

Haftstellen führt, allgemeiner Natur zu sein, denn er macht sich ja bei mehreren hier untersuchten Proben bemerkbar, wobei er bei dem erstgenannten Präparat und bei dem ZnS(Cu, Co)-Phosphor bei weitem am stärksten auftritt.

Eine Erklärung bietet sich nach den Ergebnissen von PARK und REYNOLDS⁶ an. Demnach können durch die Anregung bewegliche und unbewegliche Exzitonen gebildet werden, die durch Energiezufuhr wieder zerfallen können, wobei die freiwerdenden

⁶ X. S. PARK u. D. C. REYNOLDS, Phys. Rev. **132**, 2450 [1963].

Elektronen in das Leitungsband gelangen. Ein Zerfall von Exzitonen kann auch durch Phononen bewirkt werden, die sowohl durch Erwärmung des Gitters oder aber durch Elektronenstoß entstehen können. Nach PARK und REYNOLDS ist eine Dissoziation von Exzitonen auch durch Zwischenwirkung mit anderen beweglichen Exzitonen möglich. Im Fall der Glow-Peaks bei 4,8 °K könnte es sich demnach um Exzitonentraps handeln, die durch Phononen, bewegliche Exzitonen oder aber durch Elektronenstoß geleert werden.

Untersuchung der Moden eines kurzen konfokalen Rubinlasers mit festen Spiegeln*

D. RÖSS, G. GEHRER und W. HEINLEIN

Mitteilung aus dem Zentrallaboratorium der Siemens & Halske AG, München

(Z. Naturforschg. **20 a**, 256—263 [1965]; eingegangen am 6. November 1964)

Bei einem konfokalen Rubinlaser wurden im Nahfeld ortsabhängig die zeitliche Emission, das optische Emissionsspektrum und das Überlagerungsspektrum der Moden bei 4 GHz untersucht. Solange die Inversion auf den Bereich um die Stabachse beschränkt ist, schwingen transversale Moden niedriger Ordnung mit entarteten Eigenfrequenzen; die Emission ist instabil. Bei hoher Pumpenergie ist die Emission in transversalen Moden höchster Ordnung über den ganzen Stabquerschnitt verteilt; das Spektrum erfüllt ein breites Band und ist nicht mehr entartet. Die thermische Linierverschiebung während des Laserimpulses hat zur Folge, daß die Emission an einem bestimmten Ort zu verschiedenen Zeiten bei unterschiedlichen Frequenzen erfolgt. Ein bestimmter Mode ist jeweils nur kurze Zeit während des Laserimpulses existenzfähig.

Emissionsverlauf und Spektrum von gepulsten Festkörperlasern sind im allgemeinen sehr kompliziert und hängen von zahlreichen verschiedenen Parametern ab. Bisher sind insbesondere das Relaxationsverhalten der gesamten Laserstrahlung sowie die Spektren ganzer Laserimpulse oder einzelner zeitlicher Abschnitte der Laserimpulse untersucht worden. Die Aussagen, die man auf Grund dieser Beobachtungen machen kann, sind mehr oder weniger summarisch und werden deshalb den Einzelheiten der physikalischen Vorgänge nicht gerecht¹.

Bei entsprechender Verfeinerung der Beobachtungstechnik stellt man fest, daß jedem Flächen-element an der Stelle x der emittierenden Fläche ein bestimmter, zeitlicher Intensitätsverlauf $I(t, x)$ des emittierenden Lichts zukommt, zu dem ein bestim-

tes Spektrum $I(v, x)$ gehört, das sich seinerseits noch im Verlauf eines Impulses verändert, so daß die Intensität I nicht nur von der Frequenz v und dem Emissionsort x , sondern auch noch von der Zeit t abhängt, $I(v, x, t)$.

Einige Versuche in dieser Richtung haben wir mit einem kurzen Rubinlaser unternommen, dessen Endflächen konfokale Spiegel tragen. Die Länge $l = 42$ mm ist so kurz bemessen, daß der minimale Frequenzabstand benachbarter axialer Moden bei wenigen GHz liegt, die optisch aufgelöst werden können. Der Rubinstab besitzt eine mittlere Materialgüte, einen Durchmesser von 5 mm und polierten Umfang. Die Dotierung ist 0,035% Cr⁺⁺⁺. Die optische Achse ist parallel zur Stabachse orientiert. Die Spiegel bestehen aus Goldschichten; der undurchlässige Spiegel

* Auszugsweise vorgetragen auf der Tagung der Physikalischen Gesellschaft in Bayern, München, April 1964.

¹ Über Einschwingvorgänge und Moden in Rubinlasern sind zahlreiche Arbeiten publiziert worden, die wir nicht alle einzeln zitieren können. Wir verweisen hier z. B. auf die

große Zahl der Originalarbeiten in „Proc. III. Int. Congr. on Quantum Electronics, Paris 1963“, Herausgeber P. GRIVET und N. BLOEMBERGEN, Columbia University Press, New York 1964.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

hat 92% Reflexion, der durchlässige etwa 88%, so daß der optische Resonator also eine relativ geringe Güte hat.

Das Ziel unserer Untersuchungen war, wenigstens qualitativ einige Zusammenhänge zwischen zeitlicher Emission und spektraler Zusammensetzung der Strahlung des betrachteten Rubinstabs zu erkennen.

1. Zur Theorie des konfokalen Lasers

Die Theorie der Moden in einem konfokalen Resonator von BOYD und GORDON² ist bisher vor allem auf Gaslaser angewendet worden. Bei Gaslasern bevorzugt man konfokale Spiegel wegen der geringen Beugungsverluste, die äußere Spiegel ermöglichen. Die geometrischen Abmessungen des Gaslasers (Durchmesser $d \approx 3$ mm und Länge $l \approx 1200$ mm) sind stets so, daß die in der Theorie der Moden auftretende wichtige Größe $d^2/(l\lambda)$ (mit $\lambda \approx 600$ nm) ungefähr in der Größenordnung von 10 liegt. In diesem Falle haben die Moden höherer Ordnung merklich größere Beugungsverluste als die Moden niedriger Ordnung, so daß eine Selektion der Moden niedriger Ordnung eintritt. Aus der Näherungsrechnung von BOYD und GORDON² ergibt sich unter der Voraussetzung $d \ll l$ (die bei unserem Rubinlaser erheblich weniger gut erfüllt ist), daß die Energie des Grundmode im wesentlichen auf einen Bereich vom Durchmesser

$$2w = 2\sqrt{(l\lambda)/(\pi\eta)} \quad (1)$$

konzentriert ist (η ist der optische Brechungsindex). Dieser Durchmesser ist unabhängig vom Durchmesser d der Spiegel. Mit den angegebenen Daten des Gaslasers erhält man ungefähr $2w = 1$ mm, in guter Übereinstimmung mit dem Experiment.

Wenden wir Gl. (1) auf unseren konfokalen Rubinlaser an, so folgt für den Durchmesser des strahlenden Bereichs der kleine Wert $2w = 0,1$ mm (mit $\eta = 1,76$). Der Parameter $d^2/(l\lambda)$ liegt in diesem Fall in der Größenordnung von 10^3 , so daß die Voraussetzung für eine gute Selektion der Moden niedriger Ordnung nicht erfüllt ist.

Das Modenspektrum des konfokalen Lasers ist nach BOYD und GORDON² diskret und degeneriert. Für die auftretenden Frequenzen v gilt

$$4lv\eta/c = 2k + 1 + m + n. \quad (2)$$

m und n sind die Indizes der transversalen Moden, k ist derjenige der axialen Moden; c ist die Lichtgeschwindigkeit. Die Entartung besteht darin, daß Moden mit ungerader Indexsumme $m+n$ die gleiche Frequenz haben wie Moden mit verschwindender Indexsumme $m+n=0$ und einem entsprechend höheren Index k . Moden mit gerader Indexsumme $m+n$ sind für $m+n=\text{const}$ in sich entartet und liegen in der Frequenz zwischen den Moden mit gerader Indexsumme $m+n$, wie es in Abb. 1 an-

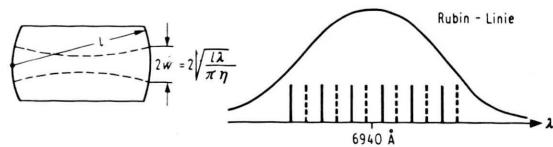


Abb. 1. Schema des konfokalen Resonators und des diskreten Modenspektrums nach BOYD und GORDON². $4lv\eta/c = 2k + 1 + m + n$. Ausgezogene Spektrallinien: $m+n$ ungerade; gestrichelte Spektrallinien: $m+n$ gerade oder Null.

gedeutet ist. Das zu erwartende Modenspektrum sollte also auch bei starker Pumpangregung (d. h. auch bei Anregung sehr vieler Moden) aus Serien von äquidistanten scharfen Linien bestehen, deren Frequenzabstand gerade halb so groß ist wie im Falle eines ebenen FABRY-PEROT-Resonators gleicher Länge. Für unseren Rubinlaser beträgt der theoretische Modenabstand $c/(4l\eta)$ ziemlich genau 1 GHz.

Die Intensitätsverteilung der Moden über den Querschnitt ist nach² durch eine GAUSSSche Glockenfunktion gegeben, die mit einem Polynom als Faktor versehen ist. Die Ordnung dieses Polynoms nimmt mit zunehmender Ordnung der Moden zu.

2. Versuchsaufbau und Beschreibung der Experimente

In Abb. 2 ist schematisch unser Versuchsaufbau dargestellt, mit dem wir vier verschiedene Experimente durchführten. Der Rubin wird exfokal in einem Rotationsellipsoid gepumpt³. Die emittierende Fläche wird durch zwei Linsen in die gestrichelt angedeutete Brennebene der zweiten Linse abgebildet. Dabei liegt die emittierende Fläche in der Brennebene der ersten Linse. Als Photoempfänger dienten entweder rot sensibilisierte Photoplatte, eine Siliciumphotodiode mit anschließendem Mikrowellen-Überlagerungsempfänger oder ein Photomultiplier. In den Strahlengang zwischen den beiden Linsen wurde bei einem Teil der Versuche ein FABRY-PEROT-Interferometer eingefügt, das um eine Achse senkrecht zum Strahlengang drehbar ist.

² G. D. BOYD u. I. P. GORDON, Bell Syst. Techn. J. **40**, 489 [1961].

³ D. RÖSS, Appl. Opt. **3**, 259 [1964].

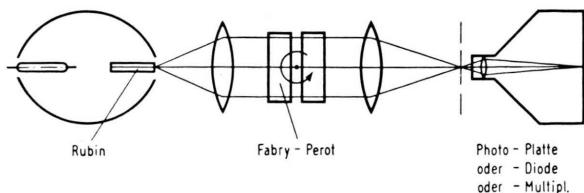


Abb. 2. Schema der Versuchsanordnung zur Laserspektroskopie.

Beim ersten Experiment wurde in der gestrichelten Bildebene als Empfänger eine Photodiode angeordnet. Das FABRY-PEROT-Interferometer wurde dabei nicht verwendet. Der Durchmesser der emittierenden Fläche in der Bildebene war etwa 25 mm, was einer 5-fachen linearen Vergrößerung entspricht. Die lichtempfindliche Fläche der Photodiode hat demgegenüber den sehr kleinen Durchmesser von weniger als 0,1 mm. Wir benützten die Photodiode als nahezu punktförmigen Detektor dazu, den Emissionsverlauf an verschiedenen Stellen der emittierenden Fläche zu verfolgen, indem wir den Photostrom der Diode oszillographierten. Auf diese Weise erhalten wir Aufschluß über Verteilung und Zeitabhängigkeit der Lichtintensität auf der emittierenden Fläche, also über die Funktion $I(t, x)$.

Beim zweiten Experiment wurde die gleiche Anordnung verwendet, jedoch zusätzlich noch das 4 GHz-Überlagerungssignal gemessen, das die Photodiode als Mischprodukt zweier Moden bildet, die einen entsprechenden Frequenzabstand haben. Diese Messungen liefern einen Zusammenhang zwischen dem Emissionsverlauf an verschiedenen Stellen der emittierenden Fläche und der Modenintensität.

Das dritte Experiment bestand in einer Spektralanalyse des Laserlichts mit Hilfe des FABRY-PEROT-Interferometers und mit einer Photoplatte als Empfänger. Dieses Experiment liefert die Funktion $I(v, x)$. Die planparallele Platte zwischen Aluminiumspiegeln, das Etalon des Interferometers, wirkt für die von links einfallende Strahlung je nach Einfallswinkel entweder als Bandpaß oder als Bandsperre. Bei Verwendung von diffusem monochromatischem Licht erhält man auf der Photoplatte ein System von vielen hellen Ringen, die die Durchlaßbereiche der verschiedenen Ordnungen darstellen. Eine eindeutige Spektroskopie ist nur in einem beschränkten Wellenlängenbereich, dem Dispersionsbereich möglich. Das Auflösungsvermögen des Interferometers ist durch die erreichbare Schärfe der monochromatischen Ringe begrenzt, und es ist bestimmt durch das Reflexionsvermögen der Spiegel und die Dicke des Etalons. In unserem Fall ist das theoretische Auflösungsvermögen bei 10 mm Etalondicke 1/2 GHz, der Dispersionsbereich 15 GHz.

Das vierte Experiment bestand in einer Frequenzanalyse des zeitlichen Emissionsverlaufs mit Hilfe des FABRY-PEROT-Interferometers, gab also Aufschluß über die Funktion $I(v, x, t)$. Zu diesem Zweck wurde eine Photodiode in der Bildebene der emittierenden Fläche an einem festen Ort angebracht und das Ringsystem des FABRY-PEROT-Etalons durch eine Drehbewegung des

Interferometers über die lichtempfindliche Fläche der Diode geschoben. Auf diese Weise läßt sich der zeitliche Emissionsverlauf in einem bestimmten Spektralbereich und an einem bestimmten Ort der emittierenden Fläche verfolgen.

3. Versuchsergebnisse

In den folgenden Bildern sind einige Versuchsergebnisse dargestellt. Abb. 3 zeigt zunächst eine charakteristische Versuchsreihe von Experiment 1. Der zeitliche Emissionsverlauf an verschiedenen Punkten der emittierenden Fläche ist hier aufgezeichnet. Das erste Oszillogramm zeigt den Verlauf der gesamten Emission, der mit einem Photomultiplier aufgenommen ist, und zwar mit vorgesetzter Streuolie, um das Licht gut zu mischen (die Pumpleistung ist etwas geringer als bei den folgenden Aufnahmen, deshalb ist der Impuls kürzer). Der Verlauf der Gesamtemission ist überwiegend kontinuierlich; nur relativ kleine Spikes sind, besonders zu Beginn und Ende des Impulses, zu sehen. Geringfügige Unregelmäßigkeiten sind auf kleine Fehler der Verspiegelung zurückzuführen (bei fehlerfreien, dielektrischen Spiegeln treten sie nicht auf). Die folgenden Aufnahmen zeigen, alle im gleichen Maßstab, den Emissionsverlauf in Punkten zwischen dem Zentrum und dem Rand der emittierenden Fläche. Auffällig ist, daß die Spikes im wesentlichen nur in der Nähe des Zentrums emittiert werden, und zwar besonders zu Beginn des Impulses, solange die Emission der Randgebiete noch nicht eingesetzt hat; außerdem am Ende des Impulses, wenn die Randemission schon praktisch verklungen ist. Am Rand ist die Emission völlig kontinuierlich; sie setzt jedoch später und mit sehr geringer Flankensteilheit ein und verklingt auch wieder rascher als im Zentrum. Die Intensität der Strahlung konzentriert sich keineswegs auf einen so kleinen Raum um die Stabachse herum, wie man zunächst nach der Theorie von BOYD und GORDON erwartet. Der überwiegende Teil der Gesamtemission stammt aus dem Rand, da die Randzonen eine größere Querschnittsfläche haben.

Die Inversionsdichte erreicht in dem rotationsymmetrisch gepumpten, polierten Rubinstab den Schwellwert zuerst in der Nähe der Stabachse. Hier setzen plötzlich die BOYD-GORDONSchen Eigenschwingungen niedriger Ordnung ein; die Emission erfolgt in relativ wenigen Moden. Die beobachtete Amplitudenmodulation der damit verbundenen Spikes dürfte Ausdruck einer Konkurrenz zwischen diesen

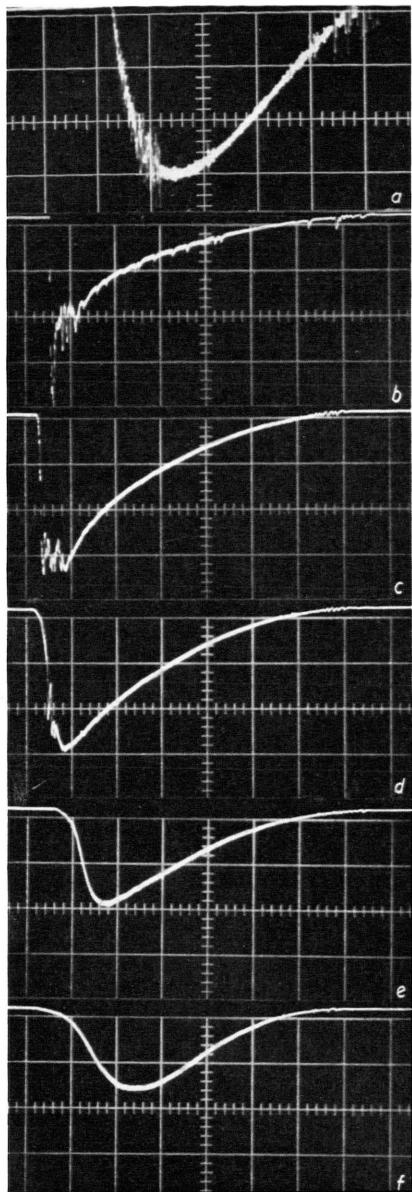


Abb. 3. Zeitlicher Emissionsverlauf an verschiedenen Punkten der emittierenden Fläche. Zeitachse: 100 μ s je große Teilung.
a) Gesamtemission; b) Emission im Zentrum, $r=0$; c) Emission bei $r \approx 0,2$ mm; d) Emission bei $r \approx 0,5$ mm; e) Emission bei $r \approx 1$ mm; f) Emission bei $r \approx 1,5$ mm.

Moden sein. Währenddessen steigt die Inversionsdichte im übrigen Stabmaterial soweit an, daß auch hier, in größerer Entfernung von der Resonatorachse, die Schwelle für Moden sehr hoher Ordnung überschritten wird. Wie groß die transversale Ordnungszahl der Moden sein muß, geht aus Abb. 4 hervor, in dem der $1/e$ -Durchmesser des emittierenden

Bereiches in Abhängigkeit von der Pumpleistung dargestellt ist. (Wegen der Zeitabhängigkeit ist dies der maximale $1/e$ -Durchmesser während eines Impulses.) Die Emission erstreckt sich bei hoher Pumpenergie nahezu über den gesamten Stabquerschnitt,

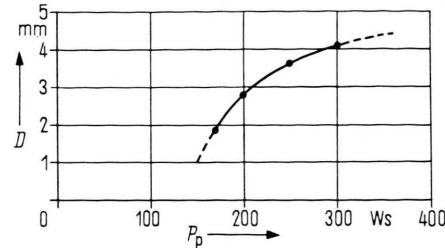


Abb. 4. $1/e$ -Durchmesser D des emittierenden Bereiches in Abhängigkeit von der Pumpenergie P_p (Stabdurchmesser 5 mm).

der etwa dem 1300-fachen Querschnitt des Grundmodes entspricht. Die Emission erfolgt also nach kurzer Zeit in sehr vielen Moden, deren Gesamtzahl nicht mehr klein gegen die gesamte Modenzahl des Resonators zu sein braucht. Die kontinuierliche Randemission zeigt das typische Verhalten von Multi-modalasern, wie sie von Röss beschrieben worden ist⁴. Am Ende des Pumpimpulses sinkt die Inversion wieder ab. Sie unterschreitet zuerst in den Randgebieten des Stabes den Schwellwert, so daß sich die Emission wieder auf die achsennahen Moden niedriger Ordnung konzentriert. Mit der Reduzierung der aktiven Modenzahl ist wieder eine Emission in Relaxationsimpulsen verbunden. Die Entdämpfung der Relaxationsschwingung am Ende der Emission ist also auf die Änderung der aktiven Modenzahl während des Pumpimpulses zurückzuführen⁴.

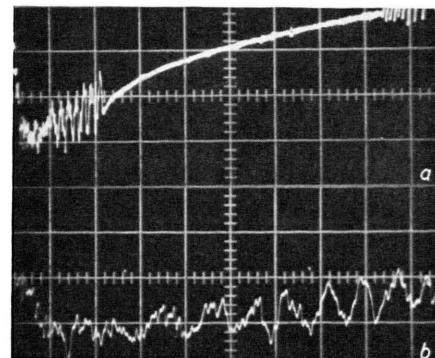


Abb. 5. Zeitlicher Verlauf der Emission im Zentrum zu Beginn des Laserimpulses. a) Zeitachse 100 μ s je große Teilung,
b) Zeitachse 20 μ s je große Teilung.

⁴ D. Röss, Z. Naturforschg. **19 a**, 1169 [1964].

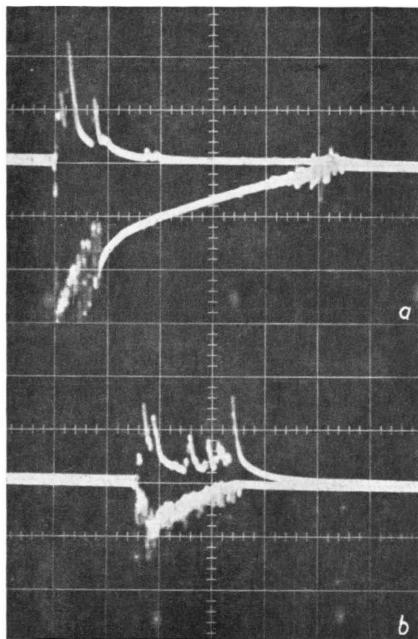


Abb. 6. Überlagerungssignal bei 3960 MHz (positive Ordinate) und Emissionsverlauf (negative Ordinate). Zeitachse 100 μ s je große Teilung, a) 300 Ws Pumpenergie, b) 170 Ws Pumpenergie.

In Abb. 5 ist eine zeitlich gedehnte Aufnahme der anfänglichen Emission gezeigt. Man erkennt im unteren Oszilloskopogramm deutlich den Schwebungs-

charakter der überlagerten Spikes. Die Schwebungsamplitude geht auf null zurück, wenn mit der einsetzenden Emission die randnahen Gebiete die Zahl der schwebenden Moden stark ansteigt.

In Abb. 6 ist ein Ergebnis von Experiment 2 wiedergegeben. Es zeigt für zwei verschiedene Pumpenergien (300 Ws und 170 Ws) den Emissionsverlauf (mit negativer Ordinate) in der Resonatorachse und das zugehörige Überlagerungssignal (mit positiver Ordinate), das bei 3960 GHz mit 15 MHz Bandbreite aufgenommen worden ist. Der Emissionsverlauf zeigt bei der größeren Pumpenergie wieder zu Beginn und Ende Spikes, dazwischen einen Bereich kontinuierlicher Emission. Bei der geringen Pumpenergie sind während der ganzen Emissionsdauer Spikes zu sehen. Offenbar werden hier die zahlreichen Moden hoher Ordnung nicht mehr angeregt. Bemerkenswert ist die Tatsache, daß Überlagerungssignale nur dann nennenswert auftreten, wenn die Emission mit Spikes behaftet ist.

Den gleichen Zusammenhang zwischen Emissionsverlauf und Überlagerungssignalen zeigen auch die folgenden Aufnahmen von Abb. 7. Das Bild zeigt wieder die Emission im Zentrum bei verschiedenen Pumpenergien, die Überlagerungssignale sind jedoch mit einer Bandbreite von 180 kHz bei verschiedenen Frequenzen aufgenommen, so daß die Bandbreite

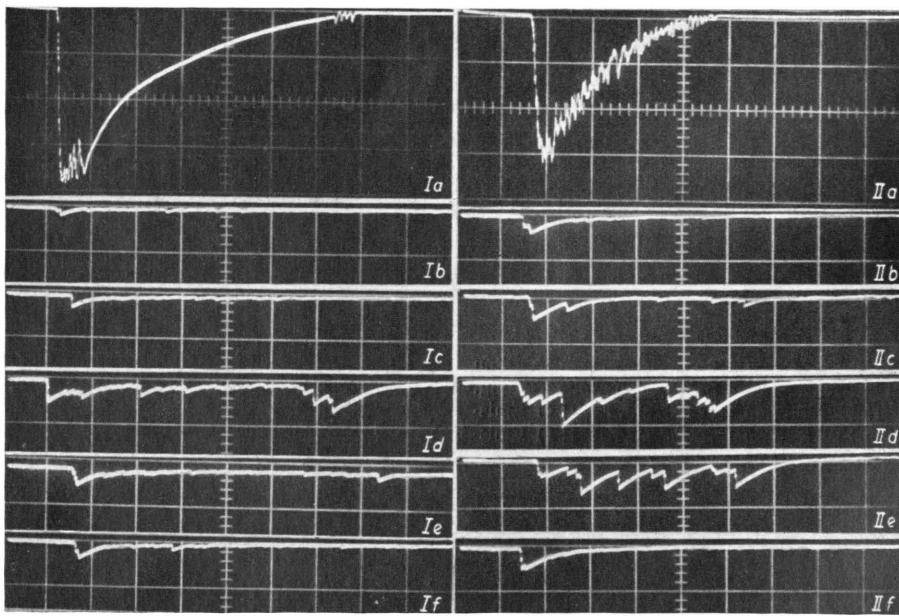


Abb. 7. Emissionsverlauf im Zentrum der emittierenden Fläche (Bilder a) und Überlagerungssignale bei verschiedenen Frequenzen (Bilder b bis f). Zeitachsen 100 μ s je große Teilung. I: 300 Ws Pumpenergie; a) 3953 MHz, b) 3954 MHz, c) 3955 MHz, d) 3956 MHz, e) 3957 MHz. II: 200 Ws Pumpenergie; a) 3956,5 MHz, b) 3956,7 MHz, c) 3957 MHz, d) 3957,5 MHz, e) 3958 MHz.

der Überlagerungssignale sichtbar wird, die etwa 1 MHz beträgt. Eine genaue quantitative Auswertung der Bandbreite, wie wir sie früher beschrieben⁵, ist jedoch wegen der geringen Reproduzierbarkeit des Emissionsverlaufs nicht angebracht. Während der kontinuierlichen Emission treten nur geringe Überlagerungssignale auf.

Auch die Randemission wurde auf Überlagerungssignale hin untersucht, wie Abb. 8 zeigt. Im Emissionsverlauf sieht man bei genauerer Betrachtung noch zu Beginn und Ende Andeutungen der Spikes, während er sonst völlig glatt ist. Die Aufnahmen von Überlagerungssignalen sind bei drei verschiedenen Frequenzen zu sehen. Wir beobachteten nicht nur am Anfang und Ende, sondern auch in der Mitte des Impulses hin und wieder Überlagerungssignale.

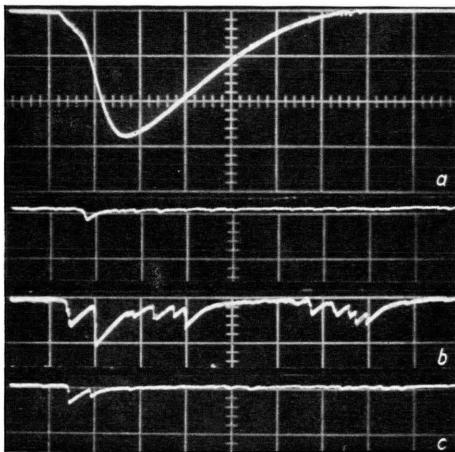


Abb. 8. Emissionsverlauf am Rand der emittierenden Fläche (Bild a) und Überlagerungssignale bei verschiedenen Frequenzen (Bilder b, c, d). Zeitachse 100 μ s je große Teilung.
b) 3956 MHz, c) 3957 MHz, d) 3958 MHz.

Die Ergebnisse der Überlagerungsmessungen erlauben es nicht mit Sicherheit zu entscheiden, ob während der Zeitspanne des kontinuierlichen, glatten Emissionsverlaufs der Laser in besonders vielen oder in besonders wenigen Moden unterschiedlicher Frequenz schwingt. Wesentlich weiter führen Aufnahmen mit dem FABRY-PEROT-Interferometer. In Abb. 9 * sind solche Aufnahmen in Abhängigkeit von der Pumpenergie wiedergegeben. [Ergänzende spätere Beobachtungen mit einem FABRY-PEROT-Interferometer höherer Auflösung (0,15 GHz) zeigten das gleiche spektrale Emissionsverhalten.] Abb. 9 a ist mit 170 Ws Pumpenergie aufgenommen, wobei

der Emissionsverlauf im Zentrum während der ganzen Impulsdauer mit Spikes behaftet ist. Man erkennt hier bei genauerer Betrachtung eine Streifenstruktur mit etwa 12 bis 14 Streifen. Was hier zu sehen ist, ist Licht einer einzigen Ordnung des Etalons. Auf Abb. 9 b, das mit 20% höherer Pumpenergie aufgenommen ist, sieht man bereits Licht zweier benachbarter Ordnungen, das den Frequenzabstand des Dispersionsbereichs von 15 GHz hat. Man erkennt hieraus, daß die Streifen auf Abb. 9 a den BOYD-GORDONSchen Moden entsprechen, die 1 GHz gegenseitigen Abstand haben. Es ist bemerkenswert, daß Abb. 9 b nichts mehr von der regelmäßigen Streifenstruktur erkennen läßt, ebensowenig wie die Aufnahmen 9 c und 9 d bei noch höheren Pumpenergien von 250 Ws und 300 Ws. Offensichtlich werden Moden angeregt, deren Frequenzen ein ganzes Frequenzband dicht erfüllen. Das grobe Muster auf den Bildern sind Störungen in den Spiegeln, während die Feinstruktur rechts in Abb. 9 c ein Modenbild mit zahlreichen Nullstellen ist. Der Umfang des Laserstabs ist deutlich sichtbar. Der leuchtende Emissionsbereich nimmt mit der Pumpenergie erheblich zu (siehe Abb. 4).

Zum Vergleich mit Abb. 9 b ist in Abb. 10 a eine weitere FABRY-PEROT-Aufnahme mit 200 Ws Pumpenergie dargestellt, auf der wieder deutlich die Ringstruktur der Moden von 1 GHz Frequenzabstand zu erkennen ist. Bei dieser letzten Aufnahme waren die Spiegel des Lasers bereits an zahlreichen Stellen zerstört; man erkennt dies an den dunklen Flecken in der Aufnahme. Abb. 10 b gibt den zugehörigen Verlauf der Gesamtemission wieder, der durch heftige Spikes gekennzeichnet ist. Aus der Schärfe der Ringe kann gefolgert werden, daß die Kontinuität des Spektrums von Abb. 9 nicht durch eine thermische Variation der Resonatormoden über den temperaturabhängigen Brechungsindex oder über die Längenausdehnung zustandekommen kann. Das würde aber bedeuten, daß bei hoher Anregung die Frequenzen der Moden hoher Ordnung nicht mehr entartet sind, also durch die Theorie von BOYD und GORDON nicht mehr beschrieben werden. Die Zerstörung der Spiegel führt zu einer starken Modenselektion; daß dabei die entarteten Eigenfrequenzen bevorzugt werden, ist nicht ohne weiteres verständlich. Qualitativ zeigt sich wieder, daß mit geringerer aktiver Modenzahl eine instabilere Emission verbunden ist. Im

⁵ W. HEINLEIN u. D. RÖSS, Proc. IEEE 51, 1667 [1963].

* Abb. 9 a – d und 10 a – c auf Tafel S. 264 a.

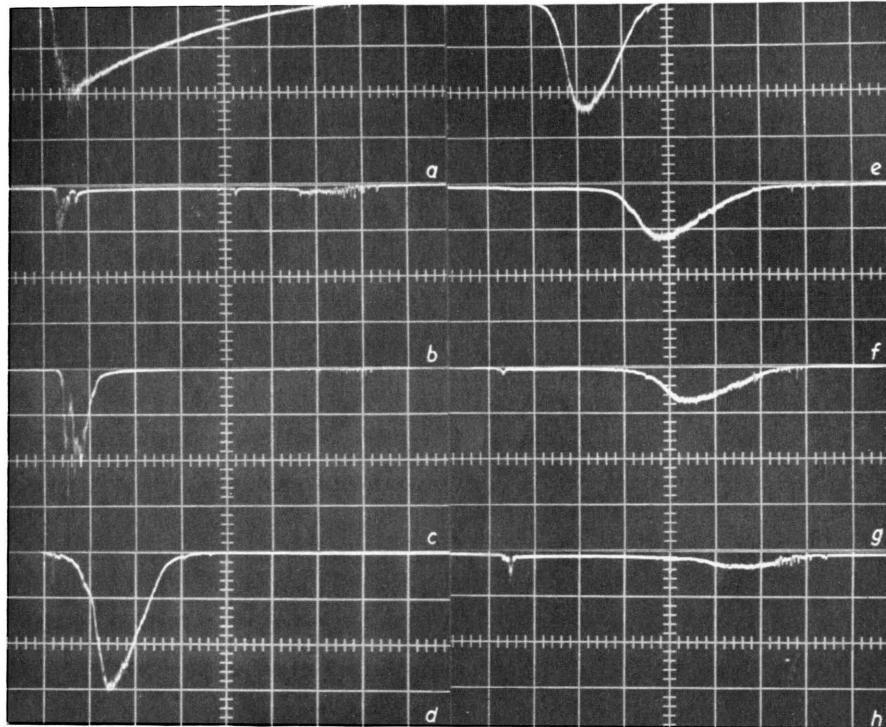


Abb. 11. Zeit- und Frequenzanalyse der Laseremission im Zentrum der emittierenden Fläche. Zeitachse 100 μ s je große Teilung.

Gegensatz dazu zeigt Abb. 10 c die quasikontinuierliche Emission bei der höchsten zulässigen Pumpenergie von 400 Ws; die Goldspiegel wurden bei 500 Ws zerstört (zulässige Pumpenergie der Anordnung war 1000 Ws).

Die FABRY-PEROT-Aufnahmen geben nur zeitliche Mittelwerte wieder, sagen aber noch nichts darüber aus, wann eine bestimmte Frequenz innerhalb der Emissionsdauer eines Laserblitzes emittiert wird. In unserem letzten Experiment verfolgten wir deshalb die Zeitabhängigkeit der Emission in verschiedenen Frequenzbereichen. In Abb. 11 ist das Ergebnis einer solchen Messung dargestellt. Zunächst ist oben links die Gesamtemission zu sehen, die in der Nähe des Zentrums mit so großer Pumpenergie (300 Ws) aufgenommen wurde, daß keinerlei Modenstruktur in der FABRY-PEROT-Aufnahme mehr zu erkennen ist. Die weiteren Aufnahmen zeigen der Reihe nach den Emissionsverlauf in verschiedenen aufeinander folgenden Frequenzbereichen eines Dispersionsbereichs des FABRY-PEROT-Etalons. Das Maximum der Emission tritt in den einzelnen Frequenzbereichen immer später auf, was auf eine thermische Verstimmung der Rubinlinie zurückzuführen ist und einer Temperaturerhöhung von etwa 3 °C längs der

Stabachse während des Impulses entspricht. Auch hier sieht man wieder, daß die Emission zu Beginn des Impulses mit starken Spikes auftritt, während späterhin die Emission ziemlich glatt verläuft.

4. Zusammenfassung

Die Beobachtungen zeigen, daß das Schwingungsverhalten eines kurzen konfokalen Lasers außergewöhnlich kompliziert ist. Sowohl das zeitliche Emissionsverhalten als auch die spektrale Zusammensetzung der Laserstrahlung ist abhängig vom Emissionsort. Die Zeitabhängigkeit kommt einmal dadurch zustande, daß die Inversion im Querschnitt des Lasermaterials während des Pumpimpulses unterschiedlich stark ansteigt. Zu Beginn und am Ende der Laseremission schwingen nur die um die Resonatorachse konzentrierten Grundmoden. Bei hoher Pumpleistung kommt in der Mitte des Pumpimpulses nahezu der gesamte Stabquerschnitt zur Emission, und es entstehen zahlreiche Moden höchster transversaler Ordnung. Dabei treten nicht nur die aus der Theorie bekannten entarteten Frequenzen auf, sondern die Emission erfolgt in breiten Bändern.

Andererseits führt die thermische Drift der Rubinlinie zu einer Zeitabhängigkeit der spektralen Komponenten an einem Emissionsort. Die Liniendrift bewirkt, daß ein bestimmter Mode nur eine kurze Zeit während des Laserimpulses schwingungsfähig ist⁶. Für den zeitlichen Emissionsverlauf ist charakteristisch, daß scharfe spektrale Emissionslinien mit starken Relaxationsimpulsen verbunden sind. Die kontinuierliche Emission hat Multimodecharakter. Erstaunlich ist es, daß im Bereich der Multimodeemission der Gesamtverlauf der Strahlung völlig glatt ist und kontinuierlich der Pumprate folgt. Dies ist so zu erklären, daß der Energieinhalt eines einzelnen Mode im Vergleich zur Gesamtenergie hinreichend gering ist, so daß die Instabilitäten einzelner Moden im Gesamtverlauf nicht in Erscheinung treten. Außerdem führt die Anregung sehr vieler Moden dazu, daß die Inversion im Lasermaterial nahezu gleichförmig abgebaut wird.

Bei einem anderen konfokalen Laser (clad ruby mit 1,7 mm Innendurchmesser) von 25 mm Länge, dessen Endflächen mit hochwertigen dielektrischen Spiegeln bedeckt waren, beobachteten wir eine Emission in Form völlig regelmäßiger Relaxationsimpulse⁷. FABRY-PEROT-Aufnahmen dieses Lasers zeigten, daß das Spektrum für alle Pumpenergien aus scharfen Linien im Abstand der BOYD-GORDONschen Moden besteht. Dabei werden zahlreiche transversale Moden emittiert. Für das unterschiedliche Verhalten scheint die Resonatorgüte wesentlich zu sein. Bei Ersatz der dielektrischen Spiegel durch

Goldspiegel stieg die Schwellenergie dieses Stabes stark an von 35 Ws auf 60 Ws. Gleichzeitig wurde die Emission überwiegend kontinuierlich (Abb. 12).

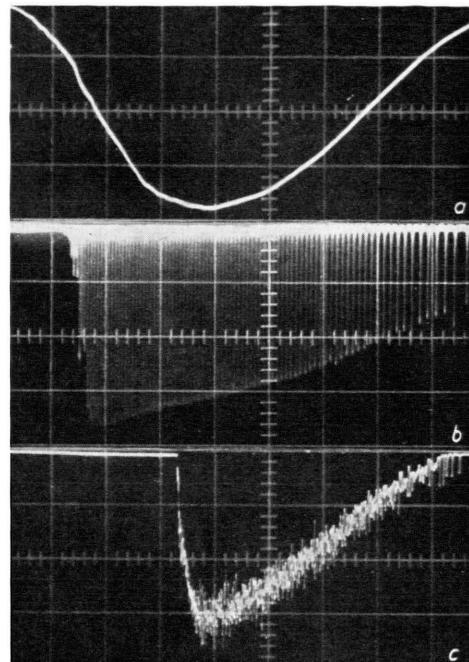


Abb. 12. Emissionsverhalten eines konfokalen clad-ruby-Lasers bei 20 °C. a) Intensitätsverlauf der Pumpenergie. Zeitachse 100 μ s je große Teilung, b) Verlauf der Gesamtemission des Lasers mit dielektrischen Spiegeln höchster Reflexion. 80 Ws Pumpenergie (Schwelle 35 Ws). Zeitachse 50 μ s je große Teilung, 350 μ s verzögert. c) Verlauf der Gesamtemission des Lasers mit Goldspiegeln. 150 Ws Pumpenergie (Schwelle 60 Ws), Zeitachse 100 μ s je große Teilung.

⁶ D. Röss, Proc. IEEE 52, 196 [1964].

⁷ D. Röss, Z. Naturforschg. 19 a, 387 [1964].