

Polarisation und Relaxationszeit als Mittel zur Frequenzwahl für die Emission des Lasers mit Neodym in Calciumwolframat

Von KARL GÜRS

Forschungslaboratorium der Siemens & Halske AG, München
(Z. Naturforschg. 19 a, 515—516 [1964]; eingegangen am 17. März 1964)

Neodym-dotiertes Calciumwolframat ($\text{CaWO}_4:\text{Nd}^{3+}$) ist neben Rubin das wichtigste Laser-Material. Seine Bedeutung folgt aus dem kleinen Pumpleistungsschwellwert sowie der Tatsache, daß der Endterm des Laser-Übergangs etwa 2000 cm^{-1} über dem Grundterm liegt und daher auch bei Zimmertemperatur praktisch unbesetzt ist: Ein optischer Maser mit diesem Material kann auch bei Zimmertemperatur kontinuierlich betrieben werden^{1, 2}.

Von Neodym in Calciumwolframat ist bekannt^{3, 4}, daß das Fluoreszenzspektrum in der Umgebung der Wellenlänge $1,06\text{ }\mu\text{m}$ in zwei Liniengruppen mit unterschiedlicher Polarisation aufspaltet. Insbesondere besitzen die beiden stärksten Laser-Linien bei 10585 Å und 10652 Å verschiedene Polarisationszustände (π - bzw. σ -Polarisation). Diese Tatsache läßt sich für ein wahlweises Einschalten der einen oder anderen benachbarten Laser-Linie in der gleichen Anordnung ausnutzen.

Allgemein erreicht man die Abstimmung des Lasers auf eine bestimmte Linie, indem man die Laser-Rückkopplung selektiv macht. Bekannt ist die Verwendung von Interferenzspiegeln^{5, 6}, die nur die gewünschte Wellenlänge reflektieren. Das Umschalten auf eine andere Linie erfordert ein Auswechseln der Spiegel. Dies ist im vorliegenden Fall nicht notwendig.

Man arbeitet mit einem festen äußeren Spiegel, der beide Linien gleich gut reflektiert. In den Rückkopplungsweg wird ein Polarisationsprisma gebracht (z. B. ein ROCHON-Prisma). Man muß ferner senkrecht oder schräg zur optischen Achse geschnittene Kristalle verwenden, weil nur bei diesen auch die Linien mit π -Polarisation in der Emission auftreten können. Durch Drehen des Polarisationsprismas um seine Achse läßt sich dann der Laser auf die eine oder andere der beiden genannten Linien einstellen.

Den beiden Laser-Linien entsprechen Übergänge, die von den beiden $^4\text{F}_{3/2}$ -Termen in einen gemeinsamen Endterm innerhalb der $^4\text{I}_{11/2}$ -Termgruppe erfolgen³. Zwischen den beiden $^4\text{F}_{3/2}$ -Termen findet im Nichtgleichgewicht ein Besetzungsausgleich statt. Über die dafür maßgebende thermische Relaxationszeit erhält man nun durch Schwellwertmessungen in der beschriebenen Anordnung eine Auskunft.

Der Schwellwert hängt unter anderem von der Kristallorientierung und -temperatur ab. Mit Polarisationsprisma im inneren Strahlengang des Lasers ergibt sich wegen der gleichzeitigen Unterdrückung einer Linie eine Emission auf der zweiten Linie auch in Fällen, in denen man auf dieser Linie ohne Polarisationsprisma keine Emission erhält.

Unter bestimmten Bedingungen (z. B. senkrecht zur optischen Achse geschnittener Kristall, Zimmertemperatur, höhere Pumpleistung) kann man dagegen beide Linien gleichzeitig in der Emission beobachten. Zur Abschätzung der thermischen Relaxationszeit braucht man dann nur drei Messungen: Man muß die Schwellwerte bestimmen,

1. wenn der Laser auf einer Linie (10585 Å) anschwingt (mit Polarisationsprisma in geeigneter Justierung),
2. wenn er auf der anderen Linie (10652 Å) anschwingt (mit um 90° gedrehtem Polarisationsprisma) und
3. wenn er zusätzlich zur ersten Linie auch auf der zweiten Linie anschwingt (mit einer Glasplatte, die die gleichen Verluste besitzt, an Stelle des Polarisationsprismas).

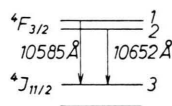


Abb. 1. Vereinfachtes Termschema von Neodym in Calciumwolframat.

Die zu den drei Fällen gehörenden Pumpleistungen nennen wir I^1 , I^2 und I^3 . Wir betrachten den dritten dieser Fälle und überlegen uns die Besetzung des Ausgangsterms 2 (s. vereinfachtes Termschema in Abb. 1). Für diese Besetzung ($=N_2^3$) gilt

$$p_{N_2^3}^3 - \frac{N_2^3}{\tau} - N_2^3 w_{21} + N_1^3 w_{12} = 0. \quad (1)$$

Der obere Index bezeichnet dabei den betrachteten Fall in der obigen Numerierung, der untere Index den betreffenden Term. In (1) bedeutet $p_{N_2^3}^3$ die Anregung durch das Pumplicht, N_2^3/τ ist die Verlustrate auf Grund spontaner Emission; die beiden anderen Glieder beschreiben den Besetzungsausgleich zwischen den Termen 1 und 2. Die Übergangswahrscheinlichkeiten w sind dabei gleich dem Kehrwert der gesuchten thermischen Relaxationszeit T , $w = 1/T$. Dazu gilt

$$w_{12} = w_{21} e^{\Delta E/kT}, \quad (2)$$

ΔE ist die Energiedifferenz zwischen den Termen 1 und 2.

¹ L. F. JOHNSON, G. D. BOYD, K. NASSAU u. R. R. SODEN, Phys. Rev. **126**, 1406 [1962].

² K. GÜRS, Vortrag auf der Tagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Karlsruhe, 18. März 1964.

³ L. F. JOHNSON, Proc. 3rd Int. Symposium on Quantum Electronics, Paris, Febr. 1963.

⁴ K. GÜRS, Z. Angew. Phys. **17**, 1 [1964].

⁵ F. J. McCLUNG, S. E. SCHWARZ u. F. J. MEYERS, J. Appl. Phys. **33**, 3139 [1962].

⁶ L. F. JOHNSON u. R. A. THOMAS, Phys. Rev. **131**, 2038 [1963].



Die Anregung p_{N_2} kann nun stets als proportional zur Pumpleistung angenommen werden; verglichen mit der Anregung im Fall 2 ist also

$$p_{N_2}^3 = \frac{I^3}{I^2} p_{N_2}^2. \quad (3)$$

Im Fall 2 besteht aber thermisches Gleichgewicht (bei vernachlässigbarer induzierter Emission), d. h. die Anregung $p_{N_2}^2$ ist gleich der spontanen Emission

$$p_{N_2}^2 = N_2^2/\tau. \quad (4)$$

Im Fall 3 [Gl. (1)] ist ferner nicht nur N_2^3 die Schwellwertsbesetzung für das Anschwingen des Lasers auf der 10 652 Å-Linie, sondern es ist gleichzeitig N_1^3 die Schwellwertsbesetzung für das Anschwingen auf der kürzerwelligen Linie. Dies folgt daraus, daß sich die Gleichgewichtsbesetzung in einem schwingenden Laser nicht mit der Pumpleistung ändert⁷.

In den Fällen 1 und 2 ist jeweils die Besetzung eines der Terme gleich der Schwellwertsbesetzung, d. h. es ist $N_1^1 = N_1^3$ und $N_2^2 = N_2^3$. Ferner gilt $N_1^1 = N_2^1 e^{-\Delta E/kT}$ und entsprechend $N_1^2 = N_2^2 e^{-\Delta E/kT}$, da in beiden Fällen thermisches Gleichgewicht⁸ besteht. Im Gleichgewicht ist außerdem das Besetzungsverhältnis N_2^1/N_2^2 gleich dem Verhältnis der Pumpleistungen I^1/I^2 . Man erhält also

$$N_1^3 = N_2^3 \frac{I^1}{I^2} e^{-\Delta E/kT}. \quad (5)$$

⁷ R. DUNSMUIR, J. Electr. Control **10**, 453 [1961].

⁸ Die Lebensdauer in den beiden Termen wird als gleich und die durch strahlungslose Übergänge aus den Pumpbändern erfolgende Nachlieferung als ungefähr dem Besetzungsverhältnis (BOLTZMANN-Faktor) entsprechend angenommen. Bei gleicher Nachlieferung in die beiden Terme ergibt die erweiterte Rechnung das geringfügig gegenüber

Mit Hilfe von (1) bis (5) läßt sich nun eine auswertbare Beziehung für die thermische Relaxationszeit T_{21} gewinnen, es ergibt sich

$$T_{21} = \tau \frac{I^2 - I^1}{I^3 - I^2}. \quad (6)$$

Zur Messung von I^1 , I^2 und I^3 wurde, wie schon in einer früheren Arbeit⁹, die Pumpleistung durch Verwendung einer Kombination von Induktivitäten und Kapazitäten an Stelle einer einfachen Kondensatorbatterie für eine Zeitdauer von etwa 150 µs konstant gehalten. Das Verhältnis der Pumpleistungen ergab sich zu

$$I^1/I^2 = 0,80 \quad \text{und} \quad I^3/I^2 = 1,37.$$

Damit folgt aus (6)

$$T_{21} = 0,5 \tau = 9 \cdot 10^{-5} \text{ s}. \quad (7)$$

Dieser Wert liegt relativ hoch, verglichen mit der Zeit, in der sich bei Rubin das Besetzungsgleichgewicht zwischen den beiden ²E-Termen einstellt. Für Rubin liegt eine Abschätzung schon vor¹⁰, wonach die Relaxationszeit kleiner als 10⁻⁷ s ist. Der Unterschied in den Relaxationszeiten macht verständlich, daß man bei Neodym in Calciumwolframat ohne Eingriffe in den Rückkopplungsweg des Lasers bei höherer Pumpleistung eine gleichzeitige Emission auf den beiden in Frage kommenden Linien erhält, während bei Rubin stets nur die R₁-Linie anschwingt.

(7) abweichende Resultat $T_{21} = 0,6 \tau$. — Eine Messung der spontanen Emission ergab bei dem verwendeten Kristall auf den beiden betrachteten Linien eine Abklingzeitkonstante von $\tau = (170 \pm 5) \mu\text{s}$.

⁹ K. GÜRS, Z. Naturforschg. **17 a**, 883 [1962].

¹⁰ F. J. McCLUNG u. R. W. HELLWARTH, Proc. I.E.E.E. **51**, 46 [1963].

Doppel-Diffusion in GaAs

Von P. GANSAUGE und W. v. MÜNCH

IBM-Laboratorien, Böblingen/Wttbg.

(Z. Naturforschg. **19 a**, 516—517 [1964]; eingegangen am 25. März 1964)

Die hohe Elektronenbeweglichkeit und der große Bandabstand lassen einige Vorzüge des Galliumarsenids als Transistormaterial gegenüber Silicium und Germanium erwarten, vor allem eine höhere Grenzfrequenz und einen größeren nutzbaren Temperaturbereich.

Grundlage der Transistorherstellung ist die Kenntnis der Diffusion von Akzeptoren und Donatoren, insbesondere, wenn der Transistor in der sogenannten Planartechnik ausgeführt werden soll.

Diffusionstechnik: Wegen des merklichen Arsen dampfdruckes des GaAs läßt man vorzugsweise in abgeschlossenen Systemen diffundieren. Durch Zugabe von Arsen kann die Zersetzung des GaAs weitgehend verhindert werden. Das GaAs-Plättchen, Dotierungssub-

stanz und Arsen werden in einer auf 10⁻⁶ Torr evakuierten Quarzampulle eingeschmolzen und auf die erforderliche Temperatur gebracht. Die Diffusionstemperaturen liegen im Bereich von 700 bis 1150 °C. Um jeden Materialtransport in der Ampulle zu vermeiden, muß der Diffusionsofen ein sehr flaches Temperaturprofil haben, etwa ± 0,5 °C über die Ampullenlänge.

Akzeptoren: Als p-dotierende Stoffe kommen die Elemente der Gruppe II in Frage, besonders Zink wegen seines hohen Diffusionskoeffizienten¹. Hohe Oberflächenkonzentrationen (10²⁰ cm⁻³) erhält man bei Verwendung von elementarem Zink oder ZnAs₂ als Quellmaterial. Durch Herabsetzen des Zn-Dampfdruckes mittels geeigneter Zn-Ga-Legierungen lassen sich auch die beispielsweise für n-p-n-Transistoren benötigten Oberflächenkonzentrationen in der Größenordnung 10¹⁷ bis 10¹⁸ cm⁻³ erzielen. Durch den Prozentsatz von Zn in Ga läßt sich der Zinkdampfdruck und damit die Oberflächenkonzentration im GaAs kontrollieren, während

¹ B. GOLDSTEIN, Phys. Rev. **118**, 4 [1960].