

Zeitabhängigkeit und Kompensation der thermischen Resonatorkrümmung von Festkörperlasern

D. RÖSS und G. ZEIDLER

Forschungslaboratorium der Siemens AG München

(Z. Naturforsch. 24 a, 2027—2028 [1969]; eingeg. am 28. Oktober 1969)

In Festkörperlasern bildet sich auf Grund des Pumpleistungsumsatzes eine Temperaturverteilung aus, die den Laseroszillator beeinflußt^{1,3}. Bei kontinuierlich oder quasikontinuierlich gepumpten Lasern ist dieser Temperaturgradient stationär, so daß die Resonatordeformation einfach analysiert werden kann. Als Untersuchungsbeispiel für diesen Effekt wurde ein quasikontinuierlicher Rubinlaser^{4,5} benutzt, bei dem der Betrieb unter wohldefinierten thermischen Verhältnissen zu einer gut reproduzierbaren Emission führt.

In der hier beschriebenen Arbeit wurde die Zeitabhängigkeit von Nah- und Fernfeld des thermisch gekrümmten Resonators und die Möglichkeit zur Kompensation der thermischen Effekte untersucht.

Kompensation der thermischen Resonatorkrümmung

Bei rotationssymmetrischer Ausleuchtung des Laserstrahls haben die thermischen Effekte in erster Näherung die Wirkung einer Sammellinse, deren Brennweite mit wachsender Pumpleistung abnimmt^{2,3}. Durch eine Zerstreuungslinse entsprechender Brennweite im Resonator kann dieser Effekt für einen Leistungspegel kompensiert werden.

In einer Versuchsserie wurden die Stirnflächen von mehreren Rubinen gleicher Qualität (Czochralski-Material aus einem ausgesuchten homogenen Rubin) mit konkaven Anschliffen versehen. Die direkt verspiegelten Stäbe zeigten, abhängig vom Krümmungsradius der Stirnflächen, erwartungsgemäß eine höhere Modenselektion bei gleichbleibender Ausgangsleistung als die eben angeschliffenen Stäbe. In Abb. 1 ist der Nahfelddurchmesser und die Strahlöffnung (beide als Maximalwerte während des Impulses gemessen) bei verschiedenen Krümmungsradien aufgezeichnet. Die maximale, transversale Modenzahl wurde aus diesen beiden Meßgrößen entsprechend der Theorie eines verallgemeinert konfokalen Resonators⁶ berechnet. Der Nahfelddurchmes-

ser bleibt im wesentlichen konstant, da er bei Multi-modeemission etwa gleich dem Durchmesser des gepumpten Volumens, also bei unserer Anordnung des rotationssymmetrischen Ellipsoids gleich dem Lampendurchmesser ist. Die Strahlöffnung, und somit die Modenzahl, nimmt mit größer werdender negativer Brechkraft ab. Bei einer gegenüber der Messung von Abb. 1 um 25% verringerten Pumpleistung war die Modenzahl entsprechend niedriger, bei dem Rubin mit der stärksten negativen Brechkraft bestand die Emission nur aus Moden bis zur 4. Ordnung. Bei dieser Messung mußte der Stab so justiert werden, daß die Resonatorachse mit der durch das Beleuchtungssystem gegebenen thermischen Achse zusammenfällt.

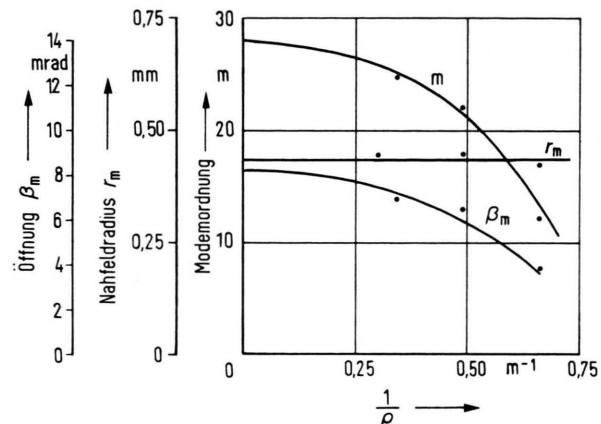


Abb. 1. Strahlöffnung β_m , Nahfeldradius r_m und maximale transversale Modenzahl m bei Rubinen mit unterschiedlich konkav angeschliffenen Stirnflächen. ρ ist der Radius des Anschliffs.

Bei den Untersuchungen stellte sich heraus, daß eine vollständige Kompensation der thermischen Krümmung mit eindeutiger Grundmodenemission technisch nur sehr schwer realisierbar ist, da die Pumpleistung und die Stabkühlung kaum mit der erforderlichen Genauigkeit konstant auf einem definierten Wert zu halten sind. Außerdem stellt die Verwendung sphärisch negativ gekrümmter Endflächen nur eine Korrektur erster Ordnung für die thermisch erzeugte Krümmung des Resonators dar.

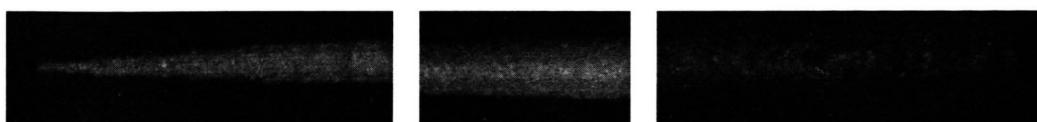


Abb. 2. Drei Ausschnitte aus der Laseremission, aufgenommen mit einer Drehspiegelkamera.

Sonderdruckanforderungen an Dr. D. RÖSS, Forschungslaboratorium der Siemens AG., D-8000 München 25, Postfach 700.

³ G. ZEIDLER, Z. Naturforsch. 22 a, 909 [1967].

⁴ D. RÖSS u. G. ZEIDLER, Electronics 39, 115 [Sept. 5, 1966].

⁵ D. RÖSS u. G. ZEIDLER, Z. Naturforsch. 22 a, 1387 [1967].

⁶ V. P. BYKOV u. L. A. VAINSHTEIN, Soviet Phys.-JETP 20, 338 [1965].

¹

²

</

Zeitanalyse von Nah- und Fernfeld

Bei der Kompensation der thermischen Resonatorkrümmung ist die rotationssymmetrische Ausleuchtung des Kristalls wesentlich. Um diese Eigenschaften des Ellipsoidpumpspiegels zu demonstrieren, wurde die Feldverteilung mit einer Drehspeigelkamera zeitlich aufgelöst. Abbildung 2 zeigt drei Ausschnitte aus dem 1 ms langen Laserimpuls bei zentrischer Justierung eines ebenen angeschliffenen Kristalls. Die Emission beginnt im Grundmode und geht dann Schritt für Schritt in immer höhere Ordnungen über, die symmetrisch zur Stabachse liegen. In Abb. 3 wurde die

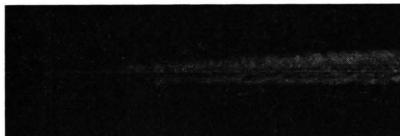


Abb. 3. Laserstrahlung bei asymmetrischer Pumpbeleuchtung.

Pumplampe gegen die Rotationsachse des Ellipsoids verkippt, so daß der Rubin nicht mehr kreissymmetrisch ausgeleuchtet wurde. Der thermische Gradient und die davon beeinflußte Modenkonfiguration sind ebenfalls nicht mehr zur Rotationsachse symmetrisch; die Ausgangsleistung ist dabei wegen des geringeren aktiven Volumens und wegen der Moden mit höheren Verlusten geringer.

Bei dem hier analysierten quasikontinuierlichen Betrieb (50 Hz Folgefrequenz) sind die Verhältnisse komplizierter als in echt kontinuierlicher Betriebsweise: Der thermische Gradient im Material ist zeitlich nicht völlig konstant, es überlagern sich dem Mittelwert periodische Schwankungen mit der Pulsfolgefrequenz. Die Brechkraft der thermischen Linse ändert sich daher

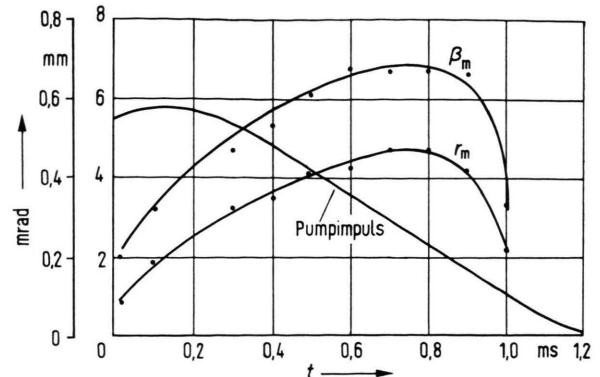


Abb. 4. Zeitverlauf von Strahlöffnung β_m und Nahfeldradius r_m während eines Laserimpulses.

während des Laserimpulses. Als weitere Komplikation ist die inhomogene Pumplichtverteilung im Kristall zu beachten. Die Schwellenergie wird dadurch in der Stabmitte zuerst erreicht, wo in einem schmalen Faden der Grundmode schwingungsfähig ist. Im weiteren Verlauf des Impulses expandiert das aktive Volumen, wobei, unter gleichzeitiger Änderung der Resonatorkrümmung, Moden von immer höherer Ordnung anschwingen. Der Zeitverlauf eines solchen Prozesses ist in Abb. 4 gezeichnet. Mit der Drehspeigelkamera wurde Strahlöffnung und Nahfeldradius eines parallel angeschliffenen Kristalls während des Laserimpulses aufgenommen. Beide Größen zeigen, entsprechend der Theorie verallgemeinert konfokaler Resonatoren, einen ähnlichen Zeitverlauf. Sie erreichen knapp vor Ende des Laserimpulses ihr Maximum, was damit zusammenhängt, daß zu diesem Zeitpunkt die Schwellenergie auch in den Randbezirken überschritten wird.