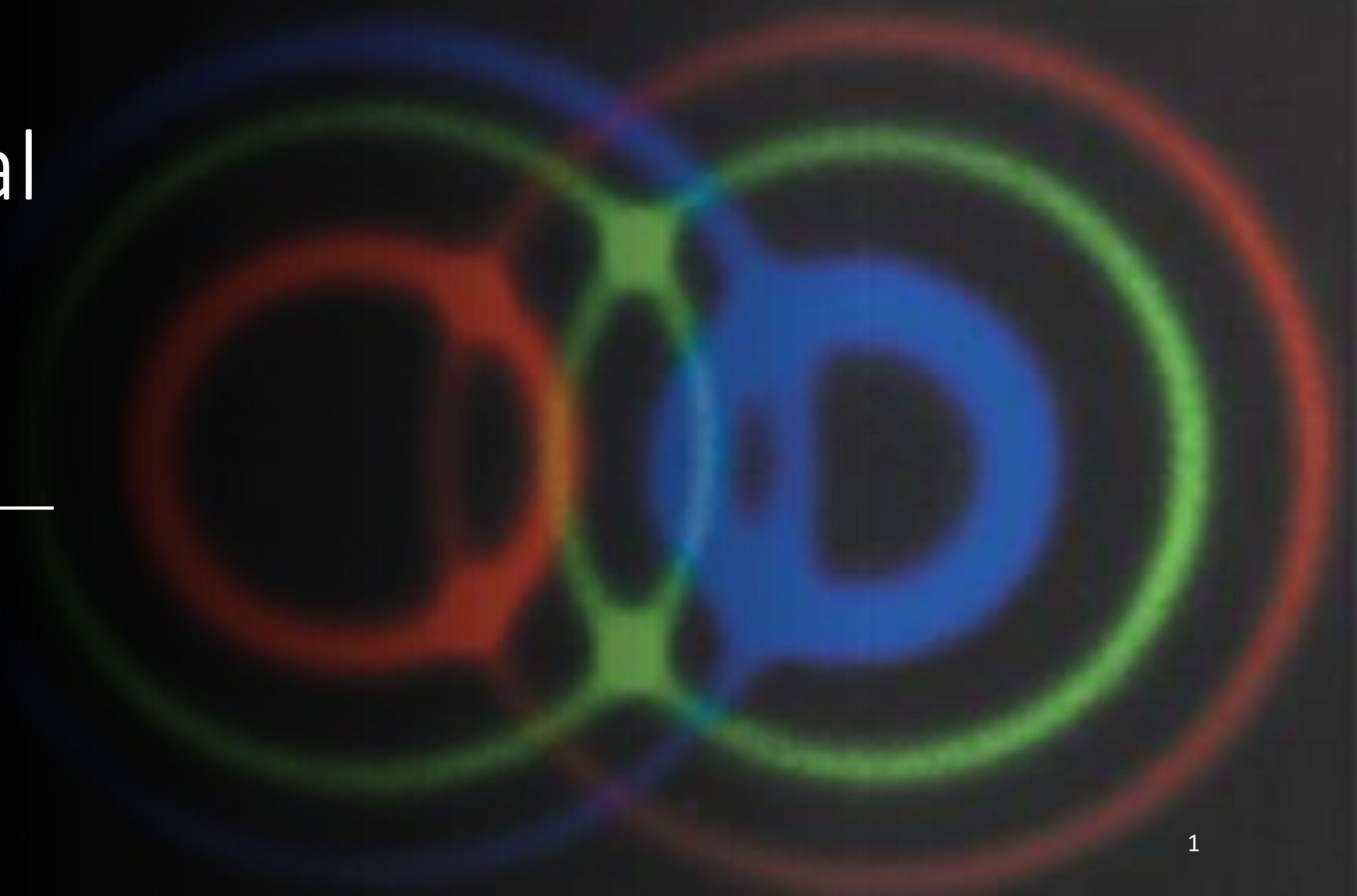
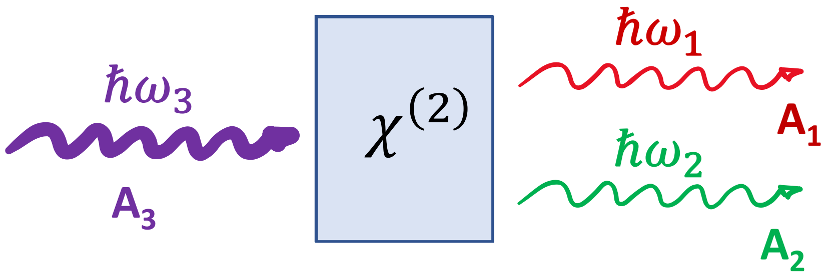
Optica no lineal y ultra-rápida

Clase 7



Generación de frecuencia diferencia – (de clase 6)



Ecuaciones acopladas

$\Rightarrow$ las ecuaciones (6.9) las escribimos:

$$(6.10)\begin{cases} (a) & \dfrac{\partial A_1}{\partial z} = \dfrac{i\,\omega_1^2}{k_1 c^2}\, d_{eff}\, A_3 A_2^* \, e^{i\Delta k} \\ (b) & \dfrac{\partial A_2}{\partial z} = \dfrac{i\,\omega_2^2}{k_2 c^2}\, d_{eff}\, A_3 A_1^* \, e^{i\Delta k} \end{cases}$$

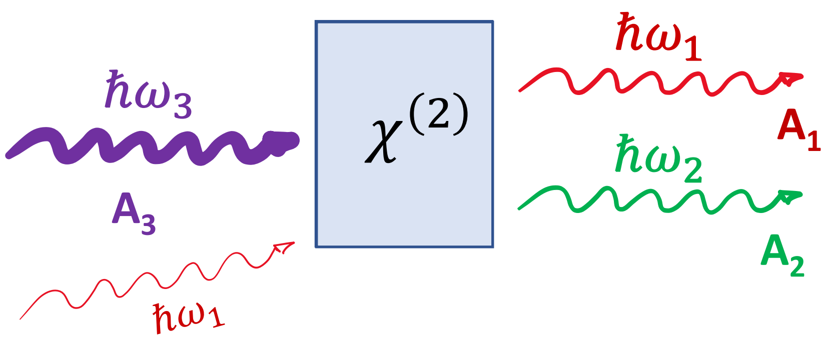
$\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$

con

$\Delta k = k_3 - k_1 - k_2$

e ignoramos la ecuación para A_3

Generación de frecuencia diferencia – (de clase 6)

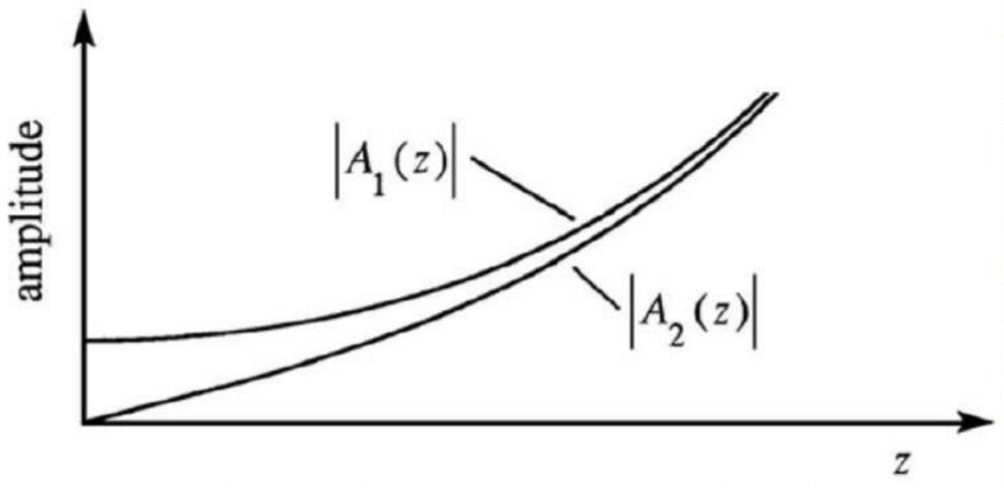


Ecuaciones acopladas

$$\boxed{A_1(z) = A_1(0)\cosh(\kappa z)}$$

$$\boxed{A_2(z) = i\left(\frac{n_1\omega_2}{n_2\omega_1}\right)^{1/2}\frac{A_3}{|A_3|}A_1^*(0)\sinh(\kappa z)} \quad (6.18)$$

donde $\kappa^2 = \dfrac{4\, d_{eff}^2\, \omega_1^2\, \omega_2^2}{k_1\, k_2\, c^4}|A_3|^2$ (6.14)



$A_2(0) = 0$ y $A_1(0)$ un valor fijo dado

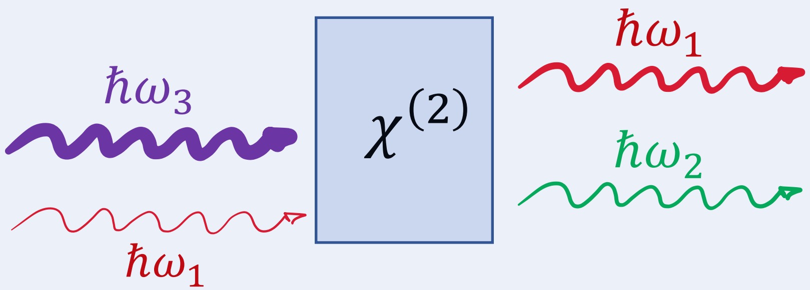
condiciones iniciales

A_3 constante

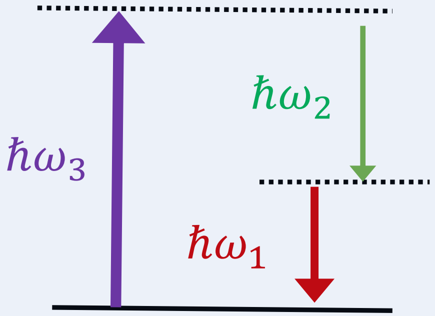
phase matching perfecto $\Delta k = 0$

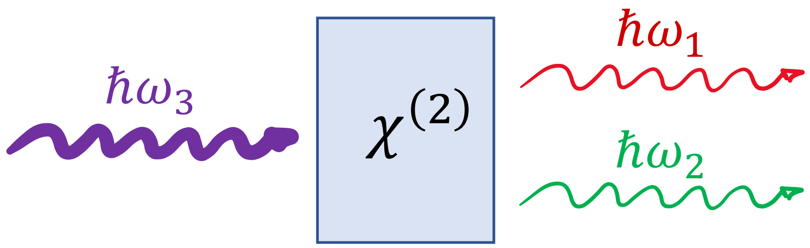
Procesos $\chi^{(2)}$ de mezcla de 3 ondas

DFG– Generación de frecuencia diferencia

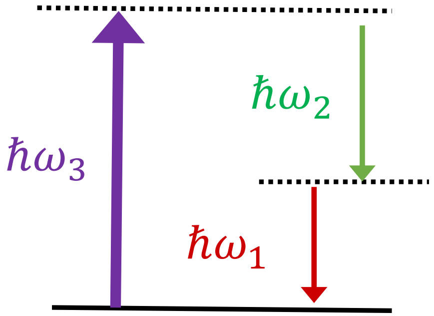


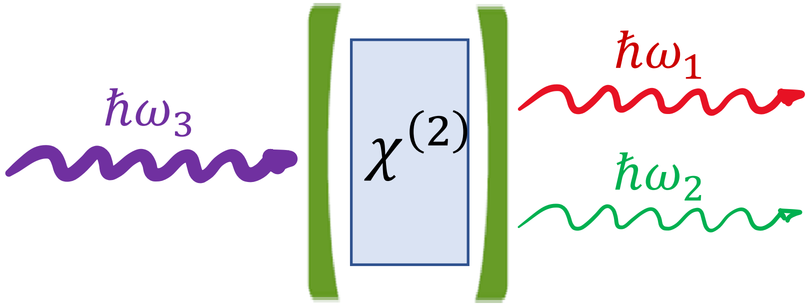
Amplificación óptica paramétrica
Optical parametric amplification
OPA



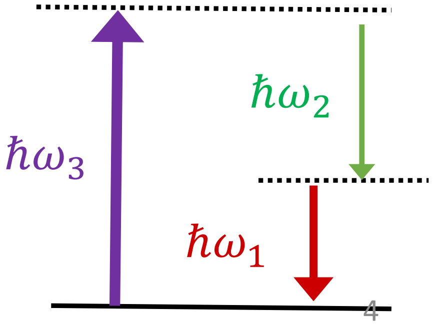


Fluorescencia paramétrica
Spontaneous parametric down conversion
SPDC

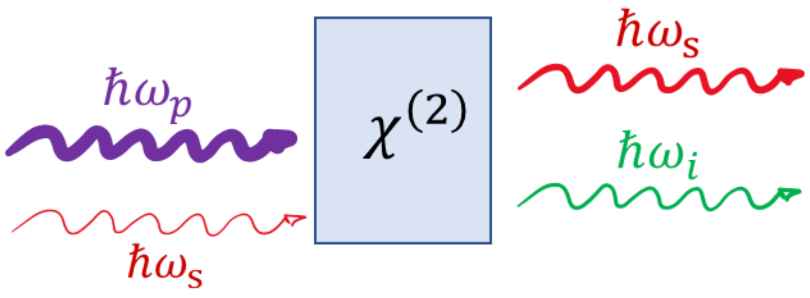




Oscilación óptica paramétrica
Optical parametric oscillation
OPO



Por razones históricas y por convención, la jerga en este campo, es llamar a las frecuencias "pump" (bombeo), "signal" (señal) y "idler" (acompañante?)

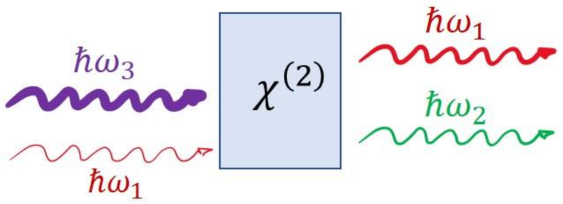


$$\omega_p = \omega_3$$

$$\omega_s = \omega_1$$

$$\omega_i = \omega_2$$

Amplificación óptica paramétrica OPA



Valen las ecuaciones (6.18), pero vamos a escribirlas para un caso mas general que el *phase matchin*g perfecto, condiciones de contorno mas generales

$$A_1(z) = \left[A_1(0)\left(\cosh gz - \frac{i\Delta k}{2g}\sinh gz\right) + \frac{\kappa_1}{g}A_2^*(0)\sinh gz\right]e^{i\Delta kz/2}$$

(7.1)

$$A_2(z) = \left[A_2(0)\left(\cosh gz - \frac{i\Delta k}{2g}\sinh gz\right) + \frac{\kappa_2}{g}A_1^*(0)\sinh gz\right]e^{i\Delta kz/2}$$

$$A_3(z) = \text{cte}$$

llamando ahora "ganancia" al argumento de las funciones, donde

$$g = \left[\kappa_1\kappa_2^* - (\Delta k/2)^2\right]^{1/2} \qquad \kappa_i = \frac{2i\omega_i^2 d_{\text{eff}} A_3}{k_i c^2} \tag{7.2}$$

Obs: Si estoy fuera de *phase matching*, $\Delta k \neq 0$, la ganancia puede hacerse cero ajustando la potencia del pump

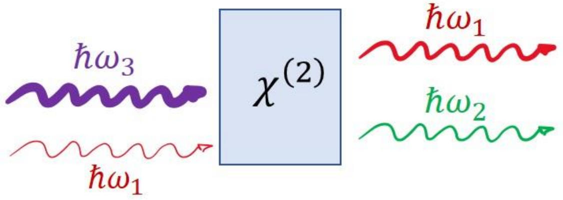
$$\Delta k = 0$$

$$\boxed{A_1(z) = A_1(0)\cosh(\kappa z)}$$

$$\boxed{A_2(z) = i\left(\frac{n_1\omega_2}{n_2\omega_1}\right)^{1/2}\frac{A_3}{|A_3|}A_1^*(0)\sinh(\kappa z)}$$

$$\kappa^2 = \frac{4 d_{eff}^2\,\omega_1^2\,\omega_2^2}{k_1 k_2 c^4}|A_3|^2$$

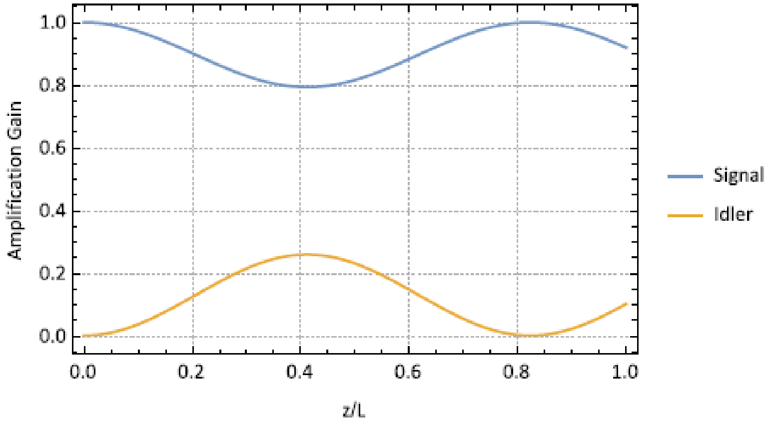
Amplificación óptica paramétrica OPA



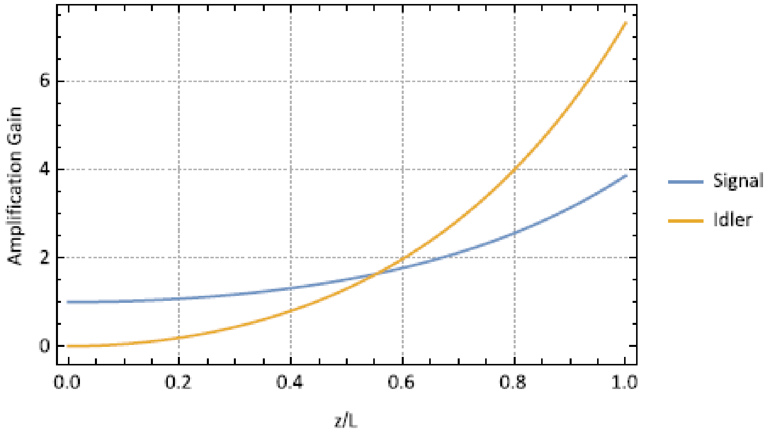
La ganancia escrita en función del κ de la clase 6 y el "mismatch" Δk es

$$g^2 = \kappa^2 - \left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2$$

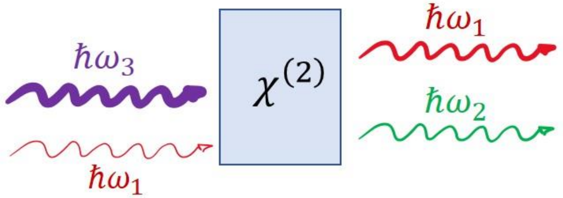
$g^2 < 0$ **Solución oscilatoria**



$g^2 > 0$ **Amplificacion**



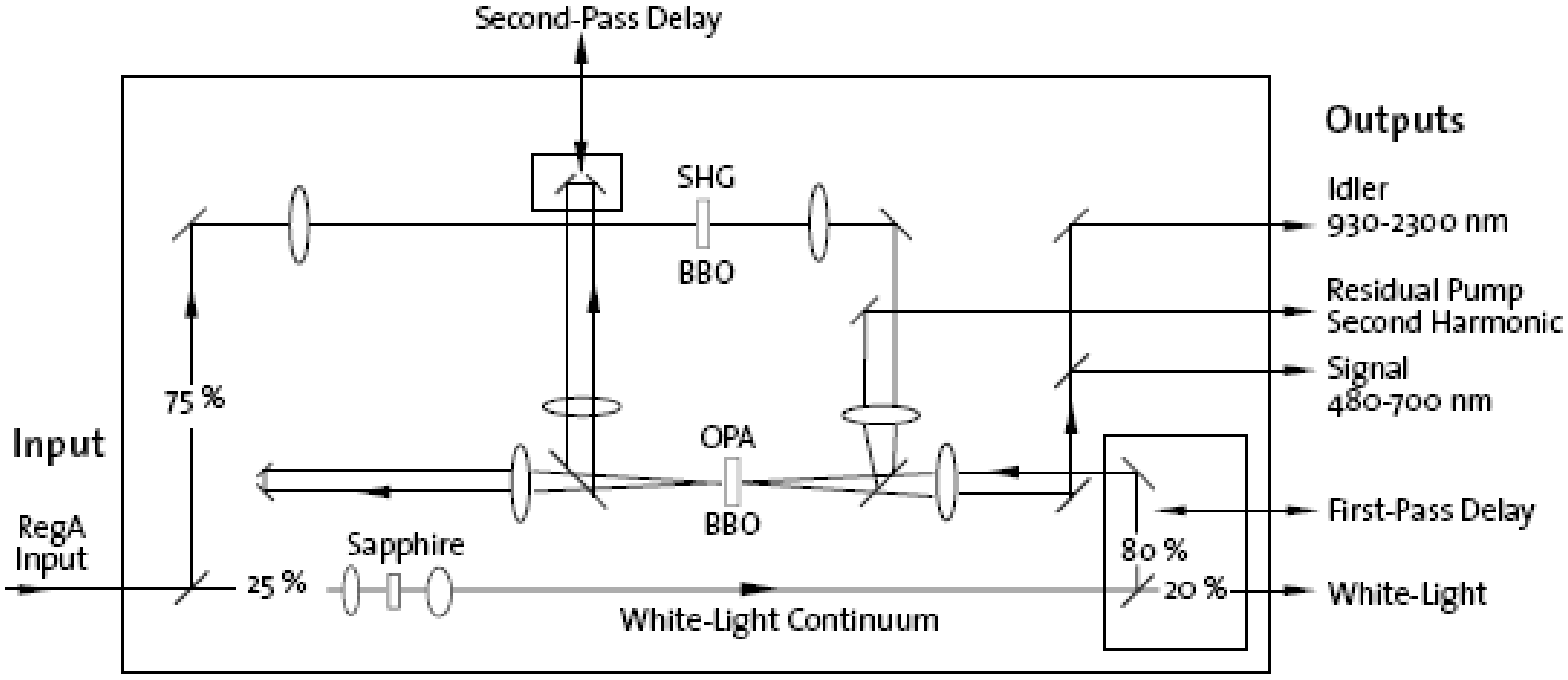
Amplificación óptica paramétrica OPA



OPA 9400/9450

Physical dimensions of Laser Head (L x W X H)

72.0 X 40.8 x 19.5 cm (28.8 x 16.3 x 7.8 in)



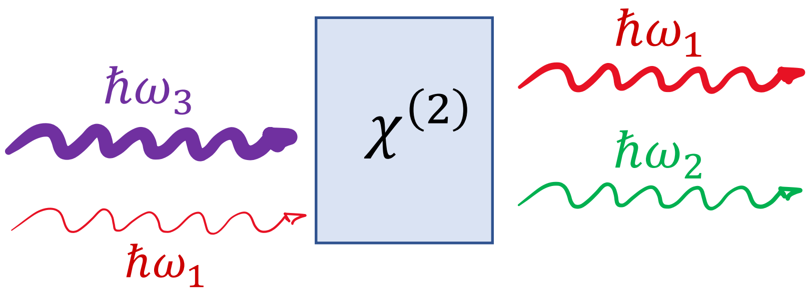
OPA 9400/9800 Series™

Optical Parametric Amplifiers for RegA 9000/9050 Regenerative Amplifier Accessory

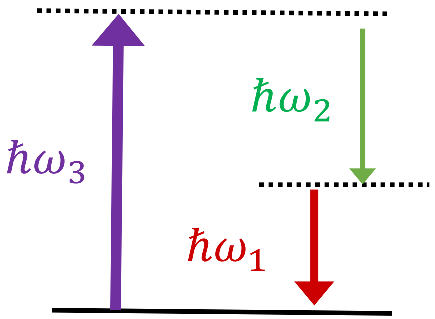
	OPA 9400	OPA 9450	OPA 9800	OPA 9850
Repetition-Rate (kHz)	250			
Pulse Energy (nJ)	80		160	
Average Power (mW)	20		40	
Signal Output (nm)	480 to 700		1200 to 1600	
Idler Output (nm)	933 to 2300		1600 to 2400	
Pulse Width	<225 fs AC	See Note[4]	<225 fs	See Note[4]
Noise[2] (%)	±2.0			
Stability[3] (%)	±2.0			
M^2	<2.0			

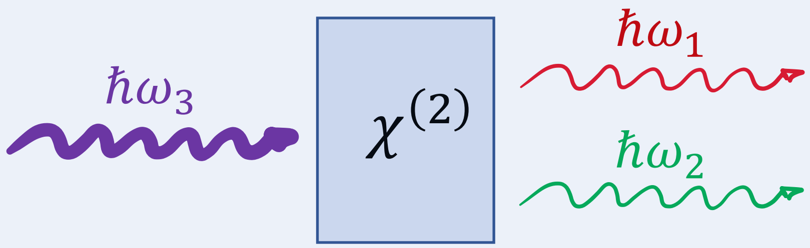
Procesos $\chi^{(2)}$ de mezcla de 3 ondas

DFG– Generación de frecuencia diferencia

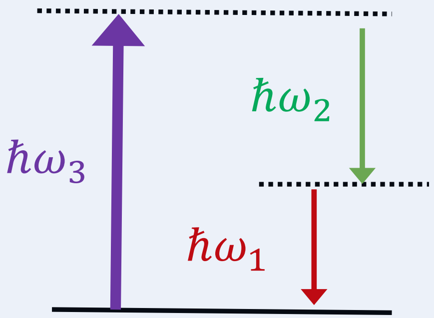


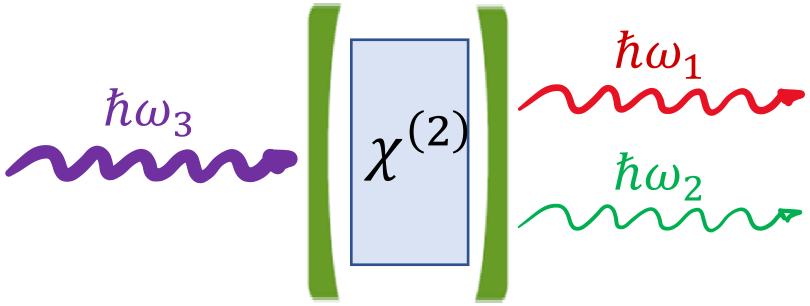
Amplificación óptica paramétrica
Optical parametric amplification
OPA



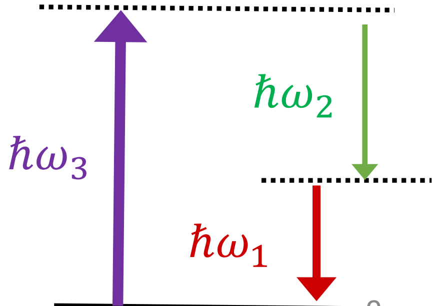


Fluorescencia paramétrica
Spontaneous parametric down conversion
SPDC

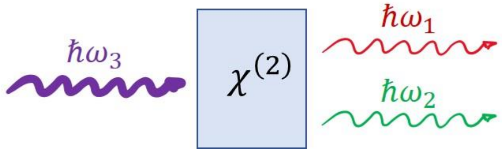




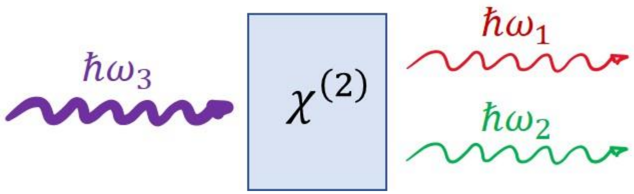
Oscilación óptica paramétrica
Optical parametric oscillation
OPO



Spontaneous parametric down-conversión- SPDC



Si bien SPDC fue medido por primera vez en 1970 (*Burnham and Weinberg PRL 1970;25:84***) no fue realmente utilizado hasta los 90, ya que SPDC está en el corazón de las tecnologías cuánticas y provee una fuente de fotones entrelazados**



$\Delta k = 0$

$$A_1(z) = A_1(0)\cosh(\kappa z)$$

$$A_2(z) = i\left(\frac{n_1\omega_2}{n_2\omega_1}\right)^{1/2}\frac{A_3}{|A_3|}A_1^*(0)\sinh(\kappa z)$$

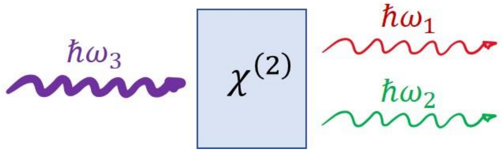
$$\kappa^2 = \frac{4 d_{eff}^2\,\omega_1^2\,\omega_2^2}{k_1 k_2 c^4}|A_3|^2$$

En este caso, como en el de OPO, $A_1(0) = 0$, entonces los campos de señal y idler no podrían existir si son válidas las expresiones de la óptica no lineal clásica que vimos en (6.18) y (7.1) .

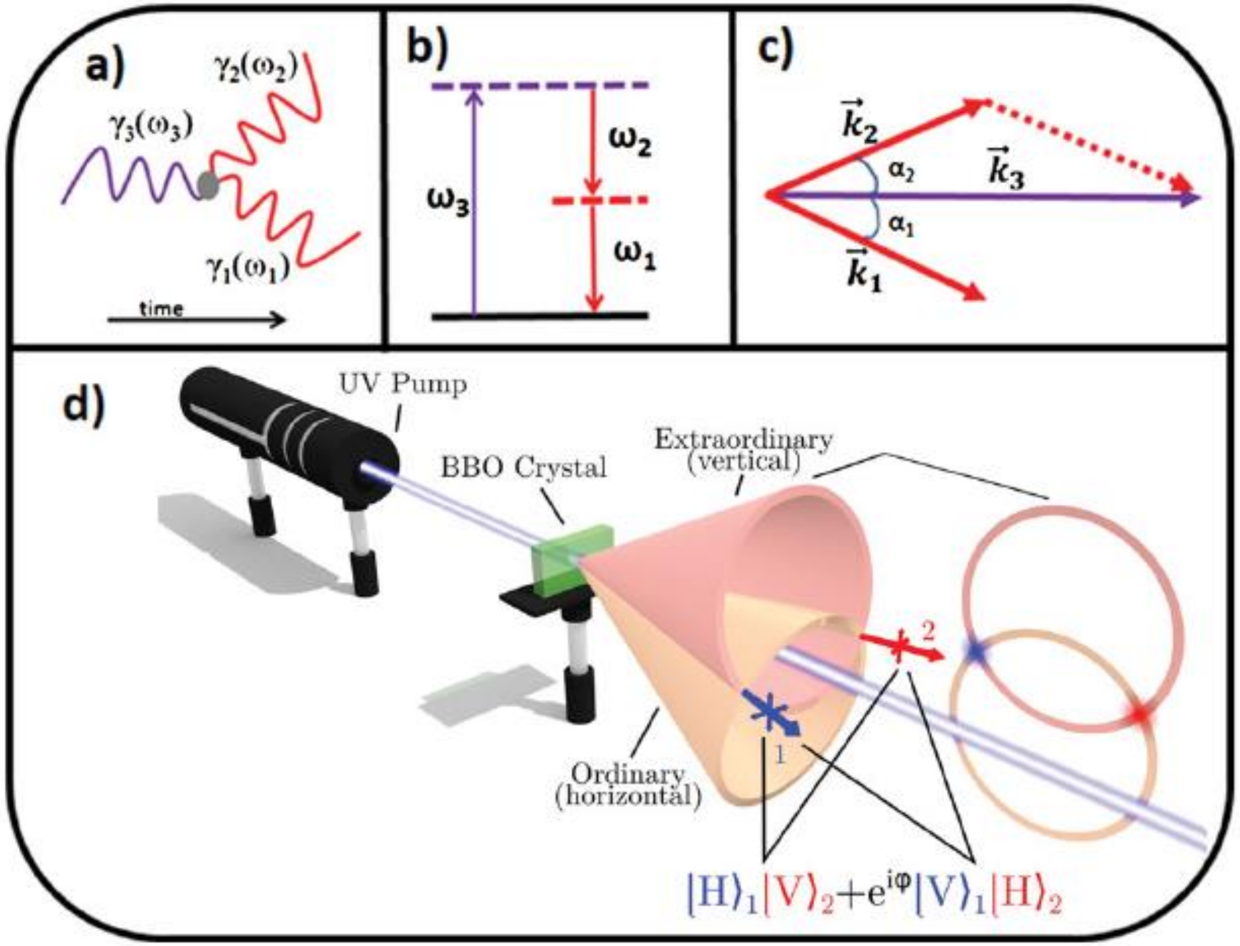
Lo que se tiene o se amplifica (en el caso del OPO) son fluctuaciones cuánticas del vacío, que serán la fuente de fotones que puede iniciar el proceso. En el análisis clásico, si se tiene una entrada, uno puede tener mezclas pero serán todos múltiplos, sumas y restas, no pueden aparecer submúltiplos. Este proceso solo se explica por un tratamiento cuántico con operadores de creación y aniquilación. Se pueden "crear" fotones donde antes no había.

De todas maneras, vamos a hacer un análisis clásico (con algún truquito) y una discusión cuántica breve, para ver cómo se resuelve este problema que es muy relevante para muchos experimentos que involucran tecnologías cuánticas.

Spontaneous parametric down-conversión- SPDC



Típico experimento de SPDC

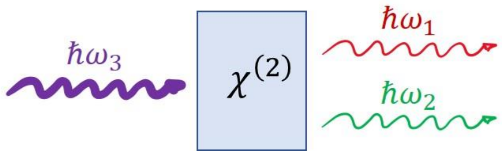


Se consiguen que señal y idler estén entrelazados en:

- polarización
- tiempo y energía
- posición y momento lineal
- posición y momento angular

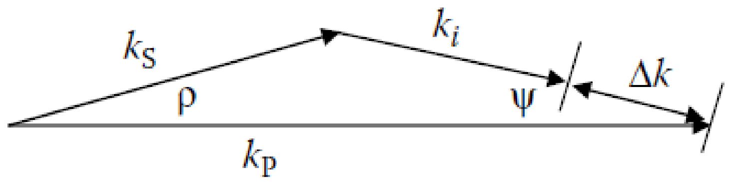
Christophe Couteau (2018): Spontaneous parametric down-conversion, Contemporary Physics.

Spontaneous parametric down-conversión- SPDC

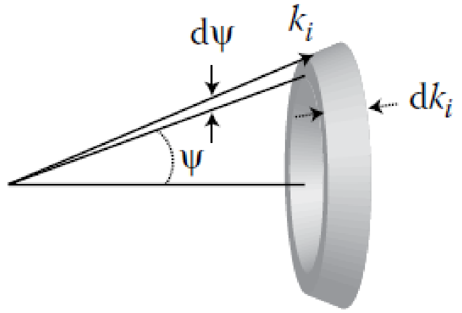


SPDC – modelo clásico (sección 6.5 del Powers)

En esta aproximación al problema suponemos que hay un segundo input además del *pump*, que tiene un origen cuántico, debido al acoplamiento con el campo electromagnético del vacío. Entonces, suponemos que un campo de bombeo incide en el cristal y se mezcla con variados campos de "*idler*" (cuyo origen en principio ignoramos), que tienen vectores *k* apuntando en direcciones arbitrarias.



$\overrightarrow{k_P} - \overrightarrow{k_s} - \overrightarrow{k_i} = \overrightarrow{\Delta_k}$



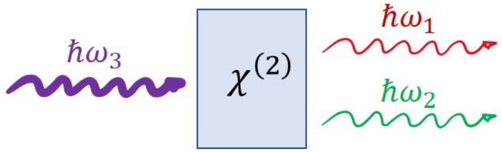
Esos vectores k tienen magnitudes entre k_i y $k_i + \mathbf{d}k_i$ y ángulos polares entre Ψ y $\Psi + \mathbf{d}\Psi$

Luego se calcula el volumen del anillo y se cuentan los modos electromagnéticos que entran en él, calculando el volumen de un modo (dado el *kx, ky, kz*, la relación con el volumen a través de las dimensiones de la caja *Lx,Ly,Lz*)

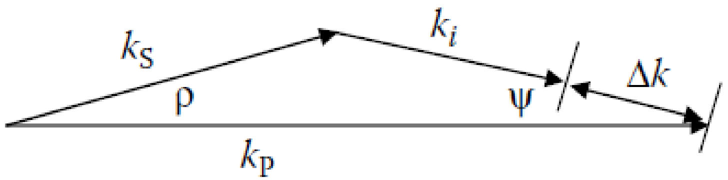
$$N_{modos} = \frac{k_i^2 \sin\Psi \,\mathrm{d}\Psi \,\mathrm{d}k_i V}{4\pi^2} \qquad (7.3)$$

Esos modos están poblados por fotones? Acá entonces es donde hacemos la suposición que los fotones provienen de las fluctuaciones cuánticas, son fotones que no se pueden extraer del sistema pero que pueden excitar la SPDC.
Se considera que cada modo permitido para el idler esta poblado por un fotón y que cada modo permitido para la señal está en cero. Con esas condiciones iniciales se resuelven ahora las ecuaciones acopladas

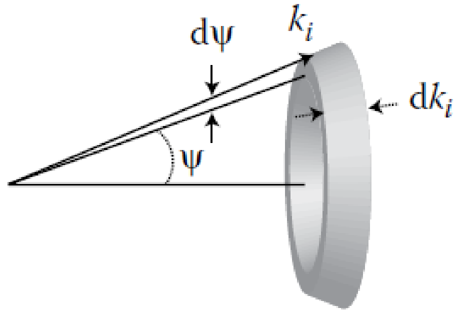
Spontaneous parametric down-conversión- SPDC



SPDC – modelo clásico (sección 6.5 del Powers)



$$\overrightarrow{k_P} - \overrightarrow{k_s} - \overrightarrow{k_i} = \overrightarrow{\Delta_k}$$



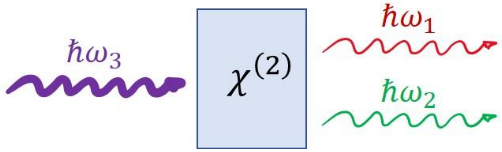
Con todas estas suposiciones queda para la potencia de la señal una expresión del tipo

$$dP_S(z) = \frac{\hbar n_S \omega_S^2 \omega_i d_{eff}^2}{4\pi^2 \varepsilon_0 c^5 n_P n_i} \frac{\sinh^2(gz)}{g^2} P_P\, \rho\, d\rho\, d\omega_S \qquad (7.4)$$

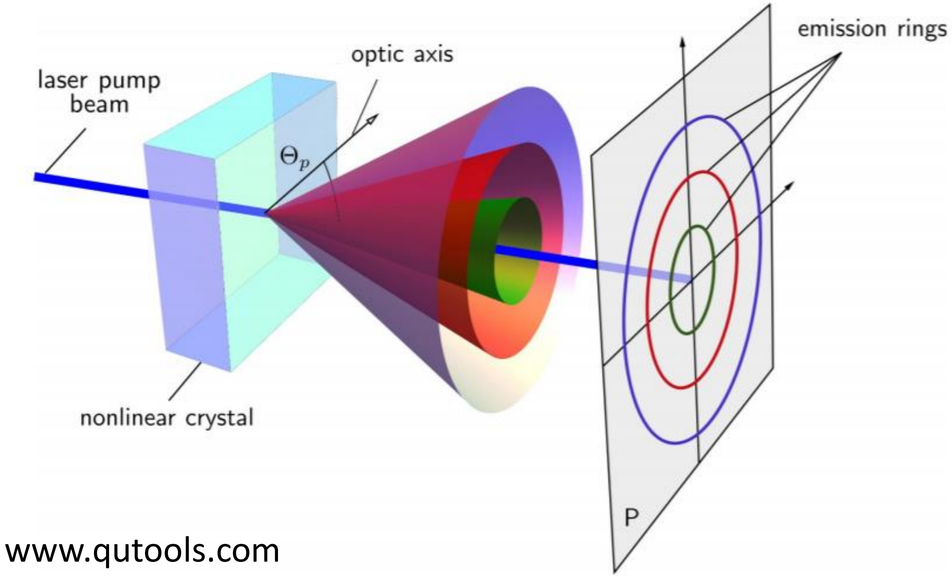
donde P_P es la potencia del pump, g es la ganancia que ya conocíamos que depende del *mismatch*. $g^2 = \kappa^2 - \left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2$

La potencia medida por un detector será la integral de (7.4) en ancho de banda y en ángulo de colección, que no son arbitrarios si no que están determinados por el *phase matching* a través de g, ya que las frecuencias y ángulos que resulten en un Δk muy grande, no contribuirán a la señal

Spontaneous parametric down-conversión- SPDC



SPDC – modelo clásico *(sección 6.5 del Powers)*



www.qutools.com

Ej: *phase matching* tipo I

$$e \mapsto o + o$$

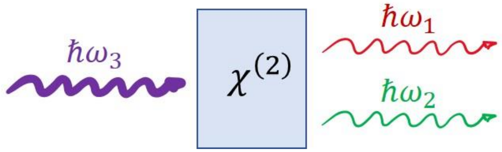
Con todas estas suposiciones queda para la potencia de la señal una expresión del tipo

$$\mathrm{d}P_S(z) = \frac{\hbar n_S \omega_S^2 \omega_i d_{\mathrm{eff}}^2}{4\pi^2 \varepsilon_0 c^5 n_P n_i} \frac{\sinh^2(gz)}{g^2} P_P\, \rho\, \mathrm{d}\rho\, \mathrm{d}\omega_S \qquad (7.4)$$

donde P_P es la potencia del pump, g es la ganancia que ya conocíamos que depende del *mismatch*. $g^2 = \kappa^2 - \left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2$

La potencia medida por un detector será la integral de (7.4) en ancho de banda y en ángulo de colección, que no son arbitrarios si no que están determinados por el *phase matching* a través de g, ya que las frecuencias y ángulos que resulten en un Δk muy grande, no contribuirán a la señal

Spontaneous parametric down-conversión- SPDC



SPDC – modelo cuántico - *Christophe Couteau (2018)*

$$\hat{H}_{\mathrm{SPDC}} = i\hbar\kappa\,(\hat{a}_1\hat{a}_2\hat{a}_3^{\dagger}e^{i\Delta\vec{k}.\vec{r}-i\Delta\omega.t} + \hat{a}_1^{\dagger}\hat{a}_2^{\dagger}\hat{a}_3e^{-i\Delta\vec{k}.\vec{r}+i\Delta\omega.t})$$
$$= i\hbar\kappa\,(\hat{a}_i\hat{a}_s\hat{a}_p^{\dagger}e^{i\Delta\vec{k}.\vec{r}-i\Delta\omega.t} + \hat{a}_i^{\dagger}\hat{a}_s^{\dagger}\hat{a}_pe^{-i\Delta\vec{k}.\vec{r}+i\Delta\omega.t}) \qquad (7.5)$$

Hamiltoniano de interacción. Primer término SFG
Segundo término: la aniquilación de un fotón a ω_3 se produce simultáneamente a la creación de un fotón a ω_1 y otro fotón a ω_2
La cuantificación del campo permite que un fotón de mayor energía se divida en dos de menor energía, que antes no existían, si consideramos un medio no lineal

$$\hat{a}_l^{\dagger}|vac\rangle = |1_l\rangle,$$
$$\hat{a}_l|1_l\rangle = |vac\rangle,$$

Los operadores de creación y aniquilación sobre los estados de vacío y 1 fotón en el modo l

Consideramos el caso degenerado $\omega_2 = \omega_1$ y usamos la notación de *pump*, señal, *idler* $\omega_p, \omega_s, \omega_i$.

$$|0_s, 0_i, N_p\rangle$$

Estado inicial

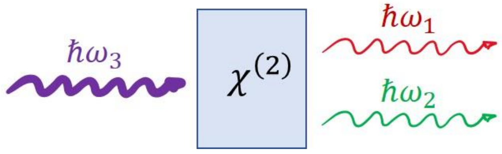
$$|\psi(t)\rangle = e^{\frac{1}{i\hbar}\int_0^t \hat{H}_{\mathrm{SPDC}}(t')dt'}|0_s, 0_i, N_p\rangle. \qquad (7.6)$$

Se propaga con la ec de Schrodinger

$$|\psi(t)\rangle \approx C_0|0_s, 0_i, N_p\rangle + C_1\frac{1}{i\hbar}\int_0^t \hat{H}_{\mathrm{SPDC}}(t')dt'|0_s, 0_i, N_p\rangle \qquad (7.7)$$

Taylor (hasta primer orden, pero los demás pueden aparecer)

Spontaneous parametric down-conversión- SPDC



SPDC – modelo cuántico - *Christophe Couteau (2018)*

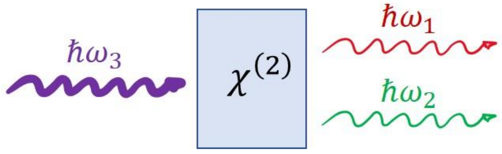
$$\boxed{|\psi(t)\rangle = C_0|0_s, 0_i, N_p\rangle + \kappa C_1 e^{-i\Delta\vec{k}.\vec{r}}|1_s, 1_i, N_p - 1\rangle} \tag{7.8}$$

Considerando que $\Delta\omega \approx 0$ la integral queda una delta y los operadores de creación y aniquilación se aplican directamente sobre el estado inicial

Observaciones

- **la constante de interacción κ es asimilable a la clásica (6.14)**
- **la intensidad I_{SPDC} es el cuadrado de (7.8) y la condición de *phase matching* aparece explicita.**
- **I_{SPDC} es un a función lineal de la potencia del *pump* (como en el caso clásico). Es razonable ya que un fotón del *pump* se divide en dos fotones que van a dos modos e-m distintos (no es cuadrática con la potencia de entrada). Esto se ve si se considera que $\hat{a}_P \approx E_P$ y se mira (7.5), es como un caso sin agotamiento del *pump*.**
- **Como $C_0 \gg C_1$ porque es un efecto muy poco eficiente estos eventos son interesantes para experimentos cuánticos ya que se manejan pocos fotones de a uno o pares**
- **En la realidad términos de orden superior aparecen, términos proporcionales a κ^2, etc, va a haber una probabilidad no cero de tener dos pares de fotones, etc**

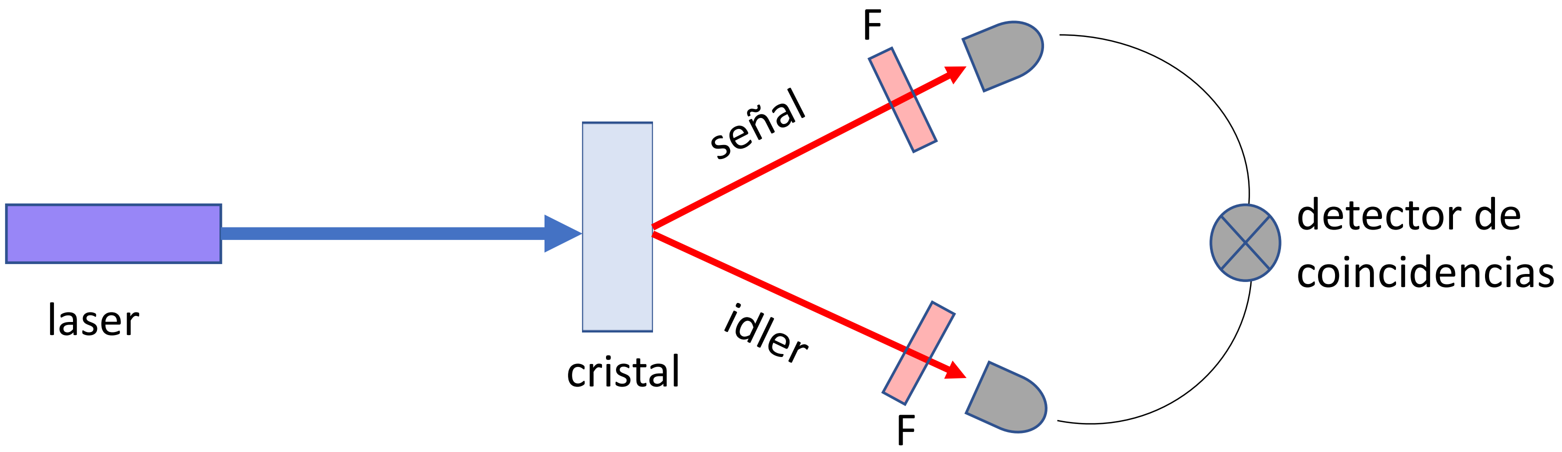
Spontaneous parametric down-conversión- SPDC



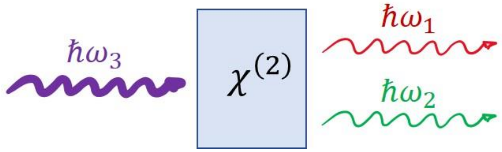
SPDC – modelo cuántico - *Christophe Couteau (2018)*

$$\boxed{|\psi(t)\rangle = C_0|0_s, 0_i, N_p\rangle + \kappa C_1 e^{-i\Delta\vec{k}.\vec{r}}|1_s, 1_i, N_p - 1\rangle} \qquad (7.8)$$

Para incrementar la eficiencia de detección de estos pares de fotones, frente a todo el fondo de estado inicial, se hacen experimentos de coincidencias, o sea doble detección de eventos en dos detectores (uno para señal y otro para idler) dentro de una escala temporal de ns.



Spontaneous parametric down-conversión- SPDC

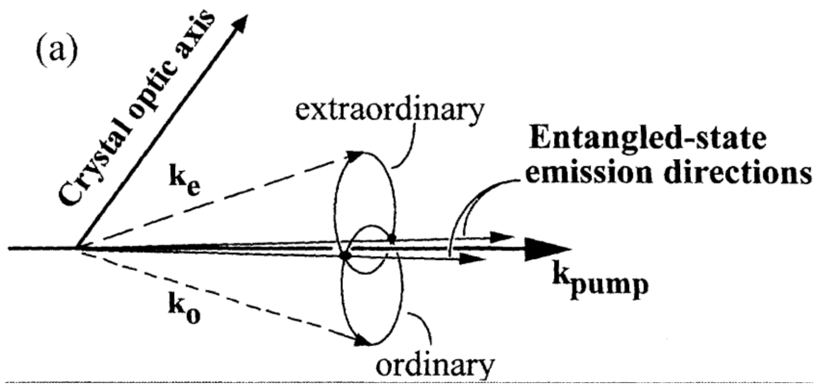


Ejemplo: SPDC en BBO

Como siempre se quiere trabajar en phase matching para optimizar el proceso. Para eso usamos los cristales birrefringentes, en particular los uniaxiales, acá el BBO
Se quiere hacer un phase matching no-colineal para que las 3 ondas vayan en diferentes direccion y entonces esten separadas espacialmente

$$e \mapsto o + o \text{ type I},$$

$$e \mapsto e + o \text{ type II}$$



Kwiat PG et al. New high intensity source of polarization-entangled photon pairs. Phys Rev Lett. 1995;75:4337–4341.

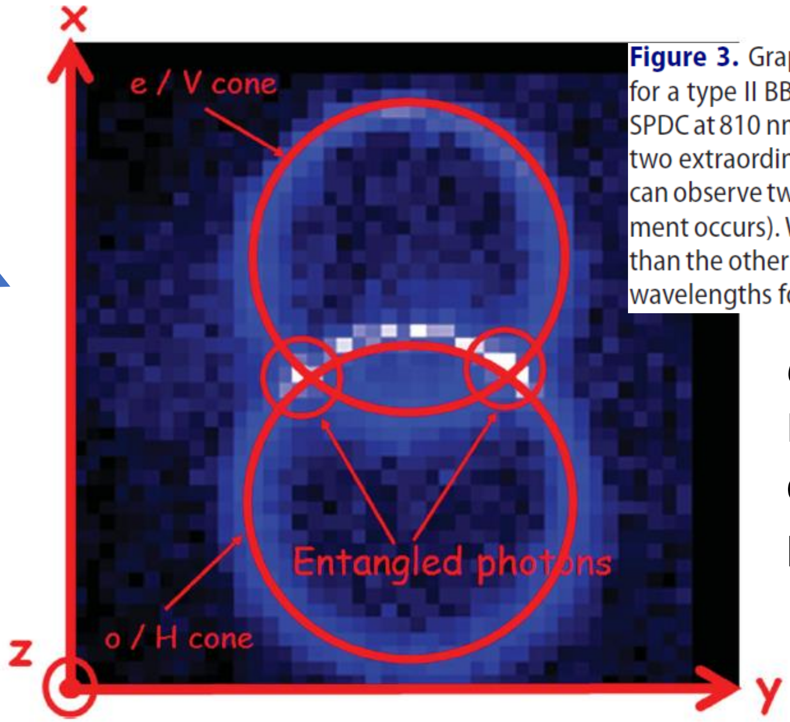
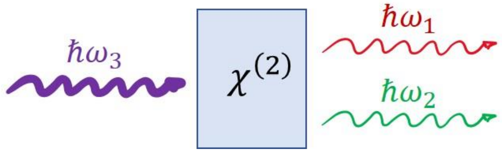


Figure 3. Graph representing the two outcoming cones of SPDC for a type II BBO crystal. This is an experimental transverse cut of SPDC at 810 nm behind a BBO crystal. The two circles represent the two extraordinary and ordinary beams. In this particular case, we can observe two intersection points (where polarisation entanglement occurs). We can also observe that one circle is slightly bigger than the other one due to crystal tilting and meaning that the two wavelengths for signal and idler are slightly different.

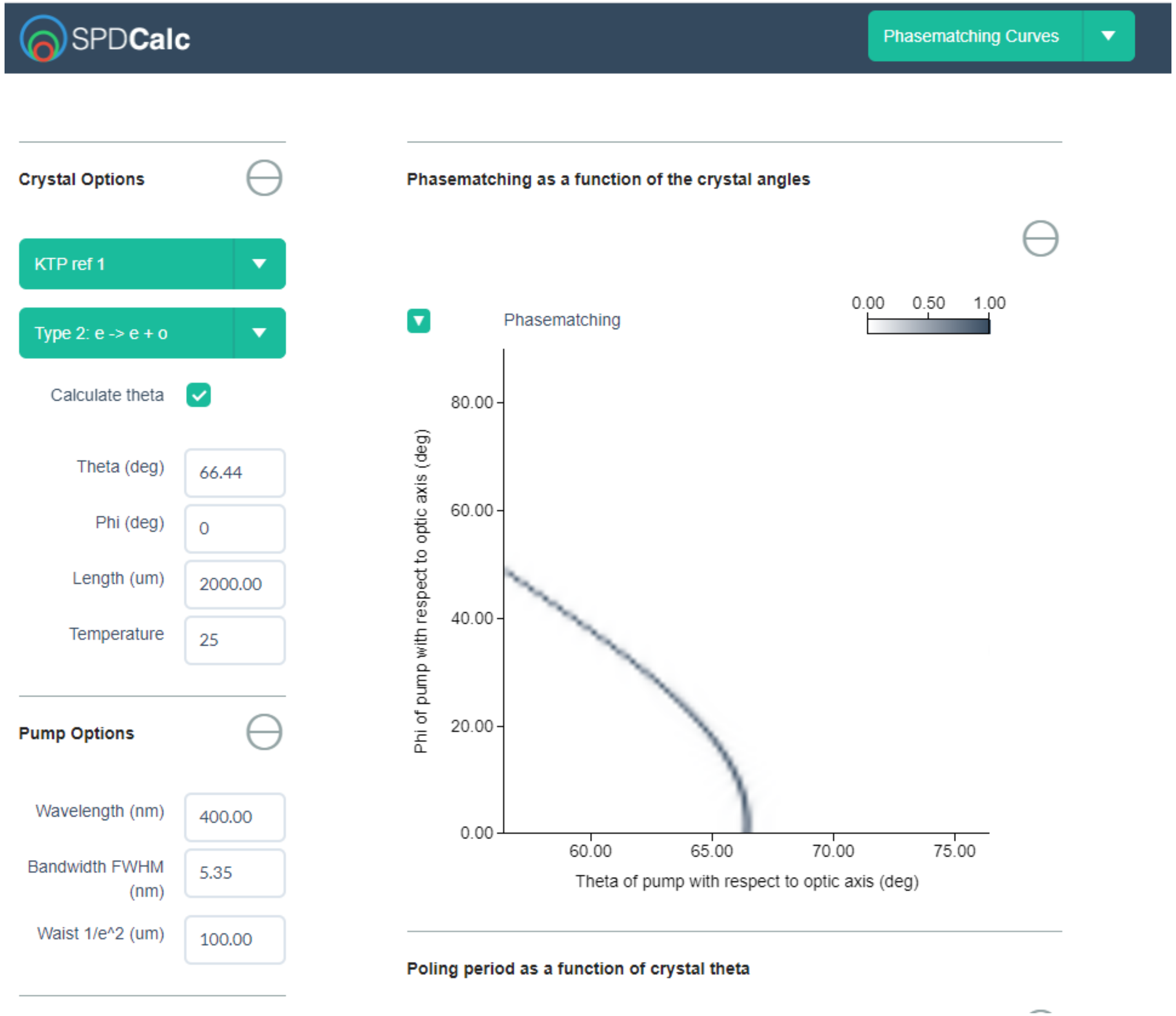
Couteau (2018)
Barrido con un detector sobre el plano

Pares entrelazados

Spontaneous parametric down-conversión- SPDC



http://spdcalc.org/



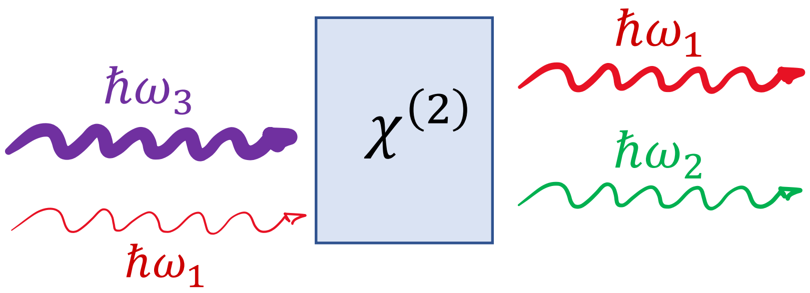
Las cuentas no son triviales para todas las situaciones experimentales de *phase matching* no colineal, se puede ir a esta pagina, y están todas las cuentas

Fijarse bien definición de ángulos, etc en el paper:

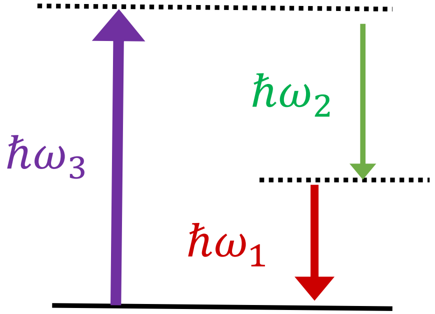
Boeuf et al.Opt. Eng. 39(4) 1016–1024 (2000)

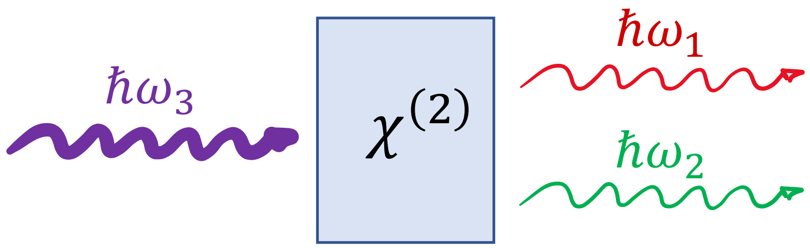
Procesos $\chi^{(2)}$ de mezcla de 3 ondas

DFG– Generación de frecuencia diferencia

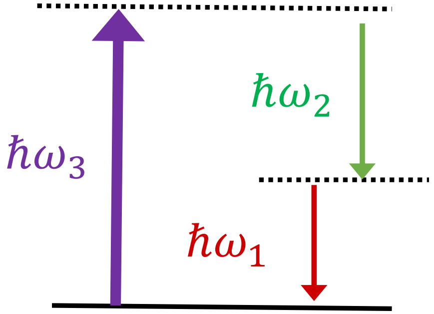


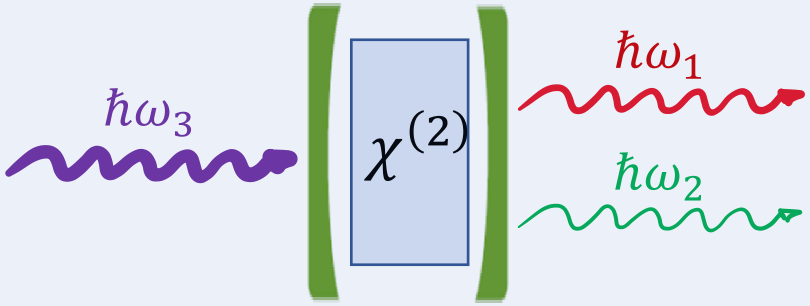
Amplificación óptica paramétrica
Optical parametric amplification
OPA



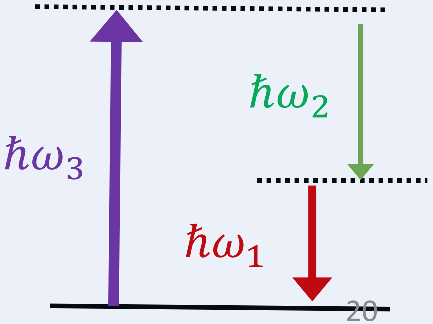


Fluorescencia paramétrica
Spontaneous parametric down conversion
SPDC

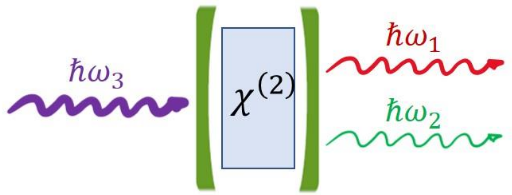




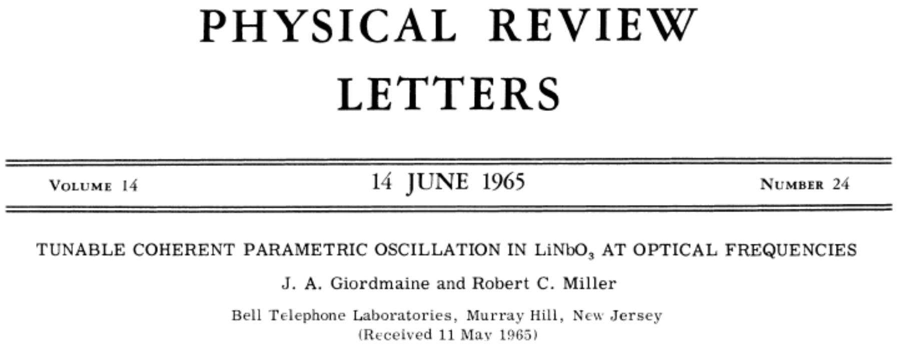
Oscilación óptica paramétrica
Optical parametric oscillation
OPO



Oscilación óptica paramétrica OPO



Estamos en el caso de SPDC, pero ahora hay que realimentar para tener una intensidad apreciable. O sea que hay que poner el medio no lineal entre dos espejos y armar un resonador óptico.
La idea es que pasando varias veces por el cristal se aumenta el largo de interacción



PHYSICAL REVIEW LETTERS

VOLUME 14 | 14 JUNE 1965 | NUMBER 24

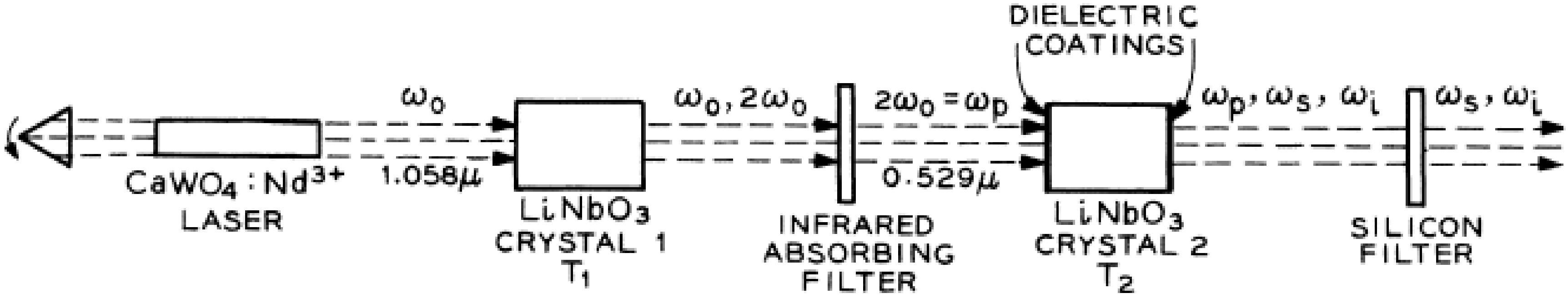
TUNABLE COHERENT PARAMETRIC OSCILLATION IN $LiNbO_3$ AT OPTICAL FREQUENCIES

J. A. Giordmaine and Robert C. Miller

Bell Telephone Laboratories, Murray Hill, New Jersey

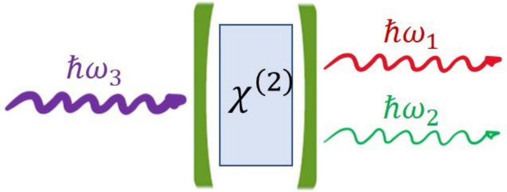
(Received 11 May 1965)

Primera realización

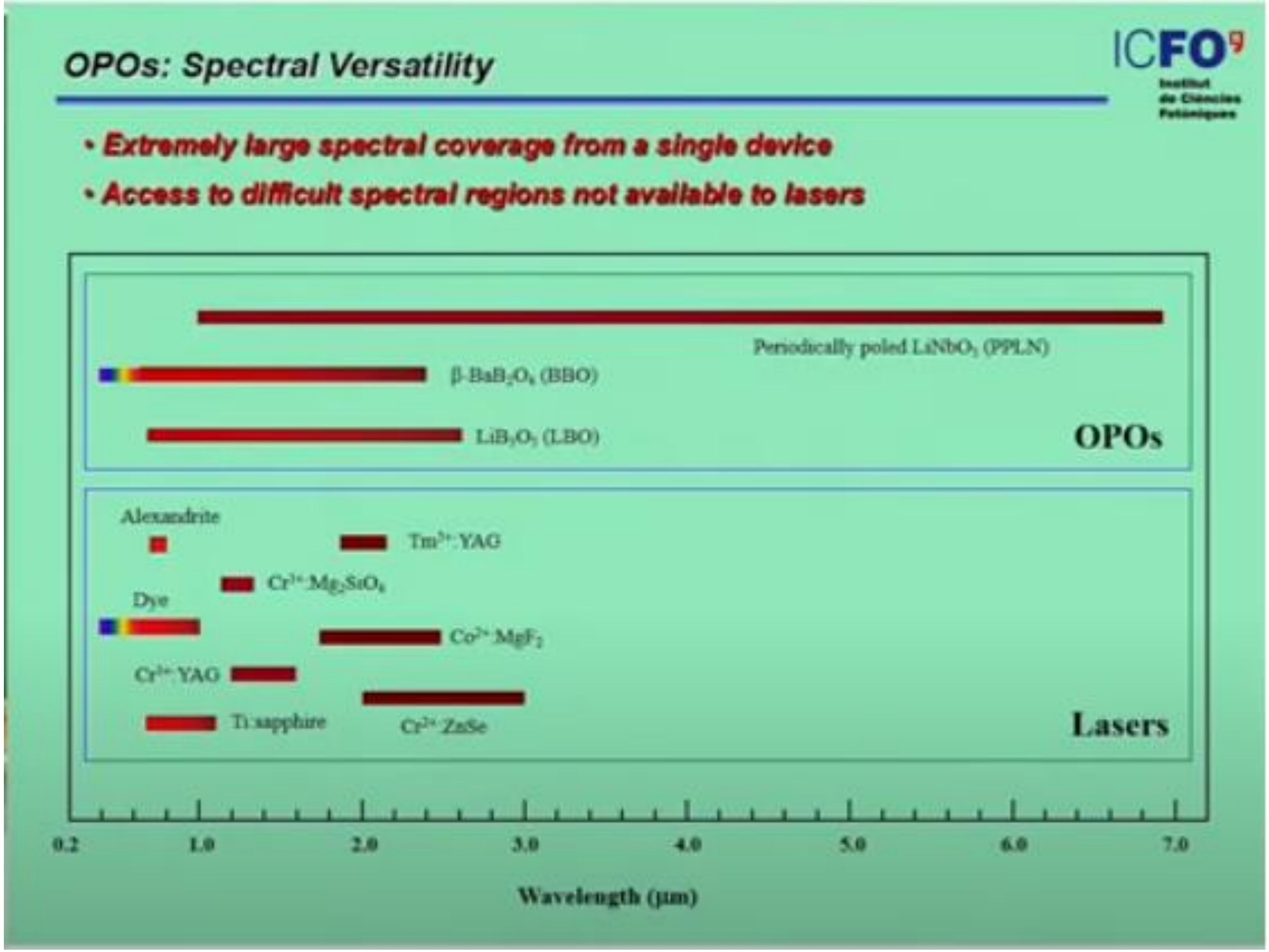


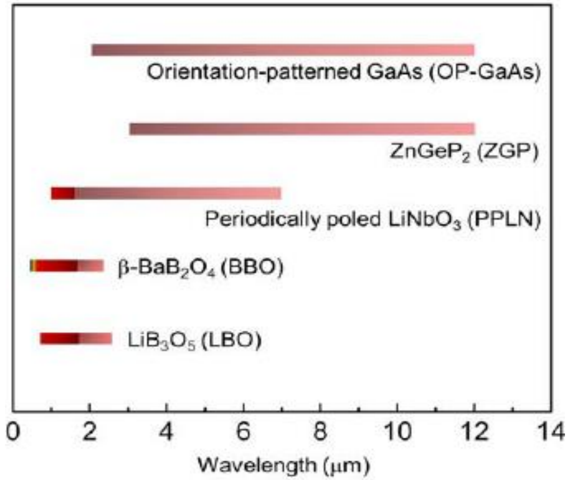
Cambian la T para sintonizar (se puede rotar el cristal también). Lo hacen en 2 pasos, primero se genera SHG para comenzar a bajar la energía desde ahí, la salida está entre 970 y 1160 nm

Oscilación óptica paramétrica OPO



Ventajas del OPO



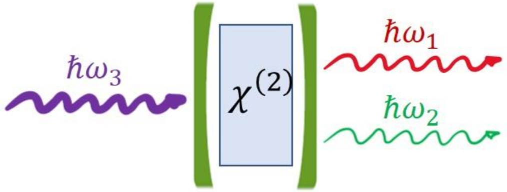


Optical Parametric Oscillators

Majid Ebrahim-Zadeh

ICFO

Oscilación óptica paramétrica OPO



Ventajas del OPO

- Sintonizabilidad
- Versatilidad temporal. Se pueden conseguir OPOs desde CW hasta femtosegundos.

En los OPOs , se copia mas o menos bien el duración temporal del bombeo, es decir si se bombea con ns, ps, fs. Esto es porque el OPO no es un sistema de acumulación de energía, los procesos no lineales son procesos "instantáneos". El mecanismo de ganancia del OPO es la oscilación del dipolo que es ultra-rápida, o sea la respuesta de la susceptibilidad.

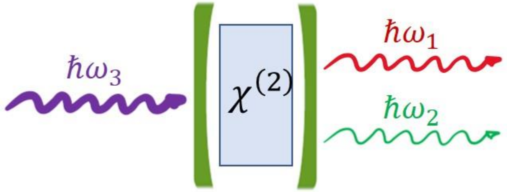
En los láseres en cambio la habilidad de generar pulso cortos depende del medio de ganancia, x ej en el Ti:Za la vida media del estado es corta, la ganancia es de espectro ancho y se pueden generar pulsos de fs. Pero en Nd:Yag la vida media es larga y se generan pulsos de no ps como muy cortos.

- Se pueden generar pulsos de mucha energía y potencias altas (30W, 200nJ)
- Se pueden conseguir altas eficiencias.

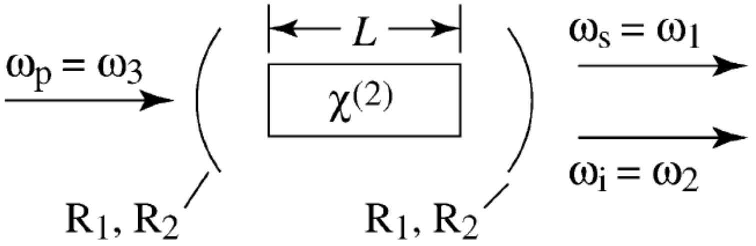
Desventajas del OPO

- Necesita materiales no lineales transparentes, *phase matching*, umbral de daño alto, estabilidad química y mecánica
- El bombeo tiene que ser muy bueno, intensidad alta, coherencia espacial y temporal.

Oscilación óptica paramétrica OPO



Como en SPDC se amplifica desde el ruido cuántico, pero como la señal va a ser muy grande, “podemos” tomar las ecuaciones acopladas (7.1) y asumir que el campo inicial está presente



$$g = \left[\kappa_1 \kappa_2^* - (\Delta k/2)^2\right]^{1/2} \qquad (7.2)$$

$$\kappa_i = \frac{2i\omega_i^2 d_{\text{eff}} A_3}{k_i c^2}$$

Boyd, sección 2.9

Razonablemente podemos definir un umbral de oscilación (que la energía ganada por pasaje sea igual a la energía perdida) con la condición

$$gL = 1 - R \qquad (7.9)$$

así esta definido en Giordamaine 1965

L largo del cristal, g ganacia de cada pasaje, $R \approx 1$ la reflecividad para una de las ondas, x ej la señal

Algo mas generalizado es definir (Boyd)

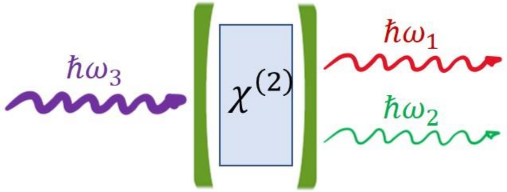
$$\eta_i = 1 - R_i e^{-\alpha_i L}$$

la perdida por pasaje donde α_i es el coef de absorción por pasaje a la frecuencia ω_i

$$\Longrightarrow \quad g^2\, L^2 = l_1 l_2$$

condición doble resonante

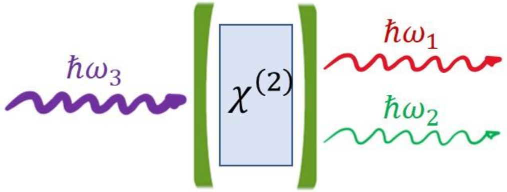
Oscilación óptica paramétrica OPO

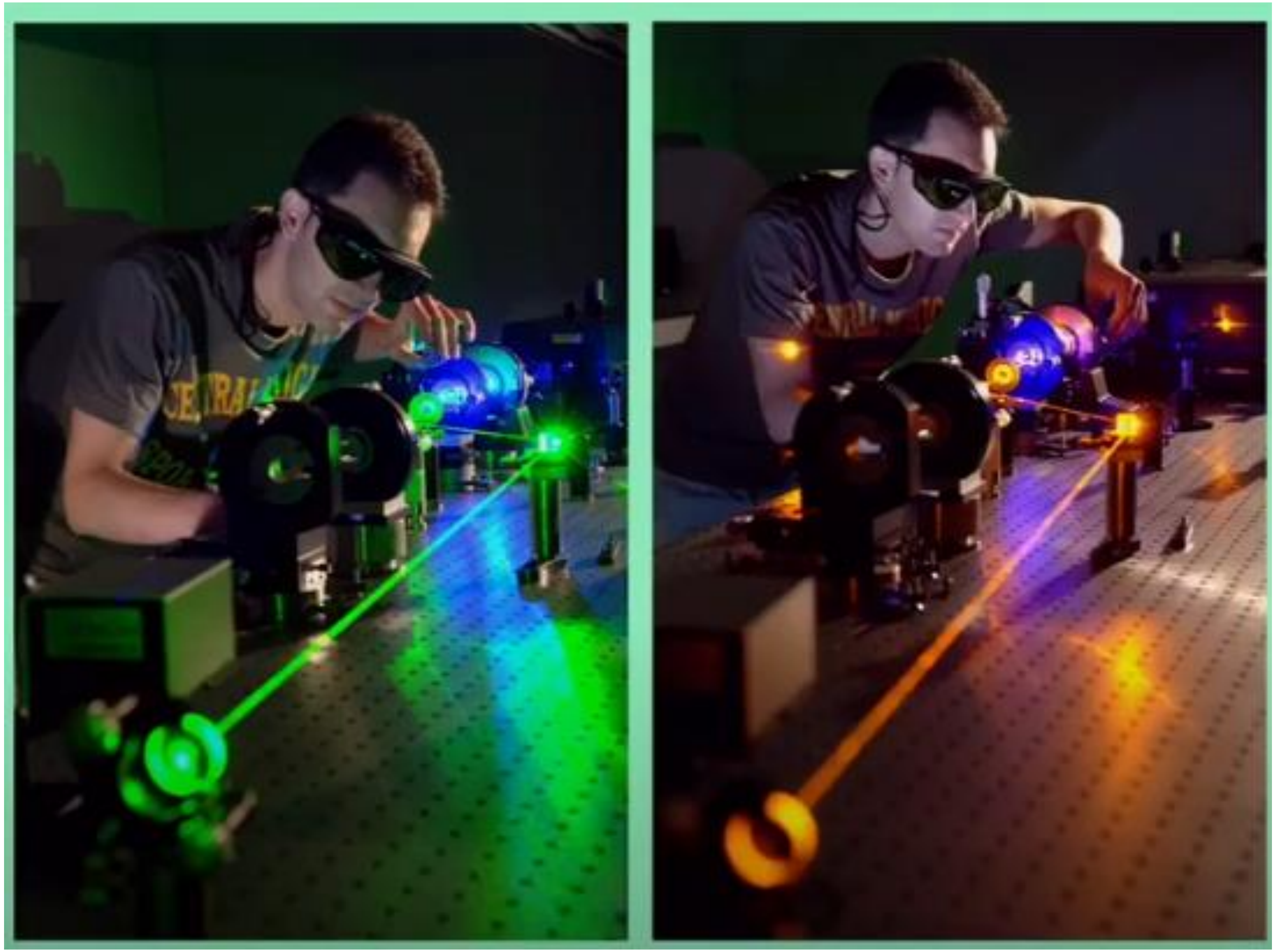


OPO operando

Optical Parametric Oscillators
Majid Ebrahim-Zadeh
ICFO

Oscilación óptica paramétrica OPO

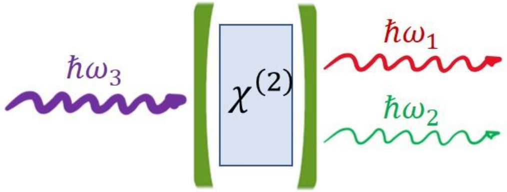




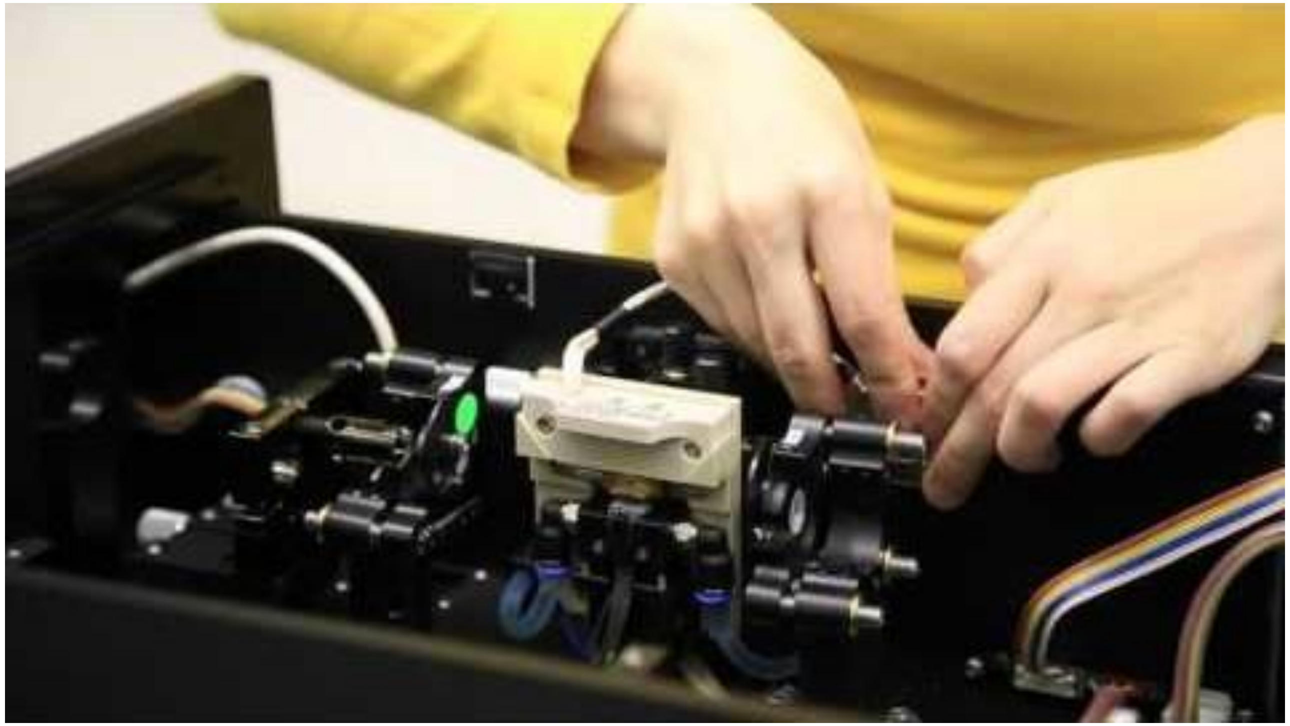
OPO operando

Optical Parametric Oscillators
Majid Ebrahim-Zadeh
ICFO

Oscilación óptica paramétrica OPO



https://www.youtube.com/watch?time_continue=193&v=lx1s-I8GpWU&feature=emb_logo



Gammadata Instrument AB