

PREFALC

Programa Regional Francia-America Latina y Caribe

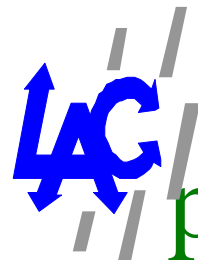
PREPA para los países andinos

Módulos franceses incorporados a maestrías

(El programa se inicio en 2004 con Peru)

Objetivos del programa

- 1) Fortalezer los acuerdos de cooperación.
- 2) Transferir modulos de formación.
- 3) Incentivar acuerdos de tesis en co-tutela.
- 4) Favorecer la integración regional.
- 5) Promover el sistema de transferencia de creditos europeos (ECTS) como indicadores del reconocimiento mutuo de los periodos de estudios de un estudiante.



Óptica y Materiales

para Procesar Informaciones Ópticas



Laboratorio Aimé COTTON, Bât. 505, ORSAY

<http://www.lac.u-psud.fr>



UNIVERSITÉ
PARIS-SUD 11



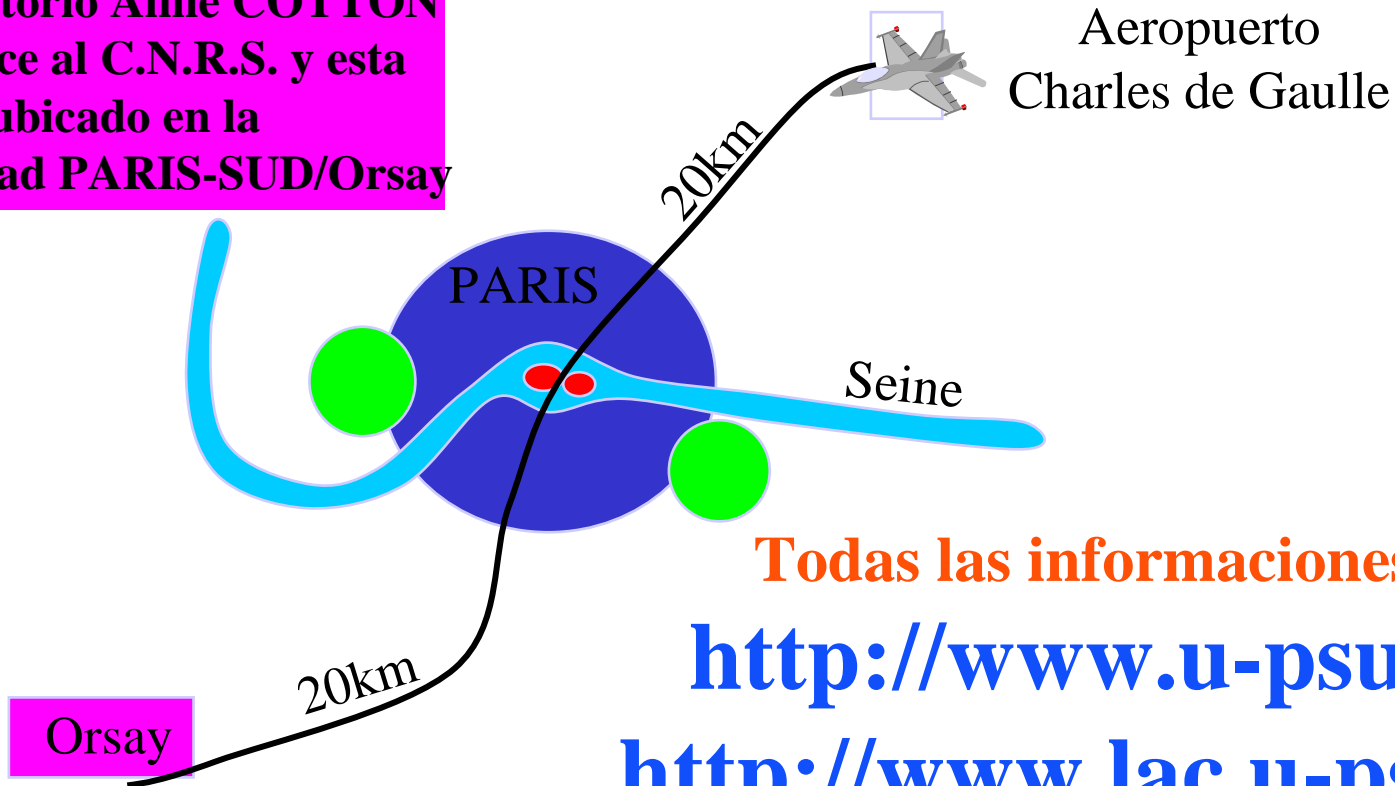
Jean-Pierre **GALAUP**
Jean-Louis **LE GOUËT**
Ivan **LORGERE**
Fabien **BRETEAKER**



varios estudiantes
en tesis, post-docs
o visitantes

Óptica y Materiales para Procesar Informaciones Ópticas

El laboratorio Aimé COTTON
pertenece al C.N.R.S. y esta
ubicado en la
Universidad PARIS-SUD/Orsay



Todas las informaciones en
<http://www.u-psud.fr>
<http://www.lac.u-psud.fr>
y con **Google-earth!!**

Optica y Materiales para Procesar Informaciones Opticas

Mis temas de trabajo

- 1) Espectroscopia “hole-burning” y estudios fotofísicos y fotoquímicos con este método.
- 2) Holografía espectro-temporal con materiales “hole-burning”.
- 3) Dinámica vibracional de moléculas con ecos de fotones.
- 4) Pinzas ópticas y varias aplicaciones.

Spectral selective studies of molecular doped solids and applications

J.-P. GALAUP

in *Advances in Multi-photon Processes and Spectroscopy*

S.H. Lin, A.A. Villaeys and Y. Fujimura Eds.

World Scientific Publishing Co Pte Ltd, Singapore

September 2004

Vol. **16**, p. 73-248.

Óptica no-lineal

Jean-Pierre GALAUP

Laboratoire Aimé COTTON
Bât. 505, Centre d'Orsay
91405 ORSAY cedex (France)

jean-pierre.galaup@lac.u-psud.fr

Organización del curso

Lunes 13 de octubre

1 Introducción

1.1 Breves antecedentes

1.2 Origen físico de las no-linealidades ópticas

1.3 Recordatorios de la óptica lineal

Trabajos dirigidos: ejercicios sobre las origenes fisicas dielectricos, conductores

Martes 14 de octubre

2 Propagación de la luz y cálculo de la susceptibilidad

2.1 Propagación lineal

2.2 Propagación no-lineal

2.3 Teoría semi-clásica de la respuesta lineal y no-lineal

2.4 Modelo a dos niveles en régimen continuo

Trabajos dirigidos: susceptibilidades lineales y no lineales simetrias cristalinas

Organización del curso

Miercoles 15 de octubre

3 Fenómenos de la óptica no-lineal del segundo orden

3.1 Introducción y consideraciones generales

3.2 Generación segundo de armónico

3.3 Mezclas de frecuencias

Trabajos dirigidos: *problemas de acuerdo de fase
tipo I, tipo II*

Jueves 16 de octubre

4 Fenómenos de la óptica no-lineal del tercer orden

4.1 Mezcla 4 ondas y efecto Kerr

4.2 Auto focalización, auto modulación, propagación solitón

4.3 Procesos multifotónicos

Trabajos dirigidos: *efecto Kerr
bi-estabilidad optica
conjugacion de fase*

Organización del curso

Viernes 17 de octubre

5 Dispersiones espontáneas y estimuladas

5.1 Dispersión Raman

5.2 Dispersión Brillouin

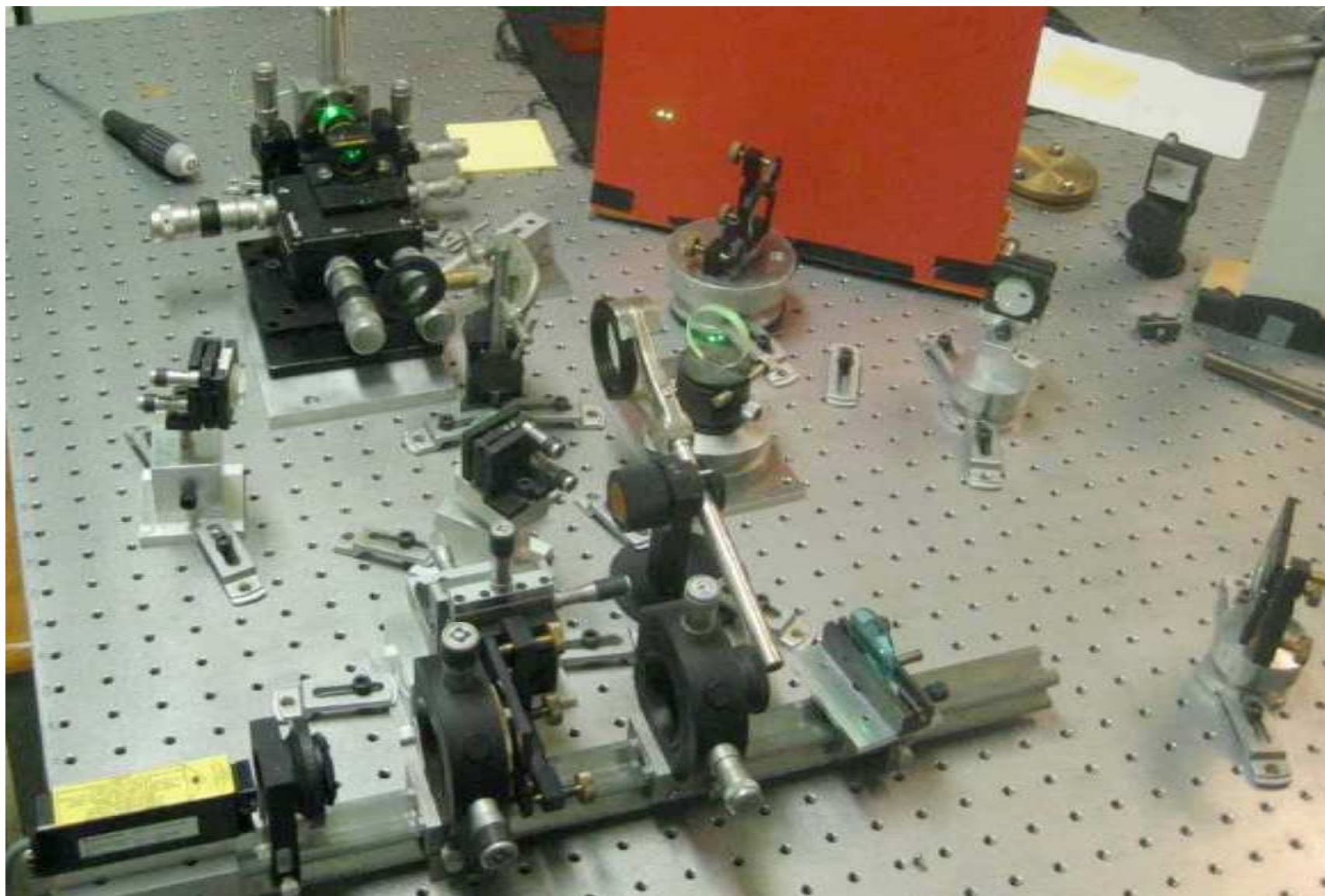
5.3 Dispersión Rayleigh

Trabajos dirigidos:

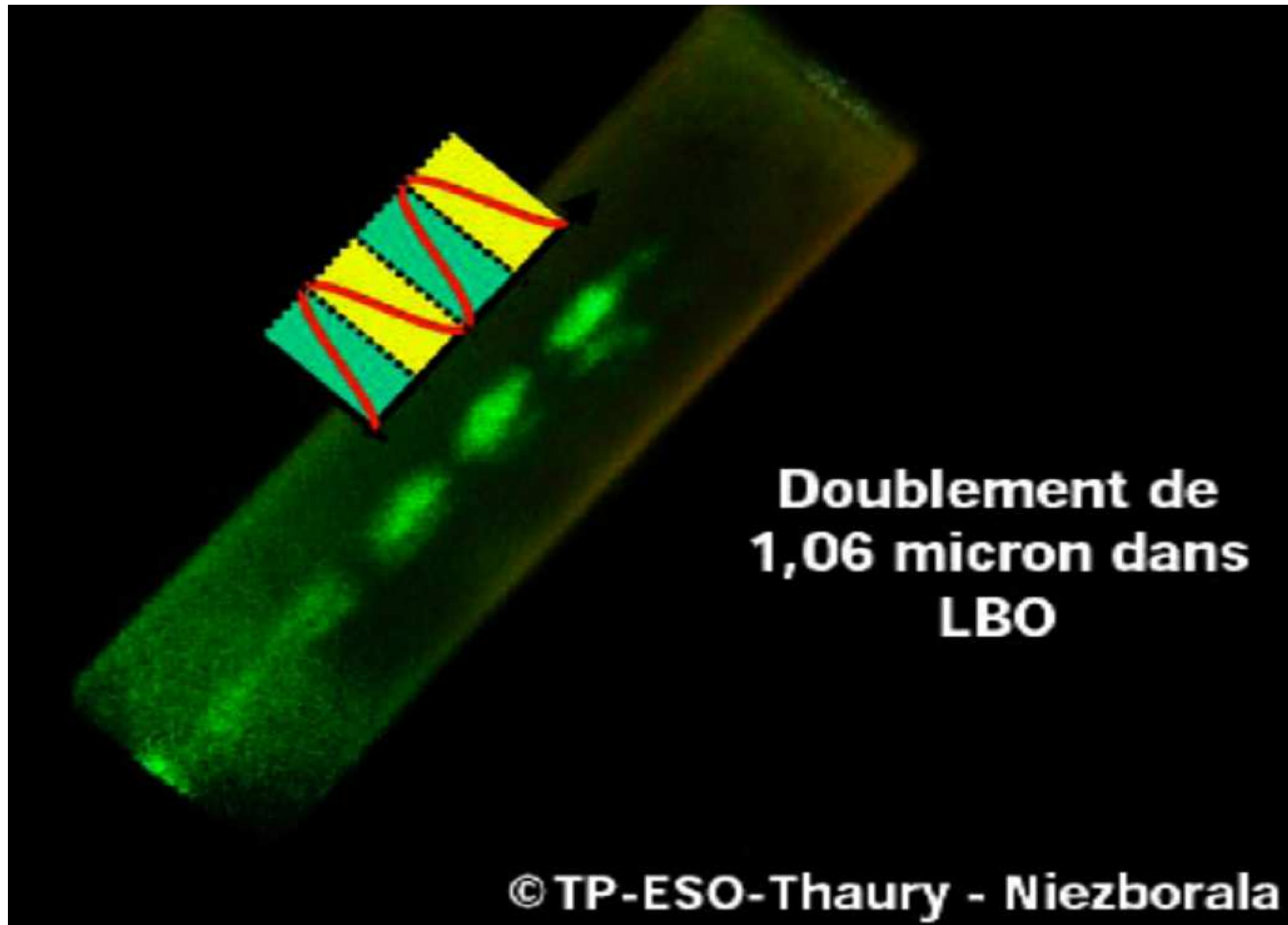
dispersion Raman, amplificacion Raman

y a continuacion, un examen final!

Generacion del armonico dos con un laser Nd:YAG



Doblamiento de frecuencia en un cristal de LBO

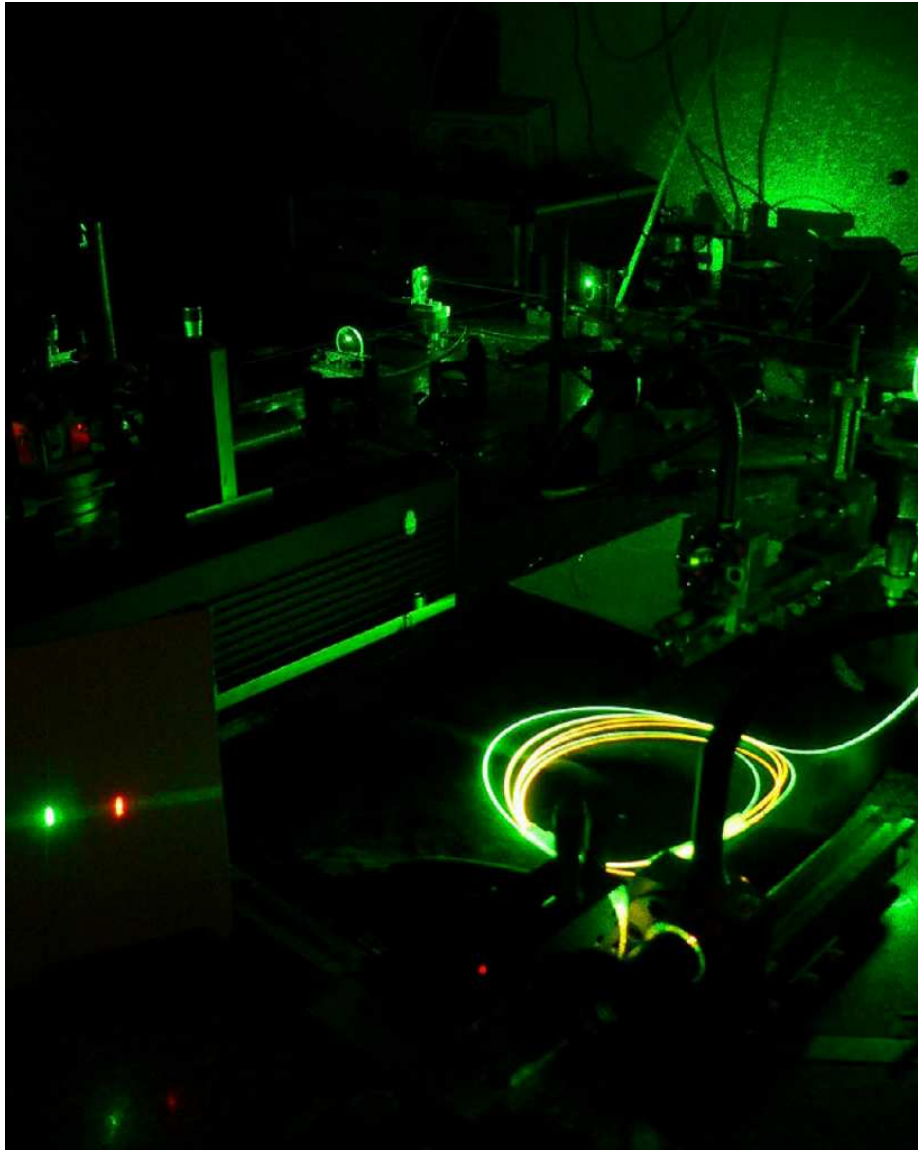


Dispersion Raman

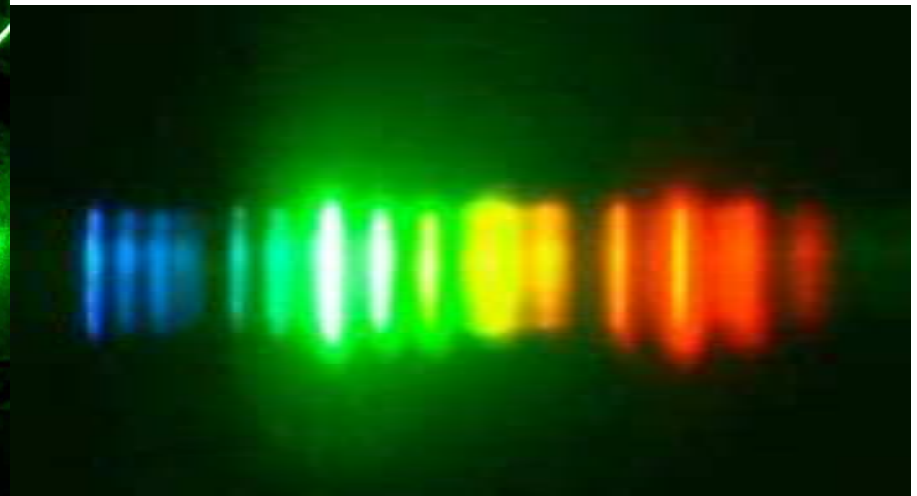


Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique Equipe ELSA

Dispersion Raman



Laboratorio
Charles Fabry del
Instituto de Optica
de Orsay



Bibliographie

- [1] Cours de **Manuel Joffre**, *Optique non-linéaire* (DEA Physique Quantique de l'Ecole Polytechnique)
WEB : http://www.lob.polytechnique.fr/personnel/manuel_joffre/manuel.joffre.htm
- [2] Cours de **Robert Frey**, *Electromagnétisme non-linéaire* (DEA Lasers et Matière de l'Université Paris-XI).
- [3] Cours de **J.-Y Courtois** (Chapitre 4 du livre : *Les lasers - Leurs applications scientifiques et médicales*, C. Fabre et J.-P. Pocholle, éditeurs scientifiques, EDP Sciences, 1996 (ISBN : 2-86883-279-2)
WEB : http://books.edpsciences.com/articles_books/textes/lasers.html
- [4] *L'optique non-linéaire et ses matériaux*, **R. Levy** et **J.M. Jonathan**, éditeurs scientifiques, EDP Sciences, 2000 (ISBN : 2-86883-507-4).
- [5] **F. Jonsson**, *Lecture notes on nonlinear optics*, présentées au Royal Institute of Technology, Stckholm, Suède (8 Janvier-24 Mars 2003).
WEB : <http://www.laserphysics.kth.se/nlopt/default.html>
- [6] **W. Ubachs**, *Nonlinear optics, lecture notes*, présentées au Centre Laser de l'Université Libre d'Amsterdam, Hollande (2001).
WEB : <http://www.nat.vu.nl/~wimu>
- [7] **N. Bloembergen**, *Nonlinear optics*, 4th ed., World Scientific, 1996.
- [8] **Y.S. Chen**, *The principle of nonlinear optics*, John Wiley & Sons, 1984.
- [9] **D.L. Mills**, *Nonlinear optics : basic concepts*, Springer-Verlag, 1991.
- [10] **P.N. Butcher** et **D. Cotter**, *The elements of nonlinear optics, Cambridge studies in modern optics*, Cambridge University Press, Cambridge (1990).
- [11] **R.A. Fisher**, *Optical phase conjugation*, Academic Press (1983).
- [12] **A. Yariv** et **P. Yeh**, *Optical Waves in Crystals : Propagation and Control of Laser Radiation*, Wiley-Interscience (2003).
- [13] **V.G. Dmitriev**, **G.G. Gurzadyan** et **D.N. Nikogosyan**, *Handbook of nonlinear optical crystals*, Springer Series in Optical Sciences 64, Springer Verlag, Berlin (1991).

Un libro que le puedo recomendar es:

**NON-LINEAR OPTICS (Second Edition) de
Robert W. Boyd**

Academic Press, 2003

Organización del curso

1. Introducción

1.1 Breve historia de la óptica no-lineal

1.2 Origen física de las no-linealidades ópticas

2. Propagación de la luz

2.1 Propagación lineal

2.2 Propagación no-lineal

3. Cálculos de susceptibilidades

3.1 Teoría semi-clásica de la susceptibilidad

3.2 Modelo a dos niveles en regimen continuo

4. Generación del segundo armónico

4.1 Introducción y consideraciones generales

4.2 Condiciones del acuerdo de fase

5. Fenómenos del segundo orden

5.1 Mezcla de frecuencias

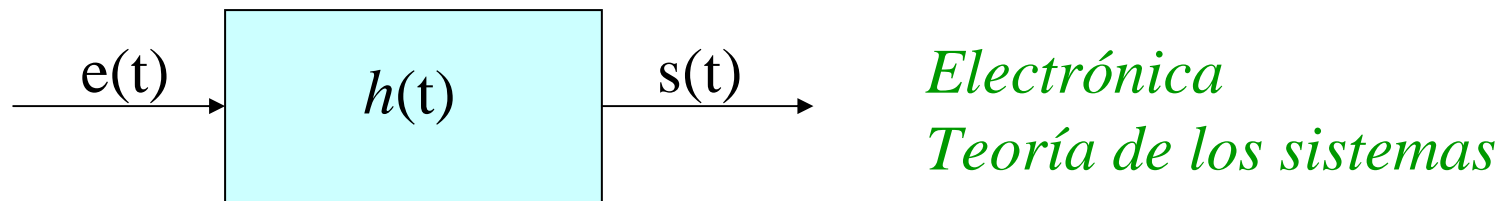
5.2 Amplificación y oscilación paramétricas

6. Fenómenos del tercero orden

6.1 Mezcla de 4 ondas - Efecto Kerr

6.2 Autofocalización, automodulación

Introducción : óptica lineal versus óptica no-lineal



Para un sistema lineal, se aplica el teorema de superposición:

$$\alpha e(t) + \beta e'(t) \rightarrow \alpha s(t) + \beta s'(t)$$

- Óptica lineal ‘*Óptica con luz debil*’:

La luz es reflejada, refractada, atrasada ... pero su frecuencia no cambia, no aparecen nuevas frecuencias.

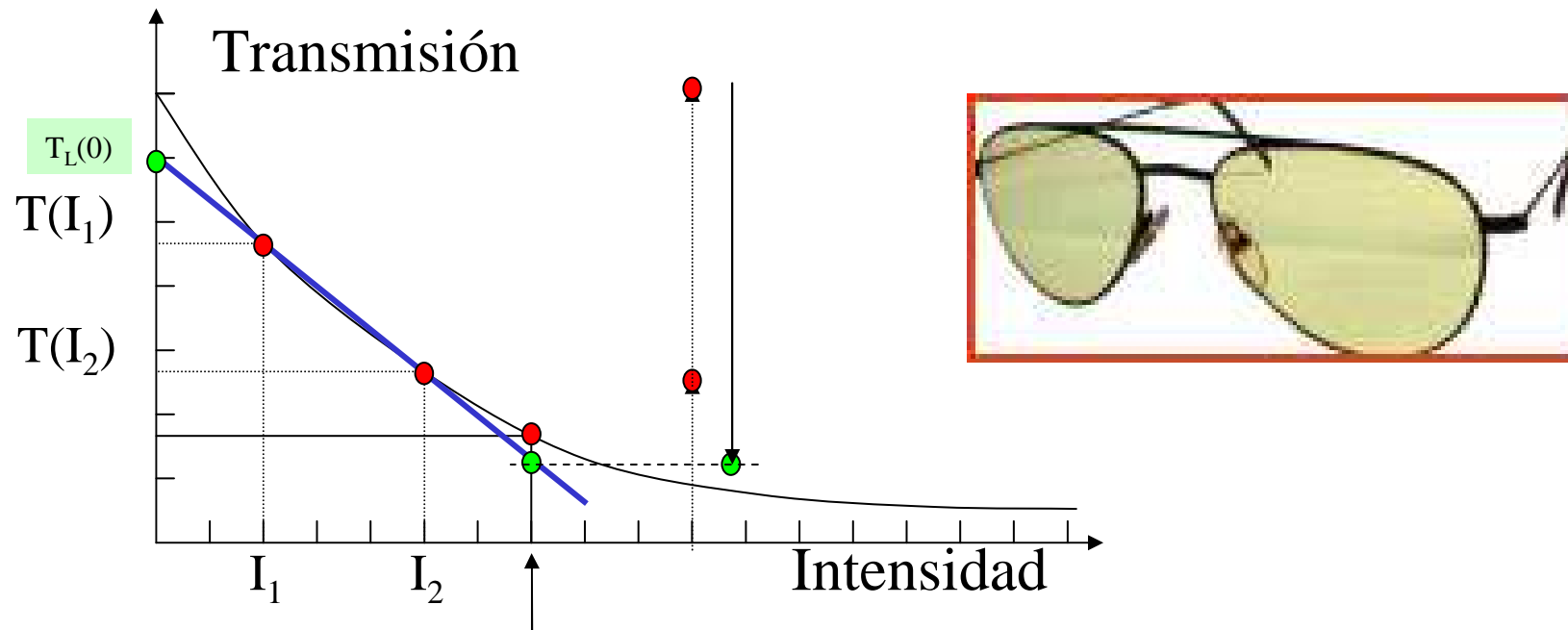
- Óptica no-lineal ‘*Óptica con luz fuerte*’:

La luz tiene la capacidad de modificar las propiedades ópticas del medio que esta atravesando, por ejemplo, cambiar el índice de refracción.

Nuevas frecuencias mas altas o mas bajas pueden aparecer.

Introducción : Óptica lineal versus óptica no-lineal

Un ejemplo de sistema no-lineal : un vidrio fotosensible o fotocromico



Para este sistema no-lineal, $T(I_1+I_2) \neq T(I_1) + T(I_2) - T_L(0)$

Intensidades importantes o no?

En el caso no resonante, SI!

Electrones en la materia: campos electrostaticos tipicos

Ley de Coulomb $E_{\text{Coul}} \approx \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e}{a_0^2} \approx 3 \times 10^{11} \text{ V/m}$

Rayon de Bohr
 $a_0 \approx 0.5 \times 10^{-10} \text{ m}$

Campo eléctrico de una onda de luz

$$\Pi = \frac{\epsilon_0 c}{2} E_R^2 \quad \text{Poynting}$$

Con un laser continuo:

$$\Pi \approx 1 \text{ W}/\mu\text{m}^2 \Rightarrow E_R \approx 2 \cdot 10^7 \text{ V/m} \quad \text{efectos moderados}$$

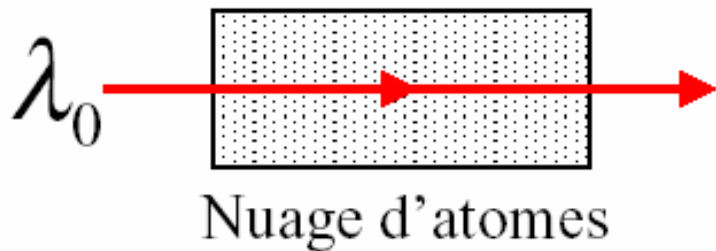
Con un laser pulsado:

$$0.1 \text{ J}/1 \text{ ns} = 10^8 \text{ W} \text{ focalizado sobre } 1 \mu\text{m}^2 \Rightarrow E_R \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ V/m}$$

efectos no-lineales importantes

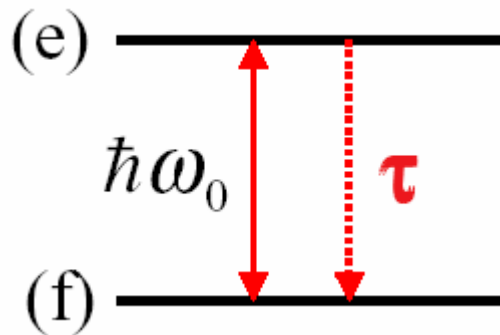
Intensidades importantes o no?

En el caso resonante, NO!



En caso de saturación de una transición que tiene una duración de vida τ , la potencia necesaria es:

$$P = h\nu/\tau = hc/\lambda_0\tau \approx 3 \cdot 10^{-11} \text{ W}$$



Por una sección eficaz de absorción típica $\sigma = 3 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$, la densidad de potencia corresponde a:

$$I_{\text{sat}} = P/\sigma \approx 10 \text{ mW/cm}^2$$

Entonces cerca de una resonancia, los efectos no-lineales pueden estar inducidos con densidades de potencia de solamente unos mW/cm^2 .

Unidad y orden de magnitud de las susceptibilidades

$$P = \chi^{(1)}.E + \chi^{(2)}.E.E + \chi^{(3)}.E.E.E + \dots$$

$\chi^{(1)}$ es sin dimension, y del orden de 1.

$\chi^{(2)}$ tiene la dimension del inverso del campo eléctrico ($m.V^{-1}$).
Estimacion de su orden de magnitud suponiendo $P^{(2)} \cong P_L$ por un campo eléctrico $E_{at} = e/4\pi\epsilon_0 a_0^2$ donde a_0 es el rayo de Bohr :

Entonces $\chi^{(2)} \cong \chi^{(1)}/E_{at} \cong 2.10^{-12} m.V^{-1} = 2 \text{ pm/V}$.

De igual manera, $\chi^{(3)}$ tiene la dimension del inverso de un campo eléctrico a la potencia 2, y su orden de magnitud es :

$$\chi^{(3)} \cong \chi^{(1)}/E_{at}^2 \cong 4.10^{-24} m^2.V^{-2} = 4 \text{ pm}^2.V^{-2}$$

Importancia de la óptica no-lineal

- Generación de nuevas frecuencias por doblamiento, triplaje o mezcla de frecuencias del infrarojo hasta los rayos X.
- Generación de pulsos ultra-cortos imposibles de obtener por otros medios: OPO, rayos X coherentes.
- El control de la onda óptica es una de las tecnologías futuras para los procesamientos ópticos.
- Las aplicaciones mas importantes son en comunicaciones por fibras ópticas y en opto-electrónica, dominios sumamente interesantes para los tecnicos y ingenieros.

Organización del curso

1. Introducción

1.1 Breve historia de la óptica no-lineal

1.2 Origen física de las no-linealidades ópticas

2. Propagación de la luz

2.1 Propagación lineal

2.2 Propagación no-lineal

3. Cálculos de susceptibilidades

3.1 Teoría semi-clásica de la susceptibilidad

3.2 Modelo a dos niveles en regimen continuo

4. Generación del segundo armónico

4.1 Introducción y consideraciones generales

4.2 Condiciones del acuerdo de fase

5. Fenómenos del segundo orden

5.1 Mezcla de frecuencias

5.2 Amplificación y oscilación paramétricas

6. Fenómenos del tercero orden

6.1 Mezcla de 4 ondas - Efecto Kerr

6.2 Autofocalización, automodulación

Los datos más importantes de una historia de 50 años

1954 : Maser a gaz (NH_3), **Townes**

Basov et Prokhorov (URSS), primero maser a 3 niveles

(**Townes, Basov y Prokhorov** Nobel de Física 1964)

1960 : Laser sólido (rubis) bombeado por flash, **Maiman**

1961 : Primero efecto no-lineal (SHG), **Franken et al.**

1962 : • Generación del tercero harmónico (THG), **Terhune**

• Efecto Raman estimulado, **Woodbury y Ng**

1964 : • Dispersión Brillouin estimulada

• Echo de fotones, **Kurnit et al.**

1973 : Generación de solitones en fibras, **Hasegawa y Tappert**

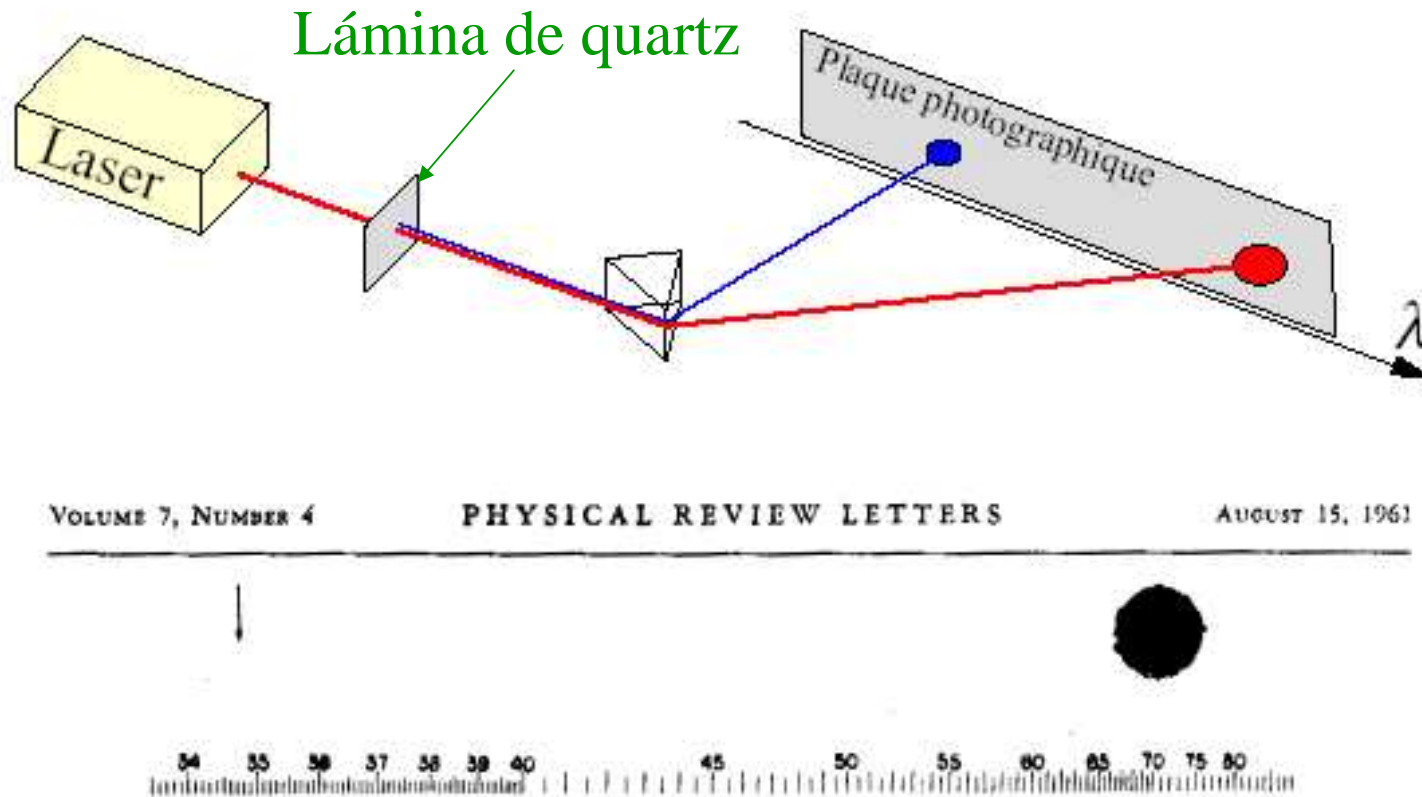
1976 : Bistabilidad óptica, **Gibbs et al.**

1980 : Primeros solitones en fibras ópticas, **Mollenauer et al.**

1981 : **Bloembergen y Schawlow** Nobel de Física

y sigue todavía ... pulsos atosegundos (10^{-18} s), generación laser X, radiación THz, etc.

La primera observación del fenómeno de doblamiento de una frecuencia óptica:



*Primera observación del fenómeno de doblamiento de frecuencia
(Franken et al., Phys. Rev. Lett. 7 (1961) 118)*

Biografía de Nicolaas Bloembergen (1920 - ...)

Nacimiento en Dordrecht, Holanda.

Estudios en la Universidad de Utrecht.

En 1945, empieza una tesis de doctorado en Harvard.

Contribuyó al desarrollo de un equipo de RMN, inmediatamente aplicado al estudio de líquidos sólidos y gases. Los resultados fueron publicados en un artículo famoso (N. Bloembergen, E.M. Purcell y R.V. Pound, *Phys. Rev.* **73**, 679, 1948).

Su actividad culminó con la proposición del maser sólido a tres niveles en 1956, contribuyendo a la realización del primero láser a rubí en 1960. Después, desarrolló el nuevo campo de la óptica no-lineal (Bloembergen, *Non-linear Optics*, Benjamin, New York, 1965).

En 1981, recibió el Premio Nóbel de Física, compartiéndole con Arthur L. Schawlow para sus contribuciones a la espectroscopía láser y al uso de los efectos no-lineales.



Organización del curso

1. Introducción

1.1 Breve historia de la óptica no-lineal

1.2 Origen física de las no-linealidades ópticas

2. Propagación de la luz

2.1 Propagación lineal

2.2 Propagación no-lineal

3. Cálculos de susceptibilidades

3.1 Teoría semi-clásica de la susceptibilidad

3.2 Modelo a dos niveles en regimen continuo

4. Generación del segundo armónico

4.1 Introducción y consideraciones generales

4.2 Condiciones del acuerdo de fase

5. Fenómenos del segundo orden

5.1 Mezcla de frecuencias

5.2 Amplificación y oscilación paramétricas

6. Fenómenos del tercero orden

6.1 Mezcla de 4 ondas - Efecto Kerr

6.2 Autofocalización, automodulación

Origen física de las no-linealidades ópticas

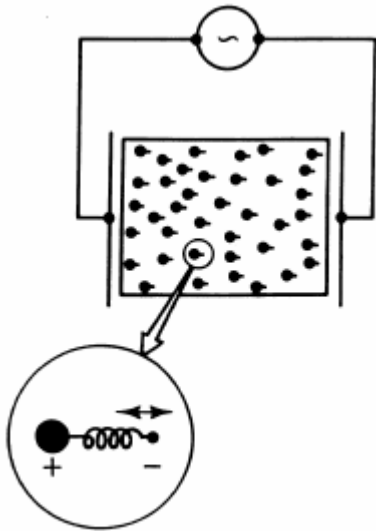
Respuesta de un dieléctrico : modelo del electrón ligado por un elástico

$$\frac{\partial^2 \mathbf{x}}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial \mathbf{x}}{\partial t} + \omega_e^2 \mathbf{x} + \left(\zeta^{(2)} \mathbf{x}^2 + \zeta^{(3)} \mathbf{x}^3 + \dots \right) = -\frac{e}{m} \mathbf{E}(t)$$

Amortiguador
«Damping»

Fuerza del
elástico

Potencial inharmónico



Con campos que cambian lentamente, el movimiento $x(t)$ del electrón sigue el campo eléctrico $E(t)$.

La polarización $P(t) = \eta e \cdot x(t)$ esta proporcional instantaneamente al campo $E(t)$.

Respuesta a un campo monocromático
al primer orden : **respuesta lineal**

$$E(t) = E_0 \exp(-i\omega t) + \text{c.c.}$$

Se busca una solución de $x(t)$ en forma de un desarrollo en potencias de la amplitud compleja del campo $E(t)$

$$x(t) = x^{(1)}(t) + x^{(2)}(t) + \dots$$

Al orden 1 del cálculo, no se toma en cuenta la inarmonicidad

$$x^{(1)}(t) = -\frac{eE_0}{m} \frac{\exp(-i\omega t)}{\omega_e^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} + \text{c.c.}$$

$$P^{(1)}(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) E_0 e^{-i\omega t} + \text{c.c.} \quad \text{con} \quad \chi^{(1)}(\omega) = -\frac{\eta e^2}{\epsilon_0 m \omega} \frac{1}{\omega_e^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$$

Respuesta a un campo monocromático al primer orden : **respuesta lineal**

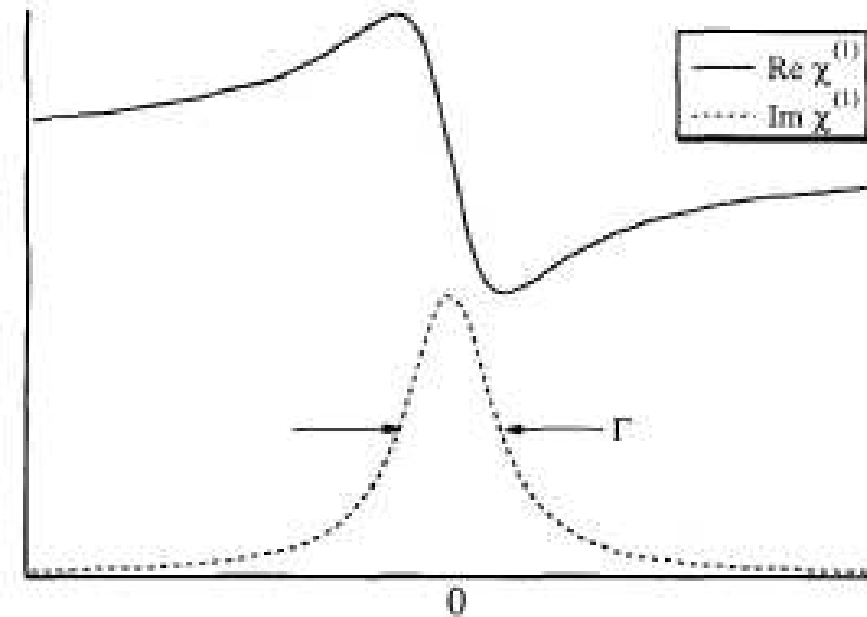
A la aproximación de casi resonancia: $|\omega_e - \omega| \ll \omega_e$, se obtiene:

$$\chi^{(1)}(\omega) = -\frac{\eta e^2}{2\varepsilon_0 m \omega_e} \frac{1}{\Delta + i\gamma/2} = \chi'^{(1)} + i\chi''^{(1)}$$

$\chi^{(1)}$ es la *susceptibilidad lineal*

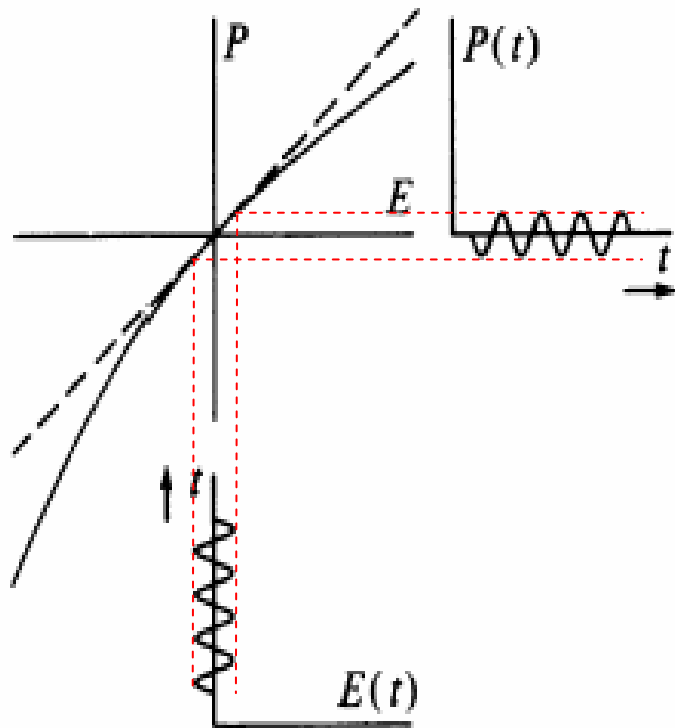
$$\chi'^{(1)} = \frac{-\eta e^2}{2\varepsilon_0 m \omega_e} \frac{\Delta}{\Delta^2 + \gamma^2/4}$$

$$\chi''^{(1)} = \frac{\eta e^2}{2\varepsilon_0 m \omega_e} \frac{\gamma/2}{\Delta^2 + \gamma^2/4}$$

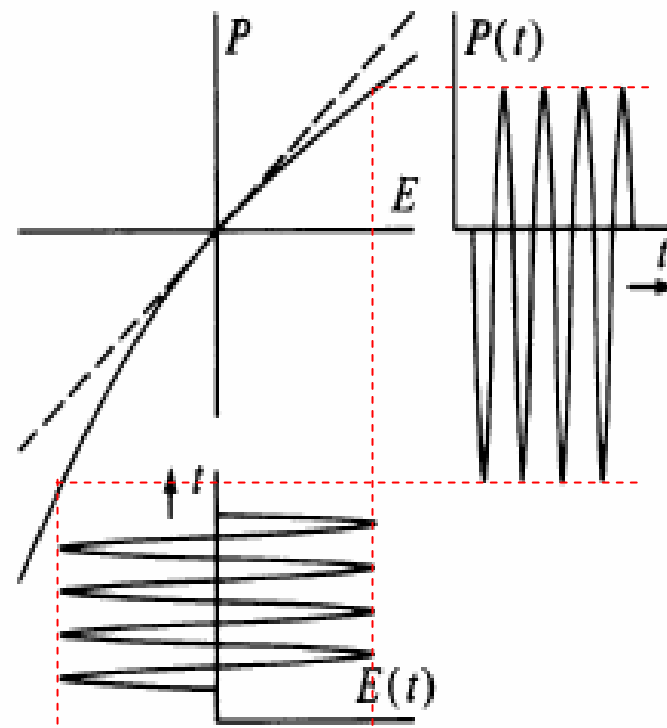


Désaccord à résonance Δ

Origen física de las no-linealidades ópticas



Regimen lineal



Regimen no-lineal

Origen física de las no-linealidades ópticas

Para calcular las susceptibilidades del segundo, tercero orden ... en el cuadro de este modelo, **al orden 2 del cálculo**, se usa la solución obtenida al orden 1 como una nueva fuerza motriz y se calcula la corrección debida al primer término inarmónico $\zeta^{(2)}[x^{(1)}(t)]^2$.

La situación de los metales se considera de una manera distinta.

Estas consideraciones serán examinadas en los TD.

Aquí, solamente la conclusión : hay que recordarse que en el caso de los dieléctricos, las no-linearidades son debidas a la inarmonicidad del movimiento, y en los metales conductores, a la contribución de la fuerza de Lorentz $e \cdot \vec{v} \wedge \vec{B}$ debida al campo magnético que actúa sobre los electrones.

Organización del curso

1. Introducción

1.1 Breve historia ... 1.2 Origen física ...

1.3 Recuerdos de óptica lineal

2. Propagación de la luz

2.1 Propagación lineal

2.2 Propagación no-lineal

3. Cálculos de susceptibilidades

3.1 Teoría semi-clásica de la susceptibilidad

3.2 Modelo a dos niveles en regimen continuo

4. Generación del segundo armónico

4.1 Introducción y consideraciones generales

4.2 Condiciones del acuerdo de fase

5. Fenómenos del segundo orden

5.1 Mezcla de frecuencias

5.2 Amplificación y oscilación paramétricas

6. Fenómenos del tercero orden

6.1 Mezcla de 4 ondas - Efecto Kerr

6.2 Autofocalización, automodulación

Utilización de la transformada de Fourier

$$E(\vec{r}, t) = \int E(\vec{r}, \omega) \exp(-i\omega t) \frac{d\omega}{2\pi}$$

$$E(\vec{r}, t) \text{ réel} \Rightarrow E(\vec{r}, \omega)^* = E(\vec{r}, -\omega)$$

Champ complexe : $\mathcal{E}(\vec{r}, \omega) = 2\Theta(\omega)E(\vec{r}, \omega)$

$$E(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} (\mathcal{E}(\vec{r}, t) + \mathcal{E}^*(\vec{r}, t)) = \text{Re}\mathcal{E}(\vec{r}, t)$$

$$\Theta(\omega) = 0 \text{ si } \omega < 0$$

$\Theta(\omega)$ es la función de Heaviside: $\Theta(\omega) = 1/2$ si $\omega = 0$

$$\Theta(\omega) = 1 \text{ si } \omega > 0$$

Descomposición en ondas llanas :

$$E(\vec{r}, t) = \int E(\vec{k}, \omega) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r} - i\omega t) \frac{d\omega}{2\pi} \frac{d^3k}{(2\pi)^3}$$

Densidad de potencia (*vector de Poynting*)

(En el vacío)

- Densidad temporal de potencia (o intensidad temporal)

$$I(\vec{r}, t) = \frac{\epsilon_0 c}{2} |\mathcal{E}(\vec{r}, t)|^2$$

- Densidad espectral de potencia (o intensidad espectral)

$$I(\vec{r}, \omega) = \frac{\epsilon_0 c}{2} |\mathcal{E}(\omega, t)|^2$$

Teorema de Parseval-Plancherel :

Parseval $\Rightarrow \int I(\vec{r}, t) d^3r dt = \int I(\vec{r}, \omega) d^3r \frac{d\omega}{2\pi} = \text{Energie totale}$

Respuesta lineal

- Linealidad y localidad

$$\Rightarrow P_i(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} R_{ij}(t, t') E_j(\vec{r}, t') dt'$$

- Invariabilidad por traslación en el tiempo : $R_{ij}(t, t') = R_{ij}(t - t')$

$$\Rightarrow P_i(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \int R_{ij}(t - t') E_j(t') dt' = \epsilon_0 R_{ij}(t) \otimes E_j(t)$$

- Principio de causalidad : $R_{ij}(t) = 0$ pour $t < 0$

$$\Rightarrow P_i(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \int_0^{+\infty} R_{ij}(t') E_j(t - t') dt'$$

Susceptibilidad lineal

- Espacio temporal : $P_i(\vec{r}, t) = \epsilon_0 R_{ij}(t) \otimes E_j(t)$
- Espacio espectral : $P_i(\vec{r}, \omega) = \epsilon_0 \chi_{ij}(\omega) E_j(\vec{r}, \omega)$

$$\text{où } \chi_{ij}(\omega) = \mathcal{F}R_{ij}(t).$$

$\chi_{ij}(\omega)$ (aussi noté $\chi_{ij}^{(1)}(\omega)$) est par définition la **susceptibilité linéaire** du matériau.

On montre que $\chi_{ij}(\omega)$ est un tenseur symétrique.

Desarrollo multilineal de la polarización

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \vec{P}^{(1)}(\vec{r}, t) + \vec{P}^{(2)}(\vec{r}, t) + \vec{P}^{(3)}(\vec{r}, t) + \dots$$

$$P_i^{(n)}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \int d\tau_1 \dots \int d\tau_n R_{ii_1 \dots i_n}^{(n)}(\tau_1, \dots, \tau_n) E_{i_1}(\vec{r}, t - \tau_1) \dots E_{i_n}(\vec{r}, t - \tau_n)$$

$$P_i^{(n)}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \int \frac{d\omega_1}{2\pi} \dots \int \frac{d\omega_n}{2\pi} \chi_{ii_1 \dots i_n}^{(n)}(\omega_1, \dots, \omega_n) E_{i_1}(\vec{r}, \omega_1) \dots E_{i_n}(\vec{r}, \omega_n) \exp(-i(\omega_1 + \omega_2 + \dots + \omega_n)t)$$

Organización del curso

1. Introducción

1.1 Breve historia de la óptica no-lineal

1.2 Origen física de las no-linealidades ópticas

2. Propagación de la luz

2.1 Propagación lineal

2.2 Propagación no-lineal

3. Cálculos de susceptibilidades

3.1 Teoría semi-clásica de la susceptibilidad

3.2 Modelo a dos niveles en regimen continuo

4. Generación del segundo armónico

4.1 Introducción y consideraciones generales

4.2 Condiciones del acuerdo de fase

5. Fenómenos del segundo orden

5.1 Mezcla de frecuencias

5.2 Amplificación y oscilación paramétricas

6. Fenómenos del tercero orden

6.1 Mezcla de 4 ondas - Efecto Kerr

6.2 Autofocalización, automodulación

Propagación de una onda electromagnética

Ecuaciones de Maxwell :

Teorema de Gauss

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \quad (1)$$

Ley de Faraday

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2)$$

Conservación del flujo magnético

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (3)$$

Teorema de Ampère

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (4)$$

Ecuación de propagación :

$$\Delta \vec{E} - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}$$

Desde la ecuación de propagación a la ecuación de Fresnel

$$\Delta \vec{E} - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}$$

$$-k^2 \vec{E}(\vec{k}, \omega) + \vec{k} \cdot (\vec{k} \cdot \vec{E}(\vec{k}, \omega)) + \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\vec{k}, \omega) = -\mu_0 \omega^2 \vec{P}(\vec{k}, \omega)$$

$$(-k^2 \delta_{ij} + k_i k_j + \frac{\omega^2}{c^2} (\underbrace{\delta_{ij} + \chi_{ij}(\omega)}_{n_i^2(\omega) \delta_{ij}})) E_j(\vec{k}, \omega) = 0$$

Posons $\vec{k} = n \frac{\omega}{c} \vec{s}$ (\vec{s} vecteur unitaire colinéaire à \vec{k}).

$$\rightarrow \text{Equation de Fresnel : } \sum_i \frac{s_i^2}{\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n^2}} = 0$$

Deux valeurs possibles de n pour chaque \vec{s} : **Surface des indices**

Diferentes tipos de materiales

- Matériau isotrope : $n_x = n_y = n_z = n$
- Matériau uniaxe : $n_x = n_y = n_o$; $n_z = n_e$.
 n_o est l'indice **ordinaire**
 n_e est l'indice **extraordinaire**
 z est l'**axe optique**.
- Matériau biaxe : $n_x \neq n_y \neq n_z$

Propagación dentro de un material isotrópico

$$\left(-k^2 + n(\omega)^2 \frac{\omega^2}{c^2}\right) E_i = 0$$

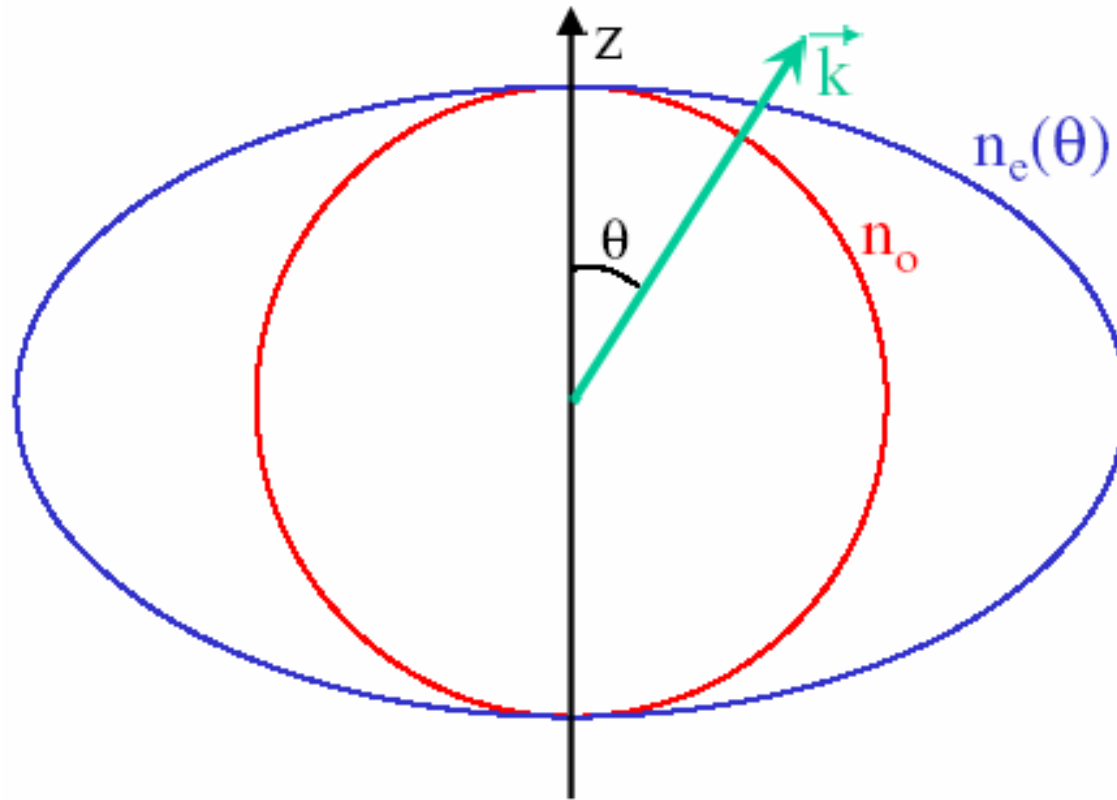
Surface des indices = sphère : $k = n(\omega) \frac{\omega}{c}$

$$\mathcal{E}(z, \omega) = \mathcal{E}(0, \omega) \exp(ik(\omega)z)$$

$\chi(\omega)$ complexe :

- $n(\omega) = \text{Re}(1 + \chi(\omega))^{1/2} \approx 1 + \frac{1}{2}\text{Re}\chi(\omega)$
- $\alpha(\omega) = \frac{\omega}{c}\text{Im}\chi(\omega)$

Superficie de los índices en un material uniáxico



Si $n_o < n_e$
uniáxico **positivo**

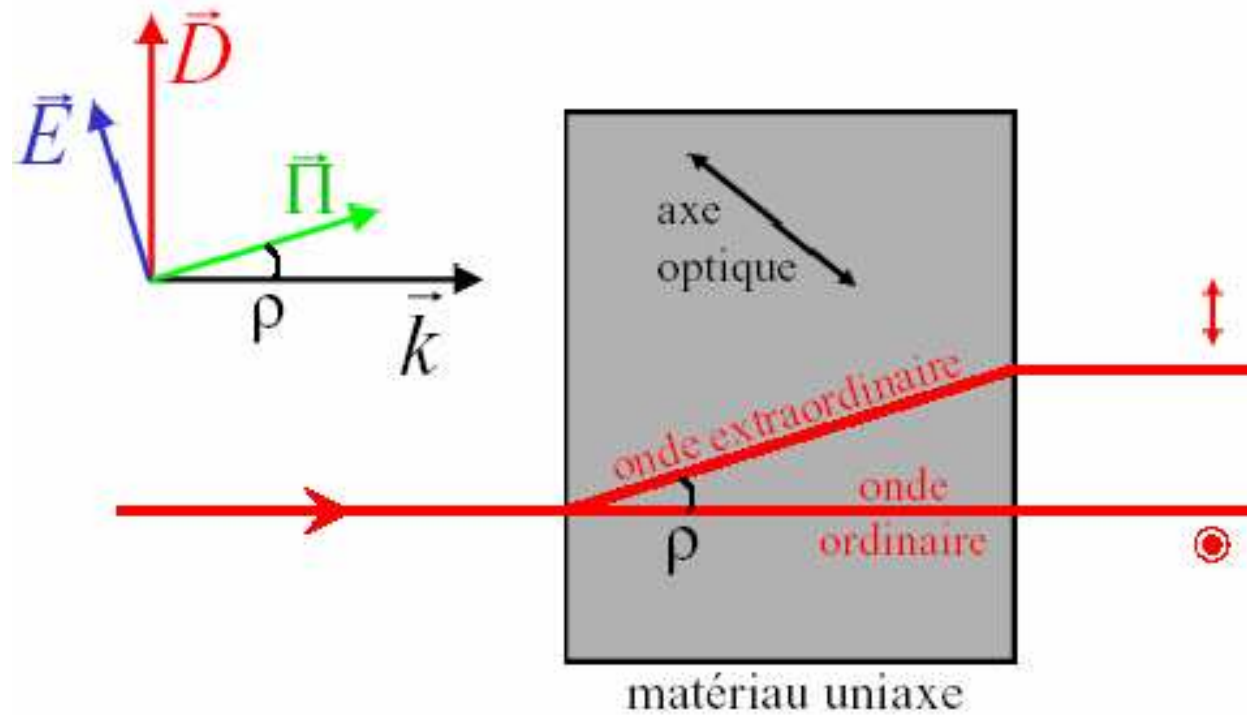
Si $n_o > n_e$
uniáxico **negativo**

n_o = índice ordinario

n_e = índice extraordinario

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2}$$

Doble refracción (“walk-off”)



$$\tan \rho = \frac{n_e^2(\theta)}{2} \sin(2\theta) \left(\frac{1}{n_e^2} - \frac{1}{n_o^2} \right)$$

Ecuación de propagación en el vacío

$$\Delta E(x, y, z) + k^2 E = 0$$

Posons $\mathcal{E}(x, y, z) = A u(x, y, z) \exp(ikz)$ ($\int |u(x, y, 0)|^2 dx dy = 1$):

$$\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2ik \frac{\partial u}{\partial z} - k^2 u + k^2 u \right) \exp(ikz) = 0$$

Approximación paraxial :

$u(x, y, z)$ varie lentement avec z , soit $\partial^2 u / \partial z^2 \ll k \partial u / \partial z$.

$$\rightarrow \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + 2ik \frac{\partial u}{\partial z} = 0$$

Cambiamos al espacio de los vectores de onda transversos

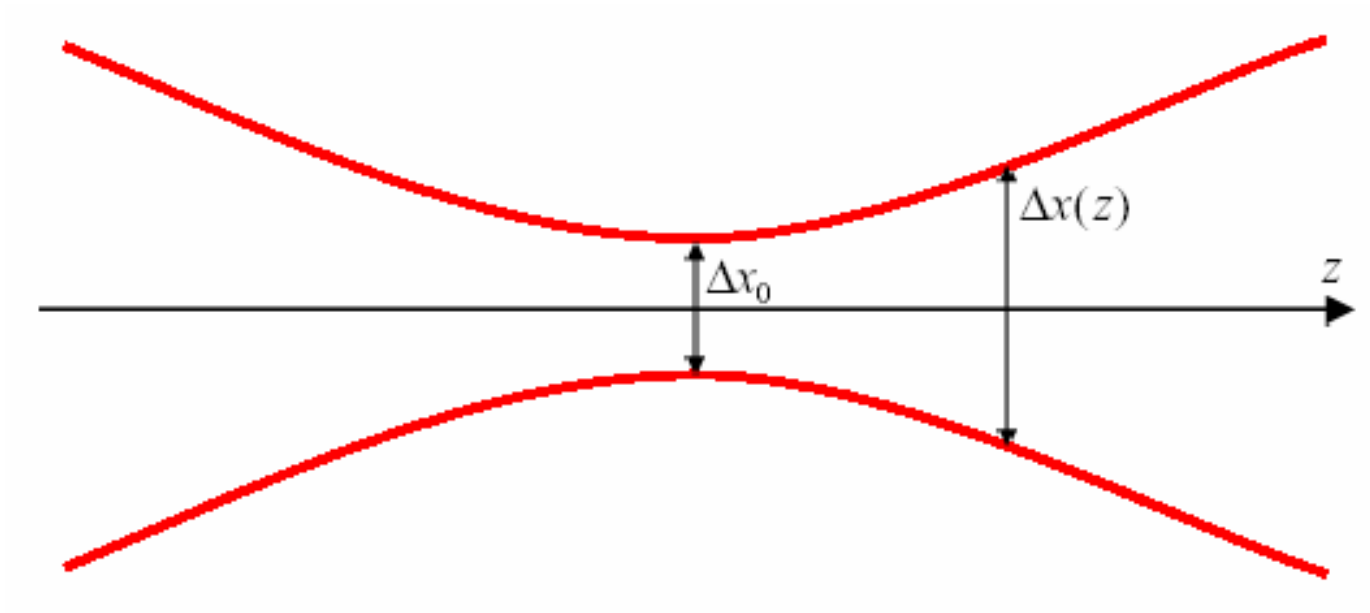
$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + 2ik \frac{\partial u}{\partial z} = 0$$

Una transformada de Fourier conforme a x y a y resulta en :

$$- (k_x^2 + k_y^2) u(k_x, k_y, z) + 2ik \frac{\partial u(k_x, k_y, z)}{\partial z} = 0$$

$$\rightarrow u(k_x, k_y, z) = u(k_x, k_y, 0) \exp \left(-i \frac{k_x^2 + k_y^2}{2k} z \right)$$

Propagación de un haz de luz



$$\Delta x(z) = \sqrt{\Delta x(0)^2 + \frac{\Delta k_x^2}{k^2} z^2}$$

Propagación de un haz gaussiano

Sea un haz con un perfil inicial gaussiano :

$$u(x, y, 0) = u_0(x, y) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w_0} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2}\right)$$

En el espacio de Fourier :

$$u(k_x, k_y, 0) = \sqrt{2\pi} w_0 \exp\left(-\frac{(k_x^2 + k_y^2) w_0^2}{4}\right)$$

de donde deducimos :

$$u(k_x, k_y, z) = \sqrt{2\pi} w_0 \exp\left(-\frac{(k_x^2 + k_y^2) w_0^2}{4}\right) \exp\left(-i \frac{k_x^2 + k_y^2}{2k} z\right)$$

⇒ el haz se queda con un perfil gaussiano

Propagación de un haz gaussiano

$$\begin{aligned}u(x, y, z) &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\exp(-i\psi_0(z))}{w(z)} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w(z)^2}\right) \exp\left(ik\frac{x^2 + y^2}{2R(z)}\right) \\ &= \sqrt{\frac{2}{w(z)}} \Phi_0\left(\frac{x\sqrt{2}}{w(z)}\right) \Phi_0\left(\frac{y\sqrt{2}}{w(z)}\right) \exp\left(ik\frac{x^2 + y^2}{2R(z)}\right) \exp(-i\psi_0(z))\end{aligned}$$

avec

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}$$

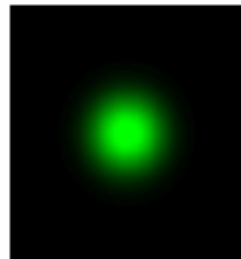
$$R(z) = z + \frac{z_R^2}{z}$$

$$z_R = \frac{kw_0^2}{2} = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$$

$$\psi_0(z) = \arctan \frac{z}{z_R}$$

Haces gaussianos de orden multiple : TEM_{n,m}

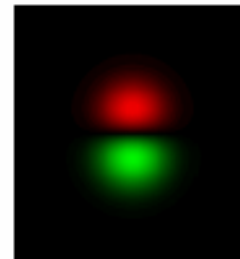
$$u_{n,m}(x, y, z) = \sqrt{\frac{2}{w(z)}} \Phi_n \left(\frac{x\sqrt{2}}{w(z)} \right) \Phi_m \left(\frac{y\sqrt{2}}{w(z)} \right) \exp \left(ik \frac{x^2 + y^2}{2R(z)} \right) \exp(-i\psi_{nm}(z))$$



TEM00



TEM01



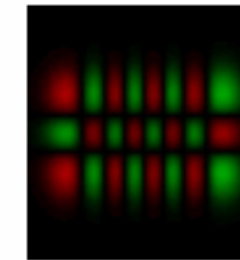
TEM10



TEM11



TEM22



TEM27

Organización del curso

1. Introducción

1.1 Breve historia de la óptica no-lineal

1.2 Origen física de las no-linealidades ópticas

2. Propagación de la luz

2.1 Propagación lineal

2.2 Propagación no-lineal

3. Cálculos de susceptibilidades

3.1 Teoría semi-clásica de la susceptibilidad

3.2 Modelo a dos niveles en regimen continuo

4. Generación del segundo armónico

4.1 Introducción y consideraciones generales

4.2 Condiciones del acuerdo de fase

5. Fenómenos del segundo orden

5.1 Mezcla de frecuencias

5.2 Amplificación y oscilación paramétricas

6. Fenómenos del tercero orden

6.1 Mezcla de 4 ondas - Efecto Kerr

6.2 Autofocalización, automodulación

Ecuación de propagación no-lineal

Lineal

$$\Delta \vec{E} - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}$$

No-lineal

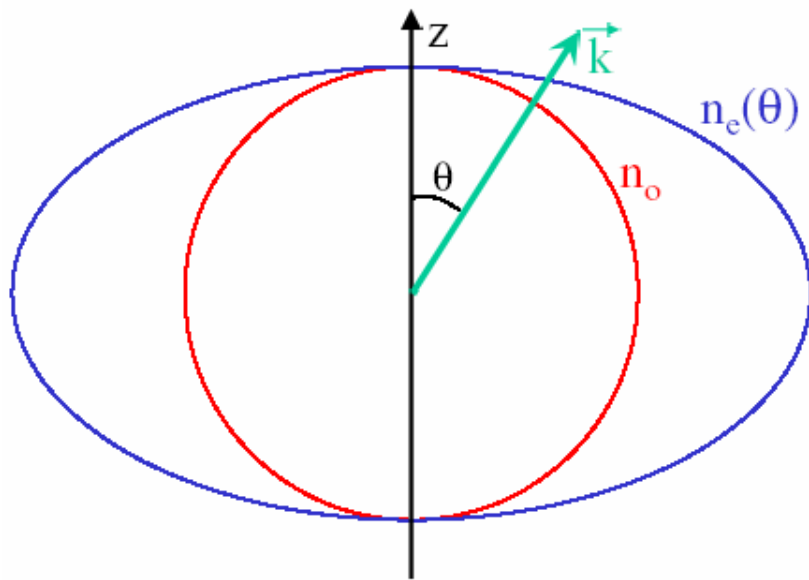
$$\Delta \vec{E} - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}^{(1)}}{\partial t^2} + \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}^{(NL)}}{\partial t^2}$$

$$\Delta \vec{E} - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}^{(1)}}{\partial t^2} + \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}^{(2)}}{\partial t^2} + \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}^{(3)}}{\partial t^2} + \dots$$

- Double refracción desdeñable
- Campos escalares

$$\Delta \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}^{(1)}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}^{(NL)}}{\partial t^2}$$

Doble refracción (“walk-off”)

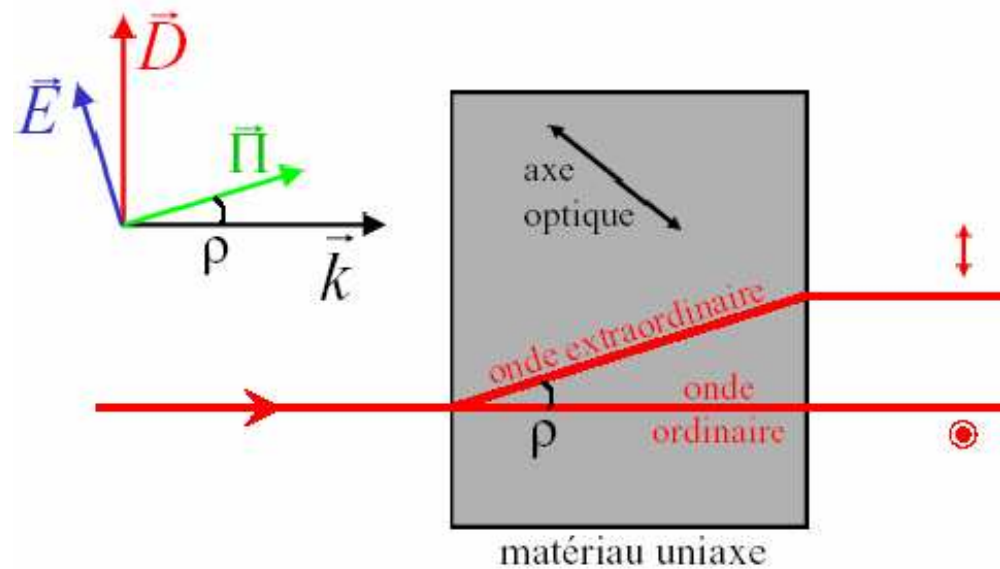


Si $n_o < n_e$
uniáxico **positivo**

Si $n_o > n_e$
uniáxico **negativo**

n_o = índice ordinario

n_e = índice extraordinario



$$\tan \rho = \frac{n_e^2(\theta)}{2} \left(\frac{1}{n_e^2} - \frac{1}{n_o^2} \right) \sin 2\theta$$

Approximación paraxial

$$\mathbf{E}(x,y,z,\omega) = \mathbf{A}(x,y,z,\omega) \cdot \exp[ik(\omega)z]$$

donde $\mathbf{A}(x,y,z,\omega)$ es una envolvente que varia lentamente con z .

- propagación lineal

$$\frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial y^2} + 2ik(\omega) \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial z} = 0$$

- propagación no-lineal

$$\frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial y^2} + 2ik(\omega) \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial z} = -\frac{\omega^2}{\epsilon_0 c^2} \mathbf{P}^{(NL)}(x, y, z, \omega) \cdot e^{-ik(\omega)z}$$

Esta ecuación es la ecuación de propagación en régimen no-lineal y en la aproximación paraxial

En el caso 1D:
$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial z} = \frac{i\omega}{2n(\omega)\epsilon_0 c} \mathbf{P}^{(NL)}(z, \omega) \cdot e^{-ik(\omega)z}$$

Approximación paraxial

$$\mathbf{E}(\vec{r}, t) = \sum_i \mathbf{E}_i^{(\text{NL})} e^{-i\omega_i t} \xrightarrow{\text{TF}} \mathbf{E}(\vec{r}, \omega) = 2\pi \sum_i \mathbf{E}_i^{(\text{NL})}(\vec{r}) \delta(\omega - \omega_i)$$
$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial z} = \frac{i\omega}{2n(\omega)\epsilon_0 c} \mathbf{P}^{(\text{NL})}(z, \omega) e^{-ik(\omega)z}$$

Esta ecuación de propagación representa un sistema de 3 ecuaciones diferenciales acopladas :

$$\frac{d\mathbf{A}_i}{dz} = \frac{i\omega}{2n_i\epsilon_0 c} \mathbf{P}_i^{(\text{NL})} e^{-ik_i(\omega)z}$$

donde $n_i = n(\omega_i)$ y $k_i = k(\omega_i) = n_i\omega_i/c$.

Es este sistema no-lineal que tendremos que resolver en la continuación de este curso, en diferentes casos particulares.

Desarrollo no-lineal de la polarización

$$P_i^{(n)}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \int d\tau_1 \dots \int d\tau_n R_{ii_1 \dots i_n}^{(n)}(\tau_1, \dots, \tau_n) E_{i_1}(\vec{r}, t - \tau_1) \dots E_{i_n}(\vec{r}, t - \tau_n)$$

$$P_i^{(n)}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \int \frac{d\omega_1}{2\pi} \dots \int \frac{d\omega_n}{2\pi} \chi_{ii_1 \dots i_n}^{(n)}(\omega_1, \dots, \omega_n) E_{i_1}(\vec{r}, \omega_1) \dots E_{i_n}(\vec{r}, \omega_n) e^{-i(\omega_1 + \omega_2 + \dots + \omega_n)t}$$

$\chi^{(n)}$ es el *tensor de la susceptibilidad del orden n*, de hecho un tensor de orden n+1.

En la mayoría de los libros de optica no-lineal, el tensor de susceptibilidad no lineal se nota

$$\chi_{ii_1 \dots i_n}^{(n)}(-\omega_\sigma; \omega_1, \dots, \omega_n)$$

donde $\omega_\sigma = \omega_1 + \dots + \omega_n$. Esta forma de notar hace sobresaltar la frecuencia ω_σ generada.

Organización del curso

1. Introducción

1.1 Breve historia de la óptica no-lineal

1.2 Origen física de las no-linealidades ópticas

2. Propagación de la luz

2.1 Propagación lineal

2.2 Propagación no-lineal

3. Cálculos de susceptibilidades

3.1 Teoría semi-clásica de la susceptibilidad

3.2 Modelo a dos niveles en regimen continuo

4. Generación del segundo armónico

4.1 Introducción y consideraciones generales

4.2 Condiciones del acuerdo de fase

5. Fenómenos del segundo orden

5.1 Mezcla de frecuencias

5.2 Amplificación y oscilación paramétricas

6. Fenómenos del tercero orden

6.1 Mezcla de 4 ondas - Efecto Kerr

6.2 Autofocalización, automodulación

Tratamiento semi-clásico

El campo electromagnético es tratado de acuerdo a Maxwell pero, la materia es tratada en términos cuánticos.

Ecuación de Bloch

$$i\hbar \frac{d\rho}{dt} = [H_0, \rho] + i\hbar \left. \frac{d\rho}{dt} \right|_{\text{relaxation}}$$
$$\left. \frac{d\rho_{nm}}{dt} \right|_{\text{relaxation}} = -\Gamma_{nm} (\rho_{nm} - \rho_{nm}^{(0)})$$

$$i\hbar \frac{d\rho}{dt} = [H_0, \rho] + [W(t), \rho] + i\hbar \left. \frac{d\rho}{dt} \right|_{\text{relaxation}} \quad \text{con } W(t) = -\vec{\mu} \cdot \vec{E}(t) = -\mu^i \cdot E_i(t)$$

$$\left(i \frac{d}{dt} - \omega_{nm} + i\Gamma_{nm} \right) (\rho_{nm}(t) - \rho_{nm}^{(0)}) = -\frac{E_i(t)}{\hbar} \sum_l (\mu_{nl}^i \rho_{lm}(t) - \rho_{nl}(t) \mu_{lm}^i)$$

Biografía de Felix Bloch (1905 - 1983)



Nacimiento en Suecia. Estudio ingeniería y física en el Instituto de Tecnología de Zurich de 1924 a 1927. Obtuvo el doctorado en física en 1928 en Leipzig en Alemania. En su tesis, Bloch pone las bases de la teoría cuántica del sólido (funciones de Bloch en un cristal periódico). En 1934, va a los EE.UU. a Stanford.

Obtuvo la naturalización americana en 1939. Durante la Segunda Guerra mundial, participó en Los Alamos al proyecto Manhattan de bomba atómica y a los sistemas de radares.

En 1952, compartirá con Edward M. Purcell, el **Premio Nobel de Física** para el desarrollo de la Resonancia Magnética Nuclear (RMN). La RMN será un útil potente para la determinación de la composición y de la estructura de moléculas, de suma importancia para el diagnóstico medical con la Imagenía por Resonancia Magnética (IRM).

Bloch a sido el primer Director General del CERN de 1954 a 1955.

Resolución con la función de Green

Con una transformada de Fourier, se obtiene:

$$\rho_{nm}(\omega) - \rho_{nm}^{(0)}(\omega) = \frac{-1/\hbar}{\omega - \omega_{nm} + i\Gamma_{nm}} \mathcal{F} \left(E_i(t) \sum_l \left(\mu_{nl}^i \rho_{lm}(t) - \rho_{nl} \mu_{lm}^i(t) \right) \right)$$

Función de Green:

$$\left(i \frac{d}{dt} - \omega_{nm} + i\Gamma_{nm} \right) G_{nm}(t) = -\frac{\delta(t)}{\hbar} \Rightarrow G_{nm}(\omega) = \frac{-1/\hbar}{\omega - \omega_{nm} + i\Gamma_{nm}}$$

$$\rho_{nm}(\omega) - \rho_{nm}^{(0)}(\omega) = G_{nm}(\omega) \mathcal{F} \left(E_i(t) \sum_l \left(\mu_{nl}^i \rho_{lm}(t) - \rho_{nl} \mu_{lm}^i(t) \right) \right)$$

Y con una transformada de Fourier inversa, obtenemos:

$$\rho_{nm}(t) = \rho_{nm}^{(0)}(t) + G_{nm}(t) \otimes \left(E_i(t) \sum_l \left(\mu_{nl}^i \rho_{lm}(t) - \rho_{nl} \mu_{lm}^i(t) \right) \right)$$

Desarrollo perturbativo

$$\rho = \rho^{(0)} + \rho^{(1)} + \rho^{(2)} + \dots$$

$$\rho_{nm}^{(p+1)}(t) = G_{nm}(t) \otimes \left(E_i(t) \sum_I \left(\mu_{nl}^i \rho_{lm}^{(p)}(t) - \rho_{nl}^{(p)} \mu_{lm}^i(t) \right) \right)$$

Conociendo la solución al orden cero, $\rho^{(0)}$:

$$\rho_{nm}^{(1)}(t) = G_{nm}(t) \otimes \left(E_i(t) \sum_I \left(\mu_{nl}^i \rho_{lm}^{(0)}(t) - \rho_{nl}^{(0)} \mu_{lm}^i(t) \right) \right)$$

$$\rho_{nm}^{(2)}(t) = G_{nm}(t) \otimes \left(E_i(t) \sum_I \left(\mu_{nl}^i \rho_{lm}^{(1)}(t) - \rho_{nl}^{(1)} \mu_{lm}^i(t) \right) \right)$$

$$\rho_{nm}^{(3)}(t) = G_{nm}(t) \otimes \left(E_i(t) \sum_I \left(\mu_{nl}^i \rho_{lm}^{(2)}(t) - \rho_{nl}^{(2)} \mu_{lm}^i(t) \right) \right)$$

Esta solución iterativa esta bien adaptada a la computación

Resolución al primer orden

$$\rho_{nm}^{(1)}(t) = G_{nm}(t) \otimes \left(E_i(t) \sum_l \left(\mu_{nl}^i \rho_{lm}^{(0)}(t) - \rho_{nl}^{(0)} \mu_{lm}^i(t) \right) \right)$$

Con la expresión de la polarización:

$$P_i^{(p)}(t) = \mathbf{N} \sum_{nm} \mu_{mn}^i \rho_{nm}^{(p)}(t)$$

$$P_i^{(1)}(t) = \mathbf{N} \left(\sum_{nm} \mu_{mn}^i \mu_{nm}^j \left(\rho_{mm}^{(0)} - \rho_{nn}^{(0)} \right) G_{nm}(t) \right) \otimes E_j(t)$$

Y con una transformada de Fourier:

$$P_i^{(1)}(\omega) = \mathbf{N} \sum_{nm} \mu_{mn}^i \mu_{nm}^j \left(\rho_{mm}^{(0)} - \rho_{nn}^{(0)} \right) G_{nm}(\omega) E_j(\omega)$$

De donde deducimos la expresión cuántica de la susceptibilidad lineal:

$$\chi_{ij}^{(1)}(\omega) = -\frac{\mathbf{N}}{\varepsilon_0 \hbar} \sum_{nm} \frac{\mu_{mn}^i \mu_{nm}^j}{\omega - \omega_{nm} + i\Gamma_{nm}} \left(\rho_{mm}^{(0)} - \rho_{nn}^{(0)} \right)$$

Modelo cuántico de la susceptibilidad

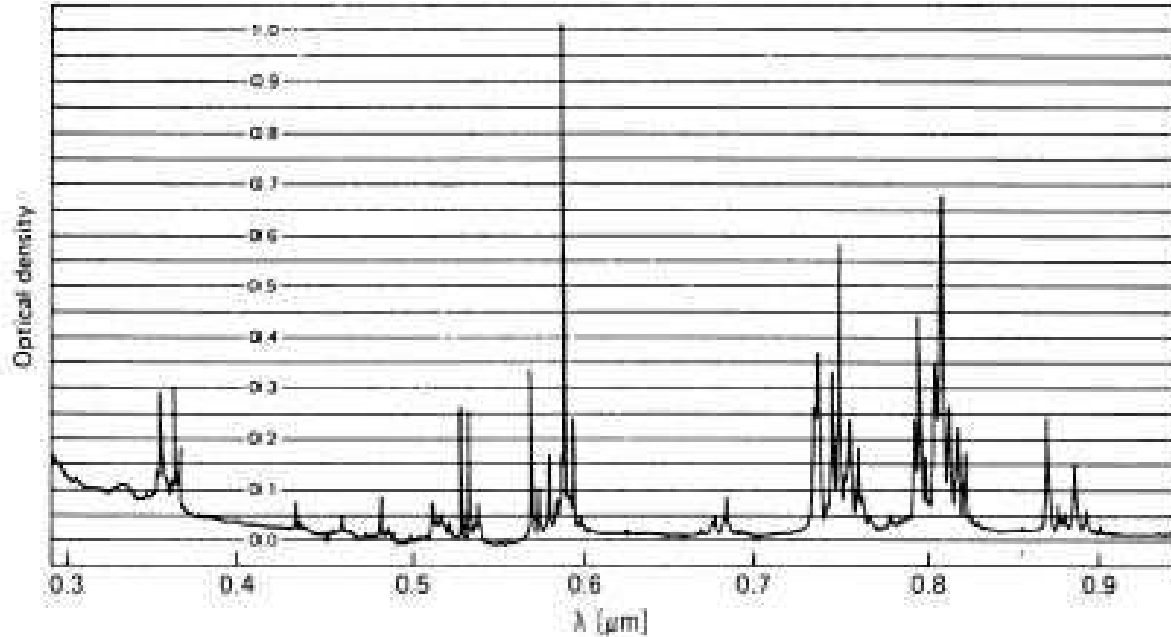
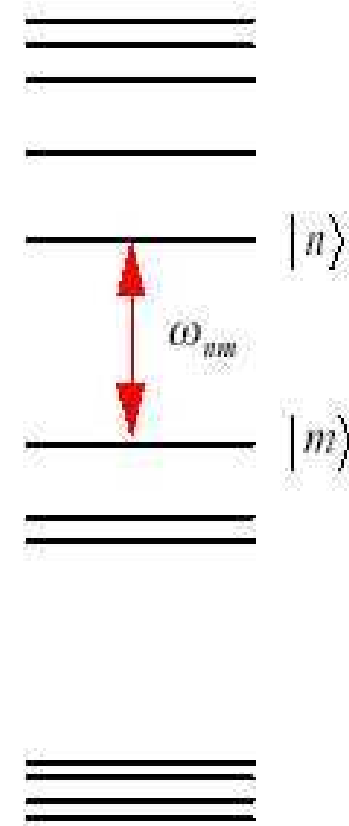
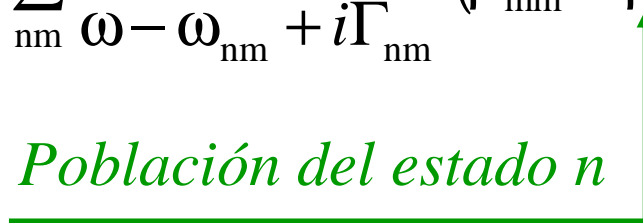


Fig. 2.7. Absorption spectrum of Nd:YAG at 300 K [Koechner]

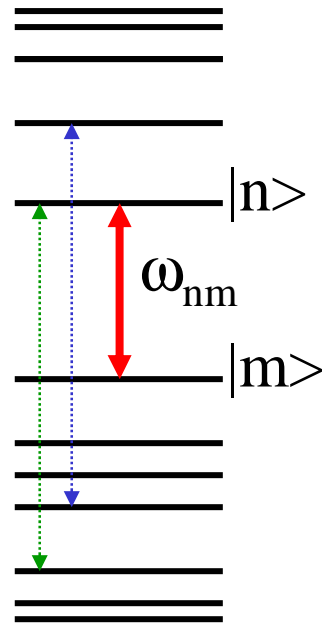


$$\chi_{ij}^{(1)}(\omega) = -\frac{\mathbf{N}}{\epsilon_0 \hbar} \sum_{nm} \frac{\mu_{mn}^i \mu_{nm}^j}{\omega - \omega_{nm} + i\Gamma_{nm}} (\rho_{mm}^{(0)} - \rho_{nn}^{(0)})$$

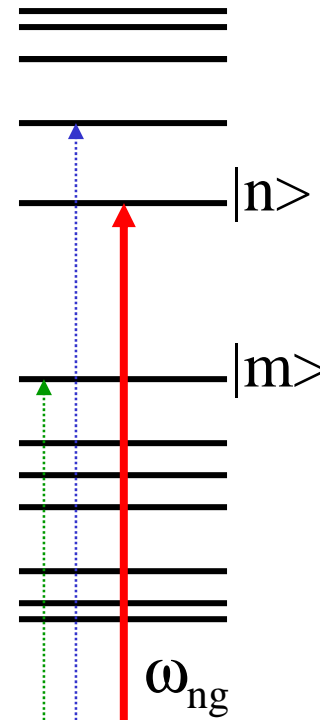
Población del estado n



Modelo cuántico de la susceptibilidad



$T \neq 0$

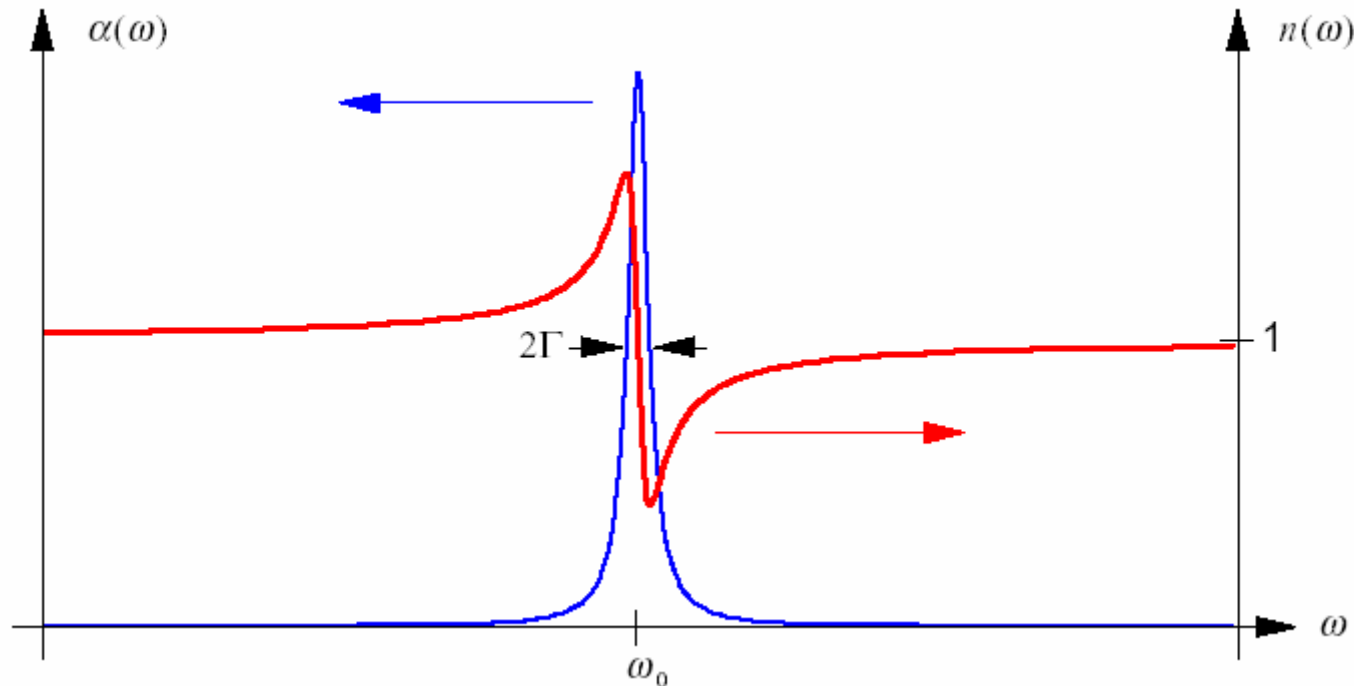


$T = 0$

Susceptibilidad lineal

A temperatura $T = 0$ K, solo se consideran las transiciones con el nivel fundamental y se obtiene :

$$\chi_{ij}^{(1)}(\omega) = \sum_{n \neq g} -\frac{N}{\epsilon_0 \hbar} \left(\frac{\mu_{gn}^i \mu_{ng}^j}{\omega - \omega_{ng} + i\Gamma_{ng}} - \frac{\mu_{ng}^i \mu_{gn}^j}{\omega + \omega_{ng} + i\Gamma_{ng}} \right)$$



Organización del curso

1. Introducción

1.1 Breve historia de la óptica no-lineal

1.2 Origen física de las no-linealidades ópticas

2. Propagación de la luz

2.1 Propagación lineal

2.2 Propagación no-lineal

3. Cálculos de susceptibilidades

3.1 Teoría semi-clásica de la susceptibilidad

3.2 Modelo a dos niveles en regimen continuo

4. Generación del segundo armónico

4.1 Introducción y consideraciones generales

4.2 Condiciones del acuerdo de fase

5. Fenómenos del segundo orden

5.1 Mezcla de frecuencias

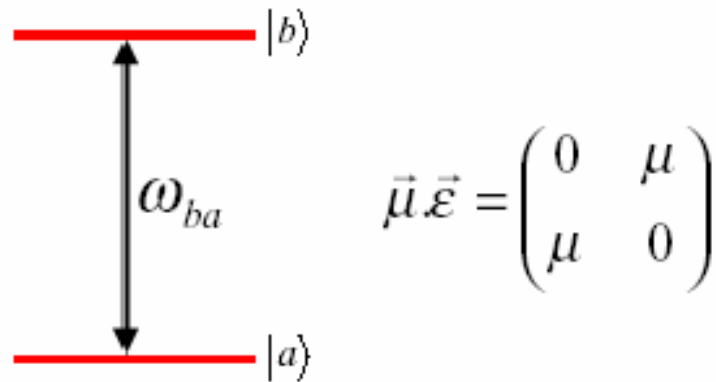
5.2 Amplificación y oscilación paramétricas

6. Fenómenos del tercero orden

6.1 Mezcla de 4 ondas - Efecto Kerr

6.2 Autofocalización, automodulación

Modelo a dos niveles en regimen continuo



$$\vec{E}(t) = \vec{\epsilon} E_0 \cos \omega_l t$$

Regimen lineal

$$\chi_{ij}^{(1)}(\omega) = -\frac{\mathbf{N} \mu^2}{\epsilon_0 \hbar} \left(\frac{1}{\omega - \omega_{ba} + i\Gamma_{ba}} - \frac{1}{\omega + \omega_{ba} + i\Gamma_{ba}} \right) (\rho_{aa}^{(0)} - \rho_{bb}^{(0)})$$

Ecuaciones de Bloch

para un sistema a dos niveles en régimen continuo

Nos interesamos a la respuesta no-lineal de este sistema.

La ecuación de Bloch:

$$\left(i \frac{d}{dt} - \omega_{nm} + i\Gamma_{nm} \right) \left(\rho_{nm}(t) - \rho_{nm}^{(0)} \right) = -\frac{E_i(t)}{\hbar} \sum_l \left(\mu_{nl}^i \rho_{lm}(t) - \rho_{nl}(t) \mu_{lm}^i \right)$$

Se escribe:

$$\left(i \frac{d}{dt} - \omega_{ba} + i\Gamma_{ba} \right) \rho_{ba}(t) = -\frac{\mu E(t)}{\hbar} (\rho_{aa}(t) - \rho_{bb}(t))$$

$$\left(i \frac{d}{dt} + i\Gamma_{aa} \right) \left(\rho_{aa} - \rho_{aa}^{(0)} \right) = -\frac{\mu E(t)}{\hbar} (\rho_{ba} - \rho_{ab})$$

$$\left(i \frac{d}{dt} + i\Gamma_{bb} \right) \left(\rho_{bb} - \rho_{bb}^{(0)} \right) = -\frac{\mu E(t)}{\hbar} (\rho_{ab} - \rho_{ba})$$

Buscamos una solución estacionaria

- $\rho_{ba} = \tilde{\rho}_{ba} \exp(-i\omega_l t)$, avec $\tilde{\rho}_{ba}$, ρ_{aa} et ρ_{bb} constants.
- approximation de l'onde tournante

$$\left(i \frac{d}{dt} - \omega_{ba} + i\Gamma_{ba} \right) \rho_{ba}(t) = -\frac{\mu E(t)}{\hbar} (\rho_{aa}(t) - \rho_{bb}(t))$$

devient

$$(\omega_l - \omega_{ba} + i\Gamma_{ba}) \tilde{\rho}_{ba} = -\frac{\mu E_0}{2\hbar} (\rho_{aa} - \rho_{bb})$$

soit

$$\tilde{\rho}_{ba} = -\frac{\mu E_0}{2\hbar} \frac{1}{\omega_l - \omega_{ba} + i\Gamma_{ba}} (\rho_{aa} - \rho_{bb})$$

Buscando una solución estacionaria

$$\left(i\frac{d}{dt} + i\Gamma_{aa}\right) \left(\rho_{aa} - \rho_{aa}^{(0)}\right) = -\frac{\mu E(t)}{\hbar}(\rho_{ba} - \rho_{ab})$$

devient

$$(i\Gamma_{aa}) \left(\rho_{aa} - \rho_{aa}^{(0)}\right) = -\frac{\mu E_0}{2\hbar}(\tilde{\rho}_{ba} - \tilde{\rho}_{ab})$$

de même

$$(i\Gamma_{bb}) \left(\rho_{bb} - \rho_{bb}^{(0)}\right) = -\frac{\mu E_0}{2\hbar}(\tilde{\rho}_{ab} - \tilde{\rho}_{ba})$$

d'où

$$\rho_{aa} - \rho_{bb} = \rho_{aa}^{(0)} - \rho_{bb}^{(0)} - \frac{\mu E_0}{2\hbar} \left(\frac{1}{\Gamma_{aa}} + \frac{1}{\Gamma_{bb}}\right) (\tilde{\rho}_{ba} - \tilde{\rho}_{ab})$$

Buscando una solución estacionaria

$$\begin{aligned}\tilde{\rho}_{ba} - \tilde{\rho}_{ab} &= -\frac{\mu E_0}{2\hbar} \left(\frac{1}{\omega_l - \omega_{ba} + i\Gamma_{ba}} - \frac{1}{\omega_l - \omega_{ba} - i\Gamma_{ba}} \right) (\rho_{aa} - \rho_{bb}) \\ &= \frac{\mu E_0}{2\hbar} \frac{2i\Gamma_{ba}}{(\omega_l - \omega_{ba})^2 + \Gamma_{ba}^2} (\rho_{aa} - \rho_{bb})\end{aligned}$$

$$\rho_{aa} - \rho_{bb} = \rho_{aa}^{(0)} - \rho_{bb}^{(0)} - \frac{\mu^2 E_0^2}{2\hbar^2} \left(\frac{1}{\Gamma_{aa}} + \frac{1}{\Gamma_{bb}} \right) \Gamma_{ba} \frac{\rho_{aa} - \rho_{bb}}{(\omega_l - \omega_{ba})^2 + \Gamma_{ba}^2}$$

On pose $\frac{1}{\Gamma} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\Gamma_{aa}} + \frac{1}{\Gamma_{bb}} \right)$ et $\Omega_1 = -\frac{\mu E_0}{\hbar} \sqrt{\frac{\Gamma_{ba}}{\Gamma}}$

$$\rho_{aa} - \rho_{bb} = \left(\rho_{aa}^{(0)} - \rho_{bb}^{(0)} \right) - \frac{\Omega_1^2}{(\omega_l - \omega_{ba})^2 + \Gamma_{ba}^2} (\rho_{aa} - \rho_{bb})$$

Buscando una solución estacionaria

$$\begin{aligned}\rho_{aa} - \rho_{bb} &= \left(\rho_{aa}^{(0)} - \rho_{bb}^{(0)} \right) \frac{(\omega_l - \omega_{ba})^2 + \Gamma_{ba}^2}{(\omega_l - \omega_{ba})^2 + \Gamma_{ba}^2 + \Omega_1^2} \\ &= \left(\rho_{aa}^{(0)} - \rho_{bb}^{(0)} \right) \frac{1}{1 + \frac{\Omega_1^2}{(\omega_l - \omega_{ba})^2 + \Gamma_{ba}^2}} \\ &= \frac{\rho_{aa}^{(0)} - \rho_{bb}^{(0)}}{1 + I/I_S}\end{aligned}$$

où

$$I = \frac{\epsilon_0 c E_0^2}{2} = \frac{\epsilon_0 c \hbar^2 \Gamma}{2\mu^2 \Gamma_{ba}} \Omega_1^2$$

et

$$I_S = \frac{\epsilon_0 c \hbar^2 \Gamma}{2\mu^2 \Gamma_{ba}} \left((\omega_l - \omega_{ba})^2 + \Gamma_{ba}^2 \right)$$

Susceptibilidad en presencia de saturación regimen no-lineal

$$\mathcal{P}(t) = 2\mathcal{N}\mu\tilde{\rho}_{ba} \exp(-i\omega_l t) = \epsilon_0\chi E_0 \exp(-i\omega_l t)$$

avec

$$\begin{aligned}\chi &= \chi^{(1)}(\omega_l) \frac{\rho_{aa}^{(0)} - \rho_{bb}^{(0)}}{\rho_{aa}^{(0)} - \rho_{bb}^{(0)}} \\ &= \frac{\chi^{(1)}(\omega_l)}{1 + I/I_S}\end{aligned}$$

→ saturación de la absorción, saturación de la ganancia

Organización del curso

1. Introducción

1.1 Breve historia de la óptica no-lineal

1.2 Origen física de las no-linealidades ópticas

2. Propagación de la luz

2.1 Propagación lineal

2.2 Propagación no-lineal

3. Cálculos de susceptibilidades

3.1 Teoría semi-clásica de la susceptibilidad

3.2 Modelo a dos niveles en regimen continuo

4. Generación del segundo armónico

4.1 Introducción y consideraciones generales

4.2 Condiciones del acuerdo de fase

5. Fenómenos del segundo orden

5.1 Mezcla de frecuencias

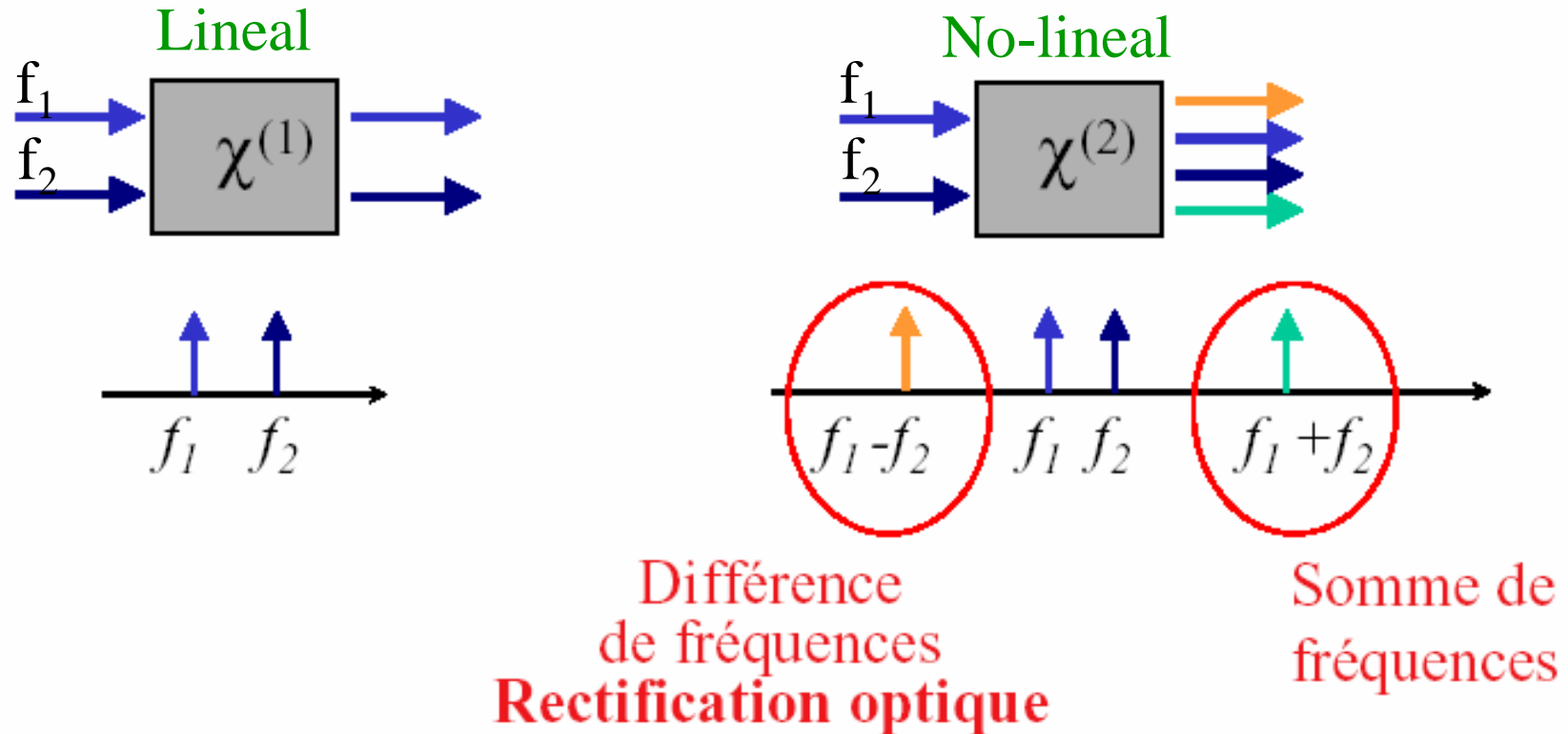
5.2 Amplificación y oscilación paramétricas

6. Fenómenos del tercero orden

6.1 Mezcla de 4 ondas - Efecto Kerr

6.2 Autofocalización, automodulación

Optique linéaire et optique non-linéaire

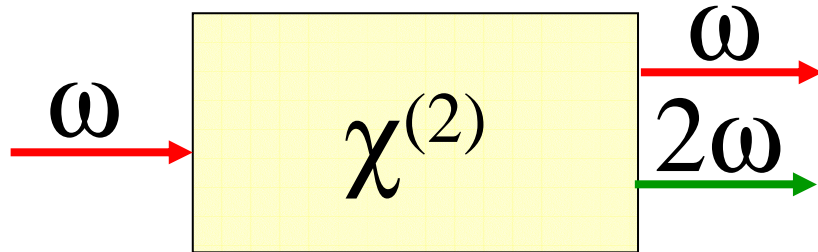


On retrouve bien une des principales caractéristiques d'un phénomène non-linéaire :

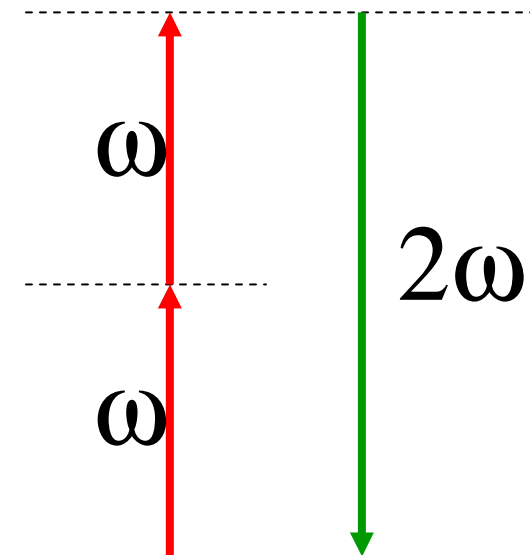
le changement de fréquences des signaux

Generación del segundo armónico

Un cristal sin centro de inversión

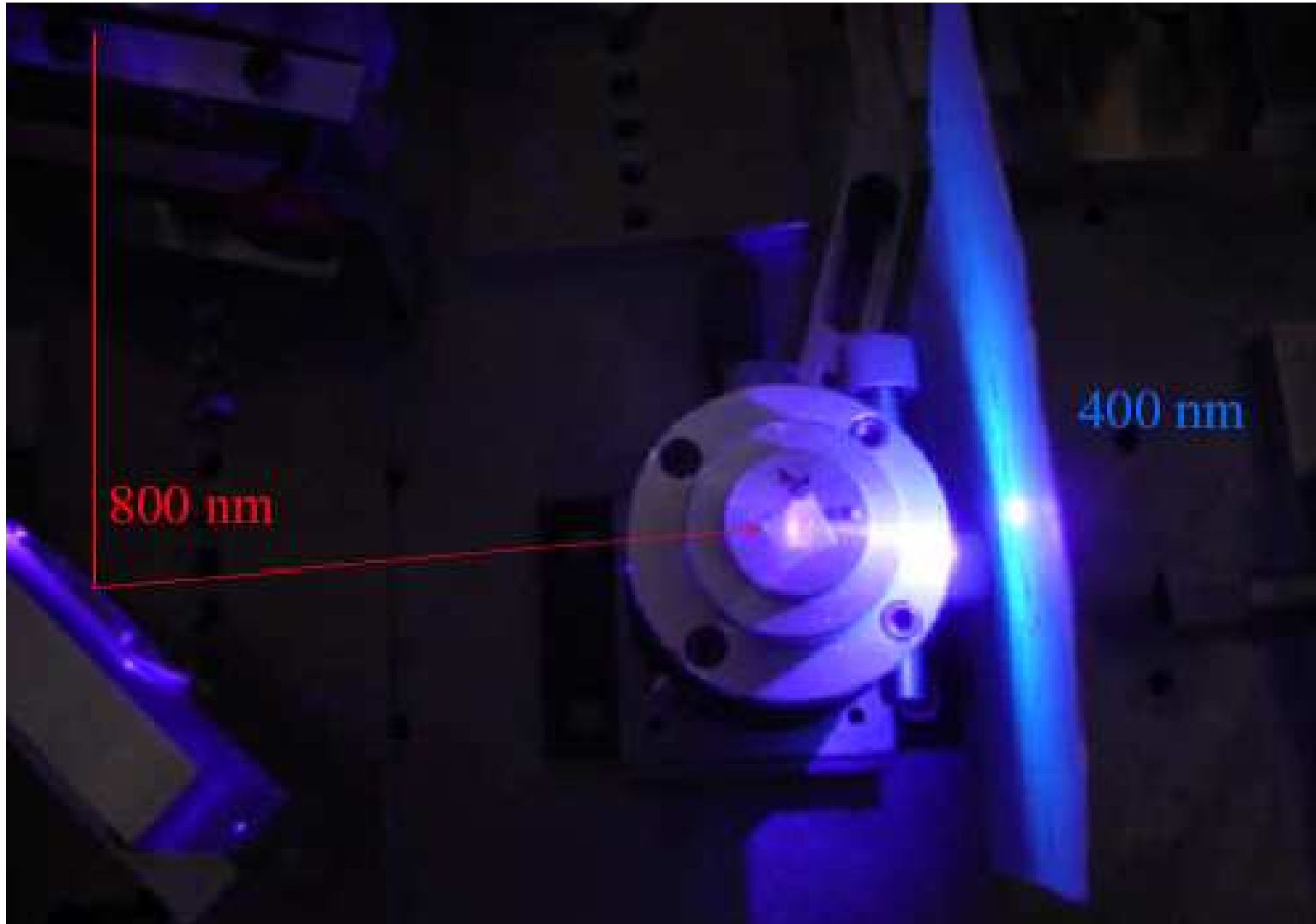


Niveles virtuales



La generación del segundo armónico no necesita ninguna resonancia para ser efectiva.

Generación del segundo armónico



Influence des symétries du milieu

Milieu centrosymétrique : invariant par $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$

$$P^{(2)} = \chi^{(2)} E_1 E_2 \rightarrow -P^{(2)} = \chi^{(2)} (-E_1)(-E_2) \Rightarrow \boxed{\chi^{(2)} = 0}$$

Non linéarités d'ordre 2 (paires) seulement si

- cristaux **non centrosymétriques**
- centrosymétrie brisée par **contrainte extérieure**
 - champ électrique statique \mathbf{E} , contrainte mécanique
 - condition aux limites : interface

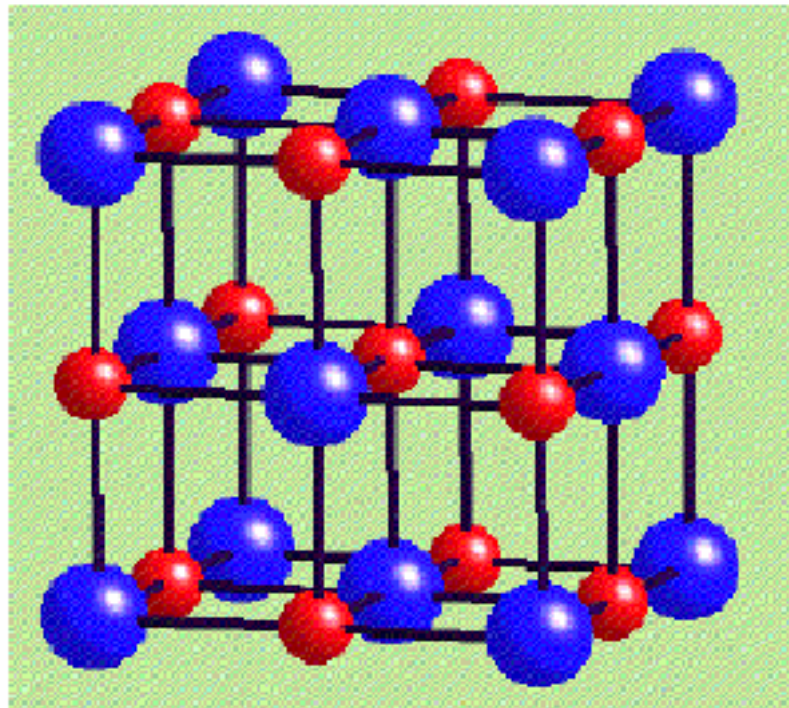
Symétries cristallines :

de nombreux éléments des tenseurs $\chi^{(n)}$ sont nuls

Pas de restriction sur les ordres impairs

Exemples de structures cristallines

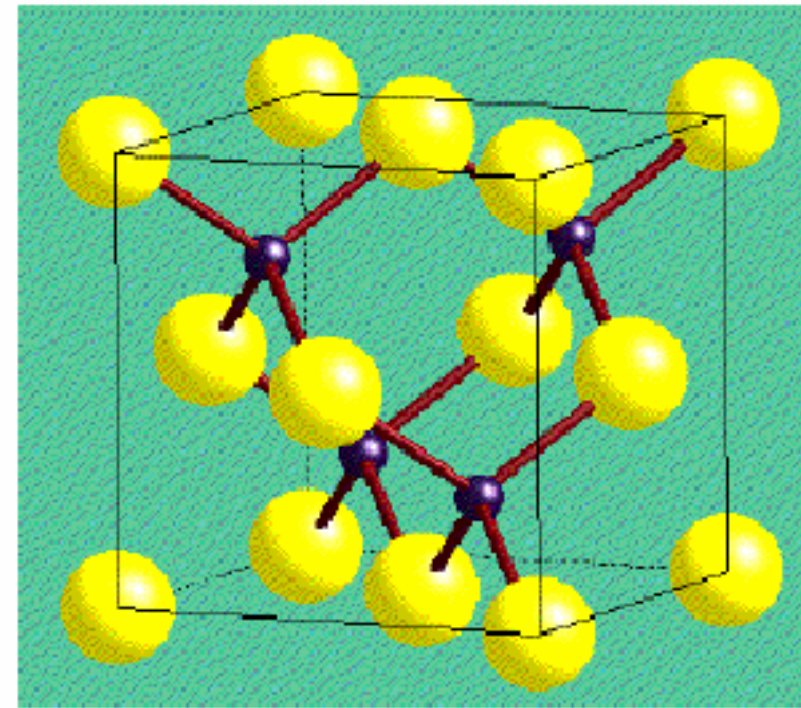
Une structure ayant
la symétrie d'inversion



cubique face centrée

NaCl

Une structure n'ayant pas
la symétrie d'inversion

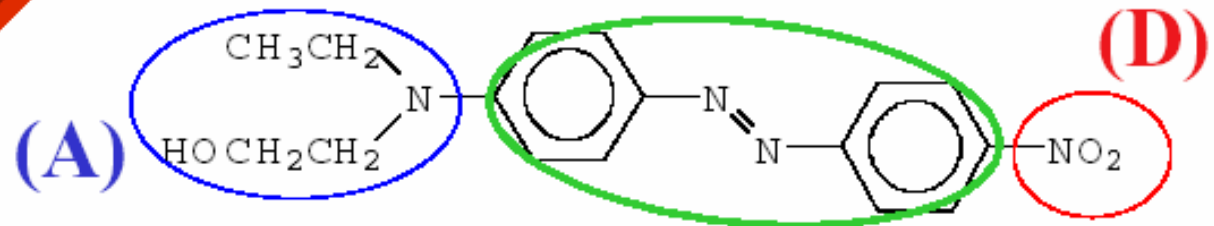


Blende (ZnS, GaAs, CdTe)

Orientation sous champ électrique

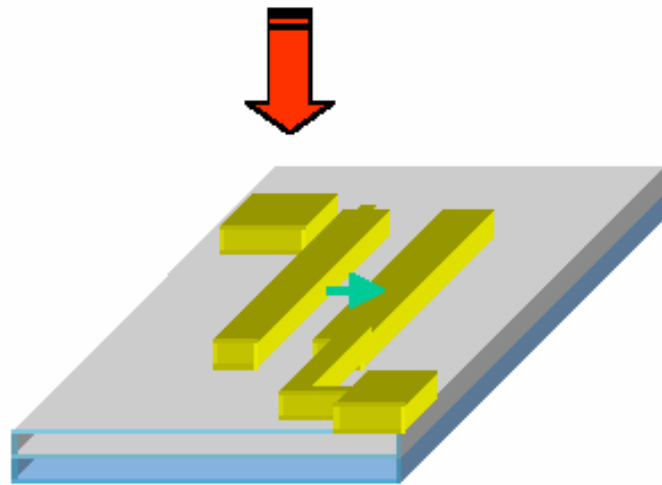
Echantillons pour microscopie non-linéaire

Couche mince de molécules non-linéaires
DR1



dans

Poly(butylmethacrylate- co-isobutyl) methacrylate)
T_g = 35°C (10% w/w) centrifugation



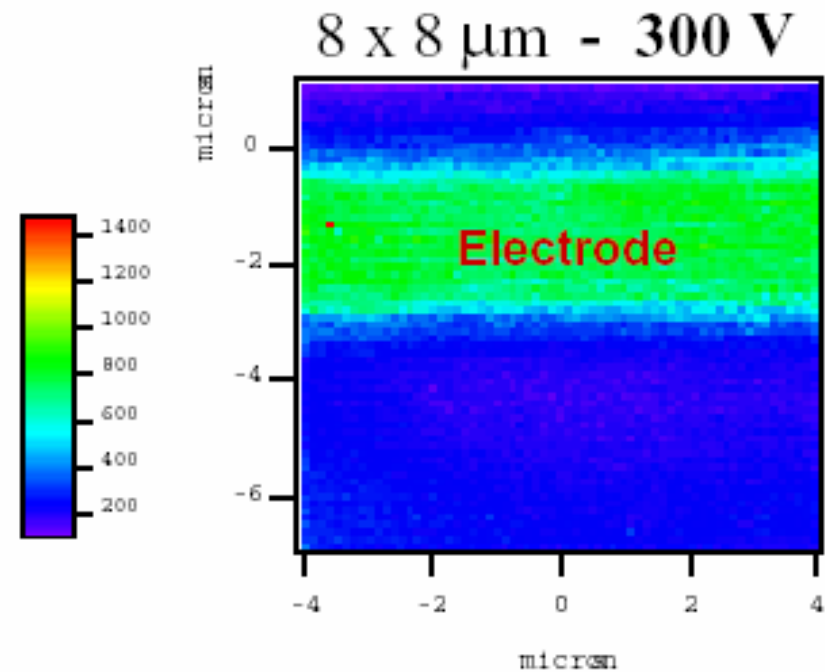
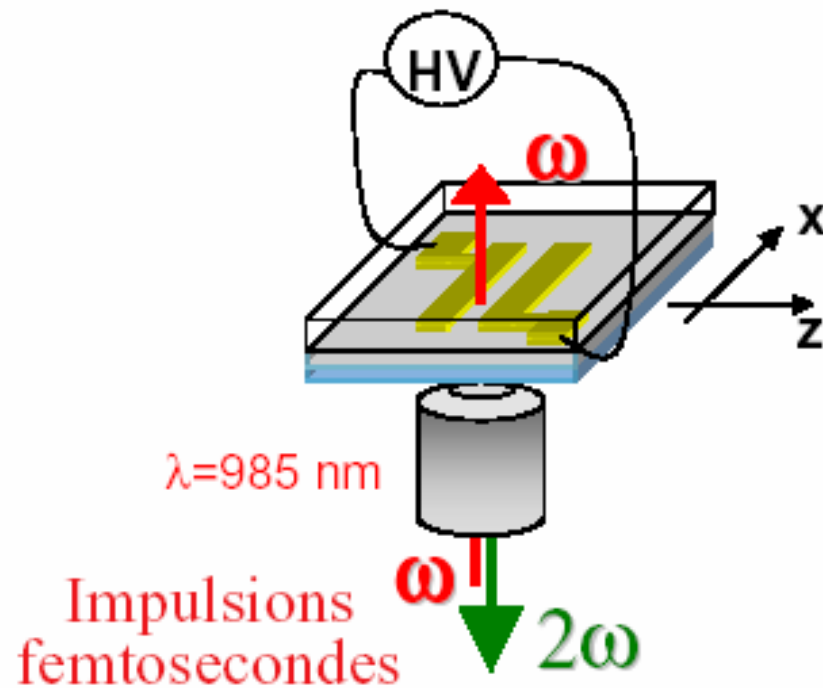
Electrodes d'or (photolithographie)

épaisseur : 50 nm distance : 10µm

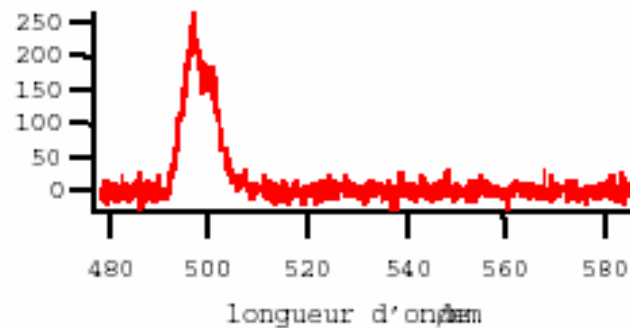
déposée sur une couche de PMMA (300nm)

Substrat : lamelle de microscope

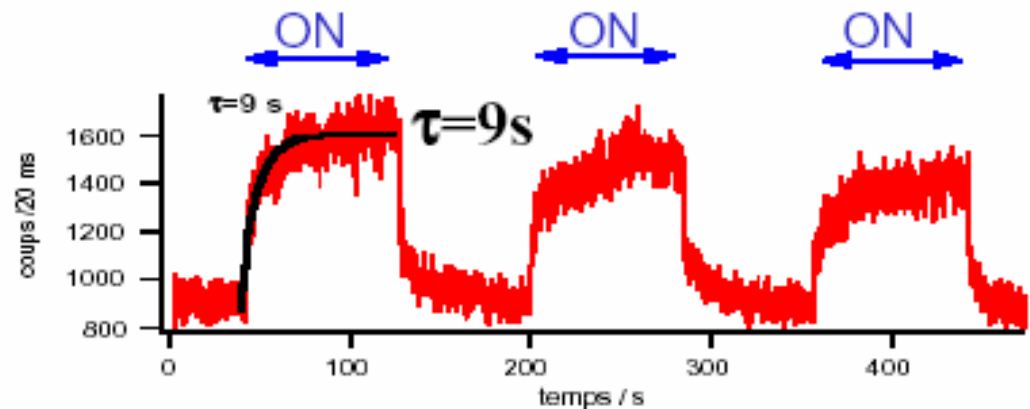
Orientation des dipôles non-linéaires



Analyse spectrale



Evolution temporelle de la SHG



Procesos no-lineales del segundo orden

$$P_i^{(2)}(t) = \epsilon_0 \int \chi_{ijk}^{(2)} E_j(\omega_1) E_k(\omega_2) e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t} \frac{d\omega_1}{2\pi} \frac{d\omega_2}{2\pi}$$

$$\chi^{(2)}(-2\omega; \omega, \omega)$$

$$P(2\omega) = (1/2)\epsilon_0 \chi^{(2)}(2\omega) E_1^2$$

$$\chi^{(2)}(-(\omega_1 + \omega_2); \omega_1, \omega_2)$$

$$P(\omega_1 + \omega_2) = \epsilon_0 \chi^{(2)}(\omega_1 + \omega_2) E_1 E_2$$

$$\chi^{(2)}(-(\omega_1 - \omega_2); \omega_1, -\omega_2)$$

$$P(\omega_1 - \omega_2) = \epsilon_0 \chi^{(2)}(\omega_1 - \omega_2) E_1 E_2$$

$$\chi^{(2)}(0; \omega, -\omega)$$

$$P(0) = (1/2)\epsilon_0 \chi^{(2)}(0) (E_1^2 + E_2^2)$$

$$\chi^{(2)}(-\omega; \omega, 0)$$

Doublage de fréquence

SHG Second Harmonic Generation

Somme de fréquences

SFG Sum-Frequency Generation

Différence de fréquences

DFG Difference-Frequency Generation

Redressement optique

OR Optical Rectification

Effet électro-optique (Pockels)

Organización del curso

1. Introducción

1.1 Breve historia de la óptica no-lineal

1.2 Origen física de las no-linealidades ópticas

2. Propagación de la luz

2.1 Propagación lineal

2.2 Propagación no-lineal

3. Cálculos de susceptibilidades

3.1 Teoría semi-clásica de la susceptibilidad

3.2 Modelo a dos niveles en regimen continuo

4. Generación del segundo armónico

4.1 Introducción y consideraciones generales

4.2 Condiciones del acuerdo de fase

5. Fenómenos del segundo orden

5.1 Mezcla de frecuencias

5.2 Amplificación y oscilación paramétricas

6. Fenómenos del tercero orden

6.1 Mezcla de 4 ondas - Efecto Kerr

6.2 Autofocalización, automodulación

Doblamiento de frecuencia

El campo complejo $\mathbf{E}_1(z, t) = \mathbf{E}_1(z)e^{-i\omega_1 t}$ genera la polarización

$$\begin{aligned} P^{(2)} &= \epsilon_0 \chi^{(2)} \left(\frac{\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_1^*}{2} \right)^2 = \epsilon_0 \chi^{(2)} \mathbf{E}_1^2 \\ &= \frac{\epsilon_0 \chi^{(2)}}{4} \left(\underbrace{\mathcal{E}_1^2 + \mathcal{E}_1^{*2}}_{\text{doublage}} + \underbrace{2\mathcal{E}_1 \mathcal{E}_1^*}_{\text{redressement}} \right) \end{aligned}$$

Notation complexe : $P_2^{(2)} = \left(\mathcal{P}_2^{(2)} + \mathcal{P}_2^{(2)*} \right) / 2$

$$\mathcal{P}_2^{(2)} = \frac{\epsilon_0 \chi^{(2)}}{2} \mathcal{E}_1^2 = \frac{\epsilon_0 \chi^{(2)}}{2} \mathcal{A}_1(z)^2 \exp(2ik_1 z)$$

Doblamiento de frecuencia

$$\frac{d\mathbf{A}_i}{dz} = \frac{i\omega}{2n_i\epsilon_0c} \mathbf{P}_i^{(NL)} e^{-ik_i(\omega)z} \quad \longrightarrow \quad \frac{d\mathbf{A}_2}{dz} = \frac{i\omega_2\chi^{(2)}}{4n_2c} \mathbf{A}_1(z)^2 e^{i\Delta kz}$$

Aproximación paramétrica $\Rightarrow \mathbf{A}_1(z) \approx \mathbf{A}_1(0) = \mathbf{A}_1$

$$\mathbf{A}_2(z) = \frac{i\omega_2\chi^{(2)}}{4n_2c} \mathbf{A}_1(z)^2 \frac{e^{i\Delta kz} - 1}{i\Delta k} = \frac{\omega_2\chi^{(2)}}{2n_2c} \mathbf{A}_1(z)^2 \frac{e^{i\Delta kz} - 1}{\Delta k}$$

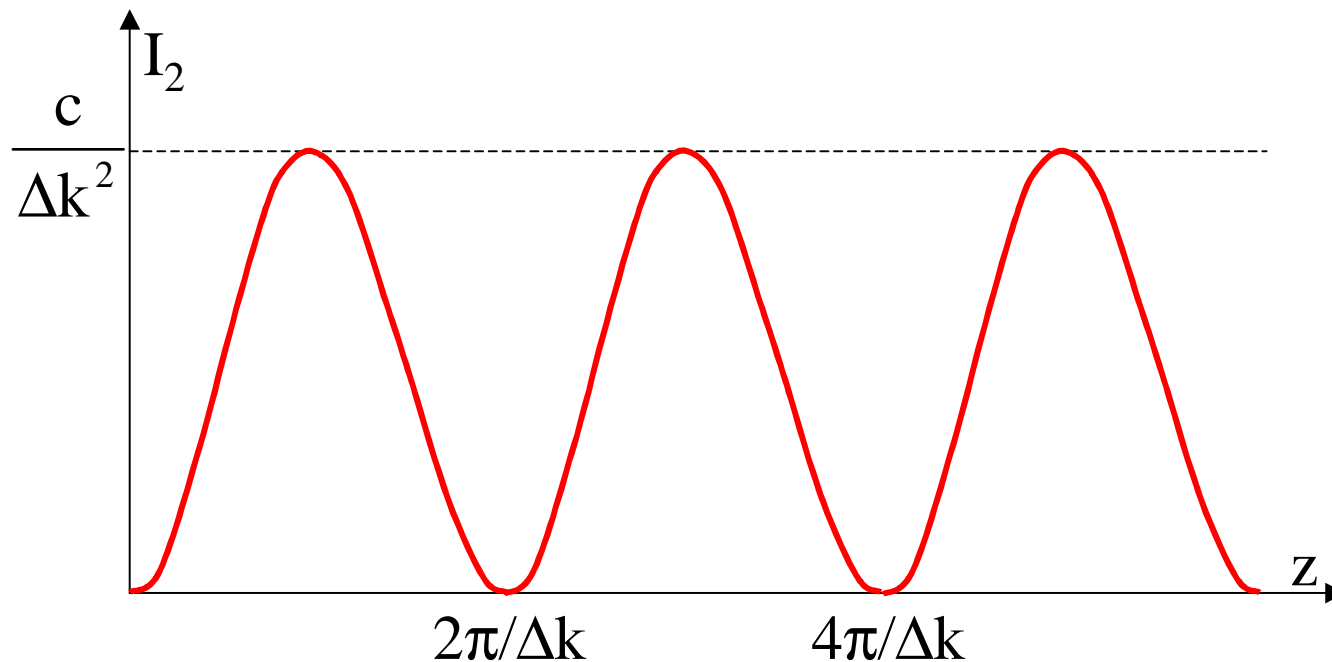
y la intensidad del segundo harmonico es:

$$I_2(z) = \frac{\epsilon_0 n_2 c}{2} |\mathbf{A}_2(z)|^2 = \frac{\omega_1^2}{2\epsilon_0 n_2 n_1^2 c^3} (\chi^{(2)})^2 I_1^2(z) \left(\frac{\sin \frac{\Delta kz}{2}}{\frac{\Delta k}{2}} \right)^2$$

con
$$I_1(z) = \frac{\epsilon_0 n_1 c}{2} |\mathbf{A}_1(z)|^2$$

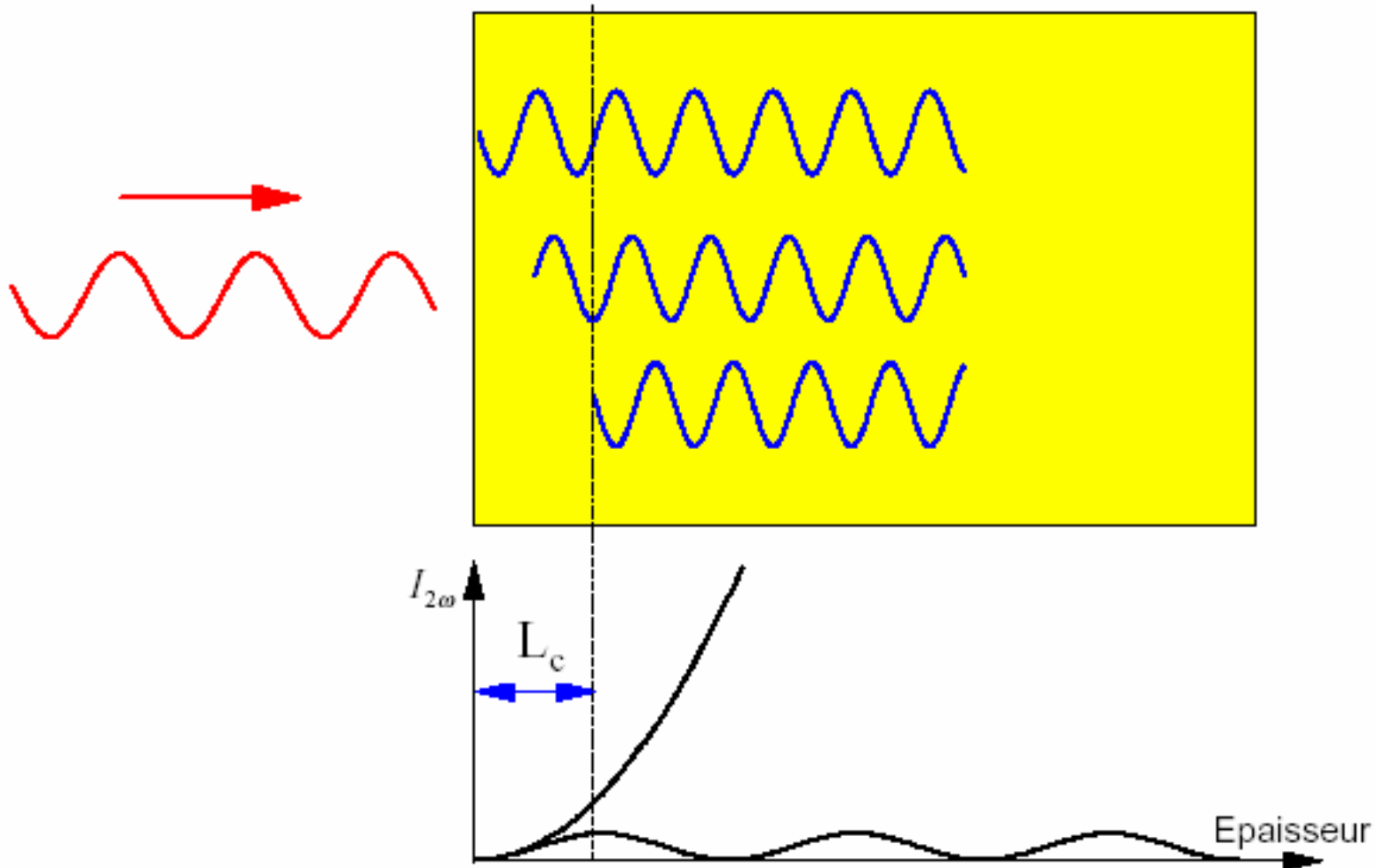
Doblamiento de frecuencia

- * La intensidad del segundo armónico es proporcional a $(\chi^{(2)})^2$.
- * El rendimiento de conversión de la energía I_2/I_1 es proporcional a I_1 .
- * I_2 es proporcional a $[\sin(\Delta kz/2)/(\Delta k/2)]^2 \Rightarrow$ *longitud de coherencia*

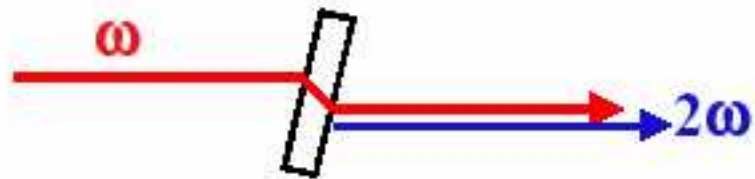


Doblamiento de frecuencia sin acuerdo de fase

Longitud de coherencia : $L_c = \pi/\Delta k = \lambda_1/4(n_1-n_2)$

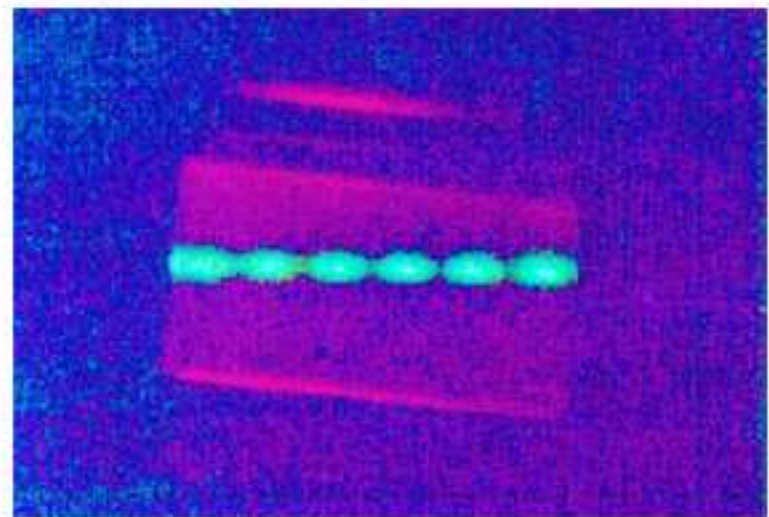
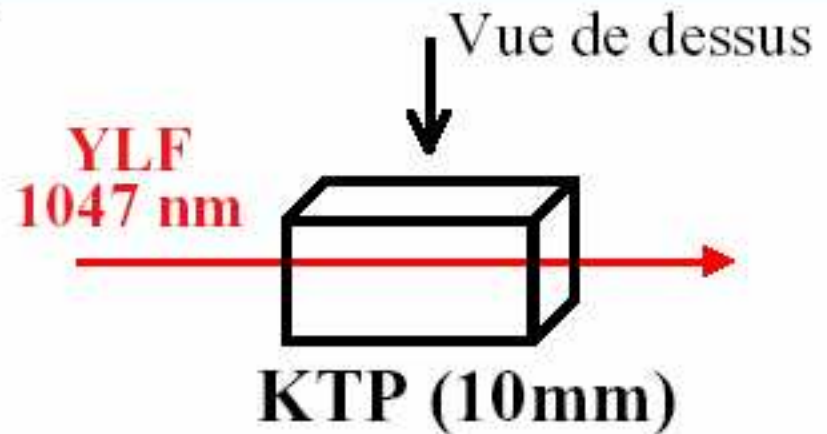
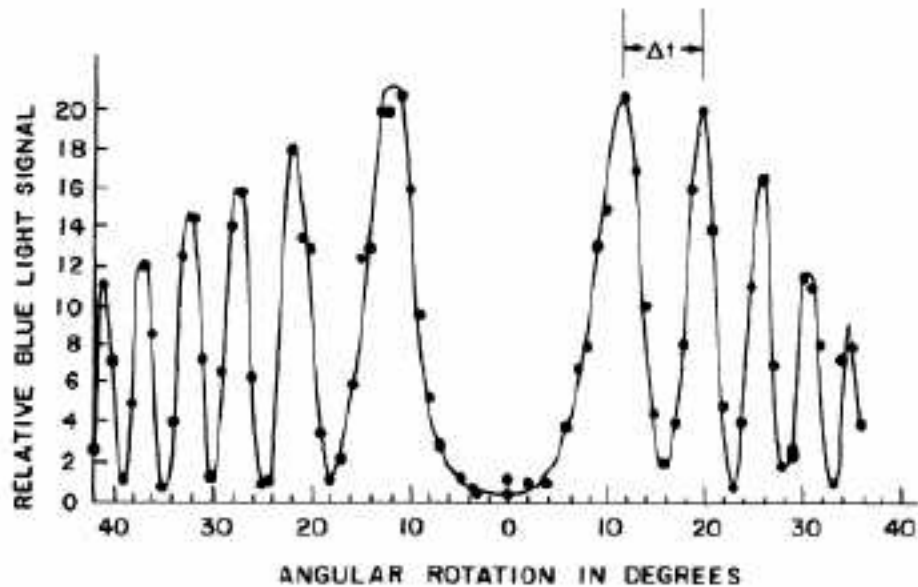


« Franges » de Maker



Lame de quartz montée sur un cadre galvanométrique

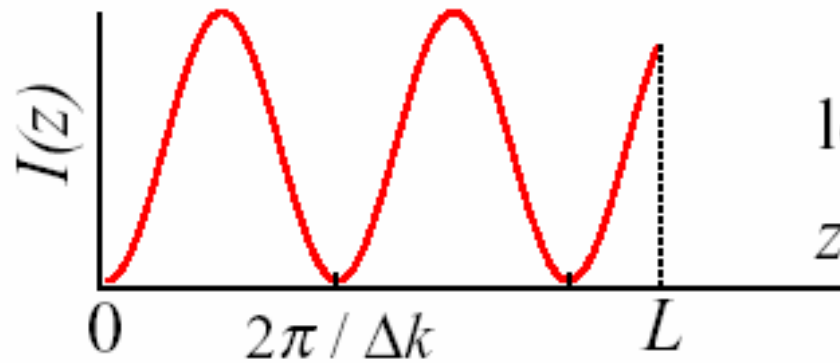
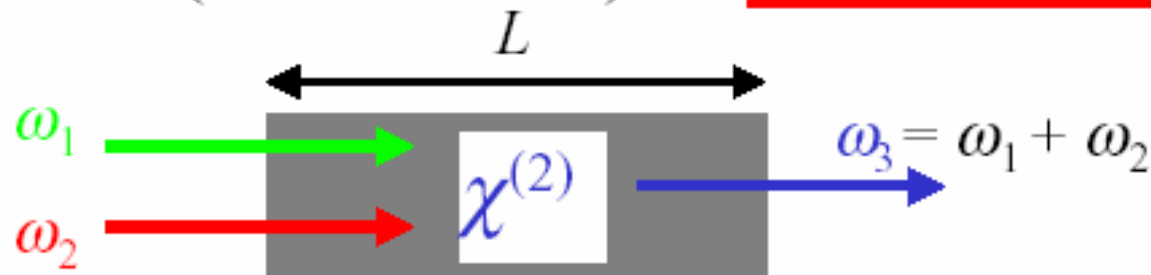
$$\Delta t_{\text{theory}} = 13.9 \mu$$
$$\Delta t_{\text{exp}} = 14 \mu$$



Accord de phase (phase matching)

$$I_3(L) = C^2 I_1 I_2 \left(\frac{\sin(\Delta k \cdot L / 2)}{\Delta k} \right)^2$$

Maximal si
 $\Delta k = k_1 + k_2 - k_3 = 0$



longueur de cohérence $l_c = \frac{\pi}{\Delta k}$

Interprétation : les ondelettes à ω_3 créées dans les diverses tranches du cristal n'arrivent **en phase** en $z = L$ que si $\Delta k \ll 2\pi/L$

Réalisation de l'accord de phase

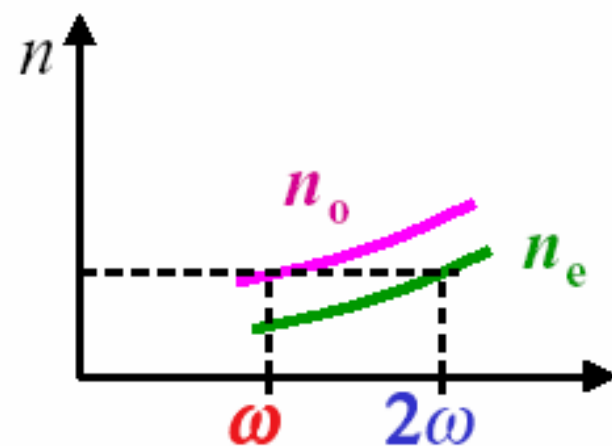
Exemple : génération
d'harmonique deux



$$\Delta k = 2n_{\omega} \frac{\omega}{c} - n_{2\omega} \frac{2\omega}{c} = \frac{2\omega}{c} (n_{\omega} - n_{2\omega})$$

$$\Delta k = 0 \quad \Rightarrow \quad n_{2\omega} = n_{\omega}$$

Impossible ? (dispersion, l'indice
de réfraction croît avec ω)



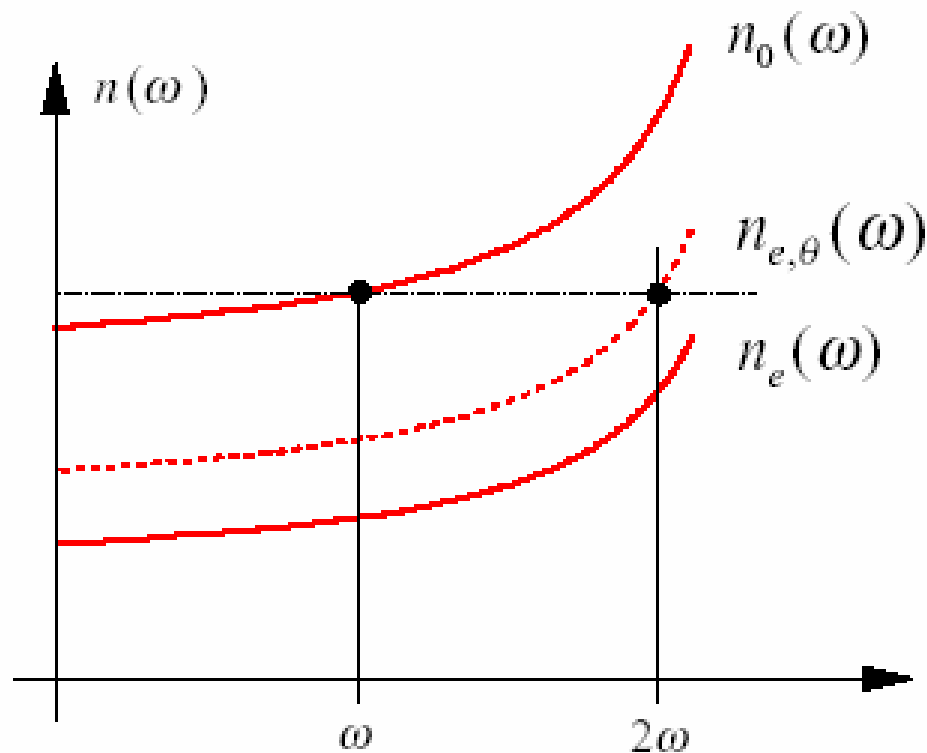
Cristal biréfringent : indice
dépend de la polarisation

- fondamental pol. ordinaire n_o
- harmonique pol. extraordinaire n_e

$$n_e(\omega) < n_o(\omega)$$

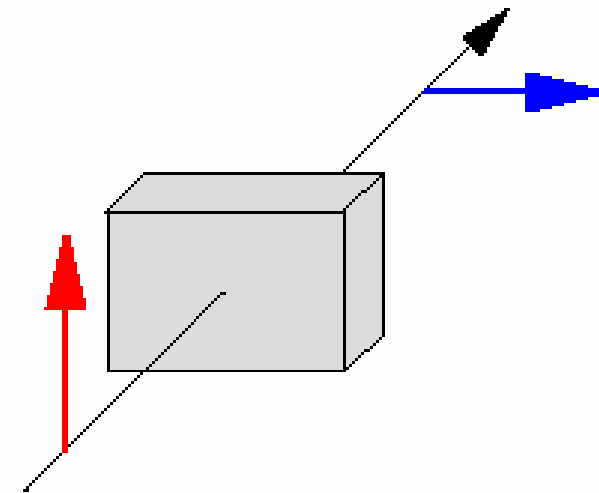
$$\Rightarrow n_e(2\omega) = n_o(\omega) \text{ possible}$$

Acuerdo de fase usando de la birrefringencia (tipo I)



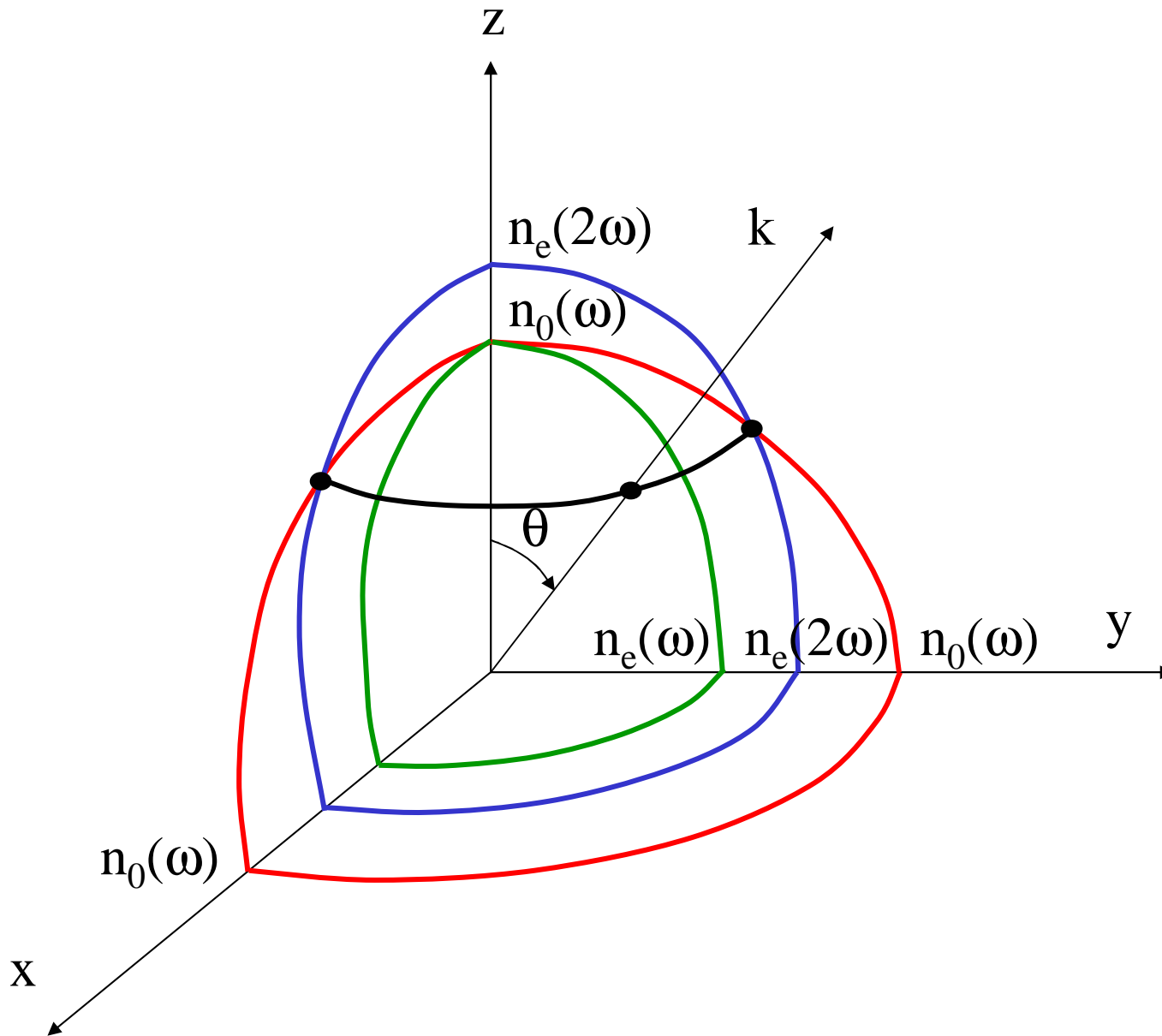
$$k_{e,\theta}(2\omega) = 2k_o(\omega)$$

$$n_{e,\theta}(2\omega) = n_o(\omega)$$

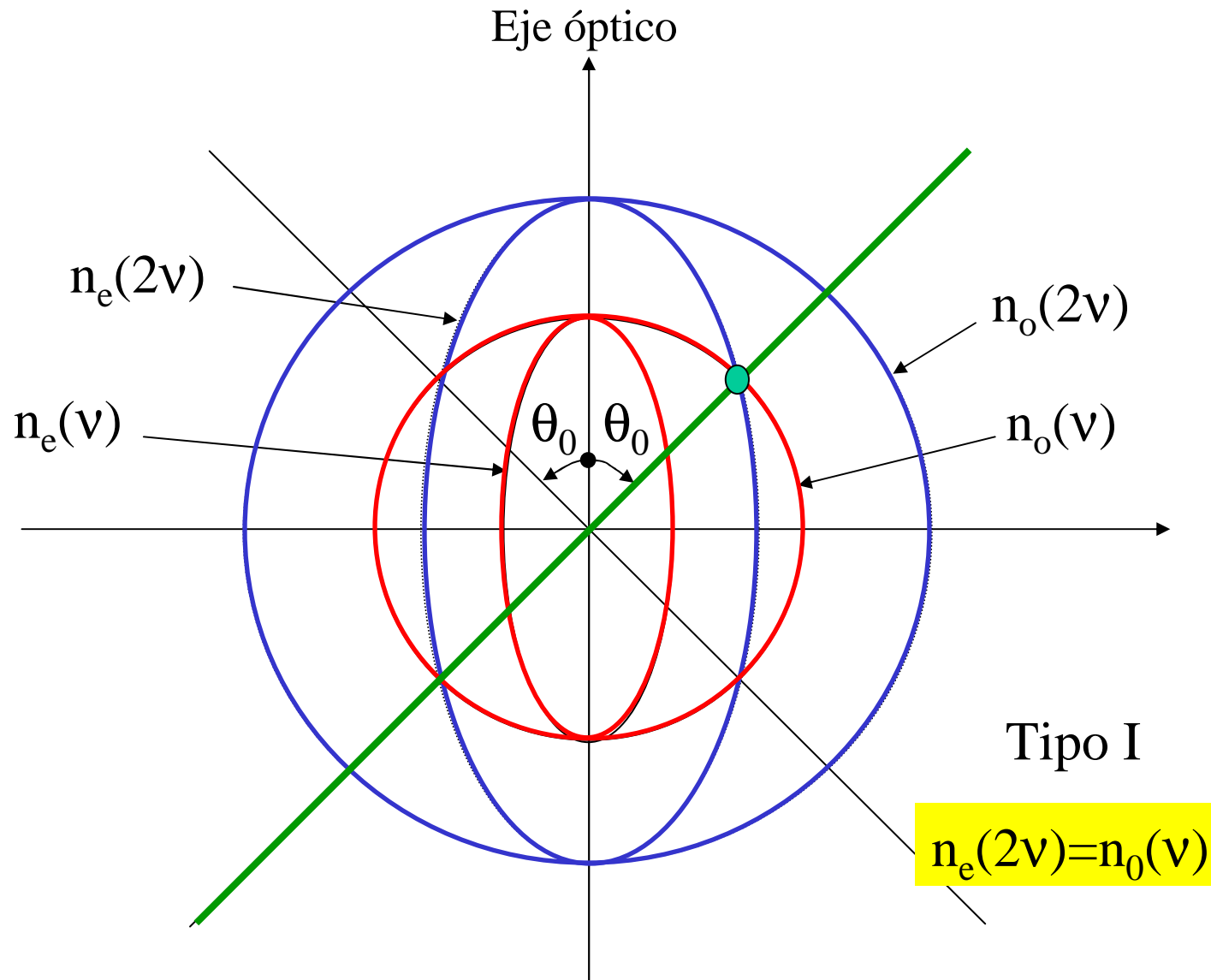


El cristal es cortado de tal manera que un haz a la incidencia normal hace un ángulo θ con el eje óptico.

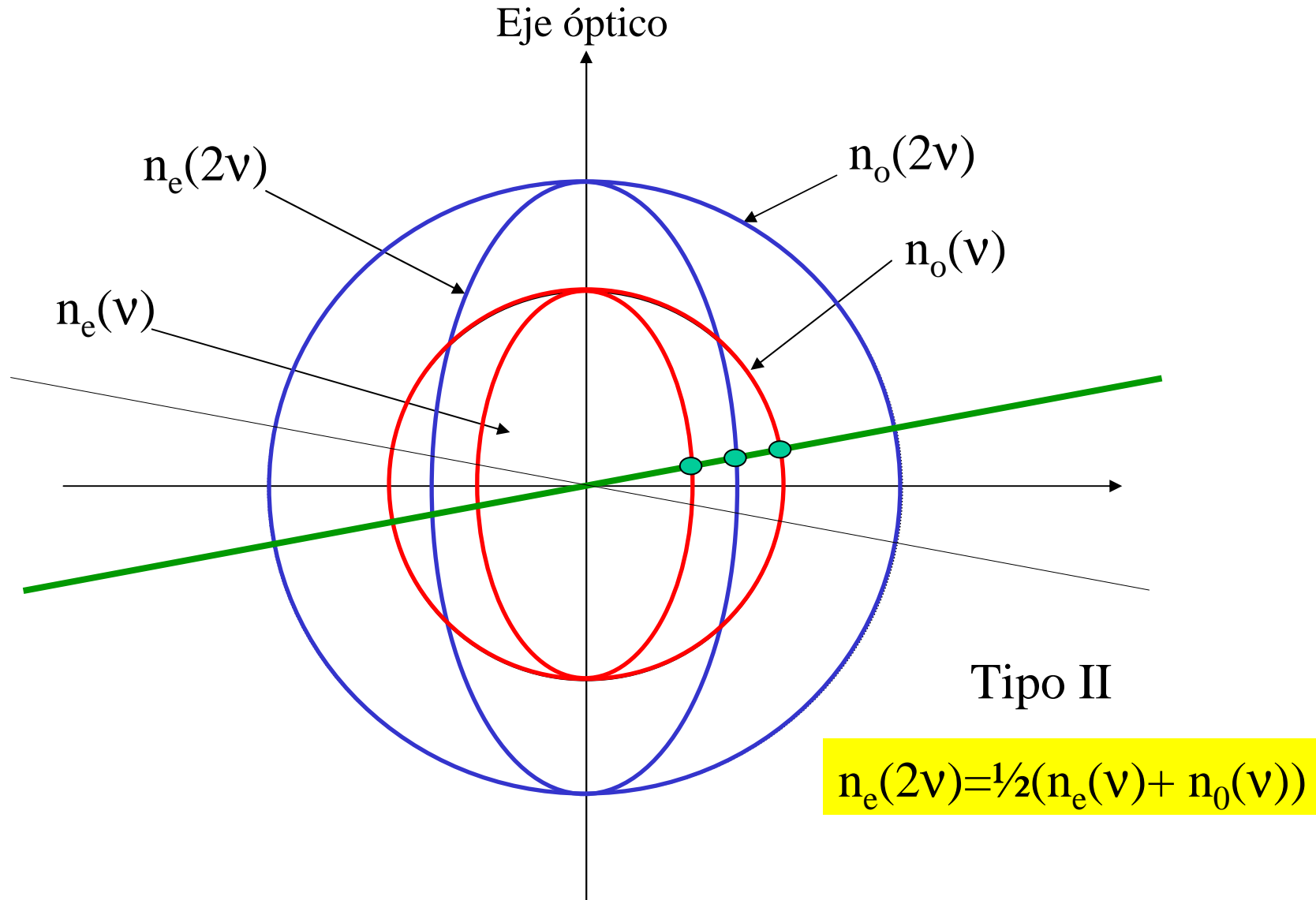
Cristal uniáxico, superficie de los índices



Cristal uniáxico realización del acuerdo de fase



Cristal uniáxico, realización del acuerdo de fase

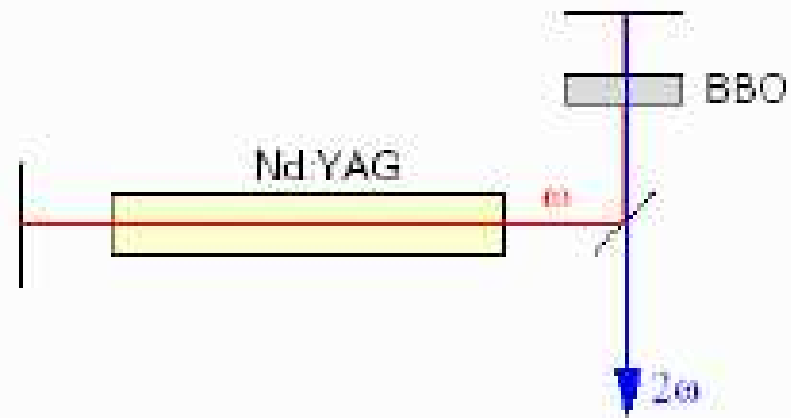


Propiedades de algunos materiales no-lineales

Cristal	Dominio de transparencia, nm	Aplicaciones típicas
LBO	0.16 - 3.3	High power lasers harmonics generation and OPO pumped by Nd:YAG harmonics
BBO	0.19 - 3.3	Solid State and Dye laser harmonics generation with output in the range 200-532 nm; OPO/OPA pumped by Nd:YAG harmonics with 295 - 3000 nm output
KTP	0.38 - 4.4	Harmonics generation in UV and VIS
KD*P	0.26 - 1.6	Harmonics generation in VIS
LiNbO₃	0.4 - 4.5	SHG and OPO pumped by Nd:YAG laser
LiIO₃	0.3 - 6.0	SHG and THG of Nd:YAG, DFM with output in the 3 - 5 μm range
AgGaS₂	0.53 – 12	Harmonics generation and DFM with wide tunable output in the 3 - 9 μm, IR visualization
AgGaSe	0.73 – 18	SHG of CO ₂ lasers, OPO with 3 - 12 μm output
GaSe	0.65 – 18	SHG of CO and CO ₂ lasers, DFM with output in 7 - 16 μm
CdSe	0.75 – 25	DFM with tunable output up to 25 μm
AgAsS₃	0.6 – 13	IR visualization, DFM, OPO
Te	3.8 – 32	DFM with output in 15 - 30 μm

Visitan el sitio: <http://www.sandia.gov/imrl/XWEB1128/xxtal.htm> 

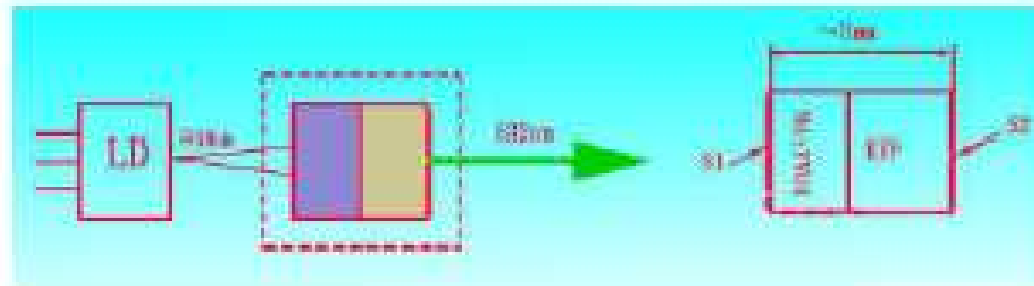
Doublage de fréquence intracavité



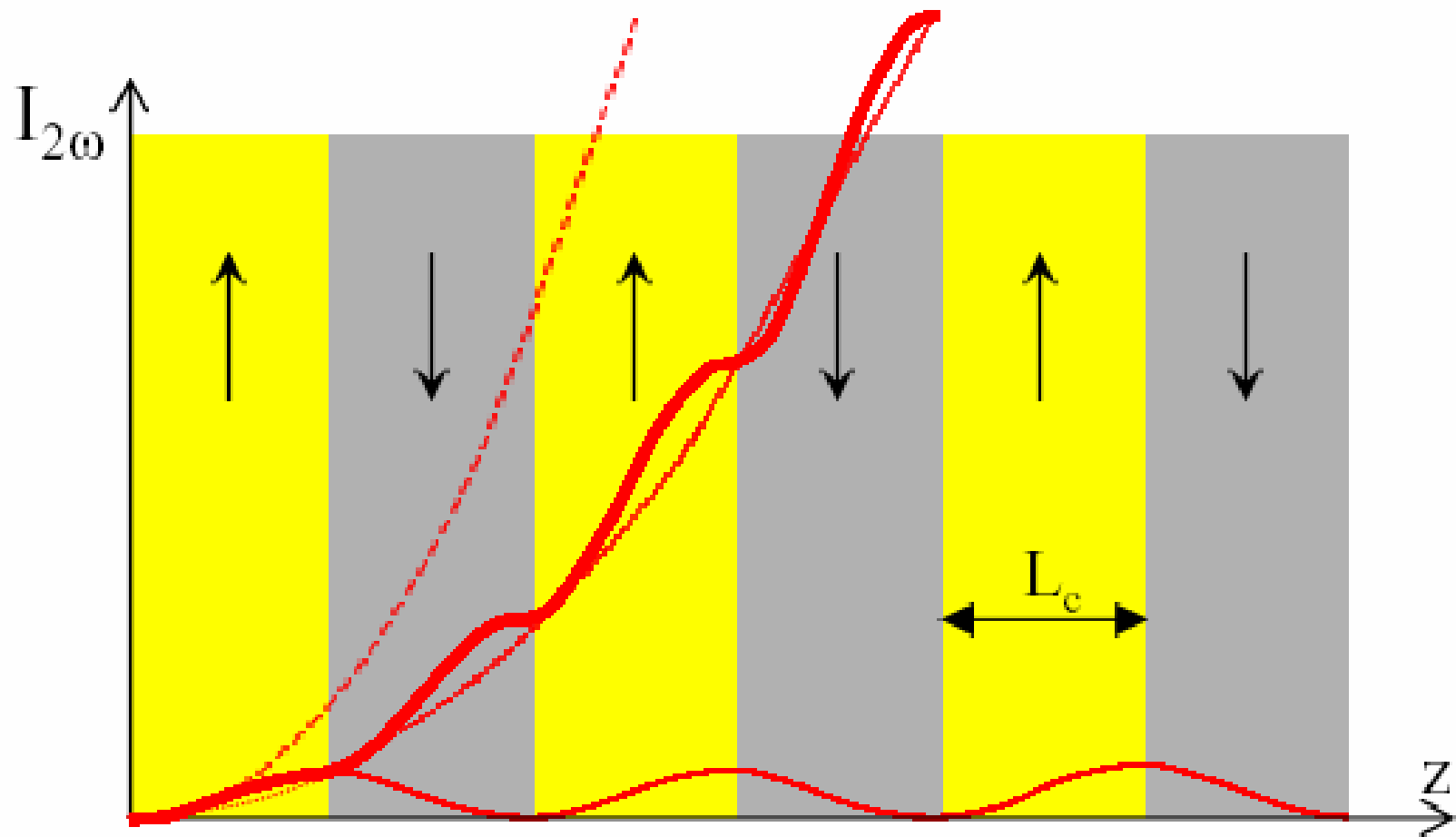
Pointeur laser vert



<http://www.repairfaq.org/sam/laserpic/glpdpics.htm>



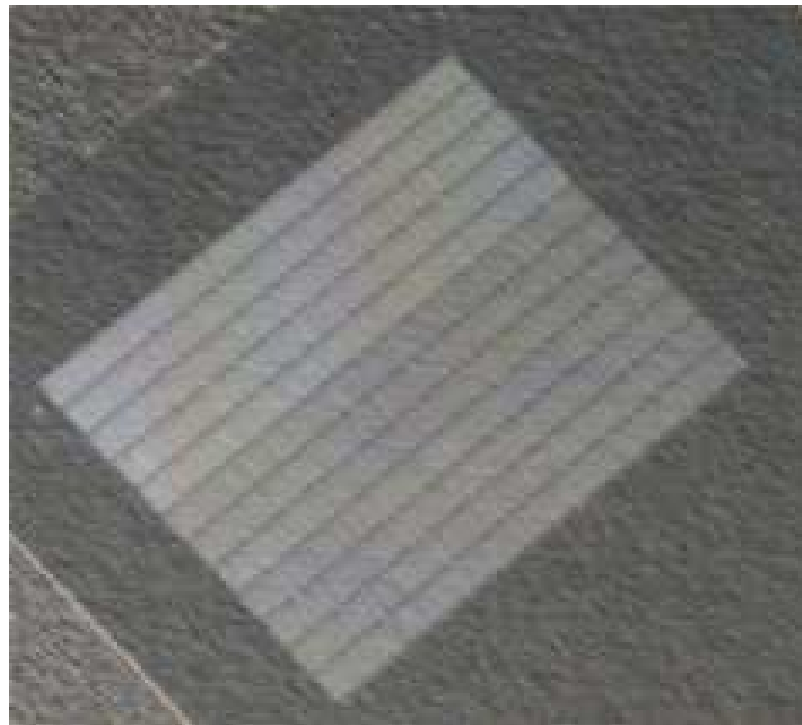
Casi acuerdo de fase



- Bloembergen 1962
- M.M. Fejer *et al.*, IEEE J. Quant. Electr. **28** (1992) 2631

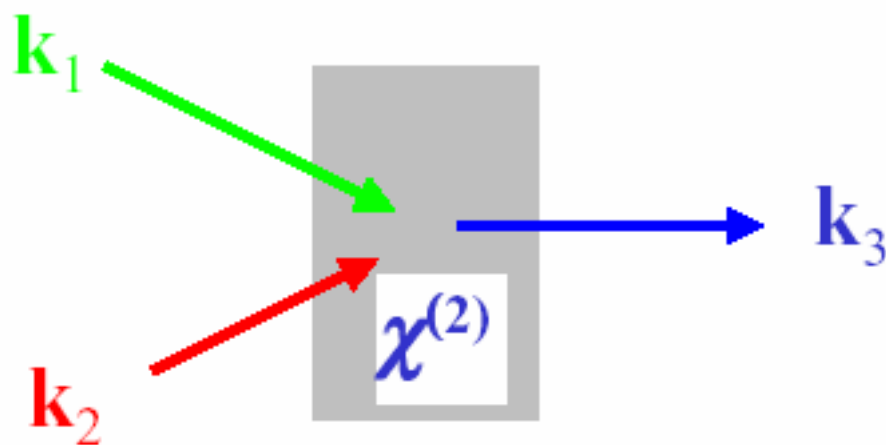
Periodically Poled Lithium Niobate (**PPLN**)

PPLN : cristales de niobato de litio a polarización ferroeléctrica inversada periódicamente.



Accord de phase : généralisation

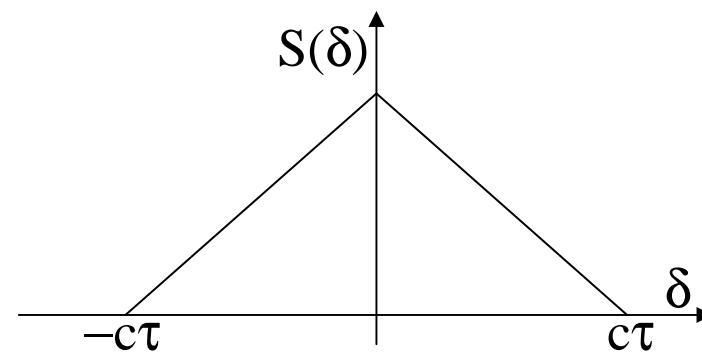
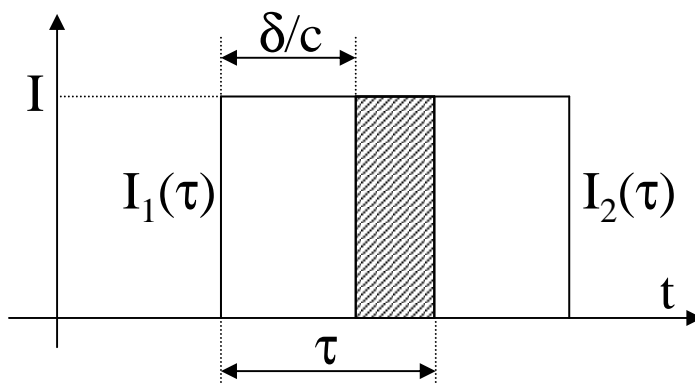
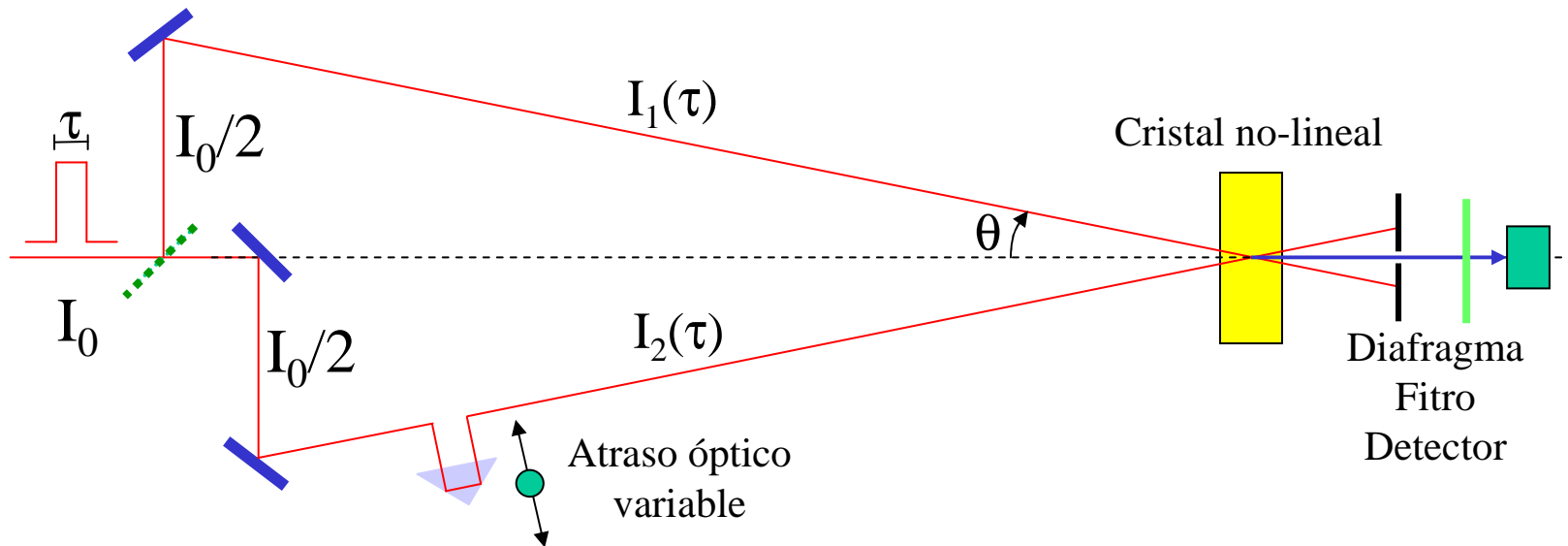
Interaction entre ondes planes non colinéaires



Condition d'accord de phase pour $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$

$$\mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$$

Autocorelador para la medición de pulsos cortos



Organización del curso

1. Introducción

1.1 Breve historia de la óptica no-lineal

1.2 Origen física de las no-linealidades ópticas

2. Propagación de la luz

2.1 Propagación lineal

2.2 Propagación no-lineal

3. Cálculos de susceptibilidades

3.1 Teoría semi-clásica de la susceptibilidad

3.2 Modelo a dos niveles en regimen continuo

4. Generación del segundo armónico

4.1 Introducción y consideraciones generales

4.2 Condiciones del acuerdo de fase

5. Fenómenos del segundo orden

5.1 Mezcla de frecuencias

5.2 Amplificación y oscilación paramétricas

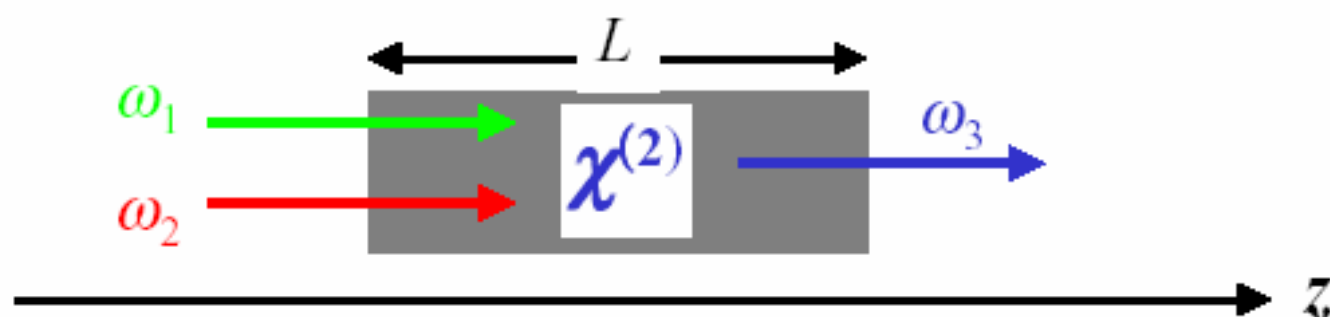
6. Fenómenos del tercero orden

6.1 Mezcla de 4 ondas - Efecto Kerr

6.2 Autofocalización, automodulación

Addition de fréquences

On considère 2 ondes intenses (pompes) à ω_1 et ω_2 dans un milieu non linéaire du 2nd ordre



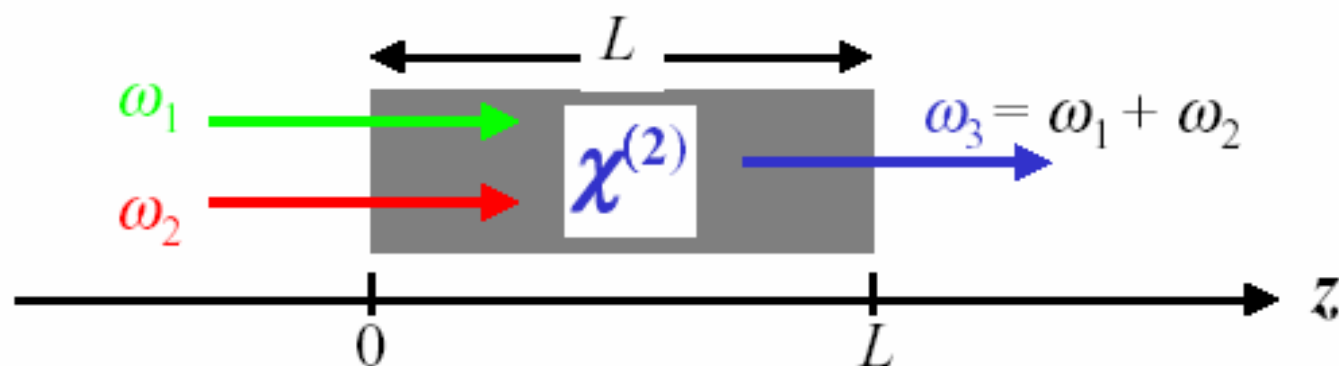
$$P_{\text{NL}}(z,t) = \chi^{(2)} \left(\varepsilon_1(z) \exp\{i(k_1 z - \omega_1 t)\} + \text{c.c.} \right) \left(\varepsilon_2(z) \exp\{i(k_2 z - \omega_2 t)\} + \text{c.c.} \right)$$

On s'intéresse au terme de fréquence $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$

$$P_{\text{NL}}^{\omega_3}(z) = \chi^{(2)} \varepsilon_1(z) \varepsilon_2(z) \exp\{i(k_1 + k_2)z\}$$
$$\frac{d\varepsilon_3(z)}{dz} \exp\{ik_3 z\} = i \frac{\omega_3}{2n_3 c} P_{\text{NL}}^{\omega_3}(z)$$

Addition de fréquences (suite)

$$\frac{d\varepsilon_3(z)}{dz} \exp\{ik_3 z\} = i \frac{\omega_3}{2n_3 c} \chi^{(2)} \varepsilon_1(z) \varepsilon_2(z) \exp\{i(k_1 + k_2)z\}$$



Approximation des pompes constantes

$\varepsilon_3(z) \ll \varepsilon_1(z)$ et $\varepsilon_2(z) \Rightarrow \varepsilon_1$ et ε_2 constants

$$\frac{d\varepsilon_3(z)}{dz} = C \varepsilon_1 \varepsilon_2 \exp\{i\Delta k \cdot z\} \quad \text{avec} \quad \Delta k = k_1 + k_2 - k_3$$

$$|\varepsilon_3(z)|^2 = |C \varepsilon_1 \varepsilon_2|^2 \left(\frac{\sin(\Delta k \cdot z / 2)}{\Delta k} \right)^2$$

Diferencia de frecuencias : $\omega_1 - \omega_2 \rightarrow \omega_3$

La condición de acuerdo de fase se escribe : $\Delta k = k_1 - k_2 - k_3$

Si el proceso $\omega_1 - \omega_2 \rightarrow \omega_3$ esta en acuerdo de fase, entonces los otros procesos $\omega_1 - \omega_3 \rightarrow \omega_2$ y $\omega_2 + \omega_2 \rightarrow \omega_3$ lo son también.

La polarización no-lineal se escribe :

$$P^{(NL)} = \frac{\epsilon_0 \chi^{(2)}}{4} \left(\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_1^* + \mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_2^* + \mathbf{E}_3 + \mathbf{E}_3^* \right)^2$$

$$P^{(NL)} = \frac{\epsilon_0 \chi^{(2)}}{4} \left(\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2^* + \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_3^* + \mathbf{E}_2 \mathbf{E}_3^* \right)^2$$

Diferencia de frecuencias : $\omega_1 - \omega_2 \rightarrow \omega_3$

$$\mathcal{P}_1^{(2)}(z) = \epsilon_0 \chi^{(2)} \mathcal{E}_2 \mathcal{E}_3 = \epsilon_0 \chi^{(2)} \mathcal{A}_2 \mathcal{A}_3 e^{i(k_2 + k_3)z}$$

$$\mathcal{P}_2^{(2)}(z) = \epsilon_0 \chi^{(2)} \mathcal{E}_1 \mathcal{E}_3^* = \epsilon_0 \chi^{(2)} \mathcal{A}_1 \mathcal{A}_3^* e^{i(k_1 - k_3)z}$$

$$\mathcal{P}_3^{(2)}(z) = \epsilon_0 \chi^{(2)} \mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2^* = \epsilon_0 \chi^{(2)} \mathcal{A}_1 \mathcal{A}_2^* e^{i(k_1 - k_2)z}$$

$$\frac{d\mathcal{A}_1}{dz} = \frac{i\omega_1 \chi^{(2)}}{2n_1 c} \mathcal{A}_2 \mathcal{A}_3 e^{-i\Delta k z}$$

$$\frac{d\mathcal{A}_2}{dz} = \frac{i\omega_2 \chi^{(2)}}{2n_2 c} \mathcal{A}_1 \mathcal{A}_3^* e^{i\Delta k z}$$

$$\frac{d\mathcal{A}_3}{dz} = \frac{i\omega_3 \chi^{(2)}}{2n_3 c} \mathcal{A}_1 \mathcal{A}_2^* e^{i\Delta k z}$$

Diferencia de frecuencias : $\omega_1 - \omega_2 \rightarrow \omega_3$

Hacemos un cambio de variable : $\alpha_i(z) = \sqrt{\frac{n_i \epsilon_0 c}{2\hbar\omega_i}} \mathbf{A}_i(z)$

Calculemos la derivada de α_1 segun z : $\frac{d\alpha_1}{dz} = \sqrt{\frac{n_1 \epsilon_0 c}{2\hbar\omega_1}} \frac{d\mathbf{A}_1}{dz}$

$$\frac{d\alpha_1}{dz} = \sqrt{\frac{n_1 \epsilon_0 c}{2\hbar\omega_1}} \frac{i\omega_1 \chi^{(2)}}{2n_1 c} \sqrt{\frac{2\hbar\omega_2}{n_2 \epsilon_0 c}} \alpha_2 \sqrt{\frac{2\hbar\omega_3}{n_3 \epsilon_0 c}} \alpha_3 e^{-i\Delta k z}$$

$$\frac{d\alpha_1}{dz} = i\chi^{(2)} \sqrt{\frac{\hbar\omega_1\omega_2\omega_3}{2\epsilon_0 c^3 n_1 n_2 n_3}} \alpha_2 \alpha_3 e^{-i\Delta k z} = i\xi \alpha_2 \alpha_3 e^{-i\Delta k z}$$

$$\xi = \chi^{(2)} \sqrt{\frac{\hbar\omega_1\omega_2\omega_3}{2\epsilon_0 c^3 n_1 n_2 n_3}}$$

Diferencia de frecuencias : $\omega_1 - \omega_2 \rightarrow \omega_3$

$$\frac{d\alpha_1}{dz} = i\xi\alpha_2\alpha_3e^{-i\Delta kz}$$

$$\frac{d\alpha_2}{dz} = i\xi\alpha_1\alpha_3^*e^{i\Delta kz}$$

$$\frac{d\alpha_3}{dz} = i\xi\alpha_1\alpha_2^*e^{i\Delta kz}$$

Calculemos la derivada de $\Phi_1 = \alpha_1\alpha_1^*$ segun z :

$$\frac{d\Phi_1}{dz} = 2Re\alpha_1^* \frac{d\alpha_1}{dz} = 2Rei\xi\alpha_1^*\alpha_2\alpha_3e^{-i\Delta kz}$$

$$\frac{d\Phi_2}{dz} = 2Ree\alpha_1^* \frac{d\alpha_1}{dz} = 2Rei\xi\alpha_1\alpha_2^*\alpha_3^*e^{i\Delta kz}$$

$$\frac{d\Phi_3}{dz} = 2Re\alpha_1^* \frac{d\alpha_1}{dz} = 2Rei\xi\alpha_1\alpha_2^*\alpha_3^*e^{i\Delta kz}$$

Diferencia de frecuencias : $\omega_1 - \omega_2 \rightarrow \omega_3$

$$\frac{d\Phi_2}{dz} = \frac{d\Phi_3}{dz} = -\frac{d\Phi_1}{dz}$$

$\Rightarrow \Phi_2 - \Phi_3$ se queda constante : es *la relación de Manley-Rowe*

$$\frac{d}{dz} (\hbar\omega_1\Phi_1 + \hbar\omega_2\Phi_2 + \hbar\omega_3\Phi_3) = 0$$

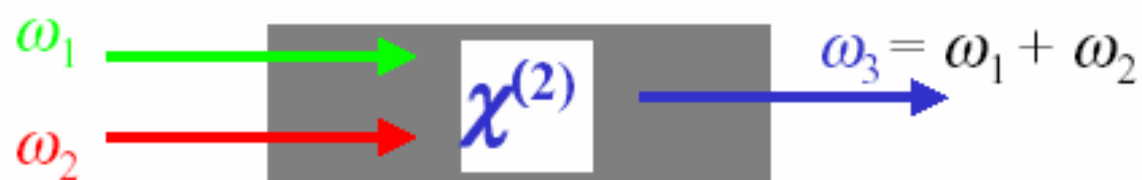
La potencia total se conserva

El medio no absorba energía

Equations du mélange à 3 ondes

Accord de phase $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ et $\mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$

\Rightarrow seuls les processus mélangeant ces 3 ondes sont efficaces



$$\frac{d\varepsilon_3(z)}{dz} = i \frac{\omega_3}{2n_3c} \chi^{(2)} \varepsilon_1(z) \varepsilon_2(z)$$

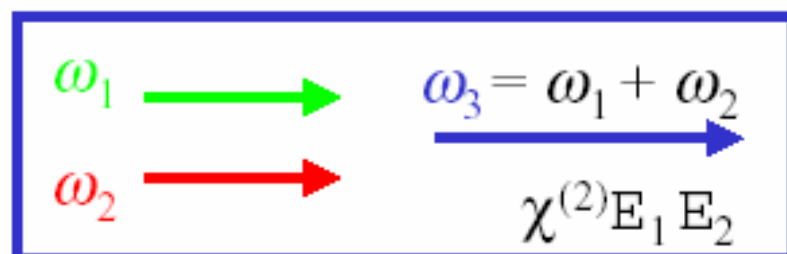
$$\frac{d\varepsilon_1(z)}{dz} = i \frac{\omega_3}{2n_3c} \chi^{(2)} \varepsilon_3(z) \varepsilon_2^*(z)$$

$$\frac{d\varepsilon_2(z)}{dz} = i \frac{\omega_3}{2n_3c} \chi^{(2)} \varepsilon_3(z) \varepsilon_1^*(z)$$

Système fermé de 3 équations différentielles

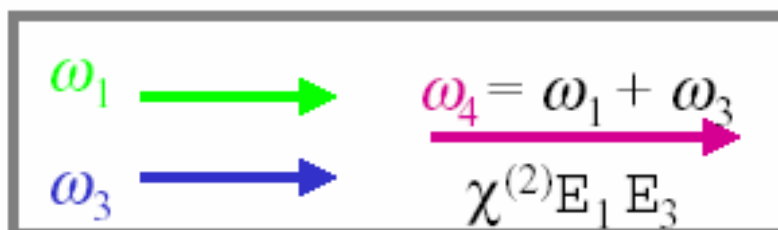
Accord de phase et mélange à 3 ondes

Accord de phase $\Delta k = k_1 + k_2 - k_3 = 0$
 \Rightarrow Conversion efficace



- On n'a plus E_1 et E_2 constants

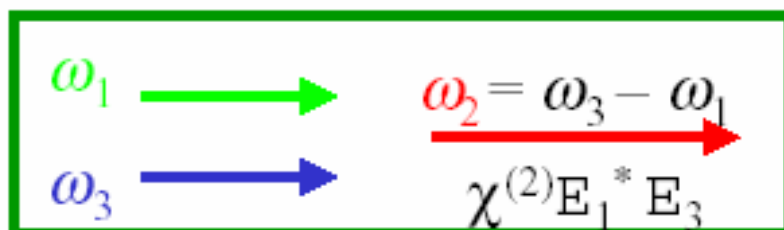
- On pourrait avoir



mais

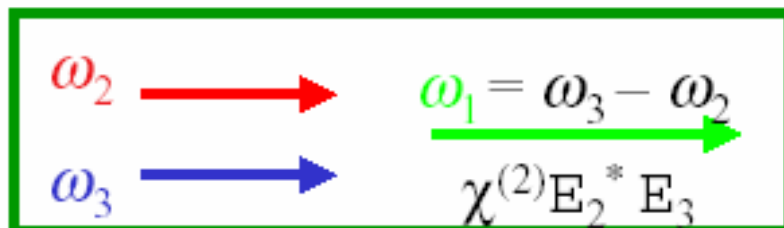
$$\Delta k' = k_1 + k_3 - k_4 \neq 0$$

En fait, l'accord de phase sélectionne



$$\Delta k'' = -k_1 + k_3 - k_2 = 0$$

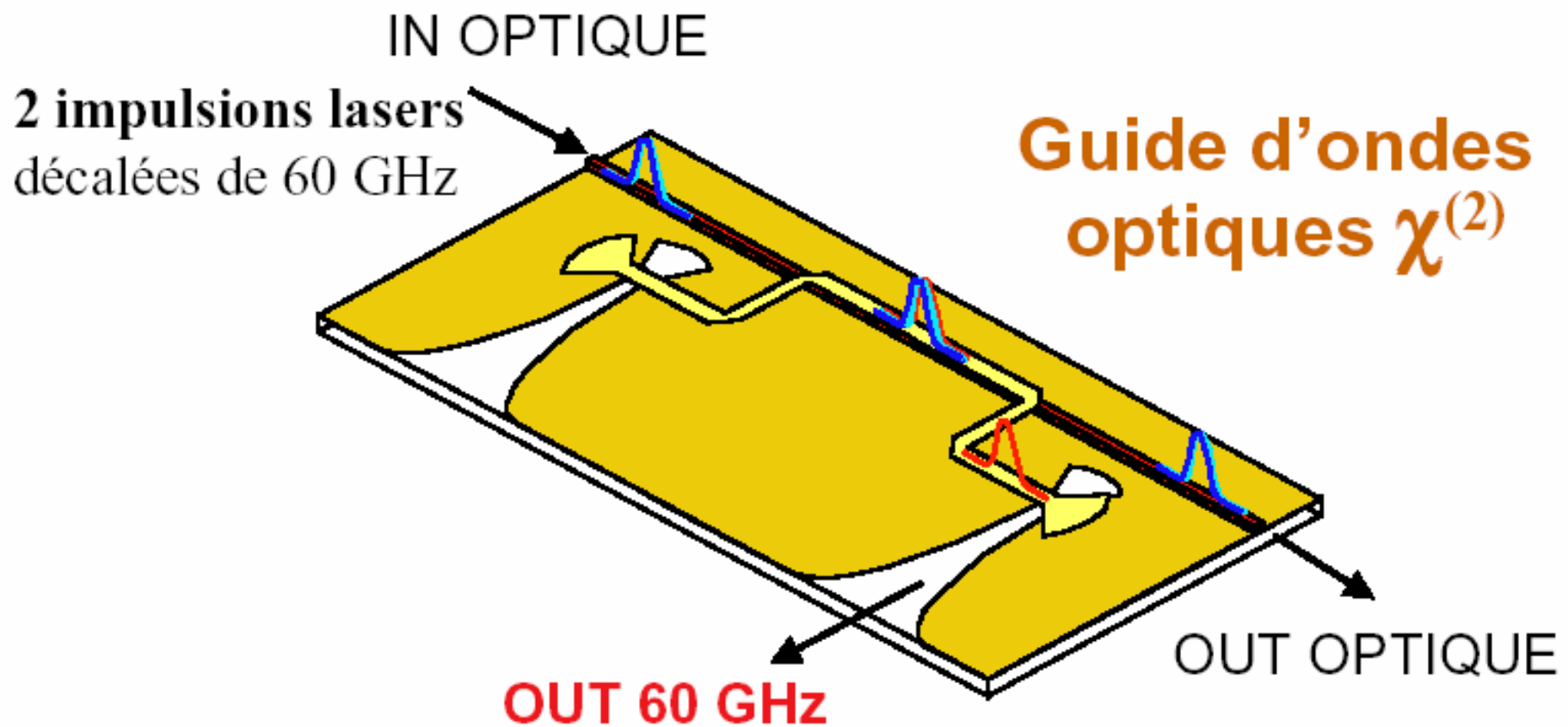
et



$$\Delta k'' = -k_1 + k_3 - k_2 = 0$$

Conversion optique hyperfréquences

Génération du signal hyper @ 60GHz
par *différence de fréquences optiques*



Organización del curso

1. Introducción

1.1 Breve historia de la óptica no-lineal

1.2 Origen física de las no-linealidades ópticas

2. Propagación de la luz

2.1 Propagación lineal

2.2 Propagación no-lineal

3. Cálculos de susceptibilidades

3.1 Teoría semi-clásica de la susceptibilidad

3.2 Modelo a dos niveles en regimen continuo

4. Generación del segundo armónico

4.1 Introducción y consideraciones generales

4.2 Condiciones del acuerdo de fase

5. Fenómenos del segundo orden

5.1 Mezcla de frecuencias

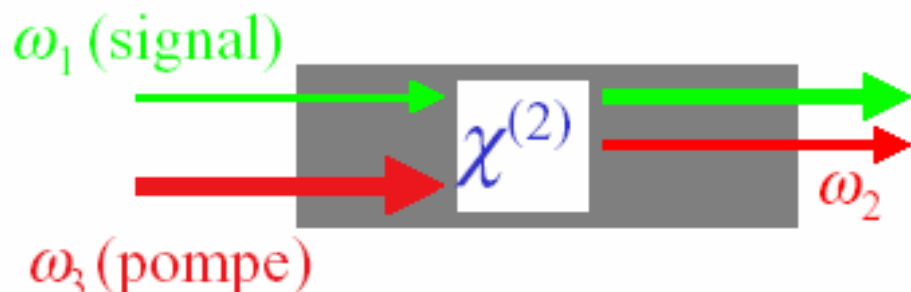
5.2 Amplificación y oscilación paramétricas

6. Fenómenos del tercero orden

6.1 Mezcla de 4 ondas - Efecto Kerr

6.2 Autofocalización, automodulación

Amplification paramétrique



Accord de phase pour
 ω_3 , ω_1 , et $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$

$$\frac{d\varepsilon_2(z)}{dz} = i \frac{\omega_2}{2n_2c} \chi^{(2)} \varepsilon_3(z) \varepsilon_1^*(z)$$

Apparition de E_2 (réplique)

$$\frac{d\varepsilon_1(z)}{dz} = i \frac{\omega_1}{2n_1c} \chi^{(2)} \varepsilon_3(z) \varepsilon_2^*(z)$$

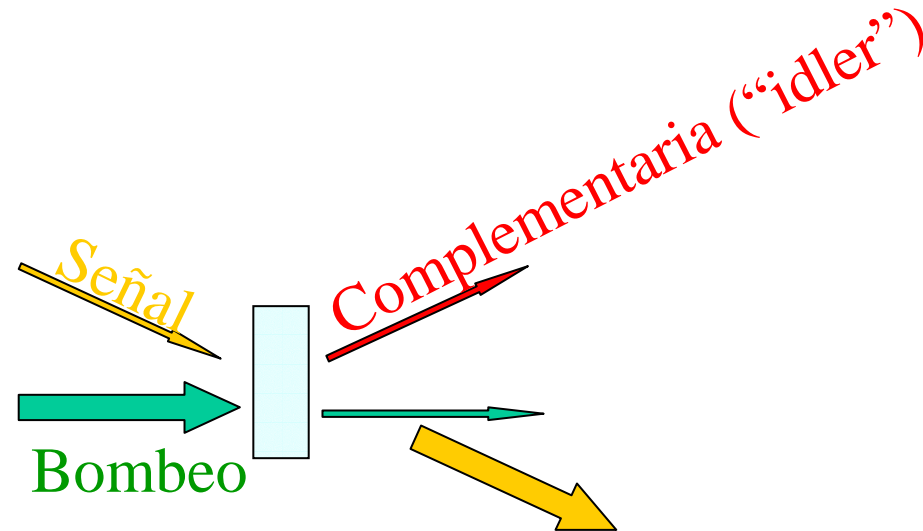
Amplification de E_1 (signal)

Amplificateur optique large bande

- Condition d'accord de phase approximativement vérifiée pour
 $\omega'_1 = \omega_1 + \delta\omega$ et $\omega'_2 = \omega_2 - \delta\omega$
- Accord de phase réglable (angle, température)

\Rightarrow Oscillateur Paramétrique Optique (laser accordable)

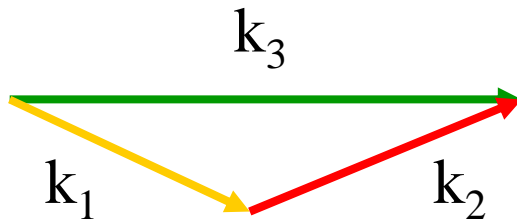
Amplificación paramétrica



El haz “signal” es amplificado al expenso de la bomba
Una nueva onda “idler” es generada a la frecuencia:

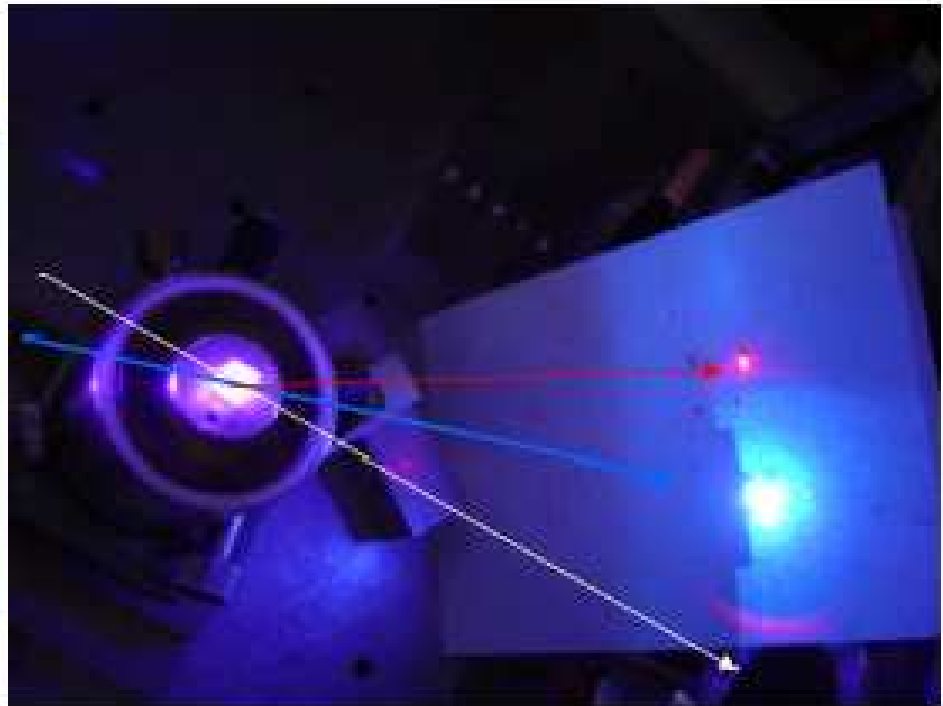
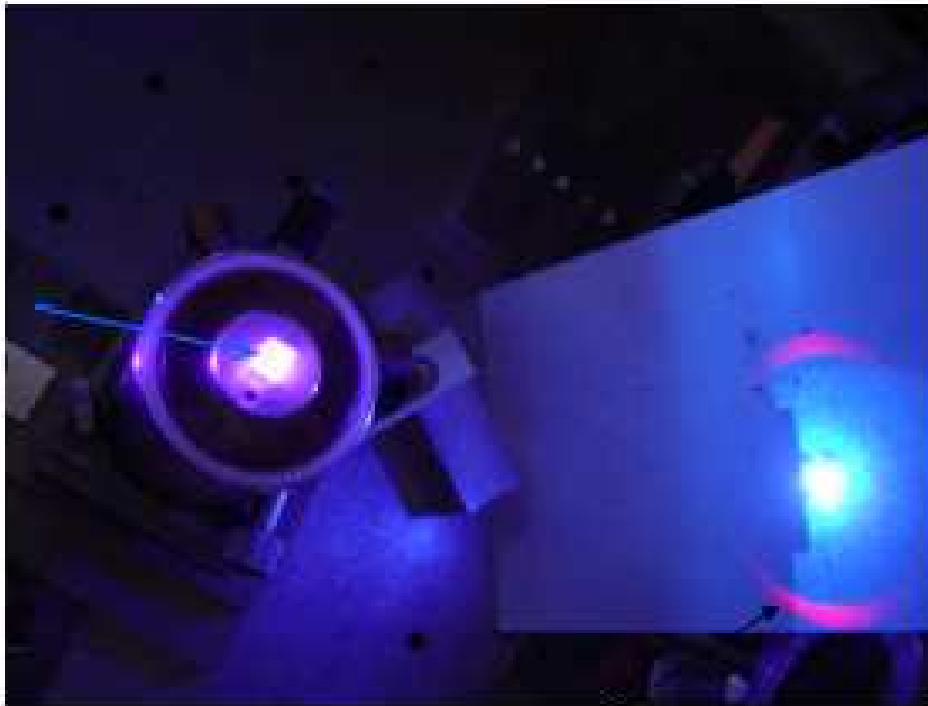
$$\omega_{\text{idler}} = \omega_{\text{pompe}} - \omega_{\text{signal}}$$

y en la dirección conforme al acuerdo de fase:



$$\vec{k}_3 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$$

OPG/OPA



Anneau de fluorescence
paramétrique

$$\lambda_p = 400 \text{ nm}$$

$$\lambda_s \cong 1 \text{ } \mu\text{m}$$

$$\lambda_i \cong 630 \text{ nm}$$

Organización del curso

1. Introducción

1.1 Breve historia de la óptica no-lineal

1.2 Origen física de las no-linealidades ópticas

2. Propagación de la luz

2.1 Propagación lineal

2.2 Propagación no-lineal

3. Cálculos de susceptibilidades

3.1 Teoría semi-clásica de la susceptibilidad

3.2 Modelo a dos niveles en regimen continuo

4. Generación del segundo armónico

4.1 Introducción y consideraciones generales

4.2 Condiciones del acuerdo de fase

5. Fenómenos del segundo orden

5.1 Mezcla de frecuencias

5.2 Amplificación y oscilación paramétricas

6. Fenómenos del tercer orden

6.1 Mezcla de 4 ondas - Efecto Kerr

6.2 Autofocalización, automodulación

Procesos no-lineales del tercer orden

$$P_i^{(3)}(\omega_s) = \varepsilon_0 \sum_{jkl} \sigma_{\omega_p, \omega_p, \omega_s} \chi_{ijkl}^{(3)}(\omega_s, \omega_p, \omega_p, \omega_s) E_j(\omega_p) E_k(\omega_p) E_l(\omega_s)$$

Los fenómenos del tercer orden son más débiles que los efectos del segundo orden, pero son muy importantes por dos razones:

- En los materiales con un centro de simetría, $\chi^{(2)} = 0 \Rightarrow$ la primera contribución no-lineal viene del $\chi^{(3)}$ que todos los materiales poseen.
- Al contrario de los efectos del segundo orden, algunos procesos del tercer orden satisfacen automáticamente el acuerdo de fase \Rightarrow el efecto puede acumularse sobre grandes distancias.

$$\chi^{(3)}(-3\omega; \omega, \omega, \omega)$$

$$\chi^{(3)}(-(\omega_1 + \omega_2) \pm \omega_3; \omega_1, \omega_2, \pm \omega_3)$$

$$\chi^{(3)}(-\omega; \omega, \omega, -\omega)$$

$$\text{Re}\chi^{(3)}(-\omega; \omega, 0, 0)$$

$$\text{Im}\chi^{(3)}(-\omega; \omega, -\omega, \omega)$$

$$\chi^{(3)}(-(\omega \pm \Omega); \omega, -\omega, \omega \pm \Omega)$$

Generación del tercer armónico

Mezcla a 4 ondas no degeneradas

Mezcla a 4 ondas degeneradas

Efecto Kerr óptico

Absorción a dos fotones

Dispersiones Raman y Brillouin

Organización del curso

1. Introducción

1.1 Breve historia de la óptica no-lineal

1.2 Origen física de las no-linealidades ópticas

2. Propagación de la luz

2.1 Propagación lineal

2.2 Propagación no-lineal

3. Cálculos de susceptibilidades

3.1 Teoría semi-clásica de la susceptibilidad

3.2 Modelo a dos niveles en regimen continuo

4. Generación del segundo armónico

4.1 Introducción y consideraciones generales

4.2 Condiciones del acuerdo de fase

5. Fenómenos del segundo orden

5.1 Mezcla de frecuencias

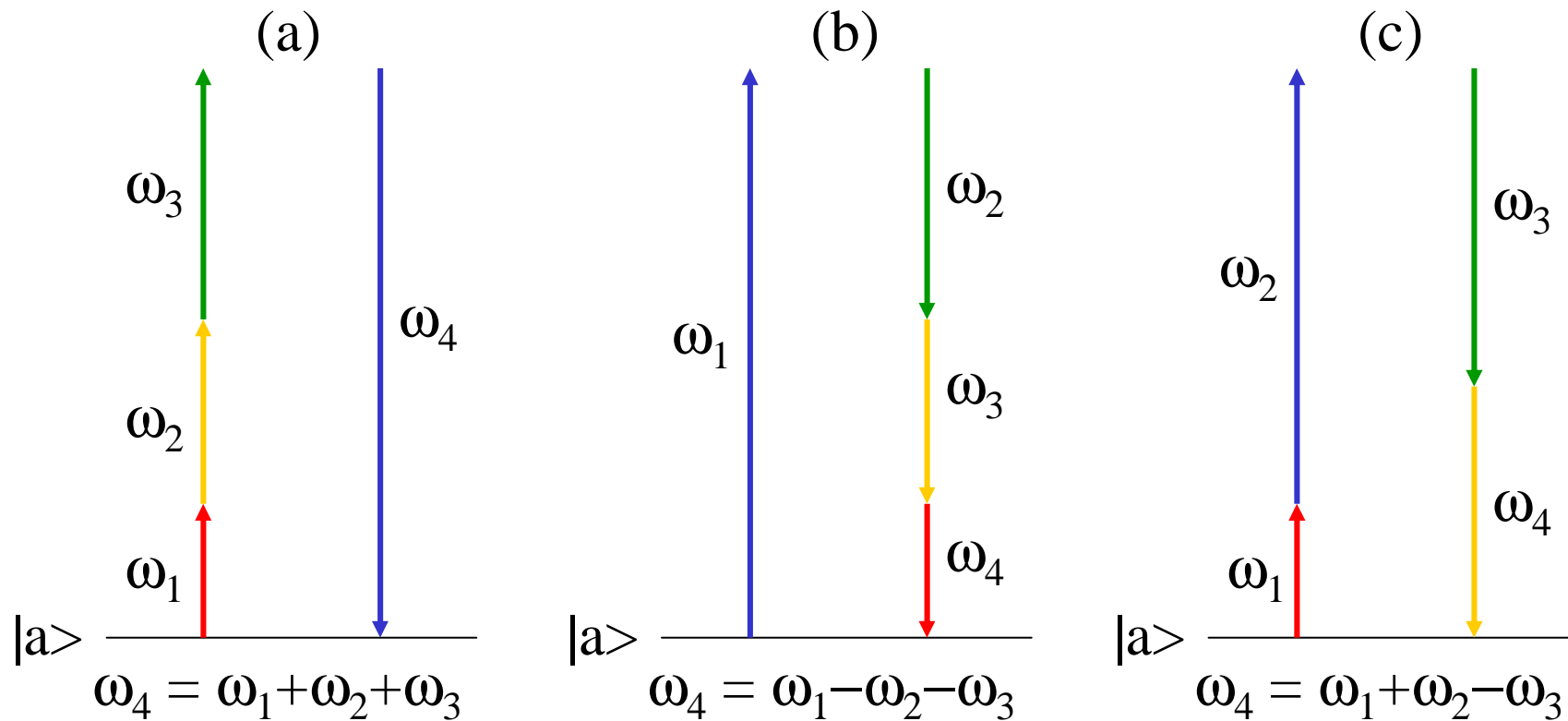
5.2 Amplificación y oscilación paramétricas

6. Fenómenos del tercero orden

6.1 Mezcla de 4 ondas - Efecto Kerr

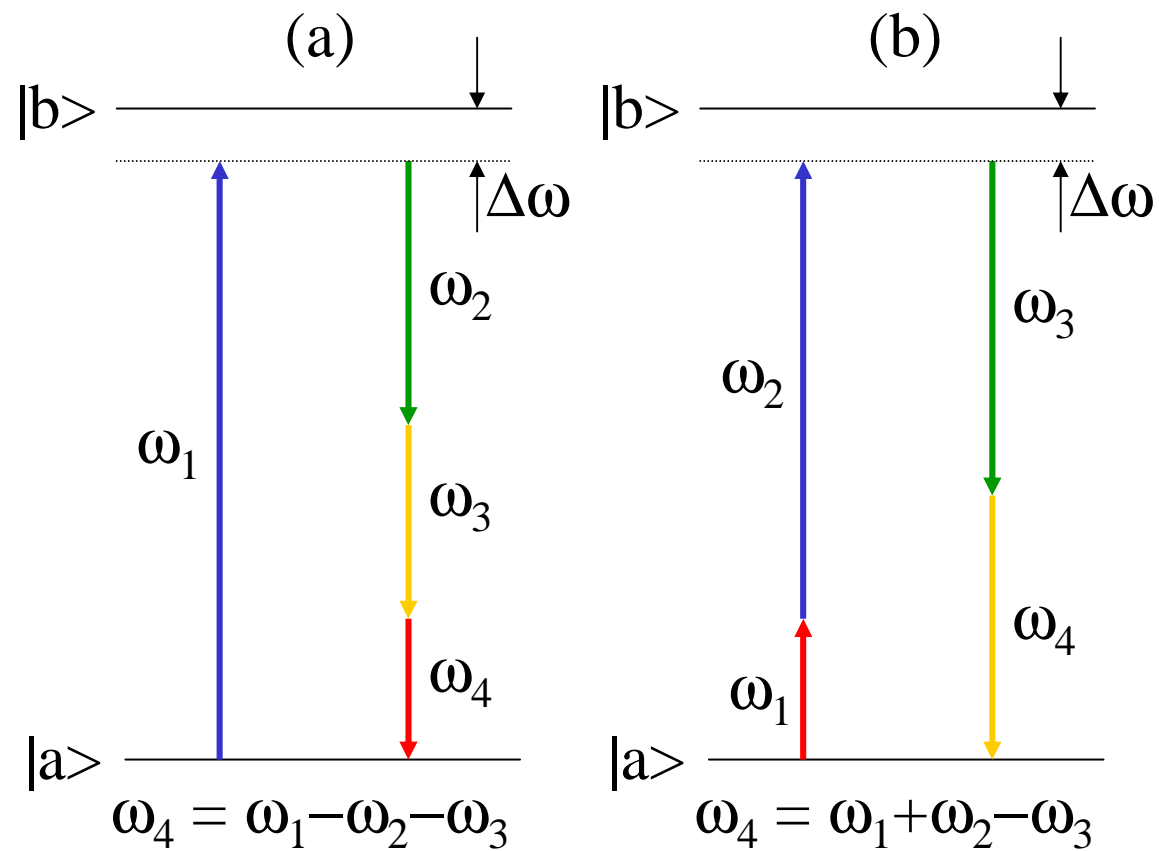
6.2 Autofocalización, automodulación

Diferentes arreglos para la generación de una nueva frecuencia $\omega_4 = \omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3$



En condiciones de resonancia

Resonancias a 1 o a 2 fotones aumentan la eficiencia



Casos particulares

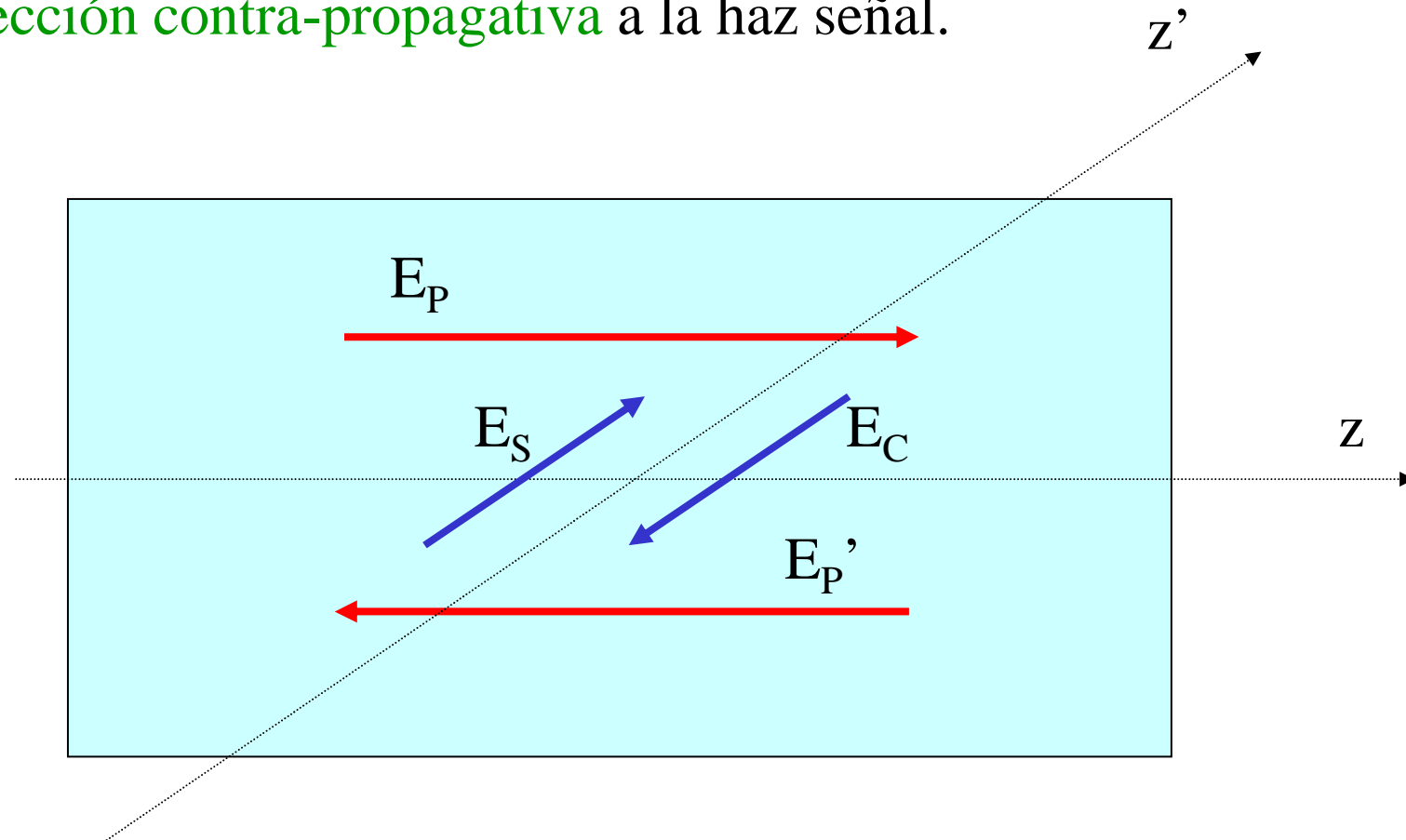
- **Generación de la armónica 3:** en este caso, las 3 frecuencias $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ son idénticas \Rightarrow permite obtener una fuente de luz UV con una sola fuente inicial.
- **Efecto Kerr estático:** interacción de un haz a ω_1 con un campo eléctrico estático E_s ($\omega_2 = \omega_3 = 0$).
En un material isotrópico (un líquido), este efecto genera una birrefringencia proporcional a $(E_s)^2$. También, una modulación de la luz es posible si el campo E_s oscila a una frecuencia $\Omega \ll \omega_1$.

Cuidado: el efecto Kerr estático es un efecto electro-óptico del tercer orden que funciona con todos los materiales y líquidos. No se debe confundir con el efecto Pockels, bastante parecido pero que es un efecto del segundo orden que existe solamente con cristales anisotrópicos que posean un $\chi^{(2)} \neq 0$!

Configuración para la conjugación de fase

La configuración para la conjugación de fase es particular:

- Dos haces de bomba E_P y $E_{P'}$, de fuerte potencia interactúan con un haz señal E_S dirigido en una dirección diferente.
- Se busca el haz E_C (conjugado o “reflejado”!) generado en la dirección contra-propagativa a la haz señal.



Configuración para la conjugación de fase

$$P^{(3)}(\vec{r}, t) = \frac{\epsilon_0 \chi^{(3)}}{8} \left(\mathbf{E}_P(\vec{r}, t) + \mathbf{E}_P^*(\vec{r}, t) + \mathbf{E}'_P(\vec{r}, t) + \mathbf{E}'_P^*(\vec{r}, t) + \mathbf{E}_S(\vec{r}, t) + \mathbf{E}_S^*(\vec{r}, t) \right)^3$$

Desarrollando esta expresión, se ve que solo el término $\mathbf{E}_P \mathbf{E}'_P \mathbf{E}_S^*$ donde aparece el **conjugado** de la onda “señal” corresponde a una onda contra-propagativa.

En efecto, su vector de onda está definido como:

$$\vec{k}_C = \vec{k}_P + \vec{k}_{P'} - \vec{k}_S = \vec{k}_P - \vec{k}_P - \vec{k}_S = -\vec{k}_S$$

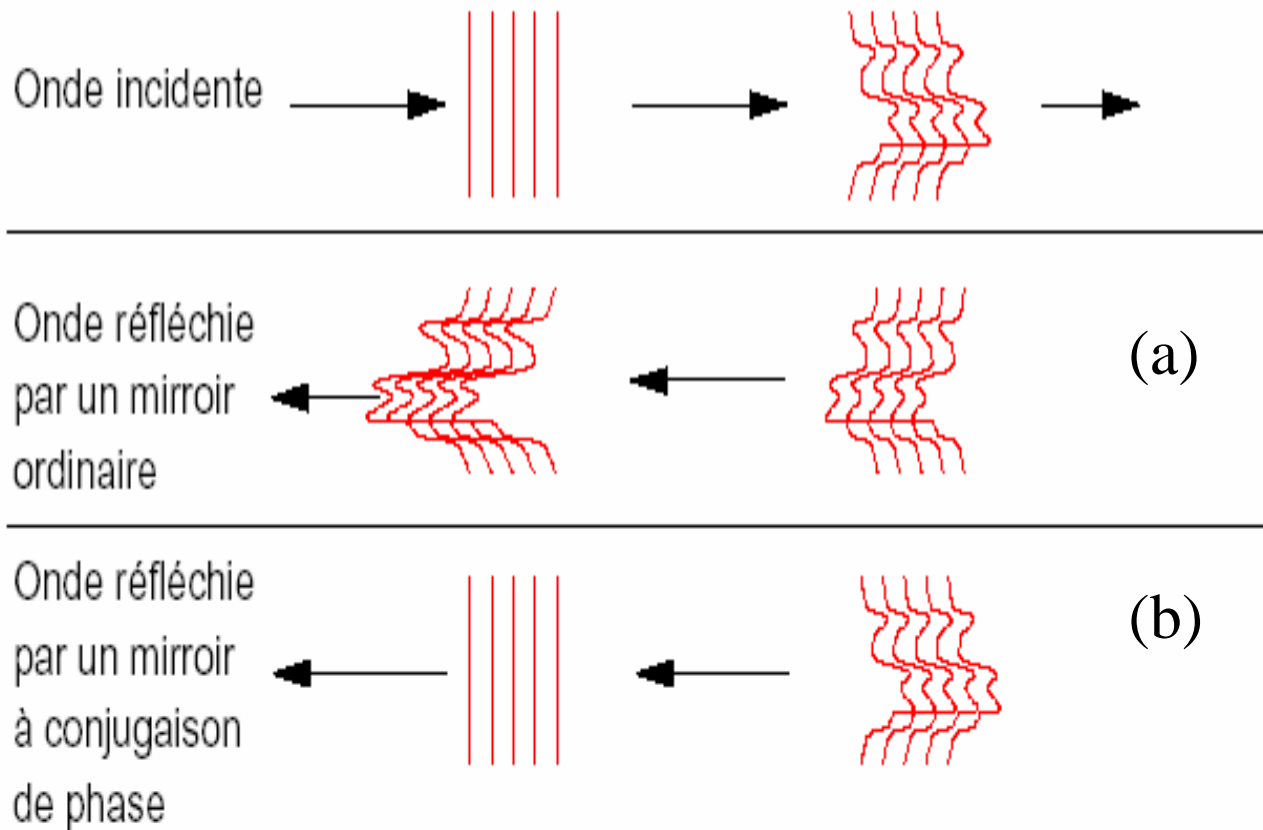
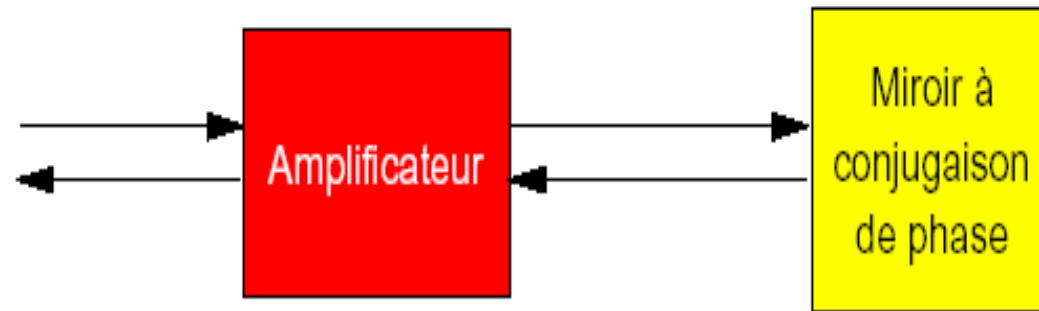
$$P_{NL}^{(3)} = \frac{3\epsilon_0 \chi^{(3)}}{4} \mathbf{E}_P(t) \mathbf{E}_{P'}(t) \mathbf{E}_S^*(t)$$

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \text{Re} \mathbf{E}(\vec{r}) e^{-i\omega t} \quad \xrightarrow{\text{señal}}$$

$$\xleftarrow{\text{conjugado}} \quad \vec{E}^*(\vec{r}, t) = \text{Re} \mathbf{E}^*(\vec{r}) e^{-i\omega t} = \text{Re} \mathbf{E}(\vec{r}) e^{i\omega t}$$

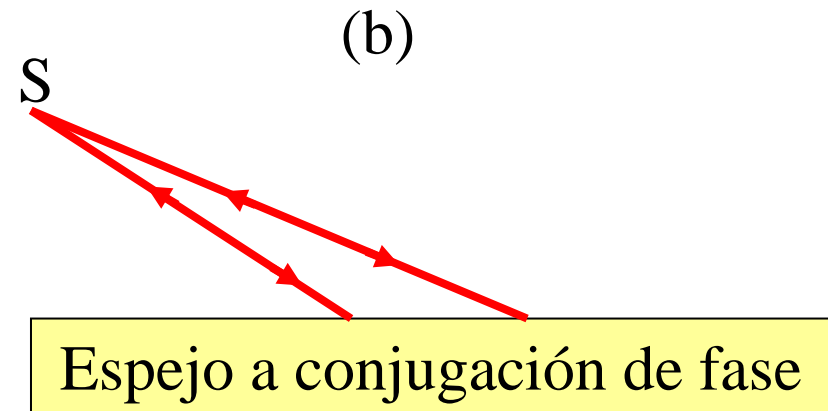
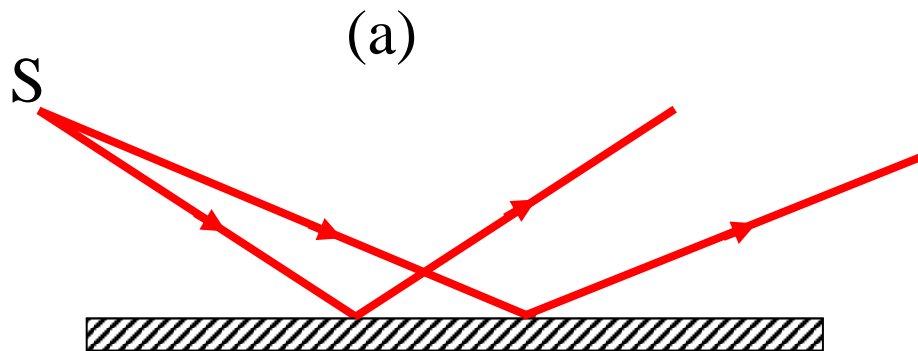
La onda conjugada se obtiene por una inversión del tiempo !

Principio del espejo a conjugación de fase



Mirarse en un espejo a conjugación de fase

“Por favor, mi espejito conjugado, diga me que bella estoy.”



Como uno se veria?

En un **espejo ordinario**, la luz ambiental difundida por el observador en todas las direcciones esta reflejada por el espejo y cada punto objeto crea un punto imagen virtual en el lado opuesto. El observador se mira a la escala 1 en el espejo.

En un **espejo a conjugación de fase**, todos los rayos difundidos en un punto regresan a este punto y el observador mira solamente una superficie uniformemente iluminada !!

Efecto Kerr óptico

En esta situación, un solo haz de luz ilumina el material

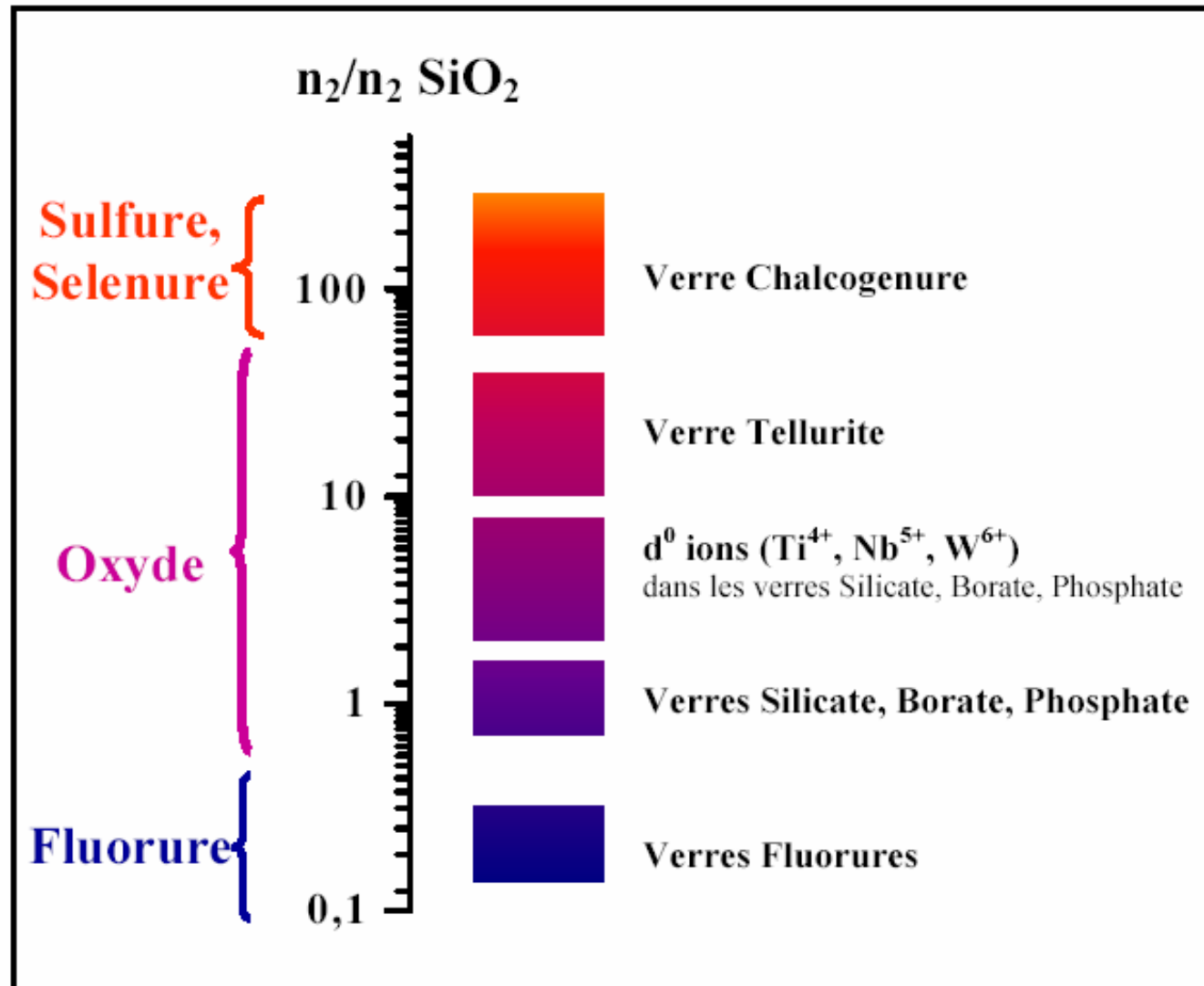
$$P^{(3)} = \epsilon_0 \chi^{(3)} E(t)^3 = \frac{\epsilon_0 \chi^{(3)}}{8} \left(E(t)^3 + E^*(t)^3 + 3E^*(t)E(t)^2 + 3E^*(t)^2 E(t) \right)$$
$$P^{(3)}(t) = \frac{3\epsilon_0 \chi^{(3)}}{4} |E(t)|^2 E(t)$$

La polarización no-lineal tiene la misma fase que el campo incidente.

El cambio del índice de refracción, fuera de una resonancia, debido a un campo eléctrico de fuerte intensidad resulta de la distorsión de las nubes electrónicas las mas ajenas del núcleo.

Entonces, mas gruesos son los átomos, mas sensibles son al campo eléctrico. Resulta que son mas polarizables y hyperpolarizables y que posean los mas importantes $\chi^{(3)}$.

Efecto Kerr óptico



Valores relativos del $\chi^{(3)}$ en comparación al vidrio SiO_2

Efecto Kerr óptico

$$\mathbf{P}^{(3)}(t) = \frac{3\epsilon_0\chi^{(3)}}{4} |\mathbf{E}(t)|^2 \mathbf{E}(t)$$

La ecuación de propagación se escribe:

$$\frac{d\mathbf{A}}{dz} = i \frac{3\omega\chi^{(3)}}{8nc} |\mathbf{A}|^2 \mathbf{A}$$

Notar: la intensidad queda constante. En efecto:

$$\frac{d|\mathbf{A}|^2}{dz} = \mathbf{A}^* \frac{d\mathbf{A}}{dz} + \frac{d\mathbf{A}^*}{dz} \mathbf{A}$$



$$\frac{d|\mathbf{A}|^2}{dz} = i \frac{3\omega\chi^{(3)}}{8nc} |\mathbf{A}|^2 (\mathbf{A}^* \mathbf{A} - \mathbf{A}^* \mathbf{A}) = 0$$

Entonces $|\mathbf{A}(z)| = |\mathbf{A}(0)| = |\mathbf{E}_0| \Rightarrow \frac{d\mathbf{A}}{dz} = i \frac{3\omega\chi^{(3)} |\mathbf{E}_0|^2}{8nc} \mathbf{A}$

Efecto Kerr óptico

La solución es: $\mathbf{A}(z) = \mathbf{A}(0) \exp(i\varphi_{\text{NL}}(z))$ con $\varphi_{\text{NL}}(z) = \frac{3\omega\chi^{(3)}|\mathbf{E}_0|^2}{8nc} z$

El defasaje es proporcional a la densidad de potencia I , entonces:

$$\varphi_{\text{NL}}(z) = \frac{\omega}{c} n_2 I z$$

Donde n_2 proporcional a $\chi^{(3)}$ es el índice no-lineal que toda materia poseda, y entonces el campo eléctrico se escribe:

$$\mathbf{E}(z) = \mathbf{E}(0) \exp\left[i \frac{\omega}{c} (n + n_2 I) z\right]$$

$$n(I) = (n + n_2 I)$$

Efecto Kerr cruzado

En este caso, dos haces bomba y señal interactúan:

$$P^{(3)}(\vec{r}, t) = \frac{\epsilon_0 \chi^{(3)}}{8} \left(\mathbf{E}_P(\vec{r}, t) + \mathbf{E}_P^*(\vec{r}, t) + \mathbf{E}_S(\vec{r}, t) + \mathbf{E}_S^*(\vec{r}, t) \right)^3$$

En el desarrollo de esta ecuación, numerosos términos aparecen:

$$\mathbf{E}_P(\vec{r}, t) \mathbf{E}_P^*(\vec{r}, t) \mathbf{E}_S^*(\vec{r}, t)$$

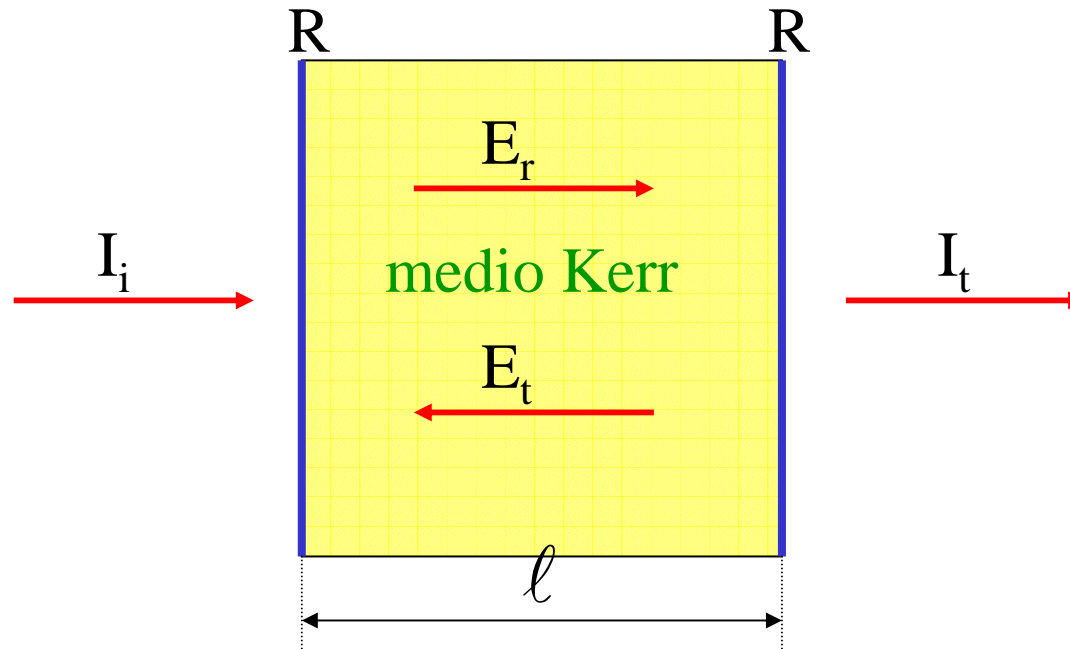
$$P^{(3)} = \frac{3\epsilon_0 \chi^{(3)}}{4} \left(6|\mathbf{E}_P|^2 + 3|\mathbf{E}_S|^2 \right) \mathbf{E}_S$$

$$\varphi_{\text{NL}}(z) = \frac{\omega}{c} (n_2 I_S + 2n_2 I_P) z$$

Efecto Kerr cruzado inducido por la bomba

Efecto Kerr óptico

Biestabilidad óptica: el Fabry-Perot no-lineal

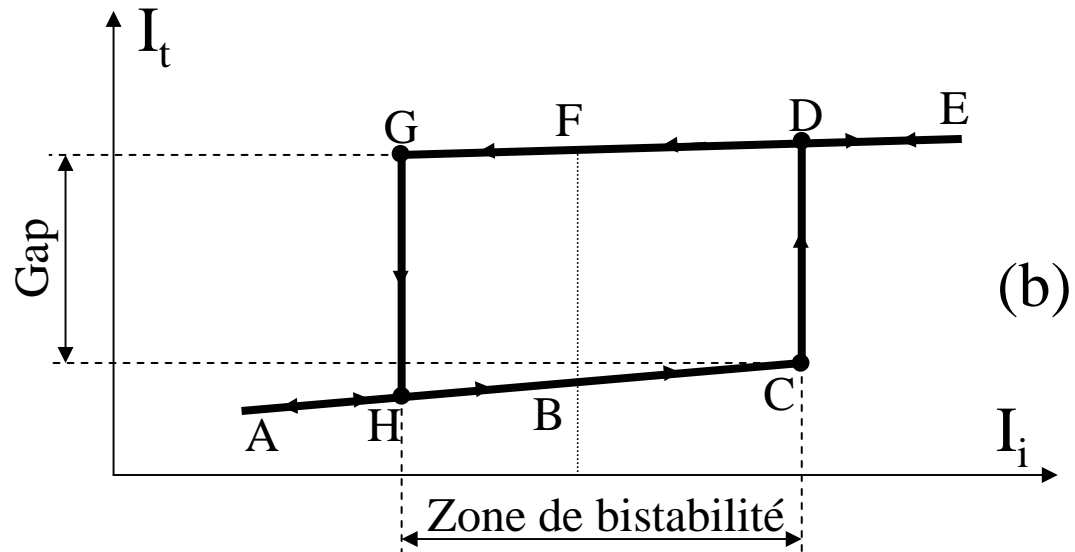
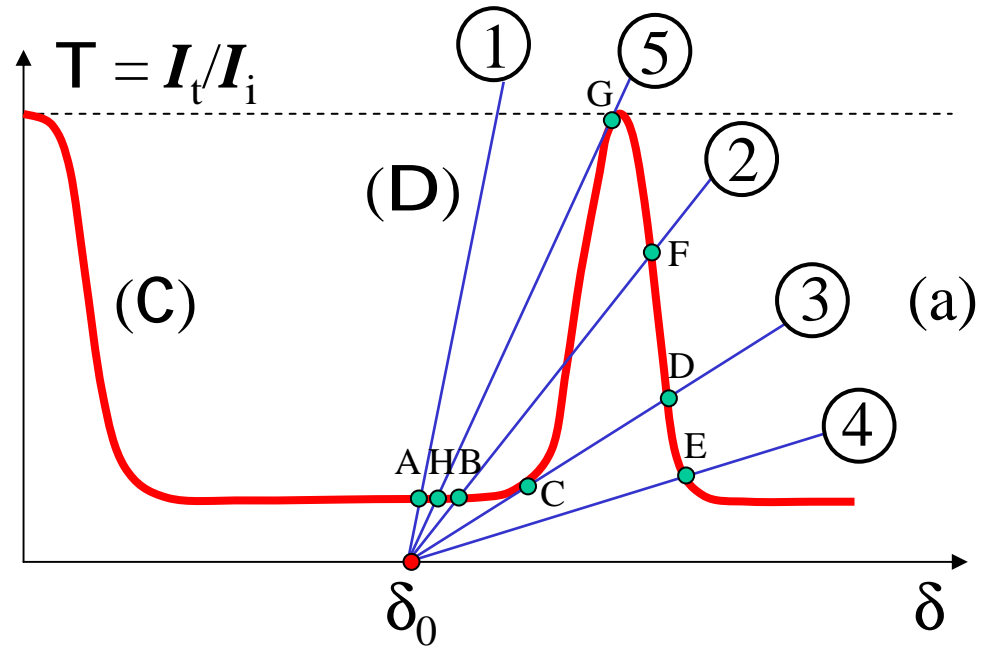


$T = I_t/I_i = (1 + K \sin^2 \delta)^{-1}$ donde $K = 4R/(1-R^2)$ y $\delta = \delta_0 + \delta' I_i$
 δ_0 es el defasaje con luz debil y δ' es debido al índice no-lineal n_2

Biestabilidad óptica: el Fabry-Perot no-lineal

$$T = (1 + K \sin^2 \delta)^{-1} \quad (C)$$

$$T = \frac{\delta - \delta_0}{\delta' I_i} \quad (D)$$



Organización del curso

1. Introducción

1.1 Breve historia de la óptica no-lineal

1.2 Origen física de las no-linealidades ópticas

2. Propagación de la luz

2.1 Propagación lineal

2.2 Propagación no-lineal

3. Cálculos de susceptibilidades

3.1 Teoría semi-clásica de la susceptibilidad

3.2 Modelo a dos niveles en regimen continuo

4. Generación del segundo armónico

4.1 Introducción y consideraciones generales

4.2 Condiciones del acuerdo de fase

5. Fenómenos del segundo orden

5.1 Mezcla de frecuencias

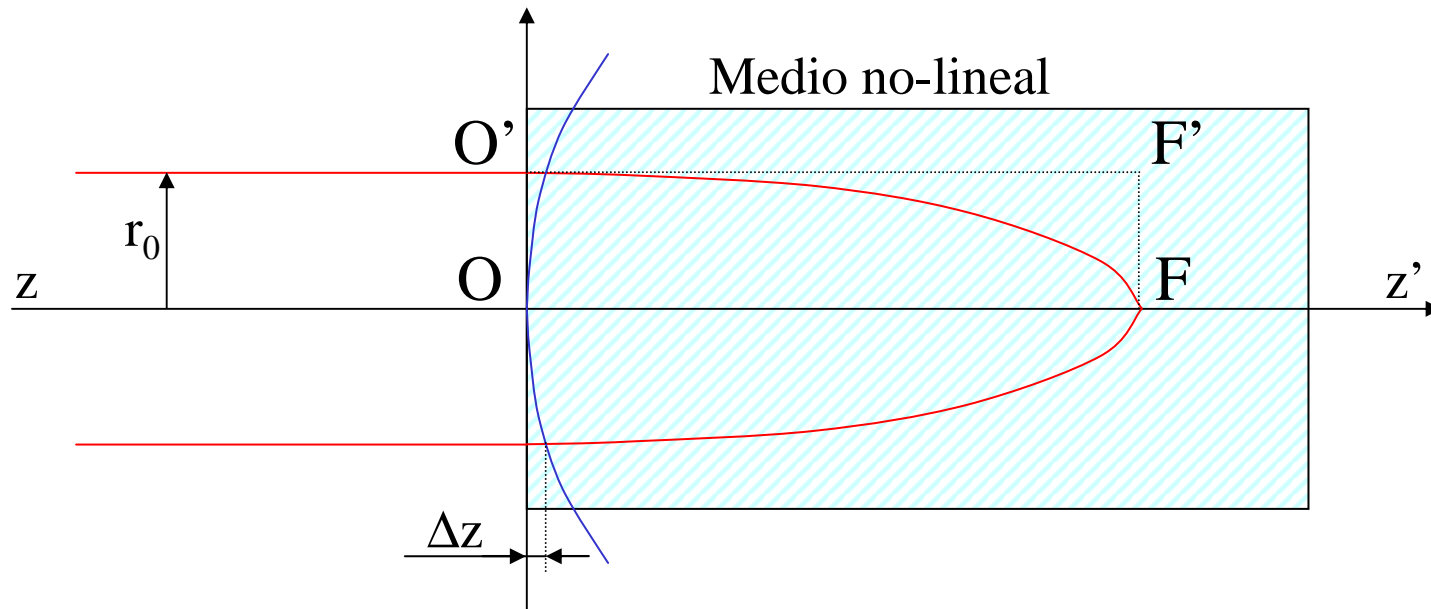
5.2 Amplificación y oscilación paramétricas

6. Fenómenos del tercer orden

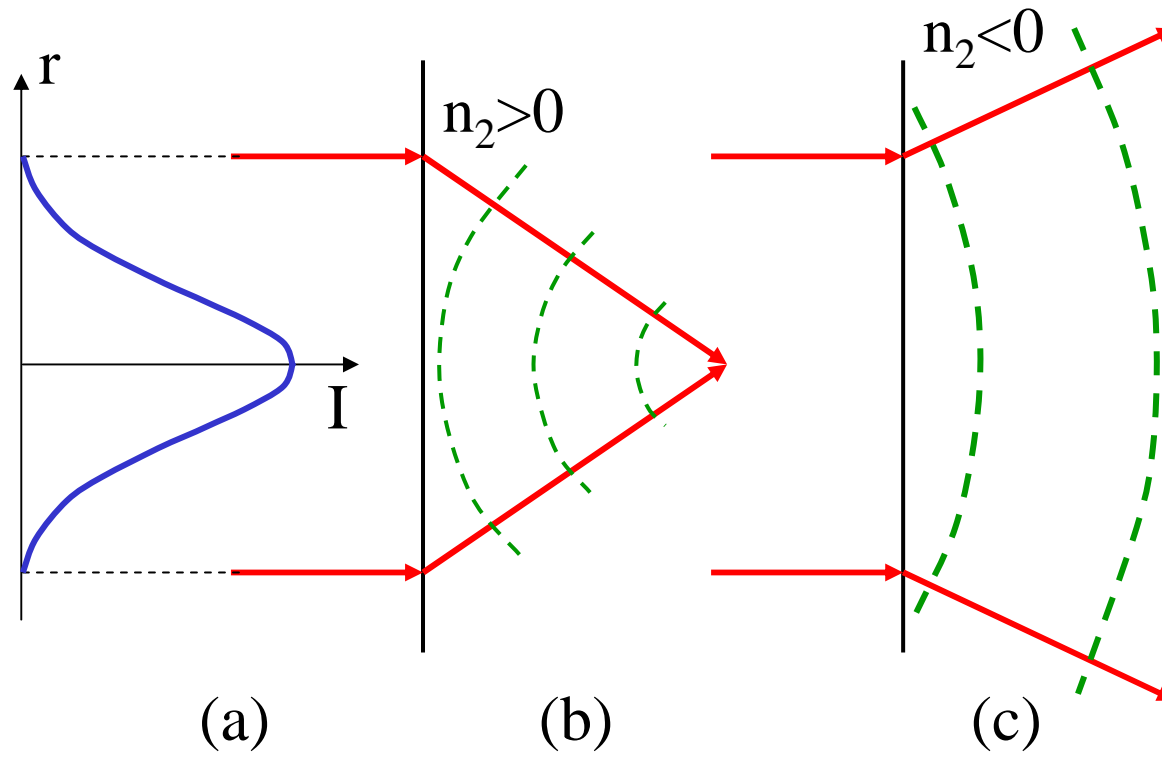
6.1 Mezcla de 4 ondas - Efecto Kerr

6.2 Autofocalización, automodulación

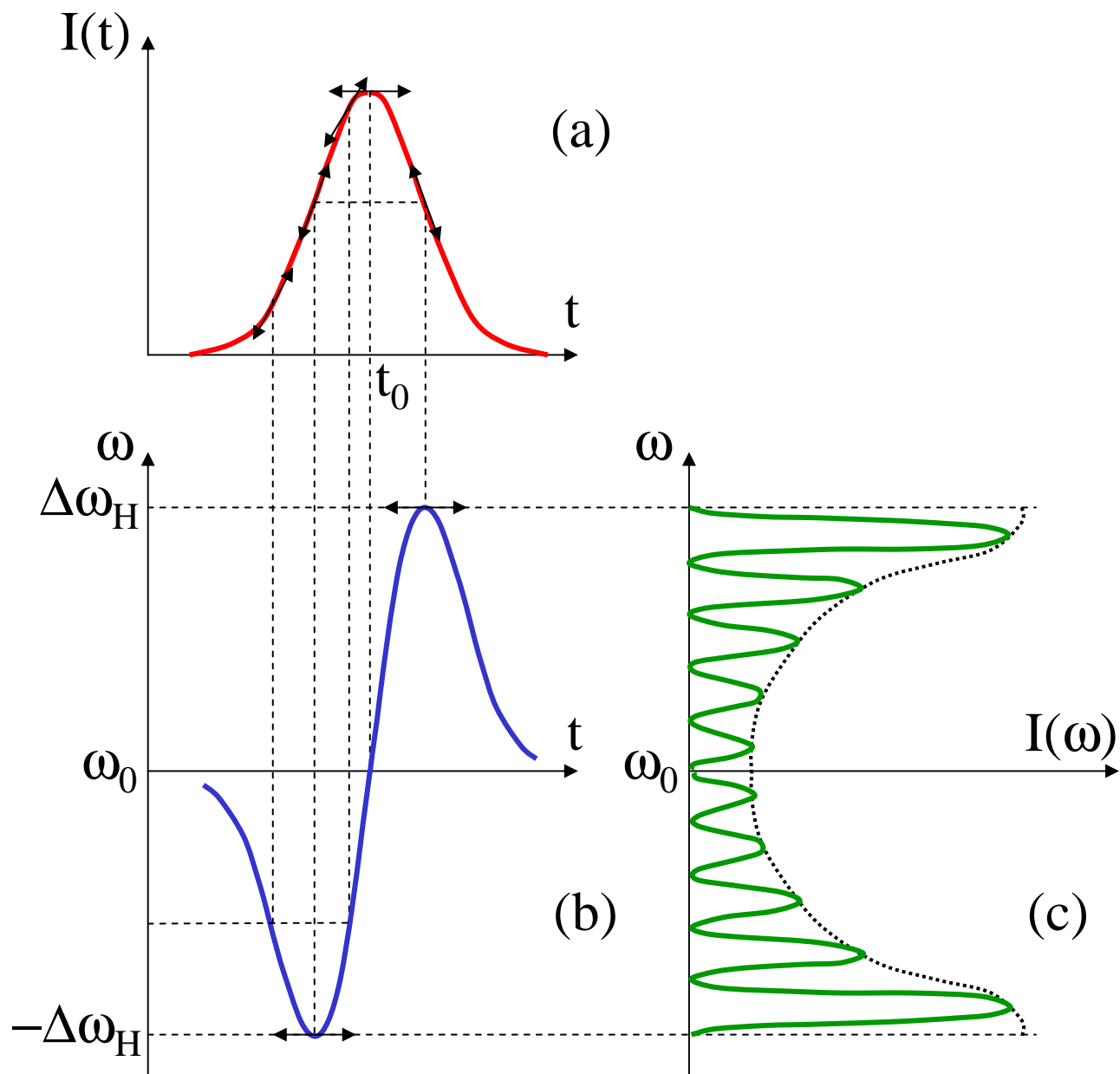
Autofocalización de la luz



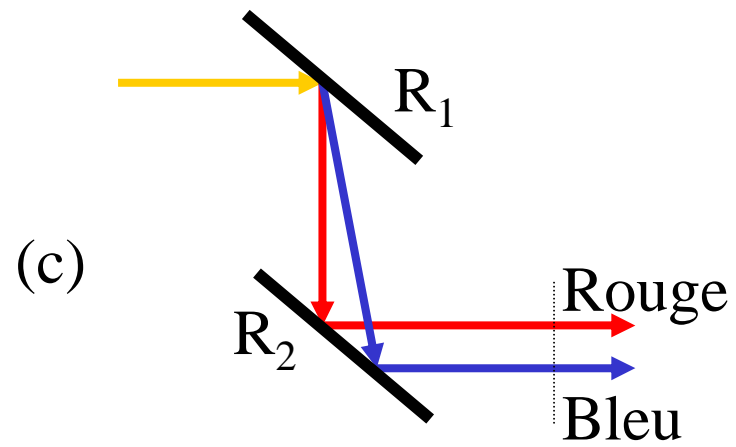
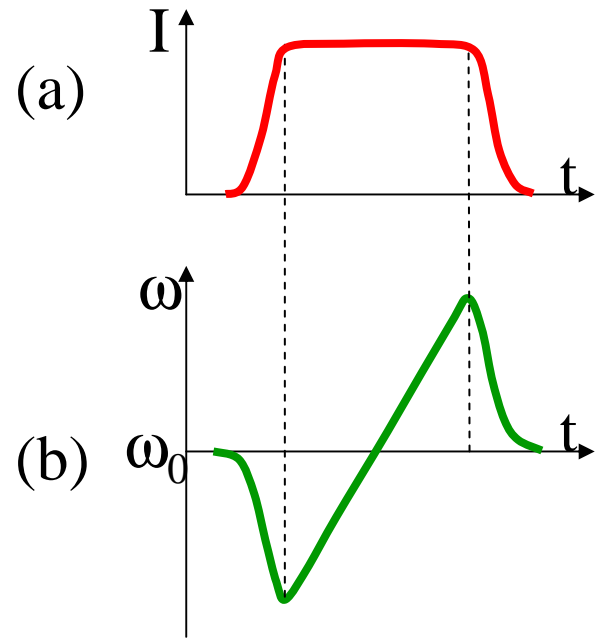
Autofocalización de la luz



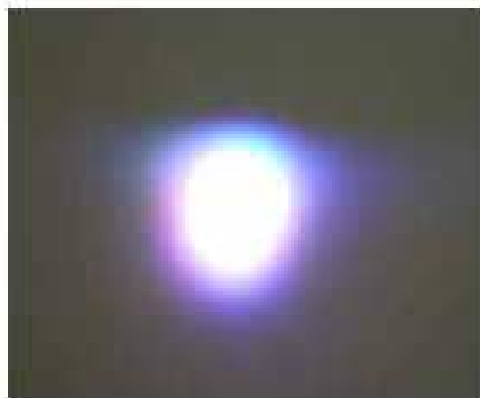
Automodulación de la fase



Automodulación de la fase



Génération de continuum



(a)

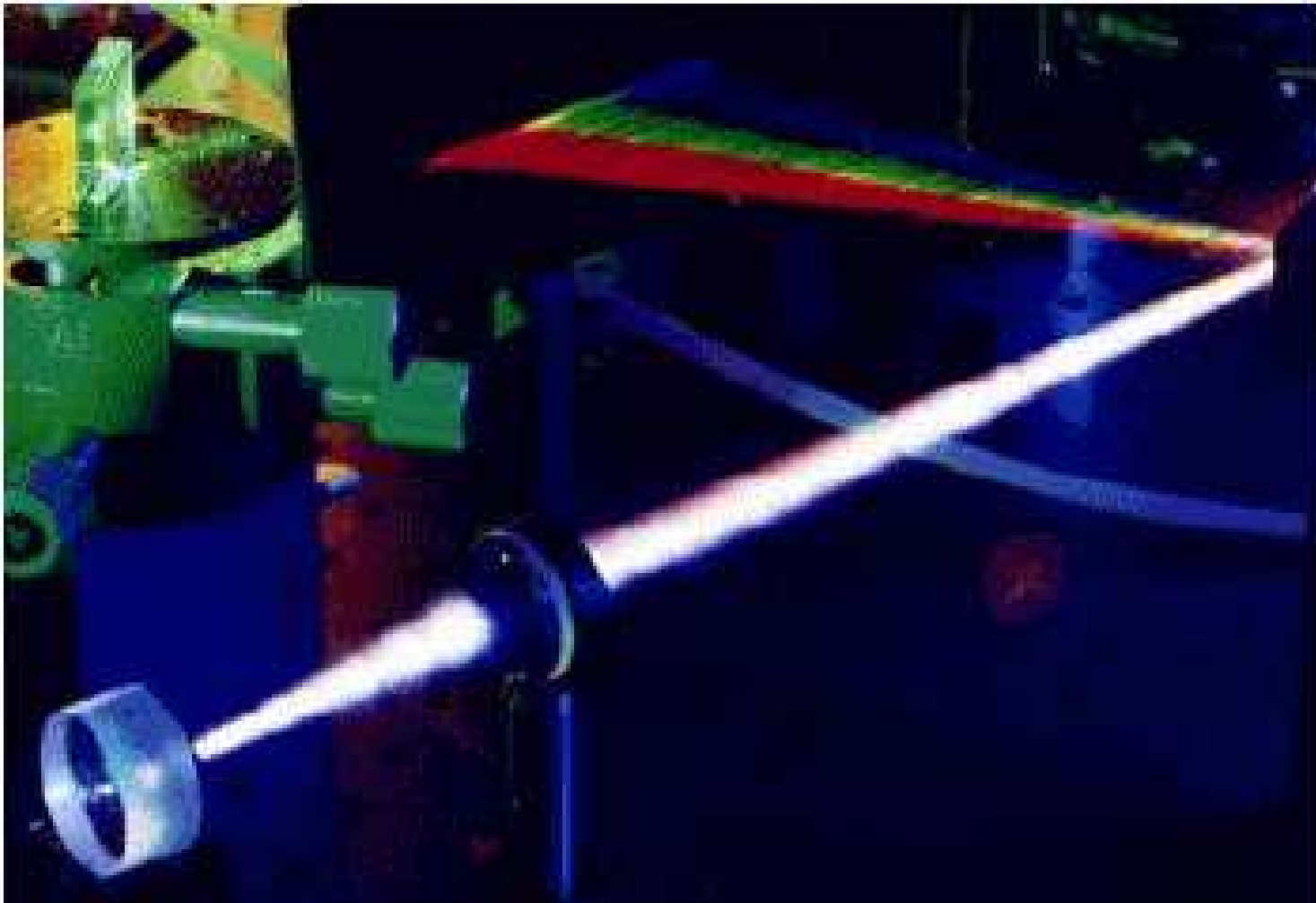


lame de saphir

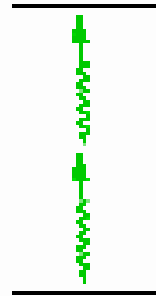
lentille de focalisation

(b)

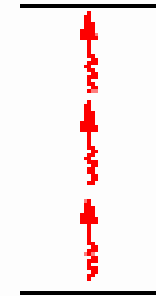
Generación de luz blanca
por automodulación de fase en un bloque de vidrio



Absorption multiphotonique



Absorption à deux photons



Absorption multiphotonique

$$\alpha^2 \text{ photons} \sim \text{Im}[\chi^{(3)}(\omega, -\omega, \omega)]$$

Applications:

- limitation optique
- microscopie par fluorescence excitée à deux photons

mais quelquefois = problème

Maria Goeppert-Mayer hizo la teoría de los procesos multifotónicos en su tesis de doctorado!

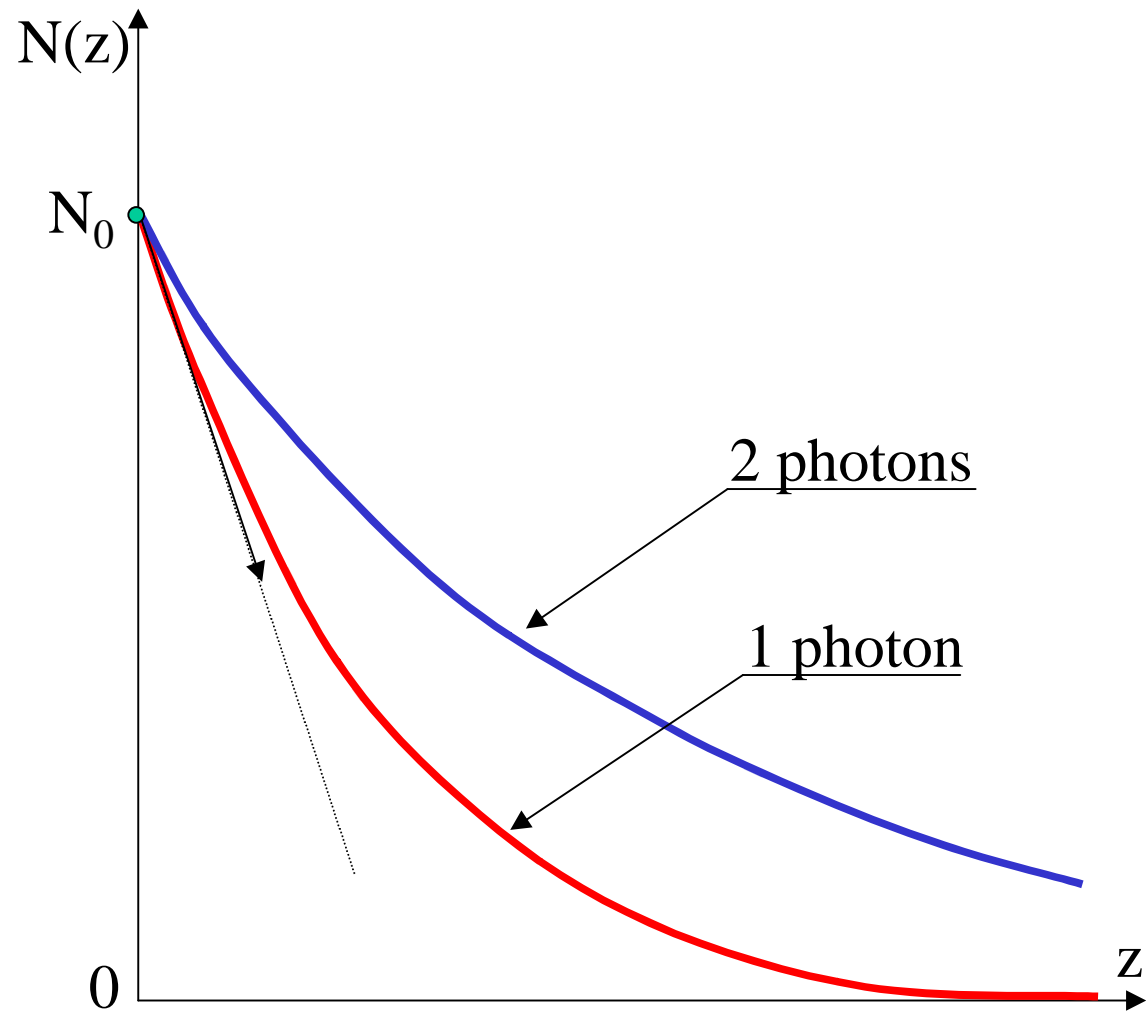


Biografía de María Goeppert-Mayer (1906-1972)

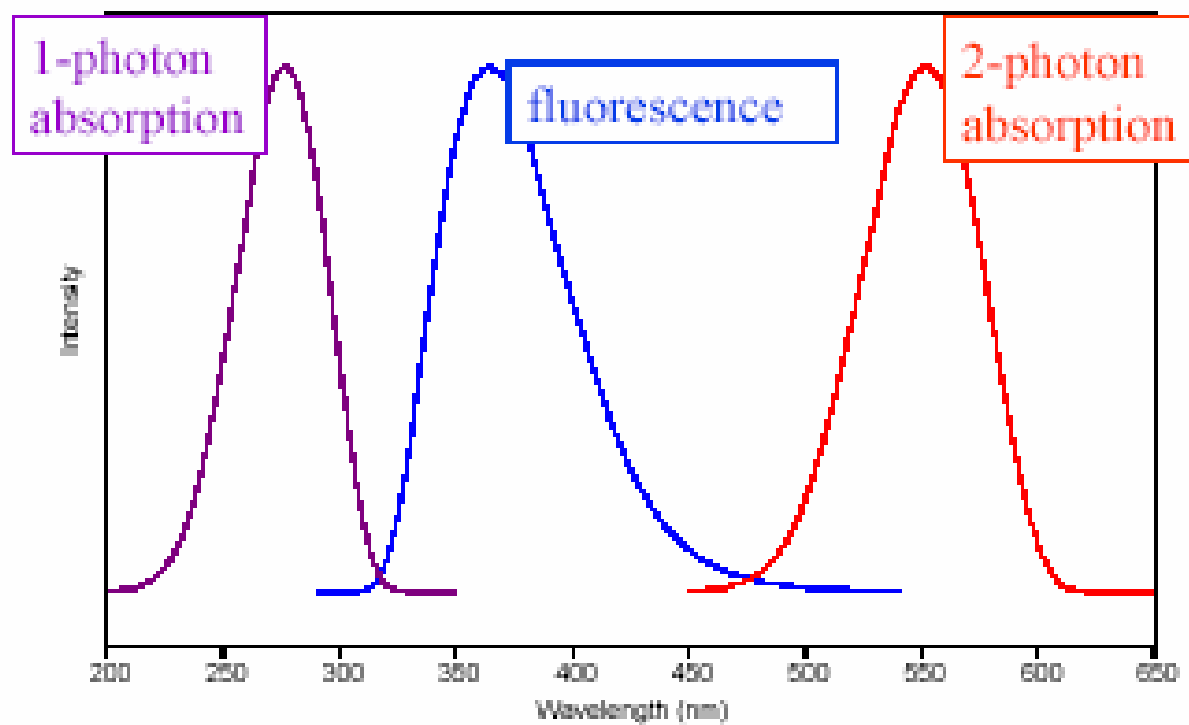
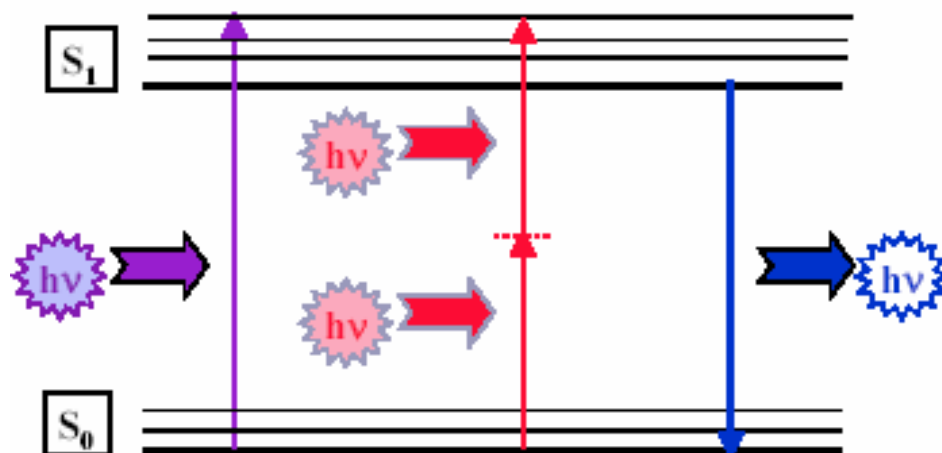
María Goeppert-Mayer nació en junio de 1906 en Katowice en Silesia (en Alemania en la época, hoy en Polonia). En 1910, su familia se desplazó a Göttingen donde se entrevistó con matemáticos y físicos de reputación. En 1924, entró a de Göttingen donde obtuvo su doctorado en la física teórica en 1930 bajo la supervisión de Max Born. En su tesis, calculó la probabilidad que un electrón que está en órbita en torno a un núcleo pudiera emitir dos fotones en una transición hacia una órbita de menor energía. Sus cálculos y sus predicciones se confirmaron extraordinariamente experimentalmente en 1961. Emigró con su marido en los Estados Unidos y se volvió ciudadana americana en 1933.

Durante la segunda Guerra Mundial, trabajó en la separación del uranio ^{235}U del uranio natural. Enseñó en numerosas instituciones antes de volver a entrar a de California a San Diego en 1960. Durante sus investigaciones, demostró que el núcleo atómico posee un número de neutrones y protones bien definido e introdujo un modelo estructural del núcleo atómico en capas .

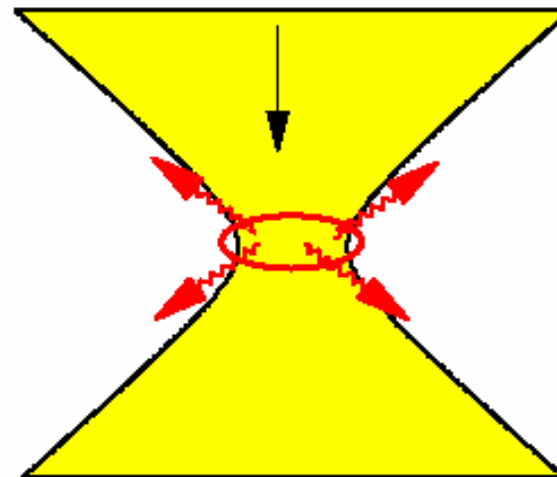
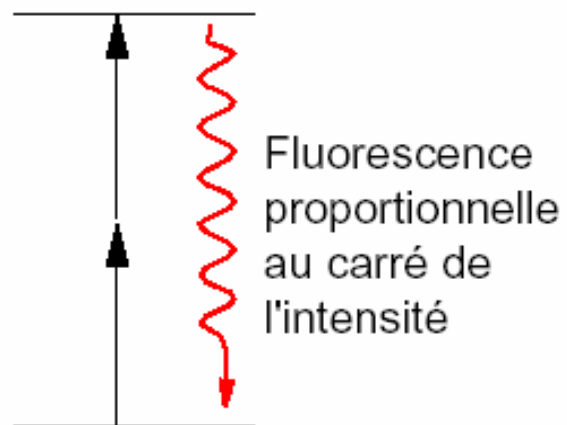
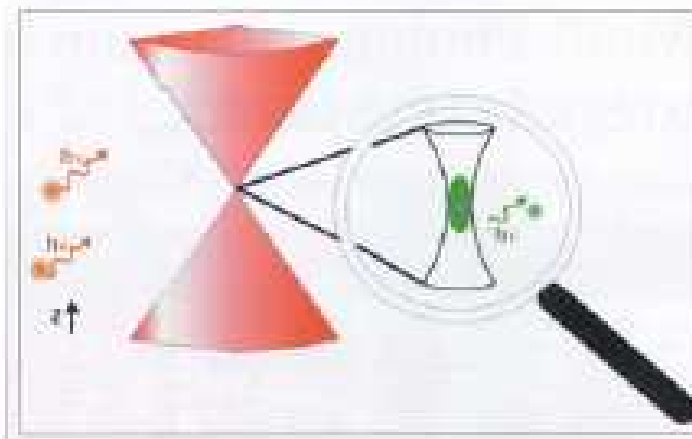
En 1963, compartió con H.D. Jensen y E. Wigner el Premio Nobel de la física para su estudio de la estructura nuclear. Fue citada por el Comité Nóbel para su obra independiente al final de los años cuarenta. Fue la segunda mujer americana que debe obtenerse el Premio Nóbel y la primera en la física. María Goeppert-Mayer murió en febrero de 1972.



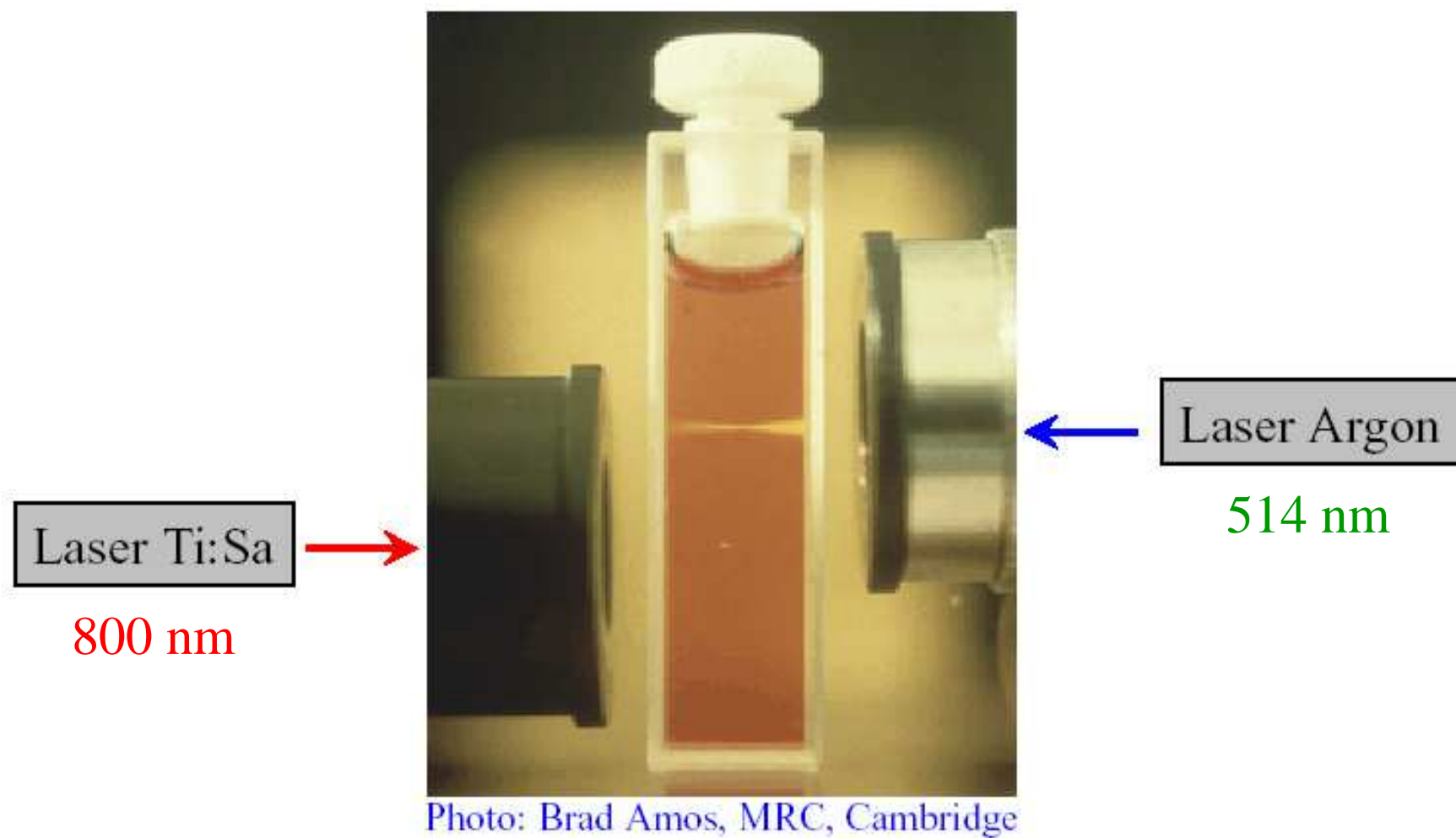
Absorción bifotónica



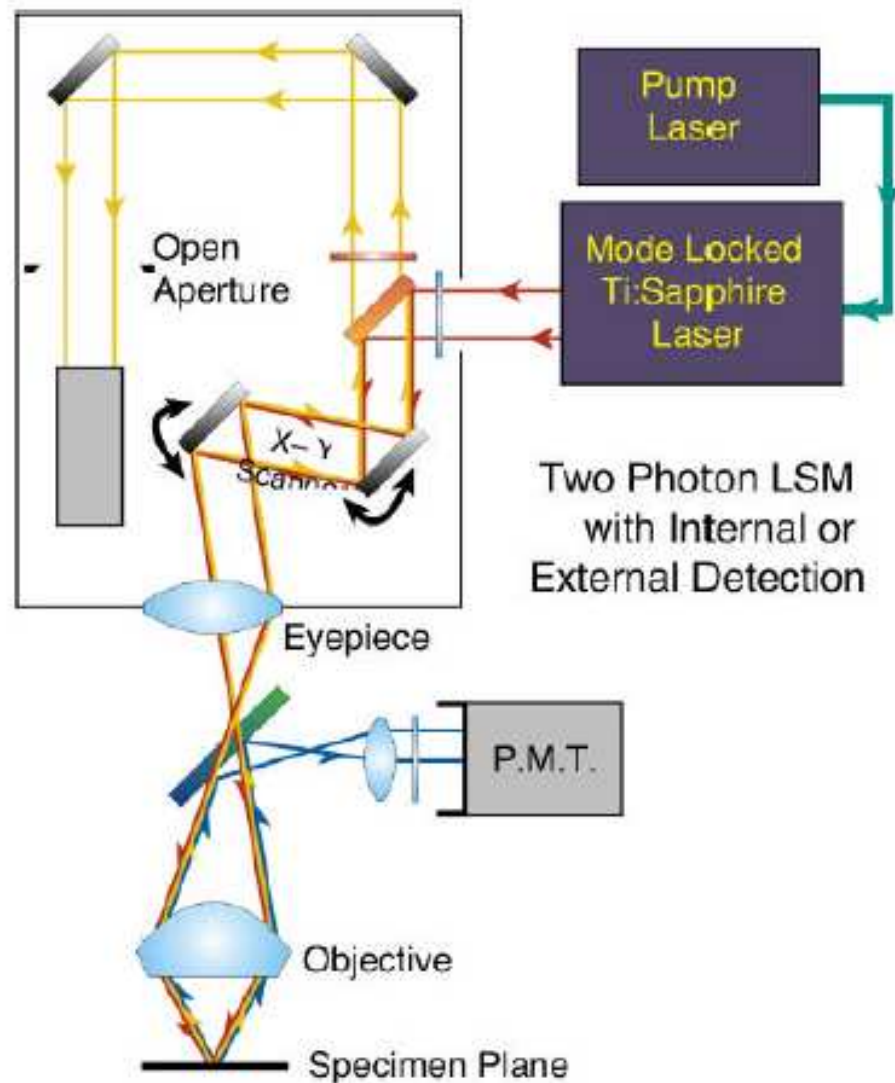
Ventages de la absorption bifotónica



Excitación con 2 fotones



Microscopía de fluorescencia multifotónica



- La excitación es directamente proporcional a la **potencia dos** de la intensidad de los fotones

-La probabilidad de excitación es inversamente proporcional a la distancia del plano focal a la **potencia cuatro**.

El huequito confocal no es mas necesario!

Une brève conclusion

L'optique classique « de Fresnel » est très utile...

...mais il existe de nombreuses situations où l'on doit aller au-delà.

L'optique non-linéaire, qui est apparue avec les lasers en 1960, est un domaine aujourd'hui très riche :

- pour les **applications** : télécommunications, traitement des signaux optiques, sources lasers, ...
- mais aussi pour la **physique fondamentale**, car l'optique non-linéaire fait partie de la physique non-linéaire : instabilités, chaos, morphogénèse, solitons, ...
- et ses **aspects inter-disciplinaires** : science des matériaux, chimie, biologie (techniques de microscopie non-linéaire), ...

L'optique non-linéaire est l'outil de base de l'opticien quantique, qui cherche à comprendre ce que représente réellement un photon.

Bibliographie

- [1] Cours de **Manuel Joffre**, *Optique non-linéaire* (DEA Physique Quantique de l'Ecole Polytechnique)
WEB : http://www.lob.polytechnique.fr/personnel/manuel_joffre/manuel.joffre.htm
- [2] Cours de **Robert Frey**, *Electromagnétisme non-linéaire* (DEA Lasers et Matière de l'Université Paris-XI).
- [3] Cours de **J.-Y Courtois** (Chapitre 4 du livre : *Les lasers - Leurs applications scientifiques et médicales*, C. Fabre et J.-P. Pocholle, éditeurs scientifiques, EDP Sciences, 1996 (ISBN : 2-86883-279-2)
WEB : http://books.edpsciences.com/articles_books/textes/lasers.html
- [4] *L'optique non-linéaire et ses matériaux*, **R. Levy** et **J.M. Jonathan**, éditeurs scientifiques, EDP Sciences, 2000 (ISBN : 2-86883-507-4).
- [5] **F. Jonsson**, *Lecture notes on nonlinear optics*, présentées au Royal Institute of Technology, Stckholm, Suède (8 Janvier-24 Mars 2003).
WEB : <http://www.laserphysics.kth.se/nlopt/default.html>
- [6] **W. Ubachs**, *Nonlinear optics, lecture notes*, présentées au Centre Laser de l'Université Libre d'Amsterdam, Hollande (2001).
WEB : <http://www.nat.vu.nl/~wimu>
- [7] **N. Bloembergen**, *Nonlinear optics*, 4th ed., World Scientific, 1996.
- [8] **Y.S. Chen**, *The principle of nonlinear optics*, John Wiley & Sons, 1984.
- [9] **D.L. Mills**, *Nonlinear optics : basic concepts*, Springer-Verlag, 1991.
- [10] **P.N. Butcher** et **D. Cotter**, *The elements of nonlinear optics, Cambridge studies in modern optics*, Cambridge University Press, Cambridge (1990).
- [11] **R.A. Fisher**, *Optical phase conjugation*, Academic Press (1983).
- [12] **A. Yariv** et **P. Yeh**, *Optical Waves in Crystals : Propagation and Control of Laser Radiation*, Wiley-Interscience (2003).
- [13] **V.G. Dmitriev**, **G.G. Gurzadyan** et **D.N. Nikogosyan**, *Handbook of nonlinear optical crystals*, Springer Series in Optical Sciences 64, Springer Verlag, Berlin (1991).

Fin del curso
Muy agradecido por su indulgencia

