

Perfiles transversales de un sistema MOPA de N₂

JORGE SANDOVAL CH. Y ALEJANDRO APOLINAR IRIBE

*Departamento de Física de la Universidad de Sonora
Boulevard Luis Encinas y Rosales
Hermosillo, Sonora, México*

VICTOR J. PINTO R. Y VICENTE ABOITES

*Centro de Investigación en Óptica
Lomas del Pocito s/n.
León, Guanajuato, México*

Recibido el 17 de mayo de 1995; aceptado el 6 de noviembre de 1996

RESUMEN. Se hace un estudio sobre el perfil transversal de intensidad de salida de un sistema MOPA de N₂ con un circuito de descarga Blumline (usado como oscilador), seguido de un segundo láser de N₂ con circuito de descarga tipo Polloni (usado como cavidad amplificadora). Se presentan los perfiles transversales de intensidad digitalizados del experimento, los cuales presentan características no reportadas en la literatura y se hace una discusión sobre las posibles causas que los originan.

ABSTRACT. The transversal profile of the going out intensity of a N₂ MOPA system with Blumline discharge circuit (used like oscillator), followed by one N₂ laser with Polloni discharge circuit (used like amplifier cavity), is studied. The obtained digital transversal profiles of intensity are showed. The characteristics of these profiles haven't been reported before and their possible causes are discussed.

PACS: 42.60.Jf; 42.55.Lt

1. INTRODUCCIÓN

En muchas aplicaciones de láseres se requieren pulsos altamente uniformes y de gran intensidad. Con el propósito de aumentar la salida de un pulso de luz láser, se usan diferentes técnicas, entre las que se encuentra el oscilador maestro de amplificación de potencia [acronismo de las palabras en inglés Master Oscillator Power Amplifier (MOPA)] [1], el cual consta de una fuente de luz láser principal llamado el oscilador, seguido de una cadena de cavidades amplificadoras. Este sistema tiene la ventaja de ser de bajo costo de operación y producir haces de luz de mejor calidad óptica, como es su uniformidad y una menor divergencia, etc.

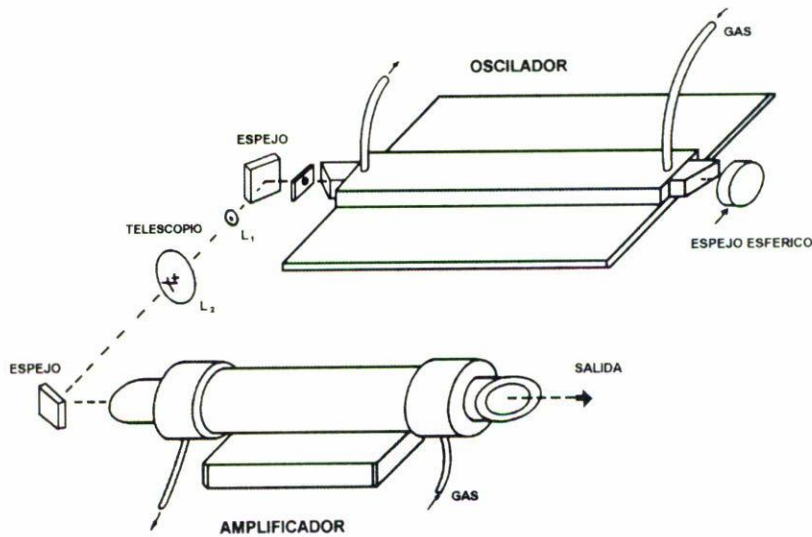


FIGURA 1. Diagrama del sistema MOPA utilizado.

2. DESARROLLO DEL EXPERIMENTO

El arreglo experimental utilizado para realizar las investigaciones se muestra en la Fig. 1. Como se observa dicho sistema consta de un oscilador, un amplificador y un sistema óptico. El oscilador consiste de un láser de N_2 con circuito de descarga tipo Blumline, el amplificador es un láser de N_2 con circuito descarga tipo Polloni [2], hechos ambos en el C.I.O (Centro de Investigación en Óptica) [3] y el sistema óptico el cual consta esencialmente de un sistema telescópico. Tanto el oscilador como el amplificador tienen una longitud de descarga eléctrica de 30 cm. El sistema telescópico, mostrado a la izquierda de la Fig. 1, tiene dos finalidades: la primera es aumentar el diámetro del haz de salida del oscilador de tal manera que llene completamente la entrada del amplificador de forma uniforme, y la segunda es sincronizar la salida del pulso de luz del oscilador con el momento en que se realiza la descarga eléctrica en el amplificador.

La duración de los pulsos producidos por el sistema MOPA es del orden de 40 ns, y fueron medidos con un osciloscopio tipo Tetronix 845 con un ancho de banda de 350 MHz y un diodo PIN de Si Motorola MRD-500. Las dimensiones espaciales del pulso a la salida del oscilador eran 0.7×0.2 cm y las del amplificador 0.8×0.9 cm aproximadamente.

La obtención de los perfiles transversales digitalizados de intensidad se realizó mediante el arreglo mostrado en la Fig. 2. Se hizo incidir los pulsos de luz producidos por el sistema MOPA sobre una pantalla difusora fluorescente y sobre ella se enfocó una cámara CCD Panasonic WV-CD50 con tarjeta digitalizadora de 250×250 píxeles, y una computadora personal; esto debido a que la cámara CCD se saturaba al incidir directamente el pulso de luz producido por el sistema MOPA a una longitud de onda de 337 nm.

Los perfiles de intensidad digitalizados obtenidos del oscilador al variar el flujo de gas N_2 , se muestran en la Fig. 3. El voltaje de carga manejado fue de 15 KV, con una repetición de cuatro pulsos por segundo; la presión del gas se mantuvo constante

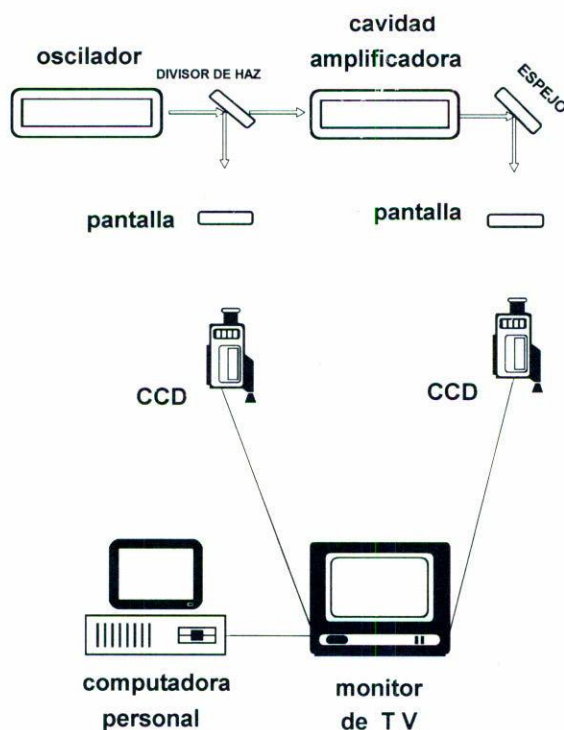


FIGURA 2. Diagrama para obtener el perfil transversal de intensidad digitalizado.

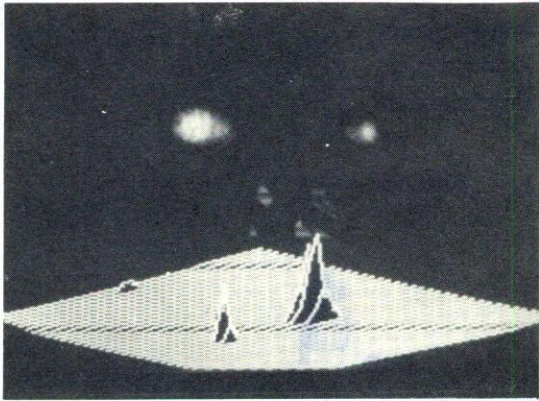
y el flujo de gas se incrementó desde tres a ocho litros por minuto. Como se puede observar, para flujo alto, la distribución de intensidad de la radiación emitida tiende a uniformizarse (ver Fig. 3e); mientras que para flujos bajos, la distribución de intensidad tiende a concentrarse en dos picos, que corresponden a la vecindad de los electrodos de descarga.

Los perfiles de intensidad digitalizados producidos por el sistema MOPA, trabajando oscilador y amplificador desincronizadamente, se muestran en la Fig. 4. En este caso, el haz proveniente del oscilador se desvió ligeramente del eje óptico al entrar al amplificador con el fin de mostrar el comportamiento lineal de manera explícita. En las Fig. 5 se muestran los perfiles de intensidad digitalizados del sistema MOPA, trabajando sincronizadamente oscilador y amplificador.

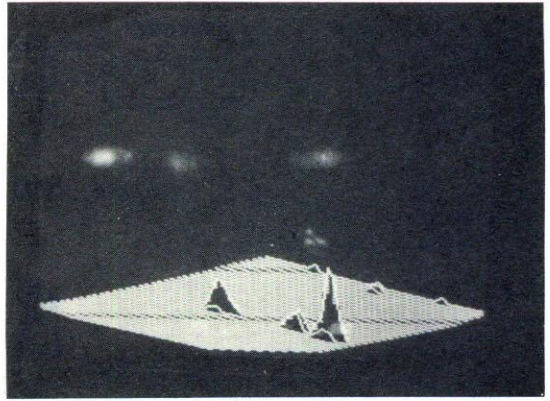
Se hace la observación que en las Figs. 3-5 la "mancha luminosa" que aparece sobre los perfiles de intensidad está invertida.

3. DISCUSIÓN

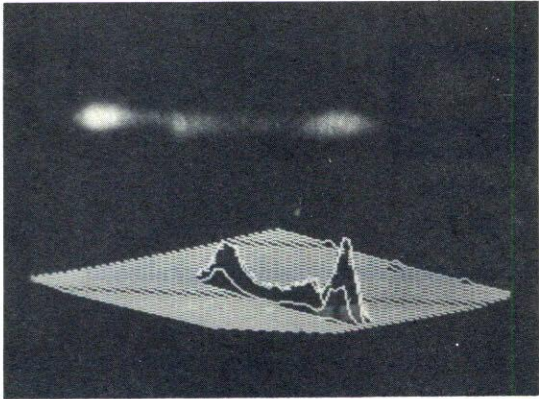
Al hacer un análisis de los perfiles mostrados arriba, observamos que en un láser de nitrógeno la inversión de población se logra debido al impacto de electrones con las moléculas de N₂ por medio de una descarga pulsada. Para lograr esto, se requieren de altas densidades de electrones a elevadas temperaturas en tiempos muy cortos (menores



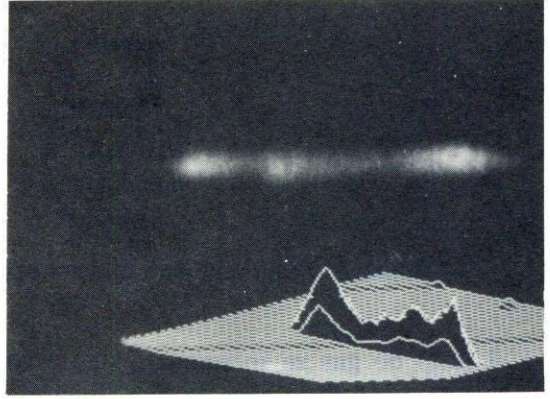
(a)



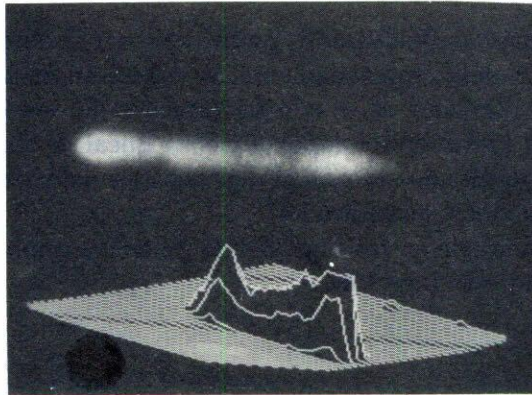
(b)



(c)



(d)



(e)

FIGURA 4. Perfiles de intensidad digitalizados a la salida del oscilador, incrementando paulatinamente el flujo de gas (N_2).

de 40 ns). En los electrodos se tiene una densidad de electrones que es función de la geometría de ellos [4]. Así, las gráficas de la Fig. 4 se pueden usar como un auxiliar en la evaluación experimental del diseño de la geometría de los electrodos, para obtener distribuciones óptima de intensidad en el haz de salida. En relación con los picos de intensidad que aparecen a los lados del pico central de la Fig. 5 han sido obtenidos por Fill y colaboradores [5], para un láser de iodo, el cuál los explica mediante un caso especial de las ecuaciones de campo y materia adimensionales:

$$-iF\nabla_{\rho}^2\xi + \frac{\partial\xi}{\partial\eta} = p, \tag{1}$$

$$\frac{\partial p}{\partial\tau} = \xi W - \left(i\Delta\Omega + \frac{1}{\tau_2}\right)p$$

y

$$\frac{\partial W}{\partial\tau} = \frac{1}{2}(\xi^*p + \xi p^*) - \frac{W - W_0}{\tau_1},$$

en los cuales $\xi = (2\mu\tau_p/\hbar)\xi'$, $p = (2/\mu)p'$, $E = \text{Re}\xi' \exp(i[\omega t - (\omega n/c)z])$ y $p = \text{Re}ip' \exp(i[\omega t - (\omega n/c)z])$, donde ξ es la amplitud compleja del campo, p la densidad de polarización compleja, W la energía por átomo, las cuales son funciones de la coordenada transversal $\rho = r/r_p$, la coordenada longitudinal $\eta = \alpha_{\text{eff}}z$ y el tiempo de retardado $\tau = (t - zn/c)/\tau_p$. ω es la frecuencia angular acarreadora del pulso, μ es el momento dipolar de la transición resonante, N es la densidad número de las moléculas resonantes y n es el índice de refracción del material. $\Delta\Omega$ mide el desfase de la frecuencia acarreadora ω de la frecuencia resonante central ω_0 .

Los picos de intensidad que presenta Fill aparecen en las orillas del pulso; en tanto que los nuestros tienen una distribución de intensidad como la mostrada en la Fig. 5 y son más pronunciados. Las causas que sugiere en su modelo y dan origen este comportamiento son: la variación de la energía de saturación y la difracción, despreciando efectos de coherencia, que es de importancia en nuestras investigaciones debido a la absorción de UV en la longitud de onda de 337 nm por la molécula de N₂. Así mismo Aboites-Torres [6] han explicado dichos comportamientos para una cavidad cilíndrica y medios activos gaseosos, por medio de difusión de centros activos. Los picos de intensidad predichos por estos autores son muy similares a los dados por Fill. Como se muestra en su investigación la difusión de centros activos juega el mismo papel que el del valor de la energía de saturación en las investigaciones de Fill. Si consideramos que nuestro medio es nitrógeno cuya densidad de moléculas de N₂ = 7.0 × 10¹⁶ cm⁻³ [7] y una sección cruz para los moléculas de N₂, $\sigma_{N_2} = 2 \times 10^{-18}$ cm² [8], con un camino libre medio de las moléculas de N₂ aproximadamente de [8].

$$l = \frac{1}{N\sigma_4\sqrt{2}},$$

entonces obtenemos $l \approx 1.2$ cm. La velocidad media de los electrones dentro de la cavidad, para electrones del orden de 4 eV es aproximadamente $v = 1.7 \times 10^7$ cm/s [9]; y aunque las moléculas de N₂ se mueven mas lentamente que los electrones, les asignamos una velocidad $v \approx 1.0 \times 10^7$ cm/s. Con estos valores se puede calcular que el tiempo medio entre colisión es del orden de 1.2×10^{-7} s, valor que es mayor que los ~ 10 ns que tarda

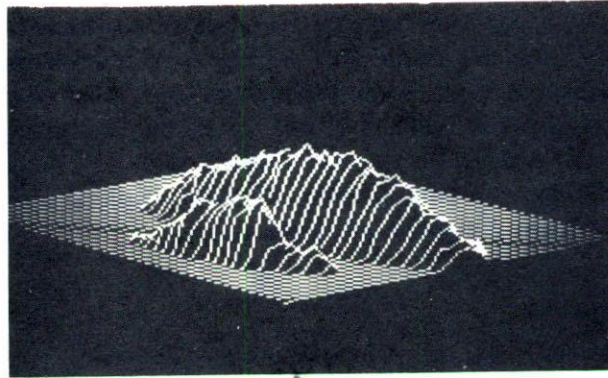


FIGURA 4. Perfiles de intensidad digitalizados a la salida de la cavidad amplificadora (figura más grande) y oscilador (figura más chica) respectivamente, trabajando desincronizadamente.

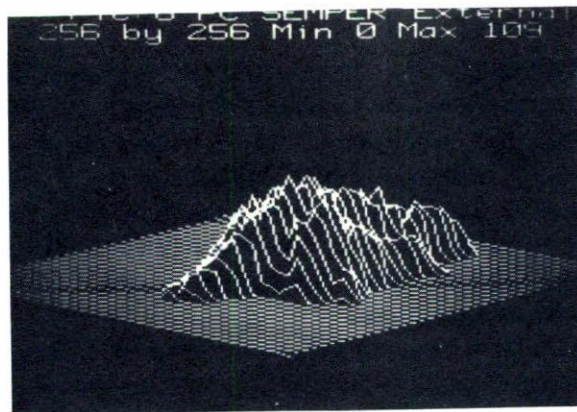


FIGURA 5. Perfil de intensidad digitalizado a la salida del sistema MOPA (trabajando sincronizadamente oscilador y cavidad amplificadora).

el pulso en atravesar la cavidad (30 cm). De tal manera que esta contribución es menor en nuestro caso. Mattar y colaboradores [10] han obtenido resultados muy similares a los nuestros, explicando dichos efectos por autoenfocamiento del frente de onda que se propaga dentro de la cavidad láser, por efecto de un fuerte régimen de no linealidad (autoenfocamiento transiente). Esto debido a que la existencia de la energía transversal está asociada con la variación radial de la fase de la amplitud compleja del campo, la cual puede ser obtenida de las ecuaciones de campo y materia, utilizando la representación polar de la envolvente compleja del campo, $\xi = A \exp(-i\phi)$, obteniendo que el flujo de la energía transversal está dado por $J_T = 2iFA^2(\partial\phi/\partial\rho)$. En donde F es el recíproco del número de Fresnel. Cuando J_T es negativo el fenómeno de autoenfocamiento inducido domina al fenómeno de difracción. Por otro lado, es bien conocido que pulsos coherentes de gran área viajan más rápidamente [11]. Por consiguiente, la parte central del pulso se adelanta a las partes radiales. La difracción de las partes radiales del pulso experimenta una fuerte absorción excepto en el frente de onda, lo cual produce una amplificación neta

de los átomos excitados por las porciones del pulso que son más rápidas y con un diámetro mas pequeño. Esta difracción amplificada es dirigida hacia adentro como condición para el enfocamiento.

4. CONCLUSIÓN

Experimentos muestran que los perfiles de intensidad digitalizados de los pulsos de un sistema MOPA de N₂ presentan “picos” en las orillas de los pulsos de luz producidos, los cuales son posible explicarlos mediante el fenómeno de autoenfocamiento transiente.

REFERENCIAS

1. R.S. Craxton, *IEEE J. Quantum Electron*, **QE-17** (1981) 1771.
2. Klauminser Gary, *Laser Focus* **75** Sept. (1986).
3. V.J. Pinto y V. Aboites, *Rev. Mex. Fís.* **37** (1991) 665.
4. C. Lal and S.N. Thakur, *Appl. Opt.* **13** (1982) 2317.
5. E.E. Fill, *Opt. Comm.* **49** (1984) 362.
6. V. Aboites and Torres Cisneros, *J. of Mod. Opt.* **11** (1988) 1865.
7. C.A. Massone, M. Garavaglia, M. Gallardo, J.A.E. Calatroni, and A.A. Taglia Ferri, *Appl. Opt.* **6** (1977) 1317.
8. C.S. Willet, *Introduction to Gas Lasers*, (Pergamon Press, N.Y. 1974) 346.
9. L.A. Newman and T.A. De Temple, *J. of Appl. Phys.* **47** (1976) 1912.
10. F.P. Mattar, M.C. Newstein, P.E. Serafin, H.M. Gibbs, Bogler, Foster, and P.C. Toschek, *Coherence and Quantum Optics* **4**, edited by Mandel and Wolf, 143.
11. S.L. McCall and E.L. Hahn. *Phys. Rev. Lett.* **18** (1967) 308; *Phys. Rev.* **183** (1969) 457.