

Ein Meßverfahren zur Bestimmung von Einschwingzeiten und Ausgangsleistung einzelner Eigenschwingungen beim He-Ne-Laser

W. DEMTRÖDER und R. KUHN

Physikalisches Institut der Universität Freiburg
(Z. Naturforschg. **20 a**, 742–743 [1965]; eingegangen am 27. April 1965)

Um die Einschwingzeiten und die Ausgangsleistung im stationären Zustand für verschiedene Eigenschwingungen beim Betrieb eines He-Ne-Lasers bei $\lambda = 6328 \text{ Å}$ zu bestimmen, wurde die Güte des Resonators durch eine Unterbrecherscheibe zwischen den sphärischen Spiegeln periodisch verändert mit Frequenzen zwischen 0 und 15 kHz. Über einen Sekundärelektronenvervielfacher wurde der zeitliche Verlauf der Laserintensität auf einem Oszilloskop sichtbar gemacht und ihr zeitliches Mittel in Abhängigkeit von der Unterbrecherfrequenz für verschiedene Pumpleistungen und unterschiedliche Zahl von angeregten Eigenschwingungen als mittlerer Photostrom gemessen.

Für eine einzelne Eigenschwingung ist der zeitliche Verlauf der Ausgangsleistung in Abb. 1 schematisch wiedergegeben: Das allmähliche Ansteigen der Laserintensität wird durch eine Einschwingzeit T_s charakteri-

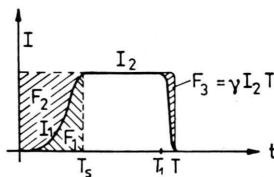


Abb. 1. Zeitlicher Verlauf der Ausgangsleistung während einer Modulationsperiode (schematisch).

siert, die von der Pumpleistung und den Resonatorverlusten abhängt. Bei T_1 beginnt die Absorption des Laserlichtes durch ein Segment der Unterbrecherscheibe, das zur Zeit T den ganzen Querschnitt der oszillierenden Eigenschwingung bedeckt. Oszillationen der Ausgangsleistung um den Wert I_2 beim Einschwingvorgang sind hier klein und können vernachlässigt werden, zumal das zeitlich integrierende Nachweisinstrument über sie mittelt.

Analytisch wird der zeitliche Mittelwert der Laserintensität als Funktion der Unterbrecherfrequenz ν gegeben durch

$$\bar{I}(\nu) = \frac{1}{T} \int_0^T I dt = \frac{1}{T} \int_0^{T_s} I_1 dt + \frac{1}{T} \int_{T_s}^T I_2 dt - \gamma I_2, \quad (1)$$

wenn $T = 1/2 \nu$ die halbe Periodendauer der Modulation ist. Der Term γI_2 beschreibt den zeitlichen Verlauf der Absorption des Laserlichtes durch das Unterbrechersegment; γ kann aus der Geometrie der Unterbrecherscheibe und der Feldverteilung der Eigenschwingung¹

¹ W. DEMTRÖDER u. R. KUHN, Phys. Lett. **10**, 54 [1964].

genau berechnet werden. Bei unserer Anordnung war $\gamma = 0,12$. Verwendet man eine Kerr-Zelle als Modulator², die mit Rechteckpulsen kurzer Anstiegszeit gesteuert wird, so ist $\gamma = 0$.

Das Verhältnis der Flächen $F_1/F_2 = \alpha(T_s)$ kann noch von T_s abhängen; es zeigte sich aber aus Oszilloskopmessungen, daß α fast unabhängig von Pumpenergie und Zahl der angeregten Eigenschwingungen etwa $1/3$ war.

Normiert man $\bar{I}(\nu)$ auf $I_0 = \lim_{\nu \rightarrow 0} \bar{I}(\nu)$, so erhält man aus (1) für alle $T \geq T_s$ eine Gerade:

$$\bar{I}(\nu)/I_0 = 1 - \beta T_s \cdot \nu, \quad (2)$$

dabei ist $I_0 = \frac{1-2\gamma}{2} I_2$, $\beta = \frac{2}{(1+\alpha)(1-2\gamma)}$.

Aus der Steigung βT_s kann die Einschwingzeit T_s bestimmt werden. Außerdem läßt sich aber T_s ermitteln aus der Unterbrecherfrequenz, bei der die gemessene Kurve $\bar{I}(\nu)$ von der Geraden (2) abweicht. Beide Meßverfahren liefern Werte, die innerhalb der Fehlergrenzen von 10% miteinander übereinstimmen.

Im allgemeinen sind immer mehrere Eigenschwingungen gleichzeitig angeregt. Setzt man für jede Eigenschwingung Gl. (2) an, so erhält man durch Summation, solange sich die einzelnen Eigenschwingungen nicht gegenseitig beeinflussen, für $T \geq T_{si \max}$ (die größte der vorkommenden Einschwingzeiten) :

$$\bar{I}(\nu)/I_0 = 1 - \frac{1}{I_0} \left(\sum_{i=1}^n I_{0i} \beta_i T_{si} \right) \cdot \nu, \quad (3)$$

I_{0i} = Intensität des i -ten mode für $\nu \rightarrow 0$; $I_0 = \sum_{i=0}^n I_{0i}$.

Man erhält also wieder eine Gerade: Unterschreitet jetzt die Öffnungszeit T eine der Einschwingzeiten T_{si} , so fällt die i -te Eigenschwingung aus und die Gerade läuft mit anderer Steigung weiter (Abb. 2). Aus der Differenz der Steigungen und ebenfalls aus derjenigen Unterbrecherfrequenz, bei der ein „Knick“ auftritt,

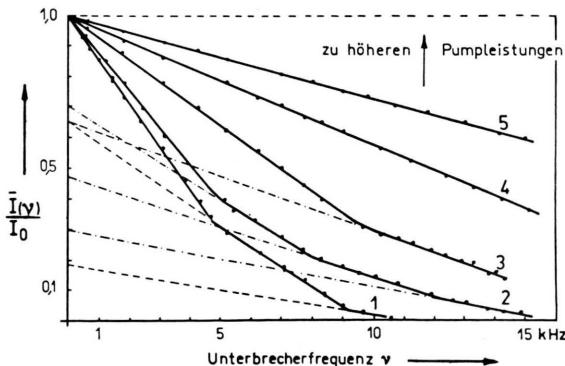


Abb. 2. Abhängigkeit der zeitlich gemittelten Laserintensität von der Unterbrecherfrequenz für TEM₀₀_q-Eigenschwingungen bei verschiedenen Pumpleistungen.

² N. BRASLAU u. W. A. HARDY, Bull. Amer. Phys. Soc., **9**, 500 [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.

kann die Einschwingzeit jeder angeregten Eigenschwingung bestimmt werden.

Die Extrapolation des k -ten Geradenstückes gegen $\nu=0$ ergibt $\sum_{i=k}^n I_{0i}$, also bis auf den Faktor $(1-2\gamma)/2$ die Summe der Gleichstromintensitäten der noch an der Laseroszillation beteiligten Eigenschwingungen. Durch Differenzbildung dieser Extrapolationswerte kann man deshalb die Ausgangsleistung jeder einzelnen Eigenschwingung im stationären Zustand bestimmen.

Weil in unserem Experiment die Unterbrecherfrequenz lediglich bis 15 kHz variiert werden konnte, war es nur möglich, für solche Eigenschwingungen getrennte Einschwingzeiten zu messen, bei denen diese größer als 70 μ sec waren. Bei höherer Pumpleistung liegen aber die Einschwingzeiten für die axialen Eigenschwingungen unterhalb dieses Wertes. Man erhält in diesem Falle eine Gerade ohne Knickstruktur, die um so flacher verläuft, je höher die Pumpleistung ist. Man kann dann aus der Steigung der Geraden nur eine mittlere Einschwingzeit aller beteiligten Eigenschwingungen bestimmen.

Je mehr Eigenschwingungen mit Einschwingzeiten größer als die minimale Unterbrecherzeit an der Laseroszillation beteiligt sind, desto kürzer werden die Geradenstücke im $I(\nu), \nu$ -Diagramm, weil der Einschwingvorgang der jeweils ausfallenden Eigenschwingung Abweichungen von der Geraden verursacht. Bei zu vielen Eigenschwingungen erhält man deshalb eine gleichmäßig gekrümmte Kurve. Dies konnte experimentell geprüft werden, indem durch Eigenschwingungs-Selektion (z. B. durch zwei gekreuzte Drähte innerhalb des Resonators) nur höhere Wellenformen angeregt wurden, die wegen ihrer größeren Beugungsverluste längere Einschwingzeiten haben. Ohne eine solche Selektion würde fast die gesamte Intensität in axiale Eigenschwingungen ausgesandt werden. Der Anteil der höheren Wellenformen wird dann so klein, daß ihre Einschwingvorgänge nicht mehr gemessen werden können.

Durch diese Experimente kann man also auf einfache Weise die Einschwingzeiten verschiedener Eigenschwingungen getrennt messen, sowie die Leistung, die in diesen im stationären Zustand ausgesandt wird.

Anmerkungen zum Artikel von H. Gutbier

„Über den Zusammenhang zwischen effektiver Atomladung und Bildungswärme einer Verbindung“

J. P. SUCHET

Institut de Magnétisme et de Physique du Solide,
C.N.R.S., Bellevue/Meudon (S & O), France

(Z. Naturforschg. **20 a**, 743—744 [1965]; eingeg. am 13. November 1964)

Der interessante Artikel von GUTBIER¹ hat vielleicht das Vorhandensein zweier verschiedener Konzeptionen der effektiven Atomladung nicht genügend gezeigt. Es wurde vor kurzem angeregt^{2, 3}, mindestens die „physikalische“ Ladung e^* (1949 von SZIGETI⁴ für schwingende Atome bestimmt) von der „chemischen“ Ladung q (eines ruhenden Atoms⁵), gegeben durch das „kristallchemische Modell“^{6, 7}, zu unterscheiden.

Tab. 1 von¹ zeigt die völlige Abwesenheit von Beziehungen zwischen den nach der optischen Methode und den nach der Grenzstrukturmethode bestimmten Ladungen. In der hier folgenden Tabelle sieht man, daß die nach der Grenzstrukturmethode bestimmten Ladungen doch „chemische“ Ladungen zu sein scheinen, obwohl sie systematisch kleiner als die Ladungen q des kristallchemischen Modells sind⁶. Dies folgt aus

Substanz (Zinkblende-Struktur)	Physikalische Ladung e^*	Chemische Ladung q	
		kristall- chemisches Modell ^{6, 7}	Grenz- struktur- methode ⁸
GaP		1,50	
GaAs	0,51	0,49	0,33
GaSb	0,33	-0,49	-0,15
InP	0,68	1,44	0,69
InAs	0,56	0,69	0,48
InSb	0,42	-0,04	0,08
ZnS	0,96	1,09	0,86
CdS		0,97	0,80
SiC		2,66	
CuCl	1,10	0,59	0,53
CuBr	0,995	0,38	0,44
Al ₂ S ₃		1,53 (Al)	
Al ₂ Se ₃		0,26 (Al)	

der negativen Ladung von Gallium in GaSb, die durch Lithium-Diffusionsexperimente (HROSTOWSKI und FULLER⁹) und die elektrostatische Anziehung zwischen Li⁺-Ionen und Sb-Fehlstellen bestätigt wurde. Es folgt auch aus dem niedrigen Wert der Ladungen in InSb, der von GUÉRON¹⁰ experimentell nachgewiesen wurde und die geringe Elektronenstreuung und die hohe Beweglichkeit in dieser Verbindung erklärt.

¹ H. GUTBIER, Z. Naturforschg. **19 a**, 1154 [1964].

² J. P. SUCHET, C. R. Acad. Sci., Paris **258**, 2305 [1964].

³ F. BAILLY, C. R. Acad. Sci., Paris **260**, 138 [1965].

⁴ B. SZIGETI, Trans. Faraday Soc. **45**, 155 [1949].

⁵ J. P. SUCHET, Proc. Intern. Conf. on Semiconductor Physics, Prag 1960, Czech. J. Phys. **11**, 904 [1961].

⁶ J. P. SUCHET, J. Phys. Chem. Solids **21**, 156 [1961].

⁷ J. P. SUCHET, Chemical Physics of Semiconductors, D. van Nostrand Co., London 1965.

⁸ H. KIMMEL, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Erlangen 1963; Physikal. Verhandl. **14**, 133 [1963].

⁹ H. J. HROSTOWSKI u. C. S. FULLER, J. Phys. Chem. Solids **4**, 155 [1958].

¹⁰ M. GUÉRON, Thèse d'Etat, Paris 1964.