

DETERMINACIÓN NUMÉRICA DE LA GANANCIA PARA LÁSER DE CO₂ DE FLUJO TRANSVERSAL

M. G. González¹, I. J. Ríos¹, G. D. Santiago¹, V. D'Accurso²

1. Laboratorio de Láser, Facultad de Ingeniería, Universidad de Buenos Aires, Paseo Colón 850 (1063), Capital Federal.
2. Centro de Investigaciones en Láseres y Aplicaciones (CEILAP), Juan Bautista de Lasalle 4397 (1603), Villa Martelli, Bs. As.

e-mail: gsantia@fi.uba.ar

Para determinar la ganancia de pequeña señal en láseres de CO₂ de flujo rápido transversal es necesario resolver un modelo que involucra cuatro fenómenos importantes: la población de los niveles vibracionales del CO₂ involucrados en la transición láser; la consideración de los efectos del CO generado a consecuencia de la disociación del CO₂; la influencia del transporte de gas en la zona de excitación y la evolución de la temperatura a lo largo de la dirección del flujo. Estos aspectos han sido tratados en forma separada por distintos autores. Sin embargo existen discrepancias entre las distintas formulaciones debido al tratamiento parcial que efectúan. En este trabajo, se obtiene un modelo general teniendo en cuenta todos los factores mencionados. El mismo es resuelto numéricamente contrastando los resultados con valores de ganancia medidos en nuestro laboratorio así como también con los reportados por otros autores.

Computing the small-signal gain of fast-transversal-flow CO₂ lasers requires solving a model characterized by four important phenomena: the population density of the laser levels, the effect of CO that arises as a consequence of CO₂ dissociation, the gas transport through the discharge zone and the evolution of the temperature. Several authors have independently addressed these phenomena; however there are discrepancies among the results because of the partial analysis used in each approach. We present a general model that takes into account all the aforementioned phenomena. The model is numerically solved and the results are compared to experimental values of the small-signal-gain measured in our laboratory and by other authors

I. INTRODUCCIÓN

El modelo para calcular la ganancia de pequeña señal en láseres de CO₂ de flujo rápido transversal involucra cuatro problemas: la población de los niveles energéticos del CO₂ correspondientes a la transición láser en mezclas CO₂:N₂:He; la incorporación de CO como consecuencia de la disociación del CO₂; la influencia de la velocidad en los niveles mencionados y la evolución de la temperatura a lo largo de la dirección del flujo.

El primer problema fue resuelto por Witteman^[1] y Manes y Seguin^[2] para láseres tipo TEA mediante un tratamiento temporal que se conoce como modelo de cinco temperaturas. La influencia del CO fue considerada inicialmente por Smith y Thomson^[3] y tomando el desarrollo previo pasó a denominarse modelo de seis temperaturas. Posteriormente Armandillo y Kaye^[4] desarrollaron el modelo de cinco temperaturas aplicado a láseres de flujo transversal, teniendo en cuenta la influencia de la velocidad. Finalmente Sorichetti^[5], desarrolló el modelo de cinco temperaturas teniendo en cuenta la velocidad del flujo y la evolución de la temperatura.

Al aplicar los modelos mencionados, con el objetivo de desarrollar un nuevo sistema de electrodos para un láser de alta potencia, reportado en otro trabajo^[6], se encontraron discrepancias importantes referentes a los procesos de transferencia de energía y al cómputo de los tiempos de decaimiento. Esto hacía que no se pudieran reproducir numéricamente valores obtenidos

experimentalmente por otros autores y por experimentos realizados en nuestro laboratorio. A fin de obtener una formulación más precisa, se detalla a continuación el procedimiento para obtener un modelo considerando todos los problemas mencionados anteriormente.

II. NIVELES DE ENERGÍA

La molécula de CO₂ es lineal y simétrica y presenta tres modos normales de vibración. Asumiendo que la molécula se comporta como una superposición de osciladores armónicos elementales de frecuencias ν_i es posible calcular la cantidad de energía almacenada en cada uno de estos modos vibracionales en función de la temperatura T para un conjunto de N moléculas como^[3]:

$$E(T) = N \cdot h \cdot \nu_i \cdot \left(1 - \exp \left[- \frac{h \cdot \nu_i}{k \cdot T_i} \right] \right)^{-1} \quad (1)$$

donde h es la constante de Planck y k la de Boltzmann. O bien invirtiendo la relación anterior tomar como definición de la temperatura equivalente a:

$$T_e(E) = \frac{h \cdot \nu_i / k}{\ln(N \cdot h \cdot \nu_i / E_i + 1)} \quad (2)$$

Siendo esta temperatura la representativa para situaciones fuera del equilibrio.

III. MODELO DE SEIS TEMPERATURAS

El modelo de cinco temperaturas propuesto por Witteman^[1] para sistemas CO₂:N₂:He ha dado predicciones precisas para el comportamiento de ganancia en sistemas pulsados a bajas presiones. A diferencia del modelo nombrado, que provee una descripción de la ganancia en función del tiempo, en esta sección se ha desarrollado un modelo con las mismas características pero en función de la posición. Además se tiene en cuenta la influencia del flujo transversal y la disociación del dióxido de carbono con todos los efectos que traen aparejados estos fenómenos. Luego se ha implementado un algoritmo para obtener la solución numérica de este conjunto de ecuaciones diferenciales.

III.1 Sistemas de ecuaciones

Para tener en cuenta la interacción entre los niveles del CO₂ y los gases que componen la mezcla, habrá que evaluar seis temperaturas equivalentes o energías. Estas se definen como:

T₁: Temperatura equivalente para el modo vibracional simétrico del CO₂.

T₂: Ídem para el modo vibracional de flexión del CO₂.

T₃: Ídem para el modo vibracional antisimétrico del CO₂.

T₄: Ídem para el N₂.

T₅: Ídem para el CO.

T: Temperatura traslacional del gas.

Los cambios en las energías equivalentes de cada modo vibracional, están dados por:

$$\frac{dE_1}{dx} = R_1 - \frac{E_1 - E_1^*(T_2)}{V(x) \cdot \tau_{12}(T_2)} + \frac{\nu_1}{\nu_3} \cdot \frac{E_3 - E_3^*(T, T_1, T_2)}{V(x) \cdot \tau_3(T, T_1, T_2)} + \frac{\nu_1}{\nu_5} \cdot \frac{E_5 - E_5^*(T, T_1, T_2)}{V(x) \cdot \tau_{50}(T, T_1, T_2)} + \frac{\nu_1 \cdot dN \cdot W \cdot I_v}{V(x)} \quad (3)$$

$$\frac{dE_2}{dx} = R_2 + \frac{E_1 - E_1^*(T_2)}{V(x) \cdot \tau_{12}(T_2)} - \frac{E_2 - E_2^*(T)}{V(x) \cdot \tau_{20}(T)} + \frac{\nu_2}{\nu_3} \cdot \frac{E_3 - E_3^*(T, T_1, T_2)}{V(x) \cdot \tau_3(T, T_1, T_2)} + \frac{\nu_2}{\nu_5} \cdot \frac{E_5 - E_5^*(T, T_1, T_2)}{V(x) \cdot \tau_{50}(T, T_1, T_2)} \quad (4)$$

$$\frac{dE_3}{dx} = R_3 - \frac{E_3 - E_3^*(T, T_1, T_2)}{V(x) \cdot \tau_3(T, T_1, T_2)} + \frac{E_4 - E_4^*(T_3)}{V(x) \cdot \tau_{43}(T)} + \frac{\nu_3}{\nu_5} \cdot \frac{E_5 - E_5^*(T, T_3)}{V(x) \cdot \tau_{53}(T, T_3)} - \frac{\nu_3 \cdot dN \cdot W \cdot I_v}{V(x)} \quad (5)$$

$$\frac{dE_4}{dx} = R_4 - \frac{E_4 - E_4^*(T_3)}{V(x) \cdot \tau_{43}(T)} + \frac{\nu_4}{\nu_5} \cdot \frac{E_5 - E_5^*(T, T_4)}{V(x) \cdot \tau_{54}(T, T_4)} \quad (6)$$

$$\frac{dE_5}{dx} = R_5 - \frac{E_5 - E_5^*(T, T_1, T_2)}{V(x) \cdot \tau_{50}(T, T_1, T_2)} - \frac{E_5 - E_5^*(T, T_3)}{V(x) \cdot \tau_{53}(T, T_3)} - \frac{E_5 - E_5^*(T, T_4)}{V(x) \cdot \tau_{54}(T, T_4)} \quad (7)$$

Las ecuaciones previas son básicamente las de Landau - Teller, que a su vez son similares a las que usaron

Manes y Seguin^[2]. Pero con la diferencia de que éstas describen la evolución de la energía almacenada en los tres modos vibracionales del CO₂ y el modo vibracional del N₂ con respecto a la posición mientras que las anteriores lo hacían en función del tiempo. Por otra parte se tiene en cuenta la presencia de monóxido de carbono en la mezcla así como lo hacen Smith y Thomson en su modelo^[3].

Los términos R_i son las tasas de excitación electrónica de los respectivos niveles.

$$\text{Tasas de Excitación electrónica} \begin{cases} R_1 = n_e \cdot f \cdot N_{CO_2} \cdot h \cdot \nu_1 \cdot X_1 \cdot V^{-1} \\ R_2 = n_e \cdot f \cdot N_{CO_2} \cdot 2 \cdot h \cdot \nu_2 \cdot X_2 \cdot V^{-1} \\ R_3 = n_e \cdot f \cdot N_{CO_2} \cdot h \cdot \nu_3 \cdot X_3 \cdot V^{-1} \\ R_4 = n_e \cdot N_{N_2} \cdot h \cdot \nu_4 \cdot X_4 \cdot V^{-1} \\ R_5 = n_e \cdot (1-f) \cdot N_{CO_2} \cdot h \cdot \nu_5 \cdot X_5 \cdot V^{-1} \end{cases}$$

Siendo n_e la densidad electrónica, (1-f) la proporción de CO provocada por disociación del CO₂ y X_n es la tasa de excitación electrónica efectiva^[1].

Las ecuaciones (3-7) están relacionadas con las energías en equilibrio termodinámico, que pueden escribirse como:

$$E_1^*(T_2) = \frac{h \cdot \nu_1 \cdot f \cdot N_{CO_2}}{\exp\left[\frac{h \cdot \nu_1}{k \cdot T_2}\right] - 1} \quad (8)$$

$$E_3^*(T, T_1, T_2) = \frac{h \cdot \nu_3 \cdot f \cdot N_{CO_2}}{\exp\left[\frac{h \cdot \nu_1}{k \cdot T_1} + \frac{h \cdot \nu_2}{k \cdot T_2} + \frac{h \cdot \nu_3 - h \cdot \nu_1 - h \cdot \nu_2}{k \cdot T}\right] - 1} \quad (9)$$

$$E_5^*(T, T_1, T_2) = \frac{h \cdot \nu_5 \cdot (1-f) \cdot N_{CO_2}}{\exp\left[\frac{h \cdot \nu_1}{k \cdot T_1} + \frac{h \cdot \nu_2}{k \cdot T_2} + \frac{h \cdot \nu_5 - h \cdot \nu_1 - h \cdot \nu_2}{k \cdot T}\right] - 1} \quad (10)$$

$$E_2^*(T) = \frac{2 \cdot h \cdot \nu_2 \cdot f \cdot N_{CO_2}}{\exp\left[\frac{h \cdot \nu_2}{k \cdot T}\right] - 1} \quad (11)$$

$$E_4^*(T_3) = \frac{h \cdot \nu_4 \cdot N_{N_2}}{\exp\left[\frac{h \cdot \nu_4}{k \cdot T_3}\right] - 1} \quad (12)$$

$$E_5^*(T, T_3) = \frac{h \cdot \nu_5 \cdot (1-f) \cdot N_{CO_2}}{\exp\left[\frac{h \cdot \nu_3}{k \cdot T_3} + \frac{h \cdot \nu_5 - h \cdot \nu_3}{k \cdot T}\right] - 1} \quad (13)$$

$$E_5^*(T, T_4) = \frac{h \cdot \nu_5 \cdot (1-f) \cdot N_{CO_2}}{\exp\left[\frac{h \cdot \nu_4}{k \cdot T_4} + \frac{h \cdot \nu_5 - h \cdot \nu_4}{k \cdot T}\right] - 1} \quad (14)$$

Un esquema de los niveles de energías y los tiempos de transición se muestran en la figura 1.

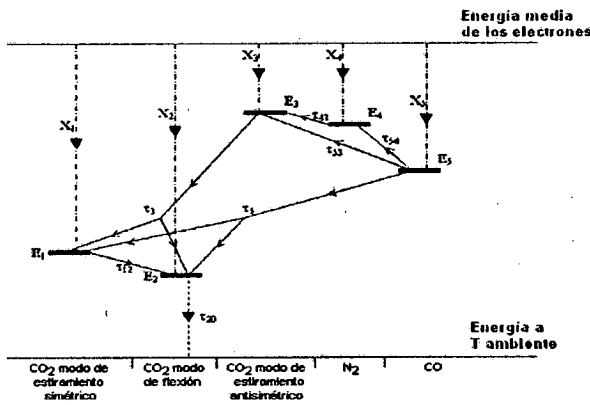


Figura 1. Esquema energético para un sistema N_2 - CO_2 - CO .

III.2 Tiempos de relajación

Los tiempos de relajación mencionados en las ecuaciones (3-7) y que se muestran en la figura 1 dependen de las temperaturas equivalentes de los distintos niveles y pueden calcularse de la forma que se detalla a continuación.

El tiempo τ_{20} caracteriza la relajación V-T del modo de flexión a traslación. Una buena aproximación para este tiempo es dada por la siguiente ecuación^[1]:

$$\tau_{20}(T) = \tau_2^0 \cdot \left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/2} \cdot \exp\left[h \cdot \nu_2 \cdot \left(\frac{1}{k \cdot T} - \frac{1}{k \cdot T_0}\right)\right] \quad (15)$$

donde τ_2^0 es el tiempo de relajación a $T_0 = 300$ K. Análogamente τ_3 está asociado con los procesos de transferencia V-V entre el modo de estiramiento asimétrico y los modos simétrico y de flexión. En este caso dicho tiempo se calcula de la forma^[2]:

$$\tau_3(T, T_1, T_2) = \frac{\tau_3^0 \cdot \left(\exp\left[\frac{h \cdot \nu_1}{k \cdot T_1}\right] - 1\right) \cdot \left(\exp\left[\frac{h \cdot \nu_2}{k \cdot T_2}\right] - 1\right)}{\exp\left[\frac{h \cdot \nu_1}{k \cdot T_1} + \frac{h \cdot \nu_2}{k \cdot T_2} + \frac{h \cdot \nu_3 - h \cdot \nu_1 - h \cdot \nu_2}{k \cdot T}\right] - 1} \quad (16)$$

donde τ_3^0 es el tiempo de relajación a temperatura T_0 . Los valores τ_2^0 y τ_3^0 son funciones de la presión desde la relación^[1]:

$$\tau_i = \frac{1}{p \cdot (\psi_{CO_2} \cdot k_i^{CO_2} + \psi_{N_2} \cdot k_i^{N_2} + \psi_{He} \cdot k_i^{He})} \quad (17)$$

donde ψ_z es la fracción de gas de la especie z , p es la presión total en Torr, k_i^z son las constantes de relajación para el nivel i y para la especie z ^[1].

Por otro lado, τ_{12} representa la transferencia V-V entre los modos simétrico y de flexión. Es necesario agregar que el tiempo de relajación τ_{12} depende esencialmente de las colisiones entre moléculas de CO_2 . La ecuación para el cálculo de este tiempo de relajación es^[1]:

$$\tau_{12}(T_2) = \frac{\left(\exp\left[\frac{h \cdot \nu_1}{k \cdot T_1}\right] - 1\right)}{A_{12} \cdot \left(\exp\left[\frac{h \cdot \nu_2}{k \cdot T_2}\right] + 1\right)} \quad (18)$$

donde

$$A_{12} = \frac{\left(\exp\left[\frac{h \cdot \nu_1}{k \cdot T}\right] - 1\right)}{g(T) \cdot \left(\exp\left[\frac{h \cdot \nu_2}{k \cdot T}\right] + 1\right)} \quad (19)$$

$$g(T) = 6.5 \cdot 10^{-7} \cdot \left(\frac{T_0}{T}\right)^{3/2} \cdot (p \cdot \psi_{CO_2})^{-1} \quad (20)$$

La transferencia de energía V-V entre el N_2 y el modo de estiramiento asimétrico tiene asociado el siguiente tiempo de relajación:

$$\tau_{43}(T) = 4.9 \cdot 10^{-5} \cdot \left(\frac{T_0}{T}\right)^{3/2} \cdot (p \cdot \psi_{N_2})^{-1} \quad (21)$$

Por otro lado, en la descarga se produce una disociación por impacto electrónico de la molécula de CO_2 que provoca la aparición de CO en la mezcla. El tiempo de decaimiento V-T para esta especie es^[3]:

$$\tau_{50}(T, T_1, T_2) = \frac{\left(\exp\left[\frac{h \cdot \nu_1}{k \cdot T_1}\right] - 1\right) \cdot \left(\exp\left[\frac{h \cdot \nu_2}{k \cdot T_2}\right] - 1\right)}{\left((1-f) \cdot N_{CO_2} \cdot k_5\right) \cdot \left(\exp\left[\frac{h \cdot \nu_1}{k \cdot T_1} + \frac{h \cdot \nu_2}{k \cdot T_2} + \frac{h \cdot \nu_5 - h \cdot \nu_1 - h \cdot \nu_2}{k \cdot T}\right] - 1\right)^{-1}} \quad (22)$$

donde

$$k_5 = 5.96 \cdot 10^{-28} \cdot T^{-5.86} \cdot \exp\left[-\frac{4223}{T} - \frac{672.7}{T^{1/3}} + \frac{2683}{T^{2/3}}\right]$$

También existen procesos de transferencia V-V entre el CO y el modo asimétrico del CO_2 (τ_{53}) y entre el CO y el N_2 (τ_{54}). Las respectivas ecuaciones que representan la evolución de estos tiempos se muestran a continuación^[3]:

$$\tau_{53}(T, T_3) = \frac{\exp\left[\frac{h \cdot \nu_3}{k \cdot T_3}\right] - 1}{(1-f) \cdot N_{CO_2} \cdot k_{53} \cdot \exp\left[\frac{h \cdot \nu_3 - h \cdot \nu_5}{k \cdot T}\right] \cdot \left(\exp\left[\frac{h \cdot \nu_3}{k \cdot T_3} + \frac{h \cdot \nu_5 - h \cdot \nu_3}{k \cdot T}\right] - 1\right)^{-1}} \quad (23)$$

donde

$$k_{53} = 1.56 \cdot 10^{-17} \cdot \exp\left[-\frac{30.1}{T^{1/3}}\right]$$

$$\tau_{s4}(T, T_4) = \frac{\exp\left[\frac{h \cdot \nu_4}{k \cdot T_4}\right] - 1}{N_{N_2} \cdot k_{s4} \cdot \exp\left[\frac{h \cdot \nu_4 - h \cdot \nu_3}{k \cdot T}\right]} \cdot \left(\exp\left[\frac{h \cdot \nu_4}{k \cdot T_4} + \frac{h \cdot \nu_3 - h \cdot \nu_4}{k \cdot T}\right] - 1 \right)^{-1} \quad (24)$$

donde

$$k_{s4} = \text{el mayor de} \begin{cases} 1.78 \cdot 10^{-12} \cdot \exp\left[-\frac{210}{T^{1/3}}\right] \\ 6.98 \cdot 10^{-19} \cdot \exp\left[\frac{25.6}{T^{1/3}}\right] \end{cases}$$

Cómo se puede observar en la figura 1 y en las ecuaciones (3-7) no se incorpora el proceso de transferencia V-T para el modo simétrico. Es conocido que éste es más lento que el que procede con una transferencia V-V al modo de flexión para una posterior V-T asociada con el tiempo τ_{20} .

III.3 Irradiancia

La evolución de esta variable se encuentra representada por la ecuación diferencial:

$$\frac{dI_v}{dx} = -\frac{I_v}{V(x) \cdot \tau_c} + c \cdot \nu_o \cdot V^{-1}(x) \cdot dN \cdot W \cdot I_v + \frac{I_{sp}}{V(x)} \quad (25)$$

donde c es la velocidad de la luz, ν_o es la frecuencia del láser, τ_c es el tiempo de vida del fotón en la cavidad láser, dN es la inversión de población, W es la tasa de emisión estimulada en la línea central^[2] y I_{sp} es la irradiancia que ocurre por emisión espontánea en la dirección x . En general la medición de la ganancia de pequeña señal se realiza cuando el dispositivo no está funcionando como láser, por lo tanto $I = 0$. Luego puesto que el valor de I_{sp} es muy pequeño, resulta $dI/dx = 0$. En consecuencia esta última ecuación no se tiene en cuenta y la ganancia calculada puede ser contrastada con los valores medidos y reportados por otros autores.

III.4 Las seis temperaturas

Con el cálculo de la temperatura traslacional del gas aparece la séptima ecuación diferencial que completa el modelo. Para llegar a la expresión de la variación de la temperatura con respecto a la posición se debe tener en cuenta las ecuaciones de conservación de la masa, del momentum, de la energía y de estado^[7]. De esta manera se obtiene:

$$\frac{dT}{dx} = \frac{\frac{dQ}{dx}}{\rho \cdot \left(C_{pm} + \frac{Rm \cdot V^2}{Rm \cdot T - V^2} \right)} \quad (26)$$

donde δ es la densidad del gas, Rm es la constante de los gases por unidad de masa, C_{pm} es la capacidad calorífica

por unidad de masa del gas a presión constante y Q es la cantidad de calor entregada por unidad de volumen.

La tasa de calor entregado $dQ(x)/dx$ se debe a los diversos decaimientos V-T. Los más significativos son los del modo de flexión y el asimétrico por lo que dicha tasa queda dada por:

$$\frac{dQ(x)}{dx} = \frac{E_2 - E_2'(T)}{V(x) \cdot \tau_{20}(T)} + \left(1 - \frac{\nu_2}{\nu_3} - \frac{\nu_1}{\nu_3} \right) \cdot \frac{E_3 - E_3'(T, T_1, T_2)}{V(x) \cdot \tau_{30}(T, T_1, T_2)} + V^{-1}(x) \cdot \chi \cdot P_{Total}^{Elec} \quad (27)$$

El primer y segundo término de la ecuación representan la energía producida por el decaimiento de los modos ya mencionados. Se desprecia el efecto de otros canales por ser mucho más lentos. El modelo que presenta la ecuación (26) difiere del postulado en la referencia [5], donde el intercambio de energía entre los modos de flexión y simétrico es el término más importante, lo que conlleva a errores de consideración en el cómputo de la temperatura traslacional. Finalmente, el tercer sumando de la ecuación representa la potencia transferida directamente a traslación por impacto electrónico. Teniendo en cuenta la gran diferencia de masa entre moléculas y electrones, la fracción de potencia χ que aporta al calor es menor que 5 %^[5].

El resto de las temperaturas se calculan considerando lo visto en la sección II.

III.5 Velocidad de flujo

La velocidad del flujo transversal en una dimensión es calculada cómo:

$$V(x) = \frac{P_o}{k \cdot T_o} \cdot \frac{V_o \cdot A_o}{N(x) \cdot A(x)} \quad (28)$$

donde V_o es la velocidad de flujo inicial, A_o es el área de la sección transversal de entrada del flujo, $A(x)$ es la sección transversal medida en la coordenada x .

III.6 Ganancia de pequeña señal

La inversión de población se calcula mediante la siguiente ecuación:

$$dN = N_{001} \cdot P(J) - \frac{\theta_J}{\theta_{J+1}} \cdot N_{100} \cdot P(J+1) \quad (29)$$

donde N_{001} , es la población del estado 001; N_{100} , es la población del 100, y están determinadas por las ecuaciones:

$$N_{001} = N_{CO_2} \cdot \exp\left[-\frac{h \cdot \nu_3}{k \cdot T_3}\right] \cdot Z \quad (30)$$

$$N_{100} = N_{CO_2} \cdot \exp\left[-\frac{h \cdot \nu_1}{k \cdot T_1}\right] \cdot Z \quad (31)$$

$$Z = \left(1 - \exp\left[-\frac{h \cdot \nu_1}{k \cdot T_1}\right]\right) \cdot \left(1 - \exp\left[-\frac{h \cdot \nu_3}{k \cdot T_3}\right]\right) \cdot \left(1 - \exp\left[-\frac{h \cdot \nu_2}{k \cdot T_2}\right]\right)^2 \quad (32)$$

$P(J)$ representa la fracción de moléculas que se encuentran en el estado rotacional caracterizado por el número J :

$$P(J) = \frac{2 \cdot h \cdot c \cdot B}{k \cdot T} \cdot \theta_J \cdot \exp\left[-\frac{h \cdot c \cdot B \cdot J \cdot (J+1)}{k \cdot T}\right] \quad (33)$$

donde $B = 40 \text{ m}^{-1}$ es la constante rotacional y $\theta_J = 2J + 1$.

La ganancia de pequeña señal se encuentra asociada con la ecuación:

$$\gamma = dN \cdot \sigma \quad (34)$$

donde $\sigma = \lambda^2 \cdot g(\nu) \cdot \pi \cdot \tau_{sp} / 8$ es la sección eficaz óptica, λ es la longitud de onda del láser ($\cong 10.6 \text{ }\mu\text{m}$), τ_{sp} es la constante de tiempo para emisión espontánea ($\cong 5 \text{ s}$), $g(\nu) = 2 / (\pi \cdot \Delta\nu)$ y $\Delta\nu$ es el ancho de línea homogéneo de la transición láser.

IV. APLICACIONES Y RESULTADOS

Una vez obtenido el modelo general teniendo en cuenta todos los factores mencionados hasta el momento, se lo aplicó a la simulación de láseres sobre los que se conocía la ganancia.

El primer estudio se realizó a partir del dispositivo mencionado en la referencia [8], un láser de CO_2 de flujo transversal rápido que puede operar a diferentes presiones, incluso a presión atmosférica. Las descargas fueron producidas con mezclas del tipo $\text{CO}_2:\text{CO}:\text{N}_2:\text{He}$ con una densidad de potencia de entrada de $9 \cdot 10^7 \text{ W/m}^3$ y una velocidad inicial de flujo de 30 m/s . La razón E/N correspondiente fue de $1.7 \cdot 10^{-20} \text{ V} \cdot \text{m}^2$ independientemente de la presión total del gas. A continuación se muestra la ganancia de pequeña señal en función de la posición a distintas presiones.

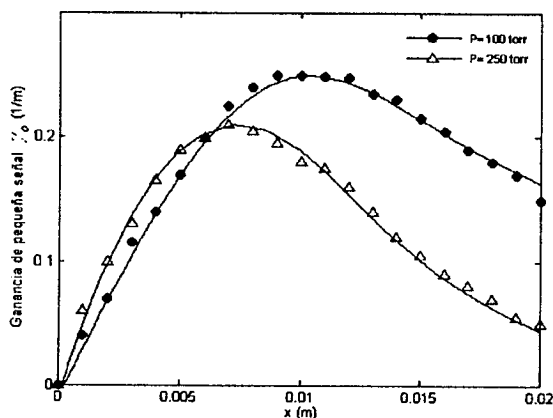


Figura 2. Ganancia en función de la posición para diferentes presiones.

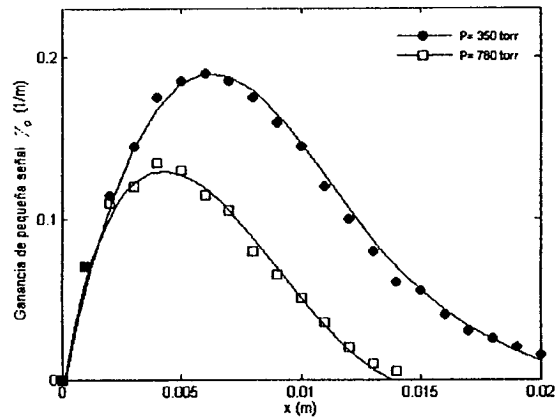


Figura 3. Ganancia en función de la posición para diferentes presiones.

En las figuras 2 y 3 los puntos representan los valores reportados mientras que las líneas son los valores que arroja el modelo que presentado. Se realizó la comparación para presiones de 100, 250, 350 y 780 Torr, para todos los casos la corriente es de 500 mA y la mezcla es 2:1:6:32. Se observa un buen ajuste entre los valores experimentales y el modelo numérico. Es importante destacar que esta coincidencia se obtuvo para valores de la constante de tiempo τ_3 inferiores en un 50 % a los reportados para láseres pulsados tipo TEA. Este ajuste no tiene validez restringida al caso analizado sino que la misma concordancia es obtenida cuando se la aplica a un láser desarrollado en nuestro laboratorio que opera a presiones en el rango de 30 a 50 Torr. Sobre este láser se desarrollaron distintas configuraciones de electrodo. La primera compuesta por un cátodo tubular y 60 ánodos planos y una velocidad inicial de flujo de 50 m/s . La figura 4 presenta los valores medidos^[9] y los calculados.

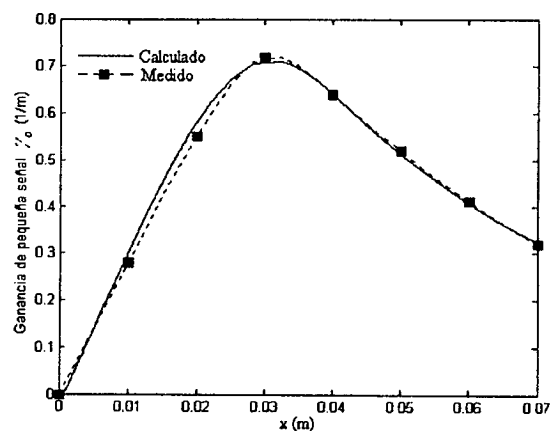


Figura 4. Ganancia en función de la posición. Mezcla 1:1.5:26. $I = 6 \text{ A}$. $P = 40 \text{ Torr}$. $V_0 = 50 \text{ m/s}$.

La segunda configuración de electrodos ensayada consta de un perfil descrito en el trabajo [6]. En la figura 5 se puede apreciar la similitud entre los valores medidos y los calculados debido a que se conoce con mejor precisión la densidad electrónica.

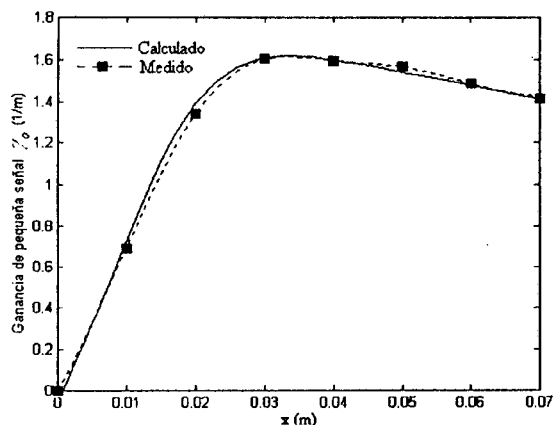


Figura 5. Ganancia en función de la posición. Mezcla 1:1:6. $I = 10$ A. $P = 30$ Torr. $V_0 = 70$ m/s.

Es interesante comparar las predicciones del modelo referentes al incremento de temperatura que pueden ser corroboradas independientemente de la ganancia. La tabla 1 resume los principales valores, nuevamente se puede encontrar que los resultados entregados son semejantes a los medidos en nuestro laboratorio y a los reportados por otros autores.

	$\Delta T_{\text{calculado}}$	ΔT_{medido}	
Cátodo en punta ^[8]	18 - 25 K	10 - 20 K	Valores reportados por los autores
Cátodo circular ^[9]	160 K	145 K	Valores medidos en nuestro laboratorio
Electrodo ideal ^[6]	100 K	105 K	

Tabla 1. Comparación entre los gradientes de temperaturas calculados y los medidos.

Cabe destacar que los casos estudiados reflejan un amplio rango de presiones, composición de la mezcla, velocidades y corrientes de excitación; encontrándose muy buena concordancia entre los valores experimentales y los numéricos. Esto sugiere que el ajuste realizado sobre los tiempos de decaimiento y la reformulación de la ecuación (27) son los cambios necesarios para minimizar las discrepancias existentes.

V. DISCUSIÓN

El modelo presentado engloba diversos fenómenos de la dinámica de láseres de CO_2 de flujo rápido que habían sido considerados aisladamente por otros autores. La mayor parte de los trabajos previos se aplicaron a láseres pulsados de tipo TEA donde interesan variaciones temporales y la temperatura traslacional varía muy poco. Por el contrario, en el caso aquí estudiado, son importantes las variaciones espaciales y la temperatura traslacional varía lo suficiente como para jugar un papel fundamental dentro del modelo. En este sentido se formuló una nueva aproximación para la tasa de calor entregada, la que brindó muy buenos resultados.

Asimismo, fue necesario ajustar los tiempos de decaimiento, principalmente el de la transferencia V-V entre el modo de estiramiento asimétrico y los modos simétrico y de flexión. Con estos nuevos valores los

resultados numéricos y experimentales resultan muy próximos en un amplio rango de situaciones.

Referencias

- 1 - W. J. Witteman, "The CO_2 Laser", Springer Series in Optical Sciences, vol. 53, Ed. Springer-Verlag, (1986).
- 2 - K. R. Manes and H. J. Seguin, *J. Appl. Phys.*, **43**, 5073, (1972).
- 3 - K. Smith and R. Thomson, "Computer Modeling of gas Lasers", (1978).
- 4 - E. Armandillo and A. S. Kaye, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **13**, 321, (1980).
- 5 - P. A. Sorichetti, *IEEE J. Quantum Electron*, **27**, 2340, (1991).
- 6 - M. González, I. Rios, V. D'Accurso, G. Santiago y C. Rosito, "Electrodo ideal para láseres de CO_2 de flujo transversal", Presentado a la reunión AFA 2003.
- 7 - M. J. Zucrow, J. D. Hoffman, "Gas Dynamics", John Wiley & Sons, (1976).
- 8 - T. Akiba, H. Nagai, M. Hishii, *IEEE J. Quantum Electron*, **15**, 161, (1979).
- 9 - M. A. Carnero, V. D'Accurso, C. A. Rosito y G. D. Santiago, *Anales AFA*, **11**, 124, (1999).