

Láser de alta potencia y alta eficiencia bombeado por diodo

N.A. Barboza, L.A. Ríos y R.S. Cudney

Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada,
Carr. Ensenada-Tijuana 3918, Zona Playitas, Ensenada 22860, BC, México,
Fax (646) 175 0553,
e-mail: rcudney@cicese.mx; nbarbosa@cicese.mx

Recibido el 14 de abril de 2010; aceptado el 5 de noviembre de 2010

Presentamos un láser continuo sencillo basado en Nd:YVO₄ (ortovanadato de itrio dopado con neodimio) bombeado por diodo. Este láser emite más de 7 W de radiación continua a 1064 nm en modo casi TEM₀₀ ($M^2=1.7$), con una eficiencia de conversión de potencia de bombeo a potencia de salida de 51 %. Presentamos también una técnica sencilla, basada en la conmutación en Q de la cavidad (*Q-switching*), para convertir este láser continuo en uno pulsado. Con esta implementación sencilla de *Q-switching* logramos obtener pulsos del orden de 25 ns de duración a una tasa de repetición de más de 7 KHz.

Descriptores: Conmutación en Q; láser; Nd:YVO₄.

We present a simple diode-pumped, cw Nd:YVO₄ laser that emits more than 7 W at 1064 nm. The mode of this laser is nearly TEM₀₀ ($M^2=1.7$) and the absorbed pump power to output power conversion efficiency is around 51 %. We also present a simple technique to convert this cw laser into a Q-switched laser; using this technique we obtained 25 ns pulses at a repetition rate of over 7 KHz.

Keywords: Q-switch; laser; Nd:YVO₄.

PACS: 42.55.Xi; 42.60.Gd; 42.60.Pk

1. Introducción

La gran variedad de láseres de alta potencia (mayor a 1W) que ahora existe se debe en gran parte a la demanda que tienen en diversas aplicaciones. Por ejemplo, en la industria, para el maquinado y soldadura de piezas metálicas [1]; en medicina [2], espectroscopía [3] y en varias aplicaciones científicas, por ejemplo como fuentes de bombeo de otros láseres, sobretodo láseres de pulsos ultracortos [4]. En nuestro caso particular, requerimos láseres de alta potencia como fuentes de bombeo para generar procesos no lineales de conversión de frecuencias ópticas [5,6]. Si bien hoy en día los láseres comerciales de alta potencia son útiles, confiables y de un costo relativamente bajo comparado con su costo de hace tan sólo diez años, para algunas aplicaciones, sobre todo científicas, es conveniente desarrollar uno su propio láser. Por ejemplo, una razón importante es tener la posibilidad de introducir elementos ópticos diversos - en nuestro caso elementos para convertir la radiación de una longitud de onda a otra - dentro de la cavidad.

Presentamos aquí la construcción y caracterización de un láser de estado sólido de Nd:YVO₄ (ortovanadato de itrio) de alta potencia bombeado por un diodo láser. Este láser es de alta potencia (más de 7 W en modo continuo), emite a 1064nm y tiene una M^2 muy cercana a 1. Además, mostramos una técnica muy sencilla y económica para transformar este láser continuo en un láser de pulsos gigantes ("*Q-switched laser*").

2. Láser continuo

Fabricamos un láser de Nd⁺³:YVO₄ bombeado longitudinalmente por un diodo acoplado a fibra. En este medio los iones de neodimio son el elemento activo propiamente dicho, mien-

tras que el ortovanadato de itrio es el anfitrión. Elegimos este cristal como medio activo porque tiene varias ventajas sobre otros medios dopados con neodimio, como Nd:vidrio y el Nd:YAG. Tiene dos líneas fuertes de emisión a 1.064 μm y 1.342 μm , ambas muy útiles para procesos de conversión de frecuencias. Cuenta con un coeficiente de absorción más de 4 veces mayor al del cristal Nd:YAG a 808 nm, una longitud de onda de emisión común en los diodos láser comerciales. Además, tiene un ancho de banda de absorción mayor que el Nd:YAG, lo que lo hace menos sensible al valor exacto de la longitud de onda de emisión del diodo de bombeo, la cual puede variar por diversos motivos, por ejemplo debido a un cambio de temperatura del diodo de bombeo.

El Nd:YVO₄ se comporta como un sistema de cuatro niveles casi ideal [7,8], eso es, que la población del nivel inferior hacia donde ocurre la transición láser es despreciable. Para este tipo de materiales se cumple que en el estado estacionario la potencia de salida del láser P_{sal} está dada por

$$P_{\text{sal}} = \eta(P_b - P_b^{\text{umbral}}), \quad (1)$$

donde η es la "eficiencia-pendiente" (*slope efficiency*), P_b es la potencia óptica de bombeo absorbida y P_b^{umbral} es la potencia óptica de bombeo umbral absorbida, es decir, la potencia de bombeo mínima necesaria para que haya oscilación láser (cuando la ganancia por emisión estimulada es igual a las pérdidas totales de la cavidad láser). Hacemos énfasis en que las potencias P_b y P_b^{umbral} no son las potencias totales del haz de bombeo, sino solamente las potencias absorbidas por el material; lo que no se absorbe no contribuye al "laseo". La eficiencia-pendiente, que físicamente representa el cambio de la potencia de salida debido a un cambio de la potencia de bombeo ($\eta = dP_{\text{sal}}/dP_b$), a su vez está dada por $\eta = \eta_c \eta_a$, donde η_c es la eficiencia cuántica y es igual a la

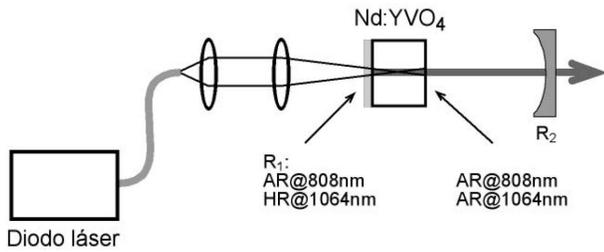


FIGURA 1. Arreglo experimental del láser de Nd:YVO₄ emitiendo en modo continuo.

razón de las energías de los fotones de bombeo, $E_b = h\nu_b$, y de los fotones de láser, $E_L = h\nu_L$, donde h es la constante de Planck. En términos de longitud de onda la eficiencia cuántica está dada por $\eta_c = \lambda_b/\lambda_L$. La otra eficiencia, η_a , es la eficiencia de acoplamiento de la potencia interna de la cavidad láser hacia el exterior, y está dada por

$$\eta_a = \frac{(1 - R_2)}{\alpha - \ln(R_1) - \ln(R_2)}, \quad (2)$$

donde R_1 y R_2 son las reflectancias de los espejos 1 y 2, respectivamente, y α representa las pérdidas pasivas totales, debidas, entre otras cosas, a la absorción y esparcimiento de la luz dentro del medio al hacer un recorrido de ida y vuelta por la cavidad. Las ecuaciones mencionadas aparecen (con notaciones diversas) en cualquier libro de texto acerca de láseres [9-11]. En la derivación de estas ecuaciones se ha supuesto tácitamente que existe un traslape perfecto entre el haz de bombeo y el haz que se genera dentro de la cavidad, y que la ganancia proporcionada por la emisión estimulada es baja, de manera tal que podemos considerar que la intensidad del haz es aproximadamente constante a través de la cavidad. Este tratamiento simplificado es adecuado para entender los resultados que se muestran en este artículo. Un tratamiento más completo de un láser de cuatro niveles bombeado longitudinalmente por diodo puede ser encontrado en el Apéndice E de la Ref. 9.

Supongamos que el láser es ideal, o sea que las pérdidas pasivas son despreciables ($\alpha = 0$), y la reflectancia del primer espejo es perfecta ($R_1 = 1$). En este caso ideal

$$\eta_a = \frac{(1 - R_2)}{-\ln(R_2)} \leq \frac{(1 - R_2)}{(1 - R_2)} = 1. \quad (3)$$

En el límite cuando $R_2 \rightarrow 1$ (reflectancia perfecta), $\eta_a \rightarrow 1$. Concluimos entonces que en el caso de un láser ideal la eficiencia estará limitada únicamente por la eficiencia cuántica. Por lo tanto, para un láser que emite a una longitud de onda de 1064 nm y que es bombeado a una longitud de onda de 808 nm la eficiencia máxima aún en el caso ideal es de $\sim 76\%$. Además, en este caso ideal la eficiencia-pendiente no depende de la reflectancia del espejo acoplador. Las únicas pérdidas que tiene el láser son las ocasionadas por la transmitancia del espejo acoplador; en el estado estacionario la potencia interna del láser adquiere un valor tal que la potencia de salida está dada por $P_{sal} = \eta_c(P_b - P_b^{umbral})$. En el caso de un láser real siempre habrá algo de pérdidas pasivas

($\alpha > 0$), lo cual reduce la eficiencia pendiente y además hace que haya una reflectancia del espejo acoplador óptima para extraer la mayor potencia del láser.

En la Fig. 1 mostramos el arreglo experimental del láser. La cavidad consta de dos espejos, uno plano y uno cóncavo. El espejo plano es una de las caras del cristal de Nd:YVO₄ ya que cuenta con capas dieléctricas altamente reflejantes ($>99\%$) a 1064 nm y altamente transparentes a 808 nm. El espejo curvo es de 100 mm de radio de curvatura y 90% reflejante a 1064 nm; éste funciona como espejo acoplador de salida. Elegimos el radio de curvatura de 100 mm porque nos permite obtener una cavidad compacta y a la vez nos proporciona espacio suficiente para introducir elementos dentro de la cavidad. Colocamos este espejo a ~ 5 cm de la cara posterior del cristal Nd:YVO₄. Esta distancia se escogió para maximizar el traslape entre el haz de bombeo y la señal generada dentro de la cavidad. La razón por la cual se escogió una reflectancia de 90% se da más adelante. Como medio activo utilizamos un cristal de Nd:YVO₄ de $4 \times 4 \times 8$ mm, con un dopaje de 1.1% molar de Nd. Esta concentración no es la ideal para un láser de alta potencia como el que se describe aquí, pero era el cristal con que contábamos. Este dopaje, que es alto, hace que se absorba fuertemente el bombeo, ocasionando un gradiente de temperatura pronunciado que a su vez distorsiona el frente de onda del haz generado (“lenseo térmico”). Tanto el espejo acoplador como el cristal fueron fabricados por CASIX. Como fuente de bombeo utilizamos un diodo acoplado a fibra multimodal, el cual tiene una potencia máxima a la salida de la fibra de 30 W; esta fibra tiene un diámetro de 400 micras y una apertura numérica de 0.22. Utilizamos una lente de 5 cm de distancia focal para colimar el haz de bombeo y una de ~ 7 cm para enfocarlo, obteniendo un haz de bombeo $\sim 100 \mu\text{m}$ de radio dentro del cristal. Colocamos el cristal sobre una montura metálica, hecha con las dimensiones exactas de éste con el fin de mantenerlo a temperatura ambiente ($\sim 23^\circ\text{C}$) y así evitar efectos de lenseo térmico debido a la alta potencia de bombeo. Enfriamos la montura utilizando una celda Peltier que a su vez es enfriada por agua. Medimos la potencia del haz de bombeo antes y después de la muestra y encontramos que el porcentaje del haz de bombeo que es absorbido por ésta es $\sim 85\%$.

La reflectancia del espejo acoplador adecuada para extraer la mayor potencia posible de la cavidad depende de las pérdidas pasivas que ésta tenga. Resulta difícil predecir teóricamente estas pérdidas, por lo que conviene determinarlas empíricamente; para esto se utiliza la técnica de Findlay-Clay [12]. Para determinar la reflectancia óptima del espejo acoplador utilizamos una variación de dicha técnica [13]. Para esto se construyó el láser con dos espejos de alta reflectancia ($>99.8\%$) dentro del cual se introdujo una placa de vidrio montada sobre una base giratoria, como se muestra en la Fig. 2. Esta placa hace las veces de un espejo acoplador de reflectancia variable; para luz polarizada en el plano de incidencia, la reflectancia de Fresnel R_F por cada cara está dada

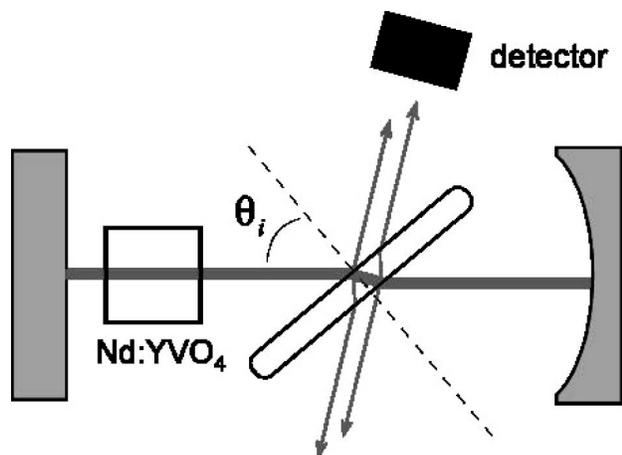


FIGURA 2. Arreglo experimental para determinar la reflectividad óptima del espejo acoplador.

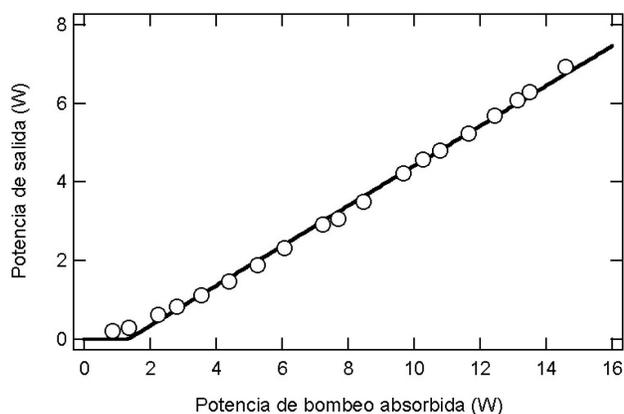


FIGURA 3. Potencia de salida del láser de Nd:YVO₄ vs potencia de bombeo. Círculos: datos experimentales; línea: ajuste a la Ec. (1).

por

$$R_F = \frac{\tan^2(\theta_i - \theta_t)}{\tan^2(\theta_i + \theta_t)}, \quad (4)$$

donde θ_i es el ángulo de incidencia y θ_t el ángulo de transmisión, el cual puede calcularse utilizando la ley de Snell. Cuando $\theta_i = \text{atan}(n)$, donde n es el índice de refracción de la placa, la reflectancia se reduce a cero (ángulo de Brewster); a este ángulo no hay pérdidas introducidas por la placa, por lo que la potencia intracavidad es máxima. Sin embargo, también debido a que la reflectancia es cero, nada de esta potencia puede ser extraída de la cavidad. Al desviar el ángulo de incidencia ligeramente del ángulo de Brewster disminuye la potencia intracavidad pero aumenta la reflectividad, por lo que algo puede ser extraído. Si la desviación es muy grande se extraerá poca potencia debido a que la potencia interna en sí es baja. De aquí vemos que habrá un ángulo óptimo – y por lo tanto una reflectancia de Fresnel óptima – al cual se obtiene un máximo de potencia extraída. Considerando solamente las primeras reflexiones de ambas caras de la placa y que la luz viaja en ambos sentidos dentro de la cavidad, la placa introduce pérdidas a la potencia intracavidad dadas por $\sim 4R_F$. La máxima potencia se obtendría si en vez de

extraer la potencia con la placa se usara un espejo acoplador que introdujera las mismas pérdidas, es decir, un acoplador con una reflectancia dada por $\sim 1 - 4R_F$. Lo que encontramos experimentalmente es que para las potencias de bombeo utilizadas la potencia extraída de nuestro láser debería maximizarse con un espejo acoplador con una reflectancia entre 80 y 90 %. Obtuvimos mejores resultados utilizando un reflectancia de 90 %; los datos reportados aquí se obtuvieron con esta reflectancia.

En la Fig. 3 mostramos la potencia de salida obtenida en función de la potencia de bombeo absorbida. La línea continua es un ajuste por mínimos cuadrados a la Ec. (1). Logramos obtener un láser continuo de alta eficiencia-pendiente, ~ 51 %, un valor cercano al máximo teórico (76 %), con una potencia umbral menor a 1 W .

La calidad espacial de la emisión de este láser era buena, pero no era un modo gaussiano. Para mejorar la calidad espacial del haz introdujimos un diafragma de un diámetro reducido ($\sim 200 \mu\text{m}$) dentro de la cavidad cerca del espejo acoplador, forzando de esta manera a que el láser emitiera solamente un modo que pudiera pasar por esta abertura, el modo TEM₀₀. El diafragma redujo la eficiencia-pendiente de 51 % a 47 %, pero logramos obtener un modo transversal muy parecido a un modo TEM₀₀. Para medir el perfil transversal del haz utilizamos un perfilómetro de Thorlabs modelo BP104-IR, colocado a un metro de la salida del láser. La Fig. 4 muestra los perfiles obtenidos en dos direcciones ortogonales y los ajustes de cada uno a un perfil gaussiano.

Para estimar bien la calidad espacial del haz es necesario medir su valor M^2 ; este valor es una medida de qué tan diferente es la divergencia de un haz comparada con la divergencia de un haz gaussiano ideal (ver Ref. 9, capítulo 11),

$$\theta_{\text{real}} = M^2 \theta_{\text{ideal}} = M^2 \frac{\lambda}{\pi w_o}, \quad (5)$$

donde w_o es ancho mínimo del haz (cintura) de un haz gaussiano ideal, entendiéndose por ancho el radio al cual la amplitud del campo eléctrico de la onda disminuye a un valor de $1/e$, o equivalentemente el radio al cual la intensidad disminuye a un valor de $1/e^2$. Por definición, para un haz gaussiano perfecto $M^2 = 1$; entre más grande sea M^2 , peor es la calidad del haz. Se puede probar que el ancho de un haz real $W(z)$ cambia a lo largo de la dirección de propagación z de la siguiente manera (ver Ref. 9, capítulo 11):

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + M^4 \frac{\lambda^2 (z - z_0)^2}{\pi^2 W_0^4}}, \quad (6)$$

donde W_0 es el ancho mínimo del haz obtenido, (aquí se utiliza W_0 en mayúsculas con el fin de diferenciar el ancho de un haz real del ancho de un haz gaussiano ideal) y z_0 es la posición donde ocurre este mínimo. Para determinar la M^2 de nuestro láser, pasamos el haz por una lente esférica de 50 mm de distancia focal y medimos su ancho a diferentes distancias antes y después del plano focal de la lente; luego ajustamos mediante el método de mínimos cuadrados los anchos de haz

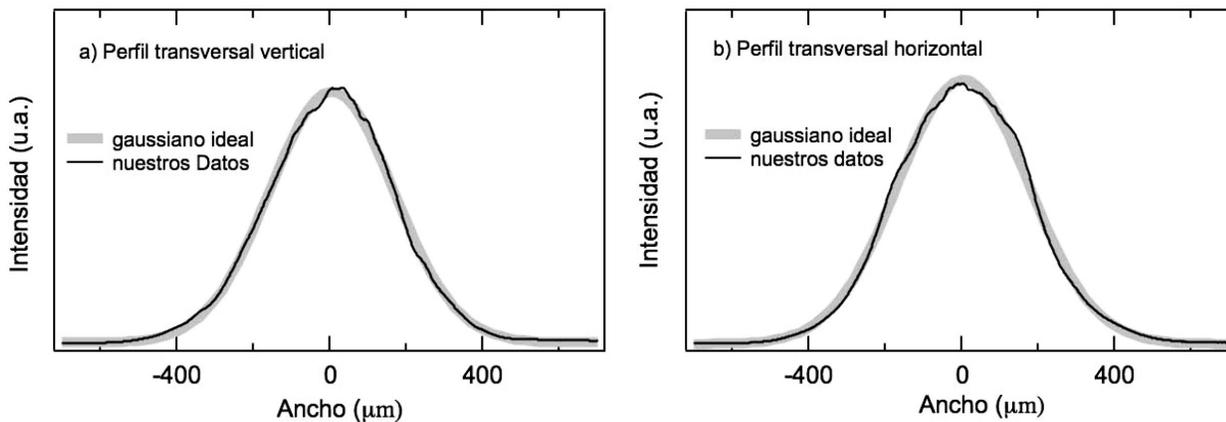


FIGURA 4. Perfiles transversales del haz láser emitiendo a ~ 5 W. a) Perfil vertical; b) Perfil horizontal. El ancho a la mitad del máximo (FWHM) es de $\sim 400 \mu\text{m}$ para ambos perfiles.

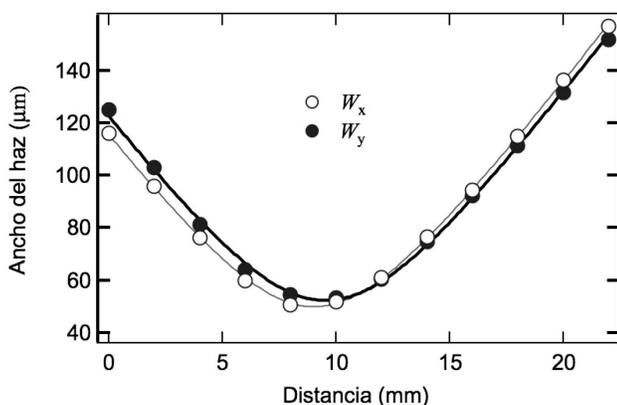


FIGURA 5. Determinación de la M^2 del haz para ambos ejes. Círculos: datos experimentales; líneas: ajustes a la Ec. (6). $M_x^2 \approx 1.7$, $M_y^2 \approx 1.8$.

medidos a la Ec. (6). Los datos y los ajustes se muestran en la Fig. 5; puede observarse que obtuvimos un haz láser casi circular con de $M^2 \sim 1.7$ en la dirección horizontal (“ x ”) y $M^2 \sim 1.8$ en la dirección vertical “ y ”, y con muy poco astigmatismo (las cinturas en x y y en ocurren en planos muy cercanos entre sí).

3. Láser pulsado

A veces es más importante que el láser emita pulsos de duración corta pero de alta potencia en vez de radiación continua. En nuestro caso, el láser descrito aquí se usa como fuente de bombeo de un oscilador óptico paramétrico y para realizar otros experimentos de óptica no lineal, los cuales requieren potencias altas, del orden de kilowatts a megawatts. Si se requiere un láser que emita pulsos cuya duración sea del orden de nanosegundos se utiliza la técnica de “conmutación de Q ”, o mejor conocido en inglés como “ Q -switching” [14]. Esta técnica básicamente consiste en introducir pérdidas a la cavidad láser de tal manera que no pueda oscilar, por lo que la energía suministrada por la fuente de bombeo – en este caso la radiación proveniente del diodo láser – es almacenada

en el medio como una inversión de población entre los niveles de la emisión láser. Luego, cuando se ha almacenado ya una gran cantidad de energía, de alguna manera las pérdidas de la cavidad son removidas repentinamente, ocasionando la generación de un pulso de radiación láser gigante. El nombre de Q -switching viene de cambiar repentinamente el factor de calidad “ Q ” del resonador: entre más grande sea Q , menores son las pérdidas.

Los dispositivos usados para realizar este cambio repentino de la calidad del resonador se pueden dividir en dos tipos: activos o pasivos. Los Q -switches pasivos son aquellos en donde el láser por sí solo “decide” cuándo cambiar la Q de la cavidad y por lo tanto cuándo emite el pulso. Por lo general los Q -switches pasivos son absorbentes saturables: la absorción disminuye con la intensidad de la luz incidente. El mecanismo de producción de pulsos es el siguiente. Aunque al principio las pérdidas introducidas por el absorbente impiden que haya emisión láser, la amplificación de la emisión espontánea del medio sí existe y empieza a disminuir la absorción del absorbente saturable. Al haber menos absorción, crece más esta emisión espontánea amplificada, con lo cual disminuye aún más la absorción del absorbente, y así sucesivamente hasta que las pérdidas son reducidas a un nivel que pueda haber emisión láser. Los materiales más usados hoy en día como absorbentes saturables son Cr^{4+} :YAG (YAG dopado con cromo) [15] o materiales semiconductores como el InGaAs/GaAs [16]. Inicialmente usamos Cr^{4+} :YAG con nuestro láser, obteniendo buenos resultados a baja potencia de bombeo. Sin embargo, a alta potencia este material se degrada rápidamente y se “quema” dentro de la cavidad; debido a esto y a su alto costo optamos por dejar de utilizarlo.

Por otro lado, los Q -switches activos son aquellos en donde el usuario decide cuándo se emite el pulso. Los primeros Q -switches que se reportaron pertenecen a esta categoría y eran mecánicos: el espejo acoplador se montaba sobre una base giratoria y se hacía girar el espejo a la mayor velocidad angular posible; el láser emitía solamente cuando el espejo quedaba alineado con la cavidad [17]. Esta técnica ya no se usa, debido entre otras cosas a las dificultades que conlleva

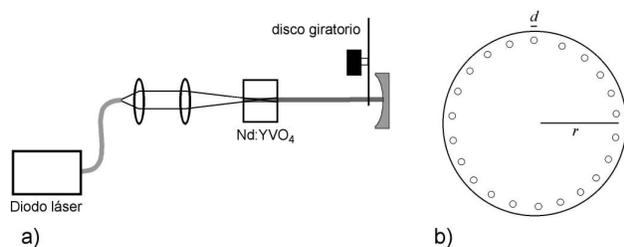


FIGURA 6. Láser pulsado. a) Arreglo experimental simplificado; b) Disco duro con perforaciones.

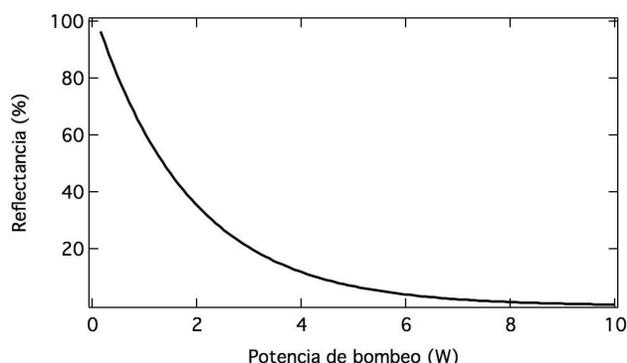


FIGURA 7. $R_2^{\text{máxima}}$ vs potencia de bombeo. Para realizar este cálculo se utilizó $\sigma_L = 15.6 \times 10^{-19} \text{ m}^2$, $R_1 = 1$, $\alpha = 0.05$, $w = 0.12 \text{ mm}$, $\delta t = 18 \mu\text{s}$ y $f = 0.85$.

girar un espejo a alta velocidad (bulto del motor, desalineación de la cavidad por la fuerza centrífuga, etc.). Hoy en día hay muchos tipos de *Q-switches* activos, pero los más importantes son los moduladores acusto-ópticos [18] y las celdas Pockels (moduladores electro-ópticos) [19]. Ambos tienen un buen desempeño, pero son costosos, además de que requieren circuitos eléctricos sofisticados para su funcionamiento y, en el caso de láseres de alta potencia, enfriamiento por agua.

Presentamos aquí una forma sencilla de fabricar un *Q-Switch* que puede utilizarse en láseres de alta potencia; es de muy bajo costo, no requiere de enfriamiento y permite cambiar la frecuencia de repetición de los pulsos en un amplio intervalo ($\sim 90 \text{ Hz}$ a 10 KHz). Consiste en introducir dentro del resonador un disco con múltiples perforaciones y hacerla girar rápidamente: mientras no pase una perforación por donde oscile el láser, hay pérdidas, y en cuanto pasa la perforación, deja de haberlas. Fabricamos este disco perforando un disco duro de computadora usado, como se muestra en la Fig. 6. Utilizamos un disco duro de 5500 rpm con 80 huecos de $\sim 900 \mu\text{m}$ de diámetro, con lo cual obtuvimos pulsos con una frecuencia de repetición de $\sim 7.3 \text{ kHz}$. La razón por la cual se escogió esta tasa de repetición es que su inverso ($137 \mu\text{s}$), que es el tiempo que transcurre entre la pasada de dos agujeros del disco por el camino óptico del láser, es aproximadamente igual al tiempo de vida del estado excitado del Nd:YVO₄ [7]. Esto es importante para maximizar la potencia promedio que puede ser extraída del láser, ya que el tiempo que le toma al bombeo inducir la máxima inversión de población posible es aproximadamente igual al tiempo de vida del estado excitado; si la tasa de repetición fuera muy superior a

la usada, entonces no se lograría obtener una buena inversión de población y por lo tanto los pulsos serían menos energéticos, y si la frecuencia fuera muy inferior, entonces mucha de la potencia del bombeo se desperdiciaría en emisión espontánea. Una ventaja de usar estos discos es que tienen su propio sistema de control de velocidad de rotación, además de tener motores de muy alta calidad y maquinaria muy fina. Otra ventaja que no es de menospreciar es que discos duros obsoletos abundan en cualquier centro de investigación, nada más ocupan espacio porque nadie quiere tirarlos y de esta manera se les puede restaurar su dignidad dándoles una utilidad científica.

Este *Q-switch* mecánico presenta algunas ventajas sobre otros, incluyendo los electro-ópticos y acusto-ópticos. Aparte de las ventajas obvias que son su bajo costo (gratis si uno considera que el disco duro usado no tendría otro uso) y facilidad de implementación, está la ventaja de que no es necesario modificar la cavidad de un láser continuo para convertirlo en pulsado. No hay que añadir elementos ópticos, como los moduladores electro-ópticos y acusto-ópticos que requieren realinear o cambiar las dimensiones de la cavidad o, peor aún, introducir otros elementos adicionales como lentes para enfocar el haz dentro de ellos. No requiere montar el espejo acoplador en una base giratoria. Simplemente se introduce un disco giratorio dentro de una cavidad sin modificarla en lo absoluto. Hasta donde sabemos, esta forma de obtener pulsos no se ha presentado anteriormente en la literatura.

Cada vez que una perforación pasa por el camino óptico del resonador el láser logra oscilar y emite uno o varios pulsos; la frecuencia de repetición de estos pulsos (o trenes de pulsos) depende de la velocidad angular del disco y de la cantidad de perforaciones que éste tenga. Un *Q-switch* ideal se abre instantáneamente y permanece abierto lo suficiente para que se dé solamente un pulso. Nuestro *Q-switch* dista mucho de ser idóneo: tarda mucho en abrirse completamente y tarda mucho en volver a cerrarse. Para aminorar este problema, el radio de las perforaciones del disco debe ser lo más pequeño posible (del orden del radio del haz en el plano donde se encuentre el disco). Considerando que el disco gira con una

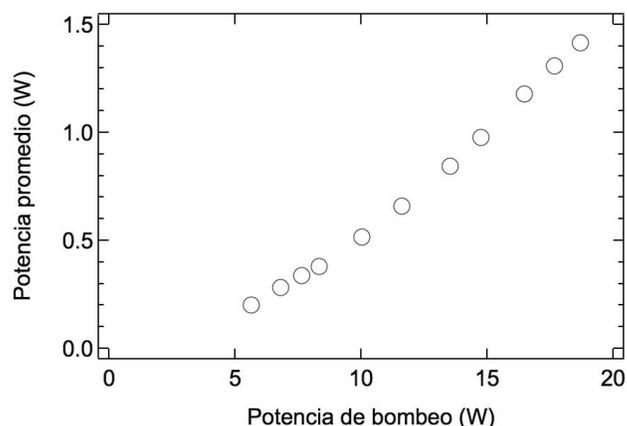


FIGURA 8. Potencia promedio de salida del láser pulsado de Nd:YVO₄.

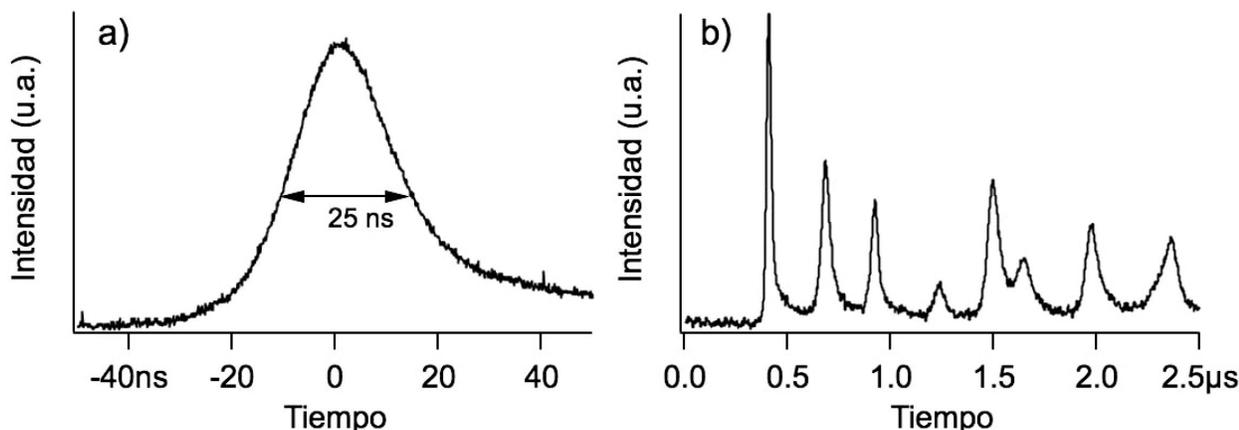


FIGURA 9. Formación de pulsos. a) Pulso obtenido con una potencia de bombeo de ~5.4 W; b) tren de pulsos obtenidos a una potencia de bombeo de 18 W. La duración de cada pulso es muy cercana a la del pulso obtenido a baja potencia.

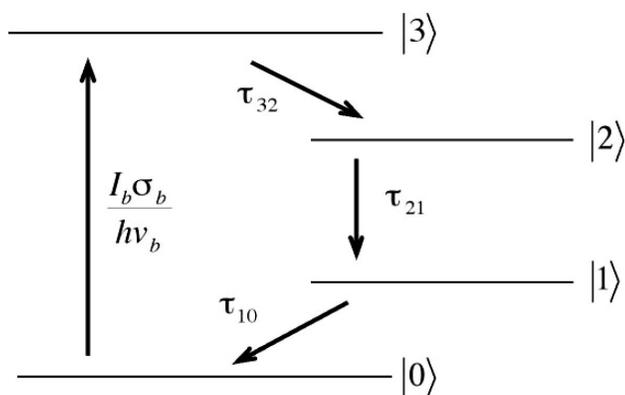


FIGURA 10. Sistema de 4 niveles de energía.

velocidad angular de 5500 rpm, que las perforaciones se encuentran a 4.6 cm del eje del disco y que el diámetro del haz es de ~ 200 μm, obtenemos que el camino óptico pasa de estar totalmente obstruido a no obstruido en aproximadamente 7.5 μs, permanece sin ser obstruido ~ 18 μs y vuelve a ser obstruido por completo al transcurrir otros 7.5 μs. Si no se toman medidas especiales, estos tiempos largos ocasionan que se emita más de un solo pulso a la vez y de intensidad reducida.

Este problema puede resolverse parcialmente aumentando las pérdidas en la cavidad disminuyendo la reflectancia del espejo acoplador. Entre mayor sea la transmitancia, mayor será el umbral de oscilación y por lo tanto mayor será el tiempo requerido para obtener la ganancia requerida para que se emita un pulso. En el apéndice se da un modelo matemático para encontrar la reflectancia máxima que debe tener el espejo acoplador para garantizar que el láser emita un solo pulso por perforación, y el resultado es el siguiente:

$$R_2^{\text{máxima}} = \frac{1}{R_1} \exp \left[\alpha_L - 2 \frac{\sigma_L \lambda_b P_b(0)}{\pi w^2 h c} \delta t f \right], \quad (7)$$

donde σ_L es la sección transversal efectiva de emisión estimulada, λ_b es la longitud de onda de láser, P_b es la potencia de bombeo, h es la constante de Planck, c la velocidad de la

luz en el vacío, w el ancho promedio del haz dentro del medio de ganancia (que implícitamente suponemos que se traslapa perfectamente con el haz de bombeo), δt es el tiempo en que el *Q-Switch* permanece abierto y f es la fracción de la potencia del haz de bombeo que fue absorbido por el cristal. En nuestro caso el tiempo que permanece abierto el *Q-Switch* es el tiempo que le toma a una perforación pasar por la región donde circula el haz dentro de la cavidad que, como mencionamos anteriormente, es de alrededor de 18 μs. La Fig. 7 muestra $R_2^{\text{máxima}}$ teórica en función de la potencia de bombeo.

Fabricamos un espejo 60 % reflejante a 1064 nm y con un radio de curvatura ~50 mm y lo usamos como espejo acoplador. Nótese que según la Fig. 7 con esta reflectancia el láser debería emitir pulsos con aproximadamente 1W de bombeo; con mayor potencia podría emitir más pulsos.

En la Fig. 8 mostramos la potencia promedio obtenida experimentalmente en función de la potencia de bombeo.

En la Fig. 9a mostramos uno de los pulsos obtenidos con este láser. A baja potencia de bombeo (~5.4 W) obtuvimos pulsos de ~27 μJ de energía y ~25 ns de duración con una frecuencia de repetición de 7.3 kHz; la potencia instantánea de estos pulsos es del orden de 1 kW. Cuando aumentamos la potencia de bombeo la ganancia logra recobrase rápidamente mientras permanece abierto el *Q-switch*, lo que resulta en la obtención de un tren de pulsos donde la duración de cada uno de ellos es aproximadamente igual a la del pulso obtenido a baja potencia. En la Fig. 9b presentamos un tren de pulsos obtenido con una potencia de bombeo de aproximadamente 18 W. Una forma de disminuir la cantidad de pulsos que integra cada tren sería aumentar aún más la transmitancia del espejo acoplador del láser, aumentar el radio del haz de bombeo y del láser para así aumentar el umbral de oscilación, o bien disminuir el diámetro de cada hueco que contiene el disco del *Q-switch*.

4. Conclusiones

Mostramos una forma sencilla de fabricar un láser altamente eficiente que emite en modo continuo más de 7 W y con alta calidad espacial ($M^2 \approx 1.7$); mostramos también experimentalmente una forma sencilla de convertir este láser en uno pulsado y obtuvimos pulsos cortos (~ 25 ns) con potencias pico del orden de 1kW, con potencia promedio de más de 1.4 W.

Agradecimientos

Este trabajo fue apoyado parcialmente por CONACyT a través del proyecto 50681.

Apéndice

A. Umbral de oscilación de un sistema de 4 niveles bombeado longitudinalmente

El Nd:YVO₄ se comporta como un sistema de 4 niveles de energía, donde los átomos que se encuentran en estado base $|0\rangle$ son llevados al nivel de energía $|3\rangle$ mediante algún mecanismo de bombeo, en nuestro caso bombeo óptico a través de la radiación proveniente de la fibra. La tasa de bombeo al nivel $|3\rangle$ dependerá de la intensidad I_b de la radiación de la fibra, de la sección eficaz σ_b para este proceso y de la energía de cada fotón de bombeo, $h\nu_b$. De este nivel decaen al nivel $|2\rangle$ con un tiempo de vida τ_{32} , de éste al nivel $|1\rangle$ en un tiempo τ_{21} y finalmente al nivel $|0\rangle$ en un tiempo τ_{10} , como se muestra en la Fig. 10. Los tiempos de vida que cada nivel son tales ($\tau_{21} \gg \tau_{32}, \tau_{10}$) que se forma una inversión de población entre los niveles $|2\rangle$ al $|1\rangle$, con lo cual puede haber amplificación por emisión estimulada y absorción de fotones con energía $\Delta E = E_2 - E_1$.

Para calcular las condiciones de umbral de oscilación es necesario contar con ecuaciones que describan la evolución temporal de las poblaciones N_0, N_1, N_2, N_3 de los diferentes niveles. Considerando solamente los procesos indicados en la Fig. 10, las ecuaciones son las siguientes:

$$\frac{dN_3}{dt} = \frac{I_b \sigma_b}{h\nu_b} N_0 - \frac{N_3}{\tau_{32}}, \quad (\text{A1})$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_{21}}, \quad (\text{A2})$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{N_2}{\tau_{21}} - \frac{N_1}{\tau_{10}}, \quad (\text{A3})$$

$$\frac{dN_0}{dt} = \frac{N_1}{\tau_{10}} - \frac{I_b \sigma_b}{h\nu_b} N_0. \quad (\text{A4})$$

Suponiendo que $\tau_{21} \gg \tau_{32}, \tau_{10}$, que la inversión de población $\Delta N = N_2 - N_1 \approx N_2$, que el bombeo no cambia con el tiempo y que la inversión de población inicial es cero, de las Ecs. A1 y A2 obtenemos

$$\Delta N(z, \delta t) \approx N_\infty(z)(1 - \exp[-\delta t/\tau_{21}]), \quad (\text{A5})$$

donde $N_\infty = N_0 I_b(z) \sigma_b \tau_{21} / h\nu_b$ y δt es el tiempo durante el cual la medio es bombeado. Por otro lado, la intensidad del bombeo no es constante, ya que es absorbido a lo largo de su dirección de propagación. Para nuestro caso de bombeo longitudinal,

$$I_b(z) = I_b(0) \exp(-\alpha_b z), \quad (\text{A6})$$

donde α_b es la absorción del haz de bombeo por unidad de longitud, la cual está dada por $\alpha_b = N_0 \sigma_b$. La ganancia por unidad de longitud está dada por

$$\gamma = \Delta N \sigma_L, \quad (\text{A7})$$

donde σ_L es la sección eficaz de la emisión estimulada entre los niveles $|2\rangle$ y $|1\rangle$. Juntando las Ecs. (A5-A7), obtenemos

$$\begin{aligned} \gamma(z, t) &= \frac{I_b(0) \exp[-\alpha_b z]}{h\nu_b} \alpha_b \tau_{21} \sigma_L \\ &\times \left(1 - \exp \left[-\frac{t}{\tau_{21}} \right] \right), \\ &= \frac{I_b(0)}{I_{sat}} \eta_c \alpha_b \exp[-\alpha_b z] \Phi(t) \end{aligned} \quad (\text{A8})$$

donde I_{sat} es la intensidad de saturación, dada por

$$I_{sat} = h\nu_L / \sigma_L \tau_{21},$$

y η_c es la eficiencia cuántica, dada por $\eta_c = \lambda_b / \lambda_L$, donde λ_b y λ_L son las longitudes de onda del bombeo y de la emisión láser, respectivamente. $\Phi(t)$ es una función que nada más depende del tiempo, dada por $\Phi(t) = 1 - \exp(-t/\tau_{21})$.

El umbral se alcanza cuando la ganancia de un recorrido de ida y vuelta es igual a las pérdidas totales de la cavidad. Calculamos ahora la ganancia de un haz viajando en la dirección positiva de z . La intensidad de este haz, denotado por $I^+(z)$, está regida por la siguiente ecuación:

$$\frac{dI^+}{dz} = \gamma(z, t) I^+ = \frac{I_b(0)}{I_{sat}} \eta_c \alpha_b \exp[-\alpha_b z] \Phi(t) I^+. \quad (\text{A9})$$

Integrando esta ecuación de 0 a L , la longitud del medio, obtenemos

$$\begin{aligned} I^+(L) &= I^+(0) \exp \left[\frac{I_b(0)}{I_{sat}} \eta_c \Phi(t) (1 - \exp(-\alpha_b L)) \right] \\ &= I^+(0) \exp \left[\frac{I_b(0)}{I_{sat}} \eta_c \Phi(t) f \right]. \end{aligned} \quad (\text{A10})$$

Aquí $f = 1 - \exp(-\alpha_b L)$; es la fracción de la potencia del haz de bombeo que fue absorbida por el medio. Realizando un análisis similar para el haz que viaja en la dirección contraria, cuya intensidad es $I^-(z)$, obtenemos

$$I^-(z) = I^-(L) \exp \left[\frac{I_b(0)}{I_{sat}} \eta_c \Phi(t) f \right]. \quad (\text{A11})$$

A su vez, las intensidades de ambos haces están relacionados en los planos donde se encuentran los espejos por $I^+(0) = R_1 I^-(0)$ y $I^-(L) = R_2 I^+(L)$. Utilizando estas relaciones, las Ecs. (A10-A11), y suponiendo que además que hay pérdidas pasivas dentro de la cavidad dadas por $\exp(-\alpha_L)$, encontramos que la intensidad después de un recorrido de ida y vuelta está dada por

$$I^+(0)_{\text{ida y vuelta}} = I^+(0) R_1 R_2 \times \exp \left[\frac{2I_b(0)}{I_{\text{sat}}} \eta_c \Phi(t) f - \alpha_L \right] \quad (\text{A12})$$

En el umbral de oscilación la intensidad después de un recorrido de ida y vuelta es igual a la inicial, por lo que la condición de umbral de oscilación es

$$R_1 R_2 \exp \left[\frac{2I_b(0)}{I_{\text{sat}}} \eta_c \Phi(t) f - \alpha_L \right] = 1 \quad (\text{A13})$$

Con esta ecuación podemos calcular la reflectancia mínima del espejo acoplador (espejo 2) requerida para que haya oscilación. En el caso estacionario, $t \rightarrow \infty$ y según su definición $\Phi(t) \rightarrow 1$. De la Ec. (A13), vemos que la reflectancia mínima del espejo acoplador es

$$R_2^{\text{máxima}} = \frac{1}{R_1} \exp \left[\alpha_L - \frac{2I_b(0)}{I_{\text{sat}}} \eta_c f \right]. \quad (\text{A14})$$

En el caso pulsado, queremos que solamente haya un pulso por paso de una abertura por el camino óptico. Para lograr esto, suponemos que cada pulso que se emite es lo suficientemente intenso como para saturar completamente la ganancia, y por lo tanto reducir la inversión de población a cero. Después de ocurrido esto, la inversión de población gradualmente se recupera, siguiendo la Ec. (A5). Supongamos que el tiempo que le toma a la perforación recorrer el camino óptico del láser (el tiempo en que nuestro *Q-switch* permanece abierto) es corto comparado el tiempo de vida τ_{21} . Haciendo una expansión en serie de Taylor, $\Delta N \approx N_\infty \delta t / \tau_{21}$. Para que no se pueda dar otro pulso, es suficiente que en este periodo δt la inversión de población no alcance el valor umbral, por lo que según la Ec. (A13) la reflectancia máxima que puede tener el espejo acoplador para garantizar que solamente haya un pulso viene dada por

$$R_2^{\text{máxima}} = \frac{1}{R_1} \exp \left[\alpha_L - \frac{2I_b(0)}{I_{\text{sat}}} \frac{\delta t}{\tau_{21}} \eta_c f \right] = \frac{1}{R_1} \exp \left[\alpha_L - \frac{2P_b(0) \sigma_L \lambda_b}{\pi w^2 h c} \delta t f \right], \quad (\text{A15})$$

donde P_b es la potencia de bombeo y w es el radio promedio del haz a lo largo de z .

1. M.C. Gower, *Opt. Express* **7** (2000) 56.
2. A. Zajac, M. Skorczakowski, J. Swiderski y P. Nyga, *Opt. Express* **12** (2004) 5125.
3. Q. Liu, M. Gong, F. Lu, W. Gong y C. Li, *Opt. Lett.* **30** (2005) 726.
4. G. McGowell, *Opt. Express* **12** (2004) 2844.
5. P.A. Franken y J.F. Ward, *Rev. Mod. Phys.* **35** (1963) 23.
6. R.S. Cudney, L.A. Ríos, M.J. Orozco-Arellanes, F. Alonso y J. Fonseca, *Rev. Mex. Fís.* **48** (2002) 548.
7. J.R. O'Connor, *Appl. Phys. Lett.* **9** (1966) 407.
8. W. Pei-feng *et al.*, *Optoelectronics Letters* **4** (2008) 269.
9. O. Svelto, *Principles of Laser* New York, NY (Springer Sci. Business Media, Inc., 1998).
10. A.E. Siegman, *Lasers* Mill Valley, CA (Univ. Sci. Books, 1986).
11. R. Scheps, *Introduction to Laser Diode-Pumped Solid State Lasers* Tutorial Texts in Optical Engineering, Vol TT53, (Bellingham, Washington SPIE PRESS, 2002).
12. D. Findlay y R.A. Clay, *Phys. Lett.* **20** (1966) 277.
13. A. Campos-Zatarain, *Tesis de Maestría en Ciencias en Óptica*. (Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Ensenada, 2004).
14. F.J. McClung y R.W. Hellwarth, *J. App. Phys.* **33** (1962) 828.
15. F. Yan *et al.*, *Appl. Optics* **43** (2004) 2944.
16. Y. Baoquan, T. Yi, L. Gang y W. Yuezhu, *Opt. Express* **18** (2010) 13574.
17. M.A. Duguay, S.L. Shapiro y P.M. Rentzepis, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1014.
18. T. Henningsen y J.J. Conroy, *US Patent App.* 4,057,770 (1977).
19. A.J. Berry, D.C. Hanna y C.G. Sawyers, *Opt. Comm.* **40** (1981) 54.