

Hohlkegelförmige Emission totalreflektierter Moden in Neodym-Glaslasern

D. Röss

Mitteilung aus dem Zentrallaboratorium der Siemens & Halske AG, München

(Z. Naturforsch. 20 a, 264—266 [1965]; eingegangen am 10. November 1964)

In Neodym-Glaslasern mit poliertem Stabumfang treten bevorzugt Moden unter Totalreflektion am Zylindermantel auf; sie emittieren in Hohlkegeln von typischerweise $6-14^\circ$ Öffnungswinkel. Zu jedem Modentyp gehören vier Hohlkegel gleicher Öffnung mit unterschiedlichen Scheitelpunkten. Da die totalreflektierten Moden eine niedrigere Schwelle haben, werden die von Rubinlasern her geläufigen axialen Moden offener FABRY-PEROT-Resonatoren völlig unterdrückt.

Eine Zerstörung der Totalreflektion durch Aufrauhen des Stabumfangs oder besser durch eine Ummantelung mit unregelmäßiger Grenzschicht führt zur Selektion axialer Moden und zur Emission scharf gerichteter ebener Wellen.

1. Versuchsanordnung

Wir haben die räumliche Verteilung der Emission von verschiedenen Neodym-Glaslasern mit an den Enden aufgebrachten ebenen, planparallelen Spiegeln und mit poliertem Stabumfang untersucht. Das Glas (LG 2 von Schott) hatte optische Qualität ohne visuell erkennbare Schlieren. Die Länge der Stäbe betrug 70 mm, der Durchmesser 7 und 10 mm. Die Endflächen waren auf 5 Sekunden parallel und auf $\lambda/5$ eben geläppt, die Politur des Zylindermantels war ohne besondere Toleranzforderungen durchgeführt worden. Die auf den Endflächen aufgebrachten dielektrischen Spiegel hatten eine mittlere Reflexion von 98,5% bei 0,3% Transmission; die Reflexion war bis auf eine 0,2 mm breite Randzone gleichmäßig hoch. Die Laserstäbe wurden bei 20°C in einem Rotationsellipsoid mit Xenon-Blitzlampen gepumpt¹. Die Stäbe waren zur Halterung einseitig 3 mm tief in Metallrohre eingekittet. Mit der Blitzlampe PEK-XE1-3 (4 mm Innendurchmesser) betrug die Schwellenergie für 7 mm dicke Stäbe 5 Ws, für 10 mm dicke Stäbe 8 Ws. Bei den weiter unten beschriebenen Versuchen verwendeten wir die Blitzlampe FX-42 von E. G. & G. (7 mm Innendurchmesser). Die Schwellenergie betrug damit für beide Arten von Stäben je 12 Ws. Die Emission war bei höherer Pumpenergie quasikontinuierlich mit überlagerten Relaxationsschwingungen.

2. Experimentelle Beobachtungen

Die Laserstrahlung wurde bei fünffacher Schwellenergie mit einer Linse von 25 mm Brennweite auf Kohlepapier gebündelt, um dessen Zerstörung im fokussierten Laserlicht zu beobachten. Im Gegensatz zu ähnlichen Experimenten mit Rubinlasern wurden dabei keine Löcher in das Material gebrannt, son-

dern die Kohleschicht wurde in ringförmigen Bereichen von einigen Millimetern Durchmesser verdampft. Wir untersuchten daraufhin das Fernfeld der Laserstrahlung in der Brennebene einer Linse mit einem Bildwandler. In Abb. 1 * sind Fernfeldaufnahmen mit wachsender Pumpenergie dargestellt. Nahe der Schwelle (Abb. 1 a) besteht das Fernfeld aus einem scharfen Ring, dessen Durchmesser d (mit $f = 150 \text{ mm}$) 18 mm beträgt. Die Emission erfolgt also in einen Hohlkegel mit dem Öffnungswinkel $\alpha = d/f = 7^\circ$. Mit wachsender Pumpenergie kommen weitere Ringe hinzu, und die Ringe werden unsärfer; die Emission fällt in zahlreiche Hohlkegel mit Öffnungswinkeln bis zu 14° . (Daß die Ringe in den Aufnahmen nicht kreisrund erscheinen, ist auf optische Fehler der Bildwandlerkamera zurückzuführen. Der einzelne helle Fleck in der Bildmitte ist ein Fehler der Bildwandleranode.)

In Abb. 2 ist ein Querschnitt durch den Strahl in 65 cm Entfernung vom Laserstab aufgezeichnet. Bereits nahe der Schwelle erkennt man mehrere Ringe, wobei insbesondere zweimal je zwei scharfe Ringe auffallen. Zusammen mit den Fernfeldaufnahmen muß man folgern, daß knapp oberhalb der Schwelle mindestens vier Hohlkegel mit gleichem Öffnungswinkel, jedoch mit unterschiedlicher Lage des Scheitelpunktes existieren. Bei höherer Pumpenergie wird das Ringsystem diffus, wobei sich vier Maxima ausbilden. Das Zentrum des Strahls bleibt bei allen Pumpenergien dunkel, es treten keine scharf gebündelten ebenen Wellen auf, wie sie sonst für ebene FABRY-PEROT-Laser charakteristisch sind.

¹ D. Röss, Appl. Opt. 3, 259 [1964].

* Abb. 1 bis 3 auf Tafel S. 264 b.



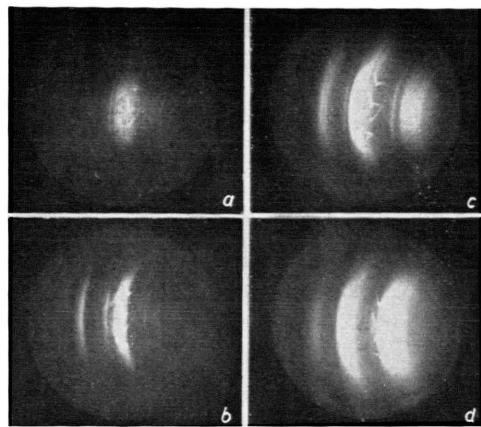


Abb. 9. FABRY-PEROT-Interferometeraufnahmen mit 10 mm Etalon bei verschiedener Pumpenergie. a) 170 Ws, b) 200 Ws, c) 250 Ws, d) 300 Ws.

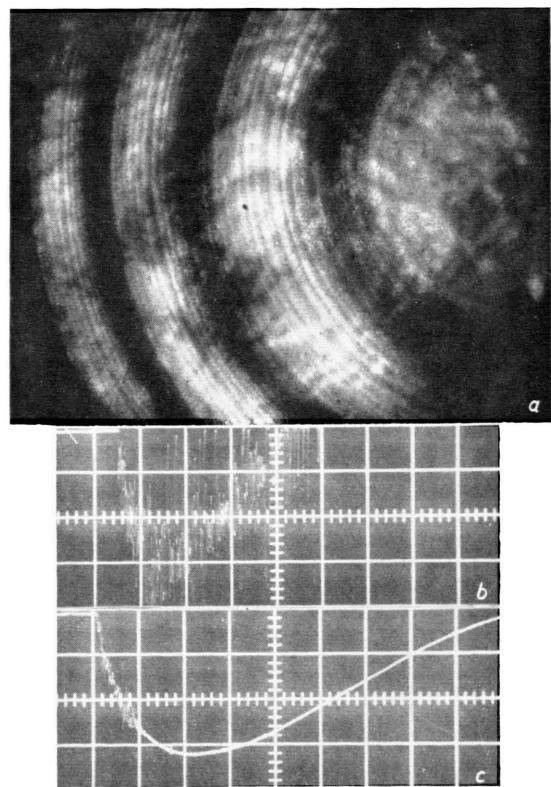


Abb. 10. a) FABRY-PEROT-Interferometeraufnahme bei 200 Ws Pumpenergie nach Zerstörung der Spiegel, b) zugehöriger Emissionsverlauf bei 200 Ws Pumpenergie, c) Emissionsverlauf, kurz vor Zerstörung der Spiegel, bei 400 Ws Pumpenergie. — Zeitachse 100 μ s je große Teilung.

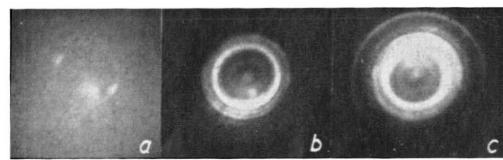


Abb. 1. Fernfeld. a) Schwelle, 12 Ws Pumpenergie; b) 15 Ws; c) 50 Ws (b und c abgeschwächt).

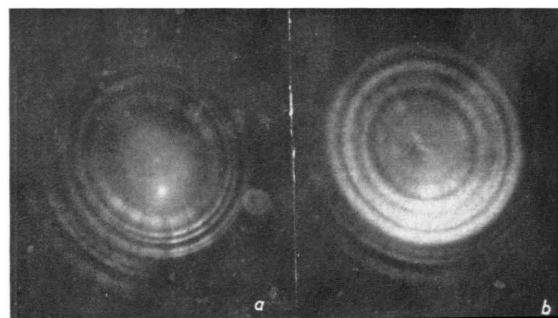


Abb. 2. Strahlquerschnitt 65 cm vom Glaslaser entfernt. a) 20 Ws; b) 50 Ws, abgeschwächt.

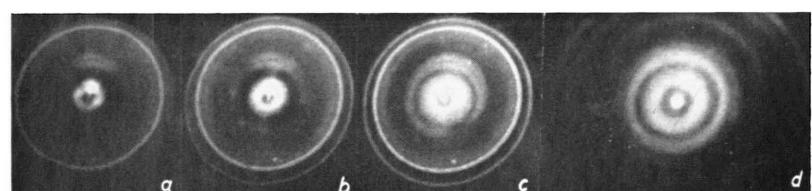


Abb. 3. Nahfeld. a) 14 Ws; b) 20 Ws; c) 50 Ws (b und c abgeschwächt); d) Verteilung 3,5 cm tief im Glasstab.

Abb. 3 zeigt das Nahfeld, also die Lichtverteilung auf dem ausgangsseitigen Laserspiegel. An der Schwelle ist die Emission auf einen ringförmigen Bereich um die Stabachse konzentriert sowie auf einen ringförmigen Bereich in der Nähe des Stabumfangs. Der Radius des inneren Ringes ist gleich dem Abstand des äußeren Ringes vom Stabumfang. Mit wachsender Pumpenergie kommen weitere Bereiche hinzu, und zwar jeweils zwei Ringe gemeinsam. Auch bei sehr hoher Pumpanspannung bleibt die Stabmitte dunkel. Abb. 3 d zeigt, daß im Laserstab in 3,5 cm Entfernung von der Endfläche ein Maximum der Emission in der Stabachse auftritt.

3. Entstehung des Effektes

Der am Umfang polierte und mit ebenen Spiegeln abgeschlossene Glasstab stellt keinen offenen FABRY-PEROT-Resonator für das Laserlicht dar. Damit entfällt der in einem offenen Resonator vorhandene modenselektive Einfluß von Strahlungsverlusten an den Begrenzungsfächen. In dem Stab sind Moden unter Totalreflexion an der Umfangsfäche existenzfähig. Abb. 4 zeigt, wie die Lichtverteilung der beobachteten Kegelemission strahlengeometrisch zustande kommt. Der Lichtstrahl wird zweimal am Umfang des Zylinders totalreflektiert und schließt sich nach zwei weiteren Reflexionen an den Endflächen. Zwei Reflexionen an den Endflächen treten in Achsen-nähe auf, zwei nahe dem Umfang. Neben dem eingezeichneten Mode existiert ein dazu inverser Mode, der gestrichelt angedeutet ist. Auf der Endfläche bildet die Intensitätsverteilung der beiden totalreflektierten Moden ein System von zwei Ringen. Aus geometrischen Gründen ist der Radius des inneren Ringes dabei in Übereinstimmung mit Abb. 3 gleich dem Abstand des äußeren Ringes vom Stabumfang. Die Abstrahlung der beiden totalreflektierten Moden ergibt ein System von vier Hohlkegelstrahlen mit gleicher Öffnung, aber mit unterschiedlicher Lage des Scheitelpunktes. Dies erklärt das Auftreten von vier Ringen in endlicher Entfernung und von nur einem Ring im Unendlichen. Abb. 4 zeigt die Konstruktion für einen Modentyp, wie er nahe der Schwellenergie beobachtet wird. Bei höherer Pumpanspannung treten weitere Systeme von Hohlkegeln mit anderen Reflexionswinkeln im Innern des Laserstabes auf.

Die Totalreflexionsverluste sind verschwindend klein gegen die Verluste bei der Reflexion auf den

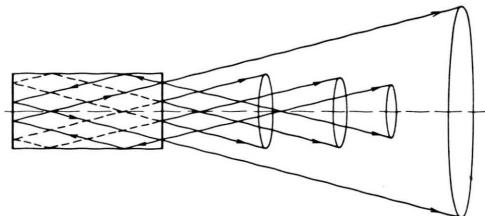


Abb. 4. Konstruktion der Moden, die zu einem Kegelstrahl-system gleicher Öffnung führen. — Die aufgezeichnete Strahlverteilung liefert im Fernfeld 1 Ring, im Endlichen 4 Ringe, im Nahfeld 2 Ringe. Im Nahfeld ist der Durchmesser des inneren Rings gleich dem doppelten Abstand des äußeren Rings vom Zylindermantel des Laserstabes. Bei höherer Pumpenergie entstehen mehrere solcher Systeme mit unterschiedlicher Öffnung. Dabei treten im Nahfeld die Ringe stets paarweise auf (Abb. 3).

Endspiegeln. Da der Laufweg für einen totalreflektierten Mode im invertierten Material länger ist als für einen axialen Mode, ist daher auch die Verstärkung für totalreflektierte Moden größer. Sie erreichen ihre Schwelle zuerst; die daraus resultierende Sättigung der Inversion verhindert das Anwachsen der Verstärkung auf den Schwellwert für axiale Moden. GIORDMAINE konnte durch eine besondere Technik auch in Rubinstäben eine Emission in einen Hohlkegel erreichen²; dabei entstanden jedoch axiale und totalreflektierte Moden nebeneinander, während bei Neodymglass die axialen Moden vollständig unterdrückt werden.

4. Folgerungen

Die Bevorzugung totalreflektierter Moden lässt sich durch Aufrauhen der Zylinderfläche unterdrücken; eine Immersion in Wasser genügt wegen der nahezu streifenden Reflexion nicht. Nach Zerstörung der Oberflächenpolitur emittierten die Glasstäbe scharf gebündelte Strahlen, die axialen Moden und transversalen Moden niedriger Ordnung eines offenen FABRY-PEROT-Resonators entsprechen. Die in der Literatur öfter als Nachteil von Glaslasern erwähnten großen Öffnungswinkel der Emission dürften in ähnlicher Weise wie in dem von uns geklärten Effekt zustande kommen.

² R. J. COLLINS u. J. A. GIORDMAINE, Proc. III. Int. Congr. on Quantum Electronics, Paris 1963, Columbia University Press, New York 1964, S. 1239.

Für eine technische Anwendung des Lasers ist es in der Regel notwendig, axiale Moden zu selektieren. Eine Unterdrückung totalreflektierter Moden durch Aufrauhen der Zylinderfläche ist keine ideale Lösung; die rauhe Oberfläche kristallisiert unter dem Einfluß des Pumplichtes schnell aus und zerfällt. Außerdem führt die diffuse Reflexion in der nach kurzer Betriebszeit mehligen Oberfläche zu einem Verlust an Pumpenergie. Wir schlagen eine andere Methode vor, bei der diese Nachteile vermieden werden: der Glasstab ist mit einem inaktiven Glas vom Brechungsindex n zu ummanteln, so daß $r_a \geq r_i \cdot n$ ist (Abb. 5). Dadurch können keine Ringmoden unter Reflexion am Außenumfang in Ebenen senkrecht zur Stabachse auftreten, weil alle Strahlen

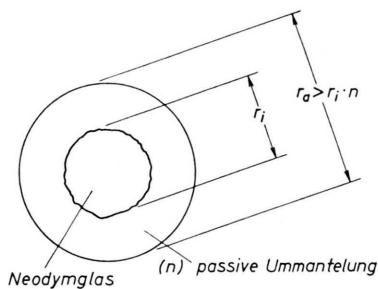


Abb. 5. Unterdrückung totalreflektierter Moden durch eine Ummantelung mit unregelmäßiger Grenzfläche.

aus dem aktiven Kern die äußere Oberfläche unter einem Winkel treffen, der kleiner ist als der Grenzwinkel der Totalreflexion. Beleuchtungsoptisch ist der Kern nach SCHAWLOW und DEVLIN³ auf den Durchmesser $r_i \cdot n$ vergrößert, so daß wirkungsvoller gepumpt werden kann. Die Ummantelung des Kerns genügt noch nicht zur Unterdrückung von totalreflektierten Moden mit einer Komponente in der Stabachse; in der Praxis ist es auch bei den in Frage kommenden hochbrechenden Gläsern nicht möglich, ein Mantelglas mit höherem oder genau gleichem Brechungsindex zu verwenden, so daß an der Grenzfläche zwischen Kern und Ummantelung Reflexionen auftreten. Es wird daher günstig sein, die Oberfläche des Kerns vor der Ummantelung aufzurauen, so daß die Grenzfläche zwischen Kern und Ummantelung unregelmäßig wird. Damit sollte sich auch ohne Verwendung äußerer modenselektiver Mittel eine ausreichende Selektion axialer Moden erreichen lassen.

Einer Anwendung für Impuls laser hoher Leistung steht bisher die leichte Zerstörbarkeit des verwende-

ten Neodymglasses im Wege. Während der Emission totalreflektierter Moden trat eine Zerstörung der Endspiegel bei 120 Ws Pumpenergie (zehnfache Schwelle) im Bereich des inneren Ringes auf einem Durchmesser von 1 mm auf. Nach der Selektion axialer Moden durch Unterdrückung der Totalreflexion wurden die Endflächen bei 120 Ws Pumpenergie in fünf Impulsen im ganzen Querschnitt zerstört. Die Emission zeigt dabei während der ersten Impulse scharfe, nahezu regelmäßige Relaxationsimpulse. Bei der maximalen Pumpenergie von 1000 Ws (achtzigfache Schwellenergie) zerfiel die ganze aufgerauhte Umfangsfläche des Glasstabes. Die leichte Zerstörbarkeit von LG2-Glas ist nach Mitteilung der Hersteller⁴ auf die Absorption des Laserlichtes an Verunreinigung des Glases (gelöstes Tiegelmateriel Platin) zurückzuführen.

Die Beobachtungen an verschiedenen Stäben mit unterschiedlichem Durchmesser zeigten, daß das beschriebene Verhalten für Glaslaser typisch ist. Durch die Bevorzugung totalreflektierter Moden werden die in Rubinlasern üblicherweise beobachteten axialen Moden unterdrückt. Dieser Unterschied ist zweifach zu begründen: In Rubinlasern vergleichbarer Dicke tritt bei abbildender Pumplichtbeleuchtung ein ausgeprägtes Maximum der Beleuchtungsdichte in der Stabachse auf. Nahe der Schwelle können daher in der Stabachse bereits Schwingungen angeregt sein, während der Stabumfang infolge des Drei-Niveau-Charakters von Rubin noch absorbierend ist. Dies wirkt sich als eine starke Selektion für axiale Moden aus. In dem Vier-Niveau-Material Neodymglass zeigen die nichtinvertierten Materialbereiche keine Absorption für das Laserlicht. Außerdem ist die Pumplichtabsorption von Neodymglass so groß, daß im Gegensatz zu Rubin gleicher Dicke die Inversion im Querschnitt des Stabes nahezu gleichmäßig ist. Es fehlen also zwei wesentliche bei Rubin vorhandene Selektionsmechanismen für axiale Moden.

Moden unter Totalreflexion sollten in allen Vier-Niveau-Materialien mit polierter Umfangsfläche auftreten. Daß sie besonders leicht bei Gläsern beobachtet werden, dürfte an deren guter Polierbarkeit liegen. Die Umfangspolitur von CaWO₄:Nd³⁺-Stäben ist erfahrungsgemäß wegen der schlechteren Bearbeitbarkeit genügend fehlerhaft, um Totalreflexion in der Regel zu unterdrücken.

³ G. E. DEVLIN, J. McKENNA, A. D. MAY u. A. L. SCHAWLOW, Appl. Opt. 1, 11 [1962].

⁴ E. DEEG u. N. NEUROTH, Fa. Schott & Gen., Mainz (private Mitteilung).