

Estudio de la salida mutipulso de un láser iónico de xenon

D. Schinca, * H. Sobral, ** R. Duchowicz # y M Gallardo ## ¹

Centro de Investigaciones Ópticas, CIOP, (CONICET, CIC)
C.C. 124, 1900 La Plata, Argentina
e-mail: postmaster@ciop.edu.ar

Resumen

El Xenon es capaz de emitir radiación láser en régimen pulsado en varias líneas que van del IR al UV profundo. Las que se encuentran en la región UV- visible pertenecen a grados de ionización intermedios. Se ha encontrado que bajo ciertas condiciones, la salida de estas líneas presenta una distribución temporal múltiple.

Se presentan en este trabajo resultados de las características de dicha salida como así también un modelo simple de población que las reproduce.

Abstract

Pulsed Xe laser action can be obtained in several lines in the range IR- UV. Those falling in the UV- visible region belong to intermediate ionization stages. It has been found that, under certain conditions the output of these lines present a multiple temporal distribution.

In this work some features of this output together with a simple population model is presented.

Introducción

Los láseres de gases nobles neutros como iónicos han sido tema de estudio desde el comienzo de la década del 60, tanto en un modo continuo como pulsado. Es posible citar varios trabajos sobre el tema, de los cuales, los de Bridges y Chester [1] son los más conspicuos, estudiándose la espectroscopía de los láseres iónicos y su implementación como instrumentos de laboratorio. De esa época datan los primeros trabajos de Xe en nuestro laboratorio [2], estudiándose la espectroscopía de la emisión espontánea en descargas pulsadas de alta corriente y tensión, para los diversos iones de Xe (Xe II, Xe III, Xe IV).

A principio de la década del 70, aparecen dos trabajos de Papayoanou et al [3,4] en los que estudian concretamente las características

del plasma en este tipo de descargas, midiendo diversos parámetros macroscópicos además de la temperatura y densidad electrónica y la conductividad del plasma. Demuestran que la acción láser ocurre durante la contracción dinámica de la columna del plasma (pinch).

En general la distribución temporal de la salida del láser consiste en un pulso. Sin embargo, en 1966 Kobayashi et al [4] muestra la obtención de un doble pulso temporal en un láser de Ar II pulsado para las líneas 4880 Å y 4765 Å, donde la intensidad y separación de los mismos depende de la corriente y la presión. Cheo y Cooper [5], y Hattori y Goto [6], observaron doble pulso para láseres iónicos de Ar y Kr que atribuyeron a procesos de apagado

* Investigador CICIPBA

** Becario CICIPBA

Investigador CONICET, Dpto. de Física UNLP

Investigador CONICET

(quenching) y saturación. Luego, Papayoanou [4] muestra que, bajo ciertas condiciones del plasma de Xe iónico, obtiene la salida de doble pulso. En 1980, Sasaki et al [7] observan salida en doble pulso cuando excitan con un pulso de corriente largo ($\sim 100 \mu\text{s}$) que atribuyeron a procesos directos y escalonados para el primer y segundo pulso respectivamente.

Tiempo después, se estudió la emisión temporal del láser de Xe en nuestro laboratorio, observándose salida de doble pulso con una corriente de $2.5 \mu\text{s}$ [8].

En el presente trabajo continuamos con los trabajos realizados en este tema, profundizamos el estudio de la emisión espontánea y se propone un modelo de excitación y modulación de la ganancia que reproduce las principales características de la emisión láser y espontánea correspondiente.

Arreglo experimental

El equipo experimental consiste de un tubo

Pyrex de 1.2 m. de largo y 3 mm. de diámetro interno, con electrodos fríos de tungsteno recubierto con indio, dispuestos lateralmente. El tubo termina en ventanas orientadas en el ángulo de Brewster y está recubierto (entre electrodos) por una camisa de vidrio que permite su refrigeración por circulación de agua. El tubo está conectado a una línea de vacío que permite su evacuación y posterior llenado de Xe a una presión controlable. El sistema de descarga consiste en un arreglo de inductancias y condensadores dispuestos para obtener una red formadora de pulsos, que se descargan sobre el tubo a través de una llave rápida (spark-gap). La emisión de la celda de descarga se enfoca en un sistema monocromador-fotomultiplicador de 5 ns. de respuesta para su análisis temporal. La salida de éste se procesa en un osciloscopio digital. Un esquema del equipo experimental junto con los valores típicos de las magnitudes involucradas puede verse en la figura 1.

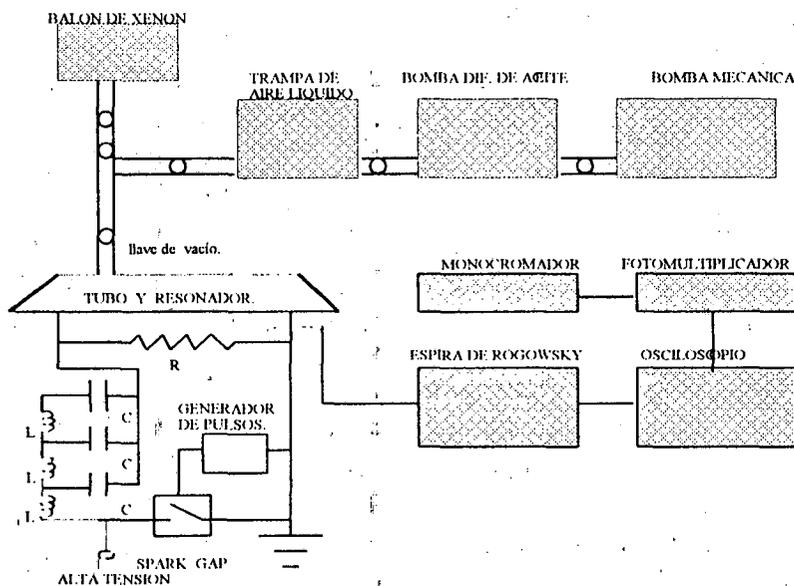


Figura 1: Esquema experimental

Resultados

Bajo ciertas condiciones de presión y tensión, es posible observar que la salida láser consiste en un doble pulso temporal. Como esta salida está constituida por varias transiciones,

se realizó un estudio en el tiempo para cada una de ellas, enfocando la salida en un monocromador y detectándola con el fotomultiplicador y registrándola en el

osciloscopio. En la figura 2 puede verse la distribución temporal de intensidad del láser para la transición 5394,62 Å.

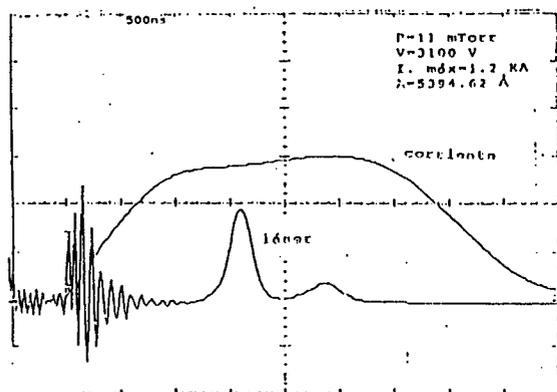


Figura 2: Salida láser en doble pulso para la línea 5394,62 Å

Por otro lado, fue posible observar que, dada una línea, la aparición de los pulsos no es simultánea, sino que guarda un cierto orden como puede verse en la figura 3 para la transición de 5352,92 Å, cuando se mantiene fija la presión y se varía la tensión desde valores umbrales (valores de breakdown).

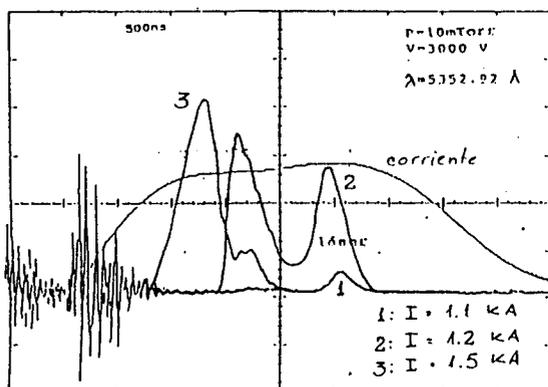


Figura 3: Secuencia de aparición del doble pulso correspondientes a distintas corrientes pico para la línea 5352,92 Å

En todos los casos, las secuencias tienden a un solo pulso ubicado cerca de la crecida de la corriente. Esta forma de aparición de los pulsos se observó en todas las líneas. También se pudo ver salidas en más de dos pulsos (multipulso), algunos de ellos más o menos solapados.

Se pudo además determinar que esta salida multipulso no solo dependía de las condiciones

de presión y tensión, sino también de la alineación de los espejos, lo que puede verse en la figura 4 para la transición de 4954,13 Å.

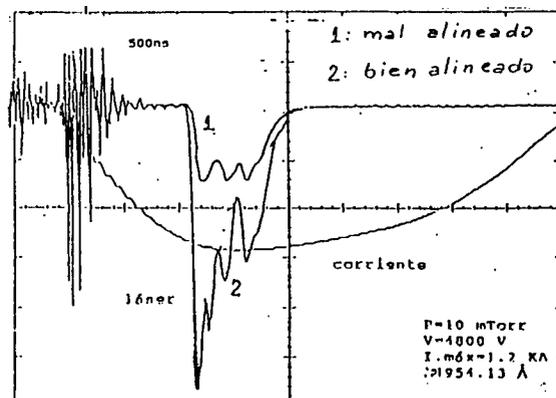


Figura 4: Salida multipulso para distintas alineaciones de la cavidad correspondiente a la línea 4954,13 Å

Con el objeto de aportar datos que brinden información y comprender los mecanismos de generación de este tipo de salida, se estudió el comportamiento temporal de la emisión espontánea correspondiente a cada línea láser. Los resultados típicos encontrados se ejemplifican en la fig 5.

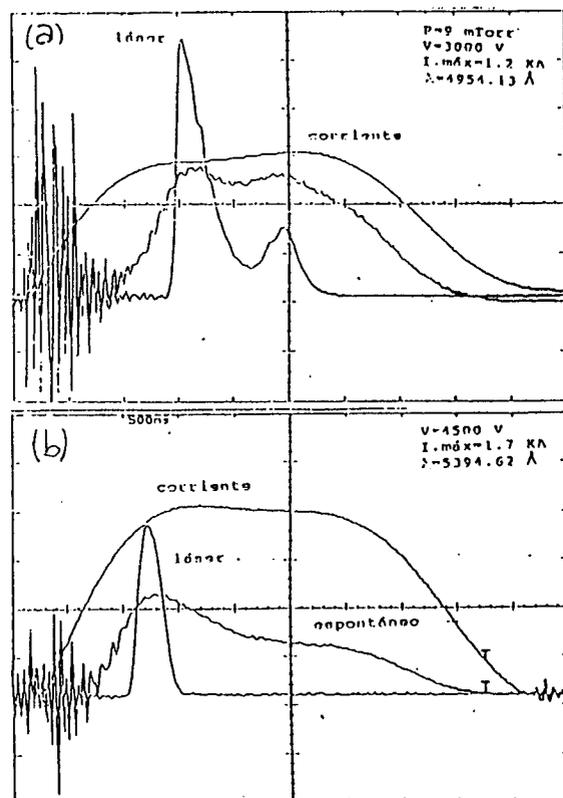


Figura 5: Salida láser y espontánea (a) para la línea 4954,13 Å, (b) para la línea 5394,62 Å

Puede verse que en general el láser acompaña al espontáneo y éste a la corriente. Sin embargo a medida que se aumenta la tensión de descarga (y por lo tanto la corriente), se observa que el láser tiende a salir en un solo pulso en la crecida de la corriente mostrando el espontáneo un comportamiento similar.

Para determinar el comportamiento del espontáneo con la corriente, se registró aquel para cada línea y para distintos valores de tensión. Un ejemplo típico puede verse en la figura 6, donde se muestra la emisión espontánea de la línea 4954,13 Å para distintos valores de tensión (corriente).

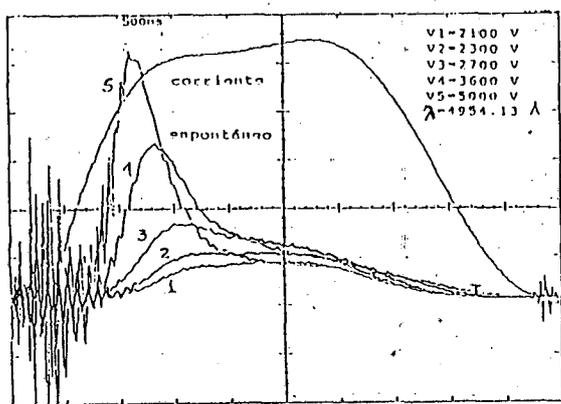


Figura 6: Intensidad de emisión espontánea de la línea 4954,13 Å para distintas corrientes.

Modelo

Estudios espectroscópicos anteriores muestran que las líneas láser estudiadas pertenecen al Xe V, aunque aun se desconocen los niveles que dan origen a estas transiciones. Sin embargo podemos suponer que tenemos un reservorio N_0 y que la población de los niveles láser superior (N_3) e inferior (N_2), se realiza por IED desde N_1 (nivel fundamental del Xe V) y N_0 , siendo σ , la sección eficaz correspondiente. Supondremos que N_3 y N_2 se despueblan tanto radiativamente (A_{32} , A_{21}) como por colisión electrónica (γ_i).

Si $n_e(t)$ y $T_e(t)$ son la densidad y la temperatura electrónica respectivamente, las ecuaciones de balance serán:

$$\frac{dN_3}{dt} = K_f f(t) [N_2(t) - N_3(t)] + \sigma_{13} n_e(t) N_1(t) - \gamma_3 N_3(t) - A_{32} N_3$$

$$\frac{dN_2}{dt} = K_f f(t) [N_3(t) - N_2(t)] + \sigma_{12} n_e(t) N_1(t) + A_{32} N_3(t) - \gamma_2 N_2 - A_{21} N_2$$

$$\frac{dN_1}{dt} = N_0 \sigma_0 n_e(t) - \gamma_1 N_1(t) + A_{21} N_2 - \sigma_{12} n_e(t) N_1(t) - \sigma_{13} n_e(t) N_1(t)$$

$$\frac{df}{dt} = K N_3 [f(t) + 1] - K N_2 f(t) - \gamma f(t)$$

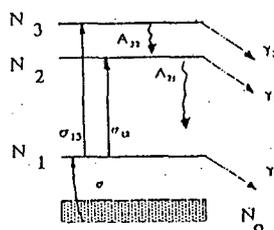


Figura 7: Modelo simplificado de niveles de energía para las líneas láser estudiadas.

Estas ecuaciones diferenciales no lineales acopladas no tienen solución analítica, sino que deben resolverse numéricamente.

De los trabajos de Hattori-Goto [7] y de Papayoanou [4] sobre la excitación de láseres pulsados iónicos de Ar y Xe, es posible suponer que para nuestra descarga tanto n_e como T_e varían siguiendo al pulso de corriente.

Si bien no se conocen los valores para los ritmos de excitación/desexcitación de los niveles láser ni para las secciones eficaces correspondientes es razonable suponer que se mantienen constantes en el rango de energía involucradas y con valores no muy diferentes entre sí. Así, es posible relativizar estos parámetros a uno de ellos (α_{13} , por ej.) y asignarles valores pequeños (1 a 5). Suponiendo que $R_b = \sigma_1 n_e(t)$ tiene el perfil del pulso de corriente y proponiendo para el bombeo:

$$r(t) = r \left[\exp\left[-(t - t_0)/\sigma\right]^2 \right] \exp\left[-(t - t_1)/\sigma\right]^2$$

$$t_0 = 0.7 \cdot 10^{-6} \text{ seg.}$$

con $t_1 = 1.2 \cdot 10^{-6} \text{ seg.}$
 $\sigma = 3.3 \cdot 10^{-7} \text{ seg.}$

es posible resolver las ecuaciones anteriores para valores típicos de los parámetros [4], obteniéndose los resultados que se muestran en la figura 8.

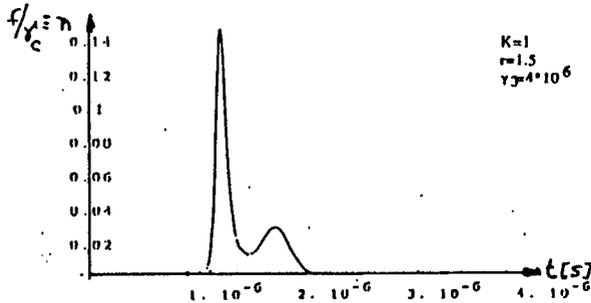


Figura 8: Reproducción del doble pulso a partir de las ecuaciones de balance.

Podemos simular ahora la variación de la alineación de los espejos obtenida experimentalmente. Para esto, debemos modificar γ_c (Fig. 9).

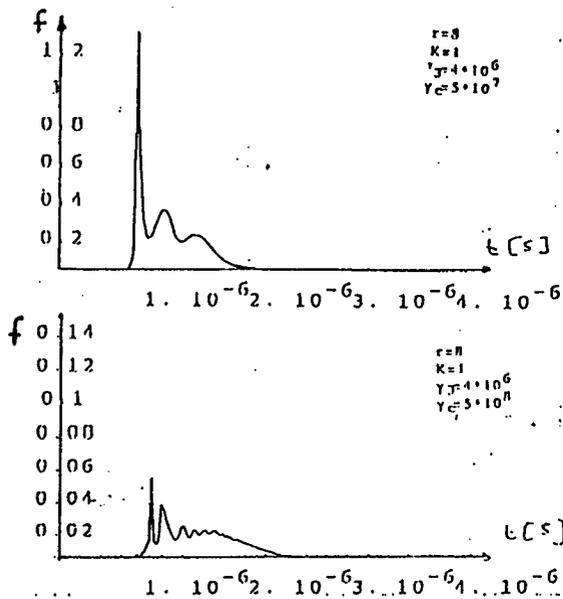


Figura 9: Reproducción del multipulso para distintas alineaciones de la cavidad.

Podemos reproducir la secuencia de aparición de la figura 3 modificando la vida media del nivel superior (Fig. 10).

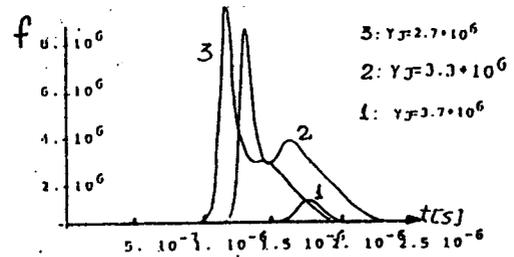


Figura 10: Reproducción de la secuencia de aparición del doble pulso

Es posible reproducir el comportamiento de la emisión espontánea si introducimos una dependencia temporal gaussiana para los γ_i (para tener en cuenta la aparición del pinch reportada por Papayoanou). Así, es posible resolver el sistema de ecuaciones para N_3 con distintos valores de R_b (Fig. 11).

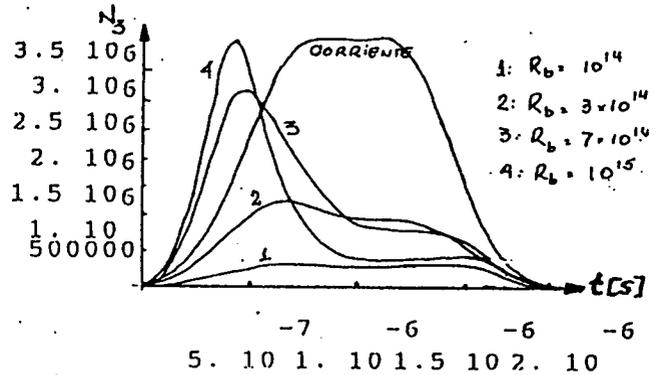


Figura 11: Reproducción de la emisión espontánea para distintos valores de densidad electrónica.

Conclusiones

Se observó que bajo ciertas condiciones experimentales la emisión posee una distribución temporal múltiple, dentro del ancho del pulso de corriente.

Se propone un modelo simplificado de excitación de los niveles láser basado en la población de los mismos por impacto electrónico directo y el desdoblamiento por procesos radiativos y colisionales.

Este trabajo sugiere que el patrón de multipulso observado se debe a un balance entre el número de fotones y la inversión de población conseguida por el bombeo. Este último varía con la corriente máxima y también con la presión, lo cual se refleja en los distintos valores de R_b y de γ_3 y γ_2 .

También es de notar que las variaciones en el número y forma de los pulsos con γ_c reproducen las variaciones observadas experimentalmente al modificar la alineación de los espejos y por lo tanto la ganancia por paso en el láser (es decir la vida media de los fotones en la cavidad).

Es de notar que estos resultados se obtienen para valores de vida media del nivel superior (A_{32}) del orden del microsegundo que se explica al recordar que al excitar con pulsos de corriente largos el nivel, que normalmente tiene un decaimiento rápido se ve repoblado por impacto electrónico directo lo que hace aumentar su vida media.

Este modelo podría mejorarse a partir de medidas de secciones eficaces de excitación, distribución de energía de los electrones y variación de densidad y temperatura electrónica con el tiempo.

Bibliografía

- [1] W. B. Bridges, y A. N. Chester; Appl. Opt., vol. 4, pp.573-580, (1965).
- [2] M. Gallardo, C. A. Massone, A. A. Tagliaferri, M. Garavaglia, y W. Persson; Physica Scripta, vol. 19, p. 538, (1979).
- [3] A. Papayoanou, y I. Gumeiner; J. Applied Physics, vol. 42, pp. 1914-1916, (1971).
- [4] A. Papayoanou, R. G. Buser, y I. Gumeiner; IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE-9, pp. 580-585, (1973).
- [5] P. K. Cheo, y H. G. Cooper; J. Appl. Phys., vol. 36, p. 1862, (1965).
- [6] S. Hattori, y T. Goto; J. Appl. Phys., vol. 39, p. 5998, (1965).
- [7] W. Sasaki, y S. Saito; Applied Optics, vol. 19, p. 5, (1980).
- [8] D. Schinca, R. Duchowicz, M. Sobral, y M. Gallardo; Anales de A.F.A., (1993).