

MODELO DE LASER HIBRIDO CON CAVIDAD ANULAR

R. F. Alvarez*, E. J. Quel

Centro Investigaciones Laser y Aplicaciones (CEILAP), Centro Investigaciones Técnicas de las Fuerzas Armadas y CONICET. Zufriategui 4380, 1603 Villa Martelli, Buenos Aires

D. Bromley, J. R. Tredicce

Drexel University, USA

Se desarrolló un modelo basado en las ecuaciones de Maxwell - Bloch, sin imposición de restricciones en el número de modos ni eliminación adiabática de variables. Se muestra que la intensidad de salida y la frecuencia de operación dependen de la posición relativa de las secciones Baja Presión (BP) y Alta Presión (AP) respecto del sentido de circulación de la radiación, lo que determinaría la operación monomodo o multimodo. Esta asimetría se obtiene para las soluciones del estado estacionario y del estado dinámico.

INTRODUCCION

Los láseres híbridos constituyen un método para obtener operación monomodal. En los láseres de CO₂TEA, donde la alta ganancia y la descarga pulsada pueden conducir a una intensidad de salida inestable debido a la competencia de los modos de la cavidad, la introducción de una sección de baja presión (BP) dentro de la cavidad permitiría una selección natural de modos y, por tanto, una operación estable del sistema, manteniendo la salida de alta potencia. Los modelos teóricos previos están basados sobre consideraciones fenomenológicas, no resultando completamente apropiados para describir el sistema¹.

El modelo que se ha desarrollado aquí, basado en las ecuaciones de Maxwell - Bloch en lugar de las "rate equations", posibilita la descripción de la operación multimodal sin ninguna linearización del problema. Se muestra que las soluciones para el estado estacionario presentan algunas asimetrías y que la región BP no fija por sí misma la frecuencia de operación del sistema, excepto para valores de los parámetros que carecen de interés práctico. Por otra parte, el comportamiento dinámico muestra que la operación monomodo o multimodo durante el transitorio dependerá de la posición relativa de AP y BP respecto de la dirección de propagación del campo electromagnético. Este efecto puede ser de interés práctico en los giróscopos láser.

MODELO

Suponiendo un láser en anillo con ensancha-

miento homogéneo, y aproximación de onda plana con amplitud lentamente variable, el conjunto de ecuaciones que describen el sistema representado en la figura 1 es:

$$\partial E / \partial z + (1/c) \partial E / \partial t = i g_1 P_1 + i g_2 P_2$$

$$\partial P_j / \partial t = -\gamma_{ij} P_j - i \omega_A P_j - i g_j E N_j$$

$$\partial N_j / \partial t = -\gamma_{oj} (N_j - N_{oj}) - 2i g_j (E^* P_j - E P_j^*)$$

$$J = \begin{cases} 1, & 0 < Z < L_1 \\ 2, & L_1 < Z < L_1 + L_2 = L \end{cases}$$

donde E, P_j y N_j son el campo, las polarizaciones y las inversiones de población, respectivamente; g_j, γ_{ij} y γ_{oj} son las ganancias y las constantes de decaimiento para las polarizaciones y las inversiones de población, respectivamente; ω_A es la frecuencia de resonancia atómica y N_{oj} son los parámetros de bombeo. La condición de contorno a satisfacer es

$$E(0, t) = R E(L, t - ((L-L)/c))$$

Normalizando variables y coordenadas y redefiniendo parámetros se obtienen las respectivas ecuaciones de movimiento normalizadas:

$$\partial F / \partial h + (L \gamma_{12} / c) \partial F / \partial \tau = \beta_1 P_1 + i \beta_2 P_2$$

$$\partial P_j / \partial \tau = \tilde{\gamma}_{ij} \left\{ - \left(1 + i \tilde{\delta}_{ACj} \right) P_j + \epsilon_j D_j F \right\}$$

$$\partial D_j / \partial \tau = -\tilde{\gamma}_{oj} \left\{ D_j - 1 + (\epsilon_j / 2) (F^* P_j + F P_j^*) \right\}$$

$$j = 1, \quad 0 < h < L_1 / L$$

$$j = 2, \quad L_1 / L < h < 1$$

* Becario CIC

donde

$$\beta_1 = g_1 g_2 (\gamma_{11} \gamma_{11} / \gamma_{12} \gamma_{12})^{1/2} N_{01} L / \gamma_{11}$$

$$\beta_2 = g_2^2 N_{02} L / \gamma_{12}$$

$$\tilde{\gamma}_j = \gamma_j / \gamma_{12}$$

$$\varepsilon_1 = (g_1 / g_2) (\gamma_{12} \gamma_{12} / \gamma_{11} \gamma_{11})^{1/2}$$

$$\varepsilon_2 = 1$$

$$\tilde{\delta}_{AC_j} = (\omega_A - \omega_C) / Y_{ij} \quad \text{desintonía de la cavidad}$$

A. Estado estacionario

Para estudiar el estado estacionario se separan las partes temporal y espacial según:

$$F(h, \tau) = \tilde{F}(h) \exp(-i \delta \omega \tau)$$

$$P_j(h, \tau) = \tilde{P}_j \exp(-i \delta \omega \tau)$$

$$D_j(h, \tau) = \tilde{D}_j(h)$$

siendo $\tilde{\delta} = (\omega_L - \omega_C) / \gamma_{12}$ la frecuencia de operación del láser (ω_L) referida a la frecuencia del modo más próximo de la cavidad (ω_C). Reemplazando estas expresiones en las ecuaciones de movimiento y operando algebraicamente, se obtiene para la intensidad y la frecuencia de operación las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned} & |F_{(1)}|^2 = \\ & = (2/1 - R^2) \varepsilon_1 (-2) \left\{ \left[G_1 - (1 + \tilde{\Delta}_1 / 2) \ln(|F_{(1)}| / |F_{(0)}|) \right] + \right. \\ & \quad \left. + \left[G_2 - (1 + \tilde{\Delta}_2) \ln(|F_{(1)}| / |F_{(L/L)}|) \right] \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \tilde{\delta \omega}_n = \\ & = \frac{\tilde{\delta}_{AC1} \tilde{k}_1 - \tilde{\alpha}_1 n + \tilde{\delta}_{AC1} (\tilde{\alpha}_1 / 2\pi) \ln(|F_{(1)}| / |F_{(L/L)}| (\tilde{\gamma}_{11} - 1))}{1 + k_1 + (\tilde{\alpha}_1 / 2\pi) \ln(|F_{(1)}| / |F_{(L/L)}| (\tilde{\gamma}_{11} - 1))} \end{aligned}$$

siendo

$G_1 =$	$\beta_1 \varepsilon_1 L_1 / L$	ganancia sección 1
$G_2 =$	$\beta_2 L_2 / L$	ganancia sección 2
$\Delta_j =$	$(\tilde{\delta}_{AC} - \delta \omega) / \gamma_{1j}$	parámetro de desintonía
$\alpha_1 =$	$2\pi c / L \gamma_{L1}$	rango espectral libre
$K_1 =$	$c \ln R / L \lambda_{11}$	pérdida de la cavidad.

De estas expresiones se desprende lo siguiente:
i) Tal como ocurre en el caso de un solo medio ató-

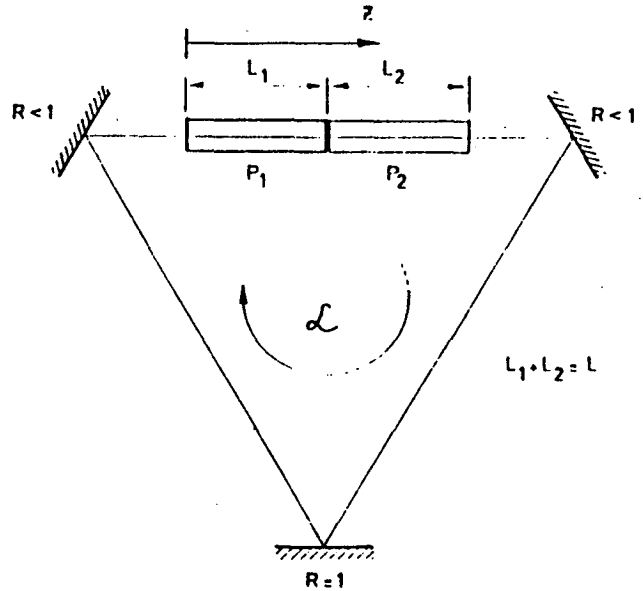


Figura 1: Sistema estudiado.

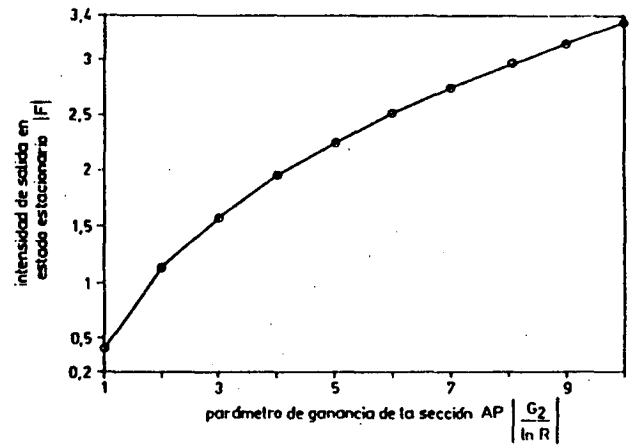


Figura 2: Intensidad de salida del estado estacionario en función de la ganancia de la sección AP.

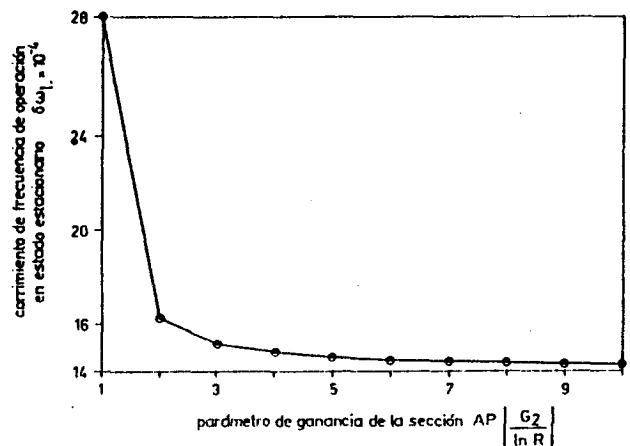


Figura 3: Corrimiento de frecuencia para el estado estacionario en función de la ganancia de la sección AP.

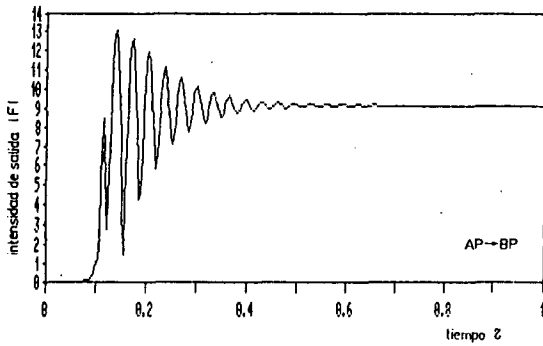


Figura 4: Evolución de la intensidad vs. tiempo para la dirección AP → BP.

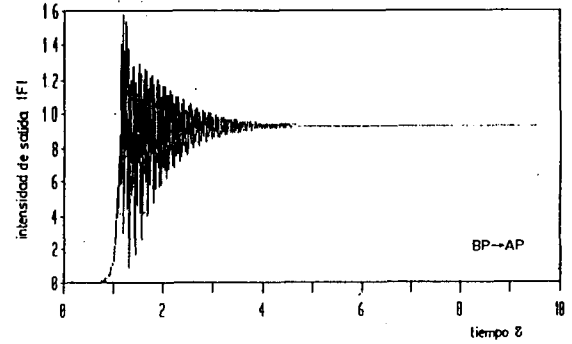


Figura 5: Evolución de la intensidad vs. tiempo para la dirección BP → AP.

mico, existen múltiples estados estacionarios indicados por el índice n .

ii) La frecuencia de operación está gobernada por una única sección en dos casos: a) $\gamma_{11} = 1$, es decir que los dos medios tienen el mismo ensanchamiento (condición trivial) y b) $|F(1)| = |F(L_1/L)|$, válido sólo en el límite de campo uniforme para el segundo medio atómico. Sin embargo, si la primera sección es la BP, la alta ganancia de la segunda sección no admite tal hipótesis.

iii) Bajo condición $\tilde{\delta}_{AC} = 0$, al intercambiar los medios se obtendrían dos frecuencias distintas para el estado estacionario.

A título de ejemplo numérico, para $\tilde{\alpha}_2 = 0.4$, $G_{BP} = 0.335$, $G_{AP} = 0.67$, $R = 0.8$ y $\tilde{\delta}_{AC2} = 0.15$ se obtiene:

$$\begin{aligned} BP \rightarrow AP & \quad |F(1)| = 0.336, \tilde{\delta}\omega = 7.71 E - 3 \\ AP \rightarrow BP & \quad |F(1)| = 0.235, \tilde{\delta}\omega = 6.63 E - 3 \end{aligned}$$

siendo las diferencias del 43% y 16% para la intensidad de salida y la frecuencia de operación, respectivamente. En las figuras 2 y 3 se muestran algunas intensidades típicas del estado estacionario y sus respectivas frecuencias en función de la ganancia de la sección AP. A medida que dicha ganancia aumenta, la diferencia entre la frecuencia correspondiente a la operación con un sólo medio y la frecuencia del láser híbrido se incrementa.

B. Estado dinámico.

Para estudiar el comportamiento dinámico se

discretizaron las ecuaciones de Maxwell - Bloch de acuerdo con². Se trabajó en una región de baja ganancia y con valores de los parámetros próximos al caso del láser de CO_2 híbrido con bombeo continuo. Sin embargo, el transitorio da interesante información sobre lo que podría esperarse en un sistema pulsado. En las figuras 4 y 5 se muestra, partiendo de valores de campo próximos a cero, la evolución de la intensidad en función del tiempo para campos propagándose en las dos direcciones opuestas. Cuando el campo encuentra primero la región BP en su camino, el transitorio muestra una operación multimodo con rápida variación a una frecuencia próxima a la del espaciado entre modos de la cavidad (fig. 4). Al cambiar la posición de los dos medios, el transitorio muestra las características oscilaciones de relajación debidas al hecho de que $\delta < K$ (fig. 5). Cabe esperar, por tanto, que el comportamiento de un láser híbrido de CO_2 en anillo con descarga pulsada dependa de la posición relativa de un medio respecto del otro. Dicha posición resultaría relevante para obtener una operación monomodo, la que se vería favorecida con un crecimiento inicial en la región AP. Esta situación se está estudiando actualmente.

REFERENCIAS

1. A. Gondhalekar et al., IEEE J. Quantum Electron. 11, 103 (1975).
2. H. Risken and K. Nummedal, J. Appl. Phys. 39, 4662 (1968).