

# Halbleiter-Scheibenlaser

Vor nunmehr über 10 Jahren wurde das Scheibenlaser-Prinzip vorgestellt mit dem Anspruch, erstmals Festkörperlaser realisieren zu können, die eine gute Strahlqualität bei einem guten Wirkungsgrad aufweisen, und die zudem in den Multi-Kilowatt-Bereich skalierbar sind [1]. Die Grundidee bestand darin, den Laserkristall in Form einer sehr dünnen Scheibe zu verwenden, die über die hoch verspiegelte Rückseite effektiv gekühlt wird (Abb. 1). Die Resonatorachse verläuft senkrecht zur Scheibe und damit auch in Richtung des Wärmeflusses und des Temperaturgradienten. Somit wird in nullter Näherung eine thermisch induzierte Linsenbildung oder Doppelbrechung vermieden und die Laserleistung (wie auch die Kühlleistung) lässt sich einfach über die Fläche des gepumpten Bereichs (bei konstanter Pumpleistungsdichte) skalieren.

Dieses Prinzip ist auch auf Halbleiterstrukturen übertragbar [2,3]. Das laseraktive Medium bilden hier nur wenige Nanometer dicke Schichten, sogenannte Quantenfilme. Deren Emissionswellenlänge wird durch die Schichtdicke sowie die Größe der Bandlücke, also dem Abstand zwischen Valenz- und Leitungsband, bestimmt und ist innerhalb gewisser Grenzen frei wählbar. Hinzu kommt, dass die hohe Güte des Scheibenlaser-Resonators eine äußerst effiziente resonatorinterne Frequenzverdopplung gestattet. Auf diese Weise wird der gesamte sichtbare und nahinfrarote Spektralbereich mit Halbleiter-Scheibenlasern zugänglich. Die höchsten bisher erreichten Leistungen sind 30 W bei 980 nm und 15 W bei 490 nm in einem nahezu beugungsbegrenzten Strahl [4].

## Optimierung der Absorption der Pumpstrahlung

Die beschriebenen Vorteile der Scheibe sind umso ausgeprägter, je dünner die Scheibe ist. Allerdings wird dadurch gleichzeitig die Absorption der Pumpstrahlung erschwert. Für den Festkörper-Scheibenlaser wurde dazu eine Pumpoptik entwickelt, die es gestattet, die

nicht absorbierte Pumpstrahlung mehrmals auf die Scheibe abzubilden. Bei Halbleitern wurde bisher meist ein anderer Weg beschritten. Die an die Quantenfilme angrenzenden Schichten werden als Absorber für die höherenergetische Pumpstrahlung ausgebildet. Die Bandlücke und Dicke dieser Absorberschichten wird so

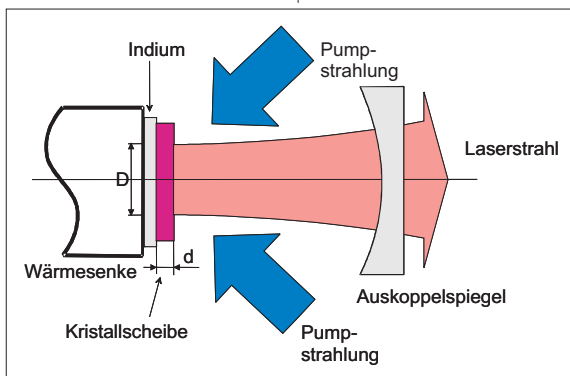


Abb. 1: Prinzipieller Aufbau eines Scheibenlasers.

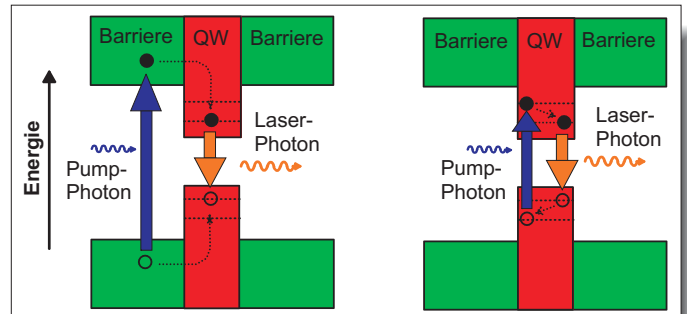


Abb. 2: Methoden zum Pumpen von Quantenfilmlasern:

(a) Das Pumpphoton wird in der den Quantenfilm (QW) umgebenden Barriere absorbiert, erzeugt dort ein Elektron-Loch-Paar, das anschließend in den Quantentopf fällt und dort strahlend rekombiniert.

(b) Das Pumpphoton wird direkt im Quantenfilm (QW) absorbiert; das entstehende Elektron-Loch-Paar relaxiert lediglich in den Grundzustand und rekombiniert dort strahlend.

groß gewählt, dass die Laserstrahlung ungehindert passieren kann, die Pumpstrahlung dagegen in einem einzigen Durchgang effektiv absorbiert wird (Abb. 2a). So genial diese Methode auch ist, sie hat den Nachteil, dass die Energie der Pumpphotonen ca. 20 % größer sein muss als die der Laserphotonen. Und diese Energiedifferenz wird in Wärme umgesetzt und muss abgeführt werden. Dies gelingt, wenn mit relativ kleinen Pumpspots gearbeitet wird, so dass die effektive dreidimensionale Wärmeleitung, evtl. unterstützt durch Diamantwärmespreizer, zur Kühlung genützt werden kann [5].

## Pumpen in die Quantenfilme

Falls jedoch eine im Prinzip beliebige Leistungsskalierung über die gepumpte Fläche gelingen soll, muss die entstehende Wärme durch eine rein eindimensionale Wärmeleitung abgeführt werden können, ohne die Probertemperatur bei den erforderlichen Leistungsdichten zu stark zu erhöhen. Hierfür muss die Wärmeerzeugung so weit wie möglich reduziert werden. Das heißt, die Pumpwellenlänge

sollte möglichst nahe an der Laserwellenlänge liegen. Mit anderen Worten: Es muss direkt in die Quantenfilme gepumpt werden (Abb. 2b).

Die Schwierigkeit besteht nun darin, dass ein einzelner Quantenfilm nur etwa 1 % im Einfachdurchgang absorbiert, bei höherer Ladungsträgerdichte sogar noch weniger. Um die Absorption zu erhöhen, kann man die Anzahl der Quantenfilme erhöhen, muss allerdings darauf achten, dass die Pumpleistung, die zur Erzeugung der Transparenzladungsträgerdichte aufgewandt werden muss, nicht zu groß wird. Des Weiteren kann die interne Kavität, die aus der (meist unbeschichteten) Vorderseite der Halbleiterscheibe und dem hinteren hochreflektierenden Spiegel gebildet wird, so ausgelegt werden, dass sich für die Pumpstrahlung ein resonant überhöhtes Stehfeld ausbildet, in dessen Bäuchen die Quantenfilme positioniert werden können. Schließlich kann eine ein- oder mehrfache Rückabbildung der nicht absorbierten Pumpstrahlung vorgenommen werden.

### Experimentelle Ergebnisse

In einem ersten Experiment wurde ein Ti:Saphir-Laser eingesetzt, um unter weitestgehend gleichen Bedingungen Absorber- und Quantenfilm-Pumpen durchzuführen und die spektroskopischen und Laserergebnisse direkt zu vergleichen [6]. Die Laserkennlinien sind bezogen auf die absorbierten Pump photons identisch, d. h. es treten beim Absorberpumpen keine nennenswerten Verluste beim Energietransfer in die Quantenfilme auf und auch die Kühlung ist in beiden Fällen hinreichend effektiv. Schaut man sich jedoch die Temperatureffekte anhand der Resonanzlinien im Photolumineszenzspektrum während des Laserbetriebs an, so ergibt sich eine Linienverschiebung pro Watt absorbiertes Pumpleistung von 1,13 nm beim Absorber-Pumpen gegenüber 0,39 nm beim Quantenfilm-

durch Quantenfilm-Pumpen drastisch reduziert werden. Ob sich nun diese Vorteile des Quantenfilm-Pumpens auch bei höheren Leistungen mit fasergekoppelten Diodenlasern als Pumpquelle zeigen, sollte in einem weiteren Experiment untersucht werden. Im Falle des Absorberpumpens bei 800 nm wurde die Strahlung einmalig unter 30° Einfallswinkel auf die Probe abgebildet, im Falle des Quantenfilm-Pumpens bei 938 nm wurde eine für Yb:YAG entwickelte Pumpereinheit verwendet, mit der insgesamt 24 Einfachdurchgänge möglich sind. Die resultierenden nahezu runden Pumpspots hatten Durchmesser von ca. 300 µm. Die Laserleistung als Funktion der absorbierten Pumpleistung für verschiedene Auskoppelgrade ist in Abbildung 4 dargestellt. Man erkennt im Bereich der kleineren Pumpleistungen

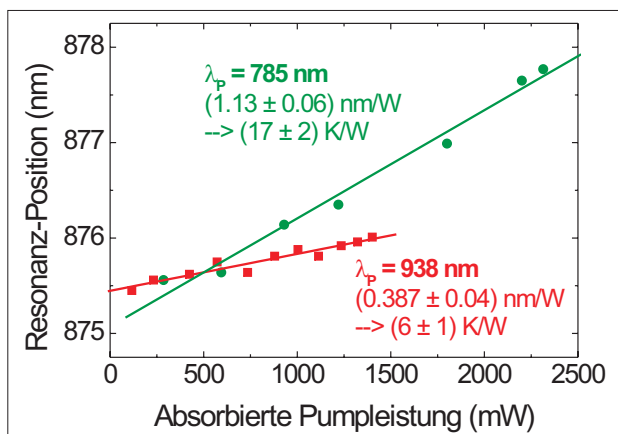


Abb. 3: Verschiebung der Lage einer Resonanzlinie im Fluoreszenzspektrum als Funktion der absorbierten Pumpleistung im Laserbetrieb. Vergleich Absorber-gepumpt (grün) und Quantenfilm-gepumpt (rot).

Pumpen, entsprechend einer Temperaturerhöhung von 17 K/W gegenüber 6 K/W (Abb. 3). Die thermische Belastung ist mithin beim Absorber-Pumpen um den Faktor 3 größer! Falls nur der Quantendefekt als Wärmequelle auftreten würde, ergäbe sich ein Verhältnis 4,3 : 1. Das heißt, der Hauptteil der thermischen Last resultiert aus dem Quantendefekt, und kann

einen ähnlichen Kurvenverlauf bei Absorber- und Quantenfilm-Pumpen. Das thermische Überrollen beginnt beim Absorber-Pumpen jedoch viel früher, so dass nur eine Laserleistung von 1,2 W erreicht wurde gegenüber 1,9 W beim Quantenfilm-Pumpen, ein weiteres Indiz für den viel größeren Wärmeeintrag beim Absorber-Pumpen.

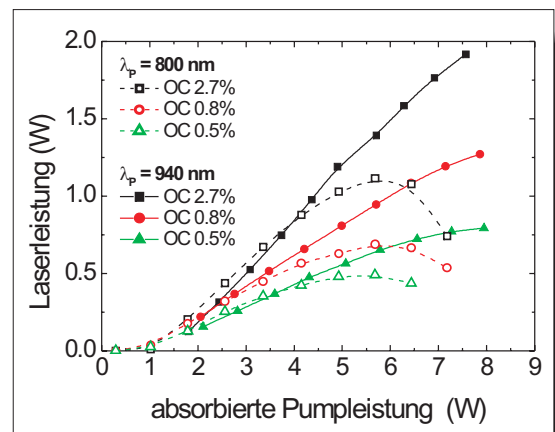


Abb. 4: Vergleich der Laserausgangsleistungen bei Absorber- und Quantenfilm-Pumpen mit Laserdioden.

### Zusammenfassung

Messungen haben gezeigt, dass durch direktes Pumpen in die Quantenfilme ohne Umweg über spezielle Absorberschichten der Wärmeeintrag um den Faktor 3 reduziert werden kann. Da das thermische Überrollen später einsetzt, konnte unter vergleichbaren Bedingungen Quantenfilmgepumpt eine 50 % höhere Laserleistung erzielt werden als mit Absorber-Pumpen. Ursache hierfür ist der um den Faktor 4 reduzierte Quantendefekt zwischen Pump- und Laserphoton, der den Hauptanteil zur Wärmeentwicklung beisteuert. Um eine dem Absorber-Pumpen vergleichbare Absorptionseffizienz zu erzielen, muss jedoch eine genaue Abstimmung der Halbleiterstruktur auf die Pumpstrahlung erfolgen und gegebenenfalls eine mehrfache Rückabbildung der Pumpstrahlung vorgesehen werden. Der reduzierte Wärmeeintrag bietet die Chance, von der dreidimensionalen Wärmeleitung auf die weniger effektive eindimensionale Wärmeleitung überzugehen, die dann eine freie Leistungsskalierbarkeit über die Fläche gestatten sollte. Dann müsste man mit Halbleiterstrukturen in Leistungsbereichen vorstoßen können, die bislang den Festkörperlaser vorbehalten sind, mit dem Vorteil einer wesentlich größeren Flexibilität in der Laserwellenlänge.

### Danksagung

Die Arbeiten wurden in Zusammenarbeit mit der Abteilung Optoelektronik der Universität Ulm und dem Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik (FBH), Berlin, durchgeführt und durch die Landesstiftung Baden-Württemberg gefördert.

### Literatur

- [1] A. Giesen et al., Appl. Phys. B **58**, 365 (1994)
- [2] M. Kuznetsov et al., IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron. **5**, 561 (1999)
- [3] A. C. Tropper et al., J. Phys. D **39**, R74, (2004)
- [4] J. Chilla et al., Proc. SPIE **5332**, 143 (2004)
- [5] A. J. Kemp et al., IEEE J. Quantum Electron. **41**, 148 (2005)
- [6] S.-S. Beyertt et al., ASSP (Wien, 2005), Poster Mb35

*Institutsadresse:*  
 Institut für Strahlwerkzeuge  
 Pfaffenwaldring 43  
 70569 Stuttgart  
 Tel.: +49 (0)711-685 6840  
 Fax: +49 (0)711-685 6842  
<http://www.ifsw.uni-stuttgart.de>

*Autor:*  
 Dr. Uwe Brauch  
[brauch@ifsw.uni-stuttgart.de](mailto:brauch@ifsw.uni-stuttgart.de)

*Kontakt / Redaktion:*  
 Dipl.-Ing. Friedemann Lichtner  
 FGSW - Forschungsgesellschaft für Strahlwerkzeuge  
 Nobelstr. 15  
 70569 Stuttgart  
 Tel.: +49 (0)711351 451-28  
 Fax: +49 (0)711351 451-29  
 E-Mail: [friedemann.lichtner@fgsw.de](mailto:friedemann.lichtner@fgsw.de)  
<http://www.fgsw.de>