

Das Schwingungsverhalten von optischen Rubin-Masern mit großem Spiegelabstand

Von KARL GÜRS

Aus dem Forschungslaboratorium der Siemens & Halske AG, München
(Z. Naturforsch. 17 a, 990—993 [1962]; eingegangen am 14. September 1962)

In Teil A wird ein optischer Rubin-Maser angegeben, der bei Zimmertemperatur arbeitet und bei dem im Gegensatz zu den bisher bekannten Anordnungen die Emissionsimpulse periodisch gedämpft aufeinander folgen: Die Emission wird nach einer Einschwingzeit kontinuierlich. Die Messungen bestätigen quantitativ die Theorie von DUNSMUIR¹.

Teil B: Vergroßert man bei einem optischen Maser die Abstände der Resonatorspiegel, so verringert sich die Differenzfrequenz von benachbarten axialen Eigenschwingungen (Moden): Die Schwebungsfrequenzen zwischen den Eigenschwingungen rücken ins Radiofrequenzgebiet. Solche Schwebungen zwischen optischen Wellenzügen verschiedener Wellenlänge konnten am Oszillographen direkt beobachtet werden.

Teil A

Optischer Rubin-Maser mit periodischem Emissionsverlauf

Bekanntlich besteht die Emission eines optischen Rubin-Masers bei Zimmertemperatur aus zahlreichen Impulsen (Spikes), die als Relaxationsschwingungen zu deuten sind. Eine Theorie dieser Relaxationsschwingungen (mit zahlenmäßiger Auswertung für Rubin) stammt von DUNSMUIR¹. Danach sollte die Impulsfolge für optische Rubin-Maser der üblichen Dimensionierung periodisch gedämpft sein und in kontinuierliche Emission übergehen. Periodische Spikes wurden bisher auch schon bei Zimmertemperatur beobachtet², ohne daß jedoch die Emission nach einer Einschwingzeit kontinuierlich wurde. Vermutlich liegt die Diskrepanz in dem Zahlenwert für die Zeitkonstante t_c , die das Abklingen einer Welle im FABRY-PEROT-Resonator beschreibt. t_c mag normalerweise wesentlich kleiner sein als für die numerische Rechnung angenommen wurde, so daß die Bedingung für das „Ausdämpfen“ der Relaxationsschwingung in der Praxis nicht erfüllt ist. Mit der vorliegenden Arbeit sollte durch Änderung der Maser-Abmessungen erreicht werden, daß entsprechend den theoretischen Möglichkeiten die Emission schon während der Brenndauer der Blitzlampe kontinuierlich wird. Es konnte damit nachgewiesen werden, daß die Theorie von DUNSMUIR die Dynamik der Emission zutreffend beschreibt.

¹ R. DUNSMUIR, J. Electr. Control 10, 453 [1961]. Vgl. auch: H. STATZ u. G. DE MARS, in Quantum Electronics (ed. C. H. TOWNES), Columbia University Press, New York 1960, S. 530.

Zur Theorie

Wir erweitern den bei DUNSMUIR für 4-Niveau-Systeme aufgeschriebenen Ansatz auf den bei Rubin vorliegenden Fall des optischen 3-Niveau-Masers, wodurch im Ergebnis die zahlenmäßige Auswertung beeinflußt wird. Die Änderung der Zahl der angeregten Atome n sowie der sich in den angeregten Schwingungszuständen befindenden Quanten q wird durch zwei gekoppelte Differentialgleichungen beschrieben:

$$\frac{dn}{dt} = p \left(1 - \frac{n}{N} \right) - 2 \left(n - \frac{N}{2} \right) B_s q - \frac{n}{\tau} \quad (1 \text{ a})$$

$$\text{und} \quad \frac{dq}{dt} = 2 \left(n - \frac{N}{2} \right) B_s q - \frac{q}{t_c} + \sum \frac{n}{M \tau}. \quad (1 \text{ b})$$

Dabei ist angenommen, daß der Inversionspunkt bei $n = N/2$ liegt, was gleiche statistische Gewichte des ^2E -Anregungsterms und des Grundterms voraussetzt. Jeweils der letzte Summand beschreibt den Anteil der spontanen Emission an der Bilanz, τ ist die Lebensdauer und M die Zahl der Eigenschwingungen eines Hohlraums vom Volumen V innerhalb der Linienbreite Δr : $M = (8 \pi \nu^2/c^3) \Delta r V$. Das Summenzeichen faßt die spontan emittierten Quanten zusammen, die in die verschiedenen angeregten Schwingungszustände gehen. B_s ist der auf Quantenzahlen umgeschriebene EINSTEIN-Koeffizient und gleich A/M mit $A = 1/\tau$. N ist die Anzahl der aktiven Atome im Rubinkristall. p ist der Leistung der Pumpquelle (Blitzlampe) proportional und gibt bei

² R. E. JOHNSON, W. H. McMAHAN, F. J. OHAREK u. A. P. SHEPPARD, Proc. Inst. Radio Engrs. 49, 1943 [1961].



kleiner Besetzung direkt die Anregung an. (Unter Anregung versteht man die Zahl der aktiven Atome, die in der Zeiteinheit durch die Pumpquelle in den höheren Energiezustand gebracht werden.)

Im Gleichgewicht verschwinden die Zeitableitungen, es wird (unter Vernachlässigung kleiner Größen)

$$n_0 - \frac{N}{2} = \frac{1}{2 B_s t_c} \quad (2)$$

und $q_0 = \frac{t_c}{2} \left(p - \frac{N}{\tau} \right) \quad (3)$

Für die lineare Näherung mit $n = n_0 + \eta$ und $q = q_0 + \varepsilon$ unter Vernachlässigung von Produkten in η und ε ergibt sich für die Ausgangsleistung ähnlich wie in¹ eine mit der Zeitkonstanten

$$t_0 = 1 / (B_s q_0) \quad (4)$$

gedämpfte Schwingung von der Periodendauer

$$T = \pi \sqrt{2 t_0 / (B_s q_0)} \quad (5)$$

Die gedämpfte Schwingung könnte beobachtet werden, wenn t_0 klein gegen die Brenndauer der Blitzlampe und nicht wesentlich größer als T ist.

In der vorliegenden Anordnung sind diese Bedingungen erfüllt. Durch Vergrößern des Spiegelabstands ist eine Verbesserung der Resonatorgüte erreicht; t_c und q_0 vergrößern sich; B_s wird mit steigendem Resonatorvolumen kleiner. Die Einflüsse wirken so zusammen, daß t_0 in die Größenordnung von T kommt, und es treten in der Tat gedämpfte Schwingungen auf.

Experimenteller Aufbau

Das Beleuchtungssystem für den Rubinstab hat die bekannte Form eines elliptischen Zylinders, in dessen beiden Brennlinien sich die stabförmige Lampe und der

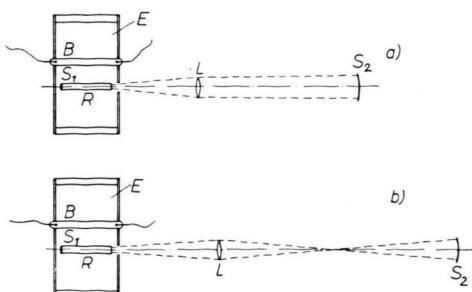


Abb. 1. Strahlengang bei Spiegelabständen ab 5 m (a) und bis 15 m (b); die Zeichnung ist nicht maßstabslich. E=elliptischer Reflektor; B=Blitzlampe; R=Rubinstab; S₁=Silberspiegel auf dem Rubinstab; S₂=schwachdurchlässig vergolder Konkavspiegel ($f=370$ cm); L=Konvexlinse ($f=50$ cm).

Kristall befinden. Eine Seite des Kristalls ist voll versilbert. Auf der andern Seite befindet sich auf der optischen Achse in einer Entfernung von etwas mehr bzw. weniger als der Brennweite (50 cm) eine vergütete Konvexlinse und im Abstand von 5 m bis 15 m ein Konkavspiegel. Der Spiegel hat einen Radius von 7 m und ist teildurchlässig (3%) vergoldet. Diese Anordnung macht es möglich, den Abstand des Spiegels und damit die Resonatorlänge in weiten Grenzen zu variieren. Abb. 1 zeigt den Strahlengang bzw. die Justierung bei den kleineren (a) und größeren Spiegelabständen (b). Die Zeichnung ist nicht maßstabslich.

Ergebnisse und Auswertungen

In Abb. 2 sehen wir den Emissionsverlauf für einen Spiegelabstand von 15 m. Nach 100 μ sec hat die Emission genähert die Form einer gedämpften

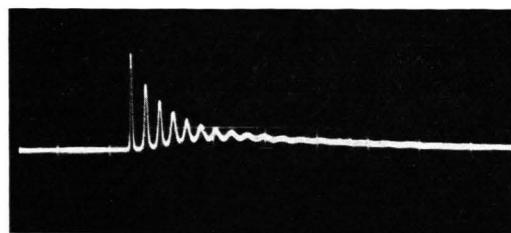


Abb. 2. Emissionsverlauf bei großem Spiegelabstand (15 m). Die gesamte Bildbreite entspricht 1 msec.

harmonischen Schwingung mit $T=25,5 \mu$ sec und $t_0=102 \mu$ sec; die Kurve ist für den Zeitraum vom vierten bis zum achten Spike ausgewertet. Mit Hilfe der beiden Zahlenwerte kann man die „Güte“ des Resonators bzw. die Zeitkonstante t_c bestimmen. Aus (4) und (5) ergibt sich

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

Durch Einsetzen erhält man

$$t_c = 3,2 \cdot 10^{-7} \text{ sec.}$$

Das bedeutet, daß nach gut drei Hin- und Hergängen eine im Resonator laufende Welle auf den e -ten Teil abgeklungen ist und entspricht einer Dämpfung von 15% bei einem einfachen Durchgang. Eine direkte Abschätzung der Verluste führt auf etwa den gleichen Wert. – Es läßt sich aber noch weitere Übereinstimmung mit der Theorie feststellen:

Nach (1 a) folgt für die Schwellwertpumpleistung (ohne MaserSchwingung und mit $n_0 \approx N/2$) :

$$p_0 = N/\tau \quad .$$

Aus der gemessenen Kurve der Lampenintensität am Schwellwert sowie dem Zeitpunkt, bei dem am Schwellwert ein einzelner Emissionsimpuls auftritt,

läßt sich die Schwellwertpumpleistung angeben². Durch Vergleich mit der Lampenintensität im Fall der Aufnahme von Abb. 2 ergibt sich, daß zu der Zeit, für die die Abb. 2 ausgewertet wurde, die Lampe etwa 8-fache Schwellwertleistung abgab. Damit ist $p = 8N/\tau$. N ist bei der Größe des Rubinstabs von 1.61 cm^3 und einer Dotierung von 0.025% Chrom gleich $1.85 \cdot 10^{19}$; die Lebensdauer τ beträgt $3 \cdot 10^{-3} \text{ sec}$.

Damit errechnet sich

$$p_0 = 6.2 \cdot 10^{21} \text{ sec}^{-1}$$

und nach (3) $q_0 = 7.0 \cdot 10^{15}$.

Jetzt hat man die Möglichkeit, nach (4) oder (5) den EINSTEIN-Koeffizienten B_s zu bestimmen und mit dem theoretischen Wert $B_s = 1/\tau M$ zu vergleichen.

Nach den Messungen ist

$$B_s = 1.4 \cdot 10^{-12} \text{ sec}^{-1}$$

Die Theorie ergibt

$$B_s = \frac{8.0 \cdot 10^{-9}}{V} \text{ sec}^{-1};$$

darin ist das Resonatorvolumen V in cm^3 einzusetzen.

Mit $V = 5700 \text{ cm}^3$ stimmen der gemessene und der theoretische Wert überein. Mit diesem Volumen und einem Spiegelabstand von 1500 cm ergibt sich daraus ein mittlerer Strahlquerschnitt von fast 4 cm^2 . Berücksichtigt man die Zwischenabbildung, dann erhält man für Linse und Spiegel eine Ausleuchtung von 10 cm^2 , was den tatsächlichen Verhältnissen entspricht.

Theorie und Experiment stimmen also quantitativ überein. Außerdem ist auch die Kurvenform vollkommen gleich derjenigen, die von DUNSMUIR¹ mit einem Digitalrechner ermittelt wurde. Entsprechend den veränderten Zahlenwerten ist bei der gemessenen Kurve die Periodendauer der Relaxationsschwingung um den Faktor 23 größer.

Die Justierung war einigermaßen unkritisch, um die im Oszilloskopogramm (Abb. 2) wiedergegebene Schwingungsform zu erhalten. Die Zwischenlinse konnte um einige mm verschoben werden, ohne daß sich ein verschiedener Emissionsverlauf ergeben hätte. Bei Änderungen darüber hinaus oder durch Blenden im Strahlengang war zu erreichen, daß sich Schwingungsformen mit einem weniger regelmäßigen Emissionsverlauf ausbildeten. Über Effekte, die durch Überlagern verschiedener Schwingungszu-

stände auftreten, berichtet der folgende Teil B dieser Arbeit.

Teil B

Beobachtung von hochfrequenten Schwingungen in der Emission eines optischen Rubin-Masers

Nach einer Veröffentlichung von McMURTRY und SIEGMAN³ lassen sich in der Emission eines optischen Rubin-Masers von üblicher Dimensionierung Intensitätsschwankungen mit Frequenzen im Mikrowellengebiet nachweisen. Diese Schwankungen können als Schwingungen zwischen den verschiedenen Eigenschwingungen (Moden) verstanden werden. Axiale Eigenschwingungen passen mit einer bestimmten Anzahl halber Wellenlängen in den Resonator; bei benachbarten axialen „Moden“ unterscheiden sich diese Anzahlen um 1. Durch Überlagerung solcher benachbarter „Moden“ entsteht also eine Schwingung, bei der die Intensitätsminima im Abstand der doppelten Resonatorlänge aufeinander folgen. Bei Überlagerung mit weiteren Eigenschwingungen ändert sich die Grundfrequenz nicht, die Schwingung erhält jedoch Oberwellen.

Die Grundfrequenz der Schwingung ergibt sich also zu $c/2L$, wobei L die optische Weglänge im Maser-Resonator ist. Durch Vergrößern von L läßt sich die Schwingung in einen Bereich bringen, in dem sie mittels Photovervielfacher vom Oszilloskopographen direkt aufgezeichnet werden kann. In Teil A dieser Arbeit ist eine Anordnung angegeben, bei der die Spiegelabstände auf 5 m bis 15 m eingestellt werden können.

Die Aufnahmen

Ein Emissionsverlauf des optischen Rubin-Masers für einen Spiegelabstand von 15 m ist in Abb. 2 wiedergegeben. Abb. 3 zeigt die gleiche Emission

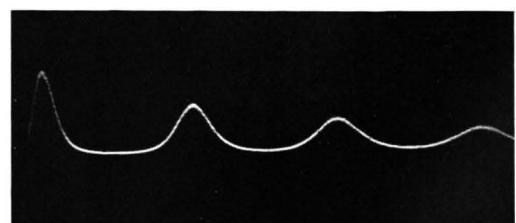


Abb. 3. Emissionsverlauf bei großem Spiegelabstand (15 m). Die gesamte Bildbreite entspricht 100 μsec .

² K. GÜRS, Z. Naturforsch. 17 a, 990 [1962].

³ B. J. McMURTRY u. A. E. SIEGMAN, Applied Optics 1, 51 [1962].

in vergrößerter Zeitdehnung (100 μ sec für die ganze Aufnahme). Photovervielfacher und Oszillograph hätten eine Schwebung von der zu erwartenden Frequenz aufgelöst, wenn diese vorhanden gewesen wäre.

Ändert man die Justierung der Anordnung durch Verschieben der Zwischenlinse L (Abb. 1 b) um 1 cm, so ergibt sich Abb. 4. Die Aufnahme beginnt etwa 100 μ sec nach dem Einsetzen der Emission; auf der Ordinate ist die Empfindlichkeit um den Faktor 2,5 gegenüber Abb. 3 erhöht; die Grundlinie ist mitgeschrieben.

Ein Ausschnitt von Abb. 4 ist in Abb. 5 weiter aufgelöst. Man sieht, daß sich innerhalb der Spikes die Intensität der Emission periodisch mit hoher Fre-

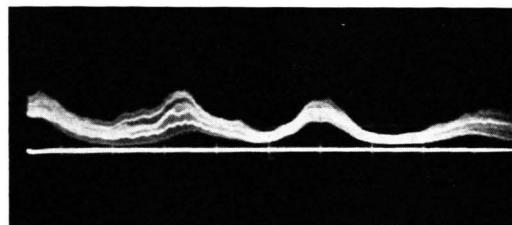


Abb. 4. Emissionsverlauf mit Schwebung. Spiegelabstand 15 m. Bildbreite 200 μ sec.

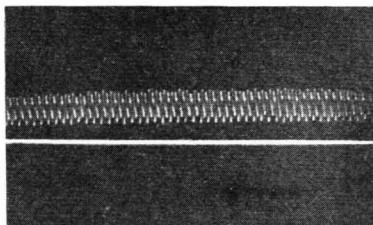


Abb. 5. Schwebung wie in Abb. 4. Bildbreite 5 μ sec.

quenz ändert: Im optischen Maser sind verschiedene axiale Eigenschwingungen angeregt, deren Überlagerung den dargestellten Schwingungsverlauf ergibt. Die Grundfrequenz der Schwebung von 10 MHz (50 Perioden auf 5 μ sec) entspricht der Abstimmung des Resonators auf 15 m. Die Grundfrequenz ist bei allen ähnlichen Aufnahmen erhalten, der besondere Kurvenverlauf jedoch praktisch stets verschieden.

Auch bei einem Spiegelabstand von 5 m wurden die Schwebungen beobachtet. Die Grundfrequenz war 30 MHz. Von komplizierteren Schwebungsformen ähnlich wie in Abb. 5 konnten bei dieser Frequenz wegen der sehr kurzen Belichtungszeit keine

befriedigenden Aufnahmen angefertigt werden. Durch eine Blende von 4 mm Durchmesser im Strahlengang in 10 cm Abstand vor dem Rubinkristall war jedoch zu erreichen, daß die Schwebungen im allgemeinen die Form einer harmonischen Schwingung hatten; die Oberschwingungen waren weitgehend unterdrückt (Abb. 7). Die gesamte Dauer der Ablenkung bei Abb. 7 betrug 2 μ sec.

Durch die Blende wurde die „Güte“ des Resonators soweit vermindert, daß periodische Relaxations schwingungen nicht mehr auftraten. Abb. 6 zeigt eine Spikefolge über insgesamt 100 μ sec.

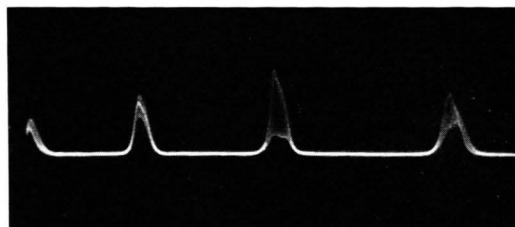


Abb. 6. Spikefolge mit Schwebungen. Spiegelabstand 5 m. Bildbreite 100 μ sec.

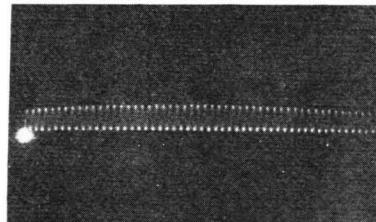


Abb. 7. Ausschnitt aus einem Spike. Spiegelabstand 5 m. Bildbreite 2 μ sec.

Welche Schlüsse in bezug auf die Gesamtzahl der existierenden Moden zu ziehen sind, soll noch weiter, insbesondere bei noch größerem Spiegelabstand, untersucht werden. Wir konnten ferner nachweisen, daß durch sehr kleine Güteänderungen des Resonators mit der Abstimmfrequenz eine vollständige schmalbandige Modulation der Ausgangsleistung erzwungen wird⁴. Damit ist die Möglichkeit für zahlreiche interessante Anwendungen gegeben.

Dankbar sei noch hervorgehoben, daß beide Teile dieser Arbeit durch die Diskussionen mit Herrn Dr. R. MÜLLER (Forschungslaboratorium der Siemens & Halske AG) wesentlich gefördert wurden.

⁴ K. GÜRS, Vortrag auf der Physiker-Tagung in Stuttgart, September 1962.