Laserstrahlung: Prozessverständnis und Schichtcharakterisierung

2010, 226 Seiten, ISBN 978-3-8316-0959-8

### Detlef Breiting

Gasphaseneinflüsse beim Abtragen und Bohren mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung

2010, 200 Seiten, ISBN 978-3-8316-0960-4

### Dmitrij Walter

Online-Qualitätssicherung beim Bohren mittels ultrakurz gepulster Laserstrahlung

2010, 156 Seiten, ISBN 978-3-8316-0968-0

### Jan-Philipp Weberpals

Nutzen und Grenzen guter Fokussierbarkeit beim Laserstrahlschweißen

2010, 154 Seiten, ISBN 978-3-8316-0995-6

### Angelika Beyertt

Yb:KYW regenerativer Verstärker für ultrakurze Pulse

2010, 166 Seiten, ISBN 978-3-8316-4002-7

**Christian Stolzenburg**

Hochrepetierende Kurzpuls-Scheibenlaser im  
infraroten und grünen Spektralbereich  
2011, 184 Seiten, ISBN 978-3-8316-4041-6

**Svent-Simon Beyertt**

Quantenfilm-Pumpen zur Leistungskalierung  
von Halbleiter-Scheibenlasern  
2011, 130 Seiten, ISBN 978-3-8316-4051-5



