

Regelmäßige Relaxationsschwingungen in Rubinlasern durch Änderung des Resonators

F. MALOTA

DFVLR, Institut für Flugfunk und Mikrowellen

(Z. Naturforsch. 25 a, 916—921 [1970]; eingegangen am 9. April 1970)

Regular Relaxation-Oscillations of a Ruby Laser with Varying Resonators

Regular relaxation-oscillations were observed in ruby lasers with moving resonator mirrors. The appearance of these oscillations depends on the mirrors speed and population-inversion, and is explained as synchronisation of different emitting regions, whereby each emitting region fulfills the conditions for the appearance of these oscillations as given by Röss.

1. Einleitung

Röss¹ zeigte in einer Arbeit, daß die unregelmäßigen Relaxationsschwingungen in einem kurzen Rubinlaser vom ebenen Fabry-Perot-Typ teils auf Verstimmung des Resonators während des Pumpimpulses und zum anderen auf einer Verbiegung des Rubinstabes durch nichtrotationssymmetrische Absorption beruht. Die Verbiegung des Kristalls und die Verstimmung des Resonators (Deformation) können zu einem Abbruch der angeregten Moden führen. Zu einem späteren Zeitpunkt können nun wieder andere Eigenschwingungen angeregt werden, wenn die Wellenlängen der einzelnen Moden der Resonatorbedingung genügen, nämlich

$$\frac{1}{2}m\lambda = \mu L. \quad (1)$$

m ganze Zahl, μ Brechungsindex, L Resonatorlänge, λ Wellenlänge im Vakuum. Daß diese Bedingung erfüllt sein muß, um eine Laseremission zu erhalten, konnte von HERCHER² verifiziert werden. Thermische Effekte³, ungleichmäßige Ausleuchtung des Kristalls und Inhomogenitäten im Kristall führen dazu, daß verschiedene Stellen an der Oberfläche des Kristalls völlig unabhängig voneinander strahlen können. Durch symmetrisches Pumpen erreichte Röss⁴ bei einem kurzen Rubinlaser regelmäßige Relaxationsschwingungen. Hier werden die Verbiegungen und ungleichmäßigen Resonatordeformationen vermieden.

TANG, STATZ und DE MARS⁵ führen das irregu-

läre Spiking eines Lasers auf eine Modulation der Besetzungsinversion im Kristall zurück. Verschiedene Autoren⁶ konnten durch Verwendung von speziellen Resonatoren, in denen eine große Anzahl von axialen und transversalen Moden existieren können, reguläres Spiking erzeugen. Durch eine große Anzahl von Moden im Resonator wird eine räumliche Modulation der Besetzungsinversion vermieden, so daß regelmäßige Relaxationsschwingungen auftreten können.

Röss⁷ stellte eine Hypothese auf, die ein gewisses Frequenzverhalten der Strahlung fordert, um regelmäßige Relaxationsschwingungen zu erhalten. Des weiteren soll durch Frequenzänderung zwischen zwei Impulsen ein entdämpfender Effekt erzielt werden mit dem Ergebnis, daß die Impulse ungedämpft werden. Wir wollen zeigen, daß durch Veränderung des Resonators, und zwar durch Verschieben eines externen Spiegels, die oben angeführten Effekte auftreten und man als Resultat regelmäßige Relaxationsschwingungen – unter gewissen Bedingungen – erhalten kann. Ferner werden die Ergebnisse an den Überlegungen von Röss überprüft und durch eine kurze Rechnung gezeigt, daß die Geschwindigkeit ausreicht, keine Modulation der Besetzungsinversion aufkommen zu lassen.

2. Experimentelle Anordnung

Wir verwenden einen Rubinlaser in der in Abb. 1 angegebenen Anordnung. Der Rubin ($1/4'' \times 2''$, 0,04%

Sonderdruckanforderungen an Dr. FRIEDRICH MALOTA, DFVLR, Institut für Flugfunk und Mikrowellen, D-8031 Oberpfaffenhofen, Post Weßling.

¹ D. RÖSS, Frequenz 17, 61 [1963].

² M. HERCHER, Appl. Optics 1, 665 [1962].

³ H. STATZ, C. LUCK, C. SHAFER u. M. CLIFTAN, Advances in Quantum Electronics, Edited by Jay R. SINGER, Columbia University Press, New York and London 1961, S. 342.

⁴ D. RÖSS, Z. Naturforsch. 19 a, 387 [1964].

⁵ C. TANG, H. STATZ u. G. DE MARS, J. Appl. Phys. 34, 2289 [1963].

⁶ V. DANEU, C. A. SACCHI u. O. SVELTO, Nuovo Cim. 36, 1042 [1965].

⁷ D. RÖSS, Z. Naturforsch. 22 a, 822 [1967].



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 digitalized 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.

Cr^{+++}) liegt in der Brennnlinie eines elliptischen Zylinders. In der anderen Brennnlinie ist die Blitzlampe angebracht. Es wurden Rubine verwendet, deren eine Oberfläche dielektrisch verspiegelt ist ($R=98\%$). Der andere Spiegel des Fabry-Perot-Resonators ist ebenfalls dielektrisch verspiegelt (Reflexionsvermögen $R=98,5\%$) und wird extern angebracht. Der externe Spiegel wird auf einen genau gearbeiteten Schlitten gesetzt. (Die Spezifikationen des Schlittens, die Erzeugung der Geschwindigkeit — bis 150 cm/s —, die Messung der Geschwindigkeit usw. werden an anderer Stelle⁸ gebracht.) Der externe Spiegel kann in beliebigen Abständen vom Rubin aufgestellt werden. Bei den hier durchgeführten Experimenten war der Resonator 35 cm lang. Die Messungen wurden bei Zimmertemperatur ausgeführt. Es wurde das zeitliche Verhalten der Laserstrahlung gemessen. Dazu wurde wie üblich ein Photomultiplier und ein Oszillograph verwendet. Die Parallelstellung der einzelnen Spiegelflächen wurde mit einem Autokollimationsfernrohr durchgeführt. Die Flächen sind besser als $2''$ parallel gestellt, und diese Größe wird auch während der Verschiebung des Spiegels nicht überschritten.

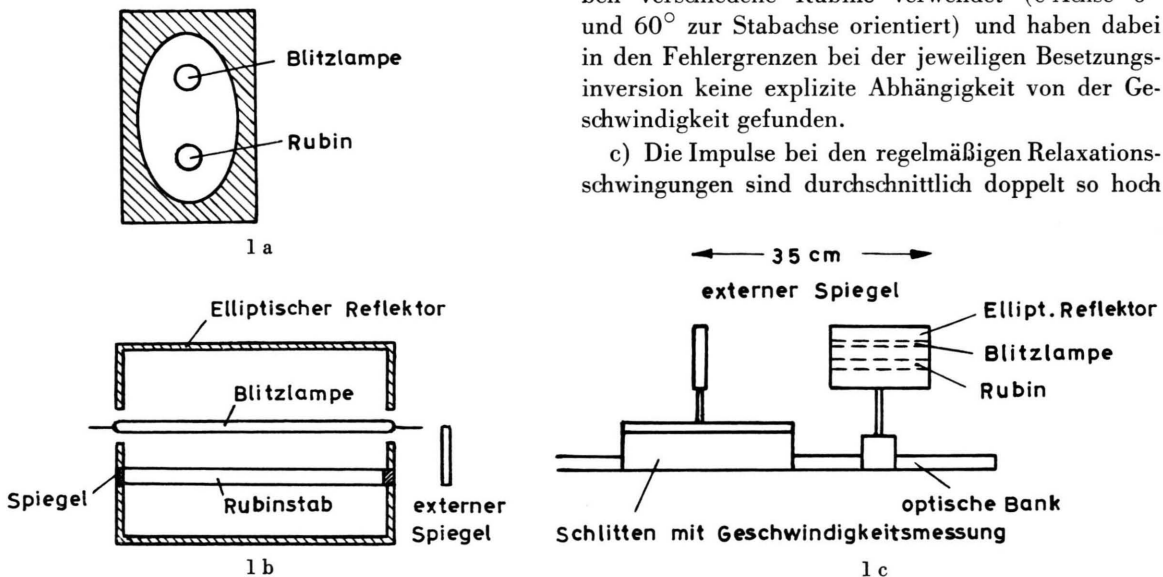


Abb. 1. a) Elliptischer Reflektor, Vorderansicht; b) Elliptischer Reflektor, Seitenansicht; c) Aufbau des mechanischen Teils der Versuchsanordnung.

3. Experimentelle Ergebnisse

a) Regelmäßige Relaxationsschwingungen setzen bei bestimmten Geschwindigkeiten des externen Spiegels ein. Die Geschwindigkeit wird durch die Besetzungsinversion bestimmt. Die erforderliche Geschwindigkeit nimmt mit wachsender Besetzungs-

inversion zu. In Abb. 2 ist der Zusammenhang zwischen Besetzungsinversion und Geschwindigkeit, bei der die regelmäßigen Relaxationsschwingungen einsetzen, angegeben. Die angegebenen Punkte sind Mittelwerte aus je mindestens 10 Meßwerten. Die einzelnen Werte der Geschwindigkeiten schwanken um etwa $\pm 5\text{ cm/s}$. In Abb. 3 ist die Emission des verwendeten Rubinlasers gezeigt (1,2-facher Schwellwert, $20\text{ }\mu\text{s/cm}$), in Abb. 4 die Emission desselben Lasers, der Spiegel aber mit einer Geschwindigkeit von 85 cm/s gleichmäßig bewegt, in Abb. 5 die Emission ebenfalls mit bewegtem Spiegel, Geschwindigkeit 100 cm/s , in Abb. 6 Emission bei 1,6-fachem Schwellwert, in Abb. 7 Emission bei 1,6-fachem Schwellwert, Spiegelgeschwindigkeit 135 cm/s ($10\text{ }\mu\text{s/cm}$).

b) Der Einsatzzpunkt der regelmäßigen Relaxationsschwingungen ist unabhängig von der Materialgüte und der Schnitttrichtung des Kristalls. Wir haben verschiedene Rubine verwendet (c-Achse 0° und 60° zur Stabachse orientiert) und haben dabei in den Fehlergrenzen bei der jeweiligen Besetzungsinversion keine explizite Abhängigkeit von der Geschwindigkeit gefunden.

c) Die Impulse bei den regelmäßigen Relaxationsschwingungen sind durchschnittlich doppelt so hoch

wie bei der unregelmäßigen Emission (Abb. 8 und Abb. 9). In Abb. 8 Emission mit Spiegel in Ruhestellung, in Abb. 9 Spiegelgeschwindigkeit $v=100\text{ cm/s}$, $0,2\text{ ms/cm}$. Eine Abhängigkeit der Impulsgröße von der Geschwindigkeit konnte nicht eindeutig festgestellt werden.

d) Der Impulsabstand ist bei regelmäßiger Emission größer als die entsprechenden Durchschnittswerte bei der unregelmäßigen Emission.

⁸ F. MALOTA, Interner Bericht des Instituts für Flugfunk und Mikrowellen der DFVLR.

e) Der Impulsabstand nimmt mit zunehmender Besetzungsinversion ab (Abb. 10).

f) Eine Abhängigkeit des Impulsabstandes von der Geschwindigkeit konnte nicht festgestellt werden.

g) Der Einsatzpunkt der Laseremission mit bewegtem Spiegel ist wie bei einem feststehenden Spiegel statistisch verteilt.

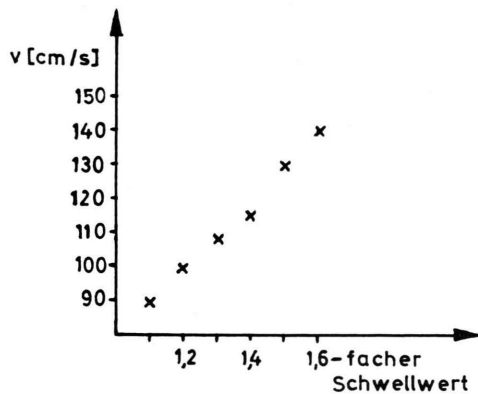


Abb. 2. Zusammenhang zwischen Besetzungsinversion und minimaler Spiegelgeschwindigkeit bei der regelmäßige Relaxationsschwingungen einsetzen.

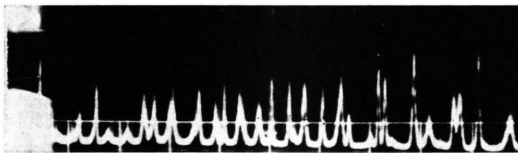


Abb. 3. Emission des Rubinlasers (1,2-facher Schwellwert, $20 \mu\text{s}/\text{cm}$).

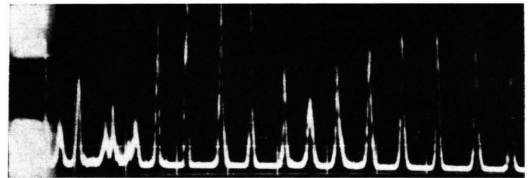


Abb. 4. Emission des Rubinlasers. Spiegelgeschwindigkeit $v = 85 \text{ cm/s}$ (1,2-facher Schwellwert, $20 \mu\text{s}/\text{cm}$).

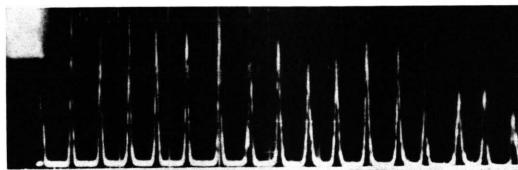


Abb. 5. Emission des Rubinlasers. Spiegelgeschwindigkeit $v = 100 \text{ cm/s}$ (1,2-facher Schwellwert, $20 \mu\text{s}/\text{cm}$).

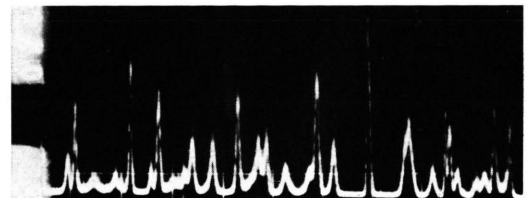


Abb. 6. Emission des Rubinlasers (1,6-facher Schwellwert, $10 \mu\text{s}/\text{cm}$).

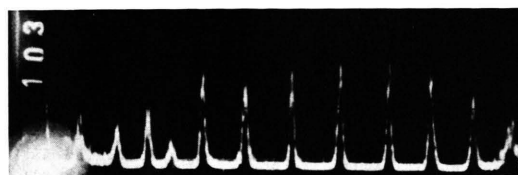


Abb. 7. Emission des Rubinlasers. Spiegelgeschwindigkeit $v = 135 \text{ cm/s}$ (1,6-facher Schwellwert, $10 \mu\text{s}/\text{cm}$).

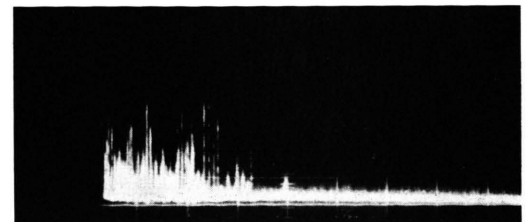


Abb. 8. Emission des Rubinlasers (1,2-facher Schwellwert, $0,2 \text{ ms}/\text{cm}$).

h) Die Impulsdauer bei regelmäßigen Relaxationsschwingungen ist bei gegebener Besetzungsinversion konstant. Mit zunehmender Besetzungsinversion nimmt die Impulsdauer ab.

i) Die Impulsdauer ist unabhängig von der Höhe des Impulses.

j) Die Erzielung regelmäßiger Relaxationsschwingungen ist (bei gleicher Geschwindigkeit und Besetzungsinversion) unabhängig von der Bewegungsrichtung des Spiegels relativ zum Kristall.

k) Bei Bewegung mit Geschwindigkeiten, die relativ klein sind zu den Geschwindigkeiten zur Erreichung einer regelmäßigen Emission, zeigt der zeitliche Verlauf der Impulse eine teilweise Erhöhung der Folgefrequenz (Verkleinerung des Impulsabstandes) (Abb. 11, 12).

l) Mit einer Versuchsanordnung wie sie in der Arbeit von STATZ et al.³ beschrieben wurde, konnte festgestellt werden, daß die ohne Bewegung des Spiegels völlig unabhängig strahlenden Teile der Laseroberfläche bei der Erreichung der gleichmäßigen Relaxationsschwingungen nun völlig im Gleichtakt emittieren.

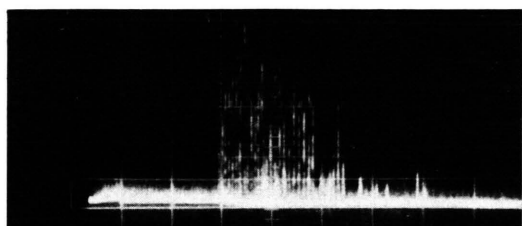


Abb. 9. Emission des Rubinlasers. Spiegelgeschwindigkeit $v=100$ cm/s (1,2-facher Schwellwert, 0,2 ms/cm).

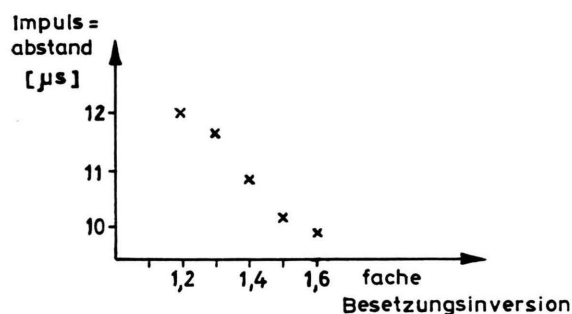


Abb. 10. Impulsabstand bei regelmäßigen Relaxationsschwingungen als Funktion der Besetzungsinversion (Mittelwerte, Abweichungen maximal 0,5 μs).

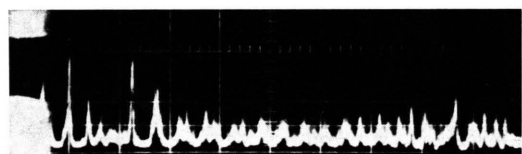


Abb. 11. Emission des Rubinlasers. Spiegelgeschwindigkeit $v=16,8$ cm (1,2-facher Schwellwert, 20 μs/cm).

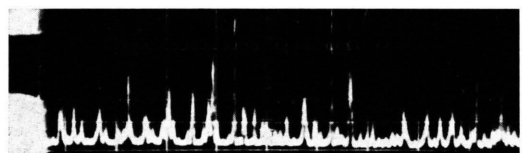


Abb. 12. Emission des Rubinlasers. Spiegelgeschwindigkeit $v=33,3$ cm/s (1,2-facher Schwellwert, 20 μs/cm).

4. Erklärung der Ergebnisse

Durch die Verbiegung des Laserstabes und den Inhomogenitäten des Kristalls werden verschiedene Emissionsbereiche geschaffen, so daß der Laser nicht einheitlich über seine Endflächen strahlt. Diese räumlich voneinander unabhängigen Emissionsbereiche emittieren aber nur dann, wenn die Bedingung (1) erfüllt ist. Während der Emission verbiegt sich der Stab, so daß immer wieder andere Bezirke die Bedingung (1) erfüllen und damit emittieren. Wird der Spiegel mit einer konstanten Geschwindig-

keit verschoben, der Resonator also gezielt verändert, so können während eines Impulses alle möglichen Emissionsbereiche zur Emission gebracht werden. Dadurch werden alle diese Bereiche während eines Impulses emittieren. Es gibt gewissermaßen dann keine Bereiche mehr, die unabhängig voneinander emittieren können. Die Folge davon sind die regelmäßigen Relaxationsschwingungen.

In einer Arbeit⁹ wurden die Verbiegungen und Veränderungen des Laserkristalls während des Pumpens mit einem Mach-Zehnder-Interferometer gemessen. Es konnten während des Pumpvorganges optische Längendifferenzen zwischen der Kristallmitte und der Kristallperipherie von durchschnittlich 5λ festgestellt werden. Bei unserer Anordnung beträgt die Längendifferenz rund 2λ . Aus dieser Angabe kann die minimale Geschwindigkeit abgeschätzt werden. Die Impulsdauer betrage $1,5\mu\text{s}$. Dann muß die Geschwindigkeit so groß sein, um die Längendifferenz auszugleichen, also alle Zentren in mindestens einer Zeitspanne von $1,5\mu\text{s}$ überstreichen. Daraus ergibt sich als grobe Abschätzung eine Mindestgeschwindigkeit des Spiegels von $v \approx 100$ cm/s.

Die Abhängigkeit des Einsatzpunktes bei verschiedenen Besetzungsinversionen für die regelmäßigen Relaxationsschwingungen von der Geschwindigkeit könnte man durch folgende Überlegung erklären: Wie verschiedene Überlegungen und experimentelle Untersuchungen zeigen, werden bei höherer Besetzungsinversion mehr Bereiche angeregt, auch werden die Impulse in kürzeren Abständen emittiert. Ferner kann wegen der größeren Wärmeaufnahme und -abgabe die Verbiegung des Kristalls und die Verstimmung des Resonators größer sein. (Die Impulse sind dann auch gegenüber kleiner Besetzungsinversion kürzer.) Man muß – um diese einzelnen Impulse zu einem zusammenzufassen – den Querschnitt des Kristalls schneller überstreichen. (Es werden z. Zt. Versuche unternommen, die den Einfluß der Kristallverbiegung auf den Einsatzpunkt der regelmäßigen Relaxationsimpulse näher untersuchen.)

Daß mehrere unabhängige Impulse bei der wilden Oszillation zu einem bei den regelmäßigen Relaxationsschwingungen zusammengefaßt werden, erkennt man in der Vergrößerung der Impulse und in der Vergrößerung des Impulsabstandes, sowie die im vorigen Abschnitt unter Punkt e) gegebenen experimentellen Ergebnisse.

⁹ E. BAYER u. G. SCHACK, Z. Naturforsch. **21 a**, 643 [1966].

Wenn nun die einzelnen Bereiche zur gleichzeitigen Emission gezwungen sind, so muß aber trotzdem der einzelne Bereich noch gewissen Anforderungen genügen, um regelmäßige Impulse zu strahlen. Es darf in diesem Bereich und während eines Impulses – nach TANG et al.⁵ – keine räumliche Modulation auftreten. Dies ist bestimmt nicht der Fall, wenn während eines Impulses der Frequenzbereich zwischen zwei axialen Moden abgefahren wird. Wir wollen zuerst zeigen, daß durch thermische Frequenzänderungen dies nicht erreicht werden kann, wohl aber durch Verschiebung eines Resonatorspiegels während der Emission. Aus der Beziehung (5) der Arbeit von Röss⁷ übernehmen wir die Beziehung:

$$\frac{1}{\Delta\nu_R} \frac{d\nu_R}{dt} = -0,96 \cdot 10^3 l [\text{s}^{-1}] . \quad (2)$$

Dabei bedeuten: $\Delta\nu_R$ axialer Modenabstand [s^{-1}]; ν_R Resonanzfrequenz [s^{-1}]; l Länge des Rubinkristalls [cm].

Die Konstante 0,96 ergibt sich hauptsächlich aus dem Verhältnis der Pumpleistung zur Schwellleistung. Es wurde das Verhältnis von 10 angenommen. Der axiale Modenabstand wird durch die folgende Formel berechnet:

$$\Delta\nu_R = \frac{c}{2[L+l(\mu-1)]} \quad (3)$$

c Lichtgeschwindigkeit [cm/s]; L Länge des gesamten Resonators [cm]; μ Brechungsindex ($\mu = 1,78$ für Rubin).

Unter Verwendung der folgenden Daten: $L = 35$ cm und $l = 5,08$ cm bekommt man für $\Delta\nu_R$ den Wert

$$\Delta\nu_R = 3,85 \cdot 10^8 [\text{s}^{-1}] .$$

Aus (2) bekommt man die Beziehung:

$$\frac{d\nu_R}{dt} = -1,88 \cdot 10^{12} [\text{s}^{-2}] .$$

Während eines Impulses von $1 \mu\text{s}$ Dauer ergibt sich eine Frequenzänderung von

$$d\nu_R = -1,88 \cdot 10^6 [\text{s}^{-1}] .$$

Für die zeitliche Frequenzverschiebung infolge Veränderung der Resonatorlänge erhält man den folgenden Ausdruck:

$$\frac{d\nu_R}{dt} = \frac{2 \nu_R v \Delta\nu_R}{c} [\text{s}^{-2}] . \quad (4)$$

Während eines Impulses von $1 \mu\text{s}$ Dauer bekommt man unter der Annahme einer Geschwindigkeit des

Resonatorspiegels von $v = 100$ cm/s den Wert (für ν_R wird der Wert $4,3 \cdot 10^{14}$ eingesetzt)

$$d\nu_R = 1,1 \cdot 10^9 [\text{s}^{-1}] .$$

Die bei der Reflexion durch den Doppler-Effekt auftretenden Frequenzänderungen von

$$d\nu_D = \nu_R \cdot \frac{v}{c} [\text{s}^{-1}] = 4,3 \cdot 10^6 [\text{s}^{-1}]$$

verstärken den durch die Längenänderung erzeugten Effekt.

In der bereits genannten Arbeit machte Röss⁷ Aussagen über das Zustandekommen von regelmäßigen Relaxationsimpulsen in Kristalllasern. Es wurde eine Hypothese begründet, nach der langzeitliche Resonatorinstabilitäten, wie z. B. die thermische Resonator drift im Impulsbetrieb in gewissen Resonatoren, eine Ausbildung diskreter Moden verhindern sollen. Die regelmäßigen Relaxationsimpulse der einzelnen Bereiche entstammen einem Kontinuum gekoppelter Moden, so daß die Ursache für die in Lasern hoher Modenselektion beobachteten Unregelmäßigkeiten entfällt.

Wir schätzen jetzt zuerst die Resonanzbandbreite $\delta\nu$ ab, um die Bedingung für den entdämpfenden Effekt festzustellen. Die Frequenzänderung zwischen zwei Impulsen muß größer sein als die Resonanzbandbreite.

Die Daten sind die folgenden: Impulsdauer: $\Delta t = 1,5 \mu\text{s}$; Spiegelreflexion: $R = 0,985$; $L = 35$ cm; $l = 5,08$ cm; $\mu = 1,78$.

Einsetzen der Zahlenwerte in die folgende Beziehung

$$\frac{1}{2\pi\Delta t} \cdot \frac{2[L+l(\mu-1)]}{c} \leq \frac{\delta\nu}{\Delta\nu_R} \leq \frac{1}{2\pi} \left| 1 - R^{\frac{3-R}{2}} \right| \quad (5)$$

$$\text{ergibt} \quad 2,7 \cdot 10^{-4} \leq \frac{\delta\nu}{\Delta\nu_R} \leq 1,36 \cdot 10^{-3} . \quad (6)$$

Für die Frequenzverschiebung durch gleichmäßige Resonatoränderung gilt die Formel (4), oder wenn die entsprechenden Werte eingesetzt werden:

$$\frac{d\nu_R}{\Delta\nu_R} = \frac{2 \nu_R v}{c} dt . \quad (7)$$

Für einen Impulsabstand von $10 \mu\text{s}$ und einer Geschwindigkeit von 10 cm/s bekommt man aus (7):

$$d\nu_R/\Delta\nu_R \cong 3 .$$

Wir sehen, daß bei einer Geschwindigkeit von $v = 10$ cm/s die Frequenzverschiebung genügend groß ist, um einen entdämpfenden Effekt zu erhalten.

In dem ebenen Laserresonator muß eine bestimmte Frequenzdrift vorhanden sein, um keine diskreten transversalen Moden aufkommen zu lassen. Das Kriterium dafür lautet (nach der Arbeit von Röss⁷⁾:

$$\Delta t_{m-0} \cdot (d\nu_R/dt) \geq \nu_m - \nu_0. \quad (8)$$

Dabei bedeuten $\Delta t_{m-0} = \frac{1}{2 \Delta \nu_R} \cdot \frac{1}{\delta_0 - \delta_m}.$ (9)

Δt_{m-0} ist die Zeitspanne, welche die Mode TEM_{00} braucht, um infolge des geringeren Beugungsverlustes δ_0 über die Mode TEM_{m0} mit dem größeren Beugungsverlust δ_m zu dominieren.

$$\delta_m = \frac{0,2(m+1)}{N^{3/2}} \quad (10)$$

ist der Beugungsverlust der m -ten transversalen Mode.

N ist die Fresnel-Zahl des Resonators. $\nu_m - \nu_0$ ist die Frequenzdifferenz von zwei transversalen Moden und es ist

$$\nu_m - \nu_0 = \Delta \nu_R \frac{1}{16} \cdot \frac{1}{N} [(m+1)^2 - 1]. \quad (11)$$

Einsetzen von (9), (10) und (11) in (8) ergibt

$$\frac{d\nu_R}{dt} \geq \frac{2,5 \cdot 10^{-2} (\Delta \nu_R)^2}{N^{5/2}} [m^2 + 2m]^2. \quad (12)$$

Mit einer Fresnel-Zahl von 10, die dem gegebenen Resonator ungefähr entspricht, und $\Delta \nu_R = 3,85 \cdot 10^8 \text{ [s}^{-1}\text{]}$ bekommt man für $d\nu_R/dt$ den Wert:

$$\frac{d\nu_R}{dt} \geq 1,15 \cdot 10^{13} [m^2 + 2m]^2 \text{ [s}^{-2}\text{]}. \quad (13)$$

Für $m = 1$ bekommt man aus der Ungleichung (12):

$$d\nu_R/dt \geq 1,025 \cdot 10^{14} \text{ [s}^{-2}\text{]}.$$

Aus der Beziehung (4) und mit den Werten $v = 80 \text{ cm/s}$ und $L = 35 \text{ cm}$ erhält man für $d\nu_R/dt$ den Wert $8,8 \cdot 10^{14}$. Man sieht, daß mit einer Fresnel-Zahl von 10 die Ungleichung (12) erfüllt wird und somit ein Auftreten von diskreten transversalen Moden verhindert werden kann.

Für kleinere Fresnel-Zahlen, z. B. $N = 1$, ist die Ungleichung (12) sogar für Geschwindigkeiten von $v = 150 \text{ cm/s}$ nicht mehr zu erfüllen.

Den Herren Dr. Röss, Siemens AG, und Dr. VOGEL, DFVLR, Institut für Flugfunk und Mikrowellen, danke ich für wertvolle Hinweise und Diskussionen.

Messung der Halbwertszeiten von ^{60}Co , ^{137}Cs und ^{133}Ba

K. F. WALZ und H. M. WEISS

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt, Braunschweig

(Z. Naturforsch. 25 a, 921—927 [1970]; eingegangen am 16. April 1970)

The half-lives of ^{60}Co , ^{137}Cs and ^{133}Ba have been evaluated from measurements of the activities of samples against the activity of a ^{226}Ra -standard by means of a $4\pi\gamma$ -ionization chamber during a period of about 3 years. A least squares fit together with corrections for the decay of ^{226}Ra , contaminations, and saturation defects leads to the following results:

$$\begin{aligned} ^{60}\text{Co}: & \quad T_{1/2} = (5,2719 \pm 0,0011) \text{ a}; \\ ^{133}\text{Ba}: & \quad T_{1/2} = (10,352 \pm 0,040) \text{ a}; \\ ^{137}\text{Cs}: & \quad T_{1/2} = (29,901 \pm 0,045) \text{ a}. \end{aligned}$$

Die Techniken zur absoluten Aktivitätsbestimmung radioaktiver Stoffe wurden in den letzten Jahren so weit verbessert, daß sich z. Zt. Messungen mit Unsicherheiten von $\pm 0,1\%$ oder nur wenig darüber ausführen lassen. Will man die Genauigkeit der meist mit beträchtlichem Aufwand erzielten Ergebnisse über längere Zeit erhalten, so ist eine sehr genaue Kenntnis der Halbwertszeiten unerlässlich.

Für ^{60}Co und ^{137}Cs , die wegen ihrer langen Lebensdauer und ihrem einfachen Gammaskpektrum

häufig als Standardpräparate verwendet werden, wurden die Halbwertszeiten bereits mehrfach bestimmt; Tab. 1 gibt eine Zusammenstellung von Werten aus den letzten 10 Jahren. Leider ist die Streuung noch zu groß, um einen hinreichend zuverlässigen Mittelwert zu bilden, mit dem Aktivitätsänderungen über einen Zeitraum von einigen Jahren mit einer Unsicherheit von $\pm 0,1\%$ oder weniger berechnet werden können. Da in den meisten Arbeiten keine oder nur unzureichende Angaben über vorgenommene Korrekturen enthalten sind, ist eine kritische Analyse der Ergebnisse nicht möglich.

Sonderdruckanforderungen an die Physikalisch-Technische Bundesanstalt, D-3300 Braunschweig, Bundesallee 100.