

dass die Thermodiffusion sehr empfindlich ist für die Abweichungen von der lokalen binären BOLTZMANN-Gleichung (viel empfindlicher als etwa der Diffusionskoeffizient). BECKER<sup>3</sup> und HAASE<sup>4</sup> haben gezeigt, daß ein qualitatives Verständnis möglich ist.

Die neuen experimentellen Ergebnisse von KOTOUsov<sup>1</sup> aber würden, sofern man sie so wie der Autor interpretiert, eine noch viel stärkere Druckabhängigkeit des Thermodiffusionsfaktors besagen. Aus Fig. 2 von<sup>1</sup> entnimmt man, daß die  $\alpha$ -Werte bei 0,4 und 0,04 atm für N<sub>2</sub>—CO<sub>2</sub> im Verhältnis 1,55 stehen, für He—A sogar im Verhältnis 2,2. Das ist im Widerspruch mit den besprochenen Ergebnissen aus<sup>2</sup> und noch mehr mit denjenigen aus<sup>3</sup>. Der Diffusionsthermoeffekt von He—A ist zwar nicht untersucht worden, es besteht aber kaum ein Zweifel, daß er innerhalb der Meßgenauigkeit ebenso druckunabhängig sein wird wie derjenige von H<sub>2</sub>—N<sub>2</sub>. Dazu kommt, daß die von KOTOUsov beobachteten Entmischungen zwischen 0,04 und 0,01 atm nun noch weit stärker nicht-linear abfallen, entsprechend den eingangs erwähnten Zahlenfaktoren.

Dies läßt es ausgeschlossen erscheinen, daß bei den KOTOUsov'schen Versuchen tatsächlich die Druckabhängigkeit des Thermodiffusionsfaktors gemessen wurde. Zweierlei könnte man vage vermuten: 1. Die heiße und die kalte Kammer waren durch einen mit Füllkörpern bestückten Raum verbunden; der Temperaturgradient

liegt in diesem Raum — Fig. 1 von<sup>1</sup>. Wenn dort also die freie Weglänge vergleichbar mit der Porengröße war, so mißt man gar nicht die eigentliche Thermodiffusion, die für unendlich ausgedehntes Gas gemeint ist. Im Grenzfall großer freier Weglänge (im Vergleich zum Poredurchmesser) hätte man es vielmehr mit der sog. thermischen Effusion zu tun<sup>5</sup>. Darnach gilt bei vollständiger Akkommodation für die Partialdrücke  $p_a^{(i)}$ , jeder Komponente  $i$  am Anfang und am Ende einer Kapillare mit den entsprechenden Temperaturen  $T_{a,e}$  einfach  $p_a^{(i)}/p_e^{(i)} = (T_a/T_e)^{1/2}$ . Hier findet also keine Entmischung der Komponenten statt, der zugehörige „Thermodiffusionsfaktor“ verschwindet. Allerdings ist bei dem niedrigsten von KOTOUsov benutzten Druck die freie Weglänge erst  $10^{-3}$  cm. 2. Die Gas-Analyse wurde mit einer außerhalb der Kammer gelegenen Wärmeleitung vorgenommen, während bei dem Apparat von IBBS<sup>6</sup> die eine, kleinere Kammer selbst als Wärmeleitung fungierte. Wenn man also nacheinander die beiden Kammern mit der auf konstanter Temperatur befindlichen Zelle verbindet und jeweils den stationären Zustand abwartet, so hat man in beiden Fällen in der Zelle dasselbe Gemisch. Die Verbindung darf demnach nur kurze Zeit bestehen. Darin liegt eine Gefahr der Meßmethode, auf welche der Autor allerdings selbst schon hinweist. — So ist eine Klärung wohl erst durch weitere Versuche zu erreichen.

<sup>5</sup> Siehe K. F. HERZFELD, Kinetische Theorie der Wärme, in MÜLLER-POUILLETS, Lehrbuch der Physik III, 2, S. 97, Verlag Vieweg, Braunschweig 1925.

<sup>6</sup> T. L. IBBS, Proc. Roy. Soc., Lond. A **107**, 470 [1925].

## Relaxationsschwingungen in der Emission optischer Maser mit Neodym in Calciumwolframat

Von KARL GÜRS

Forschungslaboratorium der Siemens & Halske AG, München (Z. Naturforsch. **18 a**, 418—420 [1963]; eingegangen am 2. Februar 1963)

In der Emission bestimmter optischer Kristall-Maser treten niederfrequente Oszillationen auf, wie sie z. B. von JOHNSON und NASSAU<sup>1</sup> und SOROKIN und STEVENSON<sup>2</sup> beschrieben wurden. Diese Oszillationen sind als Relaxationsschwingungen zu deuten: Der Emissionsvorgang beginnt mit kleiner Schwingungsenergie (im Maser-Resonator) und überhöhter Besetzung des angeregten Zustands. Schwingungsenergie und Emission wachsen auf Kosten der Besetzung, bis diese unter die Schwelle gesunken ist. Die Schwingungsenergie nimmt dann wieder ab, während zunächst die Zahl der angeregten Atome noch weiter sinkt, bis bei hinreichend kleiner Schwingungsenergie die Anregung durch das Pumplicht wieder die induzierte und spontane Emission

überwiegt und sich erneut eine überhöhte Besetzung aufbaut. Der geschilderte Vorgang wiederholt sich dann.

Die Theorie dieser Relaxationsschwingungen soll hier nicht ausführlich dargelegt werden, es sei dafür z. B. auf die Arbeiten von STATZ und DE MARS<sup>3</sup> (Mikrowellen-Maser) und DUNSMUIR<sup>4</sup> verwiesen. In einer vorangehenden Arbeit<sup>5</sup> wurde gezeigt, daß sich bei Rubin in bestimmter Anordnung entgegen den bisherigen Beobachtungen wirklich der Emissionsverlauf ergibt, den man nach der Theorie erwartet.

In dieser Arbeit werden Experimente an optischen Masern mit CaWO<sub>4</sub>:Nd<sup>3+</sup> als Maserkristall angegeben. Man erhält eine Abschätzung der wirksamen Pumpleistung  $p$  und der Zeitkonstanten  $t_c$ , die das Abklingen einer im Resonator laufenden Welle beschreibt. Damit werden Emissionskurven berechnet. Für dieselben Anordnungen werden die Emissionskurven experimentell ermittelt: Die gemessenen und berechneten Kurven stimmen überein.

### Die Maser-Anordnung

Beleuchtungssystem für den Maser-Kristall ist ein Reflektor von der bekannten Form des elliptischen Zy-

<sup>1</sup> L. F. JOHNSON u. K. NASSAU, Proc. Inst. Radio Engrs. **49**, 1704 [1961].

<sup>2</sup> P. P. SOROKIN u. M. J. STEVENSON, Phys. Rev. Letters **5**, 557 [1960].

<sup>3</sup> H. STATZ u. G. DE MARS, Quantum Electronics, Columbia University Press, New York 1960, S. 530.

<sup>4</sup> R. DUNSMUIR, J. Electr. Control **10**, 453 [1961].

<sup>5</sup> K. GÜRS, Z. Naturforsch. **17 a**, 990 [1962].



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.

linders, in dessen Brennlinien sich die stabförmige Blitzlampe und der Kristall befinden.

Die übrige Anordnung ist aus Abb. 1 zu ersehen. Der Maser schwingt zwischen zwei vergoldeten Konkavspiegeln von stark unterschiedlichen Radien mit  $r = 18$  cm und  $r = 727$  cm, die in 5 m oder 15 m Abstand voneinander angeordnet sind. Der zylinderförmige Kristall von 40 mm Länge und 8 mm Durchmesser befindet sich am kurzbrennweiten Spiegel im Abstand des Radius. Zum optischen System des Masers gehört eine Bikonvexlinse zwischen dem Kristall und dem Spiegel mit großem Radius. Die Linse ist vergütet und hat eine Brennweite von  $f = 50$  cm, der Abstand vom Kristall beträgt bei der 5 m-Anordnung etwas weniger, bei der 15 m-Anordnung etwas mehr als die Brennweite. Die Linse kann längs der Achse des Systems verschoben werden, wodurch sich die Abbildungsverhältnisse zwischen der Linse und dem großbrennweiten Spiegel wesentlich ändern. Dieser Teil des optischen Systems entspricht je nach der Lage der Linse einer Anordnung mit konzentrischen oder konfokalen Spiegeln. Durch Verschieben der Linse kann man damit sehr bequem die Schwingungszustände des optischen Masers beeinflussen.

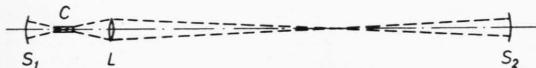


Abb. 1. Resonatoranordnung eines optischen Masers mit 15 m Spiegelabstand; die Zeichnung ist nicht maßstäblich.  $S_1$ ,  $S_2$  = Konkavspiegel; C = Neodym-dotierter Calciumwolframkristall; L = Bikonvexlinse.

### Die Pumpleistung

Die Pumpleistungskurve ist im allgemeinen durch den Spannungsverlauf an der Kondensatorbatterie und den Bogenwiderstand der Blitzlampe während der Zeit gegeben, während der sich die Kondensatorbatterie über die Lampe entlädt: Kurz nach dem Zünden der Lampe hat die Pumplichtintensität ein Maximum, danach folgt ein angenähert exponentieller Abfall. Ein solcher Verlauf macht die Auswertung von Messungen der Maser-Emission schwierig und die Ergebnisse unübersichtlich. Für die vorliegenden Messungen wurde deshalb die Kondensatorbatterie durch eine Kombination von Kapazitäten und Induktivitäten nach Art eines Kettenleiters ersetzt. Beim Entladen einer solchen geeigneten Kombination fließt für eine bestimmte Zeit ein konstanter Strom. Die Blitzleistung ist bei den vorliegenden Versuchen etwa 350  $\mu$ sec lang konstant.

Mit Hilfe einer solchen Schaltung und unter Verwendung leistungsfähiger Blitzlampen lassen sich bereits einige Probleme des kontinuierlichen optischen Kristall-Masers studieren, auch wenn ein langzeiter Dauerbetrieb aus technologischen Gründen nicht möglich ist.

### Die Emissionsmessungen

In der beschriebenen Anordnung ist der Spiegel, der sich in großem Abstand vom Kristall befindet, teil-durchlässig vergoldet (3%). Durch diesen Spiegel wird ausgekoppelt; die Emission wird mit Photovervielfacher

und Oszillograph gemessen. Die Zeitauflösung der Empfängeranordnung beträgt etwa  $10^{-8}$  sec, und es können wie bei Rubin<sup>5</sup> Schwebungen zwischen verschiedenen axialen Eigenschaften beobachtet werden.

Bei geeigneter Justierung der Zwischenlinse treten solche Schwebungen nicht auf, siehe Abb. 2–5. In den Bildunterschriften sind die in der Blitzlampe umgesetzten elektrischen Leistungen angegeben. Den konstanten Pumpleistungen entspricht nach dem Abklingen der Relaxationsschwingungen eine konstante Emission, wie sie besonders deutlich auf Abb. 5 zu sehen ist.

Die Oszillogramme 3 und 4 sind bei gleichen Pumpverhältnissen, aber verschiedenem Spiegelabstand (5 m und 15 m) aufgenommen. Bei 5 m Abstand ergibt sich die Periodendauer  $T$  der Relaxationsschwingung zu 11,0  $\mu$ sec, bei 15 m ist  $T = 18,4 \mu$ sec. Der Quotient beider Zahlen ist etwa gleich der Wurzel aus dem Verhältnis der Spiegelabstände ( $\sqrt{3}$ ). Aus den beiden Abb. 3 und 4 ist auch die Zeitkonstante  $t_0$  zu entnehmen, mit der die Oszillationen abklingen. Sie beträgt in beiden Fällen  $t_0 = 39 \mu$ sec. Für die Auswertung ist dabei nur der Kurventeil benutzt, in dem die Oszillationen bereits annähernd gedämpfte Sinusschwingungen darstellen. Weiter zeigt der Vergleich von Abb. 2 mit 3 und 4 mit 5, daß sich  $T^2$  sowie  $t_0$  umgekehrt proportional zur Pumpleistung ändern.

### Theoretische Bestimmung des Emissionsverlaufs und Vergleich mit den experimentellen Kurven

Zur theoretischen Bestimmung des Emissionsverlaufs ist die Kenntnis der wirksamen Pumpleistung  $p$  in der Einheit „angeregte Atome pro Sekunde“ nötig, oder man braucht die entsprechende Angabe, welcher Bruchteil der Schwellwertsbesetzung  $x_0$  in der Zeiteinheit angeregt wird. Eine Abschätzung von  $p$  erhält man durch Vergleich der Pumpleistungs- mit den Emissionskurven. Für die Abschätzung ist ausreichend, mit einer Pumpleistungskurve zu rechnen, die zu einem Zeitpunkt  $t^*$  unstetig von 0 auf den stationären Wert springt, den die wirkliche Pumpleistungskurve für die genannte Zeitdauer von 350  $\mu$ sec besitzt.  $t^*$  wählt man so, daß das Integral über die Kurve, d. h. die Pumpenergie, gleich bleibt. Die Zeitdifferenz  $t_1$  zwischen dem Einsetzen der Pumpleistung und dem Beginn der Maser-Emission ergibt sich danach für den Fall der Abb. 3 und 4 zu 23  $\mu$ sec.

Bei gegebener Pumpleistung  $p$  wird nun die Änderung der Besetzung  $x$  durch die Differentialgleichung

$$x + x/\tau - p = 0 \quad (1)$$

beschrieben<sup>6</sup>. Darin ist  $\tau$  die Lebensdauer des angeregten Zustands, die früher zu 0,127 msec bestimmt wurde<sup>6</sup>. Bei konstantem  $p$  findet man die Lösung

$$x = p \tau (1 - e^{-t/\tau}). \quad (2)$$

Für  $t = t_1$  ist  $x$  gleich der Schwellwertsbesetzung  $x_0$ , woraus

$$p = x_0 / 0,0216 \text{ msec}^{-1} \quad (3)$$

<sup>6</sup> K. GÜRS, Z. Naturforschg. 17 a, 883 [1962].

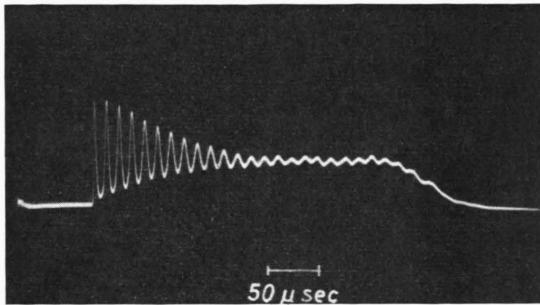


Abb. 2. Pumpleistung 183 kW. Spiegelabstand 5 m.

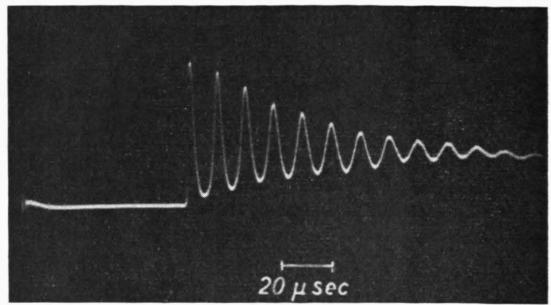


Abb. 3. Pumpleistung 226 kW. Spiegelabstand 5 m.

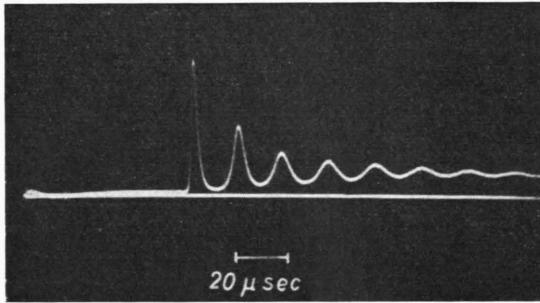


Abb. 4. Pumpleistung 226 kW. Spiegelabstand 15 m.

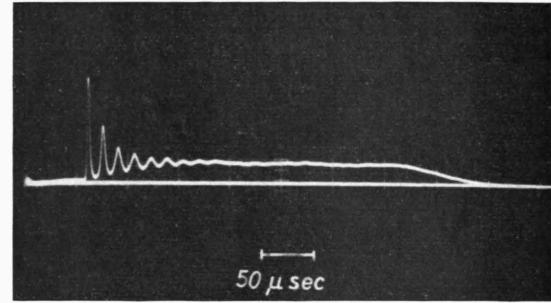


Abb. 5. Pumpleistung 274 kW. Spiegelabstand 15 m.

Abb. 2-5. Relaxationsschwingungen in der Emission optischer Maser mit Neodym in Calciumwolframat.

folgt. Damit ist  $p$  in einer gewünschten Form ermittelt. Nach DUNSMUIR<sup>4</sup> läßt sich  $x_0$  in der Form schreiben:

$$x_0 = 1/B_s t_c; \quad (4)$$

ferner klingen die Relaxationsschwingungen in der linearen Näherung mit einer Zeitkonstanten

$$t_0 = 2/B_s p t_c \quad (5)$$

ab, die Periodendauer der Oszillation ist

$$T = 2\pi/\sqrt{B_s p}. \quad (6)$$

$B_s$  ist der auf Quantenzahlen bezogene EINSTEIN-Koeffizient der induzierten Emission.

$t_c$  kann direkt aus den Verlusten an den Spiegeln und im Kristall abgeschätzt werden oder ergibt sich mit (5) und (6) zu

$$t_c = T^2/2\pi^2 t_0. \quad (7)$$

Mit den experimentellen Werten des vorigen Abschnitts erhält man bei 5 m Spiegelabstand:  $t_c = 0,157 \mu\text{sec}$ ; bei 15 m Spiegelabstand ist  $t_c = 0,438 \mu\text{sec}$ . In beiden Fällen bedeuten diese Werte, daß nach 9 Durchgängen eine im Resonator laufende Welle auf den e-ten Teil abgeklungen ist. Eine direkte Schätzung der Verluste führt in Anbetracht der besseren Kristallqualität von Calciumwolframat gegenüber Rubin auf den gleichen Wert, wenn man annimmt, daß die an den unverspiegelten Stirnflächen des Kristalls reflektierten Schwingungsanteile nicht für den Verstärkungsmechanismus verlorengehen.

Mit (3), (4) und (5) folgt jetzt  $t_0 = 43 \mu\text{sec}$ ; dieser

berechnete Wert ist bis auf 10% gleich dem gemessenen ( $39 \mu\text{sec}$ ). Mit (3), (4) und (6) und den abgeschätzten Werten von  $t_c$  ergeben sich für die beiden Spiegelabstände die Werte  $T$  (5 m) =  $11,6 \mu\text{sec}$  und  $T$  (15 m) =  $19,3 \mu\text{sec}$ ; diese Periodendauern liegen nur etwa 5% über den gemessenen. — Es sei hier noch einmal darauf hingewiesen, daß für die Rechnung nur die Abschätzung von  $t_c$ , der Verlauf der Pumpleistungskurve und der Zeitpunkt des Einsetzens der Maser-Schwingung benötigt wurde. Die eigentliche Messung von  $t_0$  und  $T$  ist davon unabhängig.

Ferner war bereits angegeben, daß sich die Periodendauer um  $\sqrt{3}$  erhöht, wenn man unter sonst gleichen Bedingungen zum dreifachen Spiegelabstand übergeht. Dies stimmt mit der Beziehung (6) überein, in der der Koeffizient  $B_s$  das Resonatorvolumen und damit den Spiegelabstand reziprok enthält. In (5) enthält außerdem  $t_c$  die Resonatorlänge linear, so daß  $t_0$  unabhängig vom Spiegelabstand ist. Auch die Abhängigkeit von der Pumpleistung entspricht wie angegeben den theoretischen Beziehungen (5) und (6).

Es zeigt sich also, daß man das Emissionsverhalten von optischen Masern zahlenmäßig berechnen und daher auch optische Maser mit gewünschtem Emissionsverhalten bauen kann. Ein einfaches Emissionsverhalten ergibt sich nach der bisherigen Erfahrung allerdings nur, wenn die Relaxationsschwingungen gedämpfte Oszillationen darstellen, d. h. wenn die Periodendauer  $T$  in der Größenordnung von  $t_0$  liegt. Dies wurde im vorliegenden Fall durch die Vergrößerung des Spiegelabstands erreicht.