Biblioteca Digital
F C E N - U B A

BIBLIOTECA CENTRAL LUIS F LELOIR
BIBLIOTECA CENTRAL LELOIR
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES UBA

Tesis de Posgrado

Nuevos esquemas de conformación de pulsos láser ultracortos

González Inchauspe, C.M.

1997

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:
González Inchauspe, C.M.. (1997). Nuevos esquemas de conformación de pulsos láser ultracortos. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2933_GonzalezInchauspe.pdf

Cita tipo Chicago:
González Inchauspe, C.M.. "Nuevos esquemas de conformación de pulsos láser ultracortos". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1997. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2933_GonzalezInchauspe.pdf

EXACTAS UBA
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

UBA
Universidad de Buenos Aires

Dirección: Biblioteca Central Dr. Luis F. Leloir, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires. Intendente Güiraldes 2160 - C1428EGA - Tel. (++54 +11) 4789-9293

Contacto: digital@bl.fcen.uba.ar

NUEVOS ESQUEMAS DE CONFORMACIÓN DE PULSOS LÁSER ULTRACORTOS.

C. M. González Inchauspe

Director : O. E. Martínez

Laboratorio de Electrónica Cuántica.
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Universidad de Buenos Aires

Tesis para aspirar al título de Doctor en Ciencias Físicas

TEMA: NUEVOS ESQUEMAS DE CONFORMACIÓN DE PULSOS LÁSER ULTRACORTOS.

AUTOR: C. M. González Inchauspe

DIRECTOR : O. E. Martínez

LUGAR DE TRABAJO : Laboratorio de Electrónica Cuántica.
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Universidad de Buenos Aires

FECHA DE INICIACIÓN : 4/93

FECHA DE FINALIZACIÓN : 4/97

FECHA DE EXÁMEN :

Lic. Carlota González Inchauspe

Informe final aprobado por

Dr. OSCAR MARTÍNEZ
DIRECTOR

NUEVOS ESQUEMAS DE CONFORMACIÓN DE PULSOS LÁSER ULTRACORTOS.

C. M. González Inchauspe

Director : O. E. Martínez

RESUMEN

Se presentan en este trabajo nuevos sistemas para la expansión y recompresión temporal de pulsos ultracortos y la modulación de la fase espectral de los mismos.
De las distintas posibilidades que estos ofrecen, nos hemos abocado particularmente a sus aplicaciones en la técnica de amplificación de pulsos con barrido en frecuencia (CPA).
Se proponen sistemas para cada una de las etapas de la técnica de CPA: expansión, amplificación y recompresión de pulsos laser ultracortos. Con estos sistemas se han logrado resolver algunos de los problemas más críticos que aparecen en el proceso de amplificación de pulsos y que se traduce en pulsos mal conformados, ensanchados temporalmente y con colas que impiden su aplicación en ciertos experimentos.
Se ha hecho un análisis completo de los sistemas, estudiando sus efectos sobre el pulso. Estos efectos incluyen tanto la parte temporal y espectral como la espacial. Se estudian las posibles aberraciones que estos sistemas puedan introducir y se determinan los parámetros y condiciones de funcionamiento.

PALABRAS CLAVES.

Amplificación de pulsos con barrido en frecuencia - Dispersión en frecuencia - Expansión de pulsos laser ultracortos - Compresión de pulsos - Corrimiento de fase - Modulación de la fase espectral y temporal - Compensación de aberraciones - Redes de difracción - Dispersión en prismas -

DESIGN OF NOVEL SYSTEMS FOR ULTRASHORT LASER PULSE SHAPING.

C. M. González Inchauspe

Director : O. E. Martínez

ABSTRACT

We propose novel systems for the temporal stretching, compression and spectral phase modulation of ultrashort pulses.
Among the differents posibilities that these systems offer, we have aimed our work to its' apllicattions in the technique of chirped pulse amplification (CPA).
We have designed systems for each step in the CPA technique: stretching, amplification and recompression of femtosecond laser pulses. With these systems we have solved some of the most important problems that appear in the amplification of ultrashort pulses that give rise to the appearance of large temporal wings and an increased pulse duration.
We have made an exhausted and complete analisys of the systems, studing their effects on the pulse. These include the temporal and spectral effects as well as the spatial ones. The aberrations introduced by these systems have also been studied, determining the parameters and working conditions.

KEY WORDS

Chirped pulse amplification - Frequency dispersion - Laser pulse stretching - Pulse compression - Phase shift - Temporal and frequency phase modulation - Aberration compensation - Diffraction gratings - Prism dispersion -

AGRADECIMIENTOS

Quiero agradecer en primer término a Oscar Martínez por haberme formado durante estos últimos cinco años. Es una de las personas más brillantes, y de una integridad moral indiscutible. El tiempo libre que le dejan sus actividades a favor de la organización y crecimiento de la facultad y de nuestro laboratorio en particular, lo dedica a sus becarios. Es admirable el empuje que le da a los proyectos científicos, y la cantidad de ideas que propone, demostrando que es posible hacer cosas en nuestra facultad y en nuestro país. Nada es suficiente para compensar y agradecer lo que nos brinda.

Agradezco también haber conocido a Mario Marconi, quien también pone toda su inteligencia y su capacidad, brindándose incondicionalmente a todo el que lo necesita.

Junto a Mario y Oscar, mi profundo agradecimiento a muchos otros profesionales que de igual manera se entregan a la tarea de mantener, renovar y hacer crecer a esta facultad desde el punto de vista académico y científico. Sin ellos la facultad no existiría ó sólo sobreviviría en un estado lamentable.

Gracias a Gustavo. Él conoce todos los proyectos en que estamos involucrados cada uno de los integrantes del laboratorio. Siempre está dispuesto a ayudar, a discutir ideas y pensar soluciones para cada una de las pequeñas (ó grandes) dificultades que se presentan en cada paso de la concreción de un proyecto experimental.

Finalmente, gracias a todos los miembros del laboratorio, donde siempre reina la solidaridad, el compañerismo y el mejor buen humor, tan necesarios para que el trabajo se lleve a cabo con energía y optimismo.

Indice

RESUMEN pag. 1

INTRODUCCIÓN pag. 1

CAPÍTULO 1

ANTECEDENTES
1.1- Distorsión de pulsos por dispersión en frecuencia. pag. 3
1.2- Dispersión de segundo y tercer orden en un medio material. pag. 5
1.3- Dispersión negativa de segundo orden por refracción o difracción. pag. 5
1.4- Aplicaciones de compresores y expansores. pag. 12
1.4.1- Compensación de términos de fase de alto orden en láseres de pulsos ultracortos. pag. 12
1.4.2- Amplificación de pulsos con barrido en frecuencia: CPA pag. 13

CAPÍTULO 2

EXPANSOR DE REDES CURVAS PARA LA AMPLIFICACIÓN DE PULSOS CON BARRIDO EN FRECUENCIA (CPA). pag. 19
2.1- Análisis del expansor pag. 19
2.2- Dispersión en el retardo ó demora de grupo. pag. 22
2.3- Acople entre el expansor de redes curvas y el compresor de redes planas paralelas. pag. 23
2.4- Ejemplos. pag. 25
2.5- Dimensiones físicas del sistema pag. 31
2.6- Análisis de las aberraciones introducidas por el expansor. Condiciones sobre los parámetros de sus componentes ópticas. pag. 31

CAPÍTULO 3

COMPRESOR DE REDES PLANAS CON COMPENSACIÓN DE DISPERSIONES HASTA CUARTO ORDEN EN FRECUENCIA. pag. 42
3.1- Ecuaciones de la red y fórmulas de dispersión hasta 4° orden. pag. 43
3.2- Resultados y ejemplos. pag. 45

CAPÍTULO 4

SISTEMA PARA EL AJUSTE DE TÉRMINOS DE FASE DE HASTA TERCER ORDEN EN FRECUENCIA EN CPA. pag. 52
4.1- Descripción del amplificador regenerativo. pag. 52
4.2- Descripción del sistema para el ajuste de la fase a tercer orden en frecuencia en pulsos de femtosegundos. pag. 54
4.3- Cálculo de las dispersiones de segundo y tercer orden. pag. 54
4.4- Determinación de parámetros. pag. 59
4.5- Elección de las mejores configuraciones y materiales para los prismas y lentes. pag. 62
4.6- Resultados y ejemplos. pag. 63
4.7- Ajuste de dispersiones hasta tercer orden en frecuencia con el sistema de lentes en el amplificador regenerativo del sistema de CPA. pag. 64
4.8- Aberraciones esférica y cromática. pag. 73

5- CONCLUSIONES pag. 76

Apéndice 1- Matrices correspondientes a varias componentes ópticas. pag. 82

Apéndice 2- Refracción en lentes. Condiciones para la validéz de la aproximación de lente delgada. pag. 84

7- REFERENCIAS pag. 88

RESUMEN

Se presentan en este trabajo nuevos sistemas para la expansión y recompresión temporal de pulsos ultracortos y la modulación de la fase espectral de los mismos.
De las distintas posibilidades que estos ofrecen, nos hemos abocado particularmente a sus aplicaciones en la técnica de amplificación de pulsos con barrido en frecuencia (CPA).
Se proponen sistemas para cada una de las etapas de la técnica de CPA: expansión, amplificación y recompresión de pulsos laser ultracortos. Con estos sistemas se han logrado resolver algunos de los problemas más críticos que aparecen en el proceso de amplificación de pulsos y que se traduce en pulsos mal conformados, ensanchados temporalmente y con colas que impiden su aplicación en ciertos experimentos.
Se ha hecho un análisis completo de los sistemas, estudiando sus efectos sobre el pulso. Estos efectos incluyen tanto la parte temporal y espectral como la espacial. Se estudian las posibles aberraciones que estos sistemas puedan introducir y se determinan los parámetros y condiciones de funcionamiento.

INTRODUCCIÓN

El presente trabajo está dirigido al diseño, análisis y caracterización de sistemas que modifican en fase el espectro en frecuencia de pulsos laser ultracortos, y como consecuencia, su perfil temporal.

El gran ancho de banda de los pulsos de subpicosegundos en combinación con la modulación de la fase, da como resultado un pulso en el cual tiempo y frecuencia están conectados en una forma bien definida. A lo largo del pulso ocurre un continuo barrido en frecuencia desde las bajas hasta las altas frecuencias o viceversa. Los pulsos con barrido en frecuencia controlado tienen un gran potencial en estudios químicos con laser [1-2], excitación óptica selectiva [3-4], estudios de dinámica óptica (en especial, dinámica de moléculas en líquidos) y espectroscopía no lineal ultrarápida [5-11], y en la amplificación de pulsos (CPA) [12-14].

Existe un gran interés en sintetizar pulsos ultracortos con formas temporales apropiadas, para estudiar comunicaciones ópticas de alta velocidad a larga distancia [15-17], óptica no lineal en fibras [18-20] y espectroscopía resuelta en el tiempo [19,21-23].

La técnica más usada de conformación temporal de pulsos se basa en el filtrado de las componentes en frecuencia del pulso. En esta técnica se usa una red de difracción y una lente o espejo curvo para generar una imágen del espectro de frecuencias del pulso laser ultracorto (transformada de Fourier). En el plano imágen, las componentes espectrales se

encuentran separadas espacialmente y pueden ser manipuladas con una máscara apropiada. Las componentes en frecuencia filtradas son luego recombinadas con una segunda lente y red (antitransformada de Fourier), generando un pulso conformado en el dominio temporal [24-26].
El mismo principio constituye también la base de métodos para la caracterización de pulsos cortos mediante la medición de amplitud y fase [27]

En este trabajo se presentan sistemas novedosos diseñados para ser utilizados en la expansión y recompresión de pulsos en la técnica de amplificación de pulsos con barrido en frecuencia: CPA.
El capítulo 2 describe un nuevo diseño de expansor, analizando las dispersiones en frecuencia que introduce y su acople con el compresor. Se analizan sus ventajas respecto de otros sistemas propuestos. El capítulo 3 muestra como es posible compensar términos de fase hasta cuarto orden en frecuencia con el compresor. En el capítulo 4 se describe un sistema de sintonía fina para ser utilizado en el amplificador regenerativo. Este sistema permite compensar distorsiones de fase hasta tercer orden en frecuencia, que resulten como consecuencia de un acople no perfecto entre expansor, amplificador y compresor. Este sistema puede ser aplicado también para compensar términos de fase en la generación de pulsos ultracortos en cavidades láser.

En todos los diseños hemos priorizado el uso de elementos ópticos convencionales y relativa facilidad en la alineación.
Hemos hecho análisis teóricos y numéricos para determinar los parámetros de ajuste de los sistemas que llevan a compensar dispersiones de alto orden y permiten la obtensión de pulsos ultracortos bien conformados, sin distorsiones de fase.
Hemos estudiado las aberraciones cromáticas y esféricas que puedan afectar el modo espacial y la duración temporal del pulso.

CAPÍTULO 1

ANTECEDENTES

Creo necesario introducir algunos conceptos que constituyen la base teórica en que se fundamenta el diseño y funcionamiento de los sistemas que en esta tesis se presentan.

1.1- Distorsión de pulsos por dispersión en frecuencia.

Supongamos un pulso gausiano en el tiempo, de ancho τ, cuyo campo eléctrico está descripto por:

$$E(t) = E_o \, e^{-\frac{t^2}{2\tau^2}} \tag{1}$$

Su espectro en frecuencia es la transformada de Fourier de (1)

$$E(w) = E_w \, e^{-\frac{w^2\tau^2}{2}} \tag{2}$$

Al atravesar un medio dispersivo, éste introduce en el espectro del pulso una fase $\phi(w)$ que puede desarrollarse en serie de Taylor alrededor de la frecuencia central w_o:

$$\phi(w) = \phi_0 + \phi^{(1)}(w - w_o) + \frac{\phi^{(2)}(w - w_o)^2}{2} + \frac{\phi^{(3)}(w - w_o)^3}{6} + \frac{\phi^{(4)}(w - w_o)^4}{24} \ldots \tag{3}$$

Donde $\phi^{(n)}$ es la derivada de orden n de la fase respecto de la frecuencia, evaluada en la frecuencia central w_o.

La derivada primera de este corrimiento de fase introducido al pulso representa el retardo o demora de grupo T de las distintas componentes espectrales:

$$T = \frac{d\phi}{dw} = \phi^{(1)} + \phi^{(2)}(w - w_o) + \ldots \tag{4}$$

Cuando el corrimiento de fase $\phi(w)$ no es lineal con la frecuencia, el retardo es función de la frecuencia, con lo cual se tiene una dispersión en la demora de grupo. Esto da lugar a una distorsión de la envolvente del pulso.
Las derivadas segunda, tercera y cuarta de $\phi(w)$ representan las dispersiones de segundo, tercer y cuarto orden en frecuencia.

El espectro en frecuencia luego del corrimiento de fase es:

$$E'(w) = E_w \, e^{-\frac{w^2 \tau^2}{2}} \, e^{i \phi(w)}$$

Si consideramos los términos lineal y cuadrático en w en la expresión (3) se tiene, por transformada de Fourier:

$$E'(t) = E_o \, e^{-\frac{(t-\phi^{(1)})^2}{2\tau'^2}} \, e^{-i\frac{t^2 \mu}{2}} \tag{5}$$

donde

$$\tau' = \tau \left(1 + \frac{(\phi^{(2)})^2}{\tau^4}\right)^{1/2} \tag{6}$$

$$\mu = \frac{\phi^{(2)}}{\tau^4 + (\phi^{(2)})^2}$$

El término lineal en la fase ($\phi^{(1)}$) sólo genera un corrimiento del pulso sin afectar su longitud temporal. El término de segundo orden $\phi^{(2)}$ es la dispersión en la demora de grupo y es el término más importante responsable del es En el ejemplo que aquí analizamos el pulso se ensancha independientemente del signo de $\phi^{(2)}$. Esto es así porque comenzamos con un pulso limitado por transformada. Si a este pulso ensanchado se le sumara ahora una dispersión de segundo orden de signo opuesto, se podría revertir el proceso, recomprimiendo el pulso a su duración original.

El término de fase residual en la ecuación (5),

$$\psi = \frac{t^2 \mu}{2}$$

representa un barrido lineal en frecuencia cuyo signo está definido por el signo de la dispersión de segundo orden $\phi^{(2)}$. Definiendo la frecuencia instantánea como $w_i = \frac{d\psi}{dt}$ resulta:

$$w_i = \mu \, t = \frac{\phi^{(2)}}{\tau^2 \, \tau'^2} \, t \tag{7}$$

Cuando $\phi^{(2)} > 0$ las frecuencias más altas sufren un retardo mayor (ecuación 4). Esto significa que a tiempos mayores se tiene una frecuencia instantánea mayor (ecuación 7). El pulso presenta un barrido en frecuencia positivo.

Una fuente de dispersión en la demora de grupo es la propagación a través de un material dispersivo con $\frac{d^2n}{dw^2} \neq 0$. Para materiales usuales y en el rango de longitudes de onda visible el signo de la dispersión de segundo orden es positivo.

El signo opuesto se obtiene por dispersión angular en sistemas como prismas o redes de difracción. La primera aplicación de esta dispersión fue para compensar la dispersión de materiales y recuperar un pulso más corto.
Pulsos con barrido en frecuencia positivo y negativo se muestran en la figura 1-a) y 1-b) respectivamente.

En la figura 2 se muestra el efecto que las dispersiones de distinto orden tienen sobre la forma temporal de un pulso corto.

1.2- Dispersión de segundo y tercer orden en un medio material.

La fase introducida a un pulso al atravesar un medio material de índice de refracción n(w) y longitud l_m es:

$$\phi_m = \frac{w\, n(w)\, l_m}{c} \tag{8}$$

donde $w = \frac{2\pi c}{\lambda}$ es la frecuencia del pulso y λ su longitud de onda.

Las dispersiones de segundo y tercer orden resultan:

$$\frac{d^2\phi_m}{dw^2} = \phi_m^{(2)} = \frac{\lambda^3}{2\,\pi c^2}\, l_m\, \frac{d^2n}{d\lambda^2} > 0 \tag{9}$$

$$\frac{d^3\phi_m}{dw^3} = \phi_m^{(3)} = -\frac{\lambda^4}{2\,\pi^2 c^3}\, l_m \left(3\,\frac{d^2n}{d\lambda^2} + \lambda\,\frac{d^3n}{d\lambda^3}\right) > 0 \tag{10}$$

Para los materiales comunes, en el rango visible la dispersión de segundo orden resulta positiva como se deduce de la dependencia del índice de refracción con la longitud de onda (figura 3).

1.3- Dispersión negativa de segundo orden por refracción o difracción.

Consideremos una onda difractada ya sea por un sistema de redes de difracción (figura 4-a) ó prismas (figura 4-b).
El haz incide en la primera superficie difractora en el punto A que se toma como referencia

Distorsión de pulsos por dispersión en frecuencia

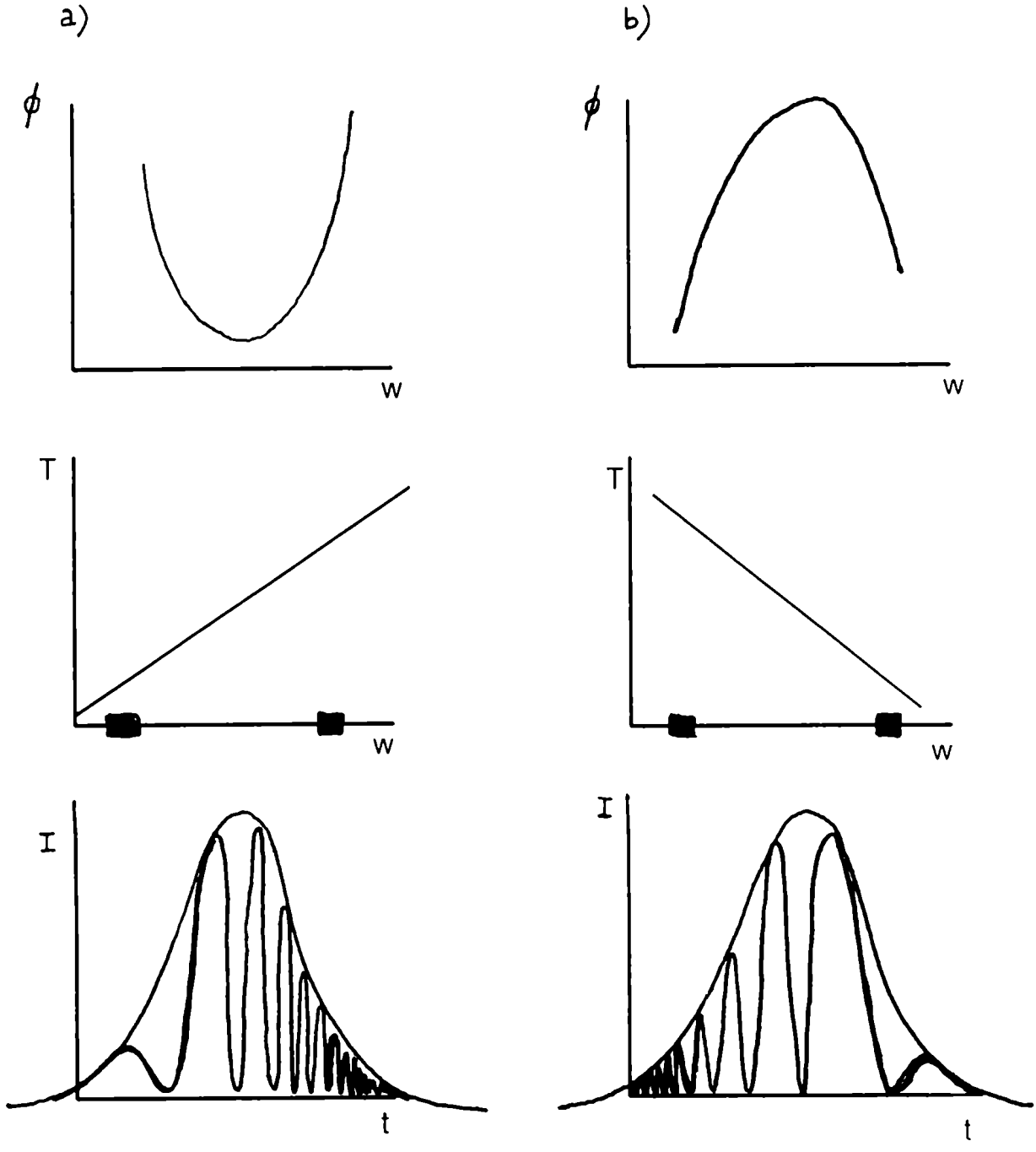


Fig.1-a) Pulso con barrido en frecuencia positivo. Cuando la dispersión de segundo orden en frecuencia es positiva ($\phi^{(2)} > 0$) las frecuencias más altas tienen un mayor retardo, es decir que a tiempos mayores se tiene una frecuencia instantánea mayor.
b) Pulso con barrido en frecuencia negativo. Cuando $\phi^{(2)} < 0$, las frecuencias más altas se adelantan respecto de las más bajas.

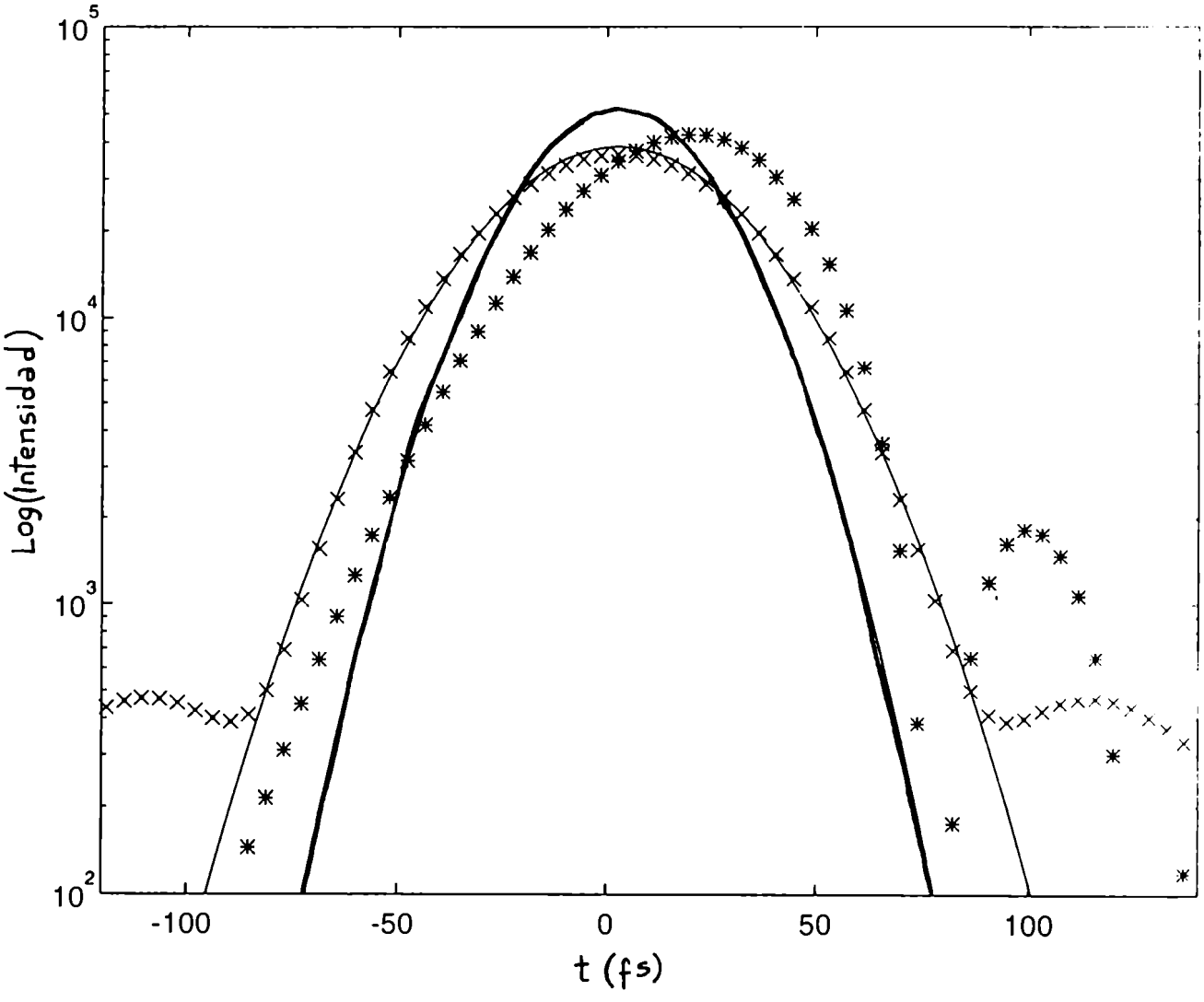


Fig.2- Efecto de la dispersión en frecuencia de distintos órdenes, en la forma y duración temporal de un pulso de 30fs.

—— Pulso limitado por transformada τ=30fs.

—— Pulso con barrido en frecuencia de 2° orden, $\phi^{(2)}$=400fs^2.

***** Pulso con barrido en frecuencia de 3er orden, $\phi^{(3)} = 20^3 fs^3$.

xxxxx Pulso con barrido en frecuencia de 4° orden, $\phi^{(4)} = 20^4 fs^4$

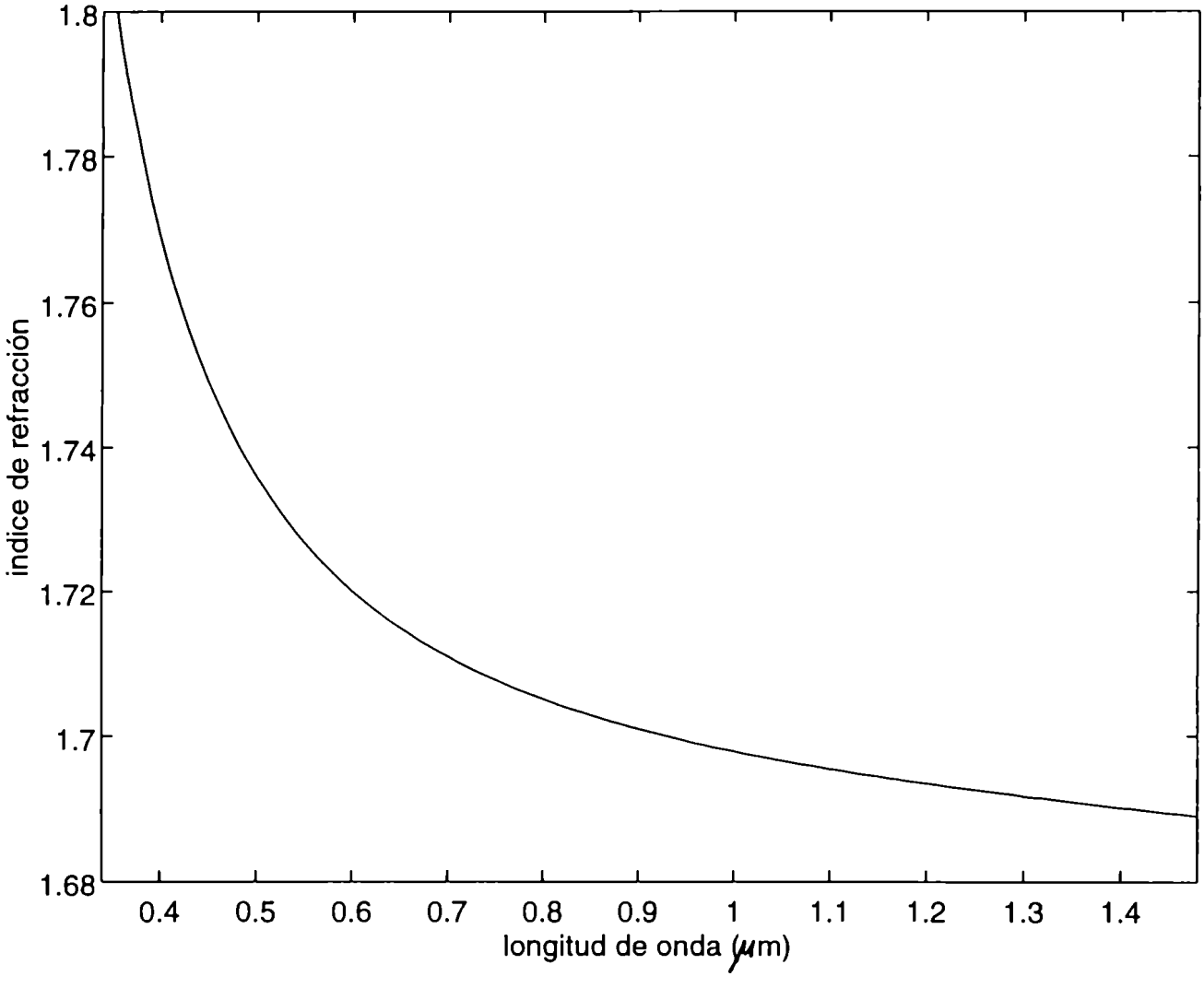


Fig.3- Dependencia del índice de refracción con la longitud de onda en la mayoría de los materiales comunes.

para determinar la demora de fase de las diferentes componentes en frecuencia. Todos los vectores de onda incidentes lo hacen con el mismo ángulo γ. El ángulo de difracción θ depende de la frecuencia y se mide respecto de un eje arbitrario, indicado por el vector $\overline{AB}$ en la figura 4. En el caso del sistema de prismas se ha elegido el camino que sigue le frecuencia central, y en el sistema de redes, la distancia entre los planos de las mismas.
A medida que el pulso se propaga alejándose de la superficie, la dispersión angular y por ende la dispersión en la demora de grupo se incrementa linealmente con la distancia. Para congelar la dispersión en un determinado valor debe ubicarse una segunda superficie dispersiva paralela a la primera y con dispersión opuesta. Para ello, los ángulos de incidencia y refracción deben ser intercambiados. El punto C es la intersección de la dirección del vector de onda $\vec{k}$ con la segunda superficie difractora. Usaremos el punto B como referencia para el haz emergente. Luego de la segunda superficie, todas las componentes de frecuencia salen paralelas entre sí, y no se acumula más retardo de fase. Por consiguiente, la demora de fase entre el frente de ondas incidente en el punto A y el frente de fase emergente en B es simplemente la acumulada entre A y B' (donde B y B' pertenecen al mismo frente de ondas). Este retardo de fase depende de la frecuencia w de la onda propagándose en la dirección $\vec{k}$, y está dado por el camino óptico AB'= $L\cos\theta$, donde L es la distancia entre A y B.

$$\phi = \frac{L\cos\theta\, w}{c}$$

Hallando la derivada segunda de la fase se obtiene la dispersión de segundo orden $\phi^{(2)}$, que resulta negativa para todos los ángulos de difracción físicamente posibles.

$$\phi^{(2)} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} L \left[-\cos\theta \left(\frac{d\theta}{d\lambda}\right)^2 - sen\theta \frac{d^2\theta}{d\lambda^2} \right] < 0 \qquad (11)$$

Bajo ese principio, Martínez [28-29] diseñó un sistema de prismas que incluídos dentro de cavidades láseres permite compensar la dispersión introducida por el material del medio activo y obtener pulsos de femtosegundos.

Dispersión en prismas

Para el cálculo de las dispersiones en un sistema de prismas de índice de refracción n_p, tomaremos como eje de referencia para la medición de los ángulos de difracción el camino que sigue la frecuencia central, que por conveniencia haremos pasar por los vértices de los prismas. De esta manera, en la ecuación (11) se tiene θ=0, al evaluar en la frecuencia central. Aplicando la ley de Snell, y para el caso habitual en que los prismas son usados en ángulo de Brewster (haciéndolo coincidir con el ángulo de desviación mínima), resulta:

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = 2\,\frac{dn_p}{dw}$$

Si se incluye además de la dispersión angular, la dispersión debida al material de los prismas, las dispersiones de segundo y tercer orden resultan:

$$\phi^{(2)}_{prism} = \frac{\lambda^3}{2\,\pi c^2}\left[\frac{d^2n_p}{d\lambda^2}\,(y_1 + y_2) - 4\,(\frac{dn_p}{d\lambda})^2\,l_p\right]$$

$$\begin{aligned}\phi^{(3)}_{prism} = & -\frac{\lambda^4}{2\,\pi^2\,c^3}\left\{\left(3\,\frac{d^2n_p}{d\lambda^2} + \lambda\,\frac{d^3n_p}{d\lambda^3}\right)(y_1 + y_2)\right. \\ & \left. - 12\,l_p\left[(\frac{dn_p}{d\lambda})^2 + \lambda\,\frac{dn_p}{d\lambda}\,\frac{d^2n_p}{d\lambda^2}\right]\right\}\end{aligned}$$

Los términos multiplicados por el camino óptico intraprisma $y_1 + y_2$ corresponden a la dispersión positiva que el pulso adquiere al atravesar el material de los prismas. Los términos multiplicados por la distancia entre prismas l_p corresponden a la dispersión negativa originada en la dispersión angular.

Dispersión en redes

Para un par de redes de difracción ubicadas en forma paralela entre sí, los ángulos serán medidos respecto de la normal a las redes. Partiendo de la ecuación de las redes

$$sin\gamma - sin\theta = \frac{m\,\lambda}{d'} = m\,\frac{w'_g}{w} \tag{12}$$

se encuentran las siguientes expresiones para las dispersiones de segundo y tercer orden:

$$\phi^{(2)}_P = -\frac{2\,Z}{c\,w}\,\frac{w'^{\,2}_g}{w^2}\,\frac{1}{\cos^3\theta} < 0$$

$$\phi^{(3)}_P = -\frac{3\,\phi^{(2)}_P}{w}\,\frac{(1 - sen^2\gamma + \frac{w'_g}{w}\,sen\gamma)}{\cos^2\theta} > 0$$

Donde hemos definido $w'_g = \frac{\lambda}{d'}$, d' es el espaciado entre surcos de la red, γ el ángulo de incidencia, θ el ángulo de difracción y Z la distancia entre los planos de las redes.

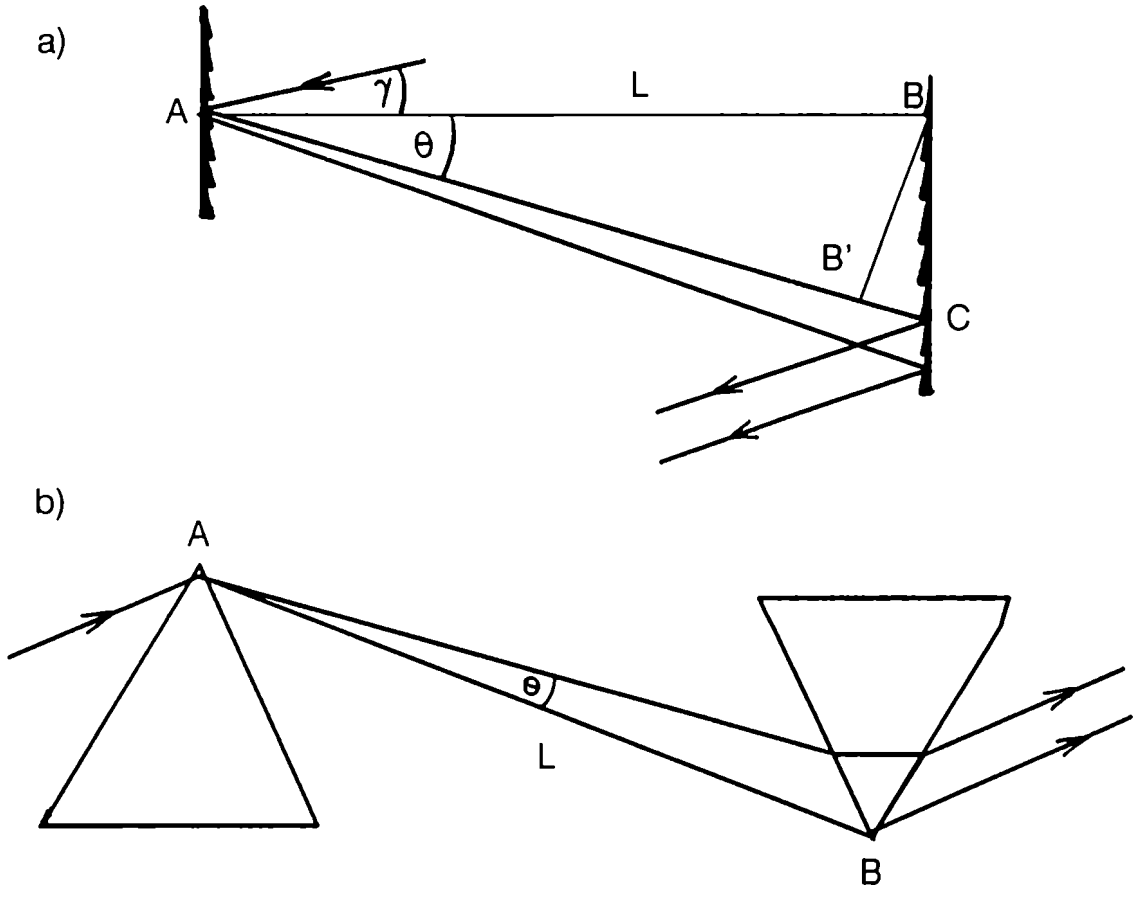


Fig.4- a) Difracción en un par de redes paralelas.
b) Difracción en un sistema de prismas de índice n_p.
Todos los vectores de onda inciden con el mismo ángulo γ. El ángulo de difracción θ depende de la frecuencia. Luego de la segunda superficie, todas las componentes de frecuencia salen paralelas entre sí, y no se acumula más retardo de fase. Por consiguiente, la demora de fase entre el frente de ondas incidente en el punto A y el frente de fase emergente en B es simplemente la acumulada entre A y B' (donde B y B' pertenecen al mismo frente de ondas), y está dada por el camino óptico AB'=L cosθ, donde L es la distancia entre A y B.

1.4- Aplicaciones de compresores y expansores

Los sistemas expansores y compresores de pulsos laser son herramientas rutinarias para la compensación del barrido en frecuencia de pulsos ultracortos.
Aplicaciones típicas que requieren grandes factores de compresión son :

a- La generación de pulsos de subpicosegundos [30].

b- La amplificación de pulsos con barrido en frecuencia (CPA) [12-14].

c- En comunicaciones ópticas: compensación de la dispersión y recompresión de pulsos a la salida de fibras [15-17]. La presencia de términos de fase de cualquier orden en frecuencia en los pulsos limita seriamente el desempeño de sistemas solitónicos.

Brevemente referiremos algunos antecedentes en estos campos.

1.4.1- Compensación de términos de fase en frecuencia, en láseres de pulsos ultracortos.

El creciente interés en las aplicaciones de pulsos laser de femtosegundos ha llevado a poner un gran esfuerzo en tratar de conseguir pulsos lo más cortos posible, ya que el ancho de banda de ciertos medios activos, por ejemplo el Titanio-Zafiro, admite la generación de pulsos por debajo de los 10fs.

El principio de funcionamiento de los láseres de femtosegundos se basa en el efecto Kerr: automodulación de fase (SPM) y autoenfoque (SF) en el medio de ganancia. Este principio de funcionamiento recibe el nombre de "Self mode locking" [31] ó "Kerr lens mode locking" [32].
Para generar pulsos cortos es indispensable compensar la dispersión de segundo orden en frecuencia introducida por el material del medio activo. Como se mencionó, la primera solución a este problema fue introducida por Martínez [28-29] al demostrar que la dispersión angular generada por un sistema de prismas da lugar a una dispersión de segundo orden (SOD) de signo opuesto a la generada por cualquier material. A partir de entonces, la mayoría de las cavidades laser de pulsos de subpicosegundos incluyen un par de prismas ubicados en ángulo de Brewster.
Se ha verificado que los láseres solitónicos generan los pulsos más cortos cuando la SOD neta en la cavidad es negativa y lo más chica posible [33].
La reducción de la SOD requiere a su vez una dispersión de tercer orden (TOD) baja [34]. La mayor contribución a la TOD proviene de la refracción en los prismas (negativa) y de la dispersión del material de los prismas y el medio activo (positiva). Para una longitud

de onda de 800nm la fuente de TOD dominante es la refracción, con lo cual la dispersión neta en la cavidad es negativa [35].

Los términos de fase de tercer orden en frecuencia y superiores limitan la duración y fidelidad en la forma temporal de los pulsos generados. Este efecto ha sido estudiado analítica y numéricamente por varios autores [36-39]

Curley et al [40] mostraron evidencia experimental del papel dominante de la dispersión de tercer orden (TOD) como factor limitador del ancho de pulso mínimo obtenible.

Varias técnicas se han propuesto para tratar de minimizar la TOD. Estas incluyen:

1- minimizar la cantidad de material dentro de la cavidad láser y elegir materiales adecuados para los prismas, que presenten una TOD baja comparada con la SOD [41-47].

2- Uso de materiales no comunes para los prismas [41,43,48].

3- Uso del interferómetro diseñado por Gires y Tornois dentro de la cavidad [49-51].

4- Trabajar muy cerca del cero de la SOD [52].

5- Uso de espejos dieléctricos especiales como fuente de dispersión de segundo orden negativa, en reemplazo de los prismas [53-54]. Son espejos multicapas en los cuales el período se varía monotonamente a lo largo del proceso de deposición. Esto resulta en una profundidad de penetración que varía con la longitud de onda de manera de lograr una SOD constante, que no genere dispersión de tercer orden.

Lemoff et al [55] mostraron que para un amplio rango de longitudes de onda, es posible eliminar las dispersiones de segundo y tercer orden mediante la correcta elección del vidrio de los prismas, separación entre prismas y cantidad de material del prisma atravesado por el haz láser para cada material láser específico. En particular, se encontró que el BeO era el único material para prismas que exhibía este comportamiento cerca del pico de ganancia del Ti:Zafiro. Este material es por añadidura practicamente imposible de encontrar en calidad óptica.

1.4.2- Amplificación de pulsos con barrido en frecuencia:CPA

La amplificación de pulsos láser con barrido en frecuencia, técnica conocida como "Chirped Pulse Amplification" (CPA) [12-14], ha permitido obtener pulsos de femtosegundos con potencias pico del orden de terawatts. Estos pulsos ultracortos de alta potencia se usan en gran cantidad de estudios que involucran su interacción con la materia, como la generación de armónicos de órdenes superiores [56-60] y la generación de plasmas de alta densidad y emisión de pulsos de rayos x ultrarápidos [61-69].

En la técnica de amplificación de pulsos se llevan a cabo las siguientes etapas:

1- Expansión temporal de los pulsos en un factor mayor de 10^3, a duraciones mayores de 150ps, en un expansor. La finalidad de esto es reducir la intensidad pico de los pulsos evitando daños y efectos no lineales en el medio amplificador.

2- Amplificación mediante sucesivos pasajes a través de un cristal dopado en un amplificador regenerativo.

3- Recompresión "ideal" del pulso a su duración original, en un compresor.

Los sistemas de compresión y expansión de pulsos están basados en la dispersión angular de frecuencias que ocurre en una serie de prismas ó redes de difracción. Esta dispersión angular da lugar a una variación del retardo temporal, en función de la frecuencia. El pulso adquiere un barrido en frecuencia positivo o negativo, según el signo de la dispersión de segundo orden impartida por el expansor o compresor, y se ensancha o se comprime según el barrido en frecuencia que tiene antes de ingresar a dichos sistemas.
Para que la recompresión del pulso al límite dado por la transformada de Fourier sea perfecta, el retardo introducido al pulso por el expansor debería tener una dependencia funcional con la frecuencia igual y de signo opuesto a la introducida por el compresor.
Desafortunadamente, en la mayoría de los sistemas, esta dependencia en frecuencia resulta no lineal, y en el diseño de los mismos se trata de lograr la compensación hasta el mayor orden en frecuencia posible. También el medio amplificador introduce términos de fase de alto orden que deben ser compensados.

Inicialmente, la técnica de CPA se realizaba estirando los pulsos usando la dispersión positiva del material de una fibra óptica, y luego de la amplificación se los recomprimía con el compresor de redes planas paralelas implementado por Treacy et.al. [70]. El esquema de este compresor es el esquematizado en la figura 5.
Sin embargo, la falta de compensación de la dispersión de tercer orden en el sistema (tanto la fibra como las redes de difracción introducen una dispersión de tercer orden positiva), limitaba la duración de los pulsos a aproximadamente 2ps [71].

Introduciendo un telescopio entre las redes, Martínez [72] diseñó un expansor que tiene una dependencia funcional con la frecuencia igual y de signo opuesto a la del compresor de Treacy. En la figura 6 se esquematizan dos arreglos equivalentes de este expansor. La inclusión del telescopio hace que la distancia efectiva entre redes que contribuye a la dispersión sea $L_{ef} = s_1 + s_2 - f_1 - f_2$, donde f_1 y f_2 son las distancias focales de las lentes del telescopio y s_1 y s_2 son las distancias de las redes del expansor a las lentes. Ubicando las redes antes de los planos focales de las respectivas lentes, L_{ef} toma valores negativos, con lo cual las dispersiones en el expansor tienen signo opuesto a las del compresor en todos

los órdenes. El acople exacto se logra cuando los ángulos de incidencia en el expansor y compresor son iguales y la distancia Z entre redes en el compresor es igual a $-L_{ef}$.
Una de las desventajas de este sistema es su gran sensibilidad a cualquier desalineación: paralelismo entre redes, ángulos de incidencia en las redes, posicionamiento de las lentes del telescopio, etc. Esto da lugar a una dispersión angular residual después de propagarse por el sistema, y consecuentemente a un incremento de la dispersión en la demora de grupo a medida que el pulso se propaga a la salida del expansor. Este problema ha sido analizado por Martínez [73]. En consecuencia, a pesar de que existe un ajuste teórico exacto entre compresor y expansor, en la práctica es muy difícil de lograr.
Las dispersiones originadas en el medio amplificador o debido a las aberraciones cromáticas y esféricas en las lentes tampoco pueden ser compensadas.

El expansor de Martínez fue aplicado experimentalmente en algunos casos con variantes: una de las más utilizadas fue el reemplazo de las lentes por espejos parabólicos [74-75] o cilíndricos [76-77]. El uso de óptica por reflexión elimina aberraciones cromáticas y esféricas. Para minimizar errores de fase de tercer y cuarto orden generados en el medio amplificador, en los sistemas implementados por Lemoff et al [76] y Zhou et al [75], los ángulos de incidencia en el compresor y expansor no son iguales, y eligen la longitud de material correcta en la cadena amplificadora.

Otro de los expansores novedosos es el que utiliza dos espejos esféricos concéntricos, uno convexo y otro cóncavo, en una configuración libre de aberraciones [78-79].

Todos los sistemas mencionados son bastante complejos y requieren alinearlos con precisión extrema. Mantener la alineación día tras día resulta difícil. Cambios en la puntería del haz requieren una realineación del expansor que puede modificar la dispersión y por lo tanto el acople con el compresor.

Para compensar las dispersiones originadas en errores de alineación, Kane et al [80] propusieron la incorporación de un par de prismas en el expansor de redes. Estos generan una TOD negativa suficiente para compensar cualquier desajuste de la TOD del sistema expansor-compresor.

Una propuesta distinta [81] elimina el uso del expansor antes de la etapa amplificadora. Insertando dos pares de prismas en la cavidad amplificadora, los pulsos son estirados durante el proceso de amplificación a causa de la dispersión positiva en la demora de grupo en el material de prismas. A esto se agrega la ventaja de una dispersión negativa de tercer orden a causa de la dispersión angular. Los pulsos son luego recomprimidos en el compresor de redes convencional [70], cuya SOD es negativa y la TOD positiva.

Un sistema que provee ajustes independientes de términos de fase de tercer y cuarto

orden en frecuencia fue diseñado por White et al [82-83]. Usando el arreglo de expansor esquematizado en la figura 6-b), proponen reemplazar la lente por un doblete de lentes. La TOD es controlada desplazando cada lente en direcciones opuestas dentro del plano de difracción. La dispersión de cuarto orden se ajusta con la distancia entre las lentes del doblete. La desventaja de este sistema reside en que no resulta afocal, con lo cual se curva el frente de ondas.

P. Tournois [84] y Kane et al [85] diseñaron un compresor de redes de difracción gravadas en prismas. El cambio de índice de refracción en el prisma admite la posibilidad de trabajar con ángulos de difracción que no son posibles en redes convencionales y que dan lugar a dispersiones de tercer orden negativas. Este compresor se ajusta adecuadamente al expansor de fibras ópticas hasta tercer orden en frecuencia. El sistema resulta robusto y de fácil alineación pero requiere óptica no standard. La compensación de dispersiones se logra sólo hasta tercer orden en frecuencia.

Tournois [86] ideó un sistema expansor-compresor con redes cuyo espaciado entre surcos no es uniforme, sino que varía linealmente con la distancia. Este sistema imparte al pulso un retardo que es lineal con la frecuencia y no introduce dispersiones de mayor orden en el pulso. Además de requerir la fabricación especial de redes con espaciado variable, el hecho de no introducir dispersiones de orden mayor al segundo no siempre es deseable porque no permite compensar la dispersión que invariablemente se genera en el medio amplificador. A esto se suma el hecho de que una variación lineal del período de la red significa que éstas introducen un término cuadrático en frecuencia en la fase del pulso, con lo cual se tiene una aberración esférica importante.
Simon et al [87] también mostraron que en principio es posible diseñar un compresor que compense una dependencia funcional arbitraria de la fase con la frecuencia. El método se basa en el uso de redes de difracción no planas diseñadas especialmente con un espaciado no homogéneo.

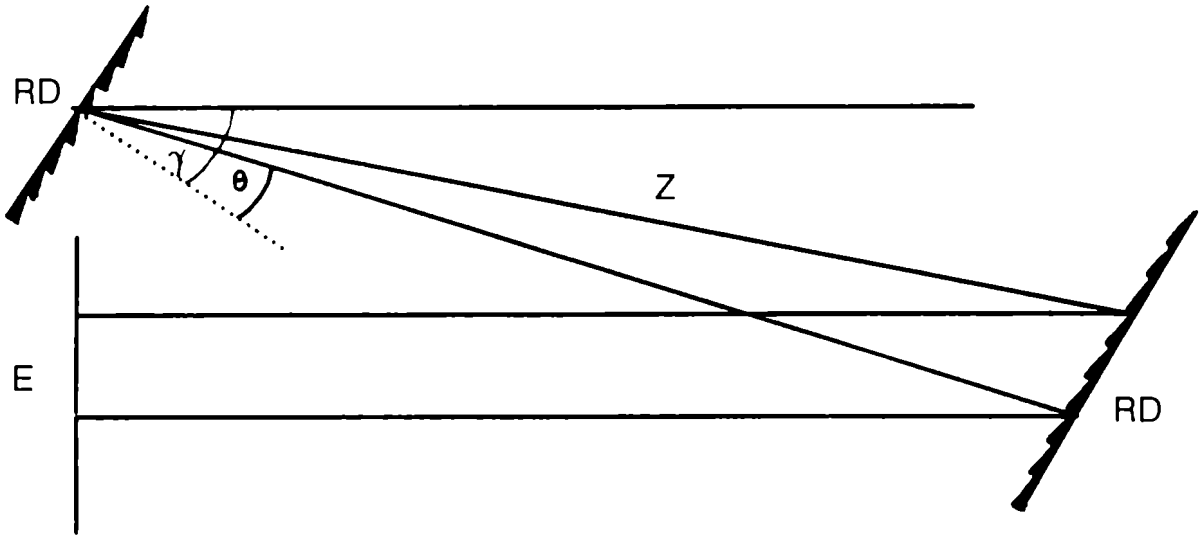


Fig.5- **Compresor** de redes paralelas (Treacy [70]). γ y θ son los ángulos de incidencia y difracción en la red (RD) y Z la distancia entre los planos de las redes. El espejo plano E invierte el camino de los rayos recolimando el haz a la salida y duplicando la dispersión en frecuencia. En el regreso el haz vuelve ligeramente desplazado en dirección vertical para no superponerse con el haz incidente.

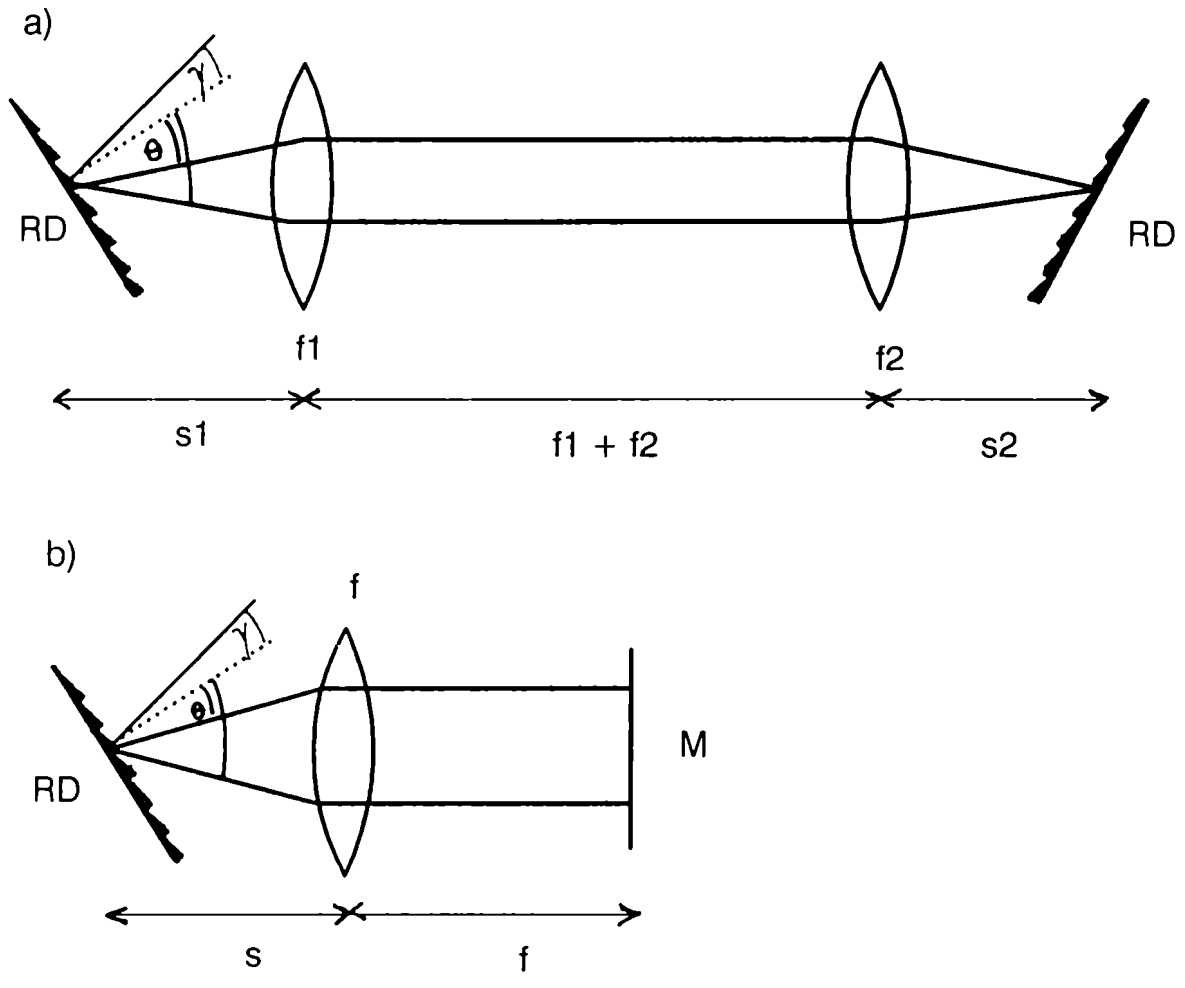


Fig.6-a) **Expansor** de redes antiparalelas (Martínez [72]). La distancia efectiva que contribuye a la dispersión es $L_{ef} = s_1 + s_2 - f_1 - f_2$, donde f_1 y f_2 son las distancias focales de las lentes del telescopio y s_1 y s_2 son las distancias de las redes del expansor a las lentes. Las dispersiones introducidas por este expansor cancelan a las introducidas por el compresor, a cualquier orden en frecuencia, siempre que los ángulos de incidencia en el expansor y compresor sean los mismos y que la distancia Z entre redes en el compresor sea igual a -L_{ef}.

6-b) Esquema equivalente en el cual la segunda mitad del expansor es reemplazada por un espejo plano M. Permite reducir a la mitad la cantidad de componentes ópticas.

CAPÍTULO 2

EXPANSOR DE REDES CURVAS PARA AMPLIFICACIÓN DE PULSOS CON BARRIDO EN FRECUENCIA (CPA).

Hemos comentado en los antecedentes de este trabajo, los inconvenientes de distinta índole que presentan los expansores y compresores utilizados en la técnica de amplificación de pulsos con barrido en frecuencia (CPA). Presentamos un nuevo diseño de expansor de pulsos que utiliza redes de difracción curvas. Este sistema genera una dispersión de segundo orden positiva, adquiriendo el pulso un barrido en frecuencia opuesto al que le introduce el compresor de redes planas paralelas de Treacy [70]. La dispersión neta de tercer orden introducida por el expansor, medio amplificador y compresor también puede ser anulada con el ajuste adecuado de los parámetros del expansor y compresor. Presenta además varias ventajas sobre los esquemas ya propuestos. Tiene la particularidad de no tener grados de libertad. Esto lo hace robusto y poco sensible a errores de alineación y puntería del haz. Es fácil de alinear. Es compacto y usa óptica convencional.

2.1- Análisis del expansor

La idea básica del sistema consiste en ubicar dos redes de difracción en una circunferencia, de manera que las distintas longitudes de onda vuelvan sobre sí mismas después de haber sido dispersadas. Hay varios esquemas posibles y se muestran en las figuras 7 y 8.
La red G_2 es cóncava, de radio de curvatura R_2 y espaciado entre surcos d_2. La red de difracción G_1, de espaciado d_1, debe ubicarse tangente a la circunferencia definida por la superficie de G_2. Puede ser plana ó curva.
El haz incide normal a G_1 y consideraremos dos casos posibles:

a) $d_1 = d_2$

b) $d_1 = 2\ d_2$

Analicemos el primer caso, esquematizado en la figura 7-a. Dada la simetría del problema, todas las longitudes de onda se cruzan en el centro de la circunferencia R_2. La diferencia en el retardo está dada por la diferencia en el camino óptico L(w). Un espejo curvo de radio R_3 concéntrico con G_2 refleja el haz sobre sí mismo, duplicando el retardo.

Para el caso (b) mostrado en la figura 7-b, todas las longitudes de onda están en incidencia de Litrow sobre G_2 como se ve del siguiente análisis. Para incidencia normal sobre la primera red, la ecuación de la red es:

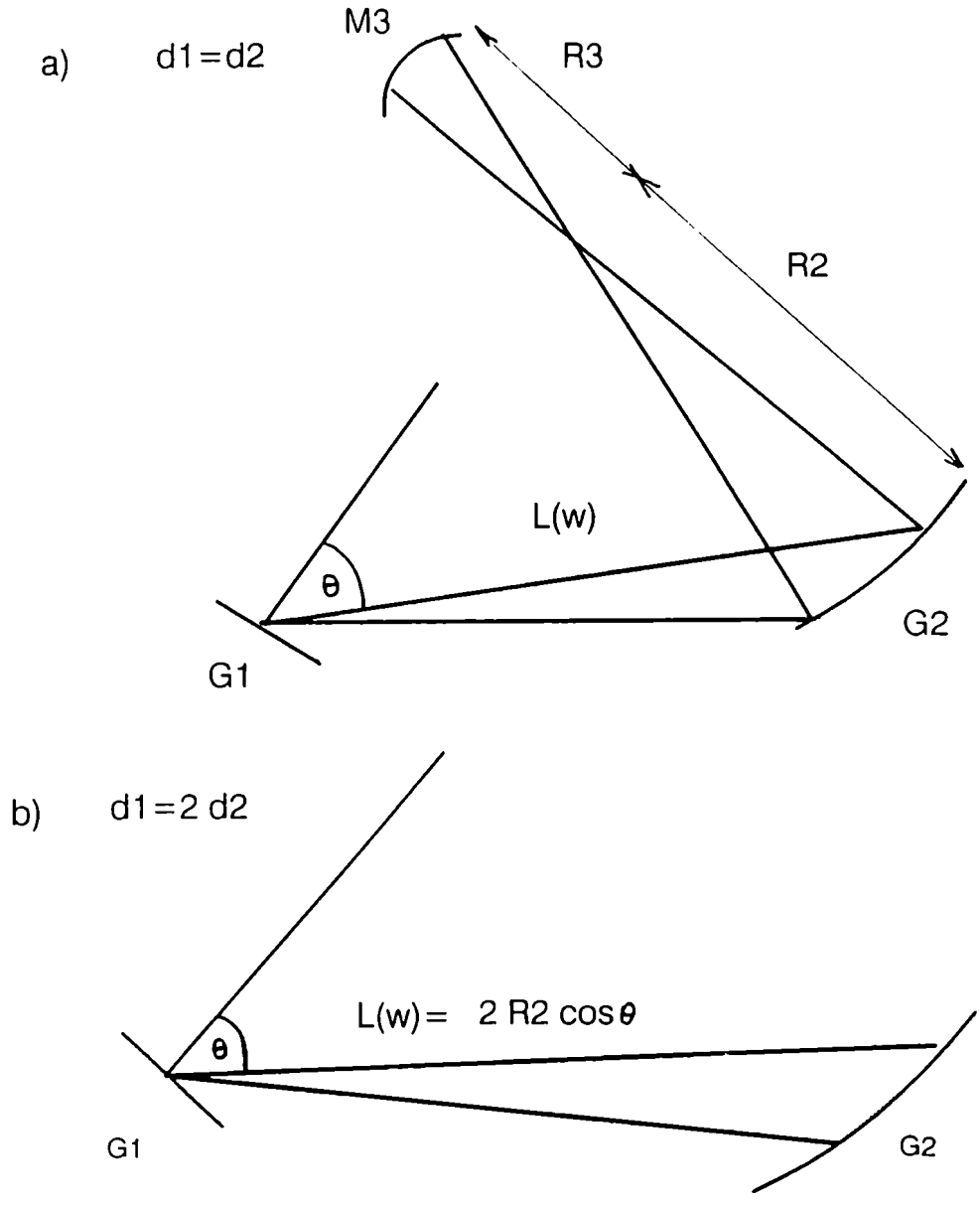


Fig.7- Dos posibles configuraciones del expansor de redes curvas. G_2 es una red de difracción curva, de espaciado entre surcos d_2 y radio de curvatura R_2. La red G_1, de espaciado d_1, se ubica tangente a la circunferencia definida por la superficie de G_2. Puede ser plana ó curva.

a) d_1=d_2. Todas las frecuencias cruzan el centro de la circunferencia R_2 y son reflejadas nuevamente sobre sí mismas por el espejo curvo de radio R_3.

b) d_1=2 d_2. Todas las frecuencias se encuentran en incidencia de Litrow sobre G_2.

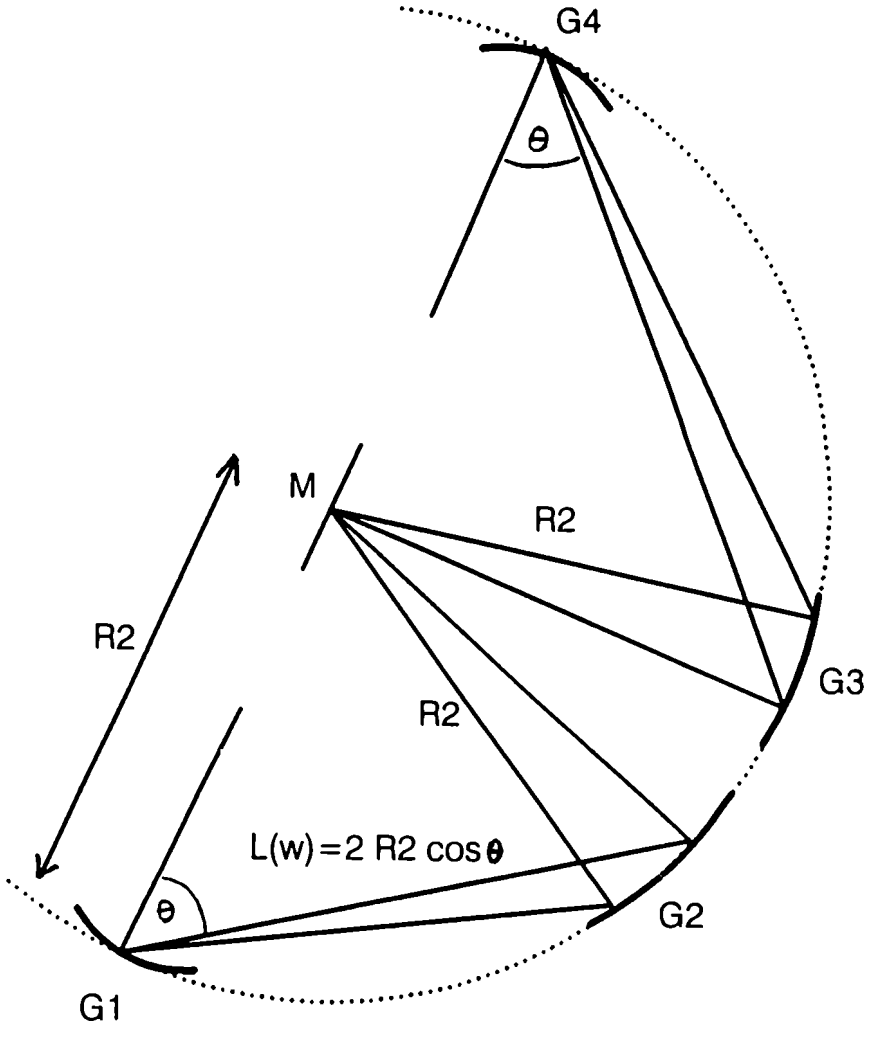


Fig.8- Tercera configuración posible del expansor de redes curvas. G_1 a G_4 son redes de difracción con el mismo espaciado entre surcos d, ubicadas tangencialmente a una circunferencia de radio R_2. G_2 y G_3 deben tener el mismo radio de curvatura R_2. Los radios de G_1 y G_4 son R_1 y R_3 respectivamente. M es un espejo plano.

$$sin\theta_1 = \frac{\lambda}{d_1} = \frac{w_g}{w} \tag{13}$$

donde λ es la longitud de onda central del pulso, $w = \frac{2\pi c}{\lambda}$ es la frecuencia central, c la velocidad de la luz y hemos definido

$$w_g = \frac{2\pi c}{d_1}$$

Para la segunda red la condición de Litrow es:

$$sin\theta_2 = \frac{\lambda}{2\,d_2} \tag{14}$$

Como $\theta_1 = \theta_2$, de las ecuaciones (13) y (14) la condición de Litrow se satisface para el caso (b).

Resulta muy sencillo alinear estos sistemas. Se tiene incidencia normal en la primera red. Para alinear la segunda, en el caso (a), el segundo orden de difracción debe volver sobre sí mismo mientras que en el caso (b) es el primer orden el que se refleja sobre el haz incidente (condición de Litrow)
El haz reflejado debe ser ligeramente desplazado del plano de difracción para poder separarlo del haz incidente.

Existe una tercera configuración posible. Consta de cuatro redes curvas ubicadas en una circunferencia de radio R_2 y un espejo plano en el centro de dicha circunferencia. En la figura 8 se muestra el esquema y el camino recorrido por el haz para dos frecuencias distintas.
El haz incide normal a la primera red (de radio R_1) ubicada en forma tangencial a la circunferencia. El primer orden se refleja con un ángulo $\theta(w)$. Incide sobre la segunda red (de radio R_2) con el mismo ángulo y emerge normal a la circunferencia. Es reflejada por el espejo plano hacia la tercera red. La tercera y cuarta red de radios R_2 y R_3 respectivamente, combinan las componentes espectrales en un haz colimado que emerge nuevamente en la dirección normal a la circunferencia. Todas las redes deben tener el mismo espaciado d entre surcos.

2.2- Dispersión en el retardo ó demora de grupo

El retardo ó demora de grupo T_c puede evaluarse directamente a partir del camino óptico L(w), siendo:

$$T_c(w) = \frac{2L(w)}{c} \tag{15}$$

tanto para el caso (a) como para el caso (b). Una simple evaluación geométrica da:

$$L(w) = 2\, R_2\, cos\theta \tag{16}$$

y de las ecuaciones (15), (16) y (13)

$$T_c(w) = \frac{4\, R_2 \sqrt{1 - (\frac{w_g}{w})^2}}{c} \tag{17}$$

La dispersión de segundo orden introducida es la derivada primera del retardo:

$$\frac{dT_c}{dw} = \phi_c^{(2)} = \frac{4\, R_2}{c\, w} \frac{w_g^2}{w^2} \frac{1}{(1 - \frac{w_g^2}{w^2})^{1/2}} \tag{18}$$

La dispersión se incrementa con el radio de curvatura R_2 de la red y con el cociente w_g/w, esto es, para ángulos de difracción rasantes.

Una vez que estos dos parámetros han sido elegidos, la dispersión de segundo orden (y por ende el factor de expansión del pulso incidente) queda fija.

La dispersión de tercer orden se calcula como la derivada segunda del retardo:

$$\frac{d^2T_c}{dw^2} = \phi_c^{(3)} = -\frac{\phi_c^{(2)}}{w} \left(2 + \frac{1}{1 - (\frac{w_g}{w})^2}\right) \tag{19}$$

2.3- Acople entre el expansor de redes curvas y el compresor de redes planas paralelas

Para el compresor de redes planas, las dispersiones de segundo $\phi_P^{(2)}$ y tercer orden $\phi_P^{(3)}$ son (reescribiendo las ecuaciones deducidas en el capítulo 1):

$$\phi_P^{(2)} = -\frac{2\, Z}{c\, w} \frac{w_g'^{\,2}}{w^2} \frac{1}{(1 - (sen\gamma - \frac{w_g'}{w})^2)^{3/2}} \tag{20}$$

$$\phi_P^{(3)} = -\frac{3\, \phi_P^{(2)}}{w} \frac{(1 - sin^2\gamma + \frac{w_g'}{w}\, sin\gamma)}{(1 - (sen\gamma - \frac{w_g'}{w})^2)} \tag{21}$$

donde $w'_g = \frac{\lambda}{d'}$, d' es el espaciado entre surcos de cada una de las redes planas, γ es el ángulo de incidencia y Z la distancia entre planos de las redes.

La siguiente tabla resume los signos de la SOD y la TOD del expansor y el compresor.

	SOD	TOD
Expansor	+	-
Compresor	-	+

El propósito es lograr un ajuste perfecto entre expansor y compresor de manera de que se cancelen las dispersiones en frecuencia hasta el mayor orden posible. Hay tres parámetros que pueden modificarse independientemente: el período de las redes, el ángulo de incidencia γ y la distancia Z entre redes.

Para una buena recompresión del pulso es necesario que la dispersión de segundo orden sea compensada, al menos para la frecuencia central w_o:

$$\phi_c^{(2)}\Big|_{w_0} = -\,\phi_P^{(2)}\Big|_{w_0} \tag{22}$$

De las ecuaciones (18) y (20) esto es:

$$2\,R_2\,w_g^2\,\frac{1}{(1-\frac{w_g^2}{w_o^2})^{1/2}} = Z\,w_g'^{\,2}\,\frac{1}{(1-(sen\gamma-\frac{w'_g}{w_o})^2)^{3/2}} \tag{23}$$

La dependencia en frecuencia de la dispersión de segundo orden remanente luego de la expansión y recompresión del pulso es:

$$\phi_R^{(2)}(w) = \phi_c^{(2)}(w) + \phi_P^{(2)}(w) \tag{24}$$

Usando las ecuaciones (22) y (23) en las ecuaciones (18) y (20), y después de algo de álgebra, se tiene:

$$\phi_R^{(2)}(w) = \phi_c^{(2)}\Big|_{w_0}\,\frac{w_0^3}{w^3}\left[\frac{(1-\frac{w_g^2}{w_0^2})^{1/2}}{(1-\frac{w_g^2}{w^2})^{1/2}} - \frac{(1-(sen\gamma-\frac{w'_g}{w_0})^2)^{3/2}}{(1-(sen\gamma-\frac{w'_g}{w})^2)^{3/2}}\right] \tag{25}$$

La segunda condición que le imponemos al sistema es que la dispersión neta de tercer orden también se anule a la frecuencia central

$$\phi_T^{(3)}\Big|_{w_0} = \phi_c^{(3)}\Big|_{w_0} + \phi_P^{(3)}\Big|_{w_0} = 0 \tag{26}$$

Usando las ecuaciones (19) y (21) y teniendo en cuenta (22), la ecuación (26) queda expresada como:

$$\phi_T^{(3)}\Big|_{w_0} = \frac{\phi_c^{(2)}\Big|_{w_0}}{w_0} f(\gamma) = 0 \tag{27}$$

donde

$$f(\gamma) = 3\,\frac{(1 - sen^2\gamma + \frac{w'_g}{w_o}\,sen\gamma)}{(1 - (sen\gamma - \frac{w'_g}{w_o})^2)} - 2 - \frac{1}{1 - (\frac{w_g}{w_o})^2} \tag{28}$$

Una vez elegidos los parámetros de red w_g y w'_g, la condición (22) se logra con el ajuste de la distancia entre redes Z y la (27) modificando el ángulo de incidencia γ en las redes del compresor.

Una vez que se ha elegido el espaciado entre surcos y el radio de curvatura de las redes en el expansor, los únicos parámetros libres para obtener un ajuste adecuado son los del compresor. Los parámetros del expansor quedan fijos. Esta peculiaridad de no tener grados de libertad es una de las ventajas de este expansor. No hay parámetros libres (como por ejemplo el posicionamiento de las lentes del telescopio en el sistema mencionado en la introducción) que den lugar a variaciones en la dispersión a causa de errores de alineación. Si el sistema se desalínea, puede realinearse fácilmente en la forma indicada más arriba y estar seguros de que la dispersión no ha sufrido modificaciones. En este sentido, el sistema resulta robusto, además de simple y compacto.

2.4- Ejemplos

Vamos a considerar un expansor con una red de densidad de surcos d_1^{-1}=1000l/mm (w_g=1.885) y un pulso de longitud de onda central $\lambda = 800nm$.
En la figura 9 hemos graficado la ecuación (25) normalizada a la SOD en el expansor a la frecuencia central $\left(\frac{\phi_R^{(2)}}{\phi_c^{(2)}(w_0)}\right)$, en función de la frecuencia normalizada (w/w_0).
Las curvas a)-e) corresponden a distintos parámetros de red (densidad de surcos) en el compresor de redes planas. El ángulo de incidencia γ se eligió en cada caso de manera de cancelar la TOD a la frecuencia central según la ecuación (27). De esta manera la dispersión de segundo orden remanente se minimiza.

De esta figura se ve que el compresor que mejor ajusta al expansor de las características dadas (w_g=1.885) es el que usa redes planas de parámetro w'_g = 3.0. De las ecuaciones (27) y (28), el sistema estará libre de TOD para un ángulo de incidencia en el compresor:

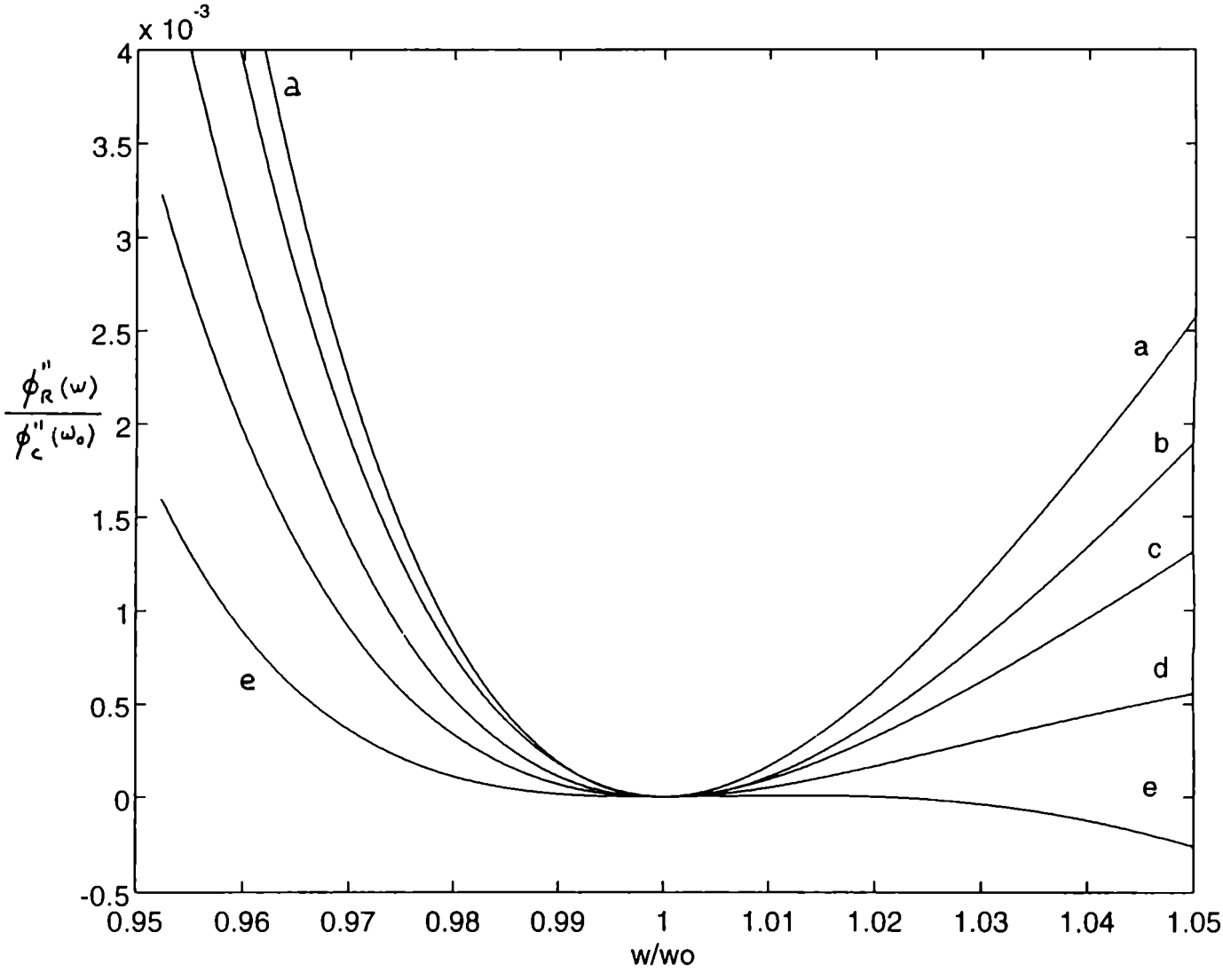


Fig.9- Dispersión residual de segundo orden del sistema expansor-compresor, (normalizada a la dispersión de segundo orden en el expansor a la frecuencia central) en función de la frecuencia normalizada (w/w_o).
La densidad de surcos de la red curva en el expansor es d_1^{-1} = 1000l/mm (w_g=1.885) y la longitud de onda central del pulso es λ=800nm.
Las curvas corresponden a compresores con redes de diferentes espaciado entre surcos. El ángulo de incidencia γ se ha elegido en cada caso de manera de cancelar la TOD.

a) $w'_g = 1.8$, $\gamma = 13^o$ b) $w'_g = 2.1$, $\gamma = 23.4^o$
c) w'_g=2.4, $\gamma = 34.3^o$ d) w'_g=2.7, $\gamma = 46.5^o$
e) w'_g=3.0, $\gamma = 62.12^o$.

$$\gamma = 62.1^o$$

La precisión en la determinación del ángulo de incidencia es crítica. Pero esta restricción es válida para todos los expansores y compresores de uso habitual en CPA. Ha sido demostrado que estos ángulos deben ser fijados con una precisión de minutos [76]. En el capítulo 4 describiremos el diseño de un sistema que utilizado en el amplificador regenerativo permite controlar las dispersiones hasta tercer orden en frecuencia mediante ajuste continuos de sus parámetros. Con este sistema pueden cancelarse las dispersiones remanentes que tengan lugar como consecuencia de un acople no perfecto entre expansor y compresor. Las condiciones de precisión en la alineacón y determinación de ángulos y distancias y en el compresor pueden de esta forma relajarse un poco.

Si el radio de curvatura de la red en el expansor es R_2=100cm, la dispersión de segundo orden a la frecuencia central w_0 es (ecuación 18):

$$\phi_c^{(2)}(w_0) = 6.\ 10^6 fs^2 \tag{29}$$

La relación entre la duración del pulso origina τ y el pulso expandido τ' viene dada por la expresión:

$$\tau' = \tau \left(1 + \frac{(\phi_c^{(2)})^2}{\tau^4}\right)^{1/2} \tag{30}$$

Finalmente, la ecuación (23) fija el valor para la separación entre redes en el compresor de manera de compensar la SOD del expansor.

$$Z = 101.8cm$$

La figura 10 muestra los resultados de una simulación numérica en la que un pulso inicial de 40fs fue expandido a 150ps (ecuaciones 29-30) y recomprimido con el sistema cuyos parámetros hemos descripto. La curva sólida corresponde al pulso original (Notar la escala logarítmica).

Se verifica que exista un buen acople entre expansor y compresor, con lo cual el pulso a la salida se recomprime con bastante exactitud.

Para comparar la dispersión residual de segundo orden $\phi_R^{(2)}$ introducida por el sistema expansor-compresor en función de la frecuencia, con la SOD que inevitablemente introduce el medio amplificador en los sistemas de CPA, en la figura 11 hemos graficado juntas

ambas dispersiones.
La curva a) corresponde a la dispersión residual (en fs^2) del sistema expansor-compresor con los parámetros descriptos en la figura 10; la curva b) muestra la SOD del Titanio Zafiro usado como medio amplificador (en fs^2 por cm de material), y en la curva c) se ha graficado el espectro de un pulso de 40fs para tener una idea del rango de frecuencias relevante.
Si se tiene en cuenta que en los sucesivos pasajes, la cantidad total de material que el pulso atraviesa en el amplificador varía entre 10cm y 20cm, queda claro que la dispersión introducida por el material del amplificador es mayor que la dispersión remanente del sistema expansor-compresor. Por lo tanto un ajuste más exacto entre compresor y expansor no mejora la conformación final del pulso.

Si se toma en consideración las dispersiones de segundo ($\phi_M^{(2)}$) y tercer orden ($\phi_M^{(2)}$) en el material del amplificador, el ángulo de incidencia en el compresor y la distancia entre redes deben ser ligeramente modificados para obtener un pulso igualmente bien recomprimido. Las condiciones (22) y (26) pasan a ser :

$$\phi_c^{(2)}\Big|_{w_0} + \phi_P^{(2)}\Big|_{w_0} + \phi_M^{(2)} = 0$$

$$\phi_c^{(3)}\Big|_{w_0} + \phi_P^{(3)}\Big|_{w_0} + \phi_M^{(3)} = 0$$

Los signos de las distintas componentes del sistema de CPA completo se muestran en el siguiente cuadro:

	SOD	TOD
Expansor	+	-
Material amplificador	+	+
Compresor	-	+

Como ejemplo, consideremos un amplificador de Ti:Zafiro. Las dispersiones de segundo y tercer orden para este material son:

$$\phi_M^{(2)} = 580\, fs^2/cm$$

$$\phi_M^{(3)} = 421\, fs^3/cm$$

Si se quieren compensar las dispersiones originadas en 20cm de Zafiro, los parámetros del compresor deberán modificarse a los siguientes valores:

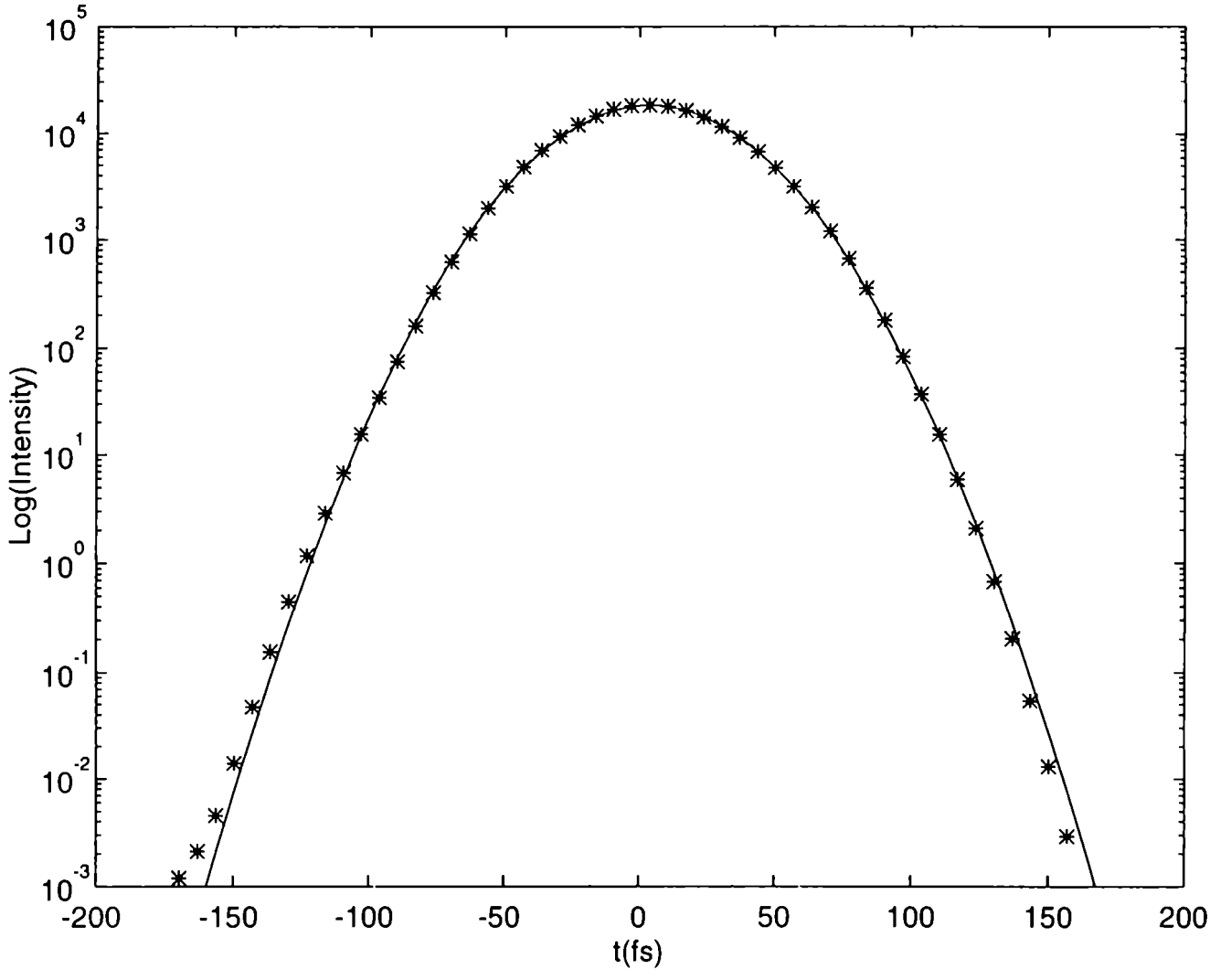


Fig.10-

***** Simulación numérica de un pulso de 40fs estirado temporalmente a 150ps y recomprimido.

Los parámetros del compresor y expansor corresponden a la curva e) de la figura 9 y son:

$w_g = 1.885$ $R_2 = 100$cm

$w'_g = 3.008$ $\gamma = 62.12^o$ Z=101.82cm.

—— Pulso original

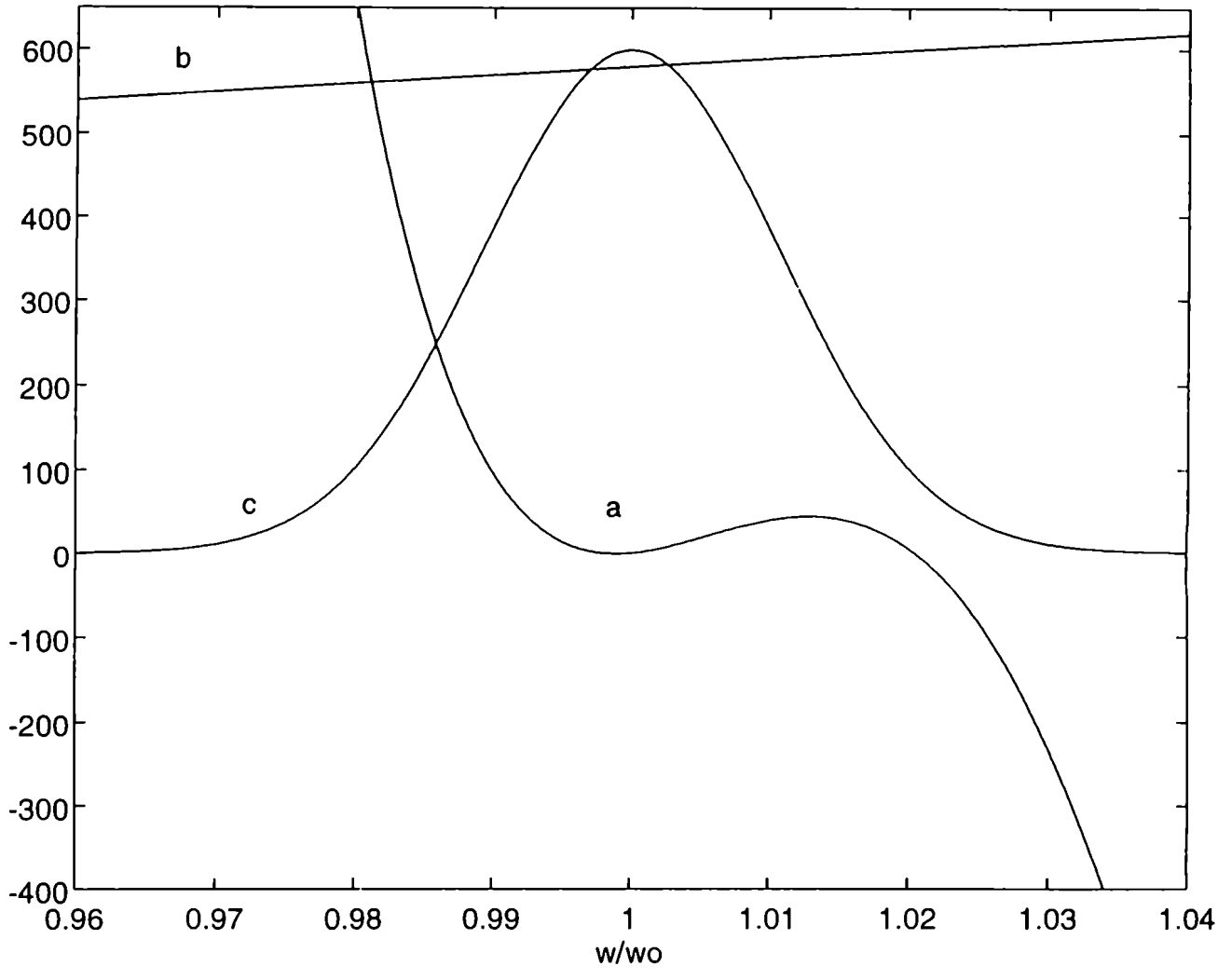


Fig.11- a) Dispersión residual de segundo orden ($\phi_R^{(2)}(w)$) del sistema expansor-compresor descripto en la figura 10, en fs^2, en función de la frecuencia normalizada.
b) Dispersión de segundo orden generada por un cristal de Ti:Zafiro usado como medio amplificador, en fs^2 por cm de material.
c) Espectro en frecuencia de un pulso de 40fs.

ángulo de incidencia en las redes: $\gamma = 62.37^o$

Distancia entre redes: Z = 102.7cm.

2.5- Dimensiones físicas de la óptica del sistema.

Las segunda red de difracción debe tener un tamaño mínimo que asegure que el haz dispersado por la primera red sea recogido en su totalidad. Si el ancho de banda espectral del pulso laser es recortado, el pulso recomprimido tendrá una duración mucho mayor que el pulso original. El diámetro del haz luego de ser dispersado en la primera red se puede aproximar como:

$$\Delta l = (\theta_a - \theta_r)\, L$$

donde θ_a y θ_r son los ángulos de difracción para las dos frecuencias extremas dentro del ancho de banda del pulso laser, y L = 2 $R_2 \cos\theta$ (ecuación 16) es la distancia recorrida por el haz desde la primera a la segunda red. Para un ancho de banda de 50nm, entre 780nm and 830nm, el tamaño de la red G_2 debe ser de 8cm.

2.6- Análisis de aberraciones introducidas por el expansor. Condiciones sobre los parámetros de sus componentes ópticas.

Existen dos condiciones que el expansor debe satisfacer:

1- Al trabajar con redes curvas hay que garantizar que el sistema sea afocal.

2- No debe introducir aberración cromática.

Para lograr un sistema afocal, deben satisfacerse ciertas relaciones entre los parámetros de las componentes ópticas, en particular, entre los radios de curvatura de las redes de difracción y espejos curvos.

Para calcular el efecto de focalización que el expansor, en cada uno de los esquemas propuestos, tiene sobre el pulso láser, haremos uso de un formalismo de matrices de 2x2, desarrollado para estudiar la propagación de haces gausianos en sistemas ópticos paraxiales [88].

Cada componente óptica del sistema tiene asociada una matriz de 2x2 de coeficientes ABCD. La matriz del sistema total esta dada por el producto de las matrices de cada componente óptica individual en el orden en que el haz los va atravesando. Los parámetros

del haz a la salida del sistema están relacionados con los parámetros del haz de entrada mediante la siguiente relación matricial:

$$\begin{bmatrix} r_2 \\ \theta_2 \end{bmatrix}_{sal} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} r_1 \\ \theta_1 \end{bmatrix}_{ent}$$

Como se muestra en la figura 12, r es el desplazamiento transversal medido respecto del eje óptico, para un rayo viajando en la dirección z; $\theta = n \frac{dr}{dz}$ es la pendiente ó ángulo de propagación, y n es el índice de refracción del medio.

Para dar un ejemplo, la matriz correspondiente a una lente delgada de distancia focal f es:

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix}$$

El coeficiente C de una matriz representa la inversa de la distancia focal equivalente del sistema que describe. Para evitar la focalización del pulso debemos imponer que el coeficiente C de la matriz general del sistema sea nulo.

Para cada una de los tres esquemas alternativos de expansores, estableceremos las relaciones entre los parámetros de las componentes ópticas de manera que el sistema no curve el frente de ondas incidente.

Los efectos de propagación a través de sistemas ópticos no resultan equivalentes en los dos planos mutuamente ortogonales que pasan por el eje óptico del sistema. Esto está contemplado en el formalismo matricial asignando matrices distintas para las direcciones tangencial y sagital.

Las matrices para las componentes ópticas individuales (espejos, redes de difracción curvas, propagaciones en medios materiales o en aire, etc) pueden ser encontradas en las referencias [87-92] y se reproducen en el apéndice 1.

Configuración 1:

Consideraremos dos posibilidades:

a) Cuando la primera red es plana ($R_1 = \infty$), el efecto de focalización es el mismo en ambos planos, sagital y tangencial, y resulta nulo cuando se satisface la siguiente relación entre los radios de curvatura de la segunda red (R_2) y del espejo (R_3):

$$R_3 = -\frac{\alpha}{1+\alpha} R_2 \tag{31}$$

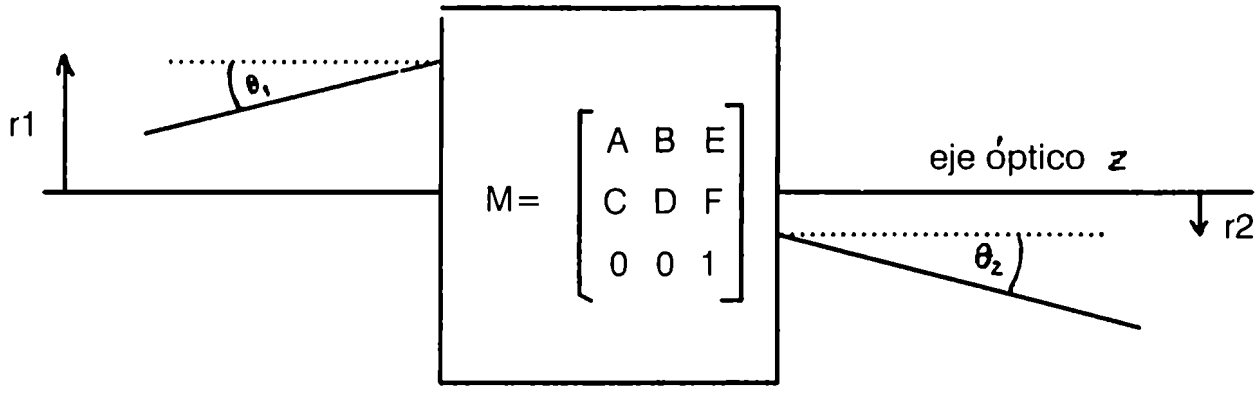


Fig.12- Definición de un rayo óptico y su transformación al atravesar un sistema óptico caracterizado por la matriz total ABCDEF.

donde hemos llamado

$$\alpha = cos\theta$$

Esta relación se muestra en la curva a) de la figura 13-I, para $\lambda = 800$nm y una red con una densidad de surcos d^{-1}=1000 l/mm.

b) Si se elijen dos redes de igual radio de curvatura ($R_1 = R_2$), la relación entre el radio de curvatura del espejo y de las redes en las direcciones tangencial y sagital resulta:

$$R_{3t} = -\frac{\alpha}{2(1+\alpha)} R_2 \tag{32}$$

$$R_{3s} = -\frac{1 + 2\,\alpha - 2\,\alpha^2 - 2\,\alpha^3}{-2 + 4\,\alpha^2 + 2\,\alpha^3} R_2 \tag{33}$$

y se grafican en las curvas b) y c) de la figura 13-I para el plano tangencial y sagital respectivamente. Los valores de λ y d son los mismos que en el ejemplo anterior.

Vemos que en las dos situaciones consideradas, R_3 es negativo (espejo cóncavo). Una forma de lograr el mismo efecto, es usando una lente de distancia focal f, a una distancia f del centro de la circunferencia R_2, y un espejo plano ubicado en incidencia normal a una distancia l de la lente (ver figura 14). Esto sería equivalente a un espejo curvo de radio:

$$\frac{1}{R_3} = \frac{1}{f}(1 - \frac{l}{f}) \tag{34}$$

Ofrece dos ventajas:
1- modificando la distancia l de la lente al espejo se puede conseguir el valor exacto del radio de curvatura que satisfaga las condiciones (31-33). Esto resulta mucho más difícil de lograr con un espejo curvo comprado.
2- Con el uso de dos lentes cilíndricas se pueden satisfacer las condiciones para el plano sagital y tangencial simultáneamente.

Configuración 2:

La solución C = 0 da la siguiente relación entre el radio R_1 de la primera red y el radio R_2 de la segunda, en los planos tangencial y sagital:

$$R_{1t} = (1 + \frac{1}{\alpha}) R_2 \tag{35}$$

$$R_{1s} = 2\,\alpha\,(1+\alpha)\,R_2 \tag{36}$$

Se han graficado en la figura 13-II.

Configuración 3:

Consideraremos dos ejemplos:

a) Si $R_1 = R_3$, la solución para C=0 es:

En el plano tangencial:

$$R_{3t} = (1 + \frac{1}{\alpha})R_2 \tag{37}$$

En el plano sagital:

$$R_{3s} = (-1 + 2\,\alpha + 2\,\alpha^2)R_2 \tag{38}$$

Se muestran en la curva f) y h) de la figura 15 para la dirección tangencial y sagital respectivamente.

b) Si se usa una red plana como primera red ($R_1 = \infty$), la relación entre R_3 y R_2 para evitar la focalización es:

$$R_{3t} = \frac{(3 + 5\alpha + 2\alpha^2)}{2\alpha(1+\alpha)}\,R_2 \tag{39}$$

$$R_{3s} = (-1 - \frac{1}{2\,\alpha} + 2\alpha + 2\alpha^2)\,R_2 \tag{40}$$

Corresponden a la curva g) e i) de la figura 15.

Aberraciones cromáticas

Es necesario tener en cuenta las aberraciones introducidas por el sistema como consecuencia del extenso ancho de banda de los pulsos ultracortos.

Las condiciones derivadas hasta el momento aseguran que el sistema sea afocal sólo para la longitud de onda central del pulso. Para una frecuencia ligeramente distinta, las relaciones entre los radios de curvatura de redes y espejos no satisfacen la condición C=0, sino que habrá un error:

$$\Delta C = \frac{\partial C}{\partial \lambda}\Delta\lambda \tag{41}$$

ó

$$\Delta C = \frac{\partial C}{\partial \alpha}\frac{\partial \alpha}{\partial \lambda}\Delta\lambda \tag{42}$$

Para cada una de las configuraciones, hemos calculado este error. En las figuras 16 y 17 se ha graficado la inversa de $\frac{\partial C}{\partial \lambda}$ en función del radio de curvatura de la segunda red R_2, bajo la condición de que el radio de curvatura de las otras redes y espejos satisfacen las relaciones derivadas más arriba para las distintas configuraciones.
Si a estos valores se los divide por el ancho de banda del pulso láser (en nm), se obtiene una estimación de la distancia focal del efecto de lente equivalente. Queda claro que pueden elegirse los parámetros de las distintas configuraciones de sistemas de manera que esta distancia focal tenga un valor de varios metros. En ese caso la aberración cromática no tiene un efecto considerable en la conformación del pulso.

Una vez que los parámetros del sistema han sido elegidos, su diseño presenta la particularidad de no tener grados de libertad ajustables. Esto lo hace robusto, simple y fácil de alinear.

Para finalizar, resumimos en el cuadro siguiente los problemas que se resuelven con la utilización de este expansor.

Problemas de los expansores utilizados hasta el momento	Ventajas del expansor de redes curvas.
Expansor de fibras: introduce una TOD del mismo signo que la del compresor impidiendo la recompresión del pulso más allá de 2ps.	Las dispersiones tienen signo opuesto a la del compresor de redes planas paralelas en todos los órdenes. Presenta un acople adecuado con el compresor eligiendo correctamente los parámetros de este último.
Expansor de redes antiparalelas con inclusión de un telescopio: alta sensibilidad a errores en la alineación y determinación de parámetros. Demasiados grados de libertad.	No tiene grados de libertad, con lo cual resulta muy robusto.
Gran cantidad de componentes ópticas. Complejos para alinear.	Pocas componentes ópticas. Sencillez en la alineación: incidencia normal ó en Litrow.
Uso de óptica no convencional: redes de espaciado no homogéneo construidas especialmente, redes gravadas en prismas, etc.	Uso de componentes ópticas standard.

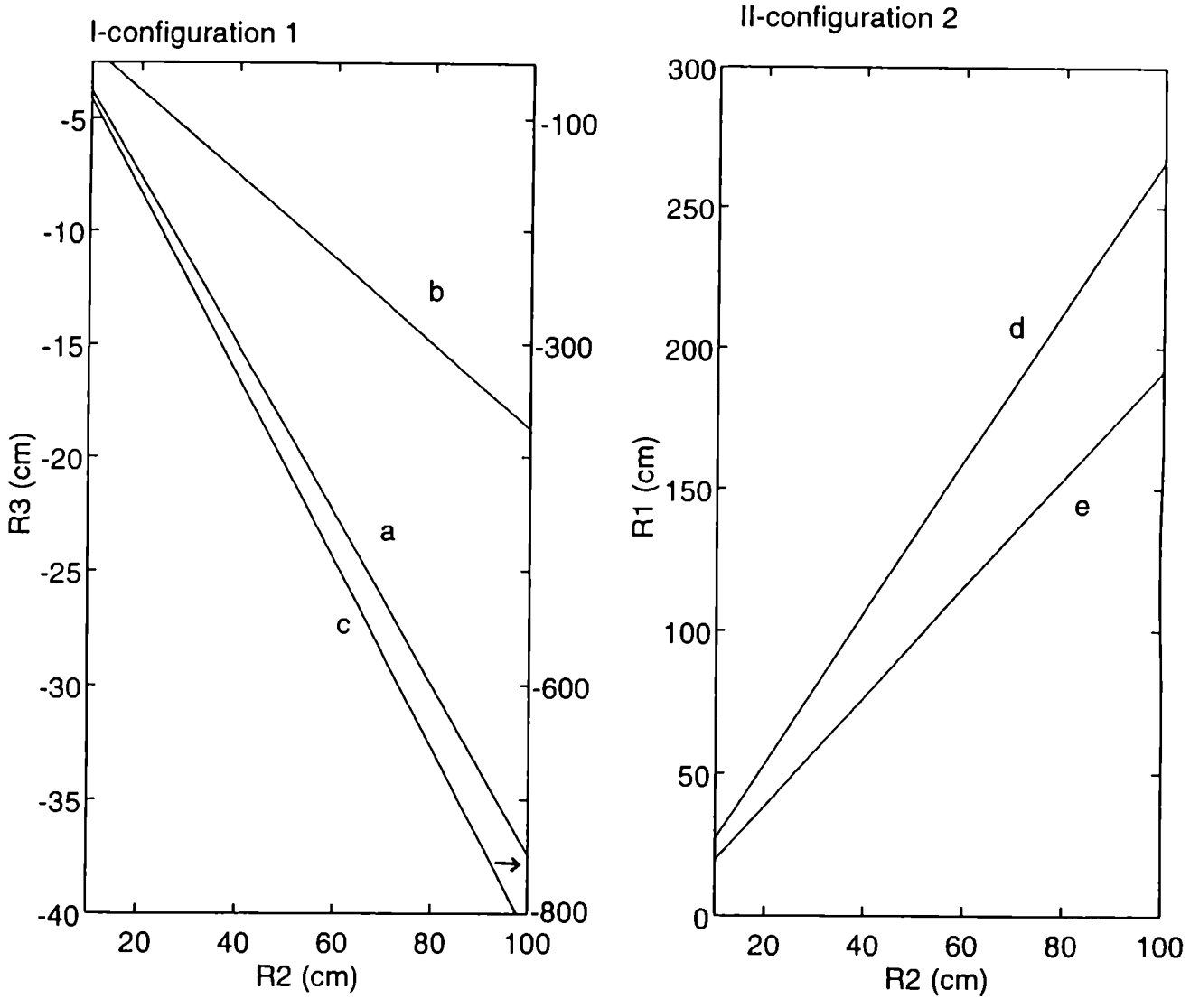


Fig.13-I) Relación entre los radios de curvatura de la segunda red (R_2) y del espejo (R_3) en la configuración 1 (fig.7-a), para lograr un sistema afocal.
(a) Cuando la primera red es plana ($R_1 = \infty$). Válido para ambos planos tangencial y sagital.
(b) Cuando las dos redes tienen el mismo radio de curvatura ($R_1 = R_2$). Plano tangencial.
(c) Cuando las dos redes tienen el mismo radio de curvatura ($R_1 = R_2$). Plano sagital.

Fig.13-II) Relación entre los radios de curvatura de las dos redes en la configuración 2 (Litrow), para lograr un sistema afocal. (d) Plano tangencial. (e) Plano sagital.

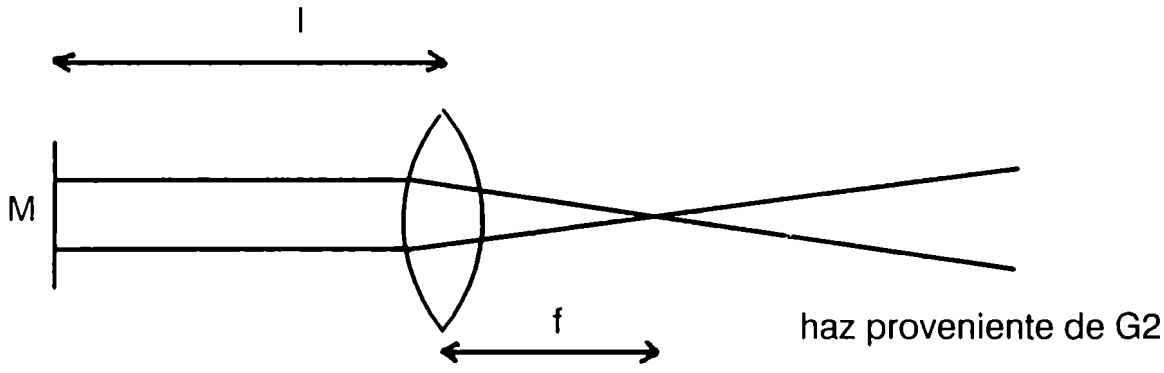


Fig.14- Esquema de lente y espejo plano para reemplazar el espejo curvo en la configuración 1 del expansor. Según la distancia focal de la lente y su distancia l al espejo plano, resulta equivalente a un espejo curvo de radio $\frac{1}{R_3} = \frac{1}{f}(1 - \frac{l}{f})$. Permite un ajuste continuo del radio de curvatura.

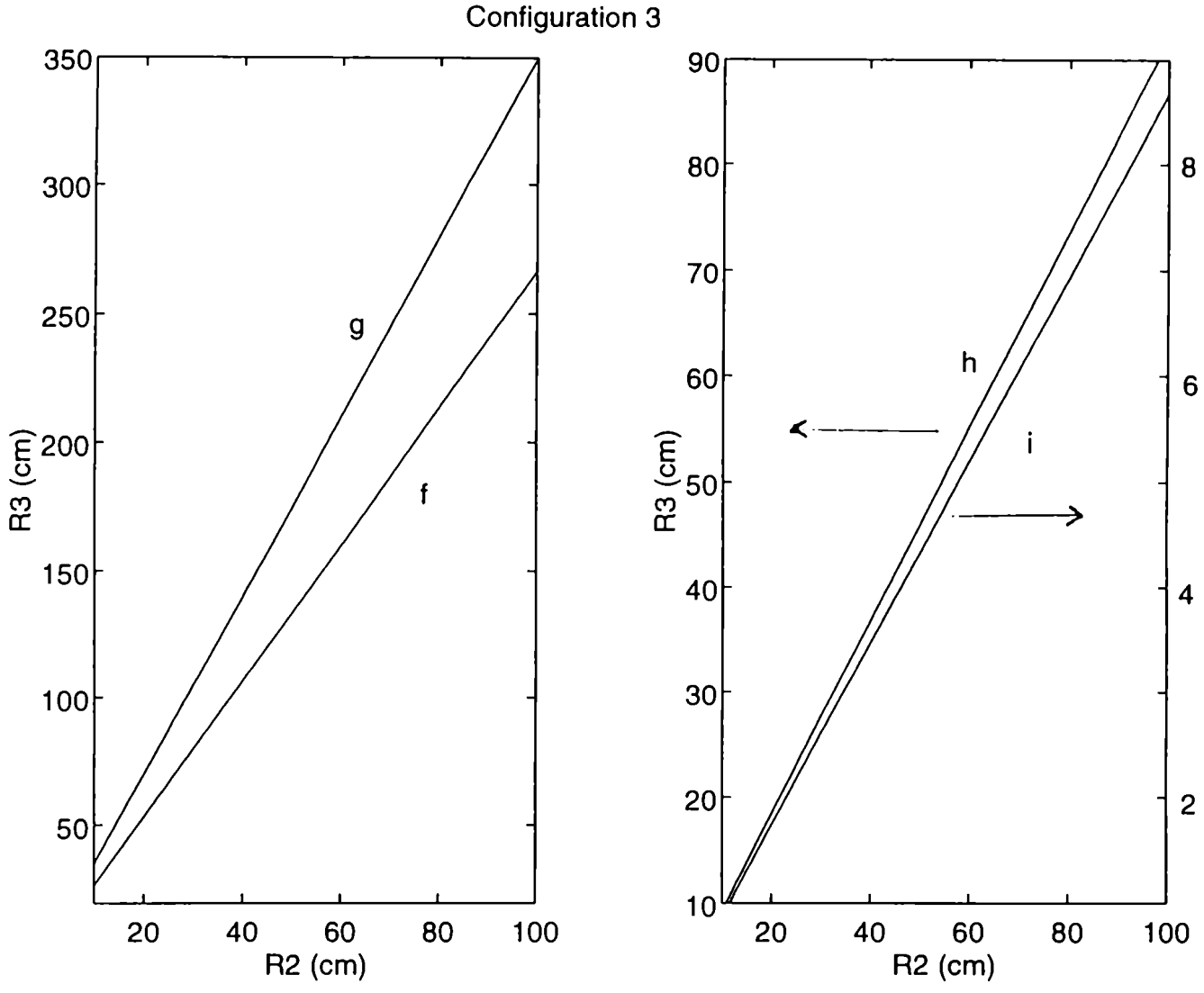


Fig.15- Relación entre los radios de curvatura de la segunda y cuarta red en la configuración 3, para evitar la focalización.
(f) cuando la primera y cuarta red tienen el mismo radio de curvatura ($R_1 = R_3$), plano tangencial.
(g) Cuando la primera red es plana ($R_1 = \infty$). Plano tangencial.
(h) cuando la primera y cuarta red tienen el mismo radio de curvatura ($R_1 = R_3$), plano sagital.
(i) Cuando la primera red es plana ($R_1 = \infty$). Plano sagital

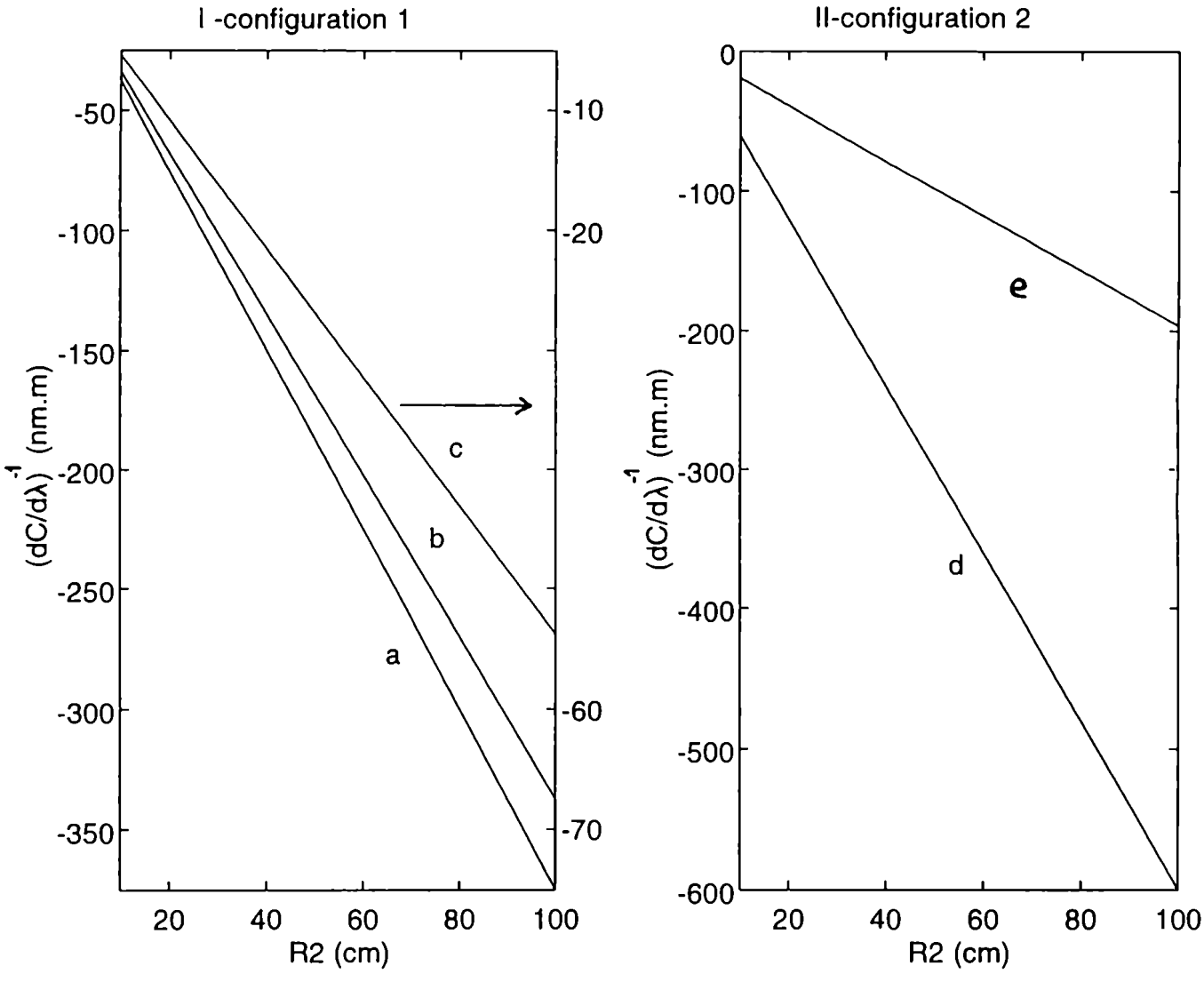


Fig.16 - Estimación de la aberración cromática, en función de R_2, correspondiente a la relación entre parámetros mostrada en la fig.13.

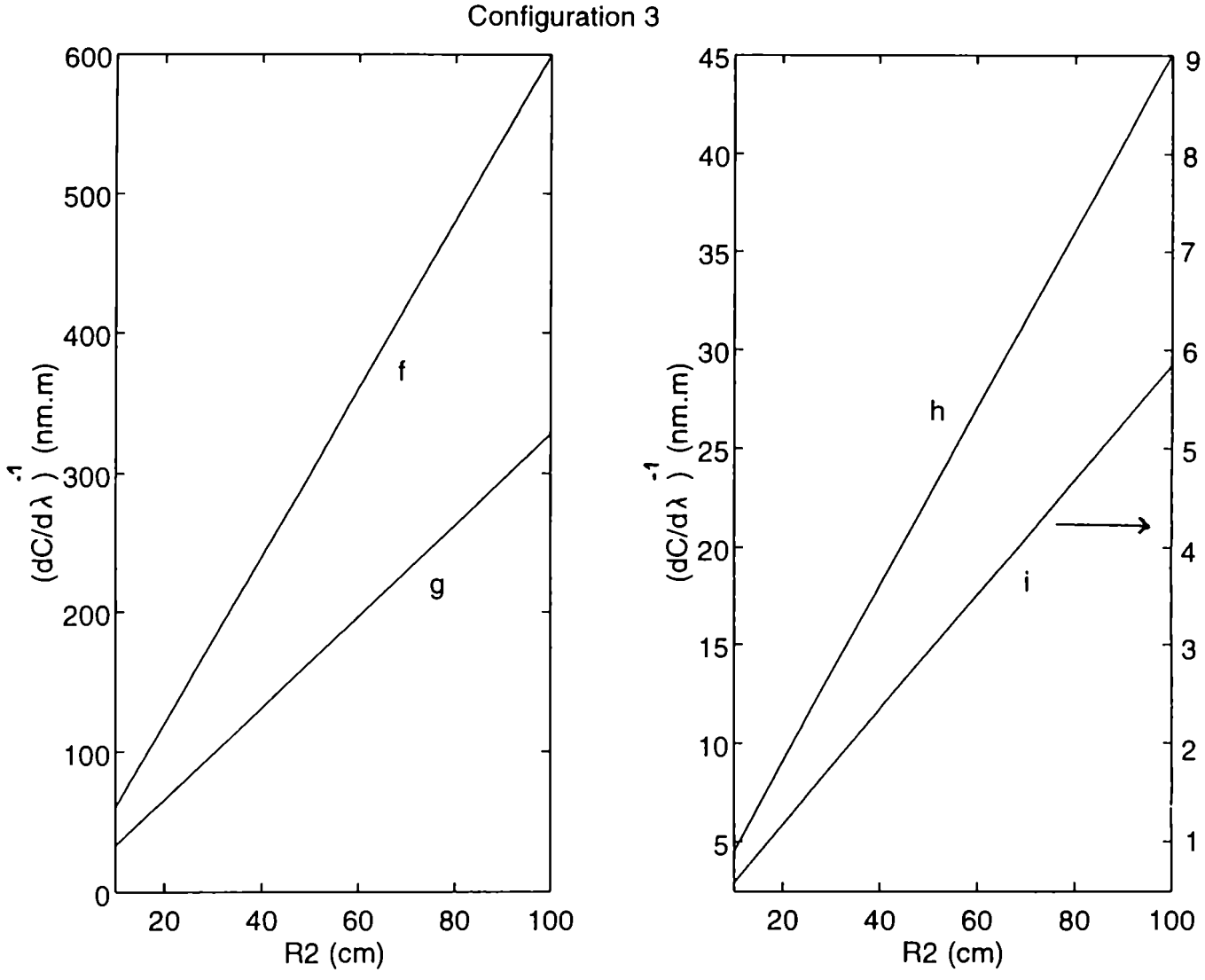


Fig.17 - Estimación de la aberración cromática, en función de R_2 correspondiente a la relación entre parámetros mostrada en la fig.15.

CAPÍTULO 3

COMPRESOR DE REDES PLANAS CON COMPENSACIÓN DE DISPERSIONES HASTA CUARTO ORDEN EN FRECUENCIA.

Hemos señalado que el expansor ideado por Martínez [72] presenta un acople exacto con el compresor de Treacy [70], cuando se cumplen las siguientes condiciones: a- Los ángulos de incidencia en el compresor y el expansor son los mismos; b- La distancia efectiva del expansor es igual y de signo opuesto a la del compresor.
Sin embargo existen otros factores que introducen una fase dependiente de la frecuencia:

1- Las dispersiones debido al material del medio amplificador.
2- La automodulación de fase (SPM) que se origina en el amplificador [93].
3- Errores debido a desajustes en la alineación de los componentes ópticos: paralelismo entre redes, ángulos de incidencia, distancia entre las lentes del telescopio en el expansor, etc.
4- Aberraciones cromáticas y esféricas en las lentes. Esto se evita sin embargo con el uso de espejos como se señaló oportunamente.

Si se intenta corregir la dispersión de segundo orden introducida por todos estos factores, ajustando la longitud Z del compresor, los términos de fase de mayor orden quedarán descompensados.

Por lo tanto, no es suficiente idear un expansor que cancele idealmente la fase del compresor. Se necesita diseñar un compresor en el que los términos de fase puedan ser controlados al menos hasta cuarto orden en frecuencia. Esto es lo que plantea la siguiente propuesta.

Tradicionalmente, el ángulo de incidencia en las redes del compresor se mantiene en un mismo plano, ó dicho en otras palabras, sólo se modifica el ángulo azimutal γ. Si admitimos la posibilidad de variar también el ángulo de altitud, en coordenadas polares, entonces se tiene un grado de libertad más que permite controlar las dispersiones en la fase del pulso hasta cuarto orden en frecuencia. Esta es la propuesta que analizamos a continuación.

Este análisis resulta además indispensable cuando se requiere un cálculo exacto de las dispersiones en frecuencia introducidas por los sistemas compresores o expansores. Es usual en todos los sistemas que usan óptica por reflección (espejos y redes de difracción) que el haz de luz sea inclinado levemente en la dirección vertical para pasar por encima ó por debajo de los elementos ópticos en sucesivos pasajes [78]. Esto significa que además del ángulo azimutal, el ángulo de altitud debe ser tenido en cuenta si se quiere tener un control exacto de las dispersiones que la red introduce.

3.1- Ecuaciones de la red y fórmulas de dispersión hasta cuarto orden

El dibujo del compresor puede verse en la figura 18. Tomaremos el plano xy como el plano de la red de difracción, con el eje z normal a éste. Llamaremos respectivamente γ y ψ a los ángulo de incidencia azimutal y de altitud en coordenadas polares. Los correspondientes ángulos de difracción azimutal y de altitud serán θ y ψ'.

De la conservación del momento en la dirección x e y resultan las siguientes ecuaciones:

$$sin\gamma\, cos\psi \;-\; sin\theta\, cos\psi' \;=\; \frac{m\,\lambda}{d} \;=\; m\,\frac{w_g'}{w} \tag{43}$$

$$sin\gamma\, sin\psi \;-\; sin\theta\, sin\psi' \;=\; 0 \tag{44}$$

Como antes, hemos definido $w_g' = \frac{2\pi c}{d'}$, donde d' es el espaciado entre surcos de la red y w la frecuencia central del pulso.

Como se muestra en la figura 18, el punto incidente A será tomado como referencia para determinar la demora de fase de las diferentes componentes en frecuencia. Todos los vectores de onda incidente lo hacen con los mismos ángulos γ y ψ. Los ángulos de difracción θ y ψ' dependen de la frecuencia. El punto C es la intersección de la dirección del vector de onda $\vec{k}$ con la segunda red de difracción. La distancia AB=Z es la distancia entre los planos de las redes. Usaremos el punto B como referencia para el haz emergente. Luego de la segunda red, todas las componentes de frecuencia salen paralelas entre sí, y no se acumula más retardo de fase. Por consiguiente, la demora de fase entre el frente de ondas incidente en el punto A y el frente de fase emergente en B es simplemente la acumulada entre A y B' (donde B y B' pertenecen al mismo frente de ondas). Este retardo de fase depende de la frecuencia w de la onda propagándose en la dirección $\vec{k}$, y está dado por el camino óptico AB'= $Z\,\cos\theta$:

$$\phi \;=\; \frac{w}{c}\,Z\,\cos\theta \tag{45}$$

La demora de grupo T es la derivada primera de la fase respecto de la frecuencia:

$$T \;=\; \frac{d\phi}{dw} \;=\; \frac{Z}{c}\,(\,\cos\theta \;-\; w\,\sin\theta\,\frac{d\theta}{dw}\,) \tag{46}$$

Para obtener $\frac{d\theta}{dw}$ procedemos de la siguiente manera. Diferenciando las ecuaciones (43) y (44) se tiene:

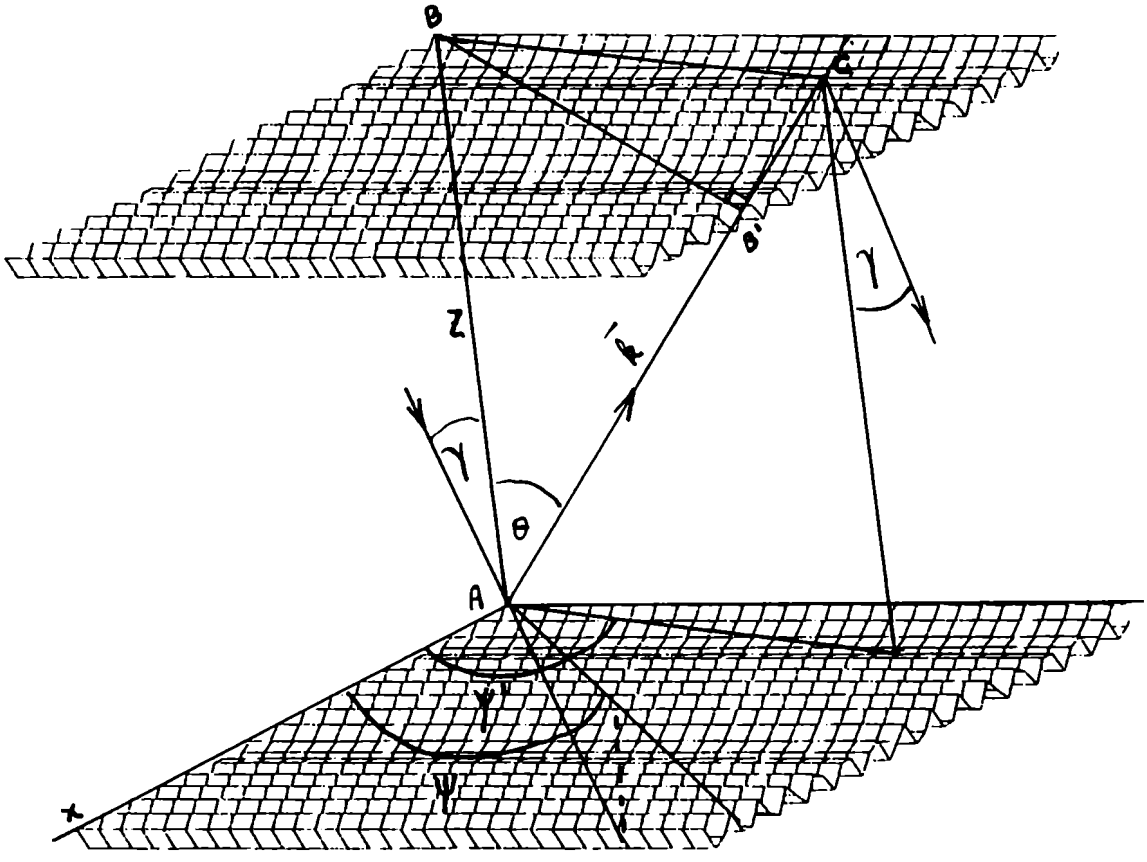


Fig. 18- Compresor de redes planas paralela. γ y ψ son respectivamente los ángulos de incidencia azimutal y de altitud en coordenadas polares. θ y ψ' son los correspondientes ángulos de difracción azimutal y de altitud. Z es la distancia entre los planos de las redes

$$- cos\psi' \, cos\theta \, d\theta \; + \; sin\theta \, sin\psi' \, d\psi' \; = \; - \frac{w_g'}{w^2} \, dw \tag{47}$$

y

$$\frac{d\psi'}{d\theta} \; = \; - \frac{tan\psi'}{tan\theta} \tag{48}$$

De las ecuaciones (47) y (48) resulta:

$$\frac{d\theta}{dw} \; = \; \frac{w_g'}{w^2} \, \frac{\cos\psi'}{\cos\theta} \tag{49}$$

Las dispersiones de segundo, tercer y cuarto orden corresponden a la primera, segunda y tercera derivada del retardo T respecto de la frecuencia. Derivando la ecuación (46) y haciendo uso de las ecuaciones (43-44) y (48-49), encontramos las siguientes expresiones para las dispersiones de distinto orden introducidas por el compresor de redes:

$$\phi^{(2)} \; = \; - \frac{Z}{c} \, \frac{w_g'^{\,2}}{w^3} \, \frac{\cos^2\psi'}{\cos^3\theta} \, (\, 1 \; + \; \cos^2\theta \, \tan^2\psi' \,) \tag{50}$$

$$\phi^{(3)} \; = \; - \, \phi^{(2)} \, \frac{3}{w} \, (\, 1 \; - \; \frac{w_g}{w} \, \frac{\cos\psi' \, \tan\theta}{\cos\theta} \,) \tag{51}$$

$$\begin{aligned} \phi^{(4)} \; = \; & \phi^{(2)} \, \frac{3}{w^2} \left[(\, 1 \; - \; \frac{w_g}{w} \, \frac{\cos\psi' \, \tan\theta}{\cos\theta} \,) \, (\, 4 \; - \; 3 \, \frac{w_g}{w} \, \frac{\cos\psi' \, \tan\theta}{\cos\theta} \,) \; - \right. \\ & \left. - \, \frac{w_g}{w} \, \frac{\cos\psi' \, \tan\theta}{\cos\theta} \; + \; \frac{w_g^2}{w^2} \, \frac{\cos^2\psi'}{\cos^4\theta} \, (\, 1 \; + sen^2\theta \; + \; \cos^2\theta \, \tan^2\psi' \,) \right] \end{aligned} \tag{52}$$

3.2- Resultados y ejemplos

Definimos los siguientes cocientes entre las dispersiones de tercer y cuarto orden y la de segundo orden:

$$\epsilon_1 \; = \; - \frac{\phi^{(3)} \, w}{3 \, \phi^{(2)}} \; = \; (\, 1 \; - \; \frac{w_g}{w} \, \frac{\cos\psi' \, \tan\theta}{\cos\theta} \,) \tag{53}$$

$$\epsilon_2 \; = \; \frac{\phi^{(4)} \, w^2}{3 \, \phi^{(2)}} \; = \; 3 \, \epsilon_1^2 \; + \; 2 \, \epsilon_1 \; - \; 1 \; + \; \frac{w_g^2}{w^2} \, \frac{\cos^2\psi'}{\cos^4\theta} \, (\, 1 \; + \; sen^2\theta \; + \; \cos^2\theta \, \tan^2\psi' \,) \tag{54}$$

En las figuras 19-a y 19-b se muestran las curvas de nivel de ϵ_1 y ϵ_2 en función de los ángulos incidentes γ y ψ. La densidad de surcos de las redes es $d'^{-1} = 1200l/mm$, usadas en el primer orden de difracción, y el pulso tiene una longitud de onda de 800nm.
Puede verificarse que modificando los ángulos de incidencia en la red, se puede realizar ajustes finos de las dispersiones de tercer y cuarto orden en un rango amplio de valores. Para $\gamma < 10^o$ ó $\psi > 60^o$, ϵ_1 y ϵ_2 toman valores muy grandes y varían en forma abrupta.

La figura 20 muestran un mapa de ϵ_2 en función de ϵ_1, con los ángulos incidentes γ y ψ como parámetros.
Hemos dividido la figura 20 en cuatro rangos de valores de ϵ_1 y ϵ_2 para mostrar mejor los órdenes de magnitud de las variaciones.

Para un dado valor de ϵ_1, el valor mínimo de ϵ_2 se obtiene para ψ=0, y el máximo, para $\gamma = 90^o$. De manera que en las mismas figuras se ha graficado con línea sólida los límites inferior y superior correspondientes a $\psi = 0^o$ y $\gamma = 90^o$ respectivamente.
El rango de variación de ϵ_2 varía desde un 6% a un 10%, dependiendo del valor de ϵ_1 elegido.

Para valores grandes de ϵ_1 (aproximadamente mayores que 2), los gráficos muestran zonas con una densidad de puntos más baja y mayor rango de variación. Esto es consistente con las curvas de nivel mostradas en la figura 19. Sólo ángulos de incidencia $\psi > 50^o$ contribuyen a estos valores. Y en esa zona las curvas se amontonan, lo que significa que pequeñas diferencias en los ángulos originan rango de variación amplio en ϵ_2 . La base de estos mismos gráficos, con mayor densidad de puntos, corresponden a valores $\gamma < 10^o$.

Para los valores más chicos de ϵ_1 (aproximadamente menores que 2), se tiene una gran densidad de puntos (casi un continuo). Allí el rango de variación de ϵ_2 es menor. A estos valores contribuyen ángulos $\psi < 50^o$ y $\gamma > 10^o$ y las curvas de nivel se encuentran más espaciadas. Esto significa que en este rango se tiene una menor sensibilidad a variaciones en los ángulos de incidencia, pero pueden hacerse ajustes más finos.

Experimentalmente debe determinarse el valor de ϵ_1 necesario para obtener un sistema expansor-amplificador-compresor compensado hasta tercer orden en frecuencia. Como se ve de la figura 19-a, existen diferentes pares de valores γ-ψ (ó θ-ψ') que dan un mismo valor de ϵ_1.
El valor de ϵ_2 es luego ajustado rotando las redes en los planos xz y xy, cambiando los ángulos de incidencia alrededor de los pares de valores que dejan ϵ_1 invariante. De la figura 20 se ve que se pueden lograr diferencias en ϵ_2 de 0.5 hasta 2.5, para un valor fijo de ϵ_1. Considerando una dispersión de segundo orden $\phi^{(2)} = 10^7 fs^2$, que es un valor típico para un sistema expansor/compresor, la dispersión de cuarto orden puede modificarse en forma contínua en un rango:

$$\Delta\phi^{(4)} = \frac{3\,\phi^{(2)}\,\Delta\epsilon_2}{w^2} \simeq 10^6 - 10^7 fs^4$$

Esto es mucho más que la dispersión de cuarto orden que un pulso puede adquirir debido a dispersión o automodulación de fase (SPM) en el material del amplificador.
Por ejemplo, para un amplificador de Ti:Zafiro, la dispersión de cuarto orden es de $195 fs^4$ por cm de material. La cantidad total de material atravesado por el pulso en los sucesivos pasajes dentro del amplificador varía entre 10cm y 20cm. Esto significa una dispersión de cuarto orden $\phi_M^{(4)}$:

$$\phi_M^{(4)} \simeq 2.\,10^4 - 4.\,10^4 fs^4$$

La SPM es un efecto no lineal de tercer orden que tiene su origen en la dependencia del índice de refracción del medio con el campo eléctrico E(t) [94]:

$$n = n_o + n_2\,|E(t)|^2 = n_o + \gamma\,I(t)$$

donde n_o es el índice de refracción lineal y n_2 el índice de refracción no lineal.

La SPM origina en el pulso una fase dependiente de la intensidad. Como el pulso se propaga una distancia muy larga a través del expansor en los sistemas de CPA, a la salida de dicho sistema óptico se tiene la transformada de Fourier del pulso inicial. Por lo tanto, el efecto de la SPM es el de impartir una fase dependiente de la frecuencia que resulta proporcional al espectro del pulso. Para un pulso con un perfil de intensidad gausiano, su espectro de frecuencias también resulta gausiano, de manera que podemos expresar el corrimiento de fase $\Delta\phi_{SPM}$ como:

$$\Delta\phi_{SPM}(w) = \Delta\phi_o\,e^{\frac{-w^2}{\Delta w^2}} \simeq \Delta\phi_o\left(1 - \frac{w^2}{\Delta w^2} - \frac{1}{2}\frac{w^4}{\Delta w^4}\right)$$

donde Δw is el ancho de banda espectral. La dispersión de cuarto orden debida a la SPM es la derivada cuarta de la fase:

$$\Delta\phi_{SPM}^{(4)} = \frac{12\,\Delta\phi_o}{\Delta w^2}$$

Un pulso en un amplificador de Ti:Zafiro exhibe típicamente una fase no lineal $\Delta\phi_o$ entre 1 y 3 [93]. Para un pulso de 40fs y $\Delta\phi_o$=3, se tiene:

$$\Delta\phi^{(4)}_{SPM} = 6.10^4 fs^4$$

Se desprende entonces que la dispersión de cuarto orden causada por dispersión en el material ó SPM en el amplificador puede ser absolutamente compensada por las variaciones $\Delta\phi^{(4)}$ que se logran modificando los ángulos incidentes en el compresor. Queda todavía un amplio margen para compensar cualquier dispersión originada en el expansor.

Es conveniente trabajar con ángulos de altitud pequeños para evitar aberraciones o rotaciones de la polarización del haz en las redes. Dentro de las aberraciones más importantes se encuentra el barrido en frecuencia espacial como consecuencia de tener un haz gaussiano en el cual los frentes de onda planos correspondientes a cada frecuencia inciden con una inclinación distinta. Esto también origina una elipticidad en la forma espacial del modo.
Si nos restringimos a ángulos pequeños ($\psi \leq 10^o$), el rango de variación de ϵ_2 (a ϵ_1 constante) se reduce, pero aún resulta suficiente para compensar la dispersión de cuarto orden en el sistema de CPA. Por ejemplo:

$$\epsilon_1 = 1, \quad \Delta\epsilon_2 = 3.310^{-2} \quad \Rightarrow \quad \Delta\phi^{(4)}\ 1.7\ 10^5 fs^4$$

$$\epsilon_1 = 1.3, \quad \Delta\epsilon_2 = 1.110^{-2} \quad \Rightarrow \quad \Delta\phi^{(4)} = 5.8\ 10^4 fs^4$$

En el esquema experimental, el haz debe ser retroreflejado sobre el compresor, con un desplazamiento vertical paralelo al haz incidente, usando un prisma retroreflector. En el doble pasaje ciertas aberraciones pueden ser eliminadas, aunque probablemente otras persistan.

En resúmen, hemos demostrado que mediante pequeñas inclinaciones del haz fuera del plano de refracción, pueden controlarse y cancelarse las dispersiones hasta cuarto orden en frecuencia introducidas a la fase del pulso por los compresores, expansores ó el medio amplificador, y hemos hallado expresiones analíticas que permiten calcularlas.

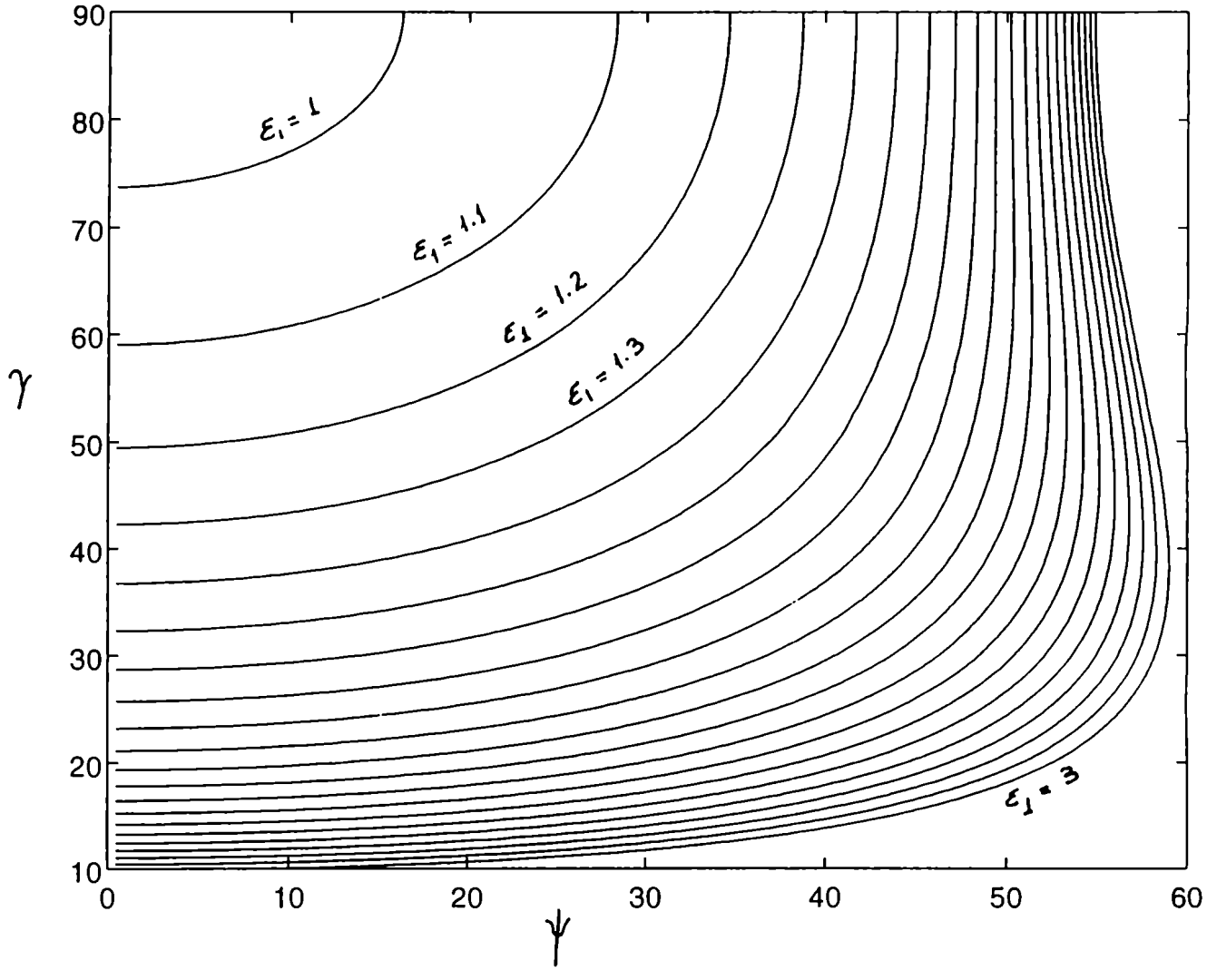


Fig.19-a) Curvas de nivel de $\epsilon_1 = -\frac{\phi^{(3)}\,w}{3\,\phi^{(2)}}$ en función de los ángulos de incidencia γ y ψ. $\phi^{(2)}$ y $\phi^{(3)}$ son respectivamente las dispersiones de segundo y tercer orden del compresor de redes planas. w es la frecuencia central del pulso. La densidad de surcos de las redes es 1200l/mm, usadas en el primer orden de difracción, para pulsos con una longitud de onda central a 800nm.

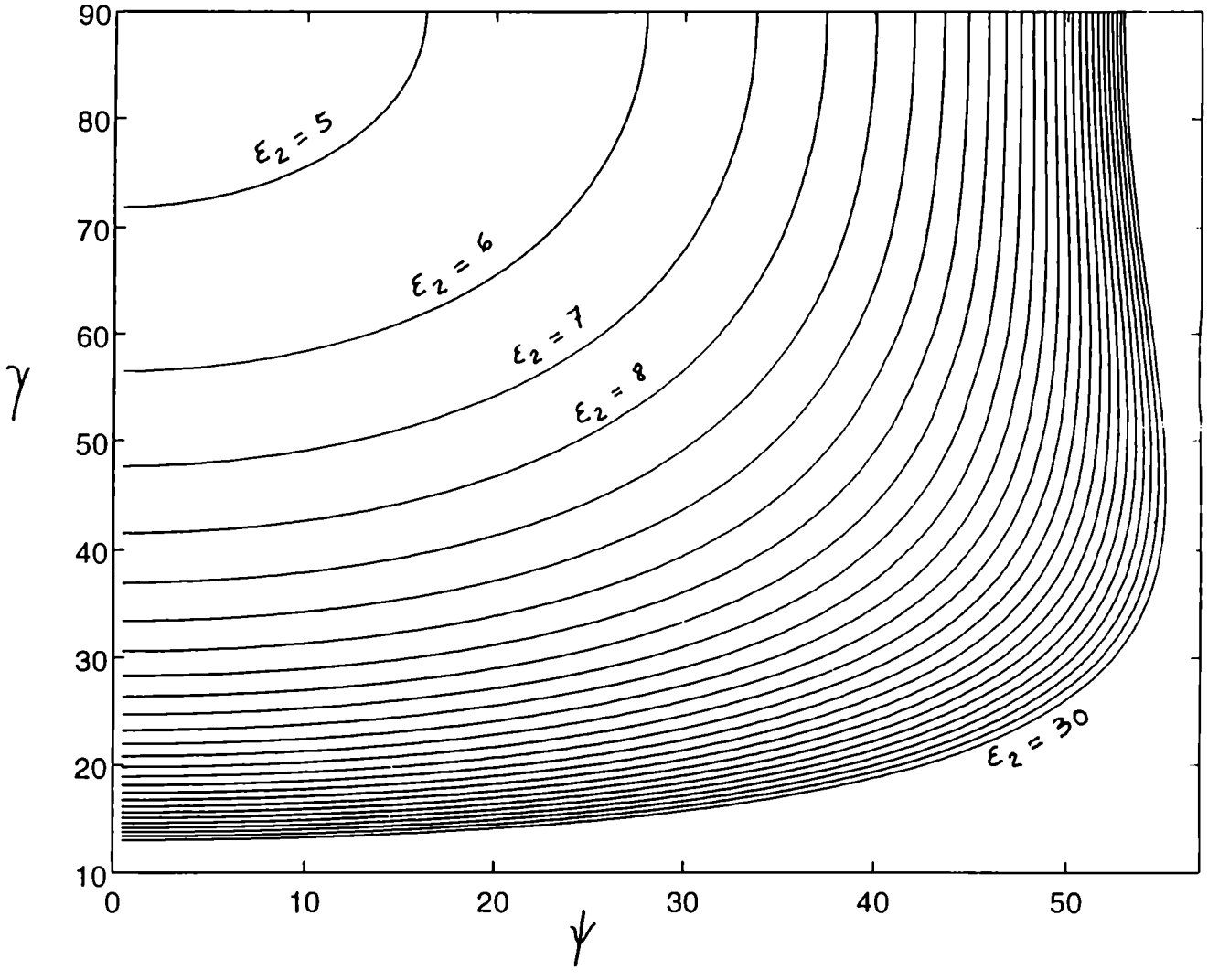


Fig.19-b) Curvas de nivel de $\epsilon_2 = \frac{\phi^{(4)}\,\omega^2}{3\,\phi^{(2)}}$ en función de los ángulos de incidencia γ y ψ. $\phi^{(2)}$ y $\phi^{(4)}$ son respectivamente las dispersiones de segundo y cuarto orden del compresor de redes planas de 1200l/mm, para λ=800nm.

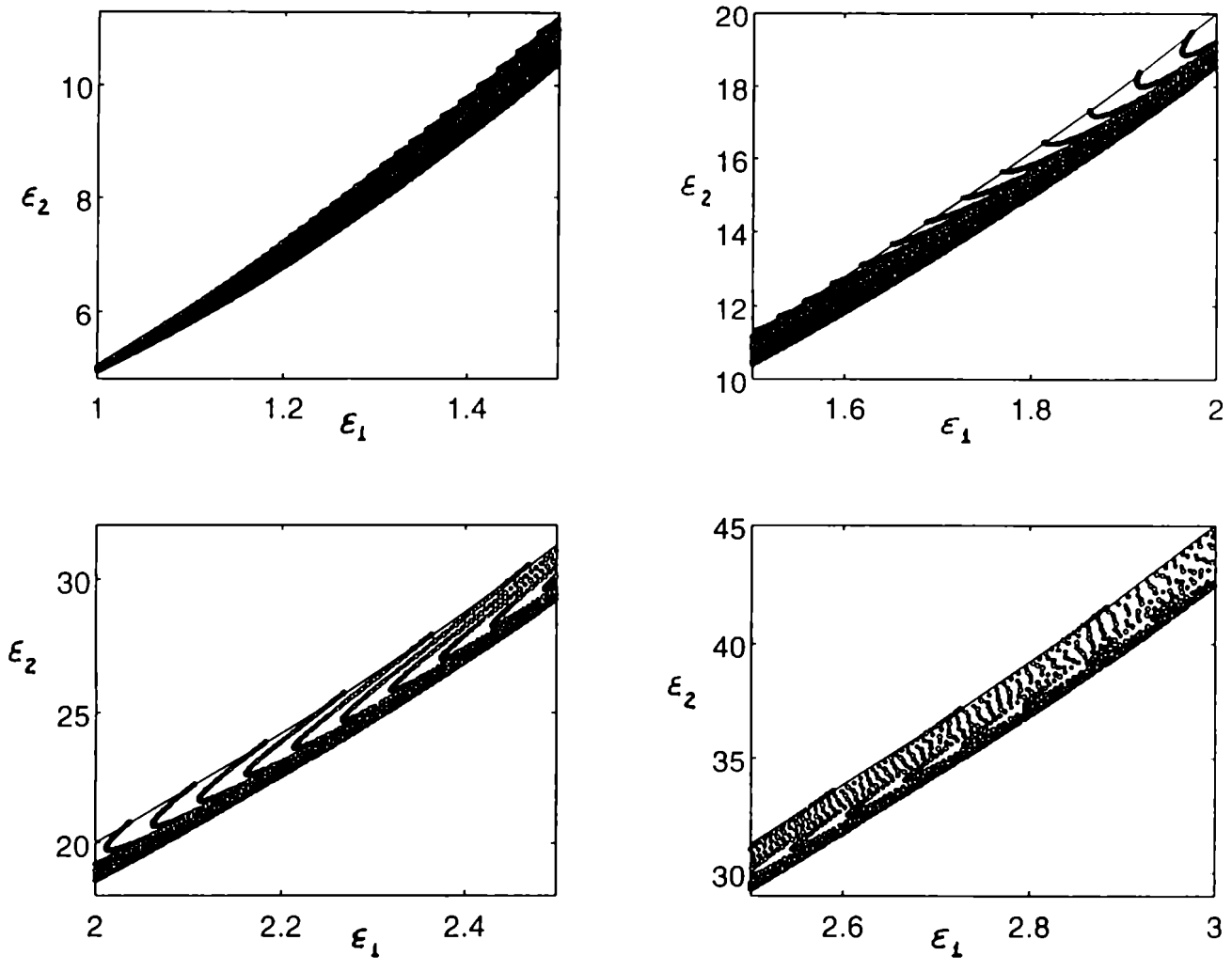


Fig.20- ϵ_2 en función de ϵ_1. Los puntos se obtienen calculando ϵ_1 y ϵ_2 en función de los ángulos de incidencia γ y ψ, barriéndolos entre 0° y 90°, con paso de 0.5°.

CAPÍTULO 4

SISTEMA PARA EL AJUSTE FINO DE TÉRMINOS DE FASE HASTA TERCER ORDEN EN FRECUENCIA EN CPA.

En el capítulo 2 se detallaron las condiciones que deben satisfacerse para lograr un acople adecuado entre expansor y compresor de manera de cancelar los términos de fase que puedan introducirse al pulso. Quedó demostrado que la tolerancia del sistema a errores de alineación, puntería del haz y determinación de parámetros (ángulos y distancias) es bastante baja.

En este capítulo describiremos y analizaremos un sistema que incorporado en la etapa amplificadora de la técnica de CPA, brinda la posibilidad de hacer ajustes finos que permiten compensar las dispersiones residuales de segundo y tercer orden provenientes de cualquier desajuste entre el expansor y el compresor, asi como de cualquier otro efecto que tenga lugar en el material amplificador como la automodulación de fase (SPM) mencionada en el capítulo anterior.
De esta manera pueden relajarse las condiciones de estricta alineación y ajuste perfecto de los parámetros del expansor-compresor.

El sistema permite también cancelar los términos de fase de tercer orden en cavidades láser de pulsos ultracortos, cualquiera sea el medio activo y la longitud de onda a la cual trabaje. Como se detalló en los antecedentes, los términos cúbicos en la fase limitan seriamente el ancho de pulso mínimo obtenible, y generan colas o pulsos satélites que deforman el pulso.

Se muestran distintas alternativas para el sistema propuesto, algunas de las cuales permiten ajustar las dispersines de segundo y tercer orden independientemente uno del otro.

4.1- Descripción del amplificador regenerativo

Luego de pasar por el expansor, el pulso laser es inyectado en el amplificador regenerativo. El esquema es ilustrado en la figura 21. Para concretar, nos referiremos a un amplificador de Titanio-Zafiro. Consiste de dos espejos curvos que focalizan el haz en un cristal de Ti:Zafiro. Un polarizador en combinación con una celda de Pockels son utilizados para inyectar el haz expandido y expulsarlo una vez amplificado. Dos espejos planos de alta reflectividad conforman los extremos de la cavidad amplificadora. El amplificador es bombeado por un laser pulsado de Nd:YAG doblado intracavidad (λ=532nm), con pulsos del orden de los nanosegundos. El pulso expandido es inyectado aplicando un voltaje a la

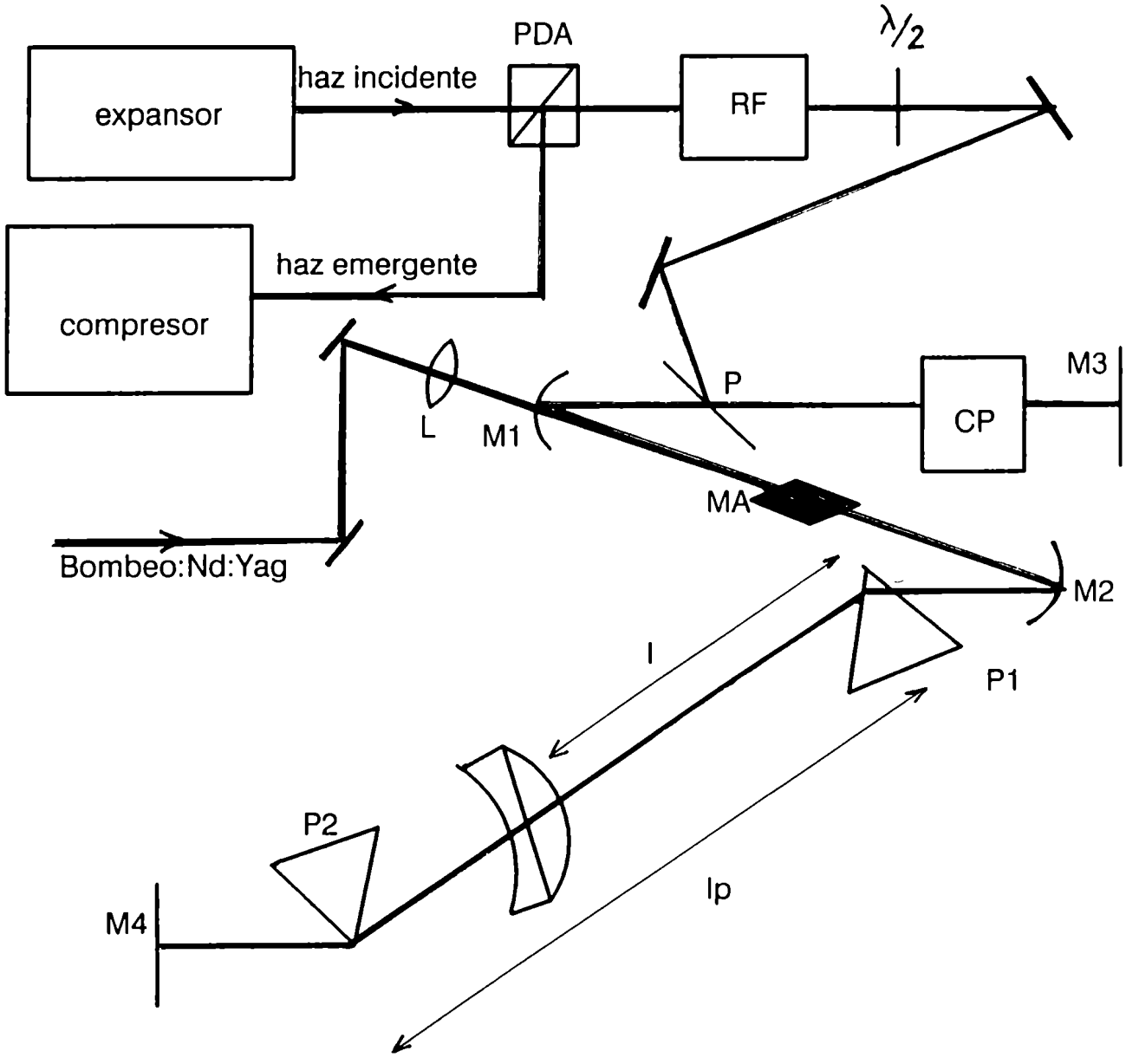


Fig. 21- Amplificador regenerativo utilizado en CPA.
MA: medio activo amplificador. M1-M2: espejos curvos. M3-M4: espejos planos de alta reflectividad. L: lente que focaliza el bombeo. P: polarizador. CP: celda de Pockels. PDA: cubo polarizador divisor de haz. RF: rotor de Faraday. $\lambda/2$: lámina de media onda.
Se ha incorporado un sistema de prismas ($P_1 - P_2$) y un sistema de lentes para realizar ajustes finos en las dispersiones de segundo y tercer orden.

celda Pockels. Luego de sucesivos pasajes la ganancia del medio amplificador se satura y el pulso alcanza su máxima energía. Aplicando otro voltaje a la celda, el pulso es expulsado de la cavidad. Como el haz de entrada y de salida se superponen, se utiliza un cubo polarizador usado como divisor de haz, un rotador de Faraday y una lámina de media onda para separarlos. El pulso expandido y amplificado es finalmente recomprimido en un compresor.

4.2- Descripción del sistema para el ajuste de la fase a tercer orden en frecuencia en pulsos de femtosegundos

El principio de funcionamiento del sistema se basa en la dispersión angular y consiguiente separación espacial de las distintas componentes espectrales de un pulso al atravesar un sistema dispersivo como prismas o redes de difracción.
Debe incorporarse en la cavidad del amplificador regenerativo un sistema de prismas como se esquematiza en la figura 21.

En el primer prisma se produce la dispersión angular de las distintas componentes espectrales del pulso. El segundo prisma, ubicado en dirección opuesta y con sus caras paralelas al primero, congela la dispersión. Las diferentes frecuencias salen paralelas entre sí, pero desplazadas lateralmente.

La propuesta consiste en ubicar entre el par de prismas ó entre el segundo prisma y el espejo plano final de la cavidad, un sistema afocal de dos lentes: una plano cóncava y otra plano convexa. Ambas lentes deben tener distinto índice de refracción y distancias focales iguales y opuestas. El par de lentes modifica el camino de grupo de las distintas componentes espectrales introduciendo un término cúbico en la fase con la frecuencia. El esquema se muestra en la figura 22.

4.3- Cálculo de las dispersiones de segundo y tercer orden

Las diferentes longitudes de onda, separadas espacialmente luego de atravesar los prismas, inciden a distintas alturas en el sistema de lentes, recorriendo distintos caminos ópticos. El sistema de lentes introduce de esta manera un término de tercer orden en frecuencia en la fase del pulso, como se demuestra a continuación.

El camino óptico en función de x (la altura desde el eje del sistema de lentes), entre dos puntos arbitrarios marcados con línea punteada en la figura 23 es:

$$P = a + n_1 (e_1 - a) + n_2 (e_2 + c) + g - c \qquad (55)$$

con

$$a \simeq -\frac{x^2}{2\,R_1} \qquad\qquad c \simeq -\frac{x^2}{2\,R_2} \tag{56}$$

donde n_1, n_2 son los índices de refracción de las lentes convergente y divergente respectivamente, R_1, R_2 sus radios de curvatura y e_1, e_2 sus espesores. La distancia g es una constante que no contribuye a las derivadas y será ignorada en los cálculos que siguen.

La ecuación (55) está basada en la aproximación de lentes delgadas y no tiene en cuenta la desviación por refracción a través de las lentes. Las condiciones que deben satisfacerse para que dicha aproximación sea válida se detallan en el apéndice 2.

La fase introducida al pulso por el sistema de lentes es:

$$\phi_{sl} = \frac{w\,P}{c}$$

Calculando las derivadas segunda y tercera de la fase, obtenemos las dispersiones de segundo (SOD) y tercer (TOD) orden:

$$\frac{d^2\phi_{sl}}{dw^2} = \phi_{sl}^{(2)} = \frac{\lambda^3}{2\,\pi\,c^2}\left[e_1\,\frac{d^2n_1}{d\lambda^2} + e_2\,\frac{d^2n_2}{d\lambda^2}\right] \tag{57}$$

$$\frac{d^3\phi_{sl}}{dw^3} = \phi_{sl}^{(3)} = -\frac{\lambda^4}{2\,\pi^2\,c^3}\left[(3\,\frac{d^2n_1}{d\lambda^2} + \lambda\,\frac{d^3n_1}{d\lambda^3})\,e_1 + (\,3\frac{d^2n_2}{d\lambda^2}) + \lambda\,\frac{d^3n_2}{d\lambda^3})\,e_2)\right] + \phi_{ad}^{(3)} \tag{58}$$

Todos los términos multiplicados por el espesor de las lentes provienen de la dispersión en el material de las mismas. El término adicional que aparece en la dispersión de tercer orden es el que surge como consecuencia de la diferencia de caminos ópticos atravesados por las distintas componentes espectrales. Este término viene dado por la expresión:

$$\phi_{ad}^{(3)} = \frac{6\,\pi}{\lambda_0}\,(\frac{dx}{dw})^2\,\frac{1}{f_{01}}\left[\frac{dn_2}{dw}\,\frac{1}{(n_2-1)} - \frac{dn_1}{dw}\,\frac{1}{(n_1-1)}\right] \tag{59}$$

Donde hemos usamos el hecho de que los radios de curvatura de las lentes se elijen de manera que el sistema tenga una distancia focal nula a la longitud de onda central λ_o, esto es:

$$\frac{[n_1(\lambda_o)-1]}{R_1} + \frac{[1-n_2(\lambda_o)]}{R_2} = \frac{1}{f_{01}} + \frac{1}{f_{02}} = \frac{1}{f_0} = 0 \tag{60}$$

En la práctica no se encuentran pares de lentes de exactamente la misma distancia focal para una determinada longitud de onda. Especialmente si se considera que por lo general se diseñan para el rango de frecuencias visibles del espectro y la corrección de la distancia focal nominal a la longitud de onda requerida será mayor para la lente más dispersiva.
El sistema deberá hacerse afocal separando las lentes una distancia d igual a la suma de las distancias focales, como se muestra en la figura 22-b.
De cualquier manera, las distancias focales deben ser lo más cercanas posible para poder despreciar la desviación por refracción a través de ellas. Esto se discute en el apéndice 2.

Se necesita ahora hallar una expresión para el factor $\frac{dx}{dw}$ que aparece en la ecuación (59) y que representa el desplazamiento ó separación lateral de las distintas frecuencias luego de ser dispersadas en el sistema de prismas.
Estos cálculos pueden realizarse haciendo uso del formalismo de matrices introducido en la sección 2.6.
Dicho formalismo debe extenderse a matrices de 3x3 para modelar la propagación de haces policromáticos a través de sistemas ópticos que incluyen elementos dispersivos. Esto permite tener en cuenta la dispersión angular y modelar el camino de haces desplazados ó inclinados [89-92].
Cada componente óptica del sistema tiene asociada una matriz generalizada de 3x3 de coeficientes ABCDEF, de manera que los parámetros del haz a la salida del sistema están relacionados con los parámetros del haz de entrada mediante la relación matricial:

$$\begin{bmatrix} r_2 \\ \theta_2 \\ \Delta w_2 \end{bmatrix}_{sal} = \begin{bmatrix} A & B & E \\ C & D & F \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} r_1 \\ \theta_1 \\ \Delta w_1 \end{bmatrix}_{ent}$$

Como antes, r es el desplazamiento transversal medido respecto del eje óptico, para un rayo viajando en la dirección z; $\theta = n\,\frac{dr}{dz}$ es la pendiente ó ángulo de propagación, n es el índice de refracción del medio, y está considerado el apartamiento Δw de cada frecuencia respecto de la frecuencia central w_o.

Los coeficientes E = $\frac{\partial r_2}{\partial w_1}$ y F = $\frac{\partial \theta_2}{\partial w_1}$ son los que tienen en cuenta la dispersión angular y por ende son no nulos sólo en sistemas dispersivos como redes y prismas. En particular es el coeficiente E el que nos interesa calcular. Las matrices correspondientes a los prismas y a propagaciones en aire se detallan en el apéndice 1. A partir de ellas, se obtienen las siguientes expresiones para la separación espacial x en función de la frecuencia w:

$$\frac{dx}{dw} = \left[2\,l_p + \frac{(y_1 + y_2)}{n_p^3}\right] \frac{dn_p}{dw} \qquad (61)$$

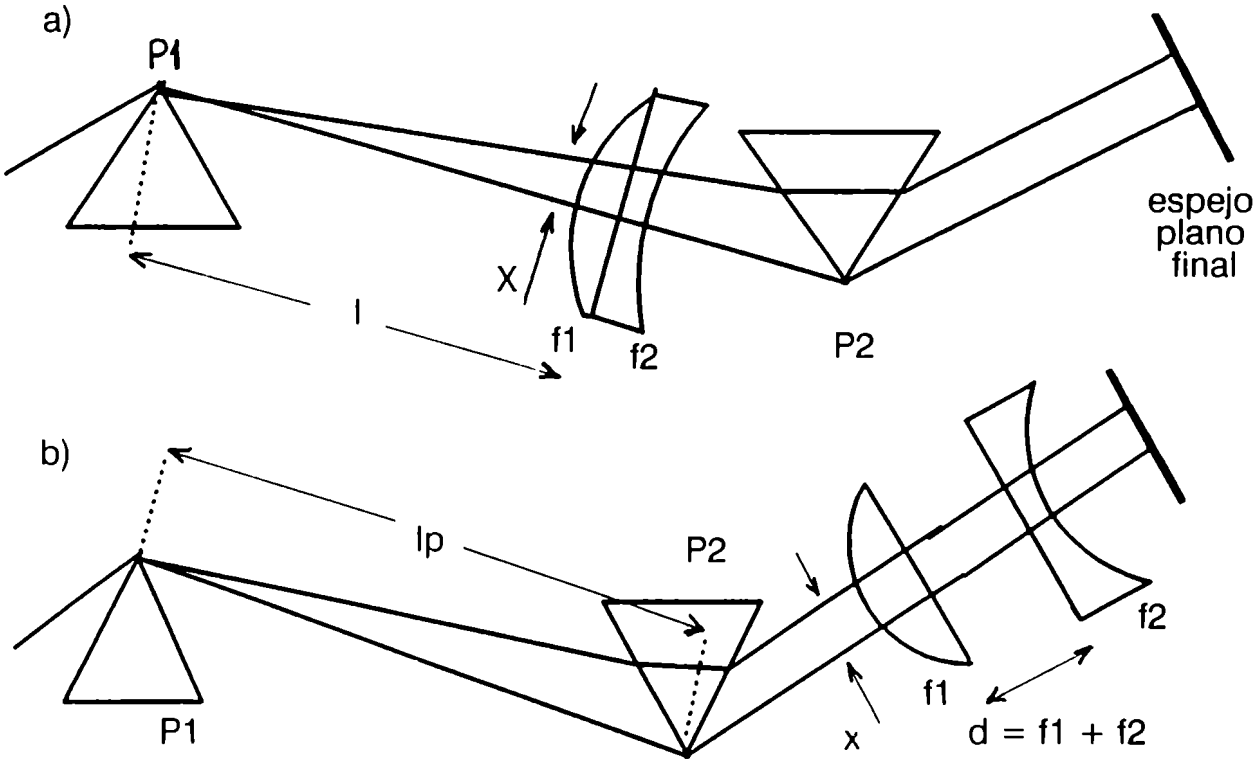
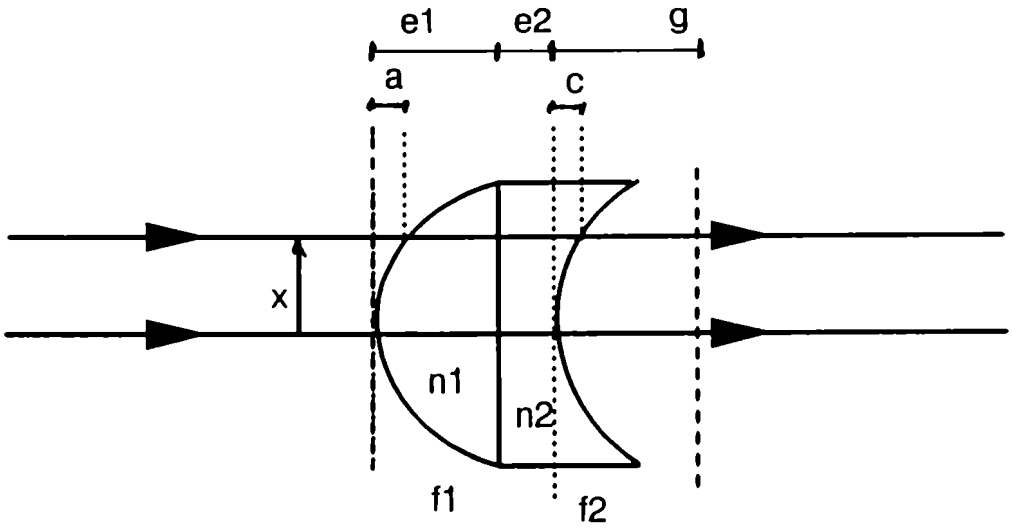
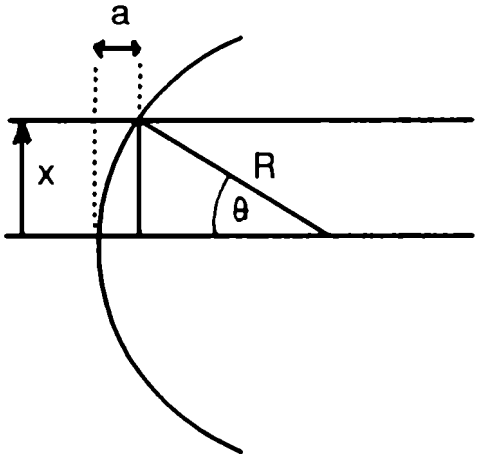


Fig.22- a) Sistema afocal de dos lentes plano-curvas, de diferente índice de refracción y distancias focales iguales y opuestas ($f_2 = -f_1$), ubicado entre los prismas de la cavidad amplificadora. Allí las componentes espectrales del pulso se encuentran separadas espacialmente a causa de la dispersión angular.

b) Sistema afocal de dos lentes plano-curvas de distancias focales opuestas ligeramente distintas, separadas una distancia $d = f_1 + f_2$, ubicado a la salida de la secuencia de prismas.





$$\cos\theta = \frac{R-a}{R}$$

$$a = R(1-\cos\theta) \simeq -R\left(\frac{\theta^2}{2} + \frac{\theta^4}{24} + \ldots\right)$$

$$\sin\theta = \frac{x}{R}$$

Fig.23- Longitud de camino óptico recorrido por las distintas frecuencias, separadas espacialmente, que atraviesan el sistema de lentes a diferentes alturas respecto del eje óptico. Cada frecuencia sufre así un retardo distinto, de manera que el sistema de lentes introduce un término de fase de tercer orden en frecuencia en el espectro del pulso .

a la salida del segundo prisma,

$$\frac{dx}{dw} = \left[2\,l + \frac{y_1}{n_p^3}\right] \frac{dn_p}{dw} \tag{62}$$

a una distancia l del primer prisma ($l < l_p$).

y_1, y_2 indican la cantidad de material intraprisma en el primer y segundo prisma, n_p es el índice de refracción de los prismas, y l_p la separación entre prismas.
Todos los prismas operan en ángulo de Brewster para minimizar las pérdidas por reflexión en la cavidad amplificadora.

Un sistema alternativo se muestra en la figura 24. Está compuesto por una lente divergente de distancia focal f_2 e índice de refracción n_2, y un espejo cóncavo de distancia focal f_1 aproximadamente igual y opuesta a f_2. La separación lente-espejo será d = $f_1 + f_2$ de manera de hacerlo afocal. El espejo curvo reemplazaría al espejo plano final de la cavidad.

La condición de sistema afocal en este esquema es:

$$\frac{[n_2(\lambda_o) - 1]}{R_2} - \frac{1}{R_1} = \frac{1}{f_{02}} - \frac{1}{f_{01}} = \frac{1}{f_0} = 0 \tag{63}$$

4.4- Determinación de parámetros

Son varios los parámetros a determinar en el sistema: distancia entre prismas, cantidad de material intraprisma insertado en el camino del haz, distancia focal de las lentes, etc.

En un principio, supondremos que los ángulos y distancias en el expansor y compresor han sido correctamente elegidos de manera que no hay dispersión remanente de segundo ó tercer orden. En ese caso, los parámetros en el amplificador regenerativo deberán fijarse de manera de anular las dispersiones de segundo (SOD) y tercer (TOD) orden propios, provenientes del medio amplificador, el sistema de prismas y el sistema de lentes.
Luego veremos como modificando determinados parámetros (como la inserción de los prismas ó la distancia l del sistema de lentes al primer prisma) es posible variar en forma continua la SOD y la TOD alrededor del cero, permitiendo la compensación de las dispersiones remanentes en el expansor-compresor como consecuencia de los inevitables errores de alineación.

Los parámetros correspondientes a dispersión neta nula quedan fijados por las siguientes condiciones:

$$\phi^{(2)}_{MA} + \phi^{(2)}_{prism} + \phi^{(2)}_{sl} = 0$$

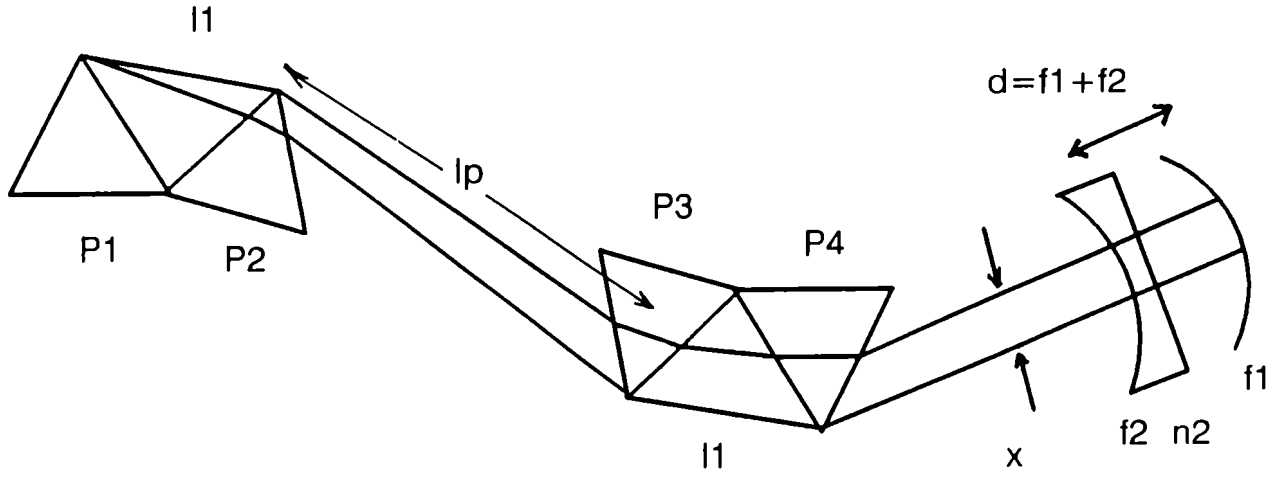


Fig.24- Configuración alternativa con una lente divergente (f_2, n_2) y un espejo curvo (f_1) de distancias focales opuestas ligeramente distintas, separadas una distancia $d = f_1 + f_2$, ubicado a la salida de un esquema de cuatro prismas en la cavidad láser.

$$\phi^{(3)}_{MA} + \phi^{(3)}_{prism} + \phi^{(3)}_{sl} = 0$$

Las contribuciones a dichas dispersiones provenientes de las distintas componentes ópticas son las siguientes:

i) material del medio activo (MA):

$$\phi^{(2)}_{MA} = \frac{\lambda^3}{2\,\pi\,c^2}\, l_{ma}\, \frac{d^2 n_{ma}}{d\lambda^2} \tag{64}$$

$$\phi^{(3)}_{MA} = -\frac{\lambda^4}{2\,\pi^2\,c^3}\, l_{ma} \left(3\,\frac{d^2 n_{ma}}{d\lambda^2} + \lambda \frac{d^3 n_{ma}}{d\lambda^3} \right) \tag{65}$$

ii) sistema de prismas:

$$\phi^{(2)}_{prism} = \frac{\lambda^3}{2\,\pi\,c^2} \left[\frac{d^2 n_p}{d\lambda^2}\,(y_1 + y_2) - 4\,(\frac{dn_p}{d\lambda})^2\, l_p \right] \tag{66}$$

$$\begin{aligned} \phi^{(3)}_{prism} = & -\frac{\lambda^4}{2\,\pi^2\,c^3} \left\{ \left(3\,\frac{d^2 n_p}{d\lambda^2} + \lambda\,\frac{d^3 n_p}{d\lambda^3} \right) (y_1 + y_2) \right. \\ & \left. - 12\, l_p \left[(\frac{dn_p}{d\lambda})^2 + \lambda\,\frac{dn_p}{d\lambda}\,\frac{d^2 n_p}{d\lambda^2} \right] \right\} \end{aligned} \tag{67}$$

iii) sistema de dos lentes ó sistema lente-espejo: ecuaciones 57-59.

Los términos multiplicados por l_p en las ecuaciones (66) y (67) corresponden a las dispersiones negativas de segundo y tercer order debidas a la dispersión angular. Los términos multiplicados por y_i corresponden a las dispersiones positivas introducidas por el material de los prismas.

Los signos de las distintas contribuciones a la SOD y TOD en el amplificador regenerativo se resumen en el siguiente cuadro:

	SOD	TOD
Materiales (medio amplificador, prismas y lentes)	+	+
Dispersión angular en prismas	-	-
Por diferencia de camino optico en el sistema de lentes		+

Para una dada configuración en la que se ha hecho una elección de los materiales del medio amplificador, prismas y lentes, así como también de sus dimensiones (l_{ma}, e_1, e_2), el parámetro de ajuste para cancelar la SOD es la separación entre prismas l_p, cuyo valor dependerá de la cantidad de material de prisma insertado en el camino del haz: y_i. Determinada la distancia entre prismas, la distancia focal de cada lente del sistema queda fijada por la condición de anular la TOD. Como la dispersión de tercer orden negativa generada por dispersión angular en el sistema de prismas excede en magnitud a la contribución positiva proveniente de todos los materiales presentes, es necesario que la contribución a la TOD proveniente del sistema de lentes sea positiva para compensar la TOD neta. De la expresión (59) se desprende que el material de la lente divergente debe ser mucho más dispersivo que el de la lente convergente. La configuración de lente y espejo presenta a este respecto la ventaja de que no aparece ningún término negativo en la ecuación (59).

Las dispersiones del material de los prismas, medio activo y lentes a la longitud de onda deseada se calcularon usando las fórmulas dispersivas dadas en los catálogos de SCHOTT-GLASS y MELLES GRIOT.

4.5- Elección de las mejores configuraciones y materiales para los prismas y lentes

Analizando los resultados de los cálculos para distintas configuraciones de sistemas surgen las siguientes conclusiones.
Si se utilizan materiales altamente dispersivos para los prismas, como SF10, SF11, SF18 y F2, la distancia focal de las lentes requerida para anular la TOD debe ser muy corta (del orden de 5 a 20 mm, dependiendo del material de las lentes y de su espesor, del camino intraprisma y la longitud del medio activo). Ésto trae aparejado dos problemas: aberración esférica y cromática. Sólo la primera representa un factor limitador del ancho de pulso, como evaluaremos más adelante (sección 4.8).

Distancias focales más largas, en un rango de 5 a 20cm, se obtienen con prismas poco dispersivos: BK7, Fused Silica, LaKL21, LaK31, LaFN28, etc.

La razón por la cual los materiales muy dispersivos no funcionan, es que el cociente entre la TOD negativa y la SOD negativa es muchas veces mayor que para prismas poco dispersivos. La TOD negativa neta resulta entonces muy grande y se requieren distancias focales muy cortas en las lentes para que poder compensarla.

Por otro lado, la separación entre prismas necesaria para compensar la SOD es excesivamente grande para prismas poco dispersivos. Para trabajar con distancias razonables,

se puede emplear un sistema de cuatro prismas como se muestra en la figura 24. Ésto incrementa en un factor cuatro la dispersión angular entre los prismas interiores y por ende la separación entre prismas se reduce en el mismo factor.

La ecuación (61) en este caso pasa a ser:

$$\frac{dx}{dw} = [\,4\,(l_1 + l_p) + \frac{(y_1 + y_4)}{n_p^3} + 3\,\frac{(y_2 + y_3)}{n_p^3}\,]\,\frac{dn_p}{dw} \tag{68}$$

y en forma similar para la ecuación (62):

$$\frac{dx}{dw} = [\,4\,l_p + 2\,l_1 + \frac{(y_1 + 3\,y_2)}{n_p^3}\,]\,\frac{dn_p}{dw} \tag{69}$$

y_1, y_2, y_3, y_4 son las longitudes de camino intraprisma de los prismas 1 a 4. La distancia l_1 entre los prismas de cada par debe ser lo más pequeña posible para minimizar la longitud de ese brazo de la cavidad.

La distancia focal necesaria para anular la TOD se incrementa con los siguients factores (los cuales incrementan también la distancia entre prismas necesaria para anular la SOD):

1- Cuanto más dispersivo es el material de la lente divergente y menos dispersivo el de la lente convergente y prismas.

2- Con el incremento del camino óptico intraprisma y la longitud del medio activo. También con el espesor de las lentes pero no en forma relevante.

3- Usando la configuración lente-espejo en lugar del par de lentes.

En el momento de elegir la ubicación del sistema de lentes, resulta útil tener en cuenta el siguiente hecho. Cuando el par de lentes se inserta entre los prismas, la TOD se controla desplazando el sistema de lentes de manera de modificar la distancia l en la ecuación (62). Resulta entonces independiente del ajuste de la SOD que se logra cambiando la separación total entre prismas l_p.
Con el sistema de lentes ubicado a la salida de la secuencia de prismas, es necesario controlar dos grados de libertad (la distancia entre prismas l_p y la cantidad de material intraprisma) que modifican simultáneamente la SOD y la TOD.

4.6- Resultados y ejemplos

La figura 25-a) muestra la longitud de camino óptico intraprisma necesaria para compensar la SOD, en función de la separación entre prismas. Las distintas curvas corresponden a

diferentes combinaciones de materiales de prismas y lentes en un amplificador regenerativo con una barra de Titanio Zafiro de 20mm de longitud como medio activo, y un compresor de dos ó cuatro prismas. La cavidad del amplificador laser está sintonizada a una longitud de onda λ_o=800nm. La separación entre prismas l_1 en cada par del arreglo de cuatro prismas se tomó igual a 4cm. Los valores del camino óptico intraprisma que figuran corresponden a sólo un prisma, con el mismo valor tomado para el/los restantes. Los espesores de las lentes son e_1=10mm y e_2=2.5mm para la lente convergente y divergente respectivamente.

Para cada una de estas configuraciones, la distancia focal de las lentes ($f_{01} = -f_{02}$) en el sistema de dos lentes o en el sistema lente-espejo, requerida para anular la TOD se grafica en la figura 25-b), en función de la separación entre prismas.

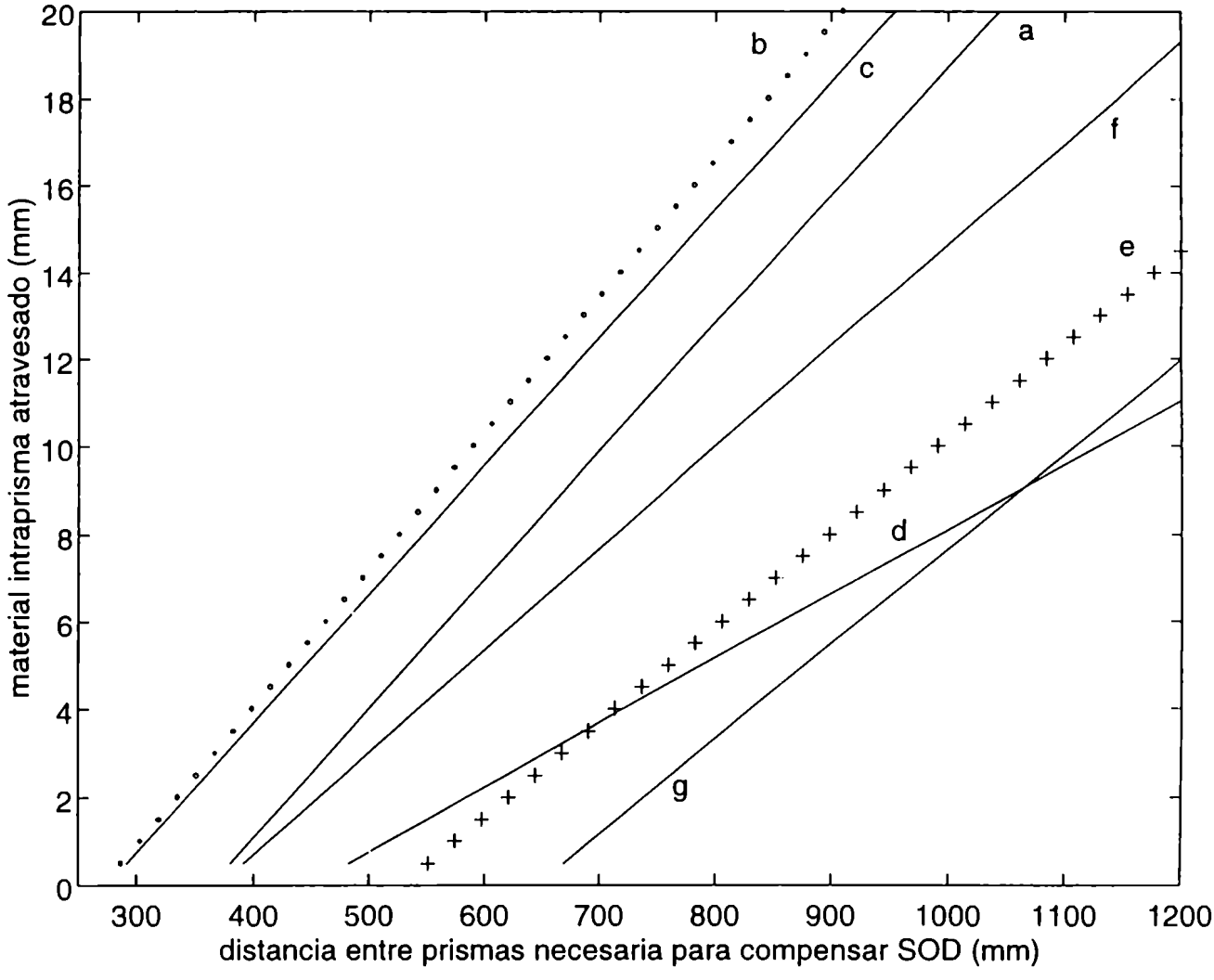
Todos las afirmaciones que se hicieron más arriba se confirman.

4.7- Ajuste de dispersiones hasta tercer orden en frecuencia con el sistema de lentes en el amplificador regenerativo del sistema de CPA

Calculemos las dispersiones de segundo y tercer orden introducidas a la fase del pulso cuando no se logra un acople perfecto entre expansor y compresor. Volvamos al ejemplo detallado en el capítulo 2 (figura 10) y supongamos un error experimental ΔZ en la determinación de la distancia entre redes en el compresor y un error $\Delta\gamma$ en los ángulos de incidencia en dichas redes. Discriminaremos el efecto de cada uno de estos errores por separado. De esta manera el error en la distancia origina una dispersión remanente de segundo orden mientras que el error en los ángulos de incidencia genera una dispersión de tercer orden. En la siguiente tabla mostramos la magnitud de estas dispersiones.

	SOD DEL SISTEMA EXPANSOR-COMPRESOR: $\phi_c^{(2)}(w_o) + \phi_P^{(2)}(w_o)$	TOD DEL SISTEMA EXPANSOR-COMPRESOR: $\phi_c^{(3)}(w_o) + \phi_P^{(3)}(w_o)$
ERROR EN LA DETERMINACIÓN DE LA DISTANCIA ENTRE REDES: ΔZ=250μm	1.5 10^3fs^2	
ERROR EN LA DETERMINACIÓN DEL ÁNGULO DE INCIDENCIA EN LAS REDES: $\Delta\gamma$=0.1°		1.2 10^4fs^3

Fig.25- a) Longitud de camino intraprisma en función de la distancia entre prismas necesaria para compensar la dispersión de segundo orden (SOD), en un amplificador regenerativo con una barra de Ti:Zafiro de 20mm de longitud. Los espesores de las lentes convergente y divergente son: e_1=10mm y e_2=2.5mm. La distancia entre prismas en cada par en el caso de las configuraciones con cuatro prismas es l_1=4cm.



Las distintas curvas corresponden a las siguientes configuraciones:

a) lente SF11, espejo. Cuatro prismas de Fused Silica.

b) lente SF11, espejo. Cuatro prismas de BK7.

c) lente BK7, espejo. Cuatro prismas de Fused Silica.

d) lente convergente (+) de Fused Silica, lente divergente (-) de SF11. Cuatro prismas de Fused Silica.

e) lente SF11, espejo. Dos prismas de LaK31.

f) lente SF11, espejo. Dos prismas de LaFN28.

g) lente (+) de Fused Silica, lente (-) SF11 . Dos prismas de LaK31.

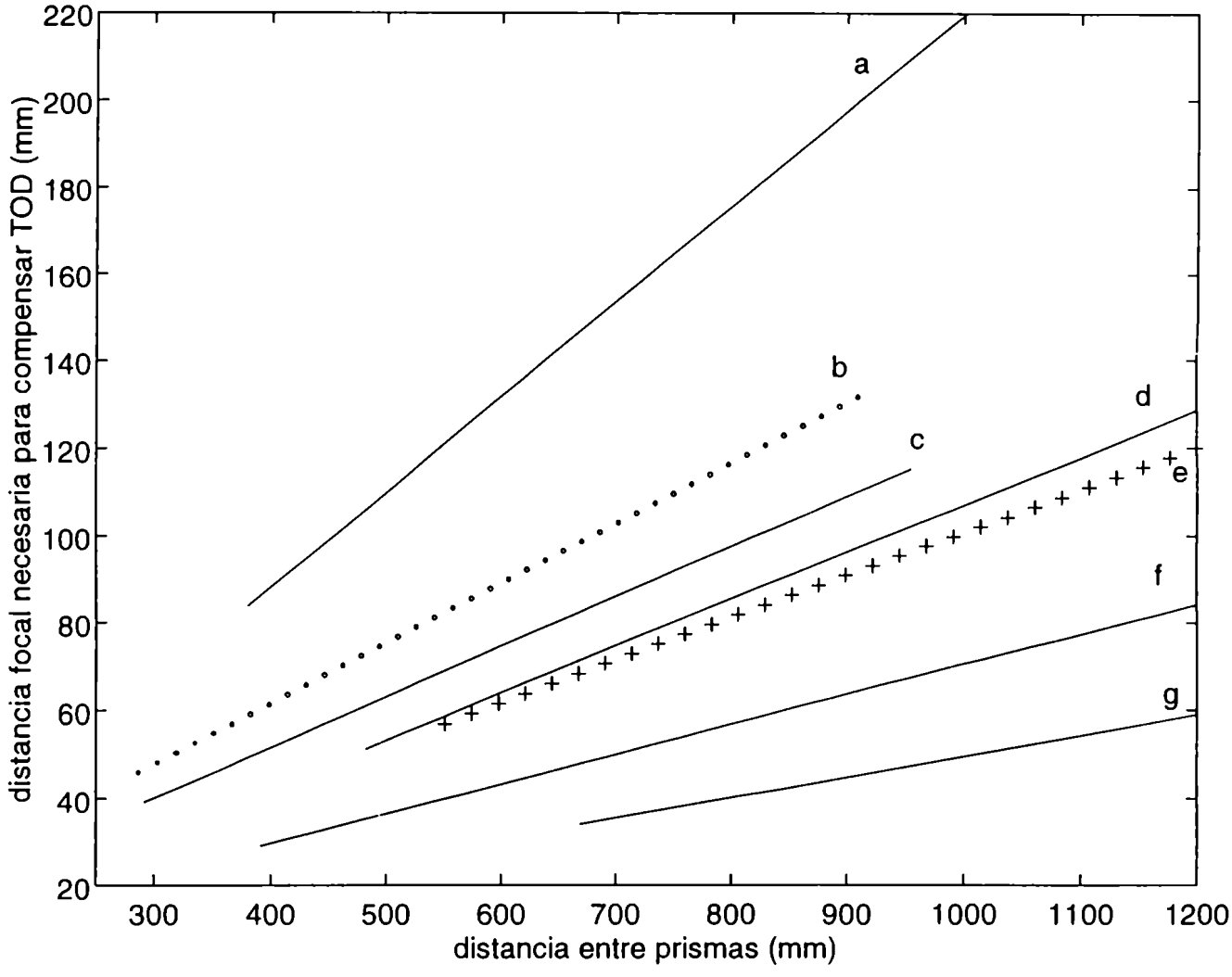


Fig.25- b) Distancia focal de las lentes del sistema, requerida para compensar la dispersión de tercer orden (TOD), en función de la separación entre prismas. Las distintas curvas corresponden a las configuraciones de la figura 25-a).

Las figuras 26 y 27 muestran la distorsión que sufre el pulso en cada caso.

Para compensar estos errores haremos uso de los ajustes que permite el sistema de lentes ubicado en el amplificador regenerativo. Pueden lograrse ajustes independientes de las dispersiones de segundo y tercer orden cuando el sistema de lentes se ubica entre prismas, a una distancia l como se indica en la figura 21, y no a la salida de los mismos. La dispersión de tercer orden se modifica desplazando el sistema de lentes (variando la distancia l en la ecuación 62), independientemente de la dispersión de segundo orden que depende de la distancia total entre prismas (l_p) y de la cantidad de material de los prismas atravesado ($y_1 ... y_4$).

El sistema de lentes debe montarse sobre una unidad de traslación que permita desplazalo en la dirección del haz incidente sin desalinearlo y manteniendo fija la separación entre lentes.
Los prismas se montan de igual manera sobre posicionadores con el eje de traslación perpendicular al haz incidente de manera que puedan ser desplazados en la dirección de la bisectriz. Esto permite insertar mayor o menor cantidad de vidrio en la trayectoria del haz, sin modificar la incidencia en ángulo de Brewster.

Tomaremos como ejemplo el sistema mostrado en la curva d) de la figura 25. El sistema esta constituído por una lente convergente de Fused Silica de espesor e_1=10mm, una lente divergente de SF11 de espesor e_2=2.5mm, y un sistema de cuatro prisma de Fused Silica. La longitud del medio amplificador es l_{ma}=20mm y la separación entre prismas en cada par es l_1=4cm. La inserción de los dos primeros prismas (y_1, y_2) se mantendrá fija de manera de no variar la separación lateral x de las distintas componentes espectrales que modificarían el camino óptico a través del sistema de lentes. La dispersión de tercer orden debida al sistema de lentes queda determinada unicamente por la distancia l. Las cantidades de vidrio atravesadas por el haz en los dos primeros prismas son $y_1 = y_2$= 10mm.

La distancia entre prismas l_p se fija de manera de cancelar la dispersión neta de segundo orden (SOD) generada por el medio amplificador, el sistema de prismas y el sistema de lentes según se ha detallado en la sección 4.4. Esta distancia depende de la inserción del segundo par prismas.
La figura 28 muestra la variación de la SOD en función del camino intraprisma $y_3 + y_4$, para una separación entre prismas l_p=79cm, teniendo en cuenta que el haz realiza 20 pasajes dentro de la cavidad amplificadora. El número de pasajes puede llegar a 50 en los amplificadores, dependiendo de la longitud y dopaje del medio amplificador.

La distancia focal de las lentes del sistema se determina de manera de anular la dispersión neta de tercer orden (TOD) en la cavidad amplificadora (sección 4.4). Depende de la

distancia l a la cual se ubica el sistema de lentes respecto del primer par de prismas que genera la dispersión angular y espacial de las frecuencias. Cuanto mayor sea esta distancia, mayor será la distancia focal de las lentes requerida para cancelar la TOD, evitando así aberraciones esféricas.
La figura 29 muestra la variación de la TOD que se obtiene desplazando el sistema de lentes, cuando se elije un par de lentes de distancia focal f_{o1}=-f_{o2}=70mm, considerando 20 pasajes del haz en el amplificador regenerativvo.

El rango de variación de las dispersiones de segundo y tercer orden se resumen en la siguiente tabla:

	VARIACIÓN DE LA SOD EN EL AMPLIFICADOR REGENERATIVO: $\Delta\phi^{(2)}$	VARIACIÓN DE LA TOD EN EL AMPLIFICADOR REGENERATIVO: $\Delta\phi^{(3)}$
RANGO DE VARIACIÓN EN LA INSERCIÓN DE PRISMAS: $\Delta(y_3 + y_4)$=40mm	3.5 $10^4 fs^2$	
DESPLAZAMIENTO DEL SISTEMA DE LENTES: Δl=44cm		2.4 $10^4 fs^3$

De estos valores se desprende que es posible corregir un error ΔZ=5mm en la determinación experimental de la distancia entre redes en el compresor, y un error $\Delta\gamma$=0.2° en los ángulos de incidencia.

Estos ajustes finos son sencillos de realizar y pueden hacerse con el sistema de CPA completo en funcionamiento, mientras se lleva a cabo la medición del ancho del pulso a la salida del compresor mediante una autocorrelación interferométrica.

Contar con un sistema de sintonía fina como el diseñado, presenta una ventaja invalorable. Ésta es: poder variar en forma continua las dispersiones de segundo y tercer orden mediante el ajuste de parámetros que no desalinean el sistema, mientras se monitorea en forma simultánea la forma temporal del pulso en un osciloscopio. Permite de esta manera compensar dispersiones que no pueden ser calculadas de antemano y por ende no pueden ser eliminadas a priori con los parámetros de sistemas externos como el expansor ó el compresor. Una de ellas es la dispersión introducida por la automodulación de fase (SPM)

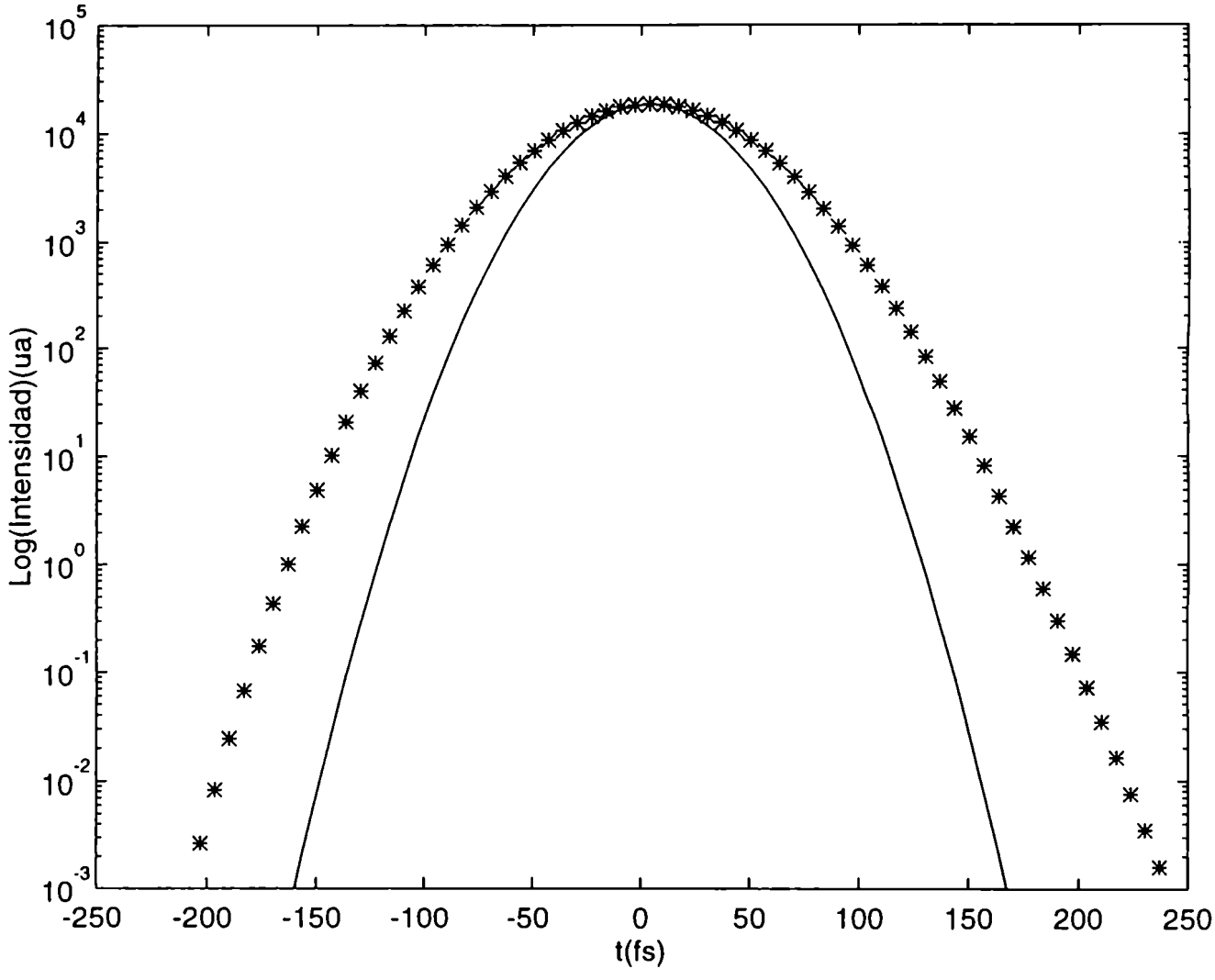


Fig.26- Distorsión del pulso luego de pasar por el expansor de redes curvas y el compresor debido a un error experimental en la determinación de la distancia Z entre las redes del compresor. Los parámetros del compresor y expansor son los mismos de la figura 10, con un error $\Delta Z=250\mu m$. Esto origina una dispersión residual de segundo orden $\phi_c^{(2)}(w_o) + \phi_P^{(2)}(w_o)=1.5\ 10^3 fs^2$.

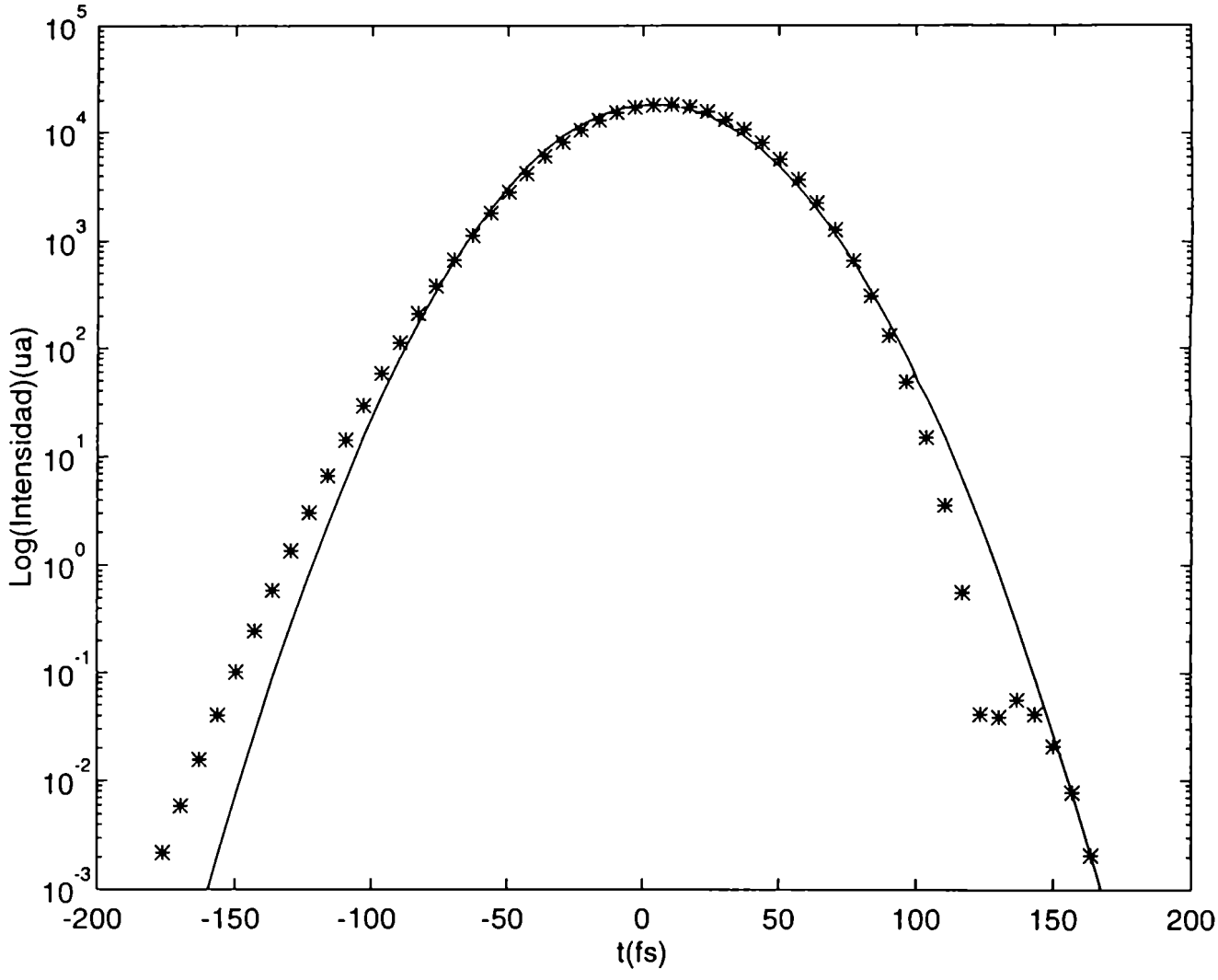


Fig.27- Distorsión del pulso luego de pasar por el expansor de redes curvas y el compresor debido a un error experimental en la determinación del ángulo de incidencia en las redes del compresor. Los parámetros del compresor y expansor son los mismos de la figura 10, con un error $\Delta\gamma$=0.1°. Esto genera una dispersión residual de tercer orden $\phi_c^{(3)}(w_o) + \phi_P^{(3)}(w_o)$=1.3 10^4fs^2.

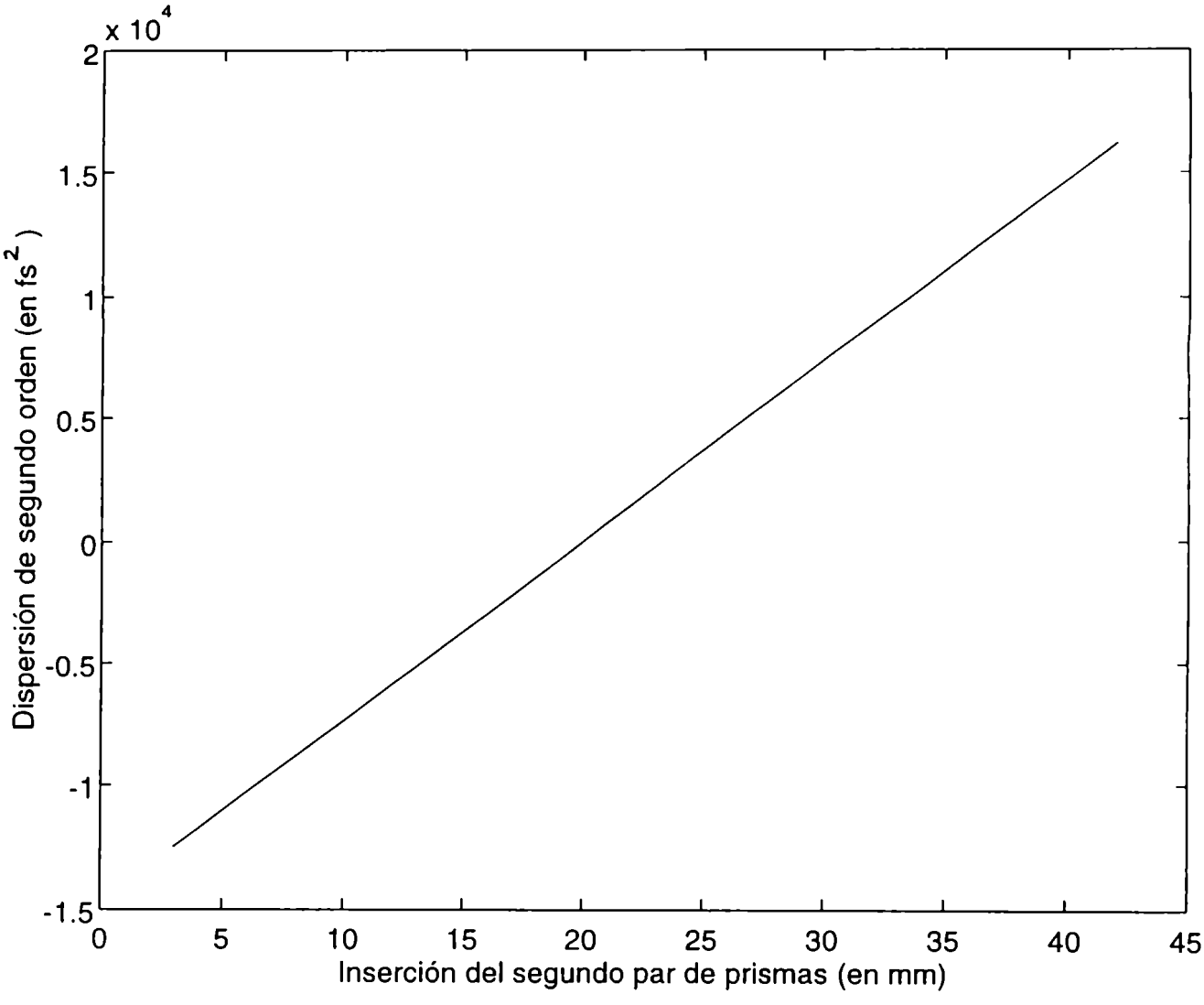


Fig. 28- Dispersión neta de segundo orden en la cavidad del amplificador regenerativo en función del camino intraprisma $y_3 + y_4$, al variar la inserción del segundo par de prismas. Los valores de los distintos parámetros son: l_{ma}=20mm, l_1=4cm, l_p=79cm, $y_1 = y_2$=10mm, e_1=10mm, e_2=2.5mm, $f_{o1}=f_{o2}$=70mm. El haz realiza 20 pasajes dentro de la cavidad amplificadora.

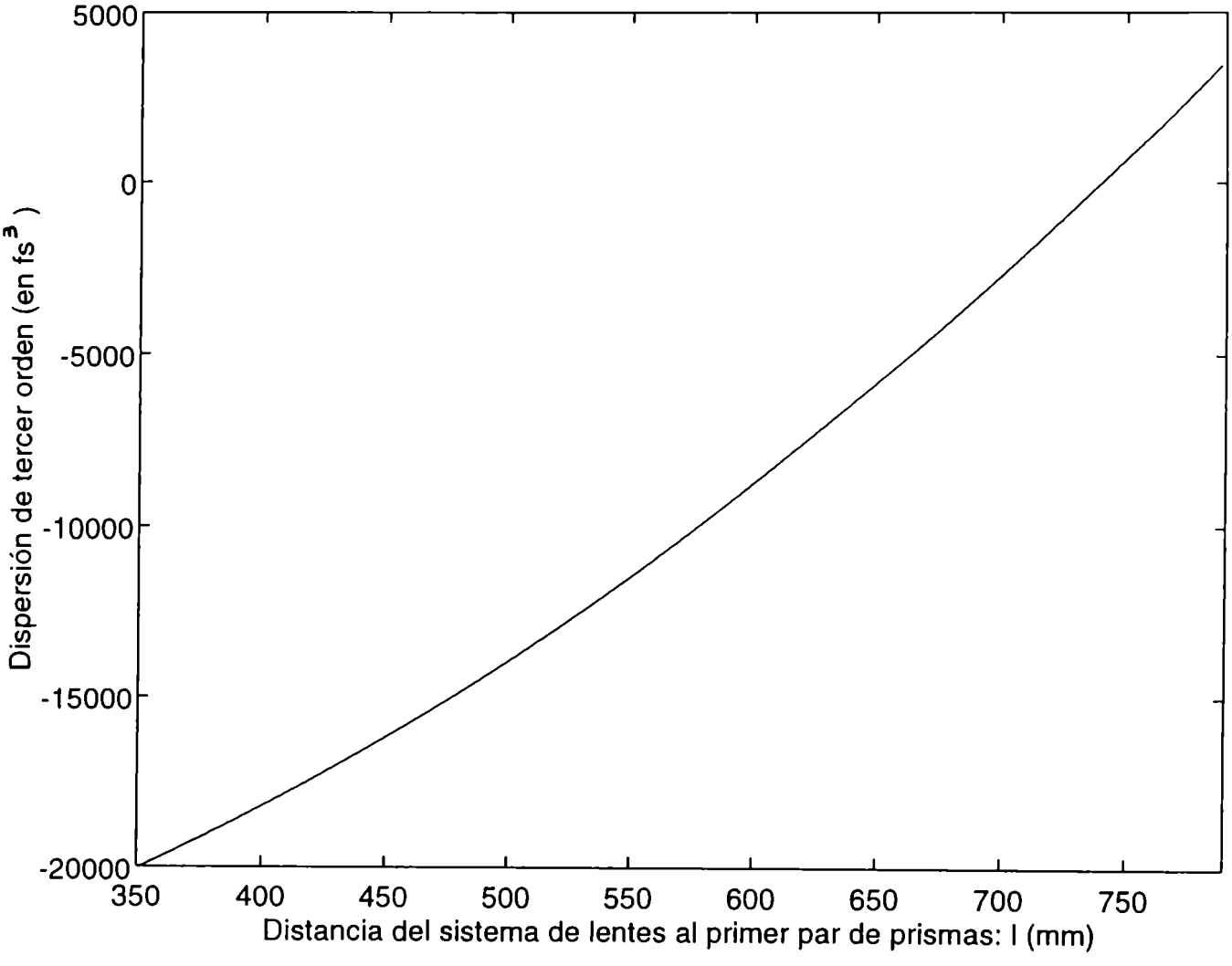


Fig. 29- Dispersión neta de tercer orden en la cavidad del amplificador regenerativo en función del desplazamiento l del sistema de lentes respecto del primer par de prismas. Los valores de los distintos parámetros son los especificados en la figura 28.

en el medio amplificador. Al depender del ancho de banda del pulso, se modifica si la duracíon temporal del mismo varía. Otra es la dispersión propia del material del medio activo. Como depende de la cantidad de material atravesada por el pulso, se modifica según el número de pasajes que realiza el pulso dentro de la cavidad amplificadora.

4.8- Aberraciones esférica y cromática.

Analizaremos las limitaciones introducidas por las aberraciones en las lentes. En el apéndice 2 se estudia la validéz de la aproximación de lente delgada hecha en la ecuación (55).

Aberración esférica

Al calcular el camino óptico del haz a través de las lentes, sólo fueron considerados términos cuadráticos en x. Si se considera el siguiente término en la expansión en serie de la ecuación (56):

$$a \simeq -\frac{x^2}{2\,R_1} - \frac{x^4}{24\,R_1} \qquad\qquad c \simeq -\frac{x^2}{2\,R_2} - \frac{x^4}{24\,R_2}$$

aparece un término adicional en la ecuación (55) debido a la aberración esférica, que denominaremos P_{ae}:

$$P_{ae} = -\frac{x^4}{24}\left(\frac{(1-n_1)}{R_1} - \frac{(1-n_2)}{R_2}\right) = -\frac{x^4}{24}\frac{(1-n_1)}{R_1}\left(\frac{1}{R_1^2} - \frac{1}{R_2^2}\right) \qquad (70)$$

En la segunda expresión hemos usado las condiciones de sistema afocal expresadas en las ecuaciones (60) y (63).

La ecuación (70) tiene en cuenta la aberración esférica, que puede ser ignorada si es mucho menor que una longitud de onda.

Aberración cromática

La aberración cromática se origina en el hecho de que para frecuencias distintas de la central el sistema no presenta una distancia focal nula. Las condiciones expresadas en las ecuaciones (60) y (63) no se satisfacen en todo el rango de frecuencias del pulso, dando lugar a la focalización del haz láser. Sería equivalente a tener un espejo curvo en el extremo del brazo de la cavidad amplificadora que contiene los prismas, en lugar del espejo plano.
Esto introduce una limitación en el ancho de banda espectral. Para estimarlo se estudian

las condiciones de estabilidad de la cavidad cuando un espejo de distancia focal finita reemplaza al espejo plano final. Se verificó que para distancias focales menores de 10cm ($1/f > 10^{-2}$ mm^{-1}) la cavidad no puede sostener modos estables.

Magnitud de las aberraciones

Calculemos la magnitud de las aberraciones para algunas configuraciones en particular.

Hemos señalado que la mejor configuración es un sistema lente-espejo en una cavidad con prismas poco dispersivos. Tomemos el caso de una lente divergente de SF11 con una distancia focal f_{o2} = 100mm, y un compresor de cuatro prismas de Fused Silica con una separación l_p = 450mm (curva a de la figura 25-b.). Considerando un ancho de banda $\Delta\lambda$ = 100nm, para este sistema se tiene:

x = 3.4mm desplazamiento espacial entre frecuencias extremas.

P_{ae} = 3.3nm $\ll \lambda$ término de aberración esférica.

Respecto de la aberración cromática, calculamos la distancia focal neta para longitudes de onda alejadas de la central:

$\frac{1}{f}$ = 3. 10^{-3}mm^{-1} para λ= 300nm

$\frac{1}{f}$ = 3.6 10^{-4}mm^{-1} para λ = 2000 nm

De manera que la condición $1/f < 10^{-2}$mm^{-1} se satisface sobre un amplio rango de longitudes de onda.

Consideremos ahora una lente convergente de Fused Silica y una lente divergente de SF11, de distancias focales $f_{o1} = -f_{o2}$ = 40mm, y dos prismas de LaK31 separados una distancia l_p = 800mm (curva g de la figura 25-b.). Para este sistema se tiene:

x = 4.7 mm

P_{ae} = 1000 nm > λ

$\frac{1}{f}$ = 5.7 10^{-3}mm^{-1} para λ = 300nm

$\frac{1}{f}$ = 6.3 10^{-5}mm^{-1} para λ = 2000nm

Concluimos que la aberración cromática no constituye un factor limitante del ancho de pulso obtenible, pero la aberración esférica puede ser importante.

Para el mismo par de lentes del último ejemplo pero con prisma de material mucho más dispersivo (SF18) separados una distancia l_p=950mm, la distancia focal de las lentes

requerida para compensar TOD es $f_{o1} = -f_{o2}$ =20 mm, que da una aberración esférica muy grande :

P_{ae}= 0.1mm >> λ

El análisis de la desviación del camino óptico por refracción en las lentes y la validéz de la aproximación de lente delgada la dejamos para el apéndice 2.

En resúmen, el sistema propuesto permite compensar dispersiones de segundo y tercer orden en la generación de pulsos ultracortos, incluso en forma independiente una de la otra. La necesidad de evitar aberraciones requiere un análisis teórico previo para elegir entre los distintos esquemas posibles y seleccionar los materiales correctos para prismas y lentes.

El sistema puede utilizarse incluído en los amplificadores regenerativos ó compresores usados en la técnica de amplificación de pulsos con barrido en frecuencia (CPA), ó bien en cavidades láser [95]. En todos los casos la idea es aprovechar la separación espacial de las componentes espectrales como consecuencia de la dispersión angular en el sistema de prismas (amplificador regenerativo y cavidades láser) ó en las redes de difracción (compresores).

Conclusiones

Hemos diseñado nuevos sistemas para cada una de las etapas del proceso de amplificación de pulsos con barrido en frecuencia. Con ellos se han resuelto algunas de las dificultades más críticas que se presentan en este tipo de experimentos.

Para la etapa de ensanchamiemiento temporal del pulso, se ha propuesto un expansor de redes de difracción curvas. Genera en el pulso un barrido en frecuencia cuyo signo es opuesto al introducido por el compresor de redes planas paralelas, pudiendo lograrse un buen acople entre ambos.

Es posible obtener dispersiones de segundo orden de hasta 10^7 fs^2 utilizando redes con una densidad de surcos de hasta 1000l/mm. Esto significa que pulsos de decenas de femtosegundos son expandidos hasta algunas centenas de picosegundos, lo cual permite amplificarlos hasta potencias del orden de terawatts y energías de centenas de milijoules.

Se ha demostrado que eligiendo los parámetros del compresor (densidad de surcos, ángulos de incidencia y distancia entre redes) adecuadamente, se pueden cancelar las dispersiones hasta tercer orden en frecuencia, logrando una exacta recompresión del pulso a la salida. Dichos parámetros pueden ser calculados exactamente con las expresiones analíticas deducidas para las dispersiones en frecuencia introducidas por el expansor y compresor.

El estudio de las aberraciones haciendo uso de un formalismo matricial permite calcular con precisión los parámetros de las componentes ópticas del expansor que aseguran un sistema libre de dichas aberraciones.

Este expansor presenta muchas ventajas y resuelve algunos de los problemas más significativos de los sistemas empleados para estos fines. En el siguiente cuadro se resumen estas características.

Problemas de los expansores utilizados hasta el momento	Ventajas del expansor de redes curvas.
Expansor de fibras: introduce una TOD del mismo signo que la del compresor impidiendo la recompresión del pulso más allá de 2ps.	Las dispersiones tienen signo opuesto a la del compresor de redes planas paralelas en todos los órdenes. Presenta un acople adecuado con el compresor eligiendo correctamente los parámetros de este último.
Expansor de redes antiparalelas con inclusión de un telescopio: alta sensibilidad a errores en la alineación y determinación de parámetros. Demasiados grados de libertad.	No tiene grados de libertad, con lo cual resulta muy robusto.
Gran cantidad de componentes ópticas. Complejos para alinear.	Pocas componentes ópticas. Sencillez en la alineación: incidencia normal ó en Litrow.
Uso de óptica no convencional: redes de espaciado no homogéneo construidas especialmente, redes gravadas en prismas, etc.	Uso de componentes ópticas standard.

En la etapa de recompresión del pulso, hemos demostrado que usando una configuración en la que el haz incidente en las redes del compresor pueda salirse del plano de difracción, se agrega al sistema un nuevo grado de libertad independiente. Esto da la posibilidad de controlar y compensar dispersiones hasta cuarto orden en frecuencia.

Se hallaron las expresiones analíticas para el cálculo de la fase y dispersiones en frecuencia introducidas al pulso por el compresor cuando la dirección de propagación del haz tiene componentes fuera del plano normal a los surcos de la red.

A partir de ellas se pueden determinar los posibles valores de los ángulos de incidencia en las redes que permiten variar la dispersión de cuarto orden sin alterar la de tercer orden. El orden de magnitud de la variación en la dispersión de cuarto orden $\Delta\phi^{(4)}$ se resume en la siguiente tabla, en la que también se consignan los valores de la dispersión de cuarto orden originados en la automodulación de fase ($\phi^{(4)}_{SPM}$) y en la dispersión en el material del medio amplificador ($\phi^{(4)}_{M}$) y que es necesario cancelar.

$\Delta\phi^{(4)}$	$\phi^{(4)}_{SPM}$	$\phi^{(4)}_{M}$
$10^6 - 10^7 fs^4$	$6.\ 10^4 fs^4$	$2\ 10^4$ - $4\ 10^4$ fs^4

Si nos restringimos a ángulos fuera del plano de pequeña amplitud ($\psi \leq 10°$) el rango de variación de la dispersión de cuarto orden es menor pero igualmente suficiente:

$$\Delta\phi^{(4)} \simeq 6\ 10^4 fs^4 - 2\ 10^5 fs^4$$

Finalmente se ideó un sistema que permite controlar dispersiones hasta tercer orden en frecuencia mediante ajustes continuos de sus parámetros. Con este sistema pueden cancelarse las dispersiones remanentes que tengan lugar como consecuencia de un acople no perfecto entre expansor y compresor, asi como de cualquier otro efecto que tenga lugar en el material amplificador como la automodulación de fase (SPM). Pequeños errores experimentales en la alineación del compresor, en la determinación de los ángulos de incidencia y de la distancia entre redes, ó desviaciones en la puntería del haz, originan dispersiones en frecuencia remanentes en la recompresión final del pulso. Se produce un ensanchamiento temporal respecto de la duración original del pulso, y colas ó pulsos satélites no admisibles para ciertas aplicaciones y experimentos.

El sistema de lentes y prismas ideado para ser incluído en la cavidad del amplificador regenarativo permite hacer ajustes finos de las dispersiones hasta tercer orden en frecuencia. Ajustes que se ven magnificados por la cantidad de pasajes del haz dentro de la cavidad. Se hallaron expresiones analíticas para las dispersiones en todos los órdenes de frecuencia. Con ellas es posible calcular cómo varían las dispersiones al modificar los parámetros del sistema y elegir la mejor configuración posible. Más aún, dado que estos parámetros pueden variarse en forma contínua sin desalinear el sistema, resulta útil llevar a cabo este proceso monitoreando en forma simultánea la forma temporal del pulso en un osciloscopio. Permite también compensar dispersiones que no pueden ser calculadas de antemano y por ende no pueden ser eliminadas a priori con los parámetros de sistemas externos como el

expansor ó el compresor. Una de ellas es la dispersión introducida por la automodulación de fase (SPM) en el medio amplificador que al depender del ancho de banda del pulso, se modifica si la duracíon temporal del mismo varía. Otra, es la dispersión en el material del medio amplificador que dependerá del número de pasajes del haz en la cavidad.

El siguiente cuadro muestra el rango de variación de las dispersiones de segundo y tercer orden que se obtienen al variar la cantidad de material de prisma atravesado por el pulso y al desplazar el sistema de lentes a lo largo del camino entre el primer prisma que genera la dispersión y el segundo que la congela. Para comparar también se muestra en una tabla las dispersiones remanentes de segundo y tercer orden que surgen como consecuencia de un acople no exacto entre expansor y compresor. En particular, las generadas por errores en la determinación de los ángulos de incidencia y distancia entre redes en el compresor.

Variación de las dispersiones de segundo y tercer orden en el amplificador regenerativo ajustando los parámetros del sistema de lentes y prismas.

	VARIACIÓN DE LA SOD EN EL AMPLIFICADOR REGENERATIVO: $\Delta\phi^{(2)}$	VARIACIÓN DE LA TOD EN EL AMPLIFICADOR REGENERATIVO: $\Delta\phi^{(3)}$
RANGO DE VARIACIÓN EN LA INSERCIÓN DE PRISMAS: $\Delta(y_3 + y_4)$=40mm	3.5 $10^4 fs^2$	
DESPLAZAMIENTO DEL SISTEMA DE LENTES: Δl=44cm		2.4 $10^4 fs^3$

Dispersión remanente de segundo y tercer orden debidas a un acople no exacto entre expansor y compresor.

	SOD DEL SISTEMA EXPANSOR-COMPRESOR: $\phi_c^{(2)}(w_o) + \phi_P^{(2)}(w_o)$	TOD DEL SISTEMA EXPANSOR-COMPRESOR: $\phi_c^{(3)}(w_o) + \phi_P^{(3)}(w_o)$
ERROR EN LA DETERMINACIÓN DE LA DISTANCIA ENTRE REDES: ΔZ=250μm	1.5 10^3fs^2	
ERROR EN LA DETERMINACIÓN DEL ÁNGULO DE INCIDENCIA EN LAS REDES: $\Delta\gamma$=0.1°		1.2 10^4fs^3

Del cuadro se deduce que es posible compensar errores de 5mm en la determinación de la separación entre redes en el compresor y de 0.2° en los ángulos de incidencia.

El estudio de las aberraciones posibles mostró las condiciones a tener en cuenta en la elección de las componentes ópticas del sistema: materiales para prismas y lentes, distancias focales y espesores de las lentes.

El sistema sirve igualmente para compensar las dispersiones de tercer orden en frecuencia en cavidades láseres de pulsos de femtosegundos que utilizan prismas para la compensación de la dispersión de segundo orden.

En resumen, se han propuesto soluciones a tres de los problemas más significativos que surgen en la amplificación de pulsos de femtosegundos:

1- El diseño de un expansor compacto, robusto (no tiene grados de libertad), simple de alinear y poco sensible a errores en la alineación ó puntería del haz, que utiliza componentes ópticas convencionales y que tiene un buen acople con el compresor de redes paralelas usado frecuentemente.

2- La compensación de términos de fase hasta cuarto orden en frecuencia en el espectro

del pulso con el compresor de redes paralelas.

3- El ajuste fino de las dispersiones hasta tercer orden en frecuencia con un sistema diseñado para ser incluído en el amplificador regenerativo. De esta manera es posible cancelar dispersiones remanentes provenientes de desajustes en el expansor y compresor ó dispersiones cuya magnitud dependen del mismo pulso y no pueden ser calculadas con anterioridad.

Apéndice 1

Matrices correspondientes a varias componentes ópticas

Matriz de un prisma

$$\begin{pmatrix} m_i.m_e & \frac{m_e\, y}{m_i\, n} & -m_e\, \frac{y}{n}\, \tan\phi_2\, \frac{dn}{dw} \\ 0 & \frac{1}{m_i.m_e} & \frac{(\tan\phi_3 - \tan\phi_2)}{m_e}\, \frac{dn}{dw} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$m_i = \frac{\cos\phi_2}{\cos\phi_1}$ $\quad m_e = \frac{\cos\phi_4}{\cos\phi_3}$

n: índice de refracción del prisma y: longitud de camino en el vidrio del prisma.
w: frecuencia del pulso láser.

Matriz de un prisma usado en ángulo de desviación mínima.

$$\begin{pmatrix} 1 & \frac{y}{n^3} & -\frac{y}{n^3}\frac{dn}{dw} \\ 0 & 1 & -2\frac{dn}{dw} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Matriz de una red de difracción

En el plano tangencial

$$\begin{pmatrix} m & 0 & 0 \\ -2/R_t & 1/m & F_o \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

En el plano sagital

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ -2/R_s & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$m = \frac{\cos\theta}{\cos\gamma}$ $\quad R_t = \frac{2\cos\gamma\cos\theta}{\cos\gamma + \cos\theta} R$ $\quad R_s = \frac{2}{\cos\gamma + \cos\theta} R$ $\quad F_o = \frac{2\pi c}{w^2 d \cos\theta}$

d: período de la red, γ : ángulo de incidencia en la red, θ: ángulo de difracción, R: radio de curvatura, c: velocidad de la luz.

Matriz de un espejo curvo

En el plano tangencial

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ -\frac{2}{R\cos\theta} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

En el plano sagital

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ -\frac{2\cos\theta}{R} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

R: radio de curvatura, θ: ángulo de incidencia en el espejo.

Matriz de una propagación en un medio material de longitud L e índice de refracción n.

$$\begin{pmatrix} 1 & L/n & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Apéndice 2

Desviación por refracción en lentes. Condiciones para la validéz de la aproximación de lentes delgadas.

Calcularemos el camino óptico cuando se tiene en cuenta la desviación por refracción y lo compararemos con el calculado a partir de la expresión (55). Consideraremos los dos casos posibles:
i) refracción a través de lentes de espesor finito.
ii) lentes separadas por una distancia d.

i) De la figura 30-a), se observa que el camino real seguido por el haz no es

$$b = c - a \tag{71}$$

sino

$$b' = \frac{(c-a)}{cos(\theta_i - \theta_d)}$$

donde θ_i y θ_d son los ángulos de incidencia y difracción.

En la aproximación paraxial

$$\theta_i \simeq x/R \qquad \theta_d \simeq x/(Rn)$$

con lo que se tiene

$$b' \simeq \frac{c - x^2/2R}{1 - \frac{(\theta_i - \theta_d)^2}{2}} \simeq \left(c - \frac{x^2}{2R}\right)\left[1 + \frac{(\theta_i - \theta_d)^2)}{2}\right]$$

$$b' \simeq c - \frac{x^2}{2R} + \frac{c\,x^2}{2\,R^2}\left(1 + \frac{1}{n^2} - \frac{2}{n}\right) \tag{72}$$

Para el cálculo de dispersiones, los términos de interés son aquellos que dependen de la frecuencia. Comparando las ecuaciones (71) y (72) se deduce que la desviación por refracción puede ser despreciada cuando se satisface la condición

$$\frac{c\,x^2}{2\,R^2}\left(1 + \frac{1}{n^2} - \frac{2}{n}\right) \ll \frac{x^2}{2\,R}$$

ó

$$\frac{e}{R}\left(1+\frac{1}{n^2}-\frac{2}{n}\right) \ll 1 \tag{73}$$

Esto requiere lentes delgadas de distancia focal larga.

También el desplazamiento espacial x de las distintas componentes espectrales se ve modificado en una cantidad δx a causa de la desviación por refracción. Bajo la aproximación paraxial resulta:

$$\delta x \simeq (e-a)(\theta_i-\theta_1) \simeq \left(e-\frac{x^2}{2\,R}\right)\frac{x}{R}\left(1-\frac{1}{n}\right)$$

La aproximación es válida cuando $\delta x << x$, lo cual significa:

$$\frac{e}{R}\left(1-\frac{1}{n}\right) \ll 1 \tag{74}$$

una condición muy similar a la expresada en (73).

Si consideramos una lente de Fused Silica de espesor e=10mm y radio de curvatura R=100mm se tiene:

$$\frac{e}{R}\left(1+\frac{1}{n^2}-\frac{2}{n}\right) = 9.6\,10^{-3} \ll 1$$

y

$$\frac{e}{R}\left(1-\frac{1}{n}\right) = 0.03 \ll 1$$

ii) Para un par de lentes de distancias focales ligeramente diferentes separadas por una distancia d $=f_1+f_2$, el desplazamiento espacial δx es (ver figura 30-b):

$$\delta x = (f_1+f_2)\tan\phi$$

donde $\tan\phi = x/f_1$

mientras que el camino real atravesado por el haz cuando la desviación por refracción es tenida en cuenta resulta:

$$d' = \frac{\delta x}{\sin\phi}$$

La desviación por refracción puede ser despreciada cuando

$$\frac{\delta x}{x} = \frac{(f_1 + f_2)}{f_1} \ll 1$$

y

$$d' - d = (f_1 + f_2)\left(\frac{x}{f_1 \sin\phi} - 1\right) \ll 1$$

Estas condiciones se satisfacen cuando los módulos de las distancias focales de ambas lentes son lo más parecidos posible.

Tomando el mismo ejemplo descripto más arriba, correspondiente a la curva g de la figura 25-b (un par de lentes de Fused Silica y SF11 y un compresor de dos prismas de LaK31 separados por una distancia l_p = 800mm), supondremos ahora que f_1 = 45mm y f_2 = - 40mm. Para este sistema se tiene:

$$x = 4.7\text{mm} \qquad \text{para } \Delta\lambda = 100\text{nm}$$

$$\frac{\delta x}{x} = 0.01 \ll 1$$

y

$$d' - d = 0.07 \ll 1$$

Podemos concluir que la diferencia en el camino óptico debida a la desviación por por refracción puede ser despreciada si se usan lentes relativamente delgadas, de distancias focales aproximadamente iguales. En la práctica, los ajustes finales para minimizar la duración temporal del pulso se hacen con el desplazamiento de prismas y lentes, de manera que un cálculo exacto del camino óptico (ecuación 55) no es necesario.

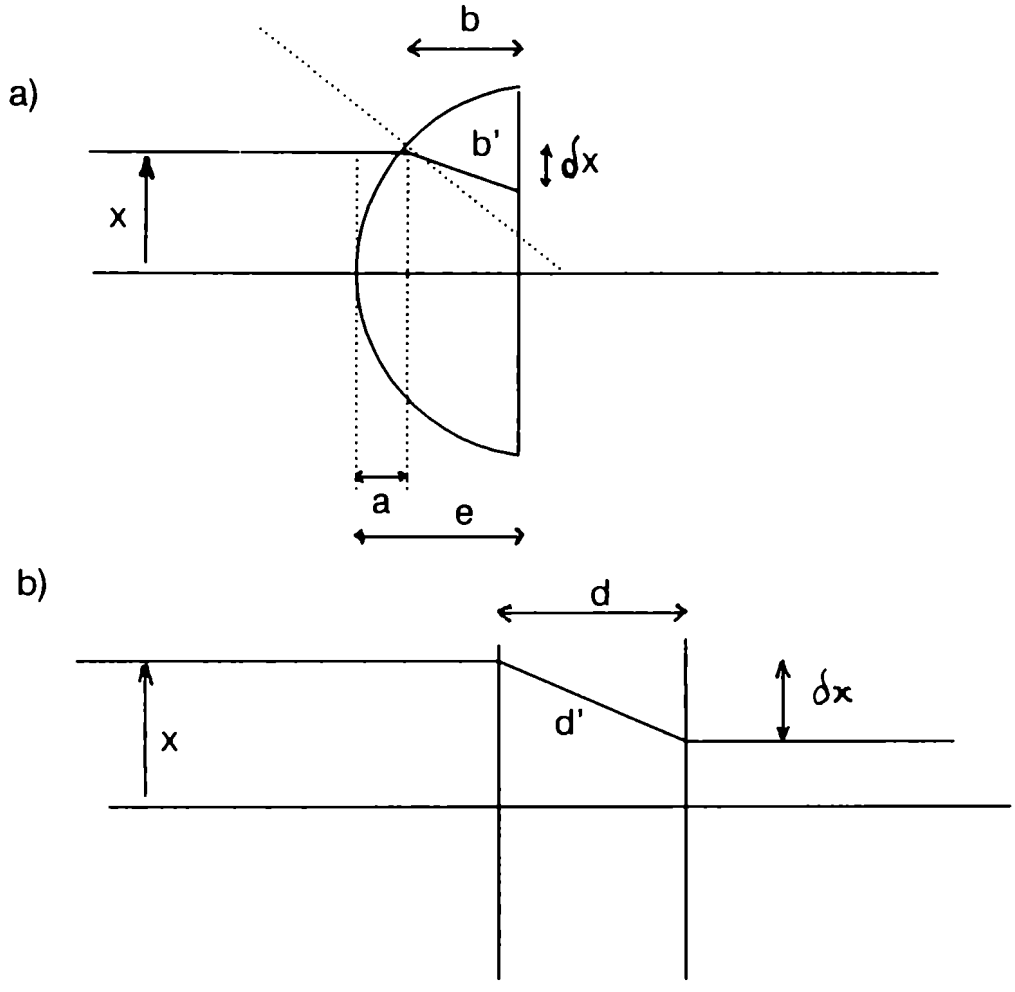


Fig.30- Camino óptico real, cuando se tiene en cuenta la desviación por refracción:
a) A través de una lente de espesor finito.
b) A través de dos lentes separadas una distancia d.

REFERENCIAS

1- S. Chelkowski, A. Bandrauk y P. Corkum, Phys. Rev. Lett. 65, 2355 (1990).

2- B. Just, J. Manz y I. Trisca, Chem. Phys. Lett. 193, 423 (1992).

3- J. Melinger, S. Gandhi, A. Hariharan, J. Tull, y W. Warren, Phys. Rev. Lett. 68, 2000 (1992).

4- B. Broers, H. van Linden van den Heuvel, y L. Noordam, Phys. Rev. Lett. 69, 2962 (1992).

5- T. Tokizaki, Y Ishida i T. Yajima, Opt. Comm. 71, 355 (1989).

6- E. Nibbering, D. Wiersma y K. Duppen, Phys. Rev. Lett. 68, 4, 514.

7- K. Duppen, F. de Haan, E. Nibbering y D. Wiersma, Phys. Rev. A, 47, 6, 5120 (1993).

8- W. Warren, H. Rabitz y M. Dahleh, Science 259, 1581 (1993).

9- P. Brumer y M. Shapiro, Annu. Rev. Phys.Chem. 43, 257 (1992).

10- H. Kawashima, M. Wefers y K. Nelson, Annu. Rev. Phys.Chem. 46, 627 (1995).

11- J. Krause, R. Whitnell, K. Wilson, Y. Yan y S. Mukamel, J. Chem. Phys. 99, 6562 (1993).

12- D. Strickland y G. Mourou, Opt. Communications 56, 219 (1985).

13- M. Pessot, P. Maine and G. Mourou, Opt. Communications 62, 419 (1987).

14- P. Maine, D. Strickland, P. Bardo, M. Pessot, y G. Mourou, IEEE J. of Quantum Electronics 24, 398 (1988).

15- A. Weiner, J. Heritage y J. Salehi, Opt. Lett 13, 300 (1988).

16- A. Weiner, J. Heritage y E. Kirschner, J. Optical Soc. of Am. B, 5, 1563 (1988).

17-L. Mollenauer, J. P. Gordon y M. Islam, IEEE J. Quan. Elec. QE-22, 157 (1986).

18- A. Weiner, J. Heritage, R. Hawkins, R. Thurston, E. Kirschner, D. Leaird y W. Tomlinson, Phys. Rev. Lett 61, 2445 (1988).

19- W. Warren, Science 242, 878 (1988).

20- A. Weiner, Y. Silberberg, H. Fouckhardt, D. Leaird, M. Saifi, M. Andrejco y P. W. Smith, IEEE J. Quan. Elec. 25, 2648 (1989).

21- A. Weiner, D. Leaird, G. Wiederrecht y K. Nelson, Science 247, 1327(1990).

22- A. Weiner, D. Leaird, G. Wiederrecht y K. Nelson, J. Optical Soc. of Am. B, 8, 1264 (1991).

23- A. M. Weiner, OSA Annual Meeting 1993. Conference FV4, Toronto, Canadá, Octubre de 1993.

24- O. E. Martínez, IEEE J. Quan. Elec. 23, 59 (1987).

25- R. Thurston, J. Heritage, A. Weiner y W. Tomlinson, IEEE J. Quan. Elec. QE-22, 682 (1986).

26-M. Danailov y I. Christov, J. Mod. Opt. 36,725 (1989).

27-J. L. Chilla y O. E. Martínez, Opt. Lett. 16, 39 (1991).

28- O. E. Martínez, J. P. Gordon y R. L. Fork, J. of OSA A, 1, 1003 (1984).

29- R. L. Fork, O. E. Martínez y J. P. Gordon, Opt. Lett. 9, 150 (1984).

30- J G. Fujimoto, A. M. Weiner y E. P. Ippen, Appl. Phys. Lett. 44, 832 (1984).

31- D. E. Spence, P. N.Kean y W. Sibbett, Opt. Lett. 16, 42 (1991).

32- L. Spinelli, B. Covilland, N. Goldblatt y D. K. Negus, en Conference on lasers and Electrooptics, Vol.10, 1991 Technical Digest Series (OSA, Washington, D.C., 1991), paper CPDP7.

33- T. Brabec, Ch. Spielmann, F. Krausz, Opt. Lett. 16, 1961 (1991).

34- T. Brabec, Ch. Spielmann. F. Krausz, Opt. Lett. 17, 748 (1992).

35- Ch. Spielmann, E. Wintner, A. J. Schmidt, IEEE J. of Quantum Electronics 28, 2097 (1992).

36- J. P. Heritage, E. Chase, R. Thurston, y M. Stern, en Digest of Conference on lasers and Electrooptics, Vol.10, 1991 Technical Digest Series (OSA, Washington, D.C., 1991), paper CTuB3.

37- H. A. Haus, J. D. Moores, y L. E. Nelson, Opt. Lett 18, 51 (1993).

38- I. P. Christov, I. V. Tomov, Opt. Comm. 58, 338.

39- M. R. X. de Barros, R. S. Miranda, C. H. Brito Cruz, Opt. Lett. 15, 127 (1990).

40- P. F. Curley, Ch. Spielmann, T. Brabec, F. Krausz, E. Wintner, y A. Schmidt, Opt. Lett. 18, 54 (1993).

41- C. P. Huang, M. T. Asaki, S.Backus, M. Murname, y H. Kapteyn, Opt. Lett. 17, 1289 (1992).

42- F. Krausz, C. Spielmann, T. Brabec, E. Wintner y A. Schmidt, Opt. Lett. 17, 204 (1992).

43- C. Huang, H. Kapteyn, J. McIntosh, M. Murname, Opt. Lett. 17, 139 (1992).

44- B. Procor y F. Wise, Opt.Lett.17, 18, 1295 (1992).

45- C. P. Huang, H. C. Kapteyn, Opt. Lett.17, 1398 (1992)

46- B. E. Lemoff y C. Barty, en Conference on Lasers and Electo-Optics, 1992 OSA Tech. Digest Series (OSA, Washington DC 1992), paper CPD11.

47- J. Zhou, G. Taft, C. P. Huang, M. M. Murname, H. C. Kapteyn, I. Christov, Opt. Lett.19, 1149 (1994).

48- B. E. Lemoff y C. Barty, Opt.Lett.17, 1367 (1992).

49- J. Heppner, J. Kuhl, Appl. Phy. Lett. 47, 453 (1985).

50- J. Kuhl, J. Heppner, IEEE J. of Quantum Electronics QE-22, 182 (1986).

51- J. M. Jacobson, A. G. Jacobson, K. Naganuma, H. Haus, y J. Fujimoto, in Digest of Conference on lasers and Electro-Optics (OSA, Washington, D.C., 1992), paper CTuU2.

52- P. F. Curley, Ch. Spielmann, T. Brabec, F. Krausz, E. Wintner, y A. Schmidt, Opt. Lett. 18, 54 (1993).

53- R. Szipöcs, K. Ferencz, Ch. Spielmann, F. Krausz, Opt. Lett.19, 201 (1994).

54- A. Stingl, Ch. Spielmann, F. Krausz, R. Szipöcs, Opt. Lett.19, 204 (1994).

55- B.E.Lemoff y C.P.J.Barty, Opt.Lett.18, 1, 57 (1993).

56- A. L'Huiller, L. Lompré, M. Ferray, X. Li, G. Mainfray y C. Manus, Europhys. Lett. 5, 601 (1988).

57- J. Crane, M. Perry, S. Herman y R. Falcone, Opt. Lett. 17, 1256 (1992).

58- J. D. Kmetec, C. L. Gordon III, J. J. Macklin, B. E. Lemoff, G. S. Brown y S. E. Harris, Phys. Rev. Lett. 68, 1527 (1992).

59- J. Macklin, J. Kmetec y C. Gordon III, Phys. Rev. Lett. 70, 766 (1993).

60- A. L'Huillier y P. Balcou, Phys. Rev. Lett. 70, 774 (1993).

61- N. Burnett y P. Corkum, J. Optical Soc. of Am. B 6, 1195 (1989).

62- N. Burnett y G. Enright, IEEE J. of Quantum Electronics 26, 1797 (1990).

63- P. Amendt, D. Eder y S. Wilks, Phys. Rev. Lett. 66, 2589 (1991).

64- B. Penetrante y J. Bardsley, Phys. Rev. A 43, 3100 (1991).

65- M. M. Murname, H. C. Kapteyn, M. D. Rosen y R. W. Falcone, Science 251, 531 (1991).

66- D. Eder, P. Amendt y S. Wilks, Phys. Rev. A 45, 6761 (1992).

67- Y. Nagata, K. Midorikawa, S. Kubodera, M. Obara, H. Tashiro y K. Toyoda, Phys. Rev. Lett. 71, 3774 (1993).

68- J. Workman, A. Maksinchuk, X Liu, U. Ellenberger, J. Coe, C. Y. Chien y D. Umstadter, J. Optical Soc. of Am. B 13, 1, 125 (1996).

69-J. Norby y L. Van Woerkom, J. Optical Soc. of Am. B 13, 2, 454 (1996).

70- E. B. Treacy, IEEE J. of Quantum Electronics QE-5, 454 (1969).

71- P. Maine, D. Strickly, P. Bado, M. Pessot y G. Mourou, IEEE J. of Quantum Electronics 24, 398 (1988).

72- O. E. Martínez, IEEE J. of Quantum Electronics QE-23, 1, 59 (1987).

73- O. E. Martínez, P. Thiagarajan, M. C. Marconi y J. J. Roca, IEEE J. of Quantum Electronics 25, 2124 (1989).

74- J. P. Zhou, C. P. Huang, C. Y. Shi, M. M. Murname, H. C. Kapteyn, Opt. Lett. 19, 126 (1994).

75- J. Zhou, C. Huang, M. M. Murname, H. C. Kapteyn, Opt. Lett. 20, 64 (1995).

76- B. E. Lemoff y C. P. J. Barty, Opt. Lett.18, 1651 (1993).

77- C. P. J. Barty, J. P. Gordon, Opt. Lett. 19, 1442 (1994).

78- D. Du, J. Squier, S. Kane, G. Korn, G. Morou, Opt. Lett. 20, 20, 2114 (1995).

79- G. Cheriaux, P. Rousseau, F. Salin, J. P. Chambaret, Opt. Lett. 21, 6, 414 (1996).

80- S.- Kane, J. Squier, J. V. Rudd, G. Mourou, Opt. Lett. 19, 22, 1876 (1994).

81- T. Joo, Y. Jia y G. R. Fleming, Opt. Lett. 20, 4, 389 (1995).

82- W. E. White, F. G. Patterson, R. L. Combs, D. F. Price y R. L. Shepherd, Opt. Lett.

18, 16, 1343.

83- A. Sulivan, W. E. White, Opt. Lett. 20, 2, 192 (1995).

84- P. Tournois, Electron Lett. 29, 1414 (1993).

85- S. Kane y J. Squier, IEEE J. of Quantum Electronics 31, 2052 (1995).

86- P. Tournois, Opt. Commun. 106, 253 (1994).

87- J. Simon, S. Ledesma, C. Iemmi and O. Martínez, Opt. Lett. 16, 1704 (1991).

88- Siegman, "Laser". Tomo II, cap.15.

89- O. Martínez, IEEE J. Quantum electron.,vol 24, p.2530 (1988).

90- O. Martínez, IEEE J. Quantum electron.,vol 25, p.296 (1989).

91- A. G. Kostenbauder, IEEE J. of Quantum electronics, vol 26, p.1148 (1990).

92- A. Siegman, J. OSA A, 2, 10, 1793 (1985).

93- M. D. Perry, T. Ditmire, y B. C. Stuart, Opt. Lett. 19, 2149 (1994).

94- "The Supercontinuum Laser Source", R. Alfaro, editor. Springer-Verlag. New York. (1989).

95- C. González Inchauspe and O. E. Martínez, Opt. Comm. 115, 80 (1995).