

Métodos simples de caracterización de cristales no lineales para Conversión Paramétrica Espontánea Descendente

Simple methods for characterizing non-linear crystals to be used for Spontaneous Parametric Down Conversion

E. A. Martínez¹, L. Rebón², A. E. Luna³, S. A. Ledesma²

¹Estudiante de Laboratorio VI y VII del Departamento de Física, FCEyN, Universidad de Buenos Aires

²Laboratorio de Procesado de Imágenes, Departamento de Física, FCEyN, Universidad de Buenos Aires

³Grupo de Electromagnetismo Aplicado, Departamento de Física, FCEyN, Universidad de Buenos Aires, IFIBA (CONICET)

Ciudad Universitaria - Pabellón I
Intendente Güiraldes 2160
C1428EHA Buenos Aires - Argentina
e-mail: ledesma@df.uba.ar

Recibido 28/02/11; aprobado 19/09/11

Actualmente, numerosos experimentos de Óptica Cuántica utilizan cristales no lineales (LiIO₃, BBO, etc.) como fuente de fotones entrelazados, aprovechando el fenómeno de Conversión Paramétrica Espontánea Descendente (SPDC). Para ello se incide sobre el cristal con un láser de bombeo y se obtienen a la salida pares de fotones de menor energía, que dependiendo del corte del cristal, forman dos conos coaxiales, en el caso de cristales de tipo I, o dos conos desplazados, para cristales de tipo II. El ángulo de salida de estos pares de fotones, para cada longitud de onda, depende del ángulo de incidencia del haz de bombeo, respecto de la dirección del eje óptico del cristal. Conocer esta dependencia es crucial para ubicar correctamente los detectores de fotones necesarios en cualquier experimento. En este trabajo se implementaron dos métodos distintos de caracterización de cristales no lineales para ser utilizados para SPDC. A modo de ejemplo se presentan los resultados de la caracterización de dos cristales tipo I con espesores bien diferentes: un cristal LiIO₃ de 10 mm de espesor y un BBO de 2 mm de espesor. Para el primero, se midió la distribución angular de los fotones convertidos en función de su longitud de onda y del ángulo de incidencia del haz de bombeo mediante la medición directa de los conos. Los resultados experimentales coinciden con los predichos por un software desarrollado para tal fin (NIST Phasematch) con discrepancias menores al 10%. Para el cristal de menor espesor la intensidad de los conos disminuye apreciablemente, por lo que el método se vuelve impreciso y es necesario implementar un método alternativo. Se utilizó en este caso un segundo método de caracterización, basado en interferometría cromática de polarización, que nos permitió determinar la dirección del eje óptico con una precisión del 0.5% y el espesor del cristal con una precisión del 1% y, en forma indirecta, la distribución angular de los fotones convertidos. Los valores medidos están en muy buen acuerdo con los proporcionados por el fabricante.

Palabras Claves: cristales no lineales, Conversión Paramétrica Espontánea Descendente.

Nowadays many quantum optics experiments use non-linear crystals (LiIO₃, BBO, etc.) as sources of entangled photons by means of the Spontaneous Parametric Down Conversion (SPDC) process. To carry out this kind of experiments, a pump laser impinges on the crystal to produce pairs of photons with lower energy. Depending on the crystal cut, they can generate two coaxial cones in case type-I crystals are used or they can generate two displaced cones in case type-II crystals are used. The exit angle of these pairs of photons depends on the incidence angle of the pump beam measured from the optical axis of the crystal and varies with the wavelength used. To know this dependence is crucial to properly locate the photon detectors required in any experiment. In this work we have implemented two different methods to characterize non-linear crystals to be used for SPDC. We present the experimental results obtained from the characterization of two type-I crystals with very different thicknesses: a 10 mm thick LiIO₃ crystal and a 2 mm thick BBO crystal. For the first one, we have measured the angular distribution of converted photons in terms of its wavelength and the incidence angle of the pump beam by direct measurement of the cones. The experimental results agree with those predicted by a software which was developed for this purpose (NIST Phasematch) with discrepancies lower than 10%. For thin crystals, the intensity of the cones decreases significantly and so the method becomes inaccurate and an alternative method is needed. We used a second method of characterization based upon chromatic polarization interferometry which allowed us to determine the direction of optical axis with an accuracy of 0.5% and the thickness of the crystal with an accuracy of 1%. Using this method, we could indirectly determine the angular distribution of converted photons. The measured values are in very good agreement with those provided by the manufacturer.

Key Words: non-linear crystals, Spontaneous Parametric Down Conversion.

I. INTRODUCCIÓN

El proceso de Conversión Paramétrica Espontánea Descendente⁽¹⁾ (SPDC por sus siglas en inglés, *Spontaneous Parametric Down Conversion*) en un medio no lineal, es uno de los más utilizados en la construcción de fuentes de pares de fotones entrelazados⁽²⁾. Con ellos se pueden realizar numerosos experimentos que permiten testear aspectos fundamentales de la mecánica cuántica, como la no localidad y la no separabilidad. Por otra parte, es de sumo interés la capacidad de generar y manipular este tipo de estados cuánticos, que son la base para los procesos de información cuántica, tales como comunicación cuántica, teleportación, criptografía cuántica⁽³⁾ y computación cuántica⁽⁴⁾.

Durante el proceso de SPDC, un fotón proveniente del haz de bombeo de frecuencia angular ω_p (fotón *pump*) que incide sobre un cristal no lineal, tiene una cierta probabilidad de generar dos fotones de más baja frecuencia, ω_s y ω_i (habitualmente llamados *signal idler*), como se esquematiza en la figura 1.

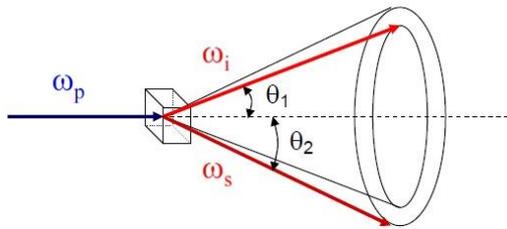


Figura 1. Fotones incidente (*pump*) y convertidos (*signal e idler*) en un cristal tipo I.

La conservación de la energía y el impulso, requiere que

$$\begin{aligned}\omega_p &= \omega_s + \omega_i \\ \mathbf{k}_p &= \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i\end{aligned}\quad (1)$$

y por lo tanto, para una dada frecuencia y dirección de incidencia del bombeo, cada fotón producto de la conversión se encuentra correlacionado tanto en frecuencia como espacialmente respecto de su par. Estas ecuaciones se conocen como condiciones de *phase-matching*, y para un cristal birrefringente, sólo existen dos formas de satisfacerlas: (i) los fotones convertidos tienen polarizaciones paralelas entre sí y ortogonales al bombeo (*phase-matching* tipo I); en este caso todos los fotones de una misma longitud de onda son emitidos formando un cono coaxial con la dirección de propagación del haz de bombeo; (ii) uno de los fotones, *signal* o *idler*, tiene la misma polarización que el bombeo, y ortogonal a la de su compañero (*phase-matching* tipo II); en este caso hay dos conos (no coaxiales) por cada longitud de onda, uno por cada polarización.

Una de las mayores dificultades en toda experiencia que emplee fotones de SPDC, está en seleccionar pares de fotones convertidos y poder distinguir esta señal, del ruido de fondo debido a las coincidencias accidentales.

Dado que la eficiencia de conversión en este proceso es muy baja, típicamente del orden de 10^{-10} a las frecuencias de interés, es fundamental para el éxito del experimento, prelinear los detectores y los componentes ópticos como lentes y diafragmas. El primer paso entonces, es conocer con precisión la dirección de salida de cada fotón del par, en función de su longitud de onda, y de la longitud de onda y del ángulo de incidencia del bombeo. Existen programas de acceso libre⁽⁵⁾ que permiten calcular numéricamente estos parámetros, para distintos tipos de cristales y distintas condiciones de *phase-matching*. En todos los casos, se necesita conocer la dirección del eje óptico del cristal y el espesor del mismo.

Nuestro primer objetivo entonces, fue contar con un método simple y confiable que nos permita obtener la distribución angular de los fotones convertidos, por determinación experimental directa. El método diseñado fue aplicado para caracterizar un cristal LiIO_3 tipo I, de 10 mm de espesor. Se utilizó un láser como bombeo, polarizadores, un diafragma, un sistema de lentes, y filtros espectrales pasa banda; la imagen de los conos convertidos es capturada por una cámara CCD y el diámetro de los mismos puede traducirse en posición angular del haz de fotones a la salida del cristal. Los resultados que se obtienen están en muy buen acuerdo con los predichos por el software NIST Phasematch⁽⁵⁾; sin embargo, el método se ve limitado por el espesor del cristal, ya que a medida que este disminuye también lo hace la intensidad de los conos, y la calidad de la imagen se deteriora rápidamente. Para estos casos, se implementó un segundo método⁽⁶⁾ que permite determinar en forma muy precisa la dirección del eje óptico y el espesor del cristal, a partir del análisis del espectro de transmisión como función de la longitud de onda y del ángulo de incidencia de la luz. Conociendo estos dos parámetros característicos, puede calcularse la posición de los fotones convertidos, como ya hemos mencionado, en forma numérica. En nuestro caso el método fue utilizado para caracterizar un cristal BBO tipo I de 2 mm de espesor, obteniéndose excelentes resultados que se contrastaron con las especificaciones del fabricante. Hemos notado que este método está limitado experimentalmente por el diámetro de la fibra óptica acoplada al espectrómetro que colecta la luz transmitida, y como consecuencia hay una cota superior para el espesor de los cristales que se pueden caracterizar.

II. METODOLOGÍA

A. Medida de la distribución angular de fotones convertidos

Para determinar en forma directa la dirección de propagación del haz de fotones a la salida del cristal, se montó el dispositivo de la figura 2. Se utilizó como bombeo la luz de un diodo láser de 406 nm de 50 mW de potencia y polarizado verticalmente. La lámina de media onda (488 nm) y el polarizador permiten rotar y seleccionar la polarización del láser paralela al plano del

eje óptico del cristal, que en nuestro caso se ubicó en el plano horizontal. El cristal, un LiIO_3 tipo I de $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}$ y cuyo eje óptico está orientado a 37° respecto de la normal, se monta sobre un posicionador angular que permitela rotación en el plano que contiene el eje óptico y el haz de bombeo. De esta manera es posible variar el ángulo θ_p entre la dirección de propagación del bombeo en el interior del cristal y la dirección del eje óptico. Luego de atravesar el cristal, el bombeo es parcialmente bloqueado por un segundo polarizador rotado a 90° respecto del primero. Un filtro pasa banda selecciona el haz de fotones con la longitud de onda deseada. En nuestro caso se utilizaron filtros centrados en 488 nm, 510 nm y 578 nm, con un semiancho espectral de aproximadamente 10nm al 50% de intensidad. El objetivo fotográfico hace converger la imagen de los conos convertidos sobre una cámara CCD.

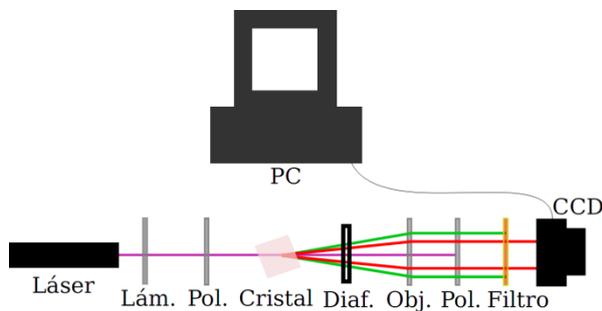


Figura 2. Montaje experimental para la medida de la distribución angular de fotones convertidos. La lámina de media onda y el polarizador orientan la polarización del láser en el plano horizontal. Luego de incidir sobre el cristal, el bombeo es bloqueado por un segundo polarizador. El objetivo enfoca los conos convertidos sobre la CCD. Un filtro pasa-banda permite seleccionar la longitud de onda a analizar.

Se captura la imagen de los conos (ver figura 3) a medida que se hace rotar el cristal. A partir de las fotografías se puede obtener el diámetro en píxeles de los conos de una longitud de onda específica, para distintos ángulo de incidencia del haz de bombeo. Para traducir dichos diámetros, medidos en píxeles sobre la imagen, a ángulos reales, se extendió el montaje agregando un diafragma circular regulable delante del objetivo, tal como se muestra en la figura 2. Como puede observarse en la foto de la figura 3, la situación real se aparta del caso ideal (esto tiene que ver con diversos motivos tales como que el haz de bombeo no está perfectamente colimado, o que existe una incerteza Δk_p en el número de onda⁽⁷⁾), y los conos convertidos tienen un ancho finito. Lo que se determinó entonces, es el ángulo de salida de los fotones *signal* para el cual la conversión es máxima. Para ello se tomaron fotografías del cono a ángulo constante pero variando la apertura del diafragma, desde que la imagen del cono se observa con la máxima intensidad, hasta no observar nada (bloqueo total del cono por el diafragma). La apertura del diafragma se fue variando con pasos de 0.5mm-1.0mm. Utilizando un software de análisis de imágenes (ImageJ), obtuvimos la intensidad promedio de la imagen de cada cono para las distintas aperturas del

diafragma, obteniéndose así una curva de intensidad luminosa (en unidades arbitrarias) del cono convertido en función del diámetro del diafragma. Las curvas obtenidas se ajustaron por medio de una función error. La concordancia de estos ajustes con los datos experimentales nos permite suponer un perfil simétrico de distribución de intensidad, con lo cual el valor del diámetro del diafragma a mitad de altura corresponde a la posición del máximo de intensidad del cono, y por lo tanto al ángulo de mayor eficiencia de conversión. De esta forma, se puede conocer el radio r de cada cono, y conocida la distancia l entre el diafragma y el cristal, se halla la dirección de propagación θ_s del haz de fotones a la salida del cristal.

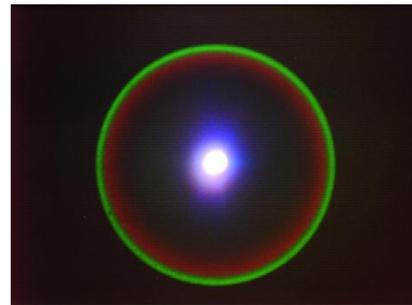


Figura 3. Fotografía de los conos de fotones convertidos por SPDC en un cristal LiIO_3 tipo I. La imagen fue obtenida mediante el montaje de la figura 2. El disco luminoso en el centro corresponde al haz de bombeo que atraviesa el cristal sin producir conversión. En este caso se cambió el filtro pasa banda por un filtro pasa altos que disminuye la intensidad del bombeo a la vez que permite visualizar más de una longitud de onda.

B. Medida del ángulo de corte y del espesor de un cristal birrefringente

El método que hemos utilizado⁽⁶⁾ se basa en la diferencia de fase que se genera entre un haz ordinario y uno extraordinario al atravesar un medio birrefringente:

$$\Delta\phi = d(k_o - k_e), \quad (2)$$

donde d es el espesor del cristal y, k_o y k_e las componentes del vector de onda del haz ordinario y extraordinario, normales a la superficie de incidencia, en el interior del cristal. Estas últimas vienen dadas por las expresiones

$$\begin{aligned} k_o &= k\sqrt{n_o^2(\lambda) - \text{sen}^2(\theta)} \\ k_e &= k\sqrt{n_e^2(\lambda, \theta) - \text{sen}^2(\theta)}, \end{aligned} \quad (3)$$

siendo $k = 2\pi/\lambda$ el número de onda del haz incidente, θ el ángulo de incidencia respecto de la normal, $n_o(\lambda)$ y $n_e(\lambda, \theta)$ los índices de refracción para una longitud de onda λ , en la dirección determinada por el ángulo θ

$$\frac{1}{n_e(\lambda, \theta)} = \sqrt{\frac{\cos^2(\theta)}{n_o^2(\lambda)} + \frac{\text{sen}^2(\theta)}{n_e^2(\lambda)}} \quad (4)$$

La dependencia con el ángulo de corte del cristal θ_c (dirección del eje óptico), aparece a través del ángulo Θ entre \mathbf{k}_c y la dirección del eje óptico, $\Theta = \theta_c + \theta'$. En esta última expresión θ' es el ángulo de refracción interna, relacionado con θ mediante la ley de Snell (figura 4).

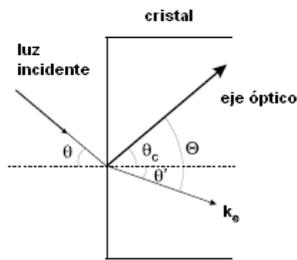


Figura 4. Definición de los ángulos relevantes del problema.

Debido a la diferencia de fase $\Delta\phi$ entre ambos haces, el espectro de transmisión del cristal exhibe un patrón de interferencia. Experimentalmente, es posible medir la dependencia con la longitud de onda del espectro de transmisión óptica T , cuando el cristal se posiciona entre dos polarizadores paralelos. La expresión para el patrón de interferencia es:

$$T = a \cos^2[\Delta\phi(\lambda, \theta)/2] + b, \quad (5)$$

donde a y b son constantes, por lo que es claro que los máximos de interferencia ocurren para $\Delta\phi(\lambda, \theta) = 2n\pi$. Entonces, ajustando los máximos del espectro medido con la expresión teórica Ec. (2), puede hallarse $\Delta\phi(\lambda, \theta)$, y de allí despejar los parámetros d y θ_c .

En la figura 5 se esquematiza el montaje experimental que hemos utilizado para obtener el espectro de transmisión óptica del cristal. La luz de la lámpara pasa a través de un cristal BBO de 2 mm de espesor que se posiciona entre dos polarizadores paralelos rotados a 45° . El objetivo y la pupila limitan la divergencia del haz. Finalmente, la luz es colectada por una fibra óptica acoplada a un espectrómetro Ocean Optics USB4000. El cristal está montado sobre un posicionador de giro con su eje óptico paralelo al plano horizontal.

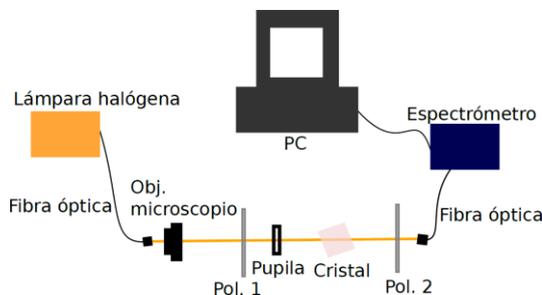


Figura 5. Montaje experimental para medir el espectro de transmisión óptica de un cristal birrefringente. La lámpara de una luz incandescente pasa a través del cristal y luego es analizada por un espectrómetro de fibra. El objetivo microscópico y la pupila enfocan y limitan la divergencia. Ambos polarizadores se colocan a 45° .

Para hallar los valores θ_c y d , se midió un conjunto de espectros de transmisión, cada uno para un ángulo de incidencia θ diferente. El procedimiento seguido para el análisis de los datos es el descrito en el trabajo citado⁽⁶⁾. Un único espectro de transmisión podría resultar insuficiente para determinar ambos parámetros en forma independiente, por lo cual se obtienen los máximos de interferencia de cada espectro, y se ajustan por la expresión para incidencia normal, de un cristal ficticio de espesor $d_{ef}(\theta)$, es decir

$$\Delta\phi(\lambda, \theta) \approx 2\pi d_{ef}(\theta) \times \Delta n(\lambda, \Theta = \theta_c)/\lambda. \quad (6)$$

Si bien esta es una expresión exacta sólo cuando $\theta=0$, resulta una muy buena aproximación para el conjunto de ángulos de incidencia para los cuales se midieron los espectros de transmisión. De aquí se obtiene $d_{ef}(\theta)$ como parámetro del ajuste para cada espectro. Utilizando los valores obtenidos $d_{ef}(\theta)$, se re calcula y grafica $\Delta\phi(\lambda_0, \theta)$ para una longitud de onda fija; esto permite combinar los datos de todos los espectros en un único gráfico. Por último se realizó el ajuste de $\Delta\phi(\lambda_0, \theta)$ mediante su expresión completa combinando (2), (3) y (4), y obteniéndose θ_c y d como parámetros del ajuste.

III. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

A. Se estudió en forma cuantitativa la distribución angular de los fotones convertidos, para tres longitudes de onda diferentes, y en función del ángulo del bombeo respecto del eje óptico, θ_p . Para cada longitud de onda de los fotones *signal*, se analizaron las imágenes obtenidas por la CCD, a un ángulo θ_p , como se detalló en la Sección II.A. En la figura 6 se muestra el gráfico de intensidad luminosa del cono correspondiente a 578 nm en función de la apertura del diafragma, habiendo fijado θ_p en 44.7° . Del ajuste mediante una función de error (curva continua) se obtuvo el radio de obturación media del diafragma, en este caso (16.6 ± 0.1) mm.

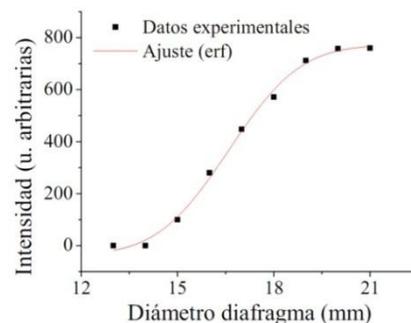


Figura 6. Curva de intensidad luminosa para el cono de fotones convertidos ($\lambda_s = 578$ nm) en función de la apertura del diafragma. El ángulo del bombeo θ_p es de 44.7° . El ajuste da como valor medio un diámetro de (16.6 ± 0.1) mm.

Este procedimiento nos permite hallar el ángulo θ_s de forma directa para cada ángulo de incidencia θ_p , pero tiene ciertas limitaciones. Por ejemplo, cuando la visibilidad de los conos es mala, determinar el diámetro del diafragma para máxima conversión es un procedimiento impreciso, ya que la curva de intensidad se ve considerablemente afectada por el ruido (baja relación señal/ruido). A su vez, la determinación directa es imposible para conos cuyo diámetro supere al diámetro de máxima apertura del diafragma. Resulta entonces conveniente obtener una curva de calibración del diámetro del cono medido en píxeles sobre la imagen versus el diámetro del diafragma, en el intervalo donde las medidas son confiables, y luego utilizar esta calibración para hallar el valor del diámetro de los conos para un rango más amplio de ángulos de incidencia. Para realizar este ajuste se supuso una dependencia lineal entre el radio del cono observado sobre la pantalla de la CCD, y el radio del cono en un plano ubicado delante del objetivo fotográfico. Las rectas obtenidas proporcionan la conversión de radios observados con la CCD y medidos sobre la pantalla, a radios reales sobre el plano del diafragma, los cuales, como ya se ha explicado, permiten hallar los ángulos de salida de los fotones convertidos mediante la relación $\tan \theta_s = r/l$. De esta manera se obtuvieron las curvas de ángulo θ_s vs. θ_p para todo el rango de ángulos de incidencia θ_p en que los conos fuesen visibles sobre la pantalla (figura 7).

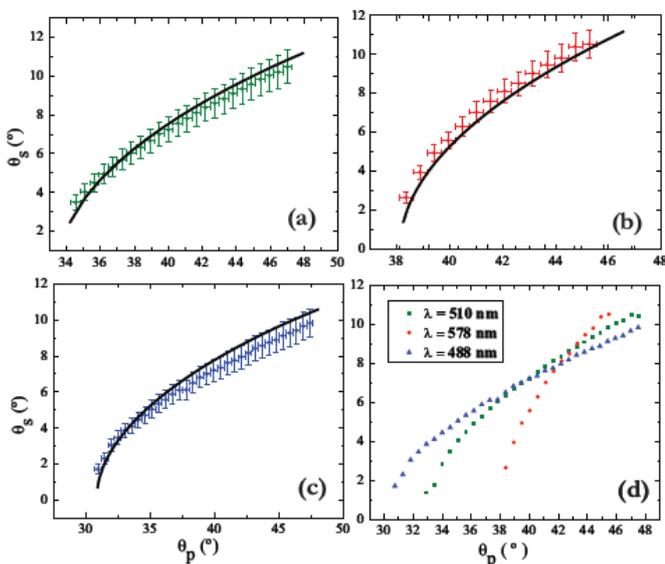


Figura 7. Distribución angular de los fotones señal en función del ángulo de incidencia θ_p . (a) Los datos corresponden a fotones convertidos de longitud de onda $\lambda_s=510\text{nm}$ (anillo verde en la figura 3). (b) Idem (a), pero para $\lambda_s=578\text{nm}$ (anillo rojo en la figura 3). (c) Idem (a), pero para $\lambda_s=488\text{nm}$. (d) Medidas experimentales para las distintas longitudes de onda seleccionadas. La relación de ángulos entre los distintos colores coincide con lo predicho por las simulaciones.

En la figura 7 se muestran los puntos experimentales junto con los resultados numéricos obtenidos mediante el programa NIST Phasematch⁽⁵⁾. Éste necesita como parámetros de entrada el tipo de cristal y la condición de *phase-matching*, su espesor y el ángulo de corte, la longitud de onda del bombeo y el ángulo de incidencia θ_p , y la longitud de onda de los fotones convertidos de los cuales se quiere conocer la distribución angular. En todos los casos, el gráfico muestra una muy buena concordancia con la simulación teórica dentro del error experimental.

Si bien los resultados son altamente satisfactorios, debido al reducido ancho espectral de los filtros pasa banda, la intensidad de los conos observados en la CCD es baja, debiendo utilizarse una configuración de máxima ganancia para obtener la imagen. Como la eficiencia de la conversión en un medio no lineal es proporcional, entre otras cosas, al cuadrado del espesor de dicho medio⁽⁸⁾, se pierde visibilidad en la imagen a medida que el cristal es más delgado. Particularmente, al querer repetir la experiencia para un cristal BBO de 2 mm de espesor, la calidad de las imágenes estaba muy por debajo de lo necesario como para lograr una medida confiable. Entonces, para un mismo tipo de cristal, y con una determinada potencia y longitud de onda del haz de bombeo, la utilización de este método de caracterización está limitada por el espesor del cristal.

B. Se determinó el ángulo de corte y el espesor de un cristal BBO. La parte experimental de este método es muy simple y sólo requiere medir la dependencia del espectro de transmisión T respecto de la longitud de onda, para varios ángulos de incidencia θ . La figura 8 muestra uno de estos espectros obtenido para un ángulo de incidencia $\theta = -48.75^\circ$ respecto de incidencia normal. Los puntos sobre la curva indican los máximos de interferencia que ocurren cuando $\Delta\phi(\lambda, \theta)/2\pi$ toma como valor un número entero (Ec. (5)). A partir de esta información se construye el gráfico de la figura 9 donde los puntos representan el número de máximo de interferencia n , en función de la longitud de onda, para un ángulo de incidencia determinado, en este caso $\theta = -48.75^\circ$. La curva que se obtiene a partir de éstos (línea sólida) corresponde a la diferencia de fase como función de la longitud de onda que se produce entre un haz ordinario y uno extraordinario luego de atravesar el espesor del cristal (Ec. (2)).

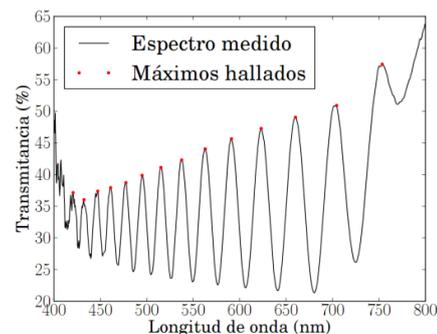


Figura 8. Espectro de transmisión para uno de los ángulos de incidencia observado. Del mismo se obtienen los máximos de interferencia que ocurren para $\Delta\phi(\lambda, \theta) = 2n\pi$.

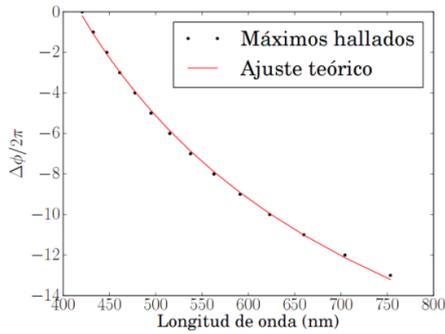


Figura 9. Fase de los máximos hallados en la figura 8. La línea continua es el ajuste según la expresión para incidencia normal $\Delta\phi(\lambda, \theta)/2\pi = d_{ef}(\theta) \times \Delta n(\lambda, \theta = \theta_c)/\lambda$.

El ajuste de los puntos de la figura 9 a la expresión teórica aproximada (Ec. (6)), se obtuvo fijando el valor de θ_c en 37° , que corresponde a la especificación del fabricante, pero que podría diferir del verdadero ángulo de corte. El parámetro que se obtiene del ajuste es el espesor de un cristal ficticio que daría el espectro de la figura 8. Como cada espectro corresponde a un ángulo de incidencia θ diferente, de cada una de estas figuras se obtuvo $d_{ef}(\theta)$ como parámetro del ajuste. Puede verse que en este caso el ajuste es excelente aunque el ángulo de incidencia difiere mucho de $\theta = 0$, caso en el cual la expresión $\Delta\phi(\lambda, \theta)/2\pi = d_{ef}(\theta) \times \Delta n(\lambda, \theta = \theta_c)/\lambda$ resulta exacta. Esta concordancia entre el ajuste y los datos experimentales se observa para el total de los espectros analizados que no se muestran en este trabajo. Esto confirma lo comentado por los autores en la Ref. (6). Luego de obtener $d_{ef}(\theta)$ del ajuste para cada ángulo de incidencia se construyó el gráfico de la figura 10. Para ello, se fija el valor de λ y se calcula el desfase $\Delta\phi(\lambda, \theta)$ utilizando los valores $d_{ef}(\theta)$ hallados previamente. De esta forma cada uno de los espectros como el de la figura 9 contribuye a un punto del gráfico de la figura 10, en donde se graficó $\Delta\phi(\lambda_0, \theta)/2\pi$ como función de θ , a longitud de onda constante ($\lambda_0 = 650$ nm). Ahora, el ajuste a la expresión exacta (Ec. (2)) se realiza con d y θ_c como parámetros libres.

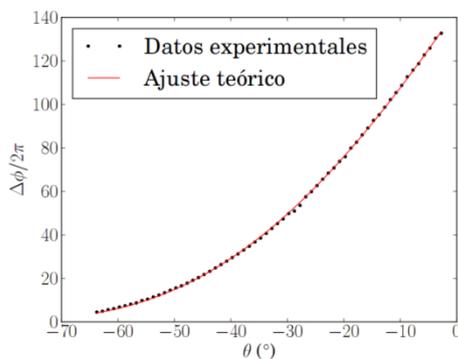


Figura 10. Orden de los máximos de interferencia en función del ángulo de incidencia θ , para $\lambda_0 = 650$ nm. La línea continua es el ajuste según la expresión exacta de $\Delta\phi(\lambda, \theta)$.

El conjunto de valores que optimiza el ajuste es:

$$d = (1.973 \pm 0.018) \text{ mm}$$

$$\theta_c = (38.0 \pm 0.2)^\circ$$

El valor de d está en muy buen acuerdo con la especificación del fabricante ($d=2$ mm). El acuerdo disminuye en el caso de θ_c para el que la especificación del fabricante es de 37° . Los errores se han elegido como el valor de las máximas fluctuaciones en los parámetros θ_c y d , que no producen ningún cambio significativo en el ajuste.

Como punto importante en esta discusión, queremos mencionar que si bien el método resulta ser preciso y de fácil aplicación, al momento de utilizarlo para caracterizar el cristal empleado en nuestra primer experiencia, un LiIO_3 de 10 mm de espesor, observamos que no era posible obtener un patrón de interferencia, hecho del cual nada mencionaba el trabajo original. Como primera medida se estudió la posibilidad de que la pérdida de visibilidad en el espectro de transmisión fuera consecuencia de una mayor absorción en este cristal respecto del anterior. Se midió entonces el coeficiente de absorción, la absorbancia y la transmitancia⁽⁸⁾ de los dos cristales empleados. Si bien hay algunas diferencias entre ambos, resultan poco significativas, ya que la transmitancia se encuentra siempre por encima del 80%. Descartada esta hipótesis, la única diferencia importante está en el espesor de los cristales. Cuanto mayor es el espesor, mayor es la divergencia entre los rayos ordinario y extraordinario a la salida del cristal (*walk-off* transversal), al punto que si la misma es mayor que el diámetro de la fibra óptica, sólo se estaría colectando uno de los rayos, sin observarse interferencia alguna. El cálculo de este desplazamiento lateral relativo ($D = L \tan \rho$ ⁽⁸⁾, donde ρ es el ángulo entre ambos haces dentro del cristal), indica que el mismo es de 0.14 mm para el BBO, y de 0.79 mm para el LiIO_3 , en tanto que el diámetro del núcleo de la fibra acoplada al espectrómetro es de 0.4 mm. Para longitudes de onda en el rango 450 nm-1000 nm el máximo espesor de cristal que permitiría colectar ambos haces a la salida del mismo, es de ~ 5.5 mm para un BBO y de ~ 5.0 mm para un LiIO_3 . En síntesis, este método tiene una limitación experimental que está dada por el diámetro de la fibra, lo cual impone una cota superior al espesor del cristal que se desee caracterizar.

IV. CONCLUSIONES

Se diseñó e implementó un método óptico que permite la medición directa de la distribución angular de fotones producto de un proceso de conversión paramétrica espontánea. El mismo no requiere del conocimiento previo de la dirección del eje óptico del cristal, ni de su espesor; más aún, por ser una medida directa tampoco es necesario conocer cuál es el material ni la condición de *phase-matching* del cristal. Los resultados obtenidos se ajustan bien a las simulaciones numéricas. Podemos afirmar que el método puede ser

utilizado en cristales no lineales con una eficiencia de conversión similar al que hemos utilizado (un LiIO_3 de 10 mm de espesor), pero claramente la calidad de los resultados se deteriora a medida que el espesor del cristal disminuye. Para un cristal BBO con un espesor de 2 mm, este método ya no es aplicable debido a la poca intensidad de los conos convertidos.

Para cristales delgados, se recurrió a un segundo método, con el cual pudimos obtener valores muy precisos de los parámetros característicos del cristal (ángulo de corte y espesor). Estos son los parámetros necesarios (además del material constitutivo del cristal y de la condición de *phase-matching*) para calcular numéricamente la distribución angular de fotones convertidos. Hemos corroborado que el método es altamente confiable y de una gran precisión, pero observamos que no puede utilizarse para muestras de espesor arbitrario. Esta limitación experimental queda determinada básicamente por el diámetro de la fibra óptica acoplada al espectrómetro. En nuestro caso particular, estamos limitados a cristales cuyo espesor no supere los 5mm.

De todo lo expuesto podemos concluir que ambos métodos, además de resultar efectivos y de simple implementación, se complementan bien permitiéndonos estudiar con buena precisión la distribución angular de fotones convertidos por SPDC, en un rango amplio de espesores del cristal.

REFERENCIAS

- 1-C. K. Hong and L. Mandel, *Physical Review A*, **31** (4), 2409 (1985); T. P. Grayson and G. A. Barbosa, *Physical Review A*, **49**(4), 2948 (1994); A. Joobeur, B.E.A Saleh and M.C. Teich, *PhysicalReviewA*,**50** (4), 3349 (1994).
- 2-Kwiat et al., *Physical Review Letter*, **75**, 4337 (1995);Kwiat et al., *Physical Review A*, **60**, R773 (1999).
- 3-C. H. Bennett and G. Brassard, in *Proceedings of IEEE International Conference on Computers, Systems and SignalProcessing, Bangalore, India* (IEEE, New York, 1984), p. 175; D. S. Naik et al., *Physical Review Letter*, **84** (20), 4733 (2000); H. Bechmann-Pasquinucci and A. Peres, *Physical Review Letter*, **85** (15), 3313 (2000); G. A. Maslennikov, *Journal of Optics B: Quantum Semiclass. Opt.* **5** (2003) S530-534.
- 4 -M. A. Nielsen and I. L. Chuang, *Quantum Computation and Quantum Information*, Cambridge University Press, Cambridge (2000).
- 5-Bouef et al., *Optical Engineering***39** (4), 1016 (2000); A.V.Smith, *Proc. SPIE* **3928**, 62 (2000).
- 6-Lee et al., *Applied Optics* **44**, 866 (2005).
- 7-T. P. Grayson and G. A. Barbosa, *Physical Review A*, **49**(4),2948 (1994)
- 8-V. G. Dimitev, G. G. Gurzadyan, and D. N. Nikogosyan, *Handbook of Nonlinear Optical Crystals* (Springer-Verlag, 1997).