

ESPECTROSCOPIA RESUELTA EN TIEMPO DE UN LÁSER IÓNICO DE Xe DE PULSO MÚLTIPLE

D. Schinca*, R. Duchowicz,**

Departamento de Física, Universidad Nacional de La Plata y Centro de Investigaciones Ópticas (CONICET, CIC).

M. Sobral***, M. Gallardo**

Centro de Investigaciones Ópticas, (CONICET, CIC), Casilla de Correo 124, (1900) La Plata.

Es posible que el Xe emita radiación láser en régimen pulsado en varias líneas que van desde el IR cercano al UV profundo. De éstas, las que caen en la región visible-UV, pertenecen a grados de ionización altos (Xe IV ó Xe V). Se ha encontrado que, bajo determinadas condiciones de descarga, la salida de esas líneas presenta una distribución temporal con dos ó más picos, cuya separación es variable. Se presentan aquí resultados experimentales de tal comportamiento como así también una discusión de los posibles mecanismos de población que darían lugar al fenómeno observado.

Ionic Xe can emit pulsed laser radiation in several lines ranging from near IR to deep UV. The lines falling in the visible-near UV spectrum belong to high ionic stages. It has been found that, under certain discharge conditions, laser output in each line show two or more intensity peaks whose time separation varies with pressure and current. We present here experimental results of such behaviour together with a discussion of the possible generating mechanisms.

I. INTRODUCCIÓN

Desde mediados de la década del 60 se conoce la posibilidad de obtener acción láser de Xe varias veces ionizado usando descargas axiales pulsadas de alta tensión y corriente debidas a la carga y descarga sucesivas de un condensador sobre la celda¹. El espectro láser abarca varias líneas desde el IR al UV cercano, pasando por el visible, aunque las de mayor interés pertenecen a las dos últimas regiones.

El láser de Xe ha sido tema de interés permanente en nuestro laboratorio desde inicios de la década del 70, habiéndose estudiado en profundidad la espectroscopía espontánea de la fuente en sí misma, como así también las características y aplicaciones de la salida láser². Normalmente, esta salida está formada por un pulso temporalmente angosto (aproximadamente entre 200 y 300 ns) que aparece en la crecida del pulso de corriente en varias líneas del UV cercano. La potencia pico oscila entre 1 y 3 kV cuando funciona con todas las líneas.

En el año 1980 Sasaki *et al.*³ observaron una

salida en doble pulso temporal al excitar Xe con un pulso de corriente extendido temporalmente (aproximadamente 100 μ s), mediante una línea de transmisión de 10 etapas. Ellos observaron un primer pulso angosto justo en el inicio de la corriente y otro más ancho y de menor intensidad en la segunda mitad del pulso de corriente, cuya separación en tiempo con el primero variaba con la presión del gas.

Tiempo después, se experimentó sobre este tema en nuestro laboratorio,⁴ observándose salida de doble pulso en Xe para una corriente mucho más angosta que la de Sasaki (típicamente entre 2 y 3 μ s). Algunas características de esta salida estaban en acuerdo general con las de aquél, aunque otras eran marcadamente diferentes, debido quizás al diferente rango temporal de la corriente.

El presente trabajo tiene por objeto presentar los primeros resultados y tendencias de un estudio detallado de la salida del pulso múltiple de un láser de Xe varias veces ionizado. Se muestran las características más notables y se discuten posibles mecanismos de generación, a partir de un modelo simplificado de excitación.

* Investigador CICBA

**Investigador CONICET

***Becario CICBA

II. ARREGLO EXPERIMENTAL

El equipo experimental consiste de un tubo Pyrex de 1,20 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 ($1,5 \mu\text{H}$) y condensadores (150 nF) dispuestos para obtener una red formadora de pulsos, que se descargan sobre el tubo a través de una llave rápida (spark-gap). Un par de espejos cóncavos con multicapas de dieléctricos (reflexión de aproximadamente 99 % en el rango visible) alineados perpendicularmente al eje del tubo en disposición casi confocal, generaba la cavidad resonante para que el sistema funcionara como láser. Para el estudio de la emisión espontánea simplemente se removía el espejo de acople externo. La emisión de la celda de descarga se enfoca en un sistema monocromador-fotomultiplicador de 5 ns de respuesta para su análisis temporal. El monocromador tiene una resolución de $0,1 \text{ nm}$ y un ancho de rendija de $30 \mu\text{m}$. La salida de éste, se procesa en un osciloscopio digital. Un esquema del equipo experimental puede verse en la Fig. 1.

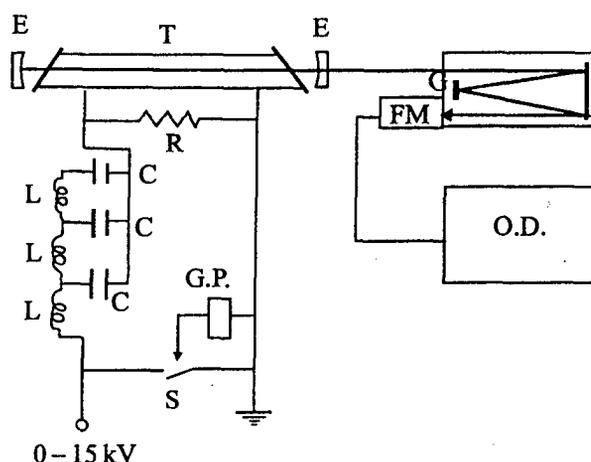


Fig. 1: Arreglo experimental: E: espejos cavidad resonante; T: tubo de descarga; R: resistencia de $10 \text{ k}\Omega$; C: capacitor de 140 nF ; L: inductancia de $1,5 \mu\text{H}$; G.P.: generador de pulsos; S: llave rápida; M: monocromador; G: red de difracción; FM: fotomultiplicador; OD: osciloscopio digital.

III. RESULTADOS

Con el equipo experimental mencionado antes, se genera acción láser y se estudia temporalmente su emisión, usando como referencia el pulso de corriente de excitación. Seleccionando con el monocromador la longitud de onda, se sintonizan las distintas líneas láser visibles del Xe. Se observa que, en

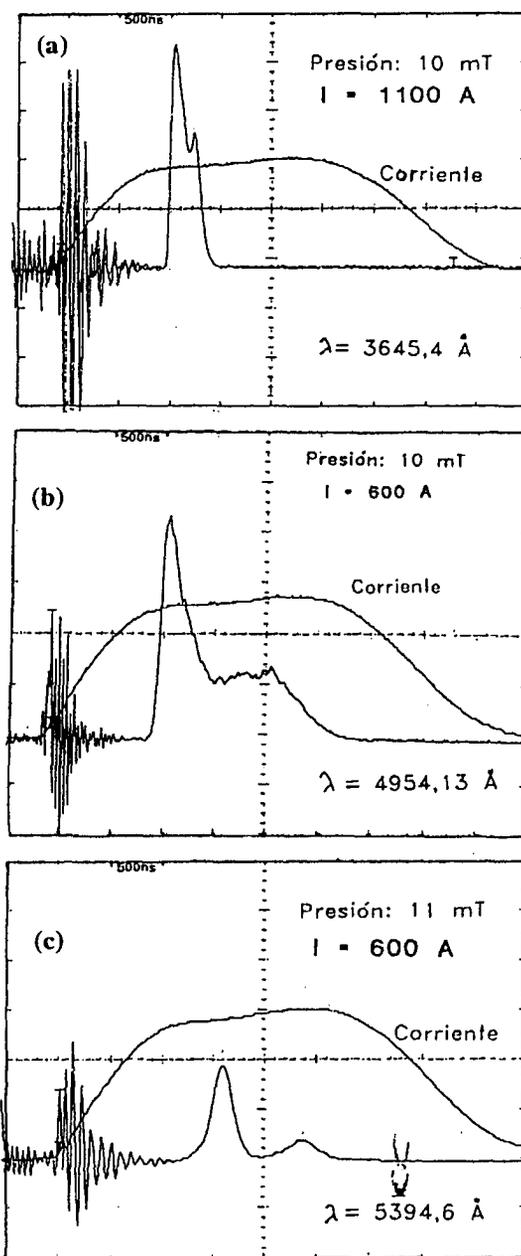


Fig. 2: Salida en doble pulso temporal para algunas líneas láser: (a) $3645,4 \text{ \AA}$, (b) $4954,1 \text{ \AA}$, (c) $5394,6 \text{ \AA}$. En todos los casos se muestra el pulso de corriente para comparación.

general, para determinadas condiciones de presión y tensión, la salida consiste de un doble pulso dentro del ancho temporal de la corriente para todas las líneas observadas. Un ejemplo de esto puede verse en la Fig. 2, donde se muestra el doble pulso de salida para diversas líneas de emisión. Se observa que, en general, los pulsos no son de igual intensidad y la separación entre los mismos difiere para cada línea. Además, para cada una de éstas, la loca-

lización temporal e intensidad depende de parámetros tales como presión y tensión. Se observa también que la emisión no es simultánea sino que muestra una secuencia de aparición cuando se varía uno de aquéllos parámetros manteniendo el otro constante. Un ejemplo de esto puede verse en la Fig. 3, donde la parte (a) muestra la aparición de los pulsos para la línea 4954,13 Å al variar la presión a tensión constante. En la Fig. 3 (b, c, y d) se observa algo similar para la línea 5352,98 Å, en donde se ha variado la tensión a presión constante. Se nota que tanto al bajar la presión como al aumentar la tensión, los pulsos disminuyen su separación temporal. En ambos casos, la tendencia final es la formación de un único pulso, centrado en el máximo de la emisión espontánea como muestra la Fig. 3 (e). Un estudio sistemático muestra que la relación entre láser y espontáneo que se observa en la Fig. 3, también se verifica para todas las líneas láser estudiadas. Este comportamiento sugiere que, a medida que se aumenta la corriente, los picos sufren un corrimiento hacia la crecida del pulso y su separación temporal disminuye, de manera similar a la emisión es-

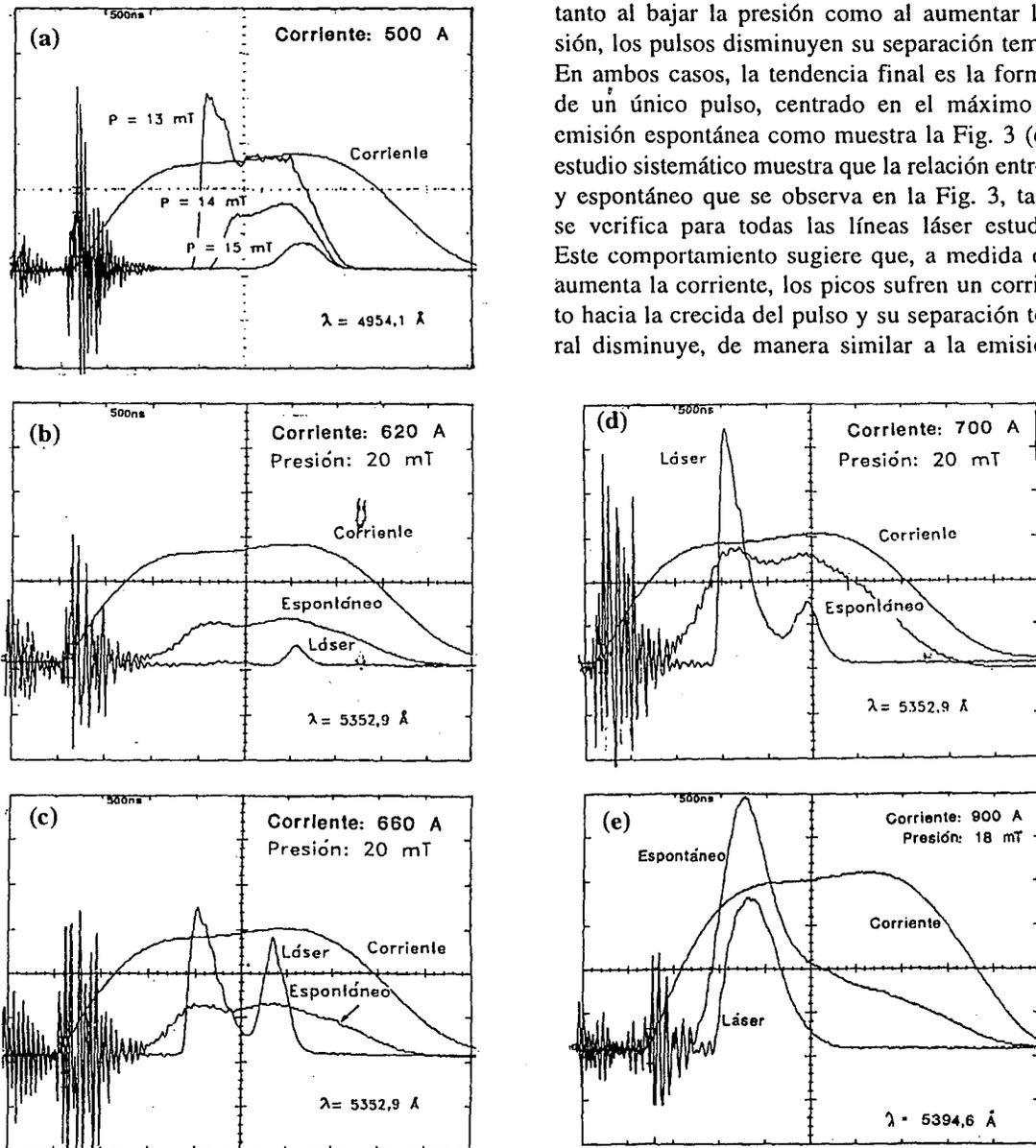


Fig. 3 Evolución de la salida de doble pulso temporal con la presión y la corriente. (a) Variación de presión a corriente constante; (b), (c) y (d): variación de corriente (tensión) a presión constante; se muestra el espontáneo de la línea láser correspondiente; (e): evolución de la salida de doble pulso temporal hacia un único pulso para corriente (tensiones) altas.

pontánea. Con el objeto de investigar este comportamiento, se realizó un análisis de esta emisión tanto en función de la presión como de la tensión. En la Fig. 4 se muestra, a modo de ejemplo, la distribución de intensidad espontánea correspondiente a la línea de 4954,13 Å para distintos valores de corriente a presión constante. Para tensiones bajas, el espontáneo sigue la forma del pulso de corriente, mientras que para valores mayores de tensión, se observa un pico inicial de intensidad que luego cae a cero, aún cuando la corriente todavía se mantiene en sus valores más altos.

Es posible reproducir las características generales que muestra la emisión espontánea basándose en un modelo simple de excitación. Estudios espectroscópicos anteriores⁵, muestran que las líneas láser estudiadas pertenecen al Xe V, aunque no se conocen los niveles que dan origen a estas transiciones. Sin embargo, podemos suponer que existe un nivel superior (N_3) e inferior (N_2) de la transición, que son poblados por impacto electrónico a partir de un nivel más bajo que puede ser el fundamental del ion⁶ u otro más bajo aún (N_1). Los niveles láser superior e inferior, se despueblan a su vez por decaimiento radiativo y por colisiones con electrones. El modelo está resumido en la Fig. 5.

Las ecuaciones de "rate" para este sistema son:

$$dN_1 / dt = R_p - (\alpha_{13} + \alpha_{12} + \gamma_1) n_e N_1 \quad (1)$$

$$dN_2 / dt = \alpha_{12} n_e N_1 + A_{32} N_3 - (A_2 + \gamma_2 n_e) N_2 \quad (2)$$

$$dN_3 / dt = \alpha_{13} n_e N_1 - (A_{32} + \gamma_3 n_e) N_3 \quad (3)$$

donde n_e es la densidad electrónica, α_i son las tasas de excitación por impacto electrónico, A_i la probabilidad de emisión espontánea y γ_i las tasas de desexcitación (destrucción) de los niveles correspondientes debido a colisiones con electrones o recombinación⁶. Considerando los resultados de Hattori *et al.*⁷ que indican que la densidad electrónica sigue la forma del pulso de corriente, se tomó como primera aproximación que n_e es constante dentro del ancho medio de la corriente. Resolviendo el anterior sistema de ecuaciones para un pulso cuadrado de n_e se obtiene, para la población de N_3 , una expresión de la forma:

$$N_3(t) = A \exp(-\Omega t) - B \exp(-\Phi t) + C \quad (4)$$

donde:

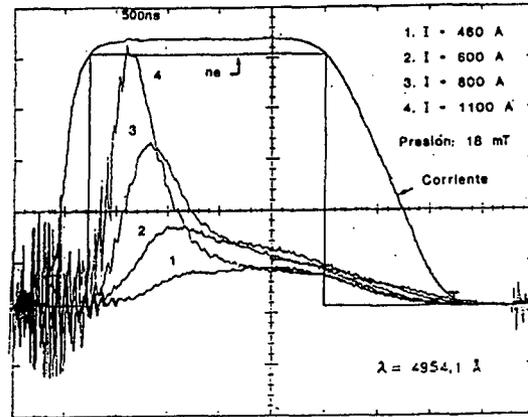


Fig. 4: Distribución temporal de intensidad espontánea de la línea 4954,1 Å, para distintos valores de corriente a presión constante. Se ha superpuesto un pulso cuadrado de densidad de electrones (n_e) para comparación con la Fig. 6.

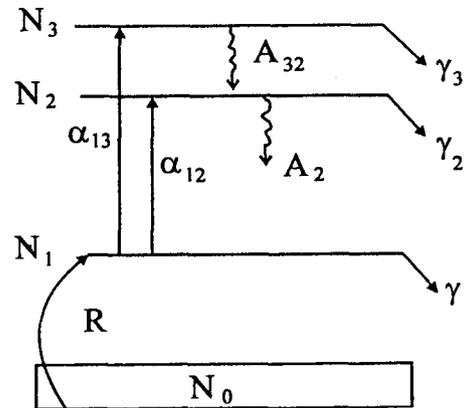


Fig. 5: Esquema del sistema de niveles utilizado para la interpretación de los resultados. N_3 y N_2 : niveles láser superior e inferior; N_1 : nivel fundamental del ion; N_0 : nivel de bombeo; α_i : tasa de impacto electrónico; A_i : tasa de decaimiento radiativo; γ_i : tasa de decaimiento no radiativo.

$$A = \alpha_{13} R_p / Z^2 n_e - (A_{32} + \gamma_3 n_e) Z$$

$$B = A + \alpha_{13} R_p / Z (A_{32} + \gamma_3 n_e)$$

$$Z = \alpha_{13} + \alpha_{12} + \gamma_1$$

$$\Omega = Z n_e$$

$$\Phi = A_{32} + \gamma_3 n_e$$

$$C = B - A$$

Si bien no se conocen 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

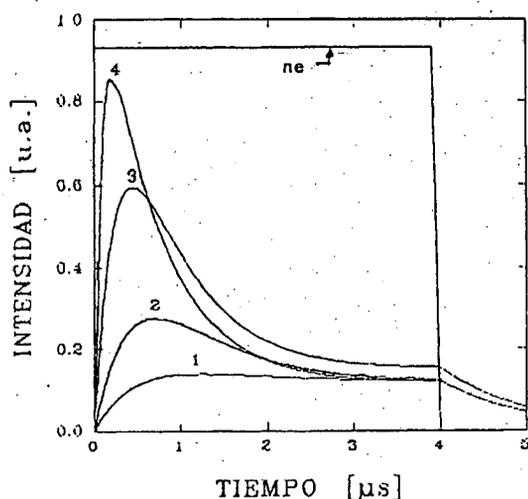


Fig. 6: Distribución temporal de intensidad espontánea calculada para valores crecientes de n_e : (1): 10^{14} ; (2) 3×10^{14} ; (3): 7×10^{14} ; (4): 10^{15} .

rango de energías involucradas y con valores no muy diferentes entre sí. Así, es posible relativizar estos parámetros a uno de ellos (α_{13} , por ej.) y asignarle valores pequeños (1 a 5). Para este rango de valores de las tasas de excitación/desexcitación y para valores típicos de n_e en este tipo de descarga⁸ ($10^{14} - 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) la ecuación (4) toma la forma mostrada en la Fig. 6. Se observa que para valores bajos de n_e , la población sigue al pulso de corriente, mientras que al aumentar ésta, la intensidad muestra una rápida crecida y decaimiento, en acuerdo general con los resultados experimentales mostrados en la Fig. 4. Esto explicaría, que la emisión en pulso múltiple aparece en la región de corrientes bajas, ya que allí el nivel superior mantiene por más tiempo una población estable. El hecho de que este tipo de emisión se observe sólo cuando recién se ha superado el umbral, sugiere que puede existir una modulación de la ganancia que fuerce al sistema a emitir en modo de pulso múltiple.

Si bien el modelo propuesto es elemental, en el sentido que sólo se han considerado procesos de excitación por impacto electrónico directo, a partir del estado fundamental del ion y desexcitación por colisiones (omitiéndose otros procesos, como exci-

tación del nivel láser superior a partir del átomo neutro, excitación por cascada o por transferencia de energía), se muestra que el modelo reproduce en forma cualitativa, la forma de la emisión espontánea. Para poder dar cuenta de las características de la salida láser, es necesario incorporar la ecuación para los fotones en la cavidad junto con una densidad electrónica dependiente del tiempo. Se trabaja actualmente en esa dirección.

IV. CONCLUSIONES

Se ha mostrado que es posible obtener acción láser multipulso en un láser iónico de Xe bajo ciertas condiciones de descarga. También se ha mostrado el comportamiento de la emisión espontánea del nivel láser superior con la corriente y la presión, junto con un modelo simplificado de excitación que da cuenta de las características generales de dicha emisión. Se trabaja, actualmente, en la profundización del modelo que supone una densidad electrónica dependiente del tiempo e incluyendo ecuaciones para la ganancia y los fotones en la cavidad que permita reproducir otros detalles de la experiencia.

REFERENCIAS

1. P. K. Cheo and H. G. Cooper. Appl. Phys. Lett. 6, 177 (1965).
2. E. Gallego Lluésma, A. A. Taliaferri, C. A. Masone, M. Garavaglia and M. Gallardo. J. Opt.Soc. Am. 63, 362 (1973); M. Gallardo, F. Bredice, M. Rainieri and J. Reyna Almandos. Appl. Opt. 28, 4513 (1989).
3. W. Sasaki and S. Saito. Appl. Opt. 19: 5 (1980).
4. F. Sampayo. Trabajo de Diploma, Depto. de Física, Fac. Cs. Exactas, Universidad Nacional de La Plata (1984).
5. R. Duchowicz, M. Gallardo and D. Schinca. Aceptado para su publicación en IEEE Journal Quantum Electronics.
6. A. Sherar, G. Bertuccelli and H. O. Di Rocco. Physica Scripta, 47, 579 (1993).
7. S. Hattori and T. Goto. IEEE Jour. Quant. Elect. QE-5, 531 (1969).
8. A. Papayoanu, R. Buser and J. Gumciner. IEEE J. Quant. Elect. QE-9, 580 (1973).