

OPTIMIZACION DE LA EXTRACCION DE POTENCIA EN RESONADORES LASER MULTIPASO

C.A. Rosito

Centro de Investigaciones en Láser y Aplicaciones (CEILAP), Centro de Investigaciones Técnicas de las Fuerzas Armadas, Zufriátegui 4380, 1603, Villa Martelli, Buenos Aires, y G.D. Santiago

Facultad de Ingeniería, Universidad de Buenos Aires, Paseo Colón 850, 1063 Buenos Aires.

Se estudia la extracción de potencia láser en resonadores multipaso, en un medio activo en régimen de ensanchamiento homogéneo, con ganancia de pequeña señal e intensidad de saturación espacialmente constantes. En el planteo de las ecuaciones se ha tenido en cuenta el efecto del plegado de la cavidad, lo que lleva a saturación por cuatro haces en lugar de dos, como ocurre en las cavidades lineales.

Se ha encontrado una solución analítica para este caso. Se comparan los resultados de este modelo con los preexistentes para cavidades en los que la saturación es debida a dos haces. Este modelo predice, a igualdad de volumen activo, una mayor eficiencia de extracción y un corrimiento del acoplamiento óptimo hacia las reflectividades más bajas. Los resultados se presentarán para cavidades de hasta diez espejos.

En ciertos láseres, tales como los de CO_2 de flujo rápido transversal^(1,2) y los planares de enfriamiento conductivo^(3,4), es necesario recurrir a cavidades plegadas como la de la fig.1 para una eficiente extracción de potencia.

El objetivo de este trabajo es analizar la extracción de potencia y el acoplamiento óptimo de salida de una cavidad de este tipo con N espejos (fig.1). Supondremos que el medio láser tiene una ganancia de pequeña señal α_0 y que satura homogéneamente con una intensidad de saturación I_s , ambas espacialmente constantes. Dentro de la cavidad llamaremos I^+ a la intensidad que viaja hacia el espejo de salida e I^- a la que viaja en sentido opuesto.

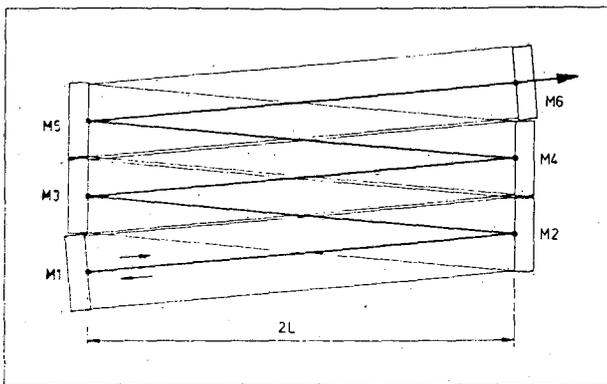


Figura 1: Cavidad plegada de espejos.

La intensidad saturante será en cada punto la suma de las intensidades de los diferentes haces, dado que no se toman en cuenta efectos de inter-

ferencia entre los mismos.

En las secciones inicial y final (fig.3 y 5) la saturación es debida a dos haces, mientras que en los $N-2$ sectores intermedios (fig.4), la saturación es debida a cuatro haces.

Una distribución cualitativa de la intensidad saturante I_T es mostrada en la figura 2.

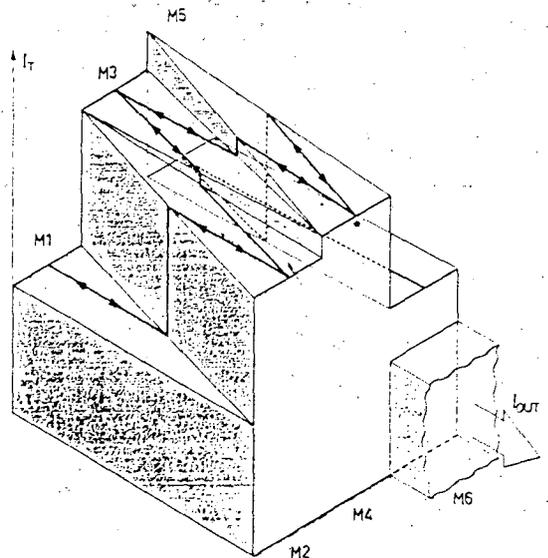


Figura 2: Distribución espacial (cualitativa) de la intensidad saturante (I_T) en una cavidad plegada.

En particular, nos proponemos estudiar el efecto de la saturación por cuatro haces en la extracción de potencia, lo cual no es tenido en cuenta en los modelos existentes^(5,6,7,8). A los efectos de la modelización, la cavidad puede dividirse en un sector inicial, opuesto al espejo de salida (fig.3), N-2 sectores intermedios (fig.4) y un sector terminal limitado por el espejo de salida (fig.5). Las ecuaciones se plantean a lo largo de la línea que une los centros de los espejos, mostrada en trazo grueso en las figuras 1 y 2

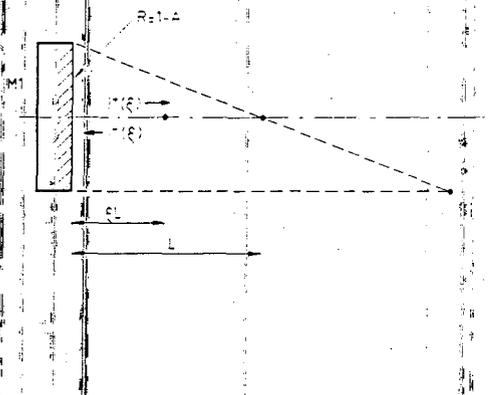


Figura 3: Sector inicial de cavidad multipaso. M_1 es el espejo de salida.

En el sector inicial la saturación es debida a la suma de I^+ e I^- . Poniendo $i^+ = I^+ / I_s$, $i^- = I^- / I_s$, y $\xi = x/L$, tenemos:

$$\frac{di^+(\xi)}{i^+(\xi)} = \frac{\alpha_0 L d\xi}{1 + i^+(\xi) + i^-(\xi)} \quad (1)$$

$$\frac{di^-(\xi)}{i^-(\xi)} = \frac{\alpha_0 L d\xi}{1 + i^+(\xi) + i^-(\xi)} \quad (2)$$

Llamando i_0 a la intensidad (normalizada a I_s) en un punto ξ_0 próximo al espejo M_1 , en el que se cumple $i^+(\xi_0) = i^-(\xi_0)$, e integrando (1) y (2) desde ξ_0 a un punto genérico ξ se obtiene, después de algunas manipulaciones^(5,6):

$$i^+(\xi) \cdot i^-(\xi) = i^+(\xi_0) \cdot i^-(\xi_0) = i_0^2 \quad (3)$$

Esta importante relación permite eliminar $i^-(\xi)$ en (1) y proceder a la integración, obteniendo:

$$\ln \left[\frac{i^+(1)}{i^+(0)} \right] + [i^+(1) - i^+(0)] + i_0^2 \left[\frac{1}{i^+(0)} - \frac{1}{i^+(1)} \right] = \alpha_0 L \quad (4)$$

En las secciones intermedias la amplificación del medio láser satura debido a la suma de cuatro haces. Con la nomenclatura de la fig.4 éstos son $i^+(-\xi)$, $i^-(-\xi)$, $i^+(\xi)$ e $i^- (\xi)$.

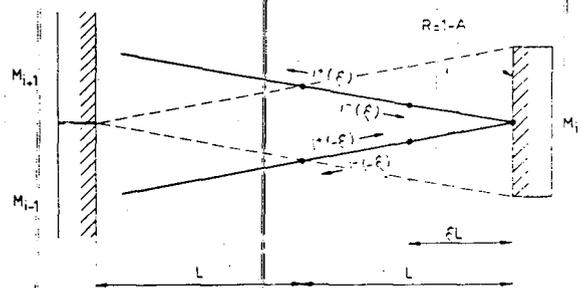


Figura 4: Sector genérico central de cavidad multipaso.

Se ha tomado el origen para la sección genérica sobre el espejo M_1 . En base a esto podemos escribir:

$$\frac{di^+(-\xi)}{i^+(-\xi)} = \frac{\alpha_0 L d\xi}{1 + i^+(-\xi) + i^-(-\xi) + i^+(\xi) + i^-(\xi)} \quad (5)$$

$$\frac{di^-(-\xi)}{i^-(-\xi)} = - \frac{\alpha_0 L d\xi}{1 + i^+(-\xi) + i^-(-\xi) + i^+(\xi) + i^-(\xi)} \quad (6)$$

$$\frac{di^+(\xi)}{i^+(\xi)} = \frac{\alpha_0 L d\xi}{1 + i^+(-\xi) + i^-(-\xi) + i^+(\xi) + i^-(\xi)} \quad (7)$$

$$\frac{di^-(\xi)}{i^-(\xi)} = - \frac{\alpha_0 L d\xi}{1 + i^+(-\xi) + i^-(-\xi) + i^+(\xi) + i^-(\xi)} \quad (8)$$

De los pares (5-6) y (7-8), integrando, se ve que valen relaciones análogas a la (3):

$$i^*(-\xi) \cdot i^-(\xi) = i^*(\xi) \cdot i^-(\xi) = i_0^2 \quad (9)$$

Además, operando con los pares (5-7) y (6-8) pueden, por integración, probarse las relaciones:

$$i^*(\xi) \cdot i^-(\xi) = i_M^2 \quad (10)$$

$$i^*(\xi) \cdot i^-(\xi) = \frac{i_0^4}{i_M^2} \quad (11)$$

Donde i_M es la medida geométrica de los valores de i^* inmediatamente antes e inmediatamente después del espejo M_i :

$$i_M^2 = i^*(0^-) \cdot i^*(0^+) = i^*(0^-)^2 \cdot R \quad (12)$$

El último paso se sigue de que R es la reflectividad del espejo M .

Utilizando las ecuaciones de simetría (9) y (10), y eliminando i_M por la (12), pueden finalmente integrarse las ecuaciones (5) y (7) de manera exacta, obteniéndose así la relación entre las intensidades de entrada $i^*(-1)$ y salida $i^*(1)$ de la sección plegada:

$$\ln \left[\frac{i^*(1)}{i^*(-1)} \right] + 2 \cdot [i^*(1) - i^*(-1)] + 2i_0^2 \left[\frac{1}{i^*(-1)} - \frac{1}{i^*(1)} \right] + (2/i) \cdot \left[\frac{1}{R^{1/2}} \right] \cdot \left[\frac{[i^*(1) \cdot i^*(-1)]^{1/2}}{i_0} - \frac{i_0}{[i^*(1) \cdot i^*(-1)]^{1/2}} \right] - \alpha_0 \cdot L - \ln R = 0$$

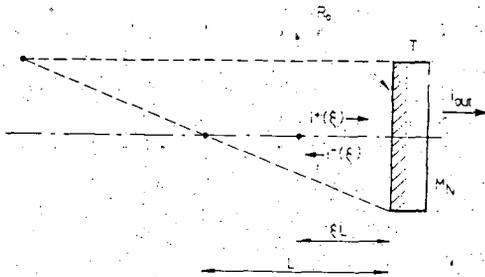


Figura 5: Sector final de cavidad multipaso. M_n es el espejo de salida.

Por último, la sección final de dos haces (fig.5) responde a una ecuación similar a la (4) de la sección inicial, agregándose en este caso las siguientes condiciones de contorno en las que i_{out} representa la intensidad de salida normalizada a I_S :

$$i_{out} = [i^*(0) - i^-(0)] \cdot T \quad (14)$$

$$\frac{i^-(0)}{i^*(0)} = R_{out} \quad (15)$$

Donde R_{out} es la reflectividad del espejo de salida y $T < 1$ toma en cuenta las pérdidas volumétricas del mismo.

En base a las soluciones en el sector inicial, los $N-2$ sectores intermedios y el sector final, y aplicando ecuaciones de continuidad de i^* e i^- en los empalmes entre tramos, se ha calculado la potencia de salida normalizada a la potencia almacenada en el medio láser, es decir la eficiencia de extracción η .

La figura 6 muestra la comparación entre los cálculos para el presente modelo y los realizados sin tomar en cuenta la superposición de haces, para distintos valores G_0 de la ganancia total de pequeña señal en un paso.

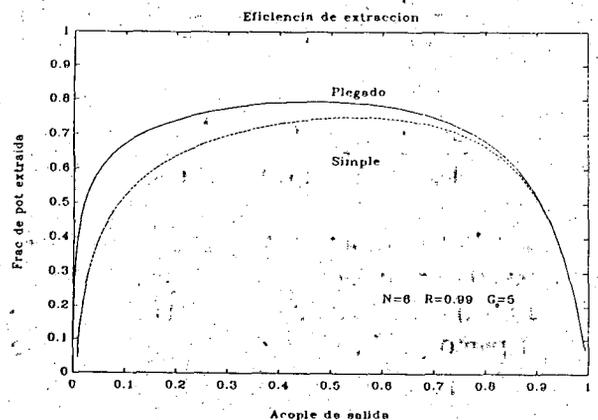


Figura 6: Eficiencia de extracción de ambos modelos.

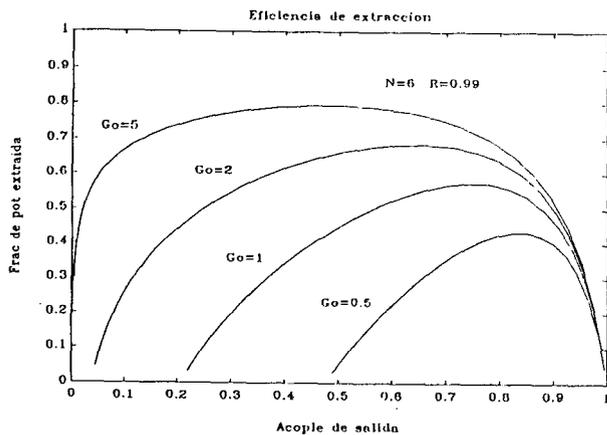


Figura 7: Fracción de potencia extraída en función de la reflectividad de salida para diferentes ganancias de pequeña señal G_0 .

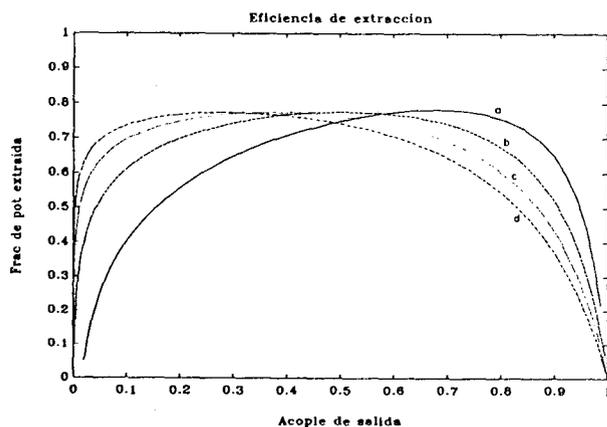


Figura 8: Rendimiento de extracción para diferente número de espejos: a) $N=4$; b) $N=6$; c) $N=8$; d) $N=10$.

Se observa que el presente modelo predice una eficiencia de extracción η superior, particularmente en el rango de bajas reflectividades. Asimismo el acople óptimo es menor, lo que impone menores solicitaciones al espejo de salida.

La figura 7 muestra la fracción de potencia extraída η en función de la reflectividad del espejo de salida R_{out} para una cavidad de $N=6$ espejos para distintos valores de la ganancia G_0 de pequeña señal.

La figura 8 muestra los resultados obtenidos para cavidades de $N = 4, 6, 8$ y 10 espejos. En el caso de $N = 6$ se mantuvo el valor: $G_0 = 5$ y en los demás se escaló en proporción a la longitud de la cavidad, la que es proporcional al número de espejos. Se observa que, si bien la eficiencia de extracción máxima η_{max} varía muy poco, es muy

significativo el corrimiento de el acoplamiento óptimo hacia las bajas reflectividades. Los resultados para este caso se resumen en la Tabla I.

N	G_0	R_{optimo}	η_{max}
4	3.33	0.68	0.782
6	5.00	0.51	0.776
8	6.67	0.35	0.775
10	8.33	0.28	0.774

En resumen, se han obtenido ecuaciones de diseño para cavidades plegadas de número arbitrario de espejos que permiten calcular la eficiencia de extracción y el acople óptimo de salida en función de la ganancia total de pequeña señal, la reflectividad de los espejos y el número de los mismos.

REFERENCIAS

1. S.L.Ream, Laser Focus, p 43, 1982.
2. E.J.Quel, C.A.Rosito, V.Slezak, CO₂ Lasers, International School on Laser and Quantum Optics, World Scientific Publishing Company, 1989.
3. J.G.Xin and D.R.Hall, Appl.Phys.Lett. vol.51, 469, 1987.
4. W.J.Wittman, "The CO₂ Laser", Springer Verlag, Berlin, 1987.
5. W.W.Rigrod, J.Appl.Phys. vol.34, 2602, 1963.
6. W.W.Rigrod, J.Appl.Phys. vol.36, 2487, 1965.
7. B.Echeverry y C.A.Rosito, Comunicación Científica No.82, CITEFA, 1979.
8. G.M.Schindler, IEEE J.Quantum. Electron., vol. QE - 16,546, 1980.