

**Tesis de Licenciatura**  
**FLUORESCENCIA DE 2 FOTONES**  
**DIRECTOR DE PROYECTO**

**Dr. Jorge O. Tocho**



**Profesora de tesis**  
**Dra. Mirta Gil**  
**FCEN**



**Alumno: Marcelo Sandkovsky**  
**Leg. Física: 830/01**



**UBA**  
Universidad de Buenos Aires

CENTRO INV. OPTICAS  
BIBLIOTECA  
CONICET - CIC



TEMA:

ALUMNO: LU N° :

LUGAR DE TRABAJO:

DIRECTOR DEL TRABAJO:

CODIRECTOR o COLABORADOR:

FECHA DE INICIACION:

FECHA DE FINALIZACION:

FECHA DE EXAMEN:

INFORME FINAL APROBADO POR:

\_\_\_\_\_  
Autor

\_\_\_\_\_  
Jurado

\_\_\_\_\_  
Director

\_\_\_\_\_  
Jurado

\_\_\_\_\_  
Profesor de Tesis de  
Licenciatura

\_\_\_\_\_  
Jurado



Dedicado a: mi esposa, hijos y nietos

Agradecimientos:

Gracias al Centro de Investigaciones Ópticas (CONICET-CIC) por haberme permitido realizar este trabajo en sus instalaciones de Gonnet, La Plata. Gracias a los ingenieros Federico Sanjuán y Andrés Escobar por haber colaborado en todas las etapas del trabajo.

## Índice

Página

◆ <b>INTRODUCCIÓN</b> .....	7
➤ Aplicaciones de los Pulsos Ultracortos.....	7
➤ Motivación del Proyecto y Objetivos Planteados .....	8
➤ Estructura del Proyecto.....	9
➤ Referencias .....	9
➤ NOTA .....	10
<b>1. Pulsos ultracortos</b> .....	<b>12</b>
1.1. Introducción.....	12
1.2. Medición del perfil temporal del pulso .....	13
1.3. Métodos electrónicos .....	13
1.4. Métodos ópticos.....	15
1.5. Medición de pulsos de baja repetición o pulsos únicos .....	20
1.6. Mediciones de amplitud y fase .....	21
1.7. FROG.....	22
1.8. Conclusiones.....	24
1.9. Referencias .....	25
<b>2. Detección y medición de pulsos ultracortos de luz</b> .....	<b>26</b>
2.1. Introducción.....	26
2.2. Modos longitudinales .....	26
2.3. Láser monomodo .....	28
2.4. Espectro de un láser PUL.....	29
2.5. El pulso ultracorto .....	30
2.6. Chirp.....	34
2.7. Propagación de un PUL en un medio transparente .....	35
2.8. Efectos no lineales. Automodulación de fase.....	40
2.9. Compensación de ensanchamiento de los pulsos .....	42

---

2.10. Mode Locking.....	43
2.11. Mode Locking activo .....	47
2.12. Laser de titanio zafiro.....	49
2.13. Características de láser Mai Tai (MT) .....	52
2.14. Especificaciones Maitai.....	53
2.15. Conclusiones.....	53
2.16. Referencias .....	54
<b>3. Fluorescencia de dos fotones .....</b>	<b>56</b>
3.1. Introducción.....	57
3.2. Absorción de dos fotones .....	58
3.3. Microscopia de dos fotones .....	61
3.4. Uso de la absorción multifotónica de caracterización PUL ..	62
3.5. Correladores espaciales .....	64
3.6. Haces contrapropagantes.....	68
3.7. Absorción de dos fotones en materiales semiconductores ..	69
3.8. Conclusiones.....	71
3.9. Referencias .....	72
<b>4. Resultados experimentales .....</b>	<b>73</b>
4.1. Medidas experimentales realizadas con la cámara Nisuta ..	79
4.2. Nueva forma de calibración .....	80
4.3. Mediciones con la cámara PULNIX.....	88
4.4. Conclusiones.....	90
4.5. Referencias .....	91
<b>5. Resultados experimentales – segunda parte .....</b>	<b>92</b>
5.1. Introducción.....	92
5.2. Pulsos contrapropagantes .....	93
5.3. Modelo Numérico .....	93
5.4. Modelo Analítico .....	98
5.5. Comparación entre los resultados y las medidas brindadas por Grenouille .....	101
5.6. Conclusiones de este capítulo.....	103

---



---

5.7. Conclusiones generales de este trabajo .....	103
5.8. Bibliografía .....	105

## ◆ INTRODUCCIÓN

El pulso ultracorto es un pulso de luz láser con una duración extremadamente corta. De hecho, su duración es tan pequeña que no existe ningún otro fenómeno generado por el ser humano que lo supere. Con el fin de caracterizar los pulsos ultracortos a la salida de un láser es necesario utilizar métodos de medida indirectos. Está claro que si con un simple osciloscopio -también fabricado por el hombre- pudiéramos medirlos directamente, entonces significaría que los pulsos no son realmente tan cortos. Disponer de una herramienta que permita conocer las características de dichos pulsos es fundamental en cualquier laboratorio de pulsos ultracortos y el tema principal de este proyecto.

### ➤ Aplicaciones de los Pulsos Ultracortos

Los pulsos ultracortos tienen una duración menor que muchos procesos atómicos y moleculares. Algunos de estos procesos ocurren en tiempos del orden de picosegundos y femtosegundos, permitiendo así su estudio con dichos pulsos. Por ejemplo, los láseres de pulsos ultracortos han sido utilizados para estudiar el conjunto de procesos que da lugar a la fotosíntesis.

Las técnicas convencionales para tomar imágenes en bio-medicina también se han mejorado utilizando sistemas basados en pulsos ultracortos. En microscopía no lineal la alta intensidad de los pulsos hace posible que procesos de absorción de dos o más fotones sean significativos.

**En tal caso se pueden emplear fotones menos energéticos, por ejemplo en el infrarrojo, que penetran más en el tejido y son menos dañinos para las células. Además como la fluorescencia se localiza únicamente en el foco del haz se pueden tomar imágenes en tres dimensiones y con una mejor resolución.**

En la técnica de Fluorescence Life-time Imaging (FLIM) el análisis de la fluorescencia de una muestra excitada por un pulso ultracorto permite diferenciar entre el tejido sano y el cancerígeno.

- ◆ En el ámbito de las comunicaciones ópticas el gran ancho de banda de las fibras permitiría combinar la técnica de transmisión OTDM (Optical Time-Division Multiplexing) con la de WDM (Wavelength-Division Multiplexing).
- ◆ La alta intensidad de los pulsos también los hace ideales para ablacionar y modelar materiales con una precisión de hasta 1  $\mu\text{m}$ . Si los pulsos son demasiado largos, la región de interacción (enfoque) se verá fuertemente afectada debido a la conducción del calor. Para evitar precisamente esto se utilizan pulsos de duración ultracorta.
- ◆ Otra aplicación es la que hace referencia a una técnica conocida como Chirped Pulse Amplification (CPA), en la que un único pulso es amplificado y, al ser enfocado, puede generar intensidades del orden de  $10^{20}$   $\text{W}/\text{cm}^2$ , con las que se ha conseguido la fusión nuclear en un laboratorio.
- ◆ Pero no sólo la intensidad y duración de los pulsos es importante en la interacción de la luz con la materia sino también la cantidad de chirp. Por ejemplo, se ha demostrado que es posible seleccionar el estado cuántico de una molécula utilizando pulsos con chirp positivo, o bien negativo.
- ◆ De aquí la necesidad de conocer exactamente tanto la intensidad temporal y espectral como la fase del pulso.

### ➤ Motivación del Proyecto y Objetivos Planteados

La mayor parte de las aplicaciones que acabamos de ver requieren trabajar con pulsos tan cortos como sea posible. En tal caso, es lógico pensar que una de las principales prioridades en cualquier laboratorio de pulsos ultracortos es conocer la duración de los pulsos a la salida del láser correspondiente. Cuando dicha duración es óptima (la más corta posible) la fase depende linealmente del tiempo. Así, resulta especialmente útil, no sólo en aquellas aplicaciones que de por sí lo requieren, disponer de un sistema que permita conocer tanto la forma de los pulsos (perfil de intensidad) como su fase. El objetivo principal de este proyecto es,

precisamente, poner en marcha un sistema que permita la caracterización completa (módulo y fase) de un pulso ultracorto arbitrario. También es objetivo del proyecto la automatización de dicho sistema para que el proceso de obtención de medidas resulte lo más simple posible.

### ➤ Estructura del Proyecto

Este proyecto está compuesto de cinco capítulos. El primero de ellos sirve para entrar con más detalle en las características de un pulso ultracorto, la técnica de generación y el láser de pulsos ultracortos que se utilizó en el laboratorio. En el segundo capítulo se presenta la primera de las dos técnicas (Autocorrelación) que se utilizaron en el laboratorio, con el objetivo de caracterizar dichos pulsos. La técnica de FROG es la segunda técnica utilizada y a la cual está dedicada por completo el tercer capítulo. En el capítulo cuarto se detalla el proceso de automatización que se llevó a cabo para que ambos sistemas funcionaran de forma totalmente automatizada. En el quinto capítulo ("Conclusiones y trabajo futuro") se destacan los resultados más significativos del proyecto y se sugieren algunas direcciones hacia las que podría continuar el trabajo en el futuro.

### ➤ Referencias

- a. W. Denk, J. H. Strickler, and W. W. Webb, "2-photon laser scanning fluorescence microscopy", *Science* 248, 73 – 76 (1990).
- b. R. Jones, K. Dowling, M. J. Cole, and D. Parsons-Karavassilis, "Fluorescence lifetime imaging using a diode-pumped all-solid-state laser system", *Electron. Lett.* 35, 256 (1999).
- c. W. H. Knox, "Ultrafast technology in telecommunications", *IEEE J. Quantum Electron.* 6, 1273 – 1278 (2000).
- d. H. K. Tonshoff, C. Momma, A. Ostendorf, S. Nolte, and G. Kamlage, "Microdrilling of metals with ultrashort laser pulses", *J. Laser Appl.* 12, 23 – 27 (2000).

- e. K. W. D. Ledingham, I. Spencer, T. McCanny, R. P. Singhal, M. I. K. Santala, E. Clark, I. Watts, F. N. Beg, M. Zepf, Krushelnick, M. Tatarakis, A. E. Dangor, P. A. Norreys, R. Allot, D. Neely, R. J. Clark, A. C. Machacek, J. S. Wark, A. J. Cresswell, D. C. W. Sanderson, and J. Magill, "Photonuclear physics when a multiterawatt laser pulse interacts with solid targets", *Physical Review Lett.* 84, 899 – 902 (2000).
- f. B. Kohler, V. V. Yakovlev, J. W. Che, J. L. Krause, M. Messina, K. R. Wilson, N. Schwentner, R. M. Whitnell, and Y. J. Yan, "Quantum control of wave-packed evolution with tailored femtosecond pulses", *Physical Review Lett.* 74, 3360 – 3363 (1995).

## ➤ NOTA

Los esfuerzos por observar los electrones han vuelto algo más fácil en los últimos años, gracias a los avances con los pulsos láser cortos, pese a los principios fundamentales de la mecánica cuántica que dominan esta escala. La mecánica cuántica y sus funciones de onda sugieren que se puede observar el movimiento de un electrón, pero no sin introducir la incertidumbre sobre su posición, por ejemplo. Y, es mucho más frecuente observar la pérdida de energía de los electrones que observar la ganancia. No obstante, para una mejor comprensión de lo que ocurre con los electrones excitados por la luz incidente, se facilita un mejor diseño fotovoltaico de los sistemas electrónicos que emplean la luz, así como algunos chips avanzados de informática

Ahora, un equipo de investigadores del Instituto de Tecnología de California ha observado a los electrones en acción, y han creado mapas que muestran los campos de energía de los electrones excitados a través del tiempo, sobre la plata y las superficies de cobre. Utilizando un microscopio de electrones, centraron el haz de una nanopartícula de plata con un respaldo más grande de grafeno durante un femtosegundo (una millonésima de una mil millonésima de segundo, ¿hace falta insistir en que es muy corto?). La ganancia de energía (o la pérdida) se calcula a partir del tiempo de retardo

entre los pulsos de luz láser y los electrones. Los investigadores llaman a esta técnica "imagen ultrarrápida del espectro", que en realidad no logra llevar al lenguaje lo rápido que es.

La idea es crear un mapa con la ganancia o pérdida de energía de los electrones de un compuesto específico elemental. Dicho mapa muestra la posición probable de los electrones excitados (incluso la cantidad de energía ganada), sin revelar otras propiedades (de esta manera se mantiene la búsqueda de línea con el principio de incertidumbre de Heisenberg). Por ejemplo, esta nueva investigación muestra que las nanopartículas triangulares de plata ganan la mayoría de su energía a lo largo de su margen izquierda y la esquina inferior derecha (debido al grosor de la partícula y al tamaño del borde, los cuales son más pequeños que las longitudes de onda de los fotones incidentes). La técnica ultrarrápida podría permitir a los científicos ver las interacciones de las moléculas, las propiedades de las partículas y, en última instancia, el funcionamiento interno de las células. No está nada mal para tan súper corto pulso de luz láser.

Las medidas de los pulsos ultracortos están plagadas de errores. Por eso John Dudley dice coloquialmente que hay dos clases de mediciones de PUL: los que admiten comparaciones con resultados de métodos independientes y los que están mal.

# 1. Pulsos ultracortos

Este trabajo está dedicado a desarrollar un método simple para medir la duración de pulsos ultracortos de luz (PUL) tan cortos como 70 fs.

Este objetivo surge como una necesidad primordial en un laboratorio donde se producen y manipulan estos pulsos de manera rutinaria. Antes de que tales pulsos se utilicen, es necesario caracterizarlos para determinar correctamente las condiciones experimentales.

Un objetivo secundario fue encontrar un método para visualizar de manera sencilla la superposición espacial de dos PUL contrapropagantes, como los utilizados en el detector de un espectrómetro de terahertz que opera en el dominio del tiempo.

## 1.1. Introducción

Cuando se trata de pulsos ultracortos de luz (PUL) es más correcto decir *caracterizar* que *medir* ya que son necesarios conocer varios aspectos específicos, tales como, forma, duración y espectro del pulso además de su energía, frecuencia de repetición, potencia media y estabilidad. En realidad la lista de condiciones es más amplia ya que un experimento con PUL requiere la medición de otros parámetros tales como tamaño y forma espacial del haz. Disponer de un método simple para determinar la superposición de dos PUL en los experimentos denominados *pump-probe*, resulta también muy útil.

Las técnicas de caracterización son la piedra angular de cualquier laboratorio involucrado con PUL y tienen que ser completamente

entendidas en cuanto a su precisión y limitaciones.

### 1.2. Medición del perfil temporal del pulso

La caracterización del perfil temporal del PUL es la base de la optimización del láser que lo produce y también de cualquier técnica de medición que con ellos se instrumente.

### 1.3. Métodos electrónicos

Lamentablemente, los tiempos de respuesta de los dispositivos fotoeléctricos son sumamente grandes en comparación con PUL de femtosegundos o incluso picosegundos. Aunque se han desarrollado recientemente fotodetectores novedosos con respuesta del picosegundo, la visualización misma de la señal eléctrica requiere un osciloscopio con un ancho de banda tan grande que los hace extremadamente costosos además de operar solamente con técnicas de muestreo para dar una respuesta correcta.

Sin embargo, cualquier fotodiodo de heteroestructura PIN ( un sandwich de semiconductor intrínseco entre semiconductores dopados n y p) o un fotodiodo de avalancha, es útil para visualizar los trenes de pulsos con altas tasas de repetición. Figura 1.1 muestra una señal típica obtenida utilizando detector fotoeléctrico. Claramente, el aspecto del PUL está muy afectado, en esta escala de tiempo, por el circuito electrónico que rodea al propio detector o por el osciloscopio utilizado

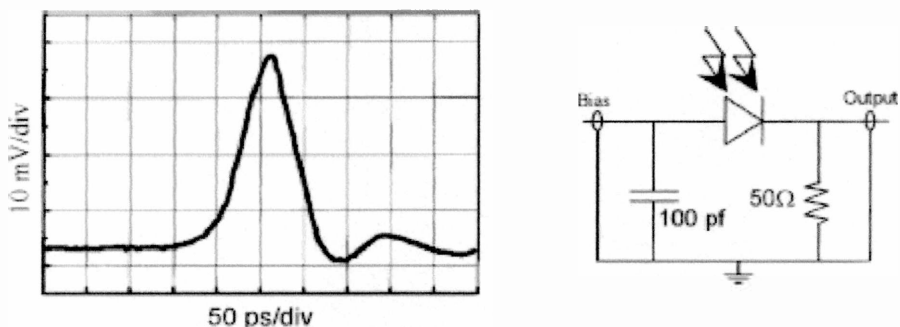


Fig. 1.1. Señal eléctrica típica generada por un fotodiodo (Antel AR-S2, rise time 35 ps) en respuesta a un PUL de fs y el circuito utilizado.

Un instrumento fotoeléctrico más complejo, la *streak-camera*, también se puede utilizar para caracterizar la envolvente del PUL. Los fundamentos de la cámara se muestran en la Fig. 1.2. El pulso de luz incidente se convierte en fotoelectrones dentro de un fotocátodo muy similar al encontrado en un tubo fotomultiplicador. El flujo de electrones resultante se colima y acelera hacia delante en un espacio donde es desviado por un campo eléctrico perpendicular de ultra alta velocidad. El impacto de los electrones en una pantalla fluorescente se extiende a lo largo de un eje calibrado en el tiempo. La intensidad de la luz de esta huella refleja la densidad de electrones y por lo tanto es una imagen verdadera de la envolvente del PUL. Para más detalles se puede observar <http://learn.hamamatsu.com/tutorials/java/streakcamera>.

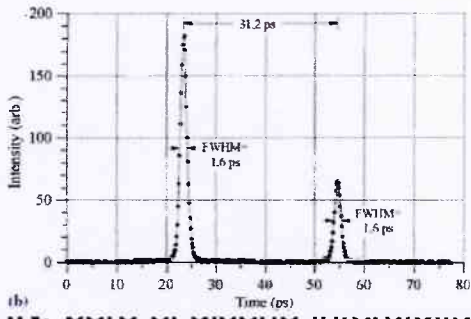
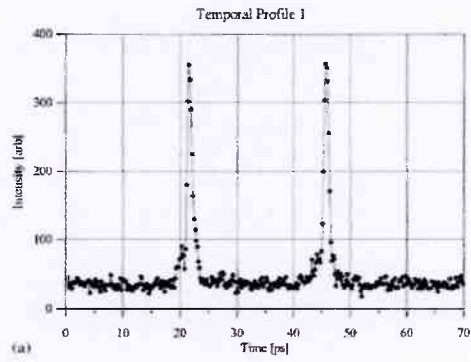
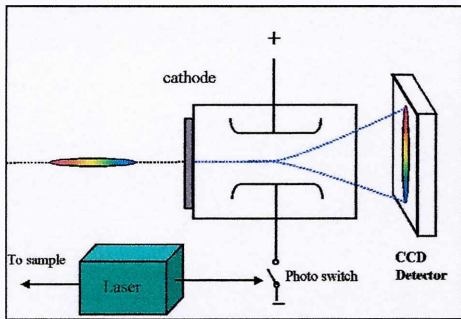


Fig. 1.2. Esquema de una streak-camera y resultados para un pulso único (a) y para un tren de pulsos (b). El rise-time es del orden de 1 ps.

El mismo principio de los fotodetectores minimiza las resistencias parásitas y la estructura plana reduce la capacidad, haciéndolos adecuados para funcionamiento a alta velocidad. Los detectores disponibles comercialmente tienen una respuesta inferior a 10 ps, por lo que el uso de las streak-cameras, con su elevadísimo costo se vuelve cada vez más infrecuente en este campo.

### 1.4. Métodos ópticos

Sin duda las técnicas más utilizadas en la caracterización temporal de los PUL fueron y son los métodos ópticos basados en técnicas de autocorrelación.

En general las técnicas ópticas utilizan tres ingredientes diferentes. En primer lugar, estas técnicas tienen su base en la transformación espacio-tiempo que proporciona la velocidad de la luz ( $0.3 \mu\text{m/fs}$ , en aire). Ya que sólo se necesita un picosegundo para que un pulso de luz viaje 300 micrones en el aire, una longitud fácil de medir y calibrar, el problema de medir tiempos se traslada a medir longitudes. El segundo punto, en realidad relacionado fuertemente con el primero, es poder producir una réplica del pulso retrasada convenientemente y hacerla coincidir con el original. El tercer punto clave es utilizar un medio con respuesta no lineal a la intensidad de la luz. Esta propiedad nos permitirá distinguir la señal que se produce en una región donde los dos pulsos se superponen temporalmente, de la señal que resulte del paso sucesivo de los pulsos sin superponerse. La respuesta no lineal permite realizar esto aún con un fotodetector extremadamente lento comparado con la duración de los pulsos.

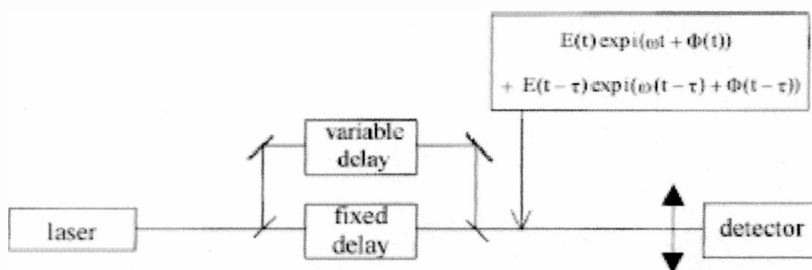


Fig. 1.3. Esquema básico de un sistema óptico para caracterizar temporalmente un PUL.

En primer lugar, se describe la medición de los sistemas de alta velocidad de repetición, como es a menudo el inicio de cualquier sistema láser que utiliza un oscilador. En este caso, uno sólo tiene acceso a un promedio de un número muy grande de pulsos.

La forma clásica de obtener la información necesaria para caracterizar los pulsos es usar un detector que responda a un proceso de dos fotones. El ejemplo más usual es la generación de segunda armónica colineal o no colineal, que se lleva a cabo en un

crystal que permita alcanzar la condición de ajuste de fase entre la fundamental y la armónica.

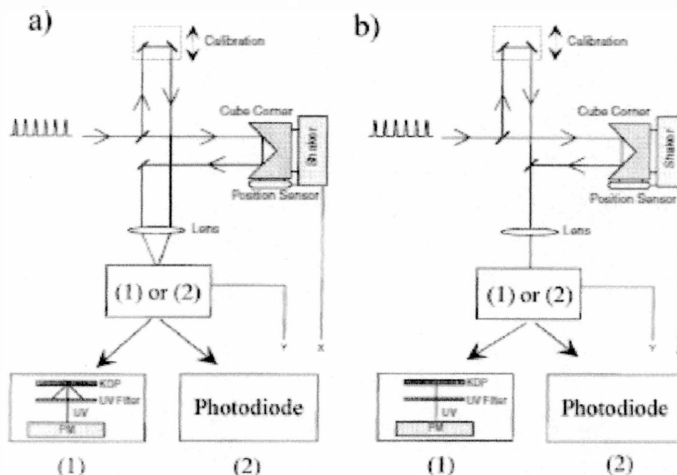


Fig. 1.4. Arreglos experimentales básicos de los métodos ópticos no lineales que emplean generación de segunda armónica (1) o absorción de dos fotones (2). (a) arreglo no colineal; (b) arreglo colineal.

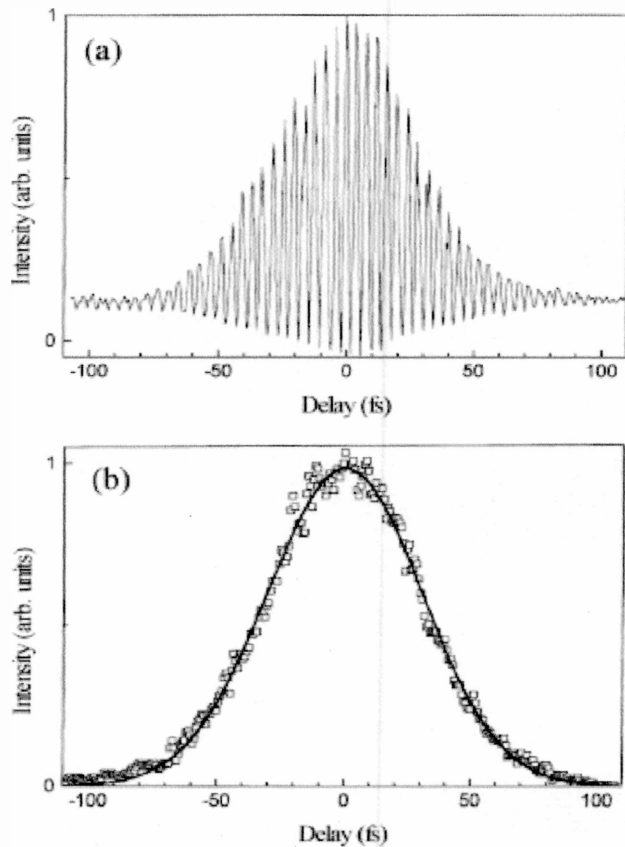


Fig. 1.5. (a) señal interferométrica obtenida para un retraso muy fino de un arreglo colineal; se observa un contraste 1:8 entre las alas, cuando  $\tau \rightarrow \infty$  y el centro, donde  $\tau = 0$ . (b) señal de intensidad correspondiente a un barrido más grueso que promedia las franjas de interferencia; se ha utilizado un arreglo no colineal que anula el fondo y no permite medir el contraste. Un arreglo colineal produciría un contraste de 3 a 1.

Si se registra toda la señal, la misma se denomina interferométrica y se obtiene una respuesta proporcional a,

$$\begin{aligned}
 I_2(\tau) = & \int_{-\infty}^{\infty} |2E^4 + 4E^2(t)E^2(t - \tau) \\
 & + 4E(t)E(t - \tau)[E^2(t) + E^2(t - \tau)] \cos[\omega\tau + \Phi(t) - \Phi(t - \tau)] \\
 & + 2E^2(t)E^2(t - \tau) \cos[2(\omega\tau + \Phi(t) - \Phi(t - \tau))]| dt.
 \end{aligned}$$

Mientras que si la señal completa se promedia, ya sea mediante el uso de un filtro numérico o, experimentalmente, mediante un barrido del retardo lo suficientemente rápido para borrar las franjas, el resultado aparece como mucho más sencillo,

$$S_I = 2 \int I^2 dt + 4 \int I(t)I(t - \tau) dt,$$

En ambos casos, el ancho medio de la señal estará relacionado con la duración del pulso. Para el caso de la Fig. 1.4, donde el pulso es de 40 fs, los resultados muestran un ancho experimental similar. Sin embargo no es este siempre el caso ya que la complejidad del pulso, medida esencialmente por la variación que pueda experimentar la fase durante su evolución temporal, puede ser tal que sea difícil extraer información fidedigna utilizando solamente estas señales. A modo de ejemplo (Fig. 1.6), veamos una comparación entre las señales obtenidas antes y después de que un PUL atraviese 5 cm de vidrio, un proceso que seguramente introducirá una separación temporal importante entre las componentes de distintas frecuencias originadas en la dispersión cromática del vidrio.

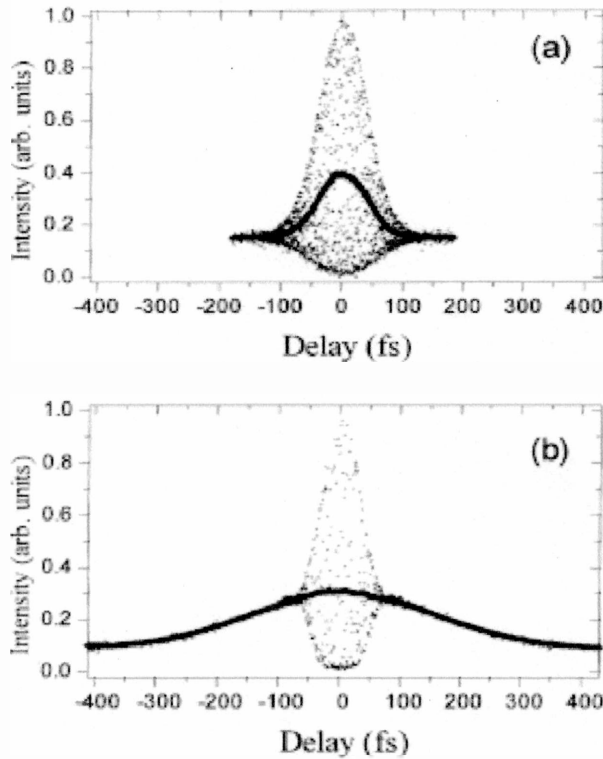


Fig. 1.6. Señales interferométricas (puntos) y de intensidad (línea continua) antes (a) y después (b) de atravesar 5 cm de vidrio.

Es claro que en este caso la señal interferométrica ignora el alargamiento del pulso que sí se observa en la señal de intensidad.

Si se acepta una forma de pulso y se ignoran las variaciones complicadas de la fase, el ancho total a la mitad de la altura (FWHM) en la señal de intensidad,  $\Delta\tau$ , puede utilizarse para caracterizar temporalmente la duración del pulso  $t_p$ . La señal experimental es calibrada fácilmente utilizando la velocidad de la luz ( $0,3 \mu\text{m} / \text{fs}$ ). La Tabla 1.1 enumera algunos resultados matemáticos obtenidos utilizando diferentes formas de pulsos.<sup>3</sup> Se ha supuesto que la señal experimental es proporcional a la autocorrelación de orden 2 de la envolvente temporal del pulso,

$$G_2(\tau) = \frac{\int I(t)I(t - \tau) dt}{|\int I^2 dt|}$$

### 1.5. Medición de pulsos de baja repetición o pulsos únicos

Para un sistema oscilador – amplificador que opera a una frecuencia de repetición muy baja, se necesita un esquema que funcione con un pulso único, ya que utilizar el registro de las señales de las réplicas convenientemente recabadas insumiría un tiempo excesivo. Una solución se describe en la Fig. 1.7, donde se utiliza una disposición geométrica para transformar la función de autocorrelación en una distribución de intensidad espacial, que puede ser registrada fotográficamente o con una matriz CCD. El haz incidente se divide en dos partes iguales por el divisor de haz (BS). La distribución de la intensidad espacial de la segunda armónica (generada por el cristal KDP) da la función de autocorrelación.

Tabla 1.1 Factores de conversión para señales de intensidad de pulsos teóricos sin chirping o limitados por ancho de banda o limitados por Fourier (ver estas definiciones en el capítulo 2). Estos factores permiten calcular la duración del pulso  $t_p$ , a partir del FWHM de la señal experimental,  $\Delta\tau$ .

Forma del pulso	Perfil de intensidad	$\Delta\tau / t_p$
Gaussiano	$e^{-2 \ln 2 (t / t_p)^2}$	1.414
Sech <sup>2</sup>	$\text{sech}^2(t / t_p)$	1.543
Lorentz	$\frac{1}{[1 + (t / t_p)^2]^2}$	
Rectangular	1 para $ t  < t_p/2$ ; 0 si $ t  > t_p/2$	

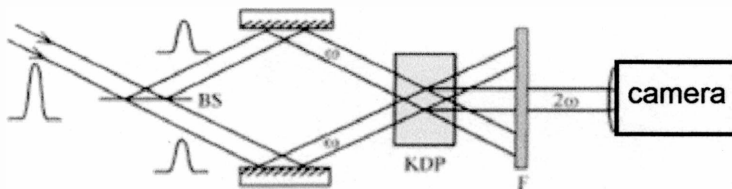


Fig. 1.7. Principio de un autocorrelador para pulso único.

Para haces que se cruzan con un ángulo  $\Phi$  (Fig. 1.7), la transformación espacio-temporal esta dada por,

$$\tau = \frac{nx_0 \sin(\Phi/2)}{c}$$

donde  $n$  es el índice de refracción del cristal. La calibración se realiza fácilmente mediante la inserción de un retraso conocido (tal como el que provoca una lámina de vidrio) en uno de los dos brazos del autocorrelador. Esta variante dará origen al método desarrollado en este trabajo.

#### 1.6. Mediciones de amplitud y fase

Hasta ahora la caracterización temporal de los PUL se ha hecho a través de las señales de autocorrelación. Aunque estas técnicas se han utilizado ampliamente en todos los enfoques diagnósticos, están lejos de calificar de forma inequívoca el campo eléctrico, en amplitud y fase, del pulso. La caracterización completa de PUL es de gran importancia en muchos experimentos de femtosegundos.

Una alternativa que combina señales de autocorrelación y la medición simultánea del espectro se ha propuesto y ha mostrado resultados convincentes. En general se siguen dos enfoques diferentes ya sea que se trabaje en el dominio de la frecuencia, en donde se registra el tiempo de llegada de una frecuencia dada, o en el dominio del tiempo, donde las frecuencias son registradas en un momento dado. El primer enfoque es equivalente a un sonograma generalmente utilizado en el análisis de onda acústicas, mientras que el segundo es conocido como FROG por *frequency resolved optical gating*.

## 1.7. FROG

En este trabajo los resultados obtenidos se comparan con los medidos mediante un instrumento comercial que opera con la técnica FROG, de la cual se brinda una breve descripción a continuación.

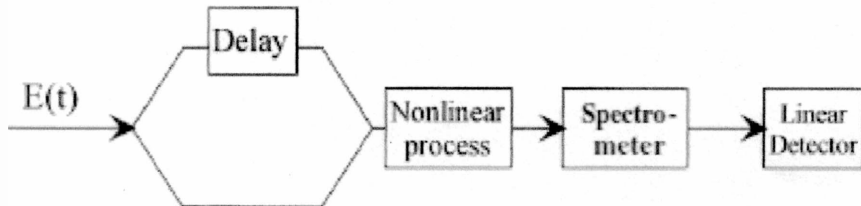


Fig. 1.8. Esquema básico de un instrumento FROG. El pulso a medir se divide en dos réplicas que se cruzan en un medio no lineal para crear un campo de autocorrelación que se resuelve espectralmente. La señal bidimensional se registra en un detector de intensidad.

En un instrumento FROG genérico como el de la Fig. 1.8, se registra una función de correlación de orden  $n$  y se resuelve espectralmente. El dispositivo no lineal puede operar por efecto Kerr (proceso de tercer orden) o más comúnmente ser un cristal de generación de segunda armónica. La señal FROG es bidimensional y se obtiene en el plano  $(\omega, \tau)$ , donde la integración a lo largo del eje de frecuencias ofrece la función de autocorrelación clásica. La amplitud y la fase del campo  $E(t)$  se recuperan de la señal por medio de un algoritmo iterativo, generalmente convergente en casos reales.

En el caso de un FROG de 2ª armónica, la imagen de  $2\omega$  se forma sobre la rendija de entrada de un espectrómetro de imágenes, donde el tiempo de retardo relativo ( $\tau$ ) entre las dos réplicas se parametriza a lo largo de la rendija. El espectrómetro dispersa la luz en una dirección perpendicular a la rendija, lo que resulta en una imagen de dos dimensiones con el tiempo de retardo y la frecuencia como ejes. Un detector lineal en intensidad, generalmente una matriz CCD, detecta la intensidad de la señal de  $2\omega$ .

Recientemente fue propuesto un dispositivo experimental muy útil denominado GRENOUILLE que utiliza un biprisma Fresnel que sustituye el divisor de haz y la línea de retardo de un FROG.

convencional, seguido de un cristal de SHG grueso que actúa tanto como elemento no lineal y como espectrómetro. La amplitud y la fase del campo del PUL se recuperan utilizando el mismo algoritmo FROG iterativo.

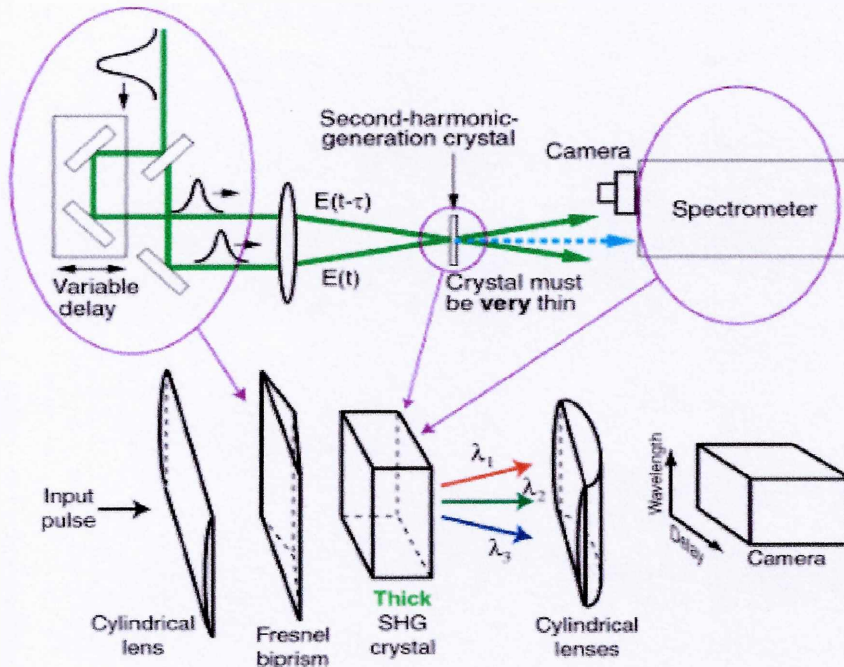


Fig. 1.9 Comparación entre un esquema FROG convencional y el utilizado en el instrumento GRENOUILLE.

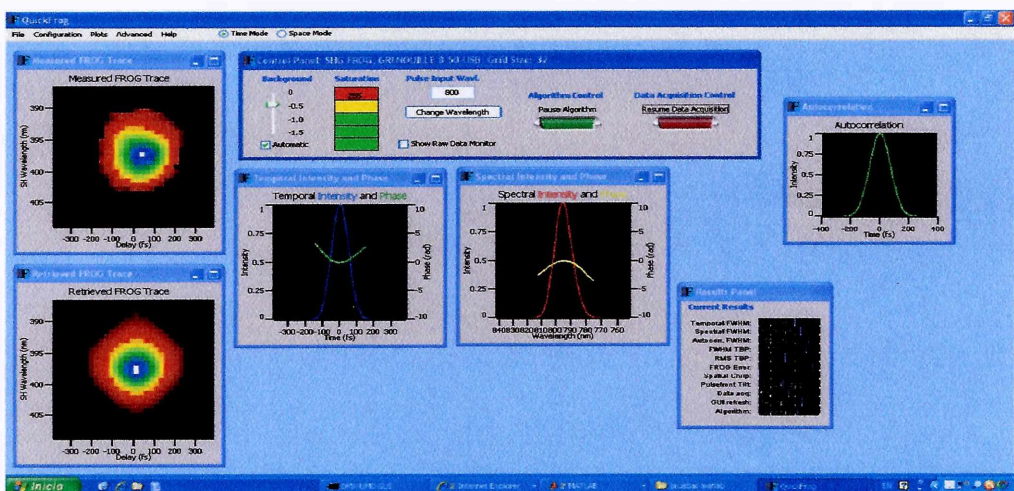


Fig. 1.10 Pantalla de resultados del GRENOUILLE USB-50 del Laboratorio PUL del CIOP.

## 1.8. Conclusiones

La amplia diversidad de láseres de picosegundos y femtosegundos, con picos de potencia, tasas de repetición y estabilidades muy diferentes, exigen una gran variedad de técnicas de caracterización. En el dominio temporal, estas técnicas existen debido a la ausencia de fotodetectores suficientemente rápidos y con un amplio rango dinámico.

Como este es un tema en continua evolución, muchos laboratorios están usando y, al mismo tiempo, desarrollando, herramientas para continuar sus investigaciones. Por supuesto, un experimento requiere la medición de otros parámetros tales como tamaños de haz, formas de haz, longitud de onda y la efectiva superposición de haces en un experimento tipo *pump and probe*. Este trabajo está destinado a presentar algunas ideas simples que sirvan al mundo de la caracterización de PUL.

Aparte de esta introducción general, el trabajo está estructurado en 5 capítulos. El capítulo 2 se dedicará a describir un pulso ultracorto de luz, a detallar el método empleado generalmente para generarlos y a resumir las características del sistema láser concreto que se utilizó en el laboratorio. Se introducirán los conceptos de *chirp* y de pulso limitado por transformada de Fourier. Se analizarán en detalle las transformaciones que puede sufrir un PUL al propagarse en medios lineales y no lineales, con el objeto de cuantificar los efectos que pueden alterar las medidas realizadas. En el capítulo 3 describe la técnica experimental utilizada en la medición de los PUL que está basada en el fenómeno no lineal de fluorescencia inducida por absorción de dos fotones. Se hará hincapié en la geometría poco usual utilizada en el experimento y en su utilidad para verificar la superposición de pulsos en ciertas situaciones de *pump and probe* como la encontrada en la detección coherente de pulsos de THz generados por PUL. El capítulo 4 está dedicado a la interpretación de las medidas sobre la base de un modelo numérico que simula la señal espacial que resulta de la superposición antipropagante de dos PUL en el medio no lineal. Se comparan aquí los resultados obtenidos con los que brinda un instrumento comercial que opera con la técnica FROG. Finalmente, en el capítulo 5 se detallan las conclusiones obtenidas y se mencionan las posibilidades futuras del trabajo.

---

## 1.9. Referencias

A lo largo de todo este trabajo se utilizaron básicamente dos libros que tratan la física de los PUL: el libro editado por Claude Rulliere y el de Diels y Rudolph. El primero está más adaptado al trabajo experimental y el segundo es más teórico y riguroso. El resto de la bibliografía citada es específica.

- a. Professor John M. Dudley, Department of Optics, Institut FEMTO-ST, University of Franche-Comté, Faculty of Science and Technology, 16 Route de Gray 25000, Besançon, France  
Email: [john.dudley@univ-fcomte.fr](mailto:john.dudley@univ-fcomte.fr);  
<https://sites.google.com/site/dudleyphotonics/>
- b. How to Measure the Characteristics of Laser Pulses. L. Sarger and J. Oberlé. Chapter 7, Femtosecond Laser Pulses, Principles and Experiments, Second Edition. Claude Rulliere (Ed.). Springer, 2005.
- c. Ultrashort Laser Pulse Phenomena. Fundamentals, Techniques, and Applications on a Femtosecond Time Scale. Second Edition. Jean-Claude Diels and Wolfgang Rudolph. Academic Press as an imprint of Elsevier, 2006.
- d. Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses. Rick Trebino. Kluwer Academic, Boston, 2000.

## 2. Detección y medición de pulsos ultracortos de luz

### 2.1. Introducción

Se introducirán los conceptos de *chirp* y de pulso limitado por transformada de Fourier. Se analizarán en detalle las transformaciones que puede sufrir un PUL al propagarse en medios lineales y no lineales, con el objeto de cuantificar los efectos que pueden alterar las medidas realizadas. Finalmente se presenta el método empleado para generar los PUL, conocido como *mode-locking* y se resumen las características del sistema láser concreto que se utilizó en el laboratorio.

Podemos decir, de manera general y muy simplificada, que los láseres persiguen dos límites de funcionamiento ideales: por un lado obtener una onda continua de luz lo más monocromática posible y por otro generar pulsos con la menor duración posible o pulsos ultracortos de luz (PUL). Veremos que esta última alternativa implica hacer funcionar el láser con un ancho de banda espectral importante, muy lejos de la monocromaticidad

### 2.2. Modos longitudinales

Comencemos con la descripción del láser común de helio y neón (He-Ne), hasta hace poco el láser utilizado en las experiencias de óptica en un laboratorio de docencia. El láser consiste en un tubo de vidrio especial, lo más impermeable posible a la fuga del helio, por el que se hace circular una corriente eléctrica de algunos mA. En los extremos del tubo se encuentran pegados 2 espejos de multicapas dieléctricas con una elevada reflectividad ( $R$ ). Idealmente uno de los espejos debe tener una  $R = 1$  y el otro (el espejo de salida), una  $R < 1$ .

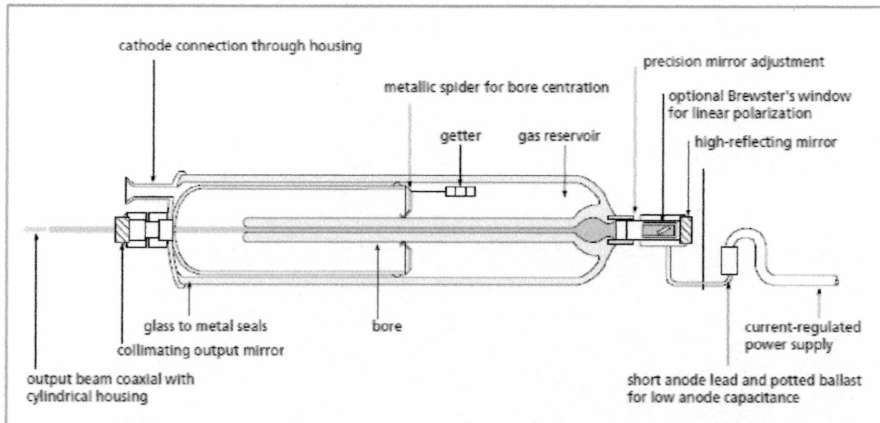


Figure 10.17 Typical HeNe laser construction

Fig. 2.1 Láser de He-Ne.

Cuando la corriente en el tubo excede un cierto valor (la corriente *umbral*), el haz emitido se hace extremadamente *direccional* y *monocromático*. El contenido espectral del haz se debe analizar con un instrumento de elevada resolución como un interferómetro, ya que generalmente no alcanza con un espectrómetro óptico. Normalmente, los láseres de He-Ne emiten un *peine* de frecuencias que se denomina *modos longitudinales*. Los anchos típicos de la emisión en 632.8 nm son,

- ancho total de la emisión: 1.5 GHz o 2 pm en longitud de onda,

- ancho de cada modo: 100 KHz ó  $1.33 \times 10^{-4}$  pm,

- separación entre dos modos longitudinales consecutivos:  $c/(2nL)$ , donde  $c$  es la velocidad de la luz y  $L$  es la longitud de la cavidad. Para  $L = 30$  cm, la separación es 500 MHz.

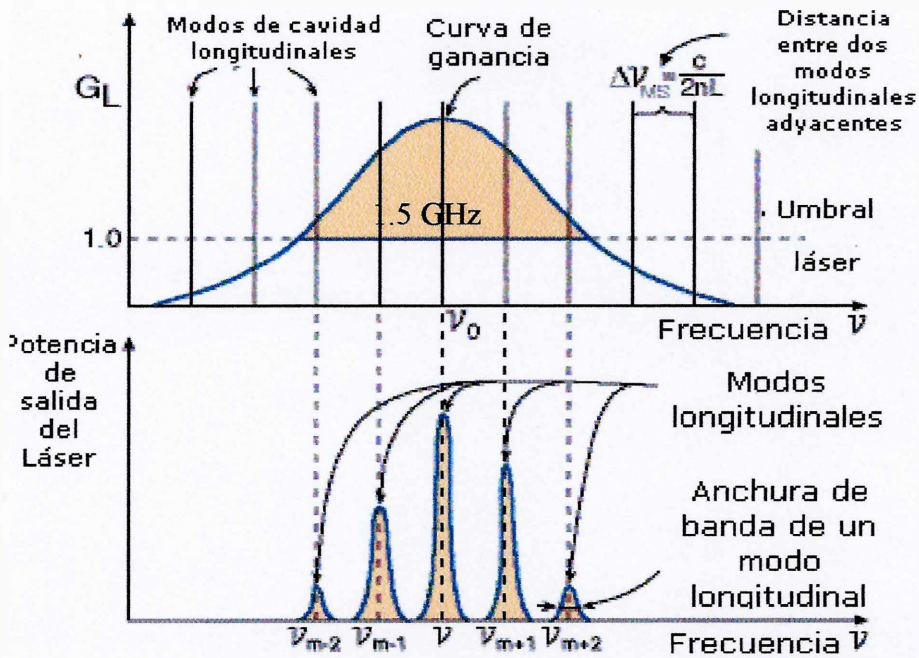


Fig. 2.2. Modos longitudinales.

### 2.3. Láser monomodo

Con estos datos, es claro que pueden oscilar simultáneamente varios modos longitudinales para cavidades más largas que 10 cm. Entonces el método más sencillo para reducir el ancho espectral de emisión es reducir la cavidad por debajo de 10 cm. Esto no es tan fácil como parece por dos razones,

- la ganancia del láser disminuye con  $L$  y por lo tanto puede dejar de funcionar completamente para una cavidad tan corta,
- la cavidad cambia el  $L$  con la temperatura y es común que el modo se mueva sobre toda la curva de ganancia, por lo que, en promedio sobre tiempos del orden del minuto, el ancho de la emisión es el mismo que para el caso multimodo (1.5 GHz).

Existen distintas formas prácticas de resolver este problema: las que emplean un control dinámico de la longitud de la cavidad gobernado por la salida del láser y las que utilizan un absorbente dentro de la cavidad con un perfil de absorción muy estrecho dentro de la curva de ganancia. Esta última forma es la que permite alcanzar los anchos de emisión más pequeños y disponer de instrumentos que pueden ser utilizados como patrones de longitud o frecuencia.

El INTI posee dos láseres de He- Ne estabilizado con una celda de yodo molecular isotópicamente puro ( $^{127}\text{I}_2$ ) con una incertidumbre relativa en frecuencia de  $10^{-11}$ . Estos dos láseres operan como patrones primarios de longitud. Sus diseños están basados en las recomendaciones elaboradas por el Bureau Internacional de Pesas y Medidas (BIPM) de tal manera de garantizar alta repetitibilidad y confiabilidad. La frecuencia del láser se estabiliza a cada una de las 14 componentes de la transición hiperfina del yodo molecular.

#### 2.4. Espectro de un láser PUL

La Fig. 2.3 representa el espectro de la emisión del láser utilizado en este trabajo (MaiTai de Spectra Physics),

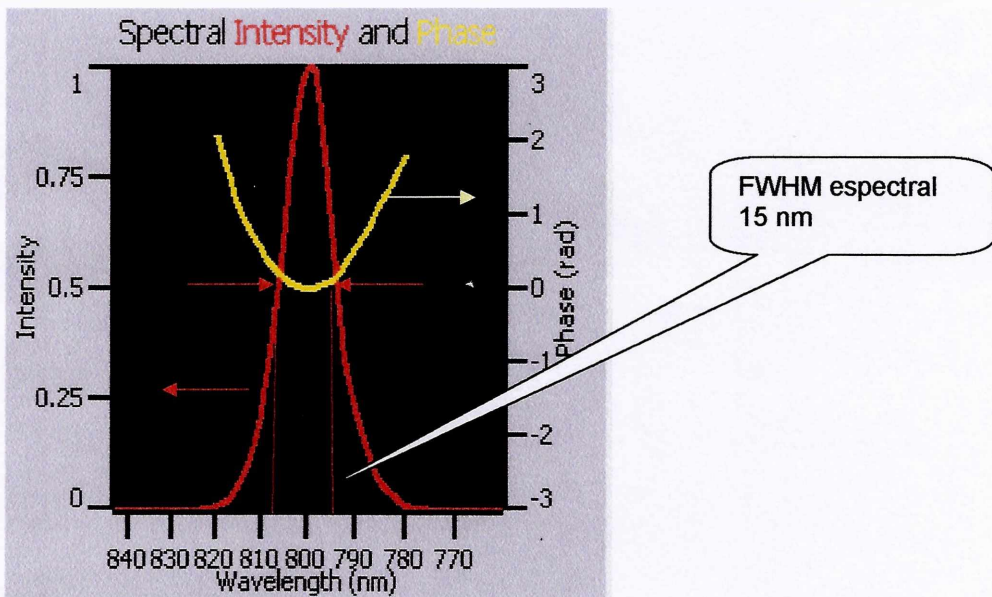


Fig. 2. 3 Espectro de un láser que genera PUL

En este caso el ancho espectral, expresado como el ancho total a mitad de altura o FWHM, es 15 nm. Si utilizamos,

$$\Delta\nu = \frac{c}{\lambda^2} \Delta\lambda,$$

y recordamos que el láser funciona en 800 nm, vemos que el ancho espectral es de 7000 GHz o 7 THz (1 THz =  $10^{12}$  Hz). Esto es casi 5000 veces más ancho que el láser de He-Ne. Teniendo en cuenta que estos láseres tienen cavidades del orden de 1.5 m y sus modos están separados por 100 MHz, se necesitan unos 70000 modos funcionando por encima del umbral.

## 2.5. El pulso ultracorto

Supongamos un PUL que se propaga a lo largo del eje x. El campo eléctrico asociado a este pulso, medido en un lugar determinado del eje x, se puede expresar matemáticamente como,

$$E(t) = E_0(t) \text{sen}(\omega_0 t + \phi),$$

donde  $E_0(t)$  representa la envolvente del campo eléctrico y  $\omega_0$  la frecuencia central o portadora. La constante de fase  $\phi$  permite ajustar la medida a la posición x de la misma. Supongamos que la envolvente de los pulsos con los que vamos a trabajar se puede aproximar por la función gaussiana, por lo que,

$$E(t) = E_0 e^{-\frac{t^2}{T^2}} \text{sen}(\omega_0 t + \phi),$$

donde  $E_0$  es la amplitud real del campo eléctrico y el parámetro a se elegirá de manera que  $T$  sea la duración FWHM de la intensidad del pulso  $|E(t)|^2$ . En todo este trabajo se definirá la duración del pulso de esta manera. El ancho espectral será el FWHM de la intensidad espectral  $|E(\omega)|^2$ . En otras palabras, si  $T$  se obtiene

midiendo la anchura total del pulso, a la mitad del máximo de su perfil de intensidad, la constante  $a$  resulta,

$$a = 2 \ln(2). \tag{2-4}$$

La forma o perfil de intensidad del pulso se obtiene directamente a partir de,

$$I(t) = \frac{1}{2} E_0^2 e^{-4 \ln(2) \frac{t^2}{T^2}}, \tag{2-5}$$

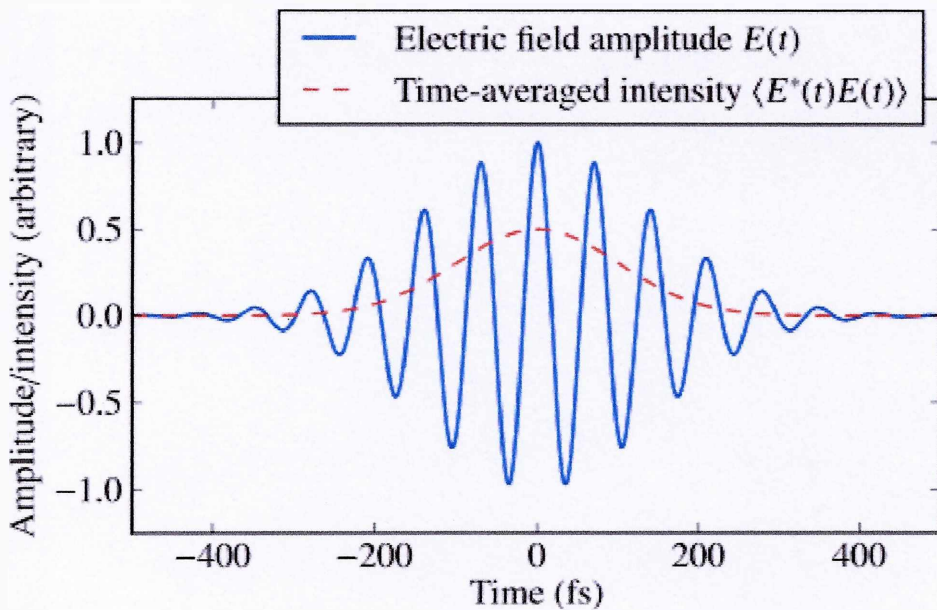


Fig. 2. 4 Campo eléctrico e intensidad de un PUL

De manera totalmente análoga podemos representar al campo eléctrico del pulso a lo largo del eje  $x$ , para un tiempo determinado, de la siguiente manera,

$$E(x) = E_0(x) \text{sen}(kx + \phi_x), \tag{2-6}$$

donde  $k = \omega_0/v$  ( $v$  es la velocidad de propagación en el medio). Para un pulso gaussiano,

$$E(x) = E_0 e^{-2 \ln(2) \frac{x^2}{X^2}} \text{sen}(kx + \phi_x), \quad (2-7)$$

donde  $X$  es la FWHM espacial de la intensidad del pulso y está relacionada con su duración  $T$  por,

$$X = vT = \frac{c}{n} T, \quad (2-8)$$

donde  $v$  es la velocidad de propagación del pulso en un medio de índice de refracción  $n$ .

Volvamos ahora a la propagación a lo largo del eje  $x$ . Representaremos un pulso que se propaga de izquierda a derecha sustituyendo  $x$  por  $x - vt$ , de manera que,

$$E^+(x, t) = E_0 e^{-2 \ln(2) \frac{(x-vt)^2}{X^2}} \text{sen}[k(x - vt) + \phi_x] = E_0 e^{-2 \ln(2) \frac{(x-vt)^2}{X^2}} \text{sen}[kx - \omega_0 t + \phi_x]. \quad (2-9)$$

Para un pulso que se propaga de derecha a izquierda se debe sustituir  $x$  por  $x + vt$  en (2-7), de manera que,

$$E^-(x, t) = E_0 e^{-2 \ln(2) \frac{(x+vt)^2}{X^2}} \text{sen}[k(x + vt) + \phi_x] = E_0 e^{-2 \ln(2) \frac{(x+vt)^2}{X^2}} \text{sen}[kx + \omega_0 t + \phi_x]. \quad (2-10)$$

En ambos casos, si el origen del tiempo se toma cuando los pulsos pasan por  $x = 0$ , la constante de fase  $\phi_x$  resulta nula.

Si consideramos un pulso con forma gaussiana,

$$I(t) = I_0 e^{-4 \ln(2) \frac{t^2}{T^2}},$$

el espectro, tendrá también una forma gaussiana, que en función de la frecuencia en Hz, se escribe,

$$I(f) = I_0 e^{-4 \ln(2) \frac{-(f-f_0)^2}{(\Delta f)^2}} \quad (2-11)$$

Si  $T$  y  $\Delta f$  son los FWHM del pulso temporal y de su espectro, para los pulsos gaussianos se verifica que,

$$T\Delta f = \frac{4 \ln 2}{\pi} \cong 0.884, \quad (2-12)$$

de donde se puede calcular la relación entre la duración del pulso teórico que se podría obtener con un ancho de banda determinado. En términos del ancho en longitud de onda resulta,

$$T = \frac{4 \ln(2)\lambda^2}{\pi c \Delta \lambda}. \quad (2-13)$$

Para el láser de Ti:zafiro, con el espectro de la Fig. 2.3, la duración del pulso resulta 125 fs.

La ecuación (2-1) es un caso especial de una relación general que vincula el ancho temporal con el ancho espectral, que puede escribirse como,

$$\Delta t \Delta f \geq cB, \quad (2-14)$$

donde los valores de  $cB$  dependen de la envolvente del pulso temporal. Ya hemos dicho que  $cB = 0.884$  para la forma gaussiana. Los valores de  $cB$  para otras formas de pulsos se pueden encontrar en la literatura.

La igualdad en (2-14) sólo se verifica para pulsos con fases similares al pulso dado por (2-2) o dicho de una manera más general, cuando la *fase depende linealmente del tiempo*. En este caso los pulsos se denominan *limitados por transformada de Fourier (LTF)* o *limitados por el ancho de banda* y son los más cortos para un ancho espectral dado. En estos casos, la frecuencia es la misma durante toda la duración del pulso.

Para un láser que genere pulsos de 10 fs en el visible ( $\lambda = 500$  nm), la ecuación (2-13) exige un ancho de banda de 74 nm. Si a este ancho espectral le sumamos la contribución de las alas, que podemos estimar en 3 veces el ancho del núcleo, vemos que para generar un pulso de 10 fs en el visible, necesitamos casi todo el espectro disponible. Por esta razón es difícil producir pulsos de menos de 10 fs por este camino.

En cambio si trabajamos en una zona espectral de mayor frecuencia, el UV extremo o mejor en la zona de R-X, la duración

puede ser mucho menor. Este es el campo de los pulsos de atto segundos ( $1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$ ) que se desarrolla vertiginosamente en estos días. A setiembre de este año 2012, el record mundial lo ostenta Zenghu Chang, professor del Departamento de Física y del Colegio de Óptica y Fotónica, de la Universidad de Florida Central, que ha generado pulsos de 67 as en el extremo de la zona UV. [http://www.sciencecodex.com/ucf\\_researchers\\_record\\_world\\_record\\_laser\\_pulse-97795](http://www.sciencecodex.com/ucf_researchers_record_world_record_laser_pulse-97795)

## 2.6. Chirp

Hasta ahora hemos considerado pulsos cuya frecuencia se mantiene constante durante todo el desarrollo del pulso o lo que es equivalente, que la fase cambia linealmente con el tiempo. Sin embargo esto no siempre se cumple. Supongamos ahora que la fase del pulso obedece a una ley cuadrática en el tiempo, porqué la frecuencia angular instantánea varía linealmente con el tiempo,

$$\omega(t) = \omega_0 + at, \tag{2.15}$$

Cuando una dependencia cuadrática con el tiempo se añade al término de fase original, la frecuencia instantánea es más azul en la parte anterior del impulso y más roja en la parte posterior.

El pulso se dice que tiene *chirp* o *gorjeo*.

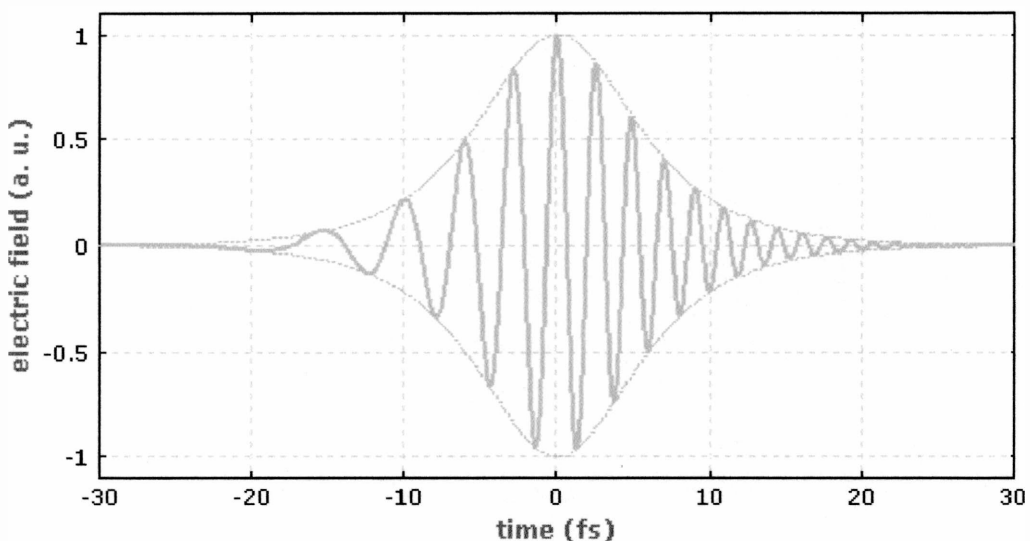


Fig. 2.5 El campo eléctrico de un pulso con chirp

En un pulso sin *chirp* la frecuencia instantánea, definida como la variación de la fase con el tiempo, es una constante a lo largo del tiempo, de valor igual a la frecuencia portadora del pulso  $\omega_0$ . Un pulso con chirp se define como aquel pulso cuya frecuencia instantánea cambia a lo largo del tiempo.

Aceptaremos sin demostrar que,

- el chirp de un pulso se puede adquirir o modificar mediante la propagación a través de componentes ópticos con dispersión cromática,
- de manera similar, distintos fenómenos de la óptica no lineal, como el efecto Kerr, pueden producir chirp,
- para pulsos con un espectro dado, la duración de pulso mínima se obtiene cuando no hay chirp o sea cuando la frecuencia instantánea es constante, esto significa que se satisface la igualdad en (2-14) sólo cuando no hay chirp,
- lo anterior es equivalente a decir que la ausencia de chirp implica trabajar con pulsos que están limitados por ancho de banda o que son LTF.

La palabra chirp es bastante difícil de traducir al castellano. Las opciones son: chirrido, gorjeo, pío o trino. Como hoy día son más comunes los íconos que las palabras, podemos usar,

Chirp =



## 2.7. Propagación de un PUL en un medio transparente

Debido al gran ancho espectral que cubre un PUL y a la diferente velocidad de propagación de las diferentes frecuencias (dispersión) es muy común que el pulso se distorsione al atravesar un medio, aunque este sea transparente.

Es más fácil hacer el cálculo de la distorsión en el espacio de las frecuencias. Comencemos con un pulso gaussiano LTF, cuyo espectro también es gaussiano,

$$E(f) = E_0 e^{-2 \ln(2) \frac{-(f-f_0)^2}{(\Delta f)^2}}, \quad (2.16)$$

Luego de propagarse una distancia  $z$ , su espectro se modifica a,

$$E(f, z) = E(f) e^{-ik(f)z}, \quad (2.17)$$

donde,

$$k(f) = 2\pi n(f) / c, \quad (2.18)$$

es el vector de propagación dependiente de la frecuencia y  $n$  es el índice de refracción del material transparente. Si  $k$  se desarrolla en serie de Taylor alrededor de la frecuencia central  $f_0$ ,

$$k(f) = k(f_0) + \left. \frac{\partial k}{\partial f} \right|_{f_0} (f - f_0) + \left. \frac{\partial^2 k}{\partial f^2} \right|_{f_0} (f - f_0)^2 + \dots, \quad (2.19)$$

se puede calcular el espectro en la posición  $z$  y encontrar la evolución temporal del pulso haciendo la transformada de Fourier inversa. Los detalles se pueden encontrar en la referencia 2.1.

- Pulso sin chirp inicial

El resultado muestra que,

- 1) la fase del pulso se retrasa en una cantidad  $z/v_{\text{fase}}$ , donde la *velocidad de fase* es,

$$v_{\text{fase}} = c/n(f), \quad (2.20)$$

- 2) el pulso mantiene la forma gaussiana pero la envolvente viaja con una velocidad  $v_{\text{grupo}}$ , dada por,

$$v_{\text{grupo}} = v_{\text{fase}} \left( 1 - \frac{f}{n(f)} \frac{\partial n}{\partial f} \right), \quad (2.21)$$

- 3) como la fase ahora tiene un término cuadrático en el tiempo, el pulso desarrolla chirp,
- 4) un pulso gaussiano que entra con una duración  $T$ , cuando recorre una distancia  $z$ , se ensancha hasta un valor  $T(z)$  dado por,

$$T(z) = T \sqrt{1 + \frac{z^2}{L_d^2}}, \quad (2.22)$$

$$L_d^2 = \frac{T^2}{4 \ln(2)k''} \tag{2.23}$$

$$k'' = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} = \frac{1}{2\pi c} \left( 2 \frac{\partial n}{\partial f} + f \frac{\partial^2 n}{\partial f^2} \right).$$

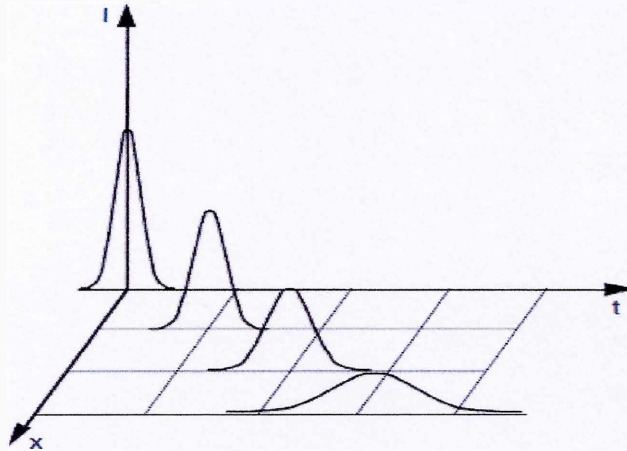


Fig. 2.6 Ensanchamiento de un pulso que desarrolla chirp.

La Tabla 2.1 brinda los valores del índice de refracción en función de la longitud de onda para algunos materiales utilizados en los dispositivos ópticos que pueda atravesar un PUL.

Material	$\lambda$ (nm)	$n(\lambda)$	$dn/d\lambda$ ( $\mu\text{m}^{-1}$ )	$d^2n/d\lambda^2$ ( $\mu\text{m}^{-2}$ )	$d^3n/d\lambda^3$ ( $\mu\text{m}^{-3}$ )	GVD (fs <sup>2</sup> /mm)	TOD (fs <sup>3</sup> /mm)
Fused Silica	400	1.470	-0.1091	0.8609	-9.600	97.43	30.20
	450	1.466	-0.07577	0.5115	-4.984	82.43	27.24
	500	1.462	-0.05536	0.3230	-2.809	71.40	25.53
	550	1.460	-0.04218	0.2135	-1.686	62.82	24.62
	600	1.458	-0.03331	0.1462	-1.064	55.85	24.28
	650	1.457	-0.02716	0.1029	-0.6998	49.98	24.42
	700	1.455	-0.02278	0.07397	-0.4755	44.87	24.99
	750	1.454	-0.01961	0.05402	-0.3328	40.30	25.99
BK7	800	1.453	-0.01728	0.03988	-0.2388	36.11	27.44
	850	1.453	-0.01556	0.02963	-0.1751	32.18	29.36
	400	1.529	-0.1303	1.082	-12.30	122.4	40.20
	450	1.524	-0.08858	0.6384	-6.262	102.9	34.72
	500	1.520	-0.06312	0.4029	-3.485	89.07	31.31
	550	1.517	-0.04665	0.2676	-2.074	78.74	29.02
	600	1.515	-0.03549	0.1851	-1.361	70.69	27.39
	650	1.514	-0.02765	0.1322	-0.8510	64.22	26.19
700	1.513	-0.02197	0.09709	-0.5764	58.89	25.28	
750	1.512	-0.01776	0.07294	-0.4021	54.42	24.57	
800	1.511	-0.01456	0.05589	-0.2877	50.60	24.01	
850	1.510	-0.01209	0.04356	-0.2103	47.31	23.55	

Tabla 2.1. Índice de refracción de la sílice y del vidrio BK-7

Si partimos con un pulso que ya tiene chirp, el análisis detallado de la propagación en un medio dispersivo es más complicado. El pulso puede evolucionar compensando el chirp y disminuir su duración en un proceso muy útil denominado *compresión*, o bien aumentar el chirp y expandirse temporalmente como lo haría un pulso que inicialmente fuera LTF.

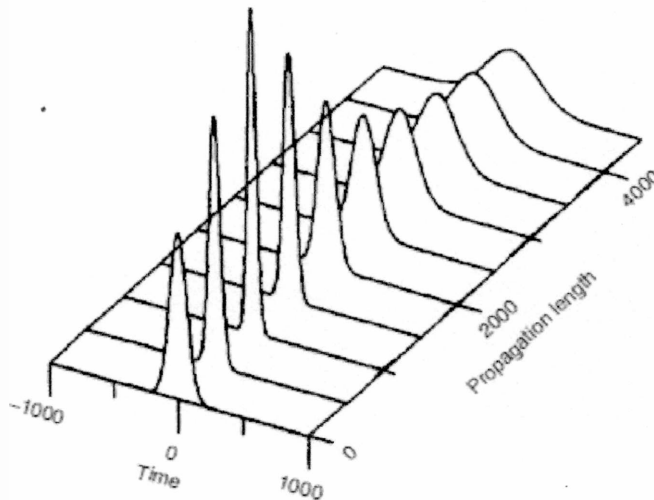


Fig. 2. 7. Ejemplo de la evolución de un pulso con chirp a medida que se propaga en un medio dispersivo.

Como se verá mas adelante, las medidas experimentales se realizaron en una cubeta de policarbonato de 1 mm de espesor y 10 mm de largo llena con etanol. Debemos por lo tanto estimar el efecto de estos materiales en las características del pulso.

La Fig. 2.8 representa el índice de refracción del etanol en función de la longitud de onda.

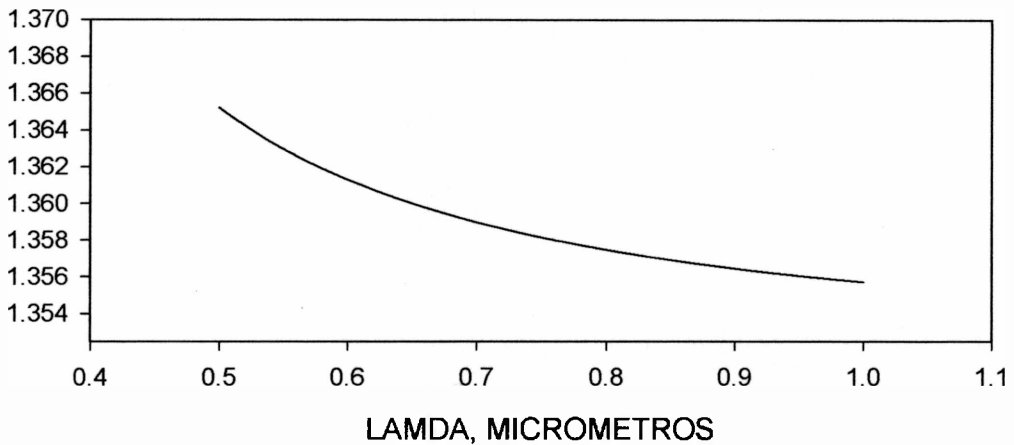


Fig. 2.8 Índice de refracción del etanol en la zona espectral de interés para este trabajo.

En base a la variación del índice con la longitud de onda (dispersión) se puede calcular la velocidad de grupo y se observa que en 800 nm no difiere de la velocidad de fase en más del 0.1 %. La Fig. 2.9 muestra el cálculo del alargamiento de los pulsos al atravesar 1 ó 2 cm de etanol. El resultado indica que no hay modificación significativa en pulsos de 100 fs o más.

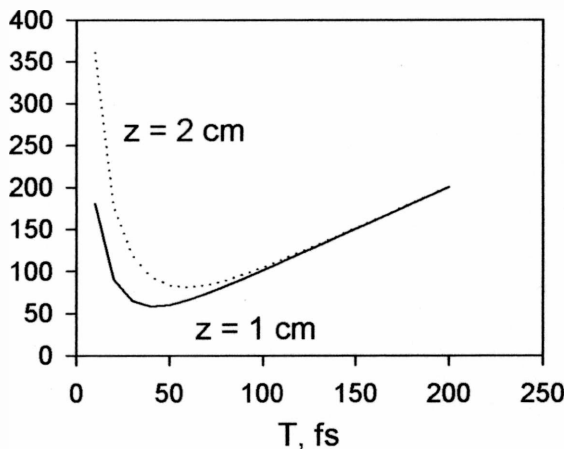


Fig. 2.9 Duración de un pulso después de atravesar 1 ó 2 cm de etanol en función de la duración a la entrada.

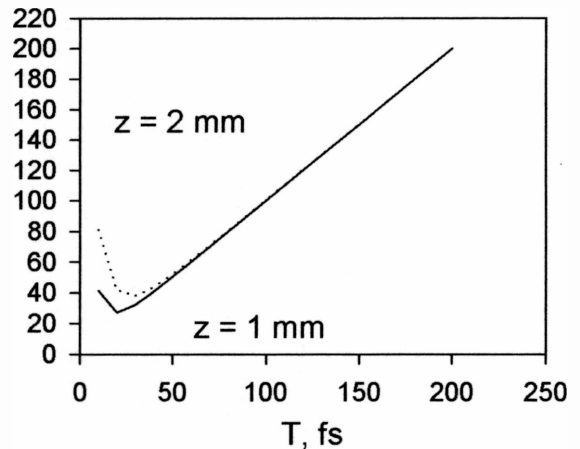


Fig. 2.10 Duración de un pulso después de atravesar 1 ó 2 mm de policarbonato en función de la duración a la entrada.

El cálculo del alargamiento de los pulsos se realizó para 1 y 2 mm de policarbonato, material de la cubeta( Fig. 2.10) y para 4 cm de calcita, un material birrefringente usado en un prisma Glan-Thompson que se emplea normalmente para atenuar el haz del

láser Fig. 2.11). En ningún caso se encontró un alargamiento apreciable para pulsos de 100 fs.

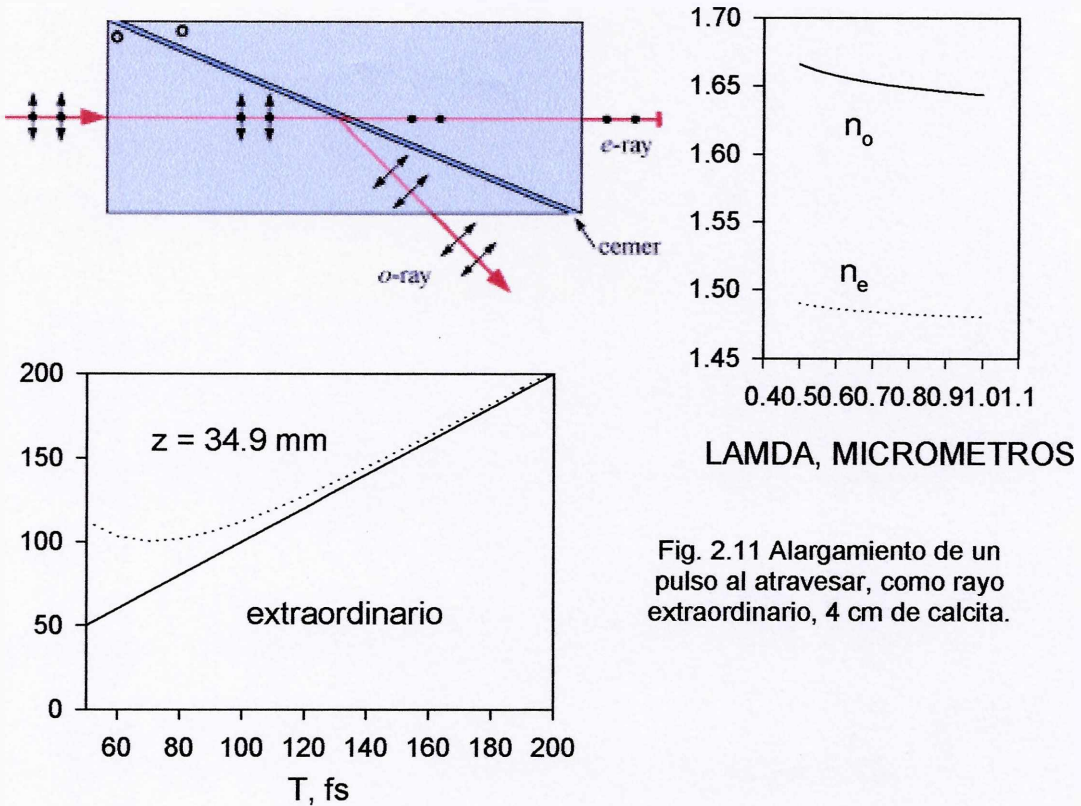


Fig. 2.11 Alargamiento de un pulso al atravesar, como rayo extraordinario, 4 cm de calcita.

## 2.8. Efectos no lineales. Automodulación de fase

Cuando la luz con gran intensidad se propaga a través de un medio aparecen efectos no lineales. Uno de los más simples es el efecto Kerr, que puede ser descrito como un cambio (por lo general un aumento) en el índice de refracción en proporción a la intensidad óptica  $I$

$$n = n_0 + n_2 I(t), \tag{2.24}$$

donde  $n_2$ , con unidades de  $m^2/W$  ó  $cm^2/W$ , es el coeficiente no lineal del índice de refracción.

La Tabla 2.2 indica los valores de  $n_2$  para algunos materiales usuales en trabajos con PUL.

Material	Refractive index $n$	$n_{2,L} [cm^2/W]$
Sapphire ( $Al_2O_3$ )	1.76 @ 850 nm	$3 \cdot 10^{-16}$
Fused Quarz	1.45 @ 1064 nm	$2.46 \cdot 10^{-16}$
Glass (LG-760)	1.5 @ 1064 nm	$2.9 \cdot 10^{-16}$
YAG ( $Y_3Al_5O_{12}$ )	1.82 @ 1064 nm	$6.2 \cdot 10^{-16}$
YLF ( $LiYF_4$ ), $n_e$	1.47 @ 1047 nm	$1.72 \cdot 10^{-16}$
Si	3.3 @ 1550 nm	$4 \cdot 10^{-14}$

Tabla 2.2. Coeficiente Kerr

Veamos si este efecto no lineal es importante para modificar externamente el pulso generado por el láser. La potencia media emitida por el Mai Tai no supera el W. La frecuencia de repetición es 82 MHz; esto significa que  $82 \times 10^6$  pulsos acumulan una energía de 1 J y por lo tanto la energía por pulso resulta de 12 nJ. La potencia instantánea por pulso de 100 fs es 0.12 MW. Como el haz tiene un diámetro de 1 mm, la intensidad es del orden de  $4 \text{ MW/cm}^2$ . Entonces el índice de refracción del vidrio (como el de las lentes o los divisores de haz comunes) se modifica en 1 parte en  $10^{11}$ , una cantidad que difícilmente pueda ejercer algún efecto medible.

La situación puede ser sustancialmente diferente dentro del mismo láser de Ti:za donde la potencia media puede ser 100 o 1000 veces mayor que la que se mide afuera, y donde el haz puede estar enfocado hasta diámetros del orden de  $10 \mu\text{m}$  o menos. En este caso, la intensidad alcanza valores de  $4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$  y la variación del índice puede ser del 1 %.

Rulliere calcula la frecuencia instantánea para un pulso gaussiano

$$I(t) = I_0 e^{-2 \ln 2 (t/T)^2}$$

luego de que el pulso viaja una distancia  $z$  por un material no lineal,

$$\omega(t) = \frac{\partial \Phi(t)}{\partial t} = \omega_0 - \frac{\omega_0}{c} z \frac{\partial n(t)}{\partial t} = \omega_0 - \frac{\omega_0}{c} z n_2 \frac{\partial I(t)}{\partial t} = \omega_0 + 4 \ln 2 \frac{\omega_0}{c T^2} I_0 z n_2 t e^{-2 \ln 2 (t/T)^2} \quad (2.25)$$

Por lo que se ve que la frecuencia es más baja al comienzo del pulso y crece a medida que se desarrolla el mismo. Este fenómeno,

por el cual el efecto Kerr introduce un chirp dentro del pulso en el láser, se denomina *automodulación de fase*.

## 2.9. Compensación de ensanchamiento de los pulsos

Ya hemos visto que el desarrollo de chirp en un pulso conducirá a un ensanchamiento del mismo. La buena noticia es que este efecto se puede compensar con distintos dispositivos que introducen un chirp inverso. En el láser Mai Tai, un par de prismas realiza esta función (Fig. 2.12).

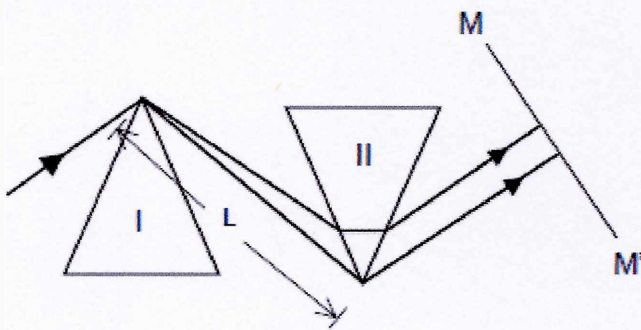
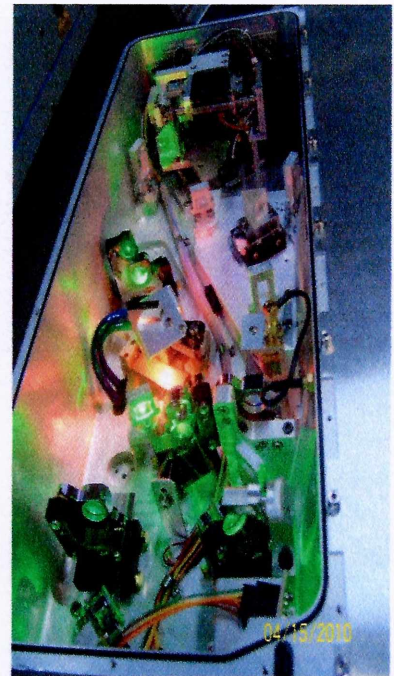


Fig. 2. 12 (a) Pares de prismas con dispersión negativa. (b) Cavidad del láser Mai Tai.



La secuencia formada por un par de prismas de la Fig. 2.12 es un sistema muy utilizado para compensar la dispersión en los láseres de pulsos ultracortos. El primer prisma dispersa angularmente el haz, para que distintas longitudes de onda del pulso recorran distintos caminos ópticos, con el fin de comprimir la envolvente temporal del pulso. Al incrementar la distancia  $L$  entre los dos prismas aumenta la dispersión negativa del sistema, lo que permite compensar la dispersión positiva, o dispersión normal, que introduce el medio láser. Una vez ajustada la distancia  $L$  se puede realizar un ajuste fino de la dispersión actuando sobre la inserción

de los prismas en el haz. Introducir más un prisma aumenta la dispersión positiva, mientras que el hecho de retirarlo la estará disminuyendo. Los valores concretos de  $L$  y de la inserción de cada prisma dependerán, en cualquier caso, de la geometría de los prismas, así como de las propiedades físicas del material del que estén hechos. Es de destacar que los compresores de prismas fueron descritos por primera vez O. E. Martínez. En 1987, el grupo liderado por C. V. Shank en el que participaba el investigador brasileño C. H. Brito Cruz, logró obtener pulsos de 6 fs en el visible utilizando un par de redes, además del par de espejos, para compensar también la dispersión de orden tres, dentro de la cavidad de un láser. Este pulso de 6 fs fue durante una década el record absoluto de duración para un PUL.

## 2.10. Mode Locking

Cuando un láser opera en la forma más usual se emiten varias frecuencias de resonancia de la cavidad - modos longitudinales - para las cuales la ganancia supera las pérdidas. *Mientras el láser opere en el régimen multimodo, la intensidad emitida no es necesariamente constante en el tiempo.* La variación temporal depende esencialmente de las relaciones de fase que existen entre los diferentes modos.

Supongamos tener  $n$  modos con oscilación sinusoidal y frecuencia angular  $\omega_i$  con fase idéntica a tiempo  $t=0$  y con igual amplitud  $E$ ,

$$E_R(t) = \sum_{i=-N/2}^{i=N/2} E \operatorname{sen}[(\omega_0 + i\delta\omega)t], \quad (2.26)$$

Donde la separación en frecuencia de los modos es,

$$\delta\omega = \frac{c}{2L}, \quad (2.27)$$

y  $L$  es la longitud de la cavidad.

La suma (1.1) se puede hacer fácilmente mediante el método de los *fasores* o bien empleando la *notación compleja* para las funciones trigonométricas,

$$\text{sen } x = \frac{e^{jx} - e^{-jx}}{2j},$$

$$\text{cos } x = \frac{e^{jx} + e^{-jx}}{2},$$

$$e^{jx} = \text{cos } x + j \text{sen } x,$$

$$e^{-jx} = \text{cos } x - j \text{sen } x.$$

Calculamos el campo resultante, en cualquier punto dentro de la cavidad, por este último método,

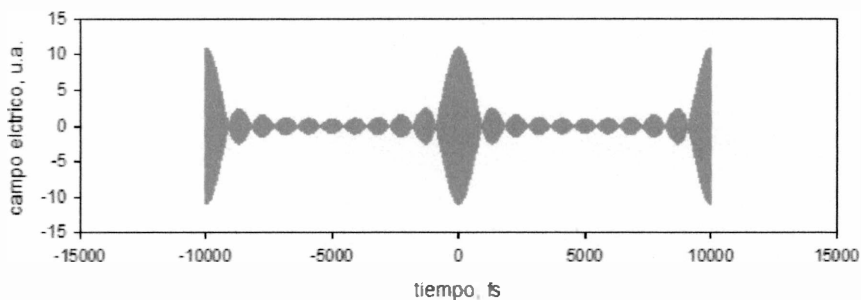
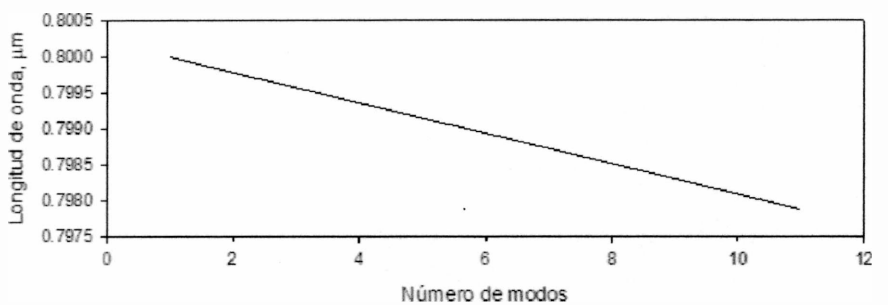
$$E_R(t) = \sum_{i=0}^{i=N-1} E \text{sen}[(\omega_0 + i\delta\omega)t], = \text{Im} \left[ \sum_{i=0}^{i=N-1} E e^{j\omega_0 t} e^{i\delta\omega t} \right] = \text{Im} \left[ E e^{j\omega_0 t} \sum_{i=0}^{i=N-1} e^{ij\delta\omega t} \right],$$

$$E_R(t) = \text{Im} \left[ E e^{j\omega_0 t} \frac{1 - e^{Nj\delta\omega t}}{1 - e^{j\delta\omega t}} \right] = E \frac{\text{sen}(N\delta\omega t)}{\text{sen}(\delta\omega t)} \text{sen}(\omega_0 t). \quad (2.28)$$

Veamos unos ejemplos.

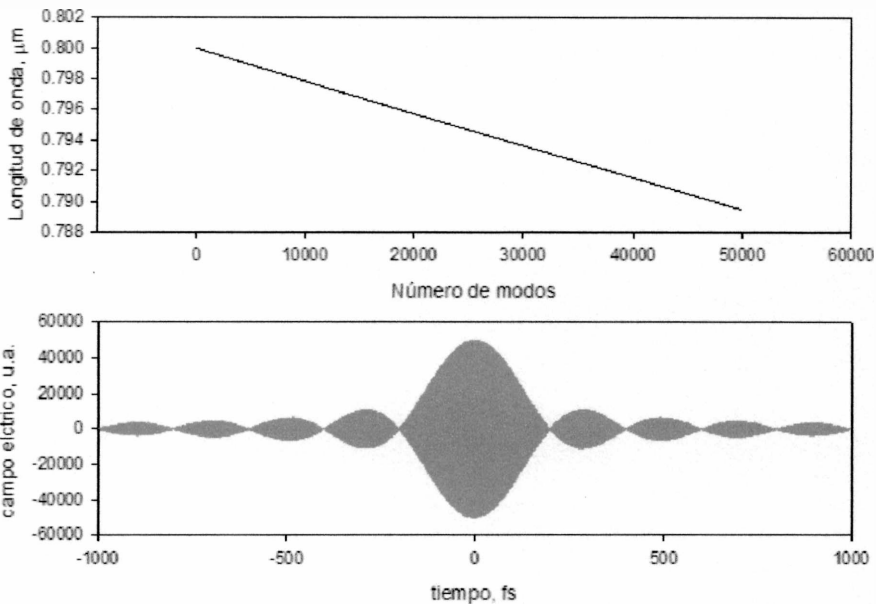
a)  $N = 11$ ;  $L = 1.5 \text{ mm}$ .

$T = 2L / c = 10000 \text{ fs}$



b) Para valores más cercanos a los encontrados en un láser de Ti:za mode-locking:

$N = 50.000$ ;  $L = 1.5$  m;  $T = 10$  ns.



De estos resultados surge que,

- $E_R$  llega a un máximo =  $NE$ ,
- La salida del láser consistirá en una secuencia periódica de pulsos en vez de un pulso simple,
- Los pulsos se repiten a un tiempo  $T = \frac{2L}{c}$ ,
- El ancho de cada pulso es inversamente proporcional al número de modos.
- Para una distribución de frecuencias como la estudiada (distribución rectangular) existe una considerable estructura temporal entre los pulsos.

Para analizar los dos últimos puntos se considerará la distribución de frecuencias (espectro) de un láser con un número muy grande (infinito) de modos con fases acopladas pero con amplitudes que caigan lo suficientemente rápido en frecuencia.

$$E_R(t) = \sum_{-\infty}^{\infty} E_n \exp(jw_n t) = \sum_{-\infty}^{\infty} E_n \exp(jw_0 t + jn\delta\omega t) = \exp(jw_0 t) \sum_{-\infty}^{\infty} E_n \exp(jn\delta\omega t). \quad (2.29)$$

Con el objeto de simplificar los cálculos se elige una distribución gaussiana para la amplitud  $E_n$  alrededor de  $\omega_0$ ,

$$E_n = E_0 e^{-\frac{2 \ln 2 (n\delta\omega)^2}{(\Delta\omega)^2}}, \quad (2.30)$$

donde,  $E_0$  es la amplitud del modo central con frecuencia  $\omega_0$  y  $\Delta\omega$  es el ancho total del espectro del campo eléctrico a mitad de altura.

Bajo condiciones apropiadas, la suma (2.29) se convierte en la transformada de Fourier del espectro. Recordando que la TF de una gaussiana es otra gaussiana, nos queda,

$$E_R(t) = NE_0 \text{sen}(w_0 t) e^{-\frac{4 \ln 2 t^2}{(\Delta t)^2}}, \quad (2.31)$$

Donde  $N$  es el número de modos y el FWHM de la forma temporal del pulso es,

$$\Delta t = FWHM[E_R(t)] = \frac{4 \ln 2}{\Delta\omega}. \quad (2.32)$$

La aproximación de la serie de Fourier por la integración conduce a la pérdida de la periodicidad de  $E_R(t)$ . En la práctica, un detector registrará una serie periódica de pulsos con un periodo  $T = \frac{2L}{c}$ .

La duración del pulso  $\Delta t$  es inversamente proporcional al ancho espectral  $\Delta\omega$  de la distribución de los modos y por lo tanto, al número de modos acoplados. Es claro que el láser cuyo medio amplificador presenta una emisión de banda ancha emitirá pulsos muy cortos.

Un láser de argón iónico tiene un ancho de banda  $\Delta\lambda \sim 0.007$  nm; para un láser de rubí,  $\Delta\lambda \sim 0.2$  nm ; para un Nd<sup>3+</sup> - YAG. láser ,  $\Delta\lambda \sim 10$  nm ; para un láser de colorante,  $\Delta\lambda \sim 100$  nm y para un láser de Ti:za,  $\Delta\lambda \sim 400$  nm. Con estos datos se puede calcular la duración de los pulsos más cortos que se pueden esperar a la salida del láser con todos los modos acoplados: desde 150 ps para un láser de argón ionizado hasta 3 fs ( $3 \times 10^{-15}$  s) para el láser de Ti:za.

El factor  $4 \ln 2$  que resulta de multiplicar  $\Delta t \Delta \omega$  depende de la elección específica de la distribución gaussiana para la amplitud de los modos. Para otra distribución el factor puede ser distinto.

Es claro que si la fase de los modos no se mantiene estable el comportamiento temporal puede ser muy diferente. La Fig. 2.13 muestra algunos casos de pocos modos con distintas relaciones de fase entre ellos.

En la parte (a) se representa el caso de un láser monomodo estabilizado; (b) corresponde al caso de 2 modos con fases acopladas; (c) y (d) representan el caso de 8 modos con fases aleatorias (c) o acopladas (d).

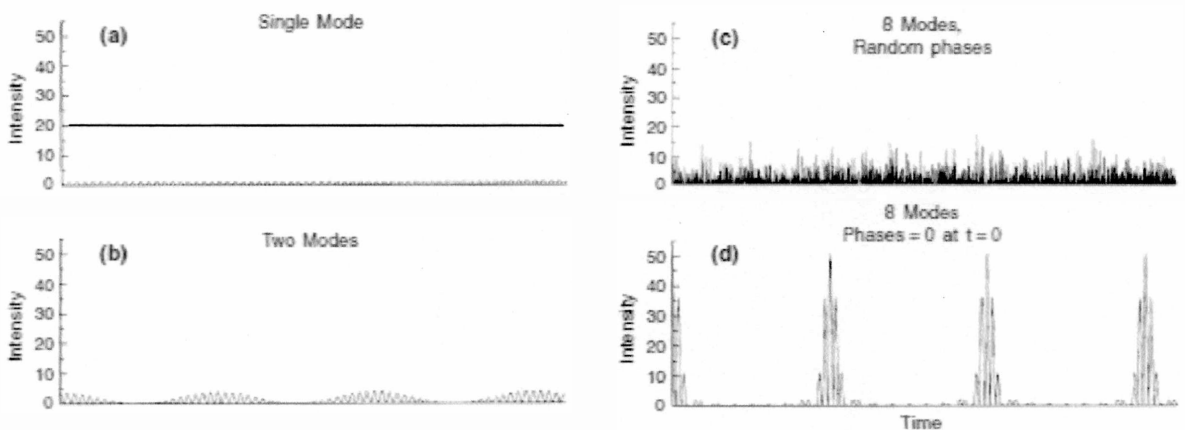


Fig. 2.13. Acoplamiento de modos

### 2.11. Mode Locking activo

Si se inserta un elemento en el interior de la cavidad para modular sus pérdidas, se inducirá una modulación en la amplitud de cada modo longitudinal. Si la modulación es sinusoidal con frecuencia angular  $\Omega$  y con una amplitud de modulación  $\alpha$  no muy grande, la dependencia temporal del modo  $n$  de frecuencia  $\omega_n$  puede ser escrita como,

$$\begin{aligned}
 E_n(t) &= [1 + \alpha \cos(\Omega t + \varphi)] \frac{E_n}{1 + \alpha} \text{sen}(\omega_n t + \varphi_n) = E_n' \text{sen}(\omega_n t + \varphi_n) + \alpha \cos(\Omega t + \varphi) \text{sen}(\omega_n t + \varphi_n) = \\
 &E_n' \text{sen}(\omega_n t + \varphi_n) + E_n' \alpha \cos(\Omega t + \varphi) \text{sen}(\omega_n t + \varphi_n) = \\
 &E_n' \text{sen}(\omega_n t + \varphi_n) + \frac{E_n' \alpha}{2} \text{sen}(\Omega - \omega_n + \varphi - \varphi_n)t + \frac{E_n' \alpha}{2} \text{sen}(\Omega + \omega_n + \varphi + \varphi_n)t. \\
 E_n' &= \frac{E_n}{1 + \alpha}.
 \end{aligned}$$

(2.33)

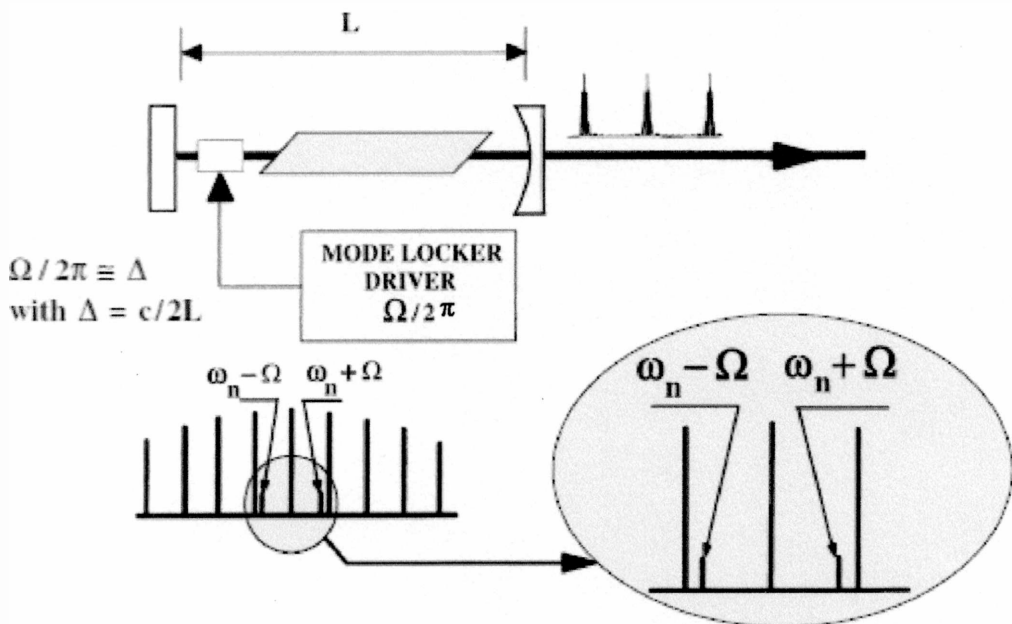


Fig. 2.14. Mode-locking activo

La única manera de que la modulación no perturbe el funcionamiento del láser se logra cuando las frecuencias laterales generadas por la modulación coinciden con los modos alrededor de  $\omega_n$  y que las fases  $\varphi_n$  se acoplen a la fase  $\varphi$  de la modulación.

Esta situación, en la cual el medio es usado muy eficientemente, conduce al ajuste de fases de los modos longitudinales sobre toda la distribución espectral. Esta condición ya hemos visto que dará lugar a la concentración de toda la energía electromagnética de la cavidad en un único pulso que viaja en su interior. Si se saca una fotografía del interior de la cavidad, aparece un único pulso, ya que están separados espacialmente por  $2L$ .

Esta técnica denominada *mode – locking por modulación de amplitud* emplea generalmente un modulador acústico – óptico, ya que la modulación que se necesita es muy pequeña ( $\alpha \ll 1$ ).

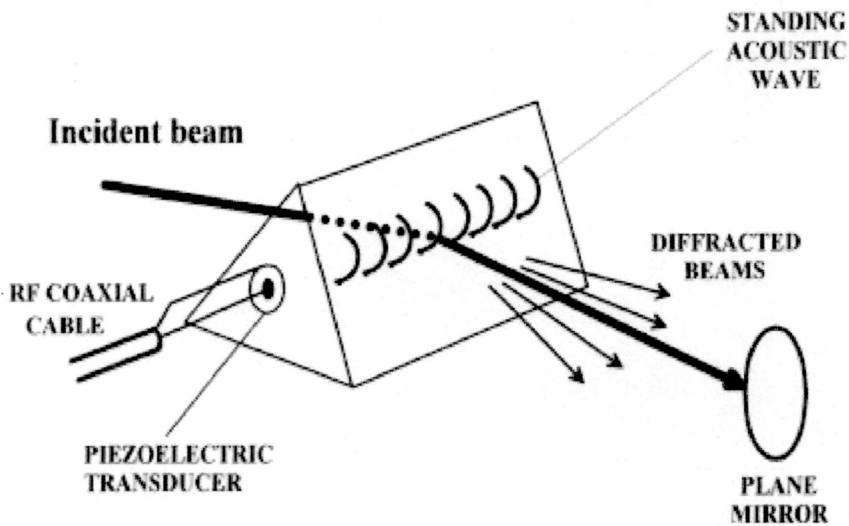


Fig. 2.15. Modulador acusto-óptico

En realidad el láser utilizado en este trabajo combina esta técnica activa con otro mecanismo pasivo que se produce de manera espontánea en la barra de zafiro por *Efecto Kerr*.

## 2.12. Laser de titanio zafiro

En los últimos años, los avances en más importantes en el campo de generación de pulsos de ultracortos de luz, se han basado en el desarrollo del óxido de aluminio dopado con titanio ( $Ti: Al_2O_3$ ; Ti – zafiro; Ti:za) como medio de ganancia y más recientemente, en el uso de láseres de fibra óptica.

El titanio es débilmente soluble en óxido de aluminio, pero la tecnología actual de crecimiento de cristales permite niveles de dopado de algunos porcientos. El ion  $Al^{3+}$  es sustituido por el ion  $Ti^{3+}$  en la estructura del zafiro. La banda de absorción azul – verde, en la parte visible del espectro es inusualmente amplia; esto es debido

a la gran diferencia en el radio iónico de los iones. Esta distorsión, crea un elevado campo eléctrico local que desdobra el estado excitado  $^2E$  en dos subniveles separados por 50 nm. Los estados fundamental ( $^2T_g$ ) y excitado están fuertemente acoplados a los modos vibracionales de la matriz cristalina lo que origina un funcionamiento sintonizable en una banda muy ancha de más de 200 nm.

El láser de titanio – zafiro permite operar en modo continuo (CW) monocromático o generar pulsos ultracortos. También es importante que el zafiro sintético tenga una conductividad térmica tan elevada como la encontrada en ciertos metales a baja temperatura, un hecho simple que explica porqué se puede utilizar una potencia muy elevada de bombeo óptico ( $\sim 20$  W) sin generar daños térmicos.

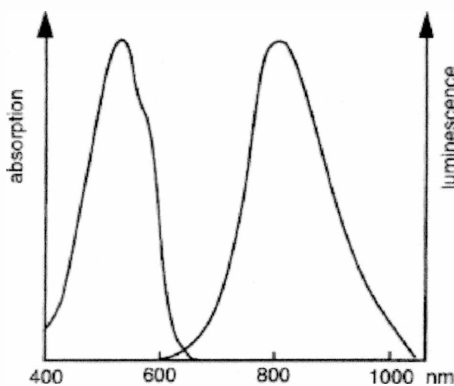


Fig. 2.16. Bandas de emisión y absorción del Ti:za

Un gran número de técnicas de mode - locking se han desarrollado para generar pulsos cortos con el láser de Ti – zafiro. Sin duda el modo que opera por lente Kerr, conocido como KLM, es el más sencillo. Este modo fue descrito por el grupo de Wilson Sibbett en 1991. El láser no contiene en su cavidad ningún elemento específico para producir el mode – locking; es el efecto Kerr en la barra de zafiro la propia responsable de la generación de los pulsos. Este efecto comienza con una intensidad fluctuante en la cavidad del láser y han sido investigadas varias formas para generar esta fluctuación de entrada de una manera reproducible. Para asegurar el funcionamiento pulsante del láser, especialmente cuando se requiere una sintonía frecuente, es preferible combinar el efecto

Kerr con otro elemento. En el láser Mai Tai de Spectra Physics se utiliza un modulador acusto-óptico con baja modulación para evitar la aparición de un modo continuo.

La Fig. 2.17 (a) muestra un esquema simplificado de un posible diseño en la cavidad del láser del Ti-zafiro; en (b) se muestra la cavidad del láser Tsunami, el antecesor del láser Mai Tai.

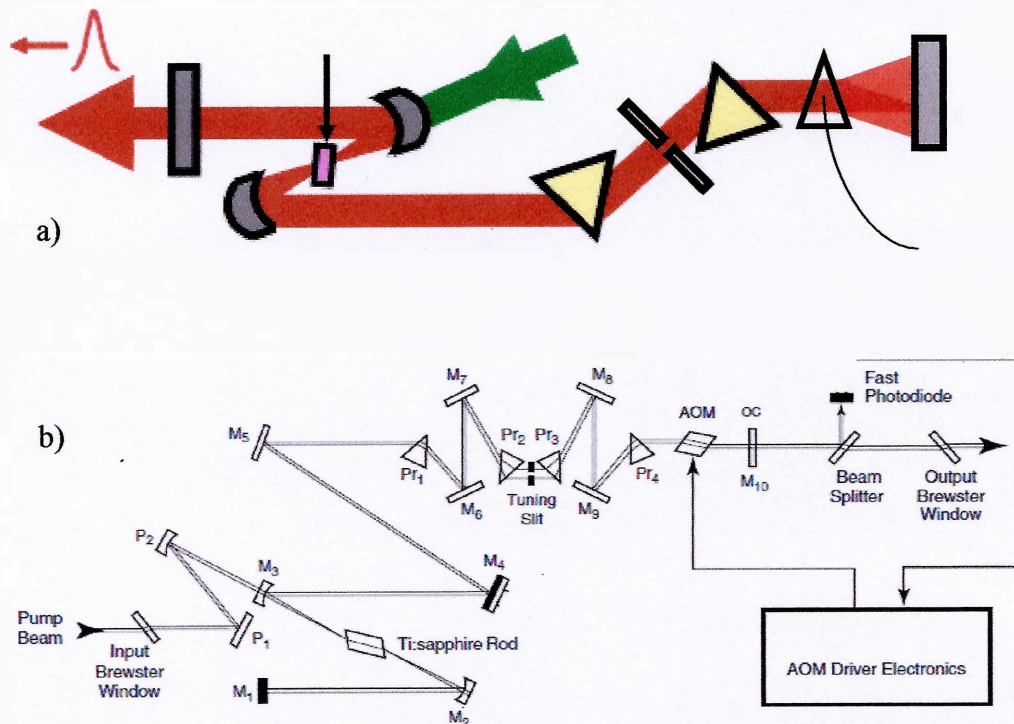


Fig. 2.17 Cavidades de láseres de Ti:za

El bombeo primario en el láser Mai Tai proviene de un láser de neodimio bombeado por diodos y doblado en frecuencia con 5 W de potencia.

Los láseres comercialmente disponibles generan pulsos más cortos que 100 fs con una repetición típica de 80 MHz, con una potencia media del orden de 1 W.

### 2.13. Características de láser Mai Tai (MT)

El láser MT consta de dos cámaras separadas. En una se encuentra un cristal de neodimio / vanadato que es bombeado, a través de una fibra óptica, por un láser de diodos que se encuentran en la fuente de alimentación. El cristal es capaz de producir más de 5 W de potencia en 1064 nm, con una eficiencia de conversión mayor al 50%. El diseño del bombeo a través de la fibra óptica permite que el módulo del láser de diodos se ubique fuera de la cámara, lo cual disminuye la carga térmica y también facilita el reemplazo de los diodos y no requiere la realineación del bombeo. La iluminación del cristal debe ser colineal con un modo estrecho sobre una barra de longitud relativamente larga.

Un cristal LBO con phase – matching a 90° dentro de la cavidad convierte la luz IR a 532 nm. Para mantener el cristal a la temperatura apropiada del phase – matching y así asegurar la potencia de salida óptima, se emplea una fuente de baja potencia con una regulación conveniente. Por esta razón MT no se apaga diariamente, ya que son necesarios más de 40 minutos para alcanzar la temperatura de operación.

Un acople dicróico permite la salida de los 532 nm de la cámara, en tanto que en su interior queda el residual de 1064 nm.

Dado que la segunda etapa del MT es un láser mode – locked, se requiere una cavidad de longitud tal que genere una frecuencia de repetición cercana a los 80 MHz. Por ello se emplea una cavidad plegada, lo que optimiza el espacio. Las cavidades plegadas con espejos esféricos pueden generar haces elípticos o astigmaticos. Si la longitud de la barra de zafiro se elige convenientemente, el astigmatismo en el haz de salida del láser es mínimo.

MT usa un modulador acústico - óptico (AOM) para asegurar la operación mode – locking desde el comienzo de la operación del láser y brindar una selección continua de la longitud de onda. Esto permite que el láser opere por un período prolongado sin ajustes. El rango de ajuste de la longitud de onda del láser MT del CIOP es de 100 nm, desde 750 nm hasta 850 nm.

La longitud de onda es seleccionada por medio de una secuencia de prismas y una rendija. La secuencia de prismas crea una región en la cavidad donde las longitudes de onda del pulso están

espacialmente dispersas y por lo tanto la ubicación de la rendija en este haz disperso, ajusta la longitud de onda de salida

Además los prismas realizan otra función. Es sabido que los pares de prismas producen una dispersión negativa en la velocidad de grupo, mientras que todos los espejos en la cavidad y principalmente el efecto Kerr en la barra de zafiro, introducen un GVD positivo. Con el objeto de obtener pulsos cortos de salida estables, estos efectos deben ser compensados. MT utiliza pares de prismas para producir GVD negativo en la cavidad. Además este esquema de compensación es totalmente automático y como resultado optimiza el pulso de salida del láser para todas las longitudes de onda en el rango de funcionamiento.

## 2.14. Especificaciones Maitai

Potencia media XF – 1: 400 mW (710 nm); 900 mW (810 nm); 400 mW (920 nm)

Ancho del pulso: < 70 fs

Redondeo del haz: 0.9 a 1.1

Astigmatismo: < 10%

Repetición media:  $80 \pm 1$  MHz

Estabilidad puntual: < 50  $\mu$ rad

Ruido: < 0.15%

Estabilidad: <  $\pm 1\%$

Modo especial TEM<sub>00</sub>:  $M^2 < 1.1$

Polarización: > 500:1 horizontal

Divergencia del haz-ángulo total: < 1 mrad

Diámetro del haz a  $1/e^2$  puntos: 1.2 mm

## 2.15. Conclusiones

En este capítulo hemos descripto un PUL en términos de la dependencia temporal de la amplitud o envolvente y de la evolución temporal de la fase. Si esta última presenta una variación lineal con el tiempo, decimos que el pulso no tiene chirp y su frecuencia no

cambia a lo largo de su desarrollo. Estos pulsos son relativamente fáciles de caracterizar. Lamentablemente los PUL experimentan modificaciones a lo largo de su propagación, tanto en materiales lineales como no lineales. En particular generan chirp y como consecuencia se alargan. Nos hemos asegurado que ninguno de los dispositivos utilizados en los experimentos realizados en este trabajo puedan alterar sustancialmente las características de los pulsos que empleamos.

Por último revisamos los conceptos de mode-locking para comprender el funcionamiento del láser que empleamos para generar los pulsos a medir.

## 2.16. Referencias

- a. Pulsed Optics. C. Hirliman. Chapter 2, p. 33. Femtosecond Laser Pulses, Principles and Experiments, Second Edition. Claude Rulliere (Ed.). Springer, 2005.
- b. Ultrashort Laser Pulse Phenomena. Fundamentals, Techniques, and Applications on a Femtosecond Time Scale. Second Edition. Jean-Claude Diels and Wolfgang Rudolph. Academic Press as an imprint of Elsevier, 2006.
- c. J. Rheims, J. Köser and T. Wriedt. Refractive-index measurements in the near-IR using an Abbe refractometer, Meas. Sci. Technol. 8, 601-605 (1997)
- d. Orazio Svelto. Principles of Lasers. 5th Edition. Springer, New York.
- e. R. L. Fork, O. E. Martinez, and J. P. Gordon, Negative dispersion using pairs of prisms, Optics. Letters Vol. 9, 150 – 152 (1984).
- f. R. L. Fork, C. H. Brito Cruz, P. C. Becker, and C. V. Sank,, Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation, Optics Letters, Vol. 12, Issue 7, pp. 483-485, 1986.
- g. D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett. 60-femtosecond pulse generation from a self-modelocked Ti:sapphire laser. Optics Letters. 16, 42 – 44 (1991).

---

h. D. E. Spence, J. M. Evans, W. E. Sleat, and W. Sibbett.  
Regeneratively initiated self-modelocked Ti:sapphire laser.  
Optics Letters, 16:1762–1764, 1991.



### 3. Fluorescencia de dos fotones

Estatua de bronce de Gerhard Marcks erigida en 1953 en Bremen, Alemania, que representa a los “Músicos de Bremen”. Comparar la estructura con la Fig. 3.2 que representa la absorción multifotónica.

La historia que se narra en el cuento de los hermanos Grimm «Los músicos de Bremen» es la de cuatro animales, un burro, un perro, un gato y un gallo, que viven en el poblado de Dibbsersen, en la Baja Sajonia de Alemania, cuyos dueños han decidido sacrificarlos, porque consideran que, por su vejez, éstos sólo consumen comida y ya no les son útiles para el servicio doméstico. Los animales se encuentran después de que cada uno, en forma independiente, haya huido de la casa de sus respectivos dueños. Al conocerse, deciden iniciar un viaje con destino a la ciudad de Bremen, ciudad hanseática liberal y abierta al mundo, conocida por su simpatía por los extranjeros. En su camino hacia Bremen, estos exiliados que huyen de la condena a muerte, llegan al anochecer a una choza en la que están pernoctando unos bandidos. Con el objeto de amedrentarlos para ocupar ellos la vivienda, forman una figura esperpéntica con sus cuerpos, al treparse en la espalda de cada uno de ellos, en el orden que se ha mencionado. Así emiten los sonidos propios de su especie, al unísono, lo que hace huir de terror a los bandidos. En el cuento, en realidad no se sabe si los peregrinos llegaron a Bremen o se quedaron en el camino en una de sus aventuras extraordinarias.

Este capítulo está destinado a profundizar la descripción del fenómeno de fluorescencia inducida por la absorción de dos fotones que constituye la base del dispositivo experimental utilizado en este trabajo. La no linealidad, necesaria para poder caracterizar a los PUL, está contenida en la absorción de dos fotones. Este proceso

solo se pone de manifiesto con intensidades elevadas, por lo que la conexión con los láseres mode-locking es evidente.

Los materiales usados en este campo se han popularizado recientemente gracias a su uso en microscopía multifotónica, de manera que mencionaremos someramente las características de esta técnica.

El capítulo sirve además para presentar autocorreladores que funcionan en el campo espacial y no en el temporal. Aquí los haces que se superponen en el medio no lineal lo hacen generalmente formando un ángulo. En nuestro caso particular el ángulo es de  $180^\circ$  y los llamamos contrapropagantes. Los dispositivos son extremadamente simples, la resolución que alcanzan es buena y la información, cuando se utiliza una cámara digital, se puede analizar casi en tiempo real, ya sea para pulsos repetitivos como para pulsos únicos.

Por último describimos el uso de la absorción de dos fotones en semiconductores que, cuando instrumentada en un LED permite disponer de un dispositivo simple y económico al alcance de cualquier laboratorio que quiera caracterizar PUL.

### 3.1. Introducción

El fenómeno de la fluorescencia se produce cuando un sistema electrónico (ya sea en un átomo, molécula o nanoestructura) presenta una configuración de niveles cuánticos que permiten transiciones de excitación que dan lugar a otras transiciones de relajación que son radiactivas.

La fluorescencia no es un fenómeno muy eficiente en general. No todos los electrones excitados se relajan mediante transiciones radiactivas sino que pueden sufrir fenómenos de conversión interna o de traspaso de energía a sistemas vecinos. Desde el punto de vista energético los estados excitados sufren transiciones internas (vibracionales) que tampoco son radiativas. Las transiciones radiactivas no son únicas sino que dan lugar a un espectro característico de emisión

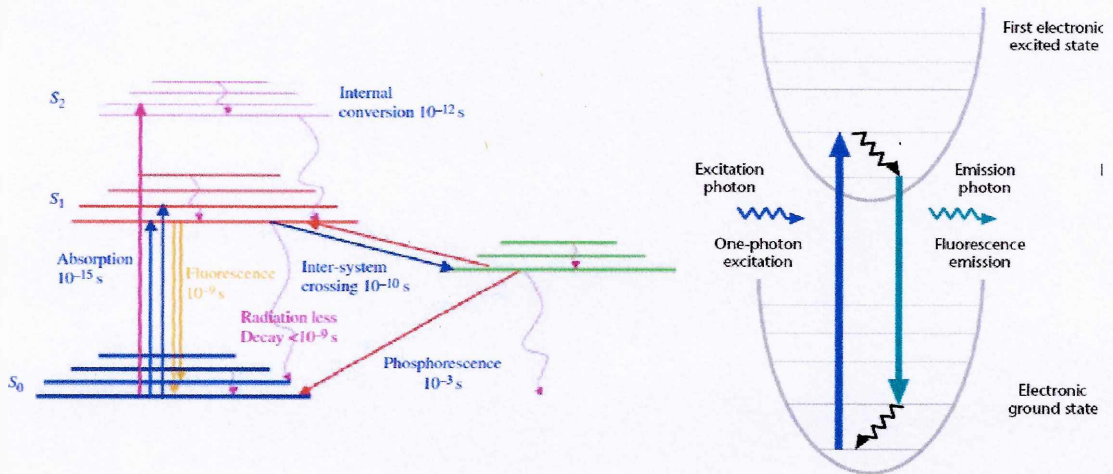


Fig. 3.1. Esquemas de Perrin-Jablonsky para la excitación de la fluorescencia.

### 3.2. Absorción de dos fotones

El proceso de fluorescencia se puede inducir también mediante fenómenos “no lineales”. Dos fotones de menor energía pueden actuar simultáneamente para producir la excitación electrónica. La eficiencia de este proceso es en general muy pequeña, pero existen materiales específicos para resaltar esta excitación. Un material que es transparente en una frecuencia, se puede volver absorbente en condiciones de alta intensidad cuando puede disponer de dos fotones simultáneamente.

La primera predicción de la absorción de dos fotones fue hecha por Göppert-Mayer en 1931. Como consecuencia del principio de incertidumbre de Heisenberg, un átomo o molécula debe ser capaz de absorber dos fotones en el mismo evento cuántico dentro de  $10^{-16}$ - $10^{-17}$  s.

Debido a que es un evento raro con intensidades de luz ordinarias fue sólo en la década de 1960, después del desarrollo de los láseres, que la predicción pudo ser verificada. Kaiser & Garret informaron la fluorescencia en  $\text{CaF}_2: \text{Eu}^{2+}$  producida como consecuencia de la absorción de dos fotones. Poco después, Singh & Bradley fueron capaces de estimar la sección eficaz de absorción de tres fotones en cristales de naftaleno. Rentzepis et al. observaron la fluorescencia de tintes orgánicos (dyes) excitada por la absorción de tres fotones.

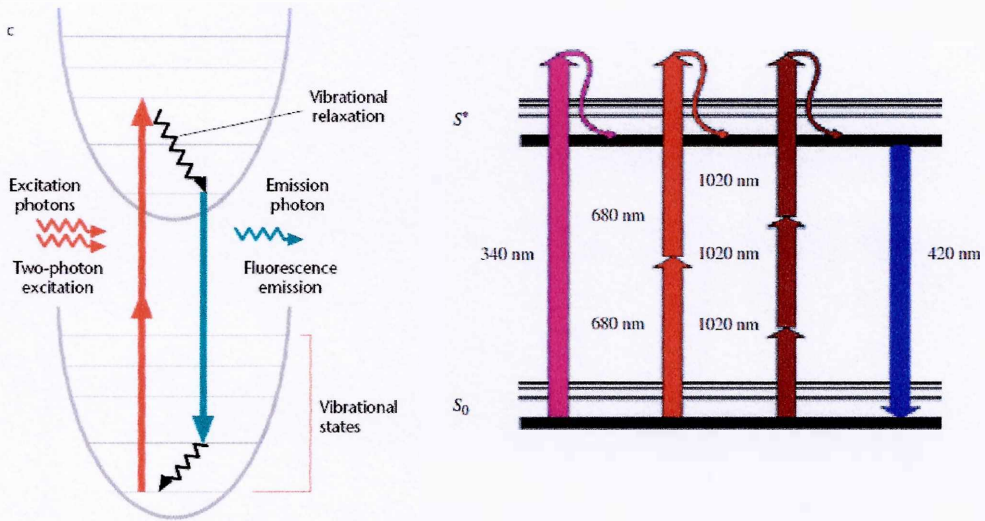


Fig. 3.2. Diagramas de Perrin-Jablonsky para uno, dos o tres fotones de excitación. Cuando la molécula fluorescente es llevada al estado excitado se relaja emitiendo la misma fluorescencia que en el caso de excitación de un fotón. La regla general es que se pueden usar diversas longitudes de onda para excitar la fluorescencia. La optimización puede obtenerse en diferentes longitudes de onda.

muy pequeñas (del orden de  $10^{-58}$  fotones  $m^4 s^{-1}$ ), se requieren flujos de luz de alta fluencia ( $\approx 10^{30}$  fotones  $s^{-1} m^{-2}$ ) para visualizar este fenómeno. Esto se puede alcanzar ya sea por medio de un láser de alta potencia de onda continua (CW) o por medio de un láser de pulsos cortos ( $\approx 10^{-13}$  s) que permite la reducción de la carga térmica en la muestra.

La intensidad de fluorescencia es proporcional al cuadrado de la intensidad de excitación, a la sección transversal molecular y al rendimiento cuántico. El proceso tiene una etapa no lineal (la absorción) y una etapa lineal (la fluorescencia). Este hecho es fundamental para el uso en la medición de PUL.

La Tabla 3.1 y la Fig. 3.3 muestran ejemplos de secciones transversales dentro de la gama de longitud de onda de los láseres PUL más populares. Por otra parte, debe mencionarse que recientemente se ha mostrado que los "quantum dots" están dotados de notables secciones transversales de absorción de dos fotones.

Una regla práctica, esencialmente válida para moléculas simétricas fluorescentes, establece que, como una función de la longitud de onda de excitación, se puede esperar tener una sección transversal con un máximo relativo en una longitud de onda doble de la necesaria para una excitación por

un fotón. Sin embargo, esta "regla de oro" no se ha cumplido por estructuras más complejas.

Tabla 3.1. Materiales utilizados en microscopía multifotónica.  $\delta_2$  es la sección transversal de absorción a la longitud de onda  $\lambda$ , en unidades GM ( $1 \text{ GM} = 10^{50}$  fotones /  $\text{cm}^4 \text{ s}^1$ ) y  $\eta$  es el rendimiento cuántico de fluorescencia

Extrinsic fluorophores	$\lambda$ (nm)	$\eta\delta_2$	$\delta_2$
Bis-MSB	691/700	$6.0 \pm 1.8$	$6.3 \pm 1.8$
Bodipy	920	$17 \pm 4.9$	—
Calcium Green	740–990	—	$\sim 80$
Calcofluor	780/820	—	—
Cascade Blue	750–800	$2.1 \pm 0.6$	$\sim 3$
Coumarin 307	776, 700–800	$19 \pm 5.5$	$\sim 20$
CY2	780/800	—	—
CY3	780	—	—
CY5	780/820	—	—
DAPI (free)	700/720	$0.16 \pm 0.05$	$\sim 3.5^*$
Dansyl	700	1	—
Dansyl hydrazine	700	$0.72 \pm 0.2$	—
Dil	700	$95 \pm 28$	—
Filipin	720	—	—
FTTC	740–820	—	$\sim 25\text{--}38^*$
Fluorescein (pH $\sim$ 11)	780	—	$38 \pm 9.7$
Fura-2 (free)	700	11	—
Fura-2 (high Ca)	700	12	—
Hoechst	780/820	—	—
Indo-1 (free)	700	$4.5 \pm 1.3$	$12 \pm 4$
Indo-1 (high Ca)	590/700	$1.2 \pm 0.4$	$2.1 \pm 0.6$
Lucifer Yellow	840–860	$0.95 \pm 0.3$	$\sim 2$
Nile Red	810	—	—
Oregon Green Bapta 1	800	—	—
Rhodamine B	840	—	$210 \pm 55$
Rhodamine 123	780–860	—	—
Syto 13	810	—	—
Texas Red	780	—	—
Triple probe (DAPI, FTTC, and Rhodamine)	720/740	—	—
TRITC (Rhodamine)	800–840	—	—

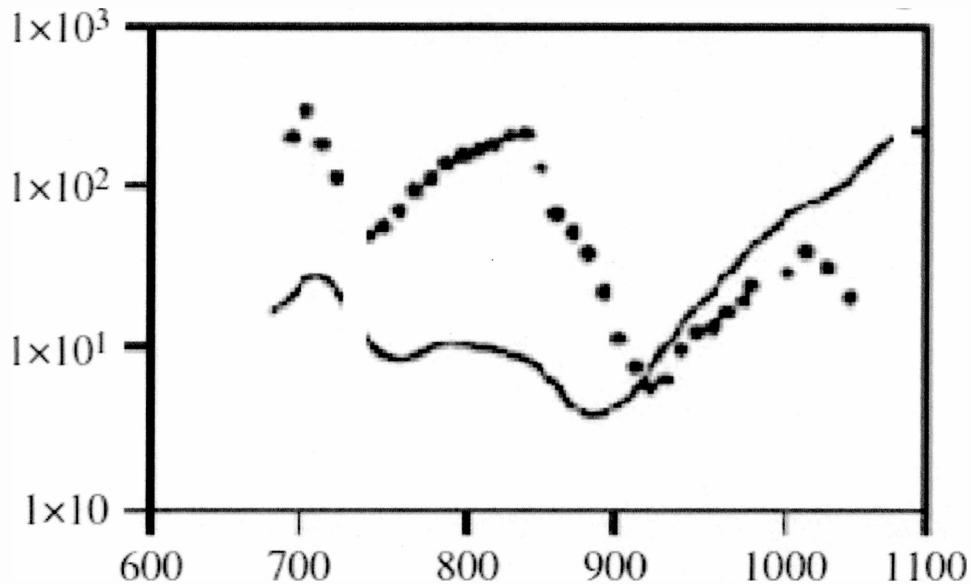


Fig. 3.3 Secciones transversales de excitación (GM) de la rodamina B para un foton (línea continua) y dos fotones (línea punteada). La escala de longitudes de onda se debe dividir por 2 para el caso lineal.

### 3.3. Microscopía de dos fotones

Las primeras aplicaciones de la microscopía de fluorescencia de dos fotones se presentaron al principio de la década de 1990 por Denk *et al.*, quienes demostraron que se puede obtener imágenes con excelente seccionamiento óptico, sin matar las células. El desarrollo comercial de los láseres mode-locking, con pulsos de femtosegundos y tasas de repetición de alrededor de 100 MHz fue el disparador para el uso del método de absorción multi-fotón en biología.

La microscopía de fluorescencia excitada por dos fotones (2PE) y las técnicas relacionadas, son probablemente el avance más importante en la microscopía óptica de muestras biológicas desde la introducción de la imagen confocal. El advenimiento de 2PE en la escena permitió el desarrollo de muchos estudios biológicos inimaginables en células a nivel de los tejidos, e incluso en animales enteros, con una resolución que van desde los clásicos cientos de nanómetros hasta el tamaño de moléculas. 2PE permite la generación de imagen en profundidad del tejido más profundo e

imágenes de mayor relación señal-ruido en comparación con los regímenes de campo amplio y confocal. Sin embargo, debido al hecho de que hasta el momento sólo 2PE puede ser considerada en su infancia, las ventajas sobre otras técnicas aún están siendo evaluadas.

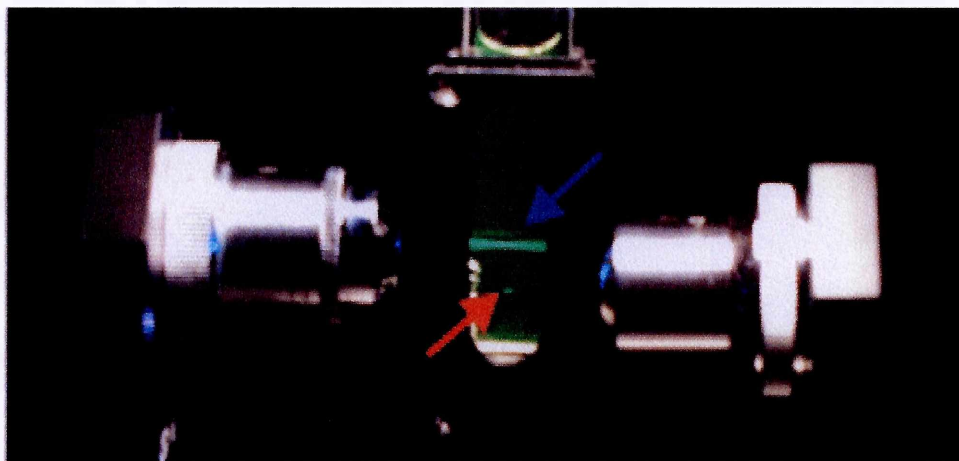


Fig. 3.4. Localización de la fluorescencia inducida por absorción de dos fotones (2PE).

### 3.4. Uso de la absorción multifotónica de caracterización PUL

La característica no lineal de la absorción multifotónica fue utilizada para visualizar PUL tan pronto como estos se pudieron generar a fines de la década de 1960. Giordmaine et al. mostraron que se obtenía una fuerte fluorescencia azul en una solución de un derivado del antraceno (DBA) y en otros colorantes cuando se excitaba con pulsos de 1-2 ps con una longitud de onda de 530 nm (2ª armónica de un láser de neodimio mode-locking). El análisis densitométrico de los negativos obtenidos con una cámara fotográfica fueron consistentes con pulsos de 2 ps. Renzepis y Duguay mostraron que se podía obtener un resultado similar trabajando con pulsos de dos frecuencias diferentes, ninguna de las cuales son capaces de ser absorbidas fuertemente. (¡Los músicos de Bremen!). De esta manera suprimieron casi totalmente el fondo que se observaba en la experiencia de Giordmaine.

Estos trabajos no pasaron de ser cualitativos y no se realizó ningún esfuerzo para cuantificar convenientemente el resultado. Sin duda, el lento proceso de tomar la fotografía y realizar el perfil densitométrico atentaba contra la necesidad de contar con un

método en tiempo real que permitiera optimizar el funcionamiento de los láseres PUL de esa época.

Más recientemente y con el advenimiento de las cámaras digitales, el método fue recuperado fundamentalmente por el esfuerzo de Alfonz Penzkofer de la Universidad de Regensburg, Alemania. La Fig. 3.5 muestra el arreglo experimental utilizado donde dos pulsos contrapropagantes se encuentran en el centro de una celda de colorante capaz de fluorescer luego de la absorción de dos fotones. En este trabajo, los autores muestran que para pulsos con igual intensidad  $I(t)$ , la traza debe tener un perfil de intensidad  $S(z)$  caracterizado por,

$$S(z) \propto 1 + 2G(\tau),$$

$$G(\tau) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} I(t') I(t'+\tau) dt'}{\int_{-\infty}^{+\infty} I^2(t') dt'}, \quad (3.1)$$

$$\tau = \frac{2nz}{c},$$

donde  $n$  representa el índice de refracción del solvente en la cubeta y se ha supuesto que la cámara no resuelve las franjas interferométricas. En este caso de igual intensidad en las ramas, el contraste entre las alas y el centro  $S(0)/S(\infty)$  es igual a 3.

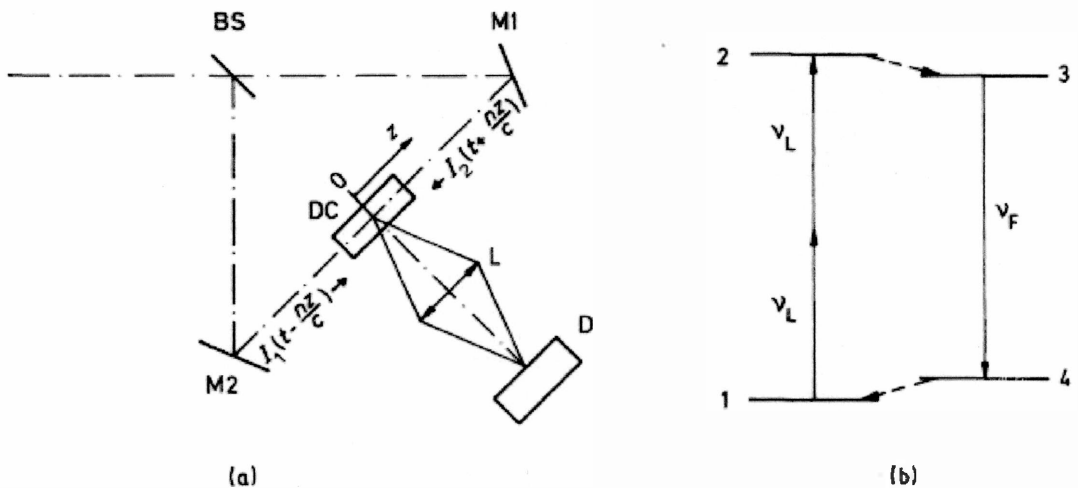


Fig. 3.5. (a) Arreglo experimental para registrar la traza espacial de un PUL. (b) Esquema básico de la absorción de 2 fotones y la fluorescencia inducida. Sperber & Penzkofer, 1986.

La ecuación 3.1.3 permite calcular el ancho FWHM del pulso  $\Delta t$  en base al ancho FWHM de la traza,  $\Delta z$ ,

$$\Delta t = \gamma \Delta \tau = \frac{2n\gamma}{c} \Delta z, \tag{3.2}$$

donde  $\gamma$  depende de la forma del pulso,

$\gamma$	Forma del pulso
$2^{1/2} = 1.414$	Gaussiano
1	rectangular
2	Lorentziano
1.33	$\text{sech}^2$

Antes de analizar el resultado 3.2, consideraremos el funcionamiento de los correladores espaciales.

### 3.5. Correladores espaciales

Los correladores espaciales fueron desarrollados principalmente para poder caracterizar PUL únicos o de baja repetición como los obtenidos en cadenas de amplificación. Una disposición muy común desarrollada para pulsos de ps por Jansky et al., transforma la autocorrelación en el tiempo en una distribución de intensidad espacial empleando una geometría de un autocorrelador de segunda armónica no-colineal. La Fig. 3.6 muestra un ejemplo. El cristal no lineal está orientado para la generación de 2<sup>a</sup> armónica tipo I para dos haces se cruzan en un ángulo  $2\phi$  dentro del cristal. Siempre que la cintura del haz en la región de solapamiento sea mucho mayor que la longitud del pulso ( $cT/n$ ), la distribución de intensidad, del haz de 2<sup>a</sup> armónica a lo largo del eje  $x$ , contiene información de la duración del pulso. Un detector de matriz lineal se puede utilizar para capturar el perfil de intensidad. Una medición típica se muestra en la parte (b) de la figura, donde se han registrado réplicas para lograr la calibración en el tiempo.

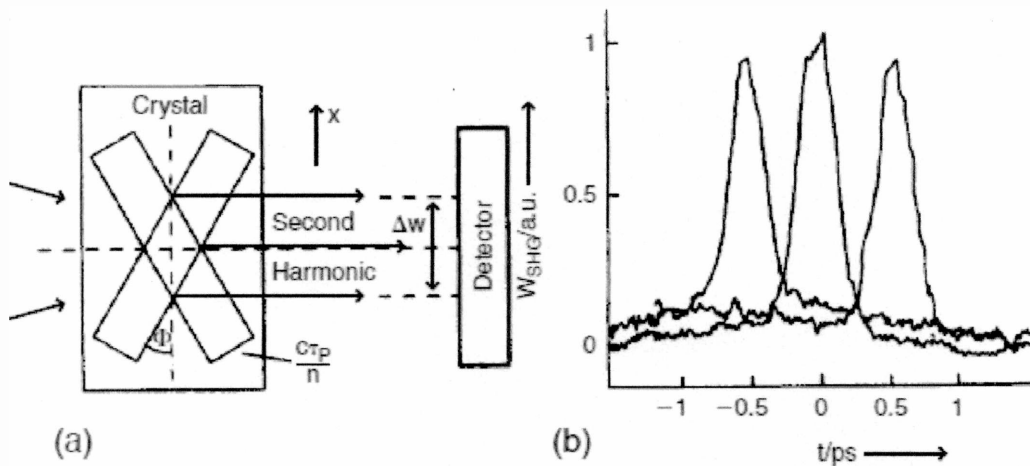


Fig. 3.6. (a) Principio básico de un correlador espacial que emplea un cristal de 2ª armónica. (b) Registro de pulsos de 250 fs. La calibración temporal se realiza registrando el corrimiento que origina una lámina de vidrio de 0.36 mm en cualquier rama del autocorrelador.

La Fig. 3.7 representa la geometría usual en la que dos haces se cruzan formando un ángulo  $2\phi$  en el interior del material de índice de refracción  $n$ . Supongamos que los haces no están enfocados, de manera que su diámetro transversal no limite el solapamiento de los pulsos. El rectángulo celeste representa el material no lineal (cristal de generación de 2ª armónica, absorción de 2 fotones, etc). Si ahora tomamos una fotografía de la intensidad de la señal en el plano  $x, y$ , veremos que la información sobre la duración del pulso está contenida en el perfil a lo largo del eje  $x$ .

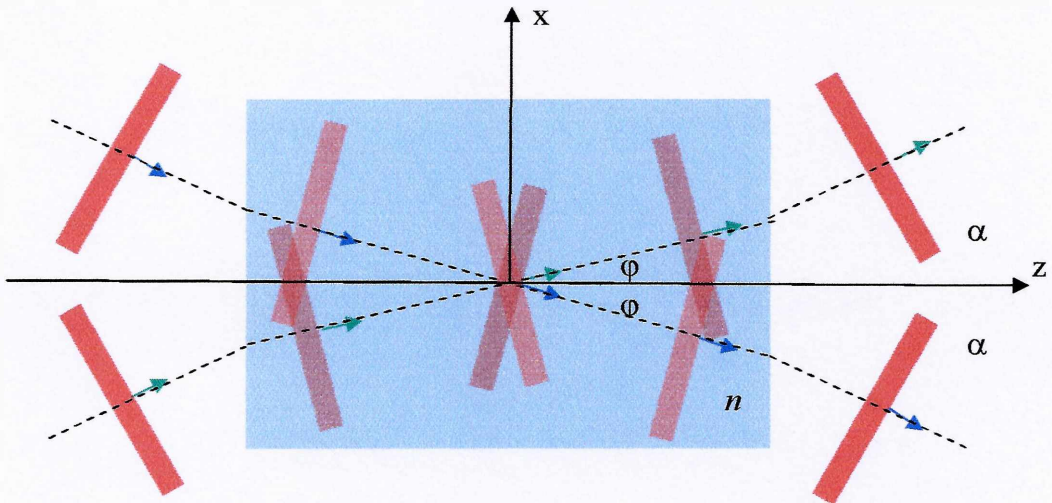


Fig. 3.7. Geometría usual en un correlador espacial. Dos haces idénticos se cruzan formando un ángulo  $2\phi$  dentro de un material no lineal ( $2\alpha$  fuera del material), de índice de refracción  $n$ . Los rombos oscuros representan la zona donde se refuerza la señal.

Analizando el rombo oscuro, vemos que la señal tiene una extensión total de  $\Delta x = cT/n \text{ sen}\phi$ , o considerando el ángulo de cruce de los haces fuera del material,  $\Delta x = cT/\text{sen}\alpha$ .

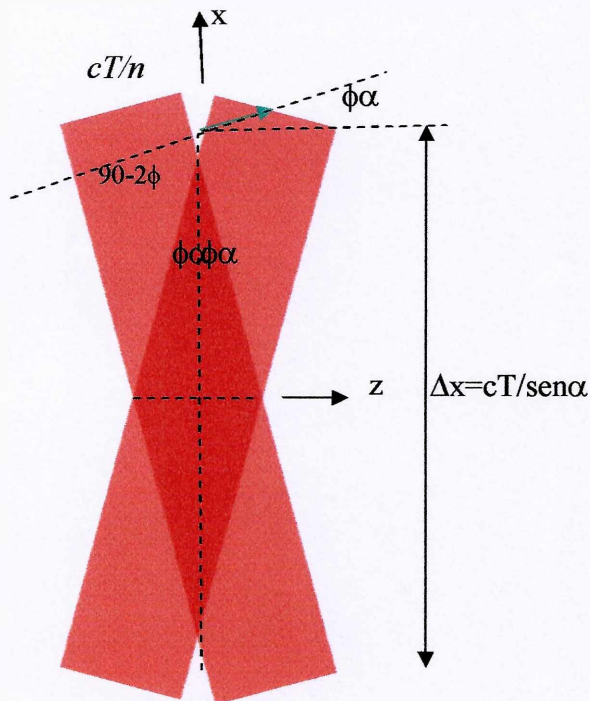


Fig. 3.8. Geometría usual en un correlador espacial. Dos haces idénticos se cruzan formando un ángulo  $2\phi$  dentro de un material no lineal de índice de refracción  $n$  ( $2\alpha$  fuera del material). Los rombos oscuros representan la zona donde se refuerza la señal.

$$t_p(FWHM) = k \frac{\text{sen } \alpha}{c} \Delta x(FWHM),$$

donde k depende de la forma del pulso.

Vale la pena destacar que el registro que se pudiera hacer de la intensidad en el plano y-z no contiene ninguna información sobre la duración de los pulsos ya que se integrará toda la señal a medida que los pulsos se propagan a lo largo del eje z (ver Fig. 3.9).

El manejo del ángulo de cruce permite variar la extensión de la traza espacial y así permitir trabajar con una transformación entre tiempo y longitud no tan exigente para pulsos muy cortos (Fig. 3.10).

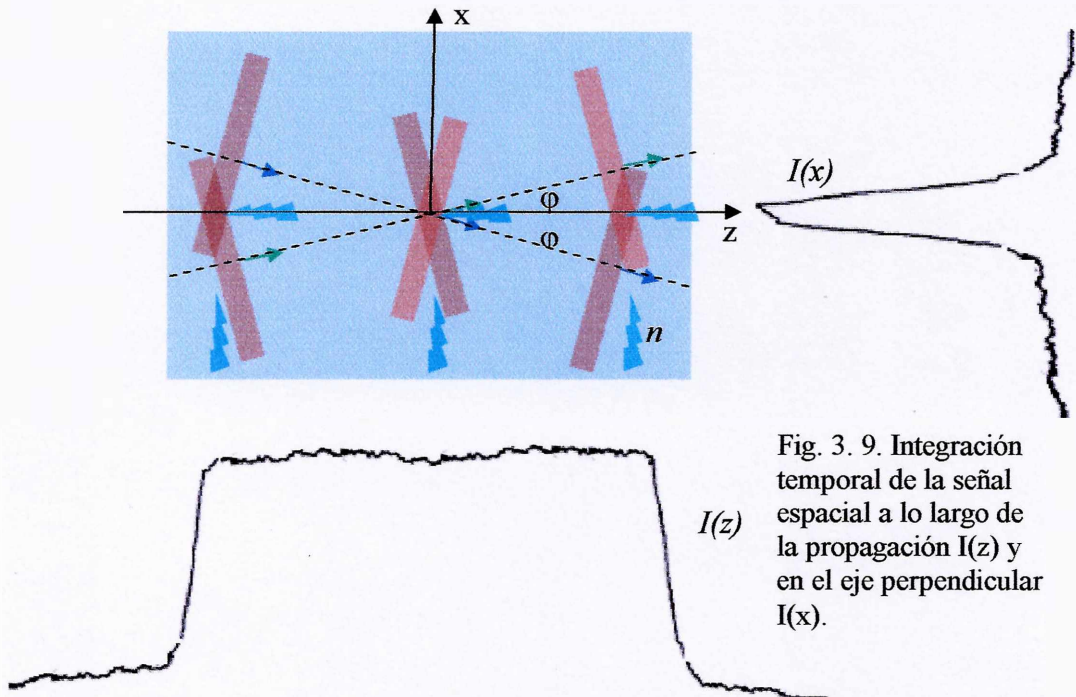


Fig. 3. 9. Integración temporal de la señal espacial a lo largo de la propagación  $I(z)$  y en el eje perpendicular  $I(x)$ .

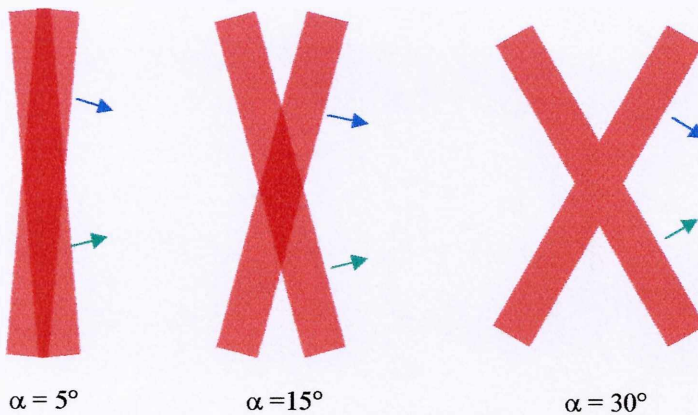


Fig. 3.10. Influencia del ángulo de cruce sobre la extensión de la traza espacial.

### 3.6. Haces contrapropagantes

Supongamos de nuevo pulsos de forma rectangular de duración  $T$  que corresponde a una extensión  $cT/n$  dentro del material no lineal. En la Fig. 3.11 se representan pulsos de duración  $T$ , en instantáneas cada  $T/5$ , desde  $-T$  hasta  $T$  después de la colisión. Un pulso se propaga de izquierda a derecha (azul) y el otro lo hace de derecha a izquierda (verde) ambos con velocidad  $c/n$ . La integración de toda la intensidad emitida se muestra en la traza de abajo donde se observa que el ancho total a mitad de altura es significativamente menor que  $cT/n$ .

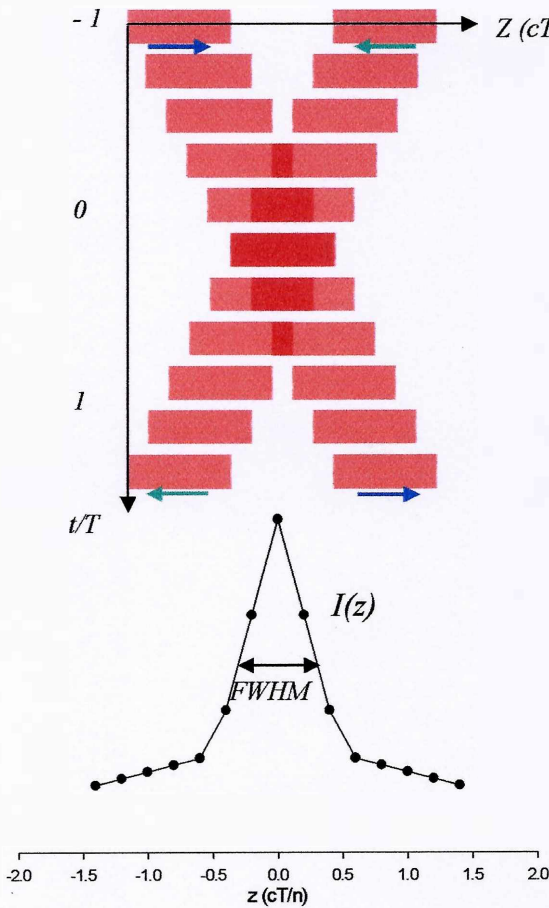


Fig. 3.11. Representación simplificada de la señal de un correlador espacial con haces contrapropagantes. La integración sobre un tiempo prolongado de la intensidad emitida por el material no lineal (en este caso fluorescencia inducida por absorción de 2 fotones) contiene la información sobre la duración del pulso.

Un muestreo más fino hubiera conducido al resultado (3.1b),

$$\Delta z(FWHM) = \frac{c}{2n} T,$$

y para un pulso de forma cualquiera,

$$\Delta z(FWHM) = \frac{c}{2n\gamma} T,$$

donde  $\gamma$  depende de la forma del pulso, como ya se ha mencionado.

### 3.7. Absorción de dos fotones en materiales semiconductores

En 1992 Takagi, Kobayashi, Yoshihara e Imamura mostraron que la fotoconductividad de ciertos semiconductores (Si, GaAsP y CdS) mostraba un comportamiento no lineal capaz de ser utilizado en autocorreladores. En 1997, Ranka et al, utilizaron este fenómeno

en un fotodiodo de GaAsP para caracterizar pulsos de 6 fs con un dispositivo extremadamente simple y económico (Fig. 3.12).

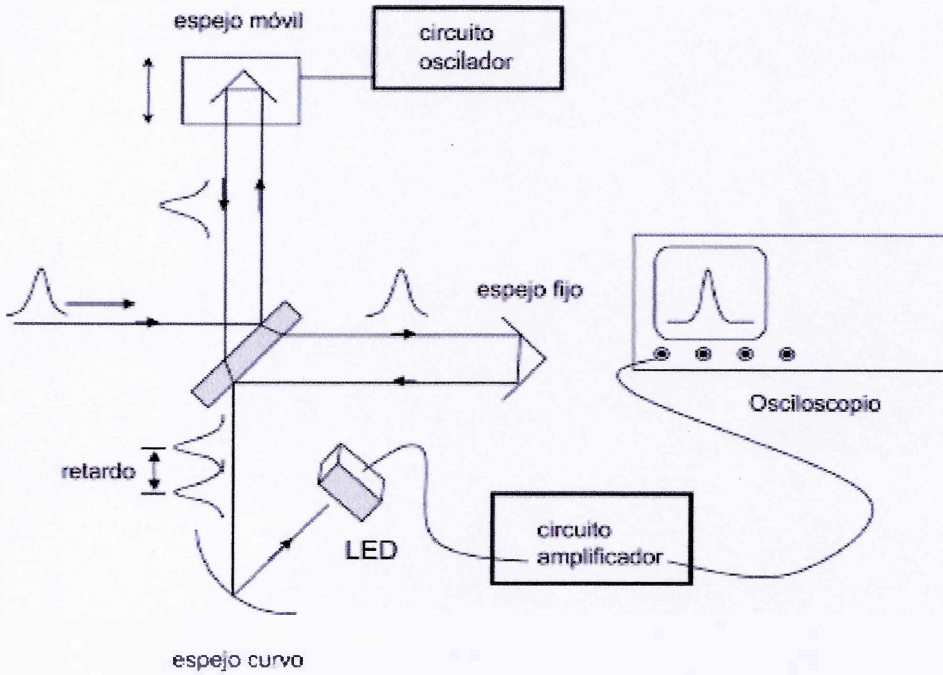


Fig. 3.8. Diagrama de un autocorrelador basado en la absorción de 2 fotones en un LED.

En un aislante o semiconductor, la absorción de la luz sólo puede ocurrir si la energía del fotón es mayor que la energía de banda prohibida. Por lo tanto, el AsGaP del LED de la Fig. 3.9, con una brecha de 2.18 eV, es transparente a los pulsos de 800 nm, con fotones de 1,52 eV (Fig. 3.13).

Sin embargo, este material puede mostrar una absorción de dos fotones considerable en 800 nm (Fig. 3.14).

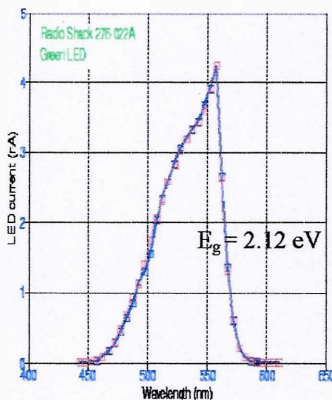


Fig. 3.13. Absorción del AsGaP en un LED con emisión verde (Emisión Peak wavelength: Typ 570 nm, Spectral line half width: Typ 20 nm).

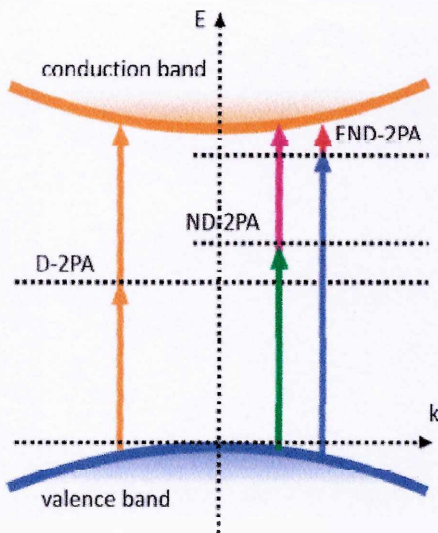


Fig. 3.14. Absorción de 2 fotones en semiconductores (de la misma energía, D-2PA; de diferente energía, ND-2PA y FND-2PA).

### 3.8. Conclusiones

La no linealidad asociada a la absorción de dos fotones (2PA) a mostrado ser hábil para emplearla en dispositivos capaces de caracterizar PUL mediante técnicas de autocorrelación óptica. Tanto la fluorescencia o la fotoconductividad en semiconductores inducidas por la 2PA son capaces de caracterizar PUL de manera totalmente análoga a los dispositivos que emplean generación de segunda armónica.

Los correladores espaciales permiten operar sin partes móviles. Los más comunes utilizan dos haces que se cruzan formando un ángulo pequeño, de manera tal que se magnifica el ancho de la traza.

En nuestro caso se ha elegido un arreglo de haces contrapropagantes por la disposición experimental encontrada en el espectrómetro de THz donde se debía encontrar la coincidencia de los pulsos. Como medio no lineal se empleará una solución de rodamina B que presenta fluorescencia inducida por absorción de dos fotones de 800 nm.

El uso de haces contrapropagantes tiene la dificultad de generar trazas de extensión reducida por lo que su registro se debe hacer con sistemas ópticos de cierta magnificación.

---

### 3.9. Referências

- a. W. Kaiser and C. G. B. Garrett. Two-photon excitation in CaF<sub>2</sub>:Eu<sup>2+</sup>. Phys. Rev. Lett. 7, 229–231 (1961)
- b. Singh, S. and Bradley, L. T. Three-photon absorption in naphthalene crystals by laser excitation. Physical Review Letters 12, 162–164 (1964).
- c. Rentzepis, P. M., Mitschke, C. J. & Saxman, A.C. Measurement of ultrashort laser pulses by three photon fluorescence. Applied Physics Letters 17, 122–124.3 (1970).
- d. Girkin, J. M. & Wokosin, D. Novel compact sources for multiphoton microscopy. Progress in Biomedical Optics and Imaging 2, 186–191 (2001).
- e. Xu, C. Cross-sections of fluorescence molecules in multiphoton microscopy. In Confocal and Two-photon Microscopy: Foundations, Applications and Advances (ed. A. Diaspro), pp. 75–99. New York: Wiley-Liss, Inc.5 (2001).
- f. Denk, W., Strickler, J.H. & Webb, W. W. Two photon laser scanning fluorescence microscopy. Science 248, 73–76. (1990).

# 4. Resultados experimentales

Los resultados experimentales que se presentan en este trabajo fueron obtenidos durante las primeras etapas del montaje de un espectrómetro de THz que opera con antenas fotoconductoras excitadas con PUL de 100 fs.

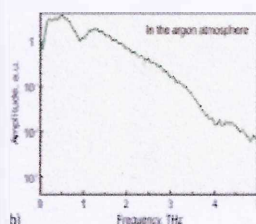
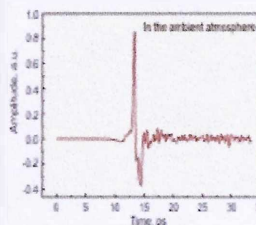
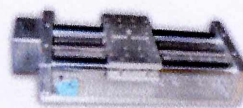
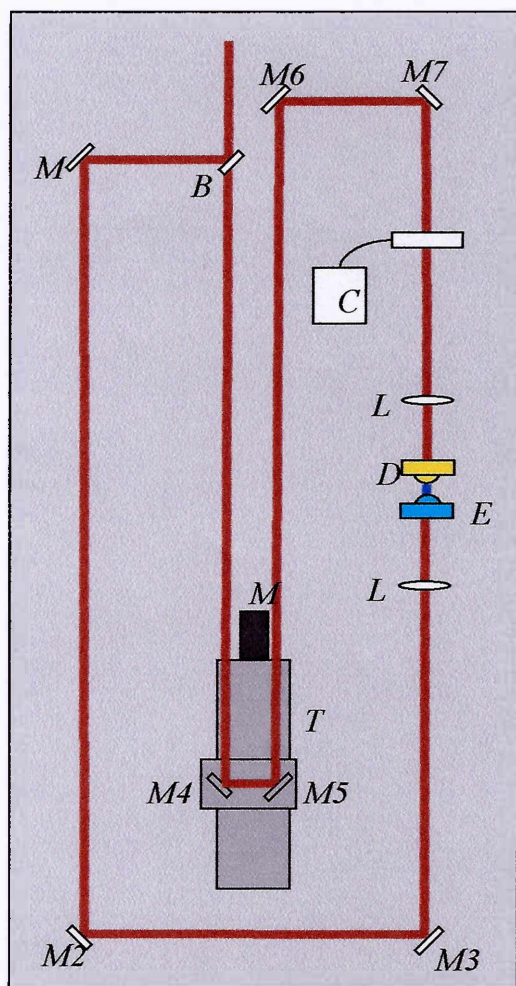
Se muestra un diagrama del espectrómetro.

M1 – M7: espejos para PUL. Thor Lab o Newport

BS: divisor de haz Newport Spectra Physics

L1 – L2: lentes plano –convexa, con recubrimiento anti-reflectante de 5 cm de distancia focal.

E: antena fotoconductoras emisora polarizada con tensión pulsada variable entre 30 y 70 V.



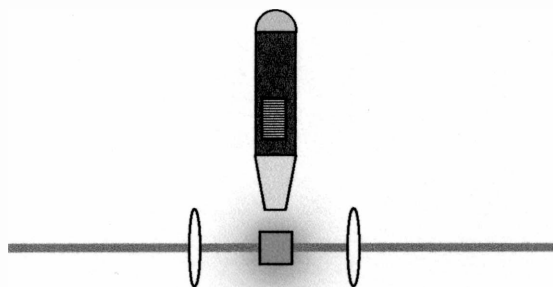
D: antena fotoconductor detectora; debe iluminarse **simultáneamente** por el pulso de THz y por el pulso óptico. Genera una tensión proporcional a la amplitud del campo eléctrico del pulso de THz. Esta señal se detecta con un amplificador Lock-In DSP, Stanford Research Systems, modelo SR830.

T: trasladador de precisión con tornillo de 0,1" de avance por vuelta, K2 CNC, modelo ZA800QR.

M: motor paso a paso de 4.000 pasos por vuelta. La combinación M – T permite alcanzar una resolución de 0.365  $\mu\text{m}$  por paso.

Un aspecto clave de esta disposición experimental es poder lograr la coincidencia del haz de luz y el haz de THz en la antena detectora D.

Para encontrar esta posición, se quitaron las antenas, se montó una celda de fluorescencia de dos fotones con Rhodamina B y se buscó el lugar donde se produce la coincidencia de los pulsos.



Se utilizó una cámara (mal denominada microscopio) provista de una lente de distancia focal corta y un sensor CMOS para fotografiar los pulsos. Las características de este dispositivo son,



- Sensor de imagen: 2 Mega Pixels
- Resolución de captura: 1600 x 1280
- Resolución de captura de video: 1600 x 1280
- Rango de foco: desde 10 mm a 500 mm
- Proporción de aumento: 20 X hasta 200 X
- Interfaz en la PC: USB2.0



(a)

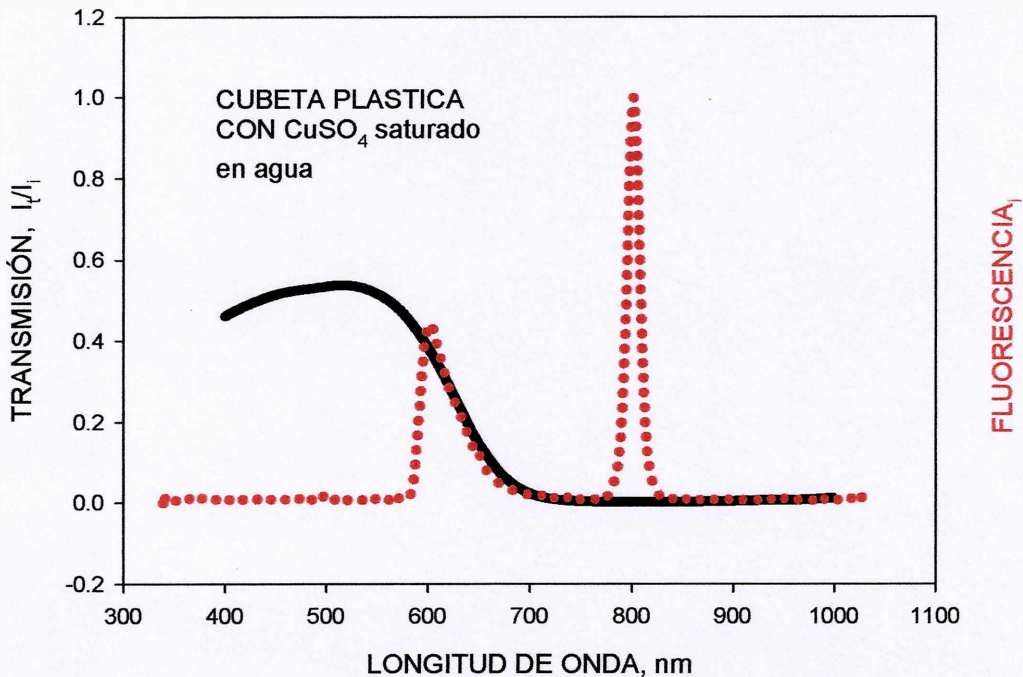


(b)

En principio, resultó muy difícil poder observar la fluorescencia debido al scattering de la radiación IR (800 nm) en las partículas en suspensión (a). Debe notarse que si bien la radiación dispersada (800 nm) resulta casi imperceptible a nuestros ojos, tiene la longitud de onda en el máximo de sensibilidad del sensor CMOS de la cámara.

El scattering disminuyó considerablemente luego de filtrar la solución con una membrana de microporos (b). Para reducir aún más el scattering, se montó otra cubeta con solución concentrada de  $\text{CuSO}_4$  en agua interpuesta entre la celda de fluorescencia y la cámara. La solución es un filtro IR muy efectivo.

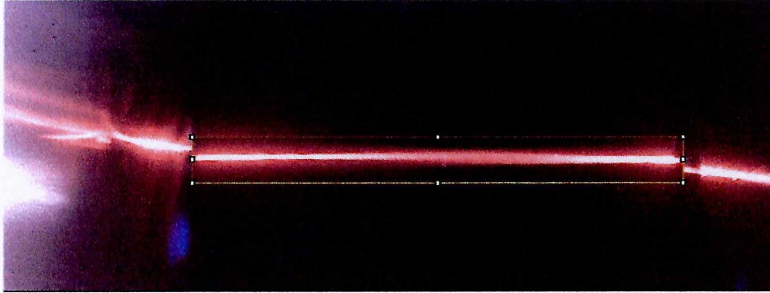
En la figura se observan los espectros de la transmisión del filtro y de la emisión fluorescente.



Mediante el movimiento del trasladador se logró producir la superposición de los pulsos en la zona central de la celda. La lectura de la posición del trasladador y la ubicación de la celda en la mesa de trabajo, se registraron convenientemente para proseguir con el armado del espectrómetro de THz. Quedó por lo tanto cumplido el primer objetivo del trabajo planteado.

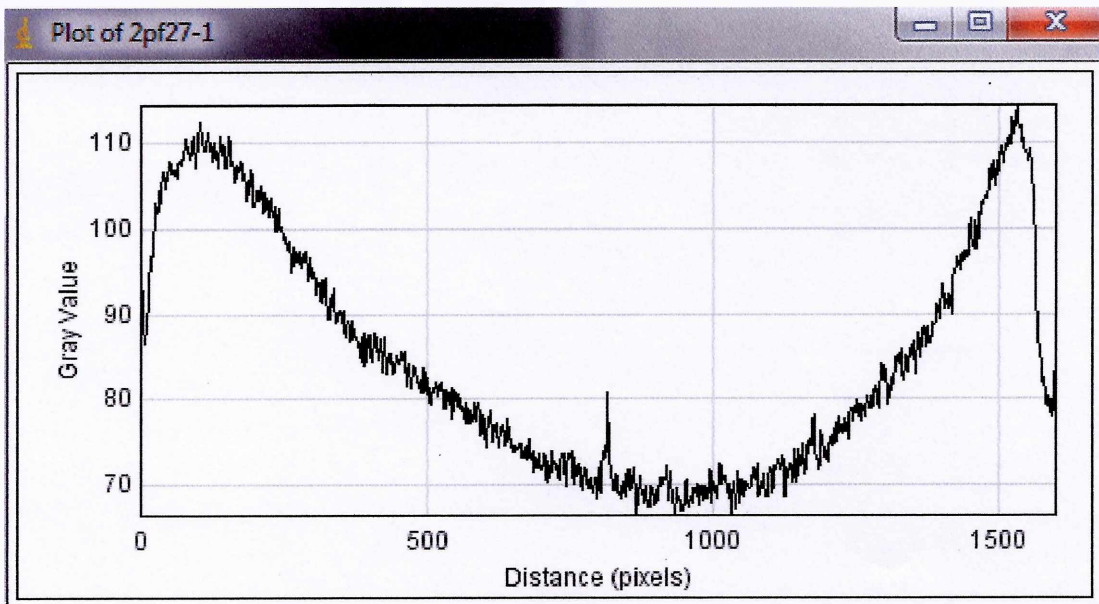
En lo que sigue se explora la posibilidad de medir la duración del pulso emitido por el láser Mai Tai mediante la fluorescencia de 2 fotones.

En la Fig. se muestra una fotografía en la que se observa la fluorescencia. El sector del haz que ha sido seleccionado para ser estudiado mediante el programa ImageJ, un software de Procesamiento de Imágenes de acceso libre, está indicado por el rectángulo amarillo. Esta imagen está rotulada 2pf-27.



La superposición de los pulsos cerca del centro del rectángulo, es apenas perceptible. Las discontinuidades en la intensidad del haz en los extremos del rectángulo marcan las paredes internas de la celda que serán utilizadas como calibración de distancias. La longitud interna nominal de la celda es 1 cm pero no se conoce la incerteza.

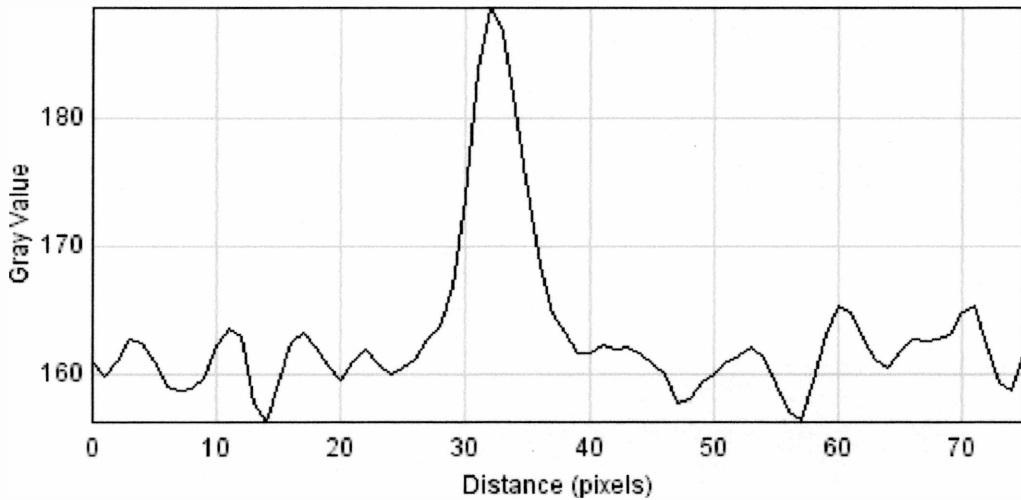
El perfil de intensidad que brinda ImageJ para la parte de la imagen limitada por el rectángulo e integrada sobre el eje vertical, se muestra a continuación,



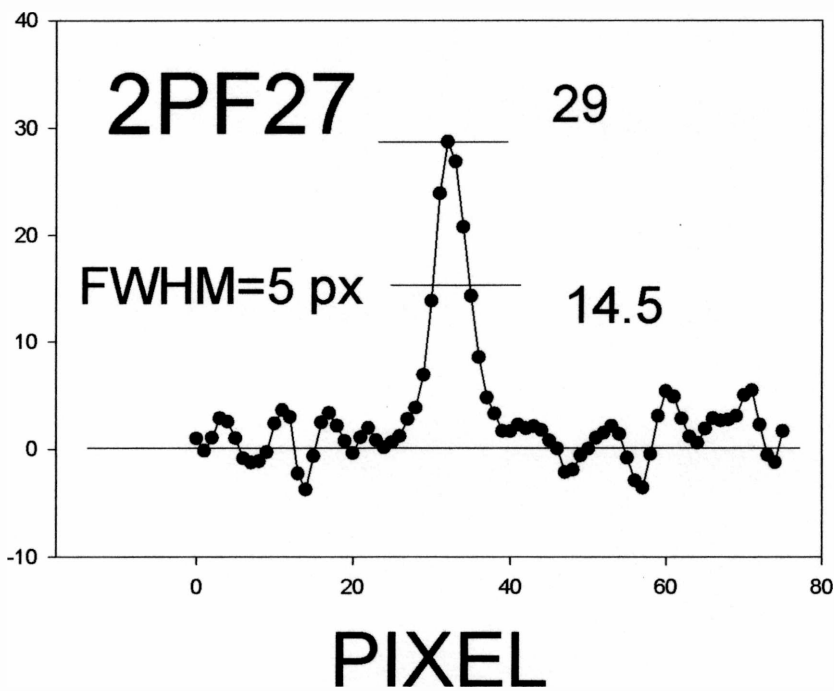
El máximo a la izquierda se encuentra en 63 px y el máximo de la derecha en 1553 px. Por lo que 1 cm resulta igual a 1490 px. La escala de la fotografía es entonces,

0.00149 px/ $\mu\text{m}$   
 ó  
 alternativamente,  
 6.71  $\mu\text{m}/\text{px}$

A continuación se brinda el perfil de intensidad en la zona de la superposición de los pulsos.

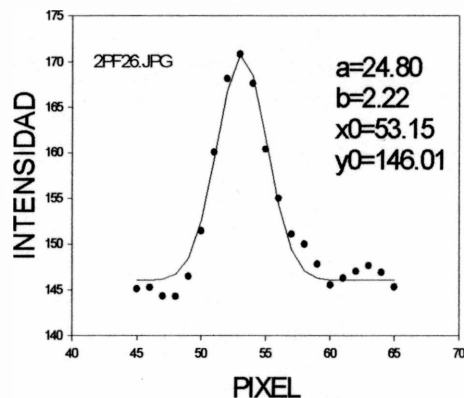
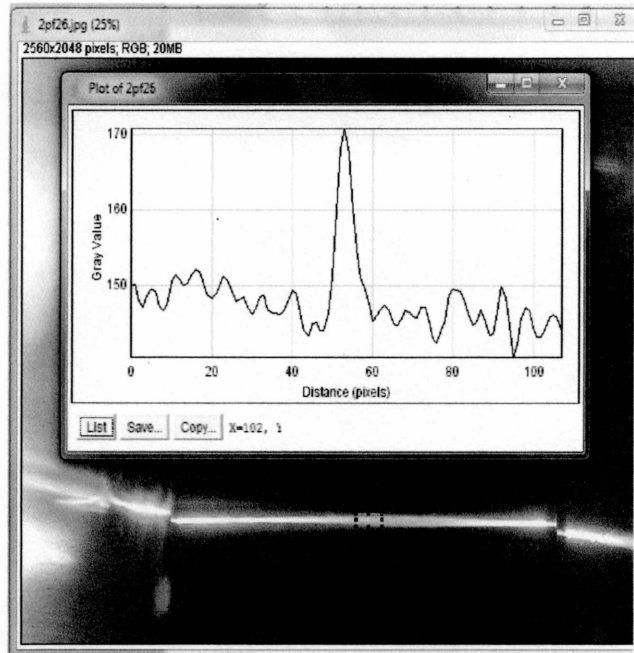


Los datos suministrados por el programa ImageJ se trasladaron a una hoja de procesamiento de datos para su análisis (SigmaPlot).



Descontando el fondo y midiendo el ancho total a mitad de altura, resulta que el ancho de la traza es aproximadamente 5 px, o 34  $\mu\text{m}$ , si utilizamos la escala calculada anteriormente.

La figura del costado muestra los resultados para otra experiencia rotulada 2pf26.jpg, El ancho de la traza es similar al anterior y se debe notar el contraste reducido propio de una situación experimental que denota fallas en la alineación de los haces o bien la diferente intensidad de los mismos. Para una situación ideal con haces de la misma intensidad el contraste entre el fondo y el máximo debe ser 1:3.



#### 4.1. Medidas experimentales realizadas con la cámara Nisuta

Resulta conveniente el uso de una cámara con mayor aumento para registrar la traza del pulso con una mayor cantidad de píxeles y así reducir la incerteza en la medida. Con este fin se adquirió una cámara Nisuta, con características muy similares a las de la cámara usada anteriormente pero que permite alcanzar mayor aumento.

## Cámara Nisuta



- Color: RGB de 32 / 64 bits
- Velocidad de cuadros: 30f/s menos de 600
- Distancia de enfoque: 0mm a 40mm
- Relación de magnificación: 25X a 400x
- Balance de blancos: Auto

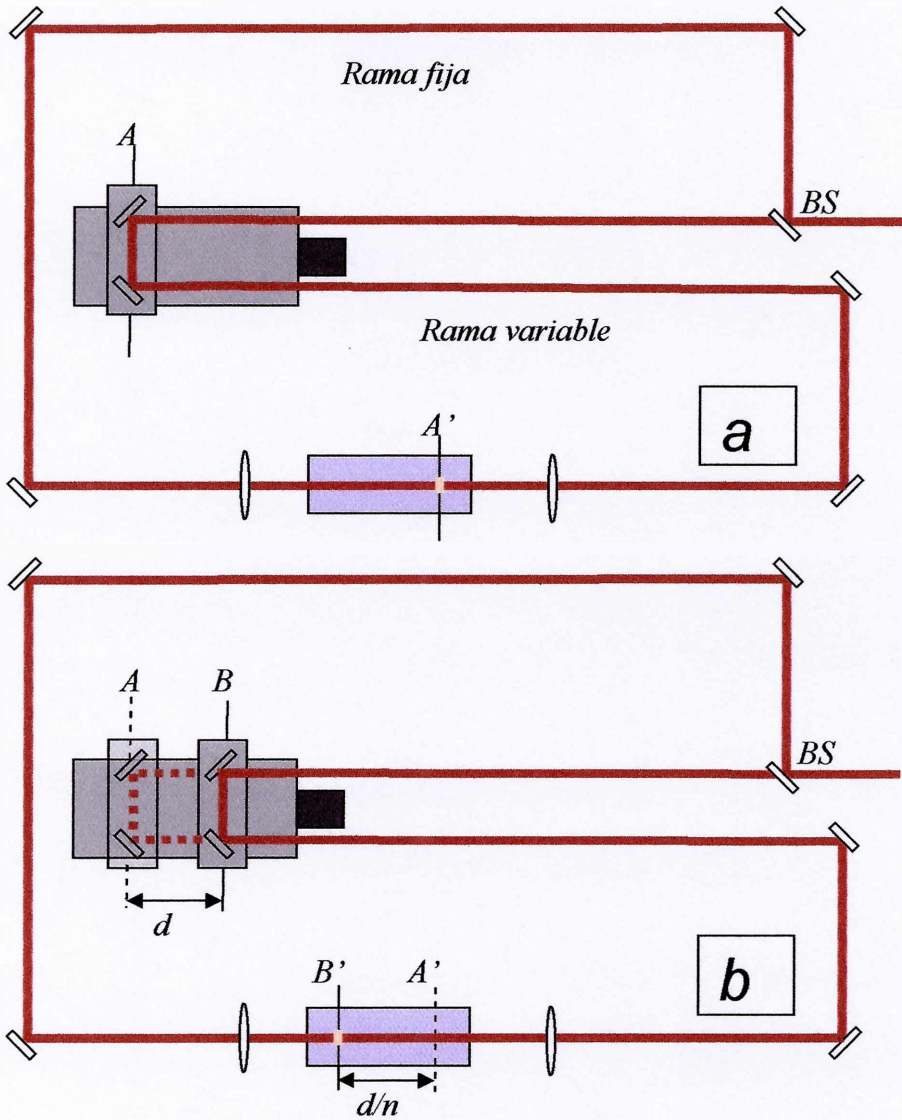
Sistema operativo: Windows XP/Vista/7

Lamentablemente esta situación impidió el uso de la estrategia de calibración que se utilizó anteriormente, esto es observar simultáneamente los extremos de la celda que contiene el colorante. Con la nueva cámara, el campo de observación de la misma es más reducido, y cuando los pulsos se superponen en el centro de la celda, no se alcanzan a registrar los bordes de la misma.

### 4.2. Nueva forma de calibración

La nueva forma de calibración, esto es determinar la distancia entre dos puntos de la imagen en términos de la cantidad de píxeles que los separa, se planteo en términos del desplazamiento del trasladador que contiene el montaje experimental que utilizamos y que como se ha mencionado anteriormente es parte de un espectrómetro de terahertz que se estaba construyendo.

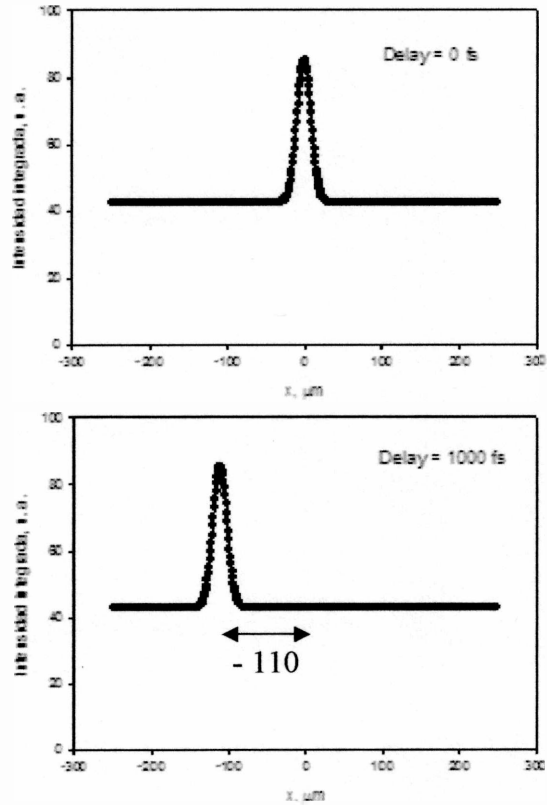
La figura de abajo representa el método de calibración. Con el trasladador en la posición A, los pulsos se intersectan en A'. Cuando el trasladador se mueve a la posición B, la rama variable se acorta y la superposición de los pulsos ocurre en la posición desplazada B'. Se puede mostrar que cuando el carro se mueve una distancia  $d$ , las trazas en la cubeta se separan en una distancia  $d/n$ , donde  $n$  es el índice de refracción del material en la celda.



Una simulación numérica, que se detallará en el Capítulo 5, sirve para verificar este comportamiento; pulsos contrapropagantes de 100 fs se encuentran en el centro de la celda ( $x = 0$ ) y cuando el pulso de la rama variable se atrasa en 1000 fs, el encuentro ocurre en  $x = -110 \mu\text{m}$ .

$$d = \frac{c \times \text{delay}}{2} = 150 \mu\text{m},$$

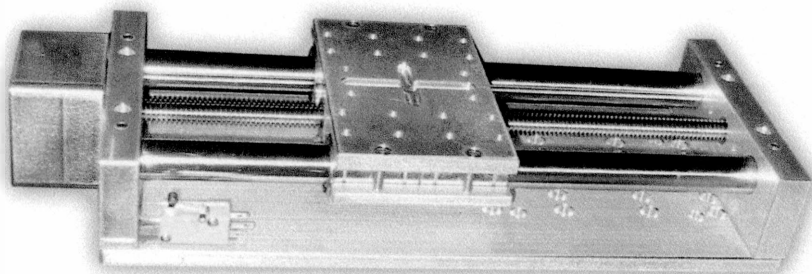
$$\frac{d}{n} = \frac{150 \mu\text{m}}{1.36} = 110.3 \mu\text{m}.$$



Entonces si  $M$  es el número de píxeles que separan las dos trazas  $A'$  y  $B'$  y  $m$  es el número de píxeles que corresponde al ancho total a mitad de altura de la traza de superposición contra propagante de los pulsos, el FWHM espacial de la traza , resulta,

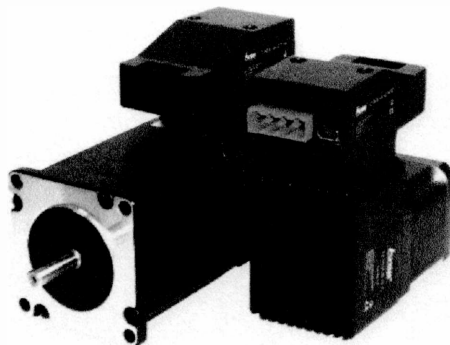
$$X' = \frac{m}{M} \times \frac{d}{n}, \tag{4.1}$$

El trasladador utilizado es un dispositivo de control numérico computarizado o CNC,



Modelo ZA-QUAD 8 de la empresa K2CNC, con un movimiento máximo de 8 pulgadas, una resolución de 0.0005" y un paso de 0.1".

El trasladador se accionó con un conjunto de motor paso a paso, un driver de micropaso y un *encoder* óptico, modelo DMX-UMD-23-3 de la empresa ARCUS Technology.



La característica más importante de este conjunto es que registra 4000 cuentas en el controlador o *encoder* óptico cuando el eje gire una vuelta completa.

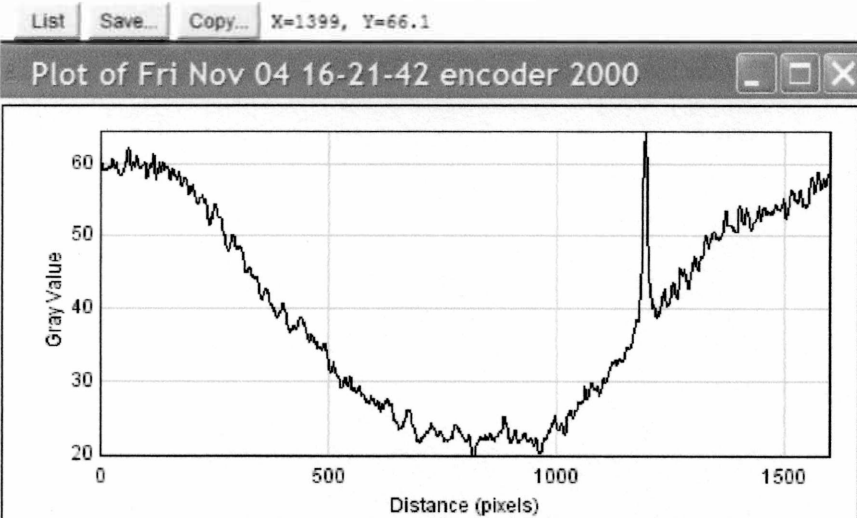
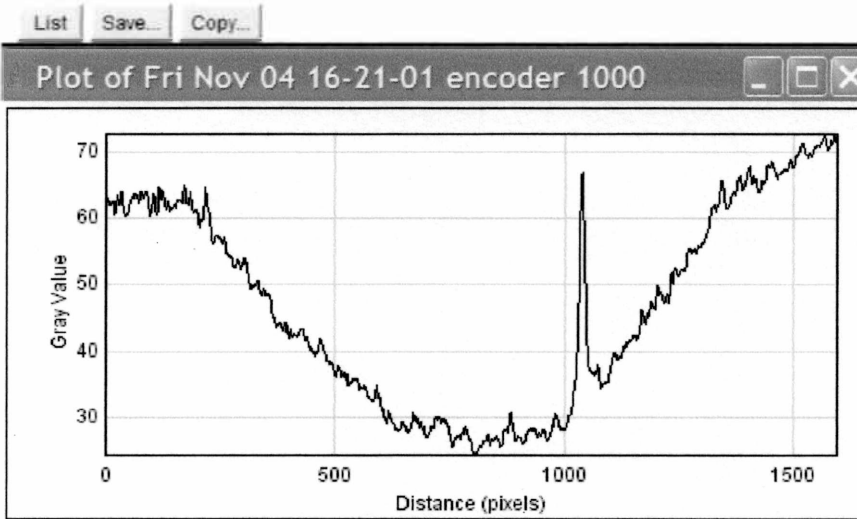
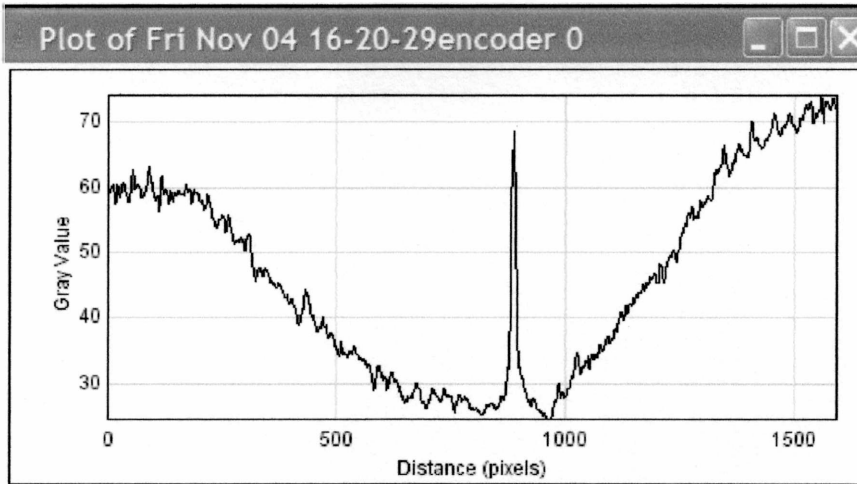
En resumen, 4000 cuentas del *encoder* equivalen a una vuelta del eje ó 0.1" de avance en el tornillo del trasladador; o sea, el desplazamiento del carro resulta de multiplicar las cuentas del *encoder* por 0.635  $\mu\text{m}$ /cuenta.

Estamos ahora en condiciones de analizar las imágenes obtenidas con la nueva cámara.

La figura de abajo representa los resultados obtenidos el 4 de noviembre de 2011 para 3 posiciones del trasladador, indicadas por las lecturas del *encoder* 0, 1000 y 2000.



Los perfiles de intensidad de estas fotografías, obtenidos con el programa ImageJ, resultan,



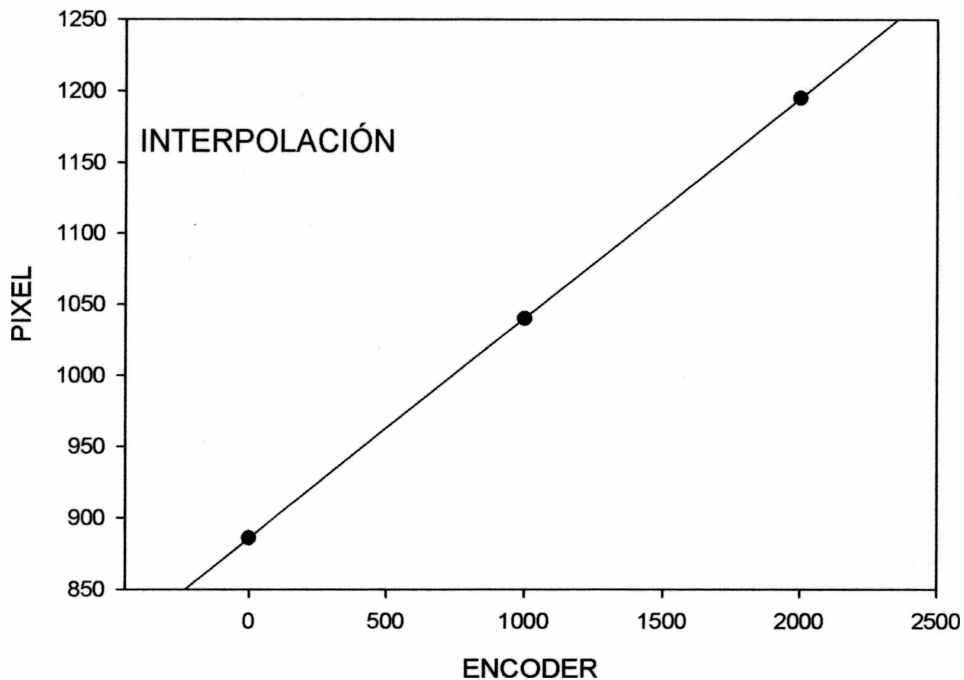
List Save... Copy...

List Save... Copy... X=1399, Y=66.1

List Save... Copy...

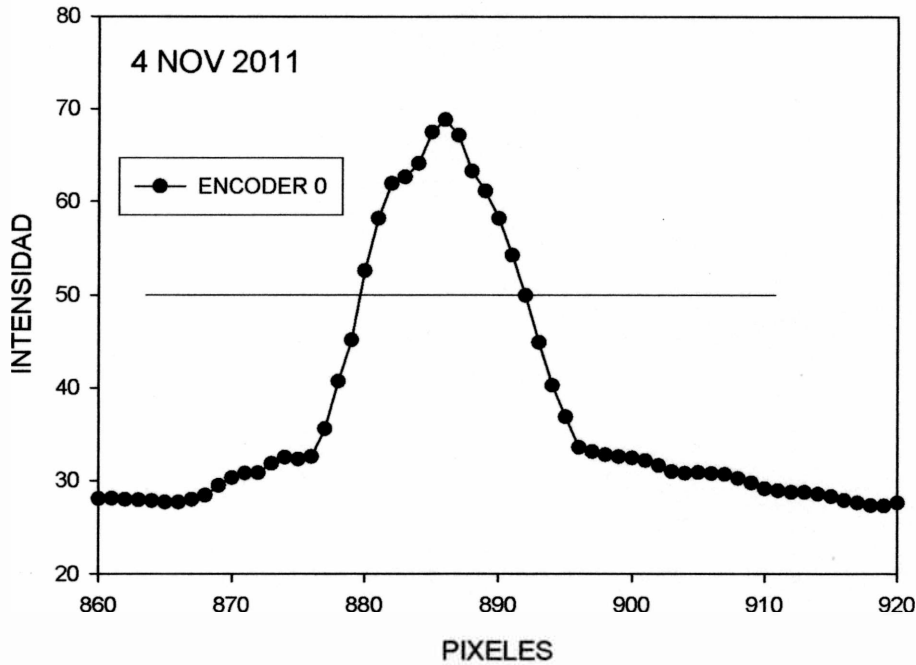
La posición de la traza en función de la lectura del *encoder* se ha graficado en la figura siguiente; de ella resulta que 1000 pasos en el *encoder* equivalen a 154.5 píxeles.

Alternativamente, si 1000 pasos en el *encoder* equivalen a  $635 \mu\text{m} / 1.36 = 467 \mu\text{m}$ , entonces la escala en la imagen es de aproximadamente  $3 \mu\text{m}$  por píxel.



Si bien la magnificación resulta ahora más del doble de la obtenida con la otra cámara, todavía no es suficiente para registrar una traza *interferométrica*, que exigiría registros de una fracción de longitud de onda por píxel.

Si ahora analizamos en detalle la traza de la imagen 16-20-29 (*encoder* 0), se puede observar que el contraste es aproximadamente 3:1, un resultado similar al esperado en la señal de autocorrelación obtenida con la técnica convencional.



Del uso de la ecuación (4.1), con,

$$m = 12.5 \text{ pix.},$$

$$M = 309 \text{ pix.},$$

$$d = 2000 \text{ cuentas} \times 0.635 \mu\text{m/cuenta} = 1270 \mu\text{m},$$

$$n = 1.36,$$

resulta,

$$X' = \frac{m}{M} \times \frac{d}{n} = \frac{12.5}{309} \times \frac{1270}{1.36} = 38 \mu\text{m}.$$

El ancho total a mitad de altura de esta traza resulta similar a la obtenida anteriormente. Este resultado, lejos de verificar el resultado representó un toque de alerta sobre la calidad de las mediciones. En efecto, el tiempo transcurrido entre una y otra medida, había hecho que el funcionamiento del láser MaiTai cambiara sustancialmente desde emitir pulsos del orden de 80 fs a emitir pulsos de aproximadamente 120 fs, como resultado de la apertura de la cavidad sellada en razón de un servicio de mantenimiento.

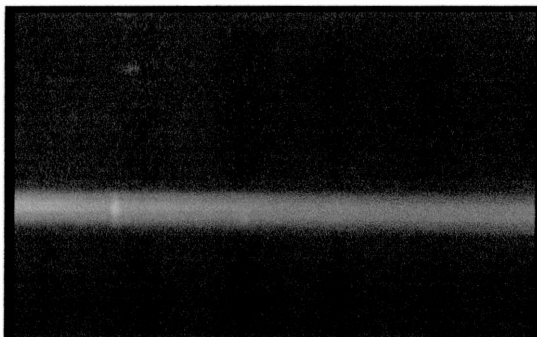
Por esta razón se realizaron mediciones con otra cámara provista de una lente de mayor calidad que asegurara una mayor *resolución*.

### 4.3. Mediciones con la cámara PULNIX

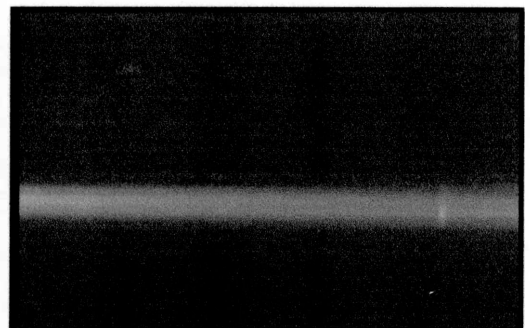
Pulnix es una marca comercial de un fabricante de cámaras para uso industrial, medicina e investigación que admiten la colocación de distintas lentes de calidad, mediante monturas tipo balloneta o rosca.



Las fotografías siguientes fueron obtenidas con una lente de 50 mm de distancia focal.

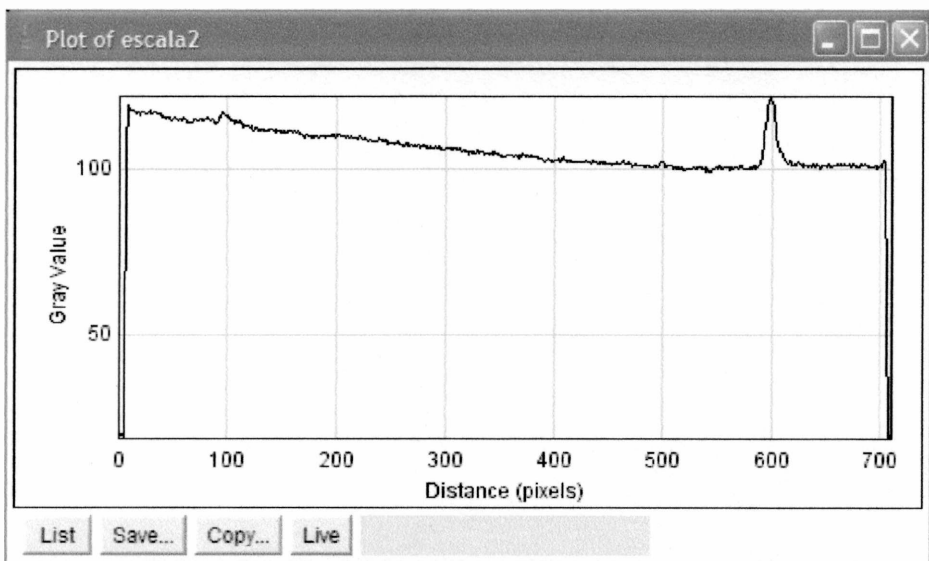
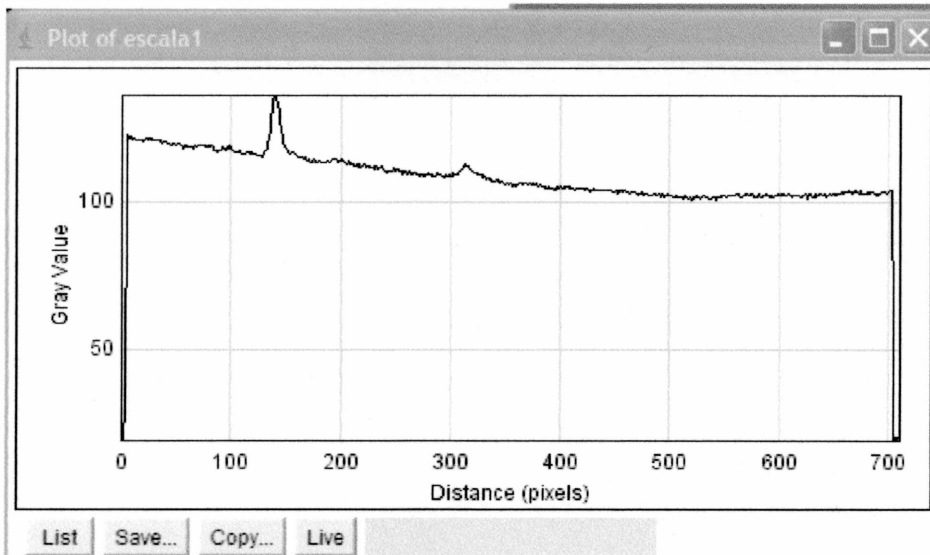


Encoder: 105918



Encoder: 108198

Las imágenes fueron analizadas con ImageJ y se obtuvieron las trazas que permiten calcular la calibración utilizando la ecuación 4.1.



De estos gráficos se deduce que 2280 pasos del encoder equivalen a 447 px en la imagen. Por lo tanto la escala resulta,

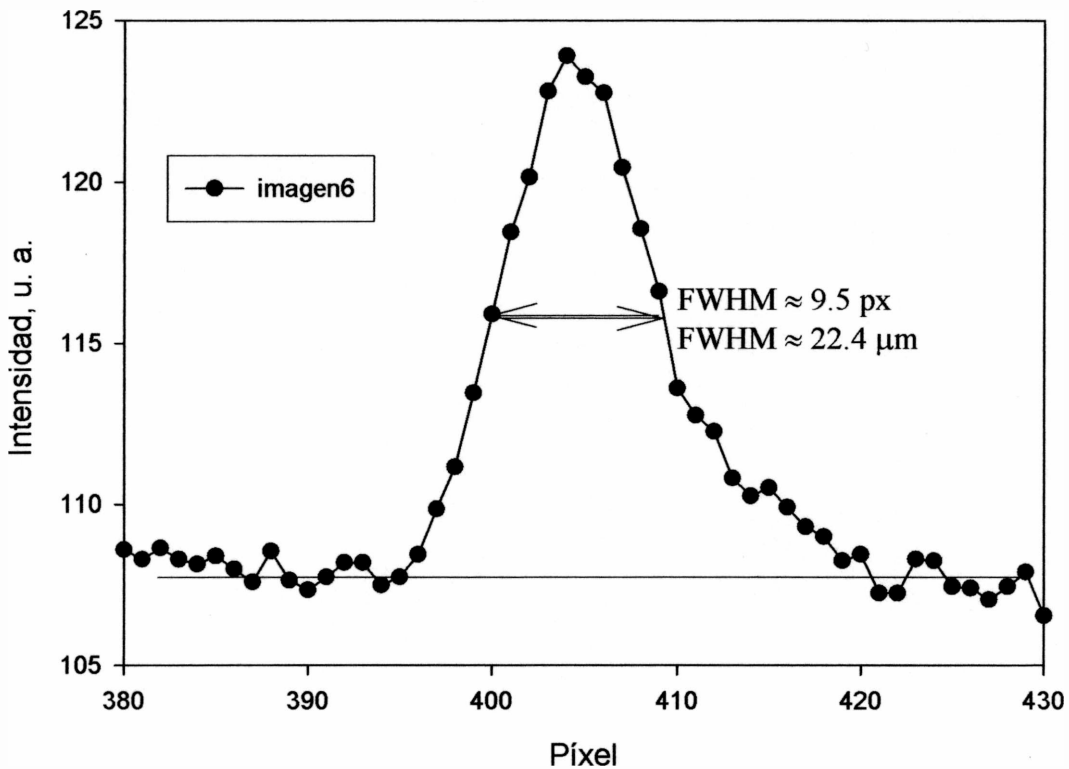
$$2280 \cdot 0.635 / 447 / 1.36 = 2.35 \mu\text{m}/\text{px}.$$

El análisis detallado de estas imágenes permite calcular el FWHM de la traza. Por ejemplo para la imagen 6 de esta serie, se obtiene un FWHM de aproximadamente 22  $\mu\text{m}$ , un resultado

sustancialmente menor al obtenido con las otras cámaras, que seguramente están limitadas en su resolución.

#### 4.4. Conclusiones

Se ha instrumentado un método que permite registrar la traza espacial de la fluorescencia inducida luego de la absorción de dos fotones provenientes de la intersección de dos pulsos contrapropagantes.



Se han ensayado tres cámaras diferentes y dos estrategias distintas de calibración de la escala espacial. Los registros obtenidos con la cámara Nisuta correspondieron a los experimentos más cuidadosos en cuanto a la preocupación de igualar la intensidad de los dos haces contrapropagantes y por lo tanto el contraste obtenido en las trazas es el más realista. Sin embargo la resolución obtenida posiblemente limite la medida del ancho de la traza. Los resultados correspondientes a la cámara Pulnix, por el contrario, muestran una mejor resolución pero con un contraste bajo, debido a diferencias en



las intensidades de los haces o a deficiencias en la alineación de los mismos.

#### 4.5. Referencias

**A.** Generación y medición de radiación con frecuencia de terahertz empleando pulsos de luz ultracortos. Federico Sanjuán Jorge O. Tocho. Aceptado para su publicación en Anales AFA.

**B.** ImagenJ. <http://rsbweb.nih.gov/ij/index.html>

**C.** K2 CNC. <http://k2cnc.com/>

**D.** DMX-UMD-23-3. Integrated Step  
Motor/Encoder/Driver/Controller with USB 2.0/RS-485  
communication. ARCUS Technology, [www.arcus-  
technology.com/](http://www.arcus-technology.com/).

**E.** Nisuta. <http://www.nisuta.com/>

**F.** Pulnix (<http://www.iai.com/>)

## 5. Resultados experimentales – segunda parte

En este capítulo se hace la interpretación de los resultados obtenidos sobre la base de dos modelos, uno teórico y otro computacional. Los dos consideran el realce de la señal de fluorescencia en la zona en la que coinciden dos pulsos contrapropagantes. Los modelos deben reproducir la forma, el ancho y el contraste de la señal espacial experimental. El modelo numérico se puede utilizar con pulsos de cualquier forma, sin y con *chirp*. El modelo teórico se ha explicitado para pulsos con envolvente gaussiana y se limita al ancho de la señal espacial. Si bien el resultado se puede extender a pulsos con otras formas, no se han analizado exhaustivamente los efectos que se pueden producir en el contraste y en la influencia del *chirp*.

El capítulo termina con las conclusiones generales del trabajo.

### 5.1. Introducción

En este capítulo se manipulan pulsos que se propagan sobre una recta (eje  $x$ ) en sentidos contrarios. La intensidad de cada uno tiene una extensión total a mitad de altura (FWHM) en el vacío o en el aire que se indicará con  $X$ ; su duración  $T$  será entonces,  $T = X/c$ . En un líquido de índice de refracción  $n$ , la duración no se altera, pero la extensión espacial se comprime hasta  $X/n$ , por la disminución en la velocidad de propagación desde  $c$  hasta  $c/n$ .

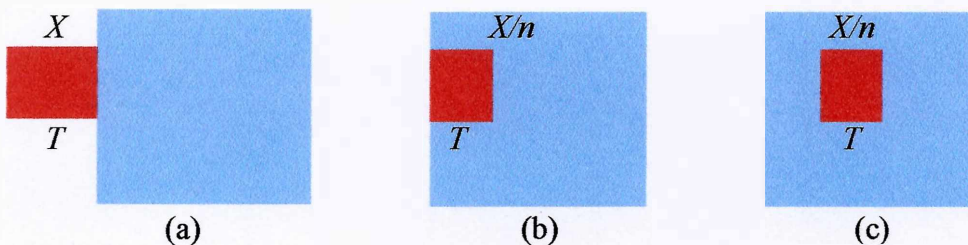


Fig. 5.1. Representación fotográfica de un pulso de duración  $T$  y extensión espacial  $X$ . a) Al llegar el borde de adelante a la zona de transición entre dos medios. b) Al llegar el borde de atrás a la zona de transición entre dos medios; el borde de adelante solo a recorrido la distancia  $X/n$ . c) De aquí en más, el pulso no se deforma y se propaga con una extensión  $X/n$

## 5.2. Pulsos contrapropagantes

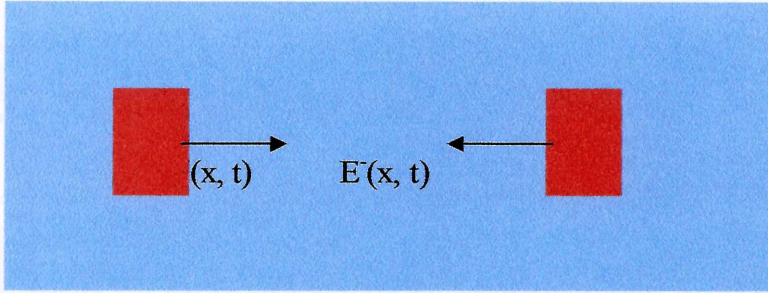


Fig. 5.2 Dos pulsos contrapropagantes en una cubeta.

En cualquier lugar de la cubeta y en cualquier tiempo, el campo eléctrico será,

$$E(x, t) = E^+ + E^-,$$

y la intensidad instantánea resulta,

$$I(x, t) \propto (E^+ + E^-)^2.$$

Por lo que la señal de fluorescencia, luego de la absorción de dos fotones, será

$$S(x, t) \propto I^2 \propto (E^+ + E^-)^4.$$

Cualquier detector que registre la fluorescencia, por ejemplo un fotodiodo, un chip CCD o una película fotográfica, tiene un tiempo de respuesta mucho mayor que la duración de cada pulso individual y que el tiempo que separará el paso de un pulso y del otro, si son repetitivos, por lo tanto la señal, en cada punto de la cubeta, integra o suma todas las contribuciones instantáneas,

$$S(x) \propto \int_{t=-\infty}^{t=+\infty} (E^+ + E^-)^4 dt. \quad (5.1)$$

La ecuación 5.1 será utilizada en la construcción del modelo numérico y en la del modelo analítico.

## 5.3. Modelo Numérico

Utilizaremos pulsos gaussianos con anchos FWHM indicados por T (temporal) y X (espacial). En estas condiciones podemos escribir

para el campo eléctrico de un pulso que se desplaza de izquierda a derecha,

$$E^+(x,t) = E_0 e^{-2\ln(2)\frac{(x-vt)^2}{X^2}} \text{sen}[k(x-vt) + \phi_+] = E_0 e^{-2\ln(2)\frac{(x-vt)^2}{X^2}} \text{sen}[kx - \omega_0 t + \phi_+],$$

y para el pulso que se propaga de derecha a izquierda,

$$E^-(x,t) = E_0 e^{-2\ln(2)\frac{(x+vt)^2}{X^2}} \text{sen}[k(x+vt) + \phi_-] = E_0 e^{-2\ln(2)\frac{(x+vt)^2}{X^2}} \text{sen}[kx + \omega_0 t + \phi_-],$$

Si elegimos el origen de la coordenada espacial en el lugar donde coinciden los pulsos en  $t = 0$ , las fases  $\phi_+$  y  $\phi_-$  son nulas.

Se realizaron simulaciones de la ec. 5.1 en una hoja de cálculo SigmaPlot utilizando las versiones 7, 8, 10 y 11. Alternativamente se empleo el programa MatLab para controlar la consistencia de los resultados. La estrategia del cálculo fue la siguiente,

1) En una grilla  $x-t$  se discretizaron los valor con un paso  $\delta x$  y  $\delta t$ , entre los límites  $-x_{\text{máx}}/2$  y  $x_{\text{máx}}/2$ , para  $x$  y  $-t_{\text{máx}}/2$  y  $t_{\text{máx}}/2$ , para el tiempo. Valores típicos para estos parámetros se muestran en la tabla siguiente,

	$x_{\text{máx}}, \mu\text{m}$	$t_{\text{máx}}, \text{fs}$	$\delta x, \mu\text{m}$	$\delta t, \text{fs}$	Número de puntos
Alta resolución	200	1000	0.2	1	$10^6$
Baja resolución	100	500	1	1	50.000

2) Una vez calculados los  $N$  valores de  $S(x, t)$  se suman todos los números sobre una columna para calcular  $S(x)$ ,

3) Se disminuye la resolución espacial hasta hacerla compatible con la resolución del medio de registro.

La salida del programa de cálculo es una matriz donde cada columna representa la señal en función del tiempo y cada fila la

señal en función de la posición en la celda. La representación tridimensional de  $S(x, t)$  se puede ver en la Fig. 5.3.

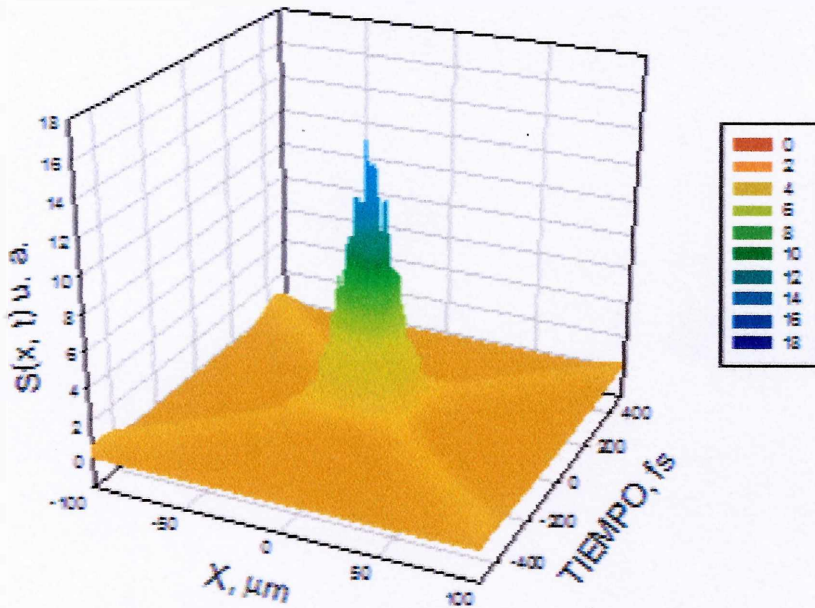


Fig. 5.3. Señal  $S(x, t)$  que resulta de la colisión de dos pulsos contrapropagantes de 100 fs en una cubeta con etanol.

Si bien esta representación tridimensional resulta atractiva desde el punto de vista teórico, no es útil para comparar con los resultados experimentales registrados en este caso con un chip CCD o CMOS que queda abierto un tiempo muy grande. Si sumamos todos los valores sobre una columna, podremos tener una mejor aproximación a la traza registrada por la cámara. Llamaremos  $S(x)$  o traza a esta señal. La Fig. 5.4 muestra los resultados para grillas con diferentes resoluciones espaciales.

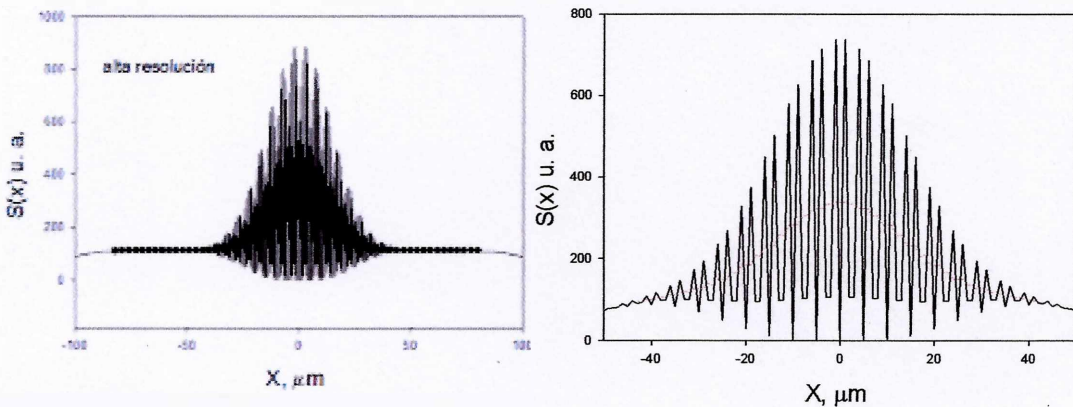
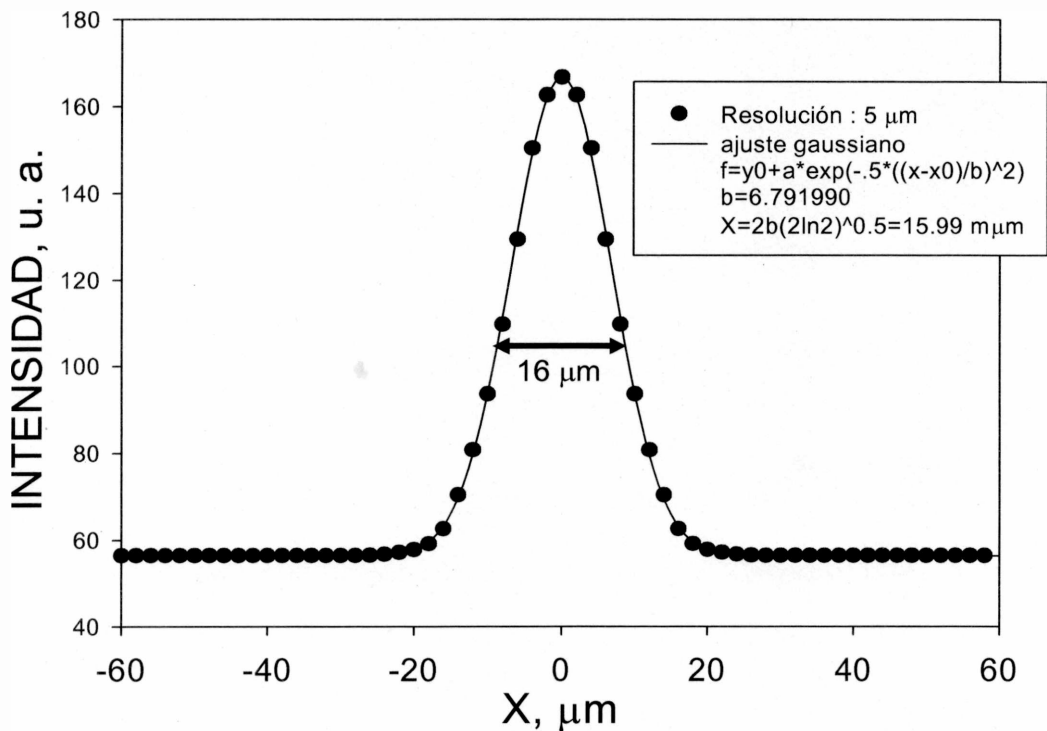


Fig. 5.4. Traza espacial  $S(x)$  para tres resoluciones espaciales; la línea suave, en el gráfico de la derecha corresponde a un promediado cada  $5 \mu\text{m}$ .

Aún en el caso de baja resolución ( $1 \mu\text{m}$ ), se distinguen las franjas de interferencia y el contraste propio de estos registros. Como en la mayoría de los casos la óptica o el medio de registro no tiene la capacidad de resolver las franjas, hemos simulado este fenómeno mediante un promediado sencillo de varios valores consecutivos. La Fig. 5.5 muestra un promediado que simula una resolución de  $5 \mu\text{m}$  junto a un ajuste gaussiano.



Este resultado parece mostrar que la traza espacial que generan pulsos gaussianos es también gaussiana. El ancho FWHM espacial que corresponde a pulsos de  $100 \text{ fs}$  en etanol resulta aproximadamente  $16 \mu\text{m}$ . Repitiendo la simulación para pulsos de diferente duración se obtienen los resultados de la Fig. 5.6. El resumen de los resultados que vinculan la duración de los pulsos con el ancho FWHM de las trazas espaciales permite escribir la transformación, válida para pulsos gaussianos en etanol,

$$T(\text{fs}) = 6.41 \times X(\mu\text{m}).$$

Un hecho muy importante que hay que estudiar es la influencia de la diferente intensidad de los pulsos contrapropagantes sobre las características de las trazas, especialmente el contraste y el ancho. La Fig. 5.7 (a) muestra como el contraste disminuye al reducirse la amplitud de uno de los pulsos. Sin embargo el ancho de la traza no cambia como puede verse en la Fig. 5.7 (b).<sup>1</sup> En este último caso las trazas se han normalizado y se ha restado el fondo para su comparación.

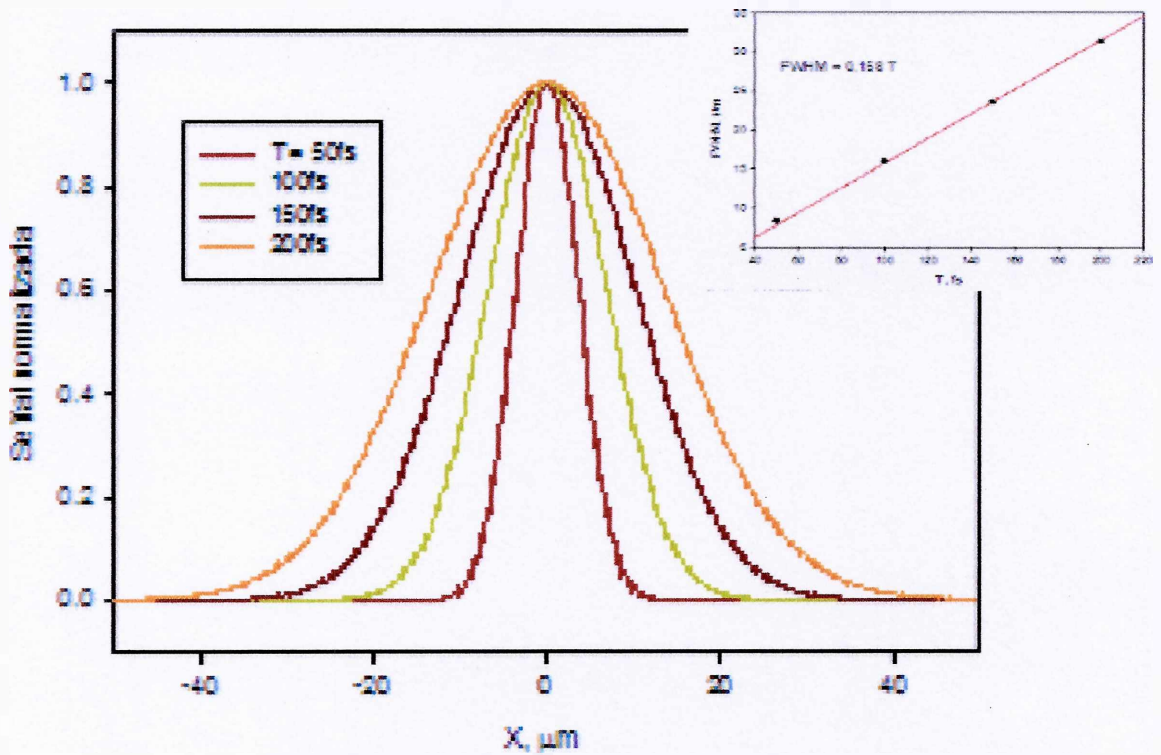


Fig. 5.6. Variación del ancho de la traza con la duración de los pulsos gaussianos. El inserto muestra la proporcionalidad entre ambos.

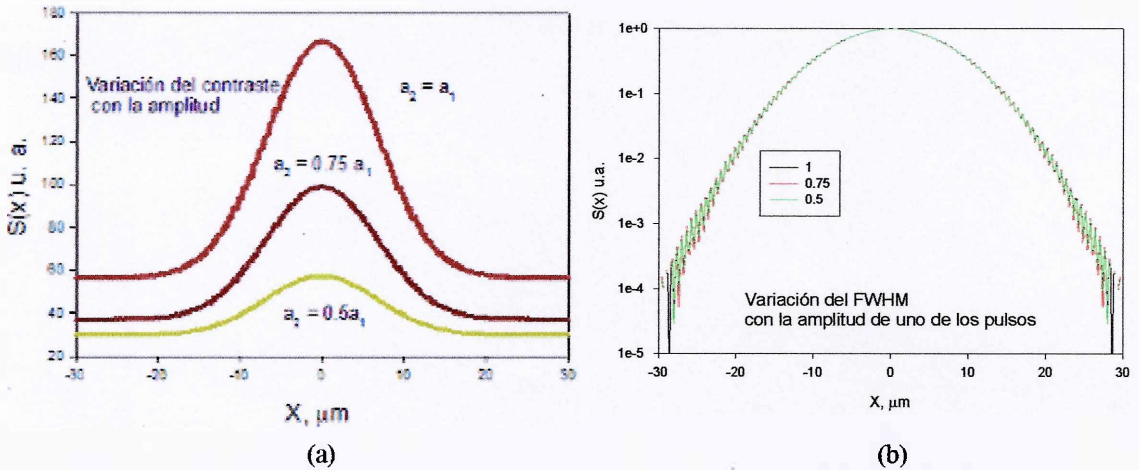


Fig. 5.7. (a) Disminución del contraste con la variación de la amplitud de uno de los pulsos. (b) Constancia del ancho de las trazas para distintas amplitudes de uno de los pulsos.

#### 5.4. Modelo Analítico

Repasemos el funcionamiento de un arreglo para caracterizar pulsos provenientes de un generador con alta velocidad de repetición.

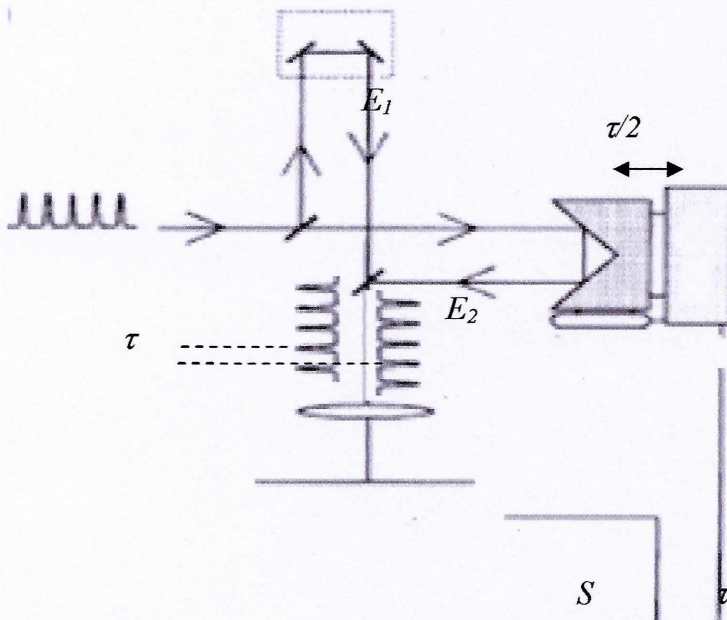


Fig. 5.8. Autocorrelador clásico.

Cualquiera sea la posición del elemento no lineal (cristal doblador, absorbente de dos fotones, etc) el campo eléctrico será,

$$E(t, \tau) = E_1 + E_2,$$

y la intensidad instantánea resulta,

$$I(t, \tau) \propto (E_1 + E_2)^2.$$

Por lo que la señal no lineal será,

$$S(t, \tau) \propto I^2 \propto (E_1 + E_2)^4.$$

Cualquier detector que registre la señal, por ejemplo un fotodiodo, un chip CCD o una película fotográfica, tiene un tiempo de respuesta mucho mayor que la duración de cada pulso individual y que el tiempo que separará el paso de un pulso y del otro, si son repetitivos, por lo tanto la señal, integra o suma todas las contribuciones instantáneas, y será proporcional a,

$$\int_{-\infty}^{\infty} |2E^4 + 4E^2(t)E^2(t - \tau) + 4E(t)E(t - \tau)[E^2(t) + E^2(t - \tau)] \cos[\omega\tau] + 2E^2(t)E^2(t - \tau) \cos[2(\omega\tau)]| dt. \quad (5.2)$$

Esta forma de la señal es muy parecida a la que hemos derivado para los pulsos contrapropagantes y que está materializada en la Ec. (5.1).

Haremos una comparación entre ambas configuraciones al menos en el caso simple de pulsos de la misma amplitud y sin *chirp*.

Tanto (5.1) como (5.2) muestran franjas de interferencia, que como ya hemos dicho se borrarán parcialmente en el caso de que los pulsos presenten *chirp*;

Para registrar (5.1) bastará con un solo pulso, mientras que (5.2) exige un pulso para cada punto ( $\tau$ ) del registro;

Si se promedian las franjas, (5.1) y (5.2) se pueden escribir,

$$S(x) \propto \int_{t=-\infty}^{t=+\infty} (I^2(t - x/v) + I^2(t + x/v) + 4I(t - x/v)I(t + x/v)) dt. \quad (5.3)$$

$$S(\tau) \propto \int_{t=-\infty}^{t=+\infty} (2I^2(t) + 4I(t)I(t - \tau)) dt. \quad (5.4)$$

De nuevo estas señales reducidas son muy parecidas, sin embargo hay una diferencia fundamental ya que la configuración para la cual es válida (5.4) corresponde a pulsos que se propagan en la misma dirección, mientras que (5.3) es válida para pulsos contrapropagantes.

Los dos primeros términos en (5.3) dan origen a una señal uniforme, independientemente del lugar y que llamaremos fondo. El tercer término es sólo importante cerca del lugar donde coinciden o se cruzan los pulsos. Si hacemos para cada valor de  $x$  una transformación,

$$t + x / v = t',$$

(5.3) se puede escribir,

$$S(x) \propto \int_{t=-\infty}^{t=+\infty} (I^2(t - x/v) + I^2(t + x/v)) dt + \int_{t=-\infty}^{t=+\infty} I(t - 2x/v) I(t') dt, \quad (5.4)$$

por lo que la señal espacial restada del fondo será igual a la autocorrelación de la forma temporal de la intensidad con la velocidad reducida a  $v/2$ . Por lo que, el ancho de la señal será la mitad del ancho de la autocorrelación de intensidad.<sup>1</sup>

Este último resultado es el que estamos buscando ya que proporciona un método sencillo para determinar la duración del pulso. Por supuesto que como en todos los métodos ópticos, la duración dependerá de la forma del pulso. Para pulsos gaussianos, como los que se utilizaron en el modelo numérico resulta,

$$\text{FWHM (traza espacial)} = \text{FWHM (autocorrelación)}/2 = \sqrt{2} \text{ FWHM intensidad} /2.$$

Que trasladado a la duración temporal queda,

$$X (\text{FWHM de la traza espacial}) = Tc/\sqrt{2}n, \quad (5.5)$$

o, alternativamente,

$$T (\text{FWHM de la intensidad del pulso}) = \sqrt{2}n X/c, \quad (5.6)$$

Un pulso de 100 fs en etanol producirá una traza de 15.6  $\mu\text{m}$ . Este resultado está en todo de acuerdo con el modelo numérico.

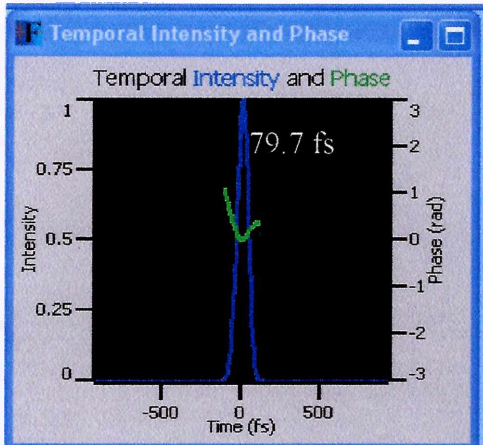
### 5.5. Comparación entre los resultados y las medidas brindadas por Grenouille

Durante el periodo de funcionamiento del láser Mai Tai, desde su instalación en setiembre de 2010 hasta marzo de 2013, se realizaron tres mediciones de la duración de los pulsos utilizando el instrumento Grenouille UPM-8-50 USB de Swamp Optics, que funciona con la técnica FROG.<sup>3</sup> Si bien ninguna de estas medidas fue simultánea con los registros obtenidos con la técnica descrita en este trabajo, los resultados nos pueden servir para hacer algunas comparaciones entre los dos métodos y ponderar la calidad de las mediciones brindadas por la nueva técnica.

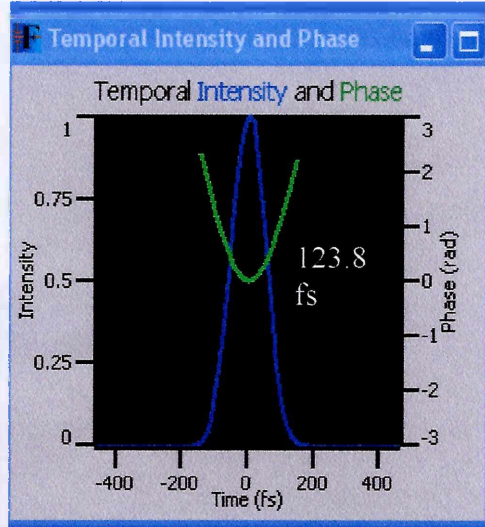
La Fig. 5.9 muestra los resultados de las tres mediciones realizadas con GRENOUILLE. La del 3 de mayo de 2010 corresponde al funcionamiento inicial del equipo luego de su instalación en setiembre de 2009 por el técnico de la fábrica. Podemos estimar que este comportamiento se mantuvo hasta abril de 2011, cuando se realizó un ajuste de la alineación de la cavidad, por parte del técnico local de la empresa vendedora. El resultado obtenido el 22 de octubre de 2012 corresponde a la situación posterior al servicio mencionado. Por último, en febrero de 2013 se realizó otro ajuste en la cavidad, por parte de un nuevo técnico local.

No sabemos si la duración de los pulsos se fue degradando paulatinamente o si los cambios fueron producto de las intervenciones puntuales.

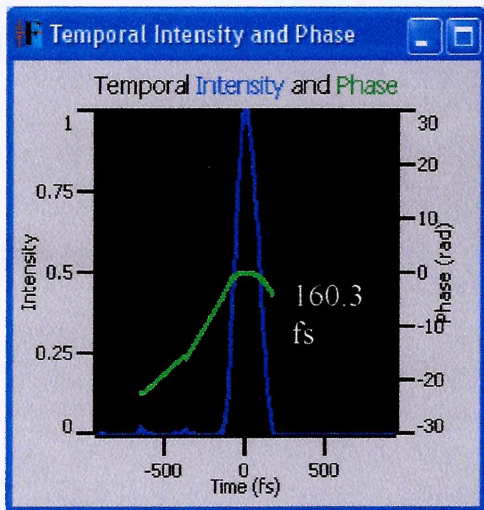
Los resultados del último ajuste no fueron satisfactorios y deben ser corregidos. En resumen, la duración de los pulsos se fue degradando desde los 80 fs iniciales hasta unos 160 fs en la actualidad. Como el ancho de banda de la emisión se mantuvo prácticamente constante en unos 13 nm, podemos decir que el problema se debe a la compensación incompleta del chirp producido por la automodulación de fase en la barra de zafiro y por lo tanto debe ser corregido con el movimiento de los prismas del compresor interno.



3 de mayo del 2010



22 de octubre de 2012



19 de marzo de 2013

Fig. 5.9. Mediciones con Grenouille.

La tabla siguiente compara estos resultados con las medidas realizadas con las trazas espaciales de la fluorescencia de dos fotones.

		2010	2011	2012	2013
Grenouille	FWHM, fs	79.7	¿?	123.8	160.3
Cámara genérica	X, $\mu\text{m}$		$34 \pm 7$		
	T, fs		$218 \pm 45$		
Cámara Nisuta	X, $\mu\text{m}$		$38 \pm 3$		
	T, fs		$244 \pm 19$		
Cámara Pulnix	X, $\mu\text{m}$			$22 \pm 2$	
	T, fs			$141 \pm 12$	

Tabla 5.1. Comparación entre los resultados de este trabajo y los obtenidos con el instrumento Grenouille.

Si comparamos el resultado obtenido con la traza espacial de la cámara Pulnix con la duración medida por Grenouille, la diferencia es alrededor del 13 %.

## 5.6. Conclusiones de este capítulo

Se ha demostrado que la traza espacial resultante de la fluorescencia inducida por la absorción de dos fotones en una geometría de haces contrapropagantes se puede utilizar para determinar la duración de pulsos ultracortos de luz. Independientemente de la forma de los pulsos, el modelo numérico instrumentado mostró que el ancho de la traza espacial es menor que el ancho de la autocorrelación de los pulsos. Para pulsos gaussianos se ha mostrado que la duración se debe calcular mediante la aplicación de la ecuación 5.6.

Los modelos muestran que pulsos gaussianos deben generar trazas espaciales gaussianas con contraste 1:3 si se borran o promedian las franjas. Una discrepancia entre las amplitudes de los pulsos contrapropagantes disminuye el contraste pero el ancho FWHM de la traza no se altera. Este resultado es particularmente importante en la caracterización de los pulsos.

Procesados los datos experimentales de acuerdo a los modelos desarrollados en este capítulo se encuentra una buena coincidencia con los encontrados con instrumentos muy elaborados y costosos.

## 5.7. Conclusiones generales de este trabajo

Este trabajo aporta un método extremadamente simple para caracterizar pulsos ultracortos de luz (PUL) que recuerda el funcionamiento de los correladores espaciales. Los correladores espaciales permiten operar sin partes móviles pero los más comunes utilizan dos haces que se cruzan formando un ángulo pequeño, de manera tal que se magnifica el ancho de la traza. En nuestro caso se ha elegido un arreglo de haces contrapropagantes por la disposición experimental encontrada en el espectrómetro de THz donde se debía encontrar la coincidencia de los pulsos.

Como los PUL experimentan modificaciones a lo largo de su propagación, tanto en materiales lineales como no lineales, nos hemos asegurado que ninguno de los dispositivos utilizados en los experimentos realizados en este trabajo puedan alterar sustancialmente las características de los pulsos que empleamos.

Se ha analizado en detalle el fenómeno no lineal de fluorescencia inducida por absorción de dos fotones. Como medio no lineal se empleó una solución de rodamina B que presenta fluorescencia inducida por absorción de dos fotones de 800 nm.

Se destacan las diferencias entre la geometría poco usual utilizada en el experimento y el funcionamiento de los correladores más usados en la caracterización de PUL. El uso de haces contrapropagantes tiene la dificultad de generar trazas de extensión reducida por lo que su registro se debe hacer con sistemas ópticos de cierta magnificación. Se han ensayado tres cámaras diferentes y dos estrategias distintas de calibración de la escala espacial. Se ha discutido la influencia de los parámetros experimentales sobre los resultados obtenidos, especialmente sobre el contraste de la traza y el ancho del mismo.

Se ha desarrollado un modelo numérico computacional que simula la señal espacial que resulta de la superposición antipropagante de dos PUL en el medio no lineal. Se ha demostrado que la traza espacial resultante de la fluorescencia inducida por la absorción de dos fotones en una geometría de haces contrapropagantes se puede utilizar para determinar la duración de pulsos ultracortos de luz. Independientemente de la forma de los pulsos, el modelo numérico instrumentado mostró que el ancho de la traza espacial es menor que el ancho de la autocorrelación de los pulsos.

Los modelos muestran que pulsos gaussianos deben generar trazas espaciales gaussianas con contraste 1:3 si se borran o promedian las franjas. Una discrepancia entre las amplitudes de los pulsos contrapropagantes disminuye el contraste pero el ancho FWHM de la traza no se altera. Este resultado es particularmente importante en la caracterización de los pulsos.

Procesados los datos experimentales de acuerdo a los modelos desarrollados se encontró una buena coincidencia con los brindados por instrumentos muy elaborados y costosos.

---

## 5.8. Bibliografía

- a) P. Sperber and A. Penzkofer, *Opt. Quantum Electron.* 18, 381 (1986).
- b) 5.2 <http://www.rp-photonics.com/autocorrelators.html>
- c) 5.3 R. Trebino et al., "Measuring ultrashort laser pulses in the time–frequency domain using frequency-resolved optical gating", *Rev. Sci. Instrum.* 68, 3277 (1997)