

# 1. Introducción

El objetivo de este trabajo fue la optimización de la adquisición de radiografías en el Laboratorio Nacional de Ciencias para la Investigación y Conservación del Patrimonio Cultural del Instituto de Física de la UNAM (LANCIC-IF) a partir de la caracterización del sistema de radiografía digital PXM-40BT de la marca POSKOM y el sistema de adquisición de imágenes de la marca Vidisco modelo FlashX Pro con los que se cuenta en el laboratorio. Se buscó lograr esto a través de cinco experimentos: determinación del haz efectivo de radiación, respuesta del detector, resolución del detector, separación de la aproximación de haces paralelos y radiografía de baja energía.

Este primer trabajo de caracterización ha permitido determinar los alcances y limitaciones del dispositivo de radiografía digital del LANCIC-IF.

A continuación se presenta un resumen de los experimentos realizados y algunos antecedentes de la radiografía digital y su aplicación en el estudio del patrimonio cultural. En el capítulo 2 se dan los fundamentos físicos detrás de los mecanismos de producción de rayos X, el funcionamiento de un tubo de rayos X, su interacción con la materia, y su detección para la formación de imágenes. En el Capítulo 3 se da una descripción de los dispositivos que componen el sistema de radiografía digital y el desarrollo experimental que se siguió en los cinco experimentos mencionados previamente. En el Capítulo 4 se presentan los resultados obtenidos y el análisis de los mismos. En el Capítulo 5 se dan ejemplos particulares de aplicaciones de la radiografía digital en el estudio de objetos pertenecientes al patrimonio cultural. En el Capítulo 6 se presentan las conclusiones de este trabajo. En la sección de anexos se presentan los protocolos de trabajo para el sistema de radiografía digital, el cálculo de coeficientes de atenuación de papel, la obtención de perfiles de grises para la determinación del haz efectivo de radiación y el manejo de los softwares XOP2.3, Vidisco Xbit Pro e Image J.

## **1.1 Resumen**

Para determinar un área efectiva de radiación para un mejor análisis de los objetos de estudio, se realizó una radiografía del haz completo con una distancia irradiador-detector de 1 y 2 m.

Dada la gran variedad de objetos de análisis con los que se trabaja en el LANCIC-IF, se requiere una forma de conocer la respuesta del detector en función de la energía utilizada,

independientemente del material que se está analizando. Para esto, se tomaron radiografías de 4 distintos materiales con distintos grosores (Tabla 3.2) a distintas condiciones de voltaje y exposición (Tabla 3.3)

Con el objetivo de verificar la resolución dada por el fabricante, se tomó la radiografía de una malla de cobre compuesta por hebras de  $5.588 \times 10^{-3}$  mm y se obtuvo el perfil de grises de una hebra utilizando el programa ImageJ.

Para conocer a qué distancia irradior-detector se puede considerar el cono de radiación de rayos X como un haz de rayos paralelos, se tomó la radiografía de un disco de carbono de  $(17.40 \pm 0.05)$  mm de diámetro y  $(12.00 \pm 0.05)$  mm de grosor a 0.5, 1, 1.5 y 2 m con el disco pegado al detector. Utilizando el programa ImageJ se obtuvo el perfil de grises en el área comprendida por el disco y se analizó la razón de cambio en el tono de gris al inicio y final del disco.

Con el objetivo de realizar análisis radiográficos a objetos de estudio delgados y de baja densidad como pergaminos, códices o páginas de libros, se realizaron dos experimentos para obtener distribuciones de baja energía a partir del sistema portátil de rayos X PXM-40BT. En el primer experimento se utilizó el fenómeno de los bordes de absorción para “cortar” la distribución de energía del tubo de rayos X de 40 kV a una energía más baja. En el segundo se utilizaron los rayos X secundarios producidos por una película de cobre como fuente principal para tomar la radiografía.

## 1.2 Antecedentes

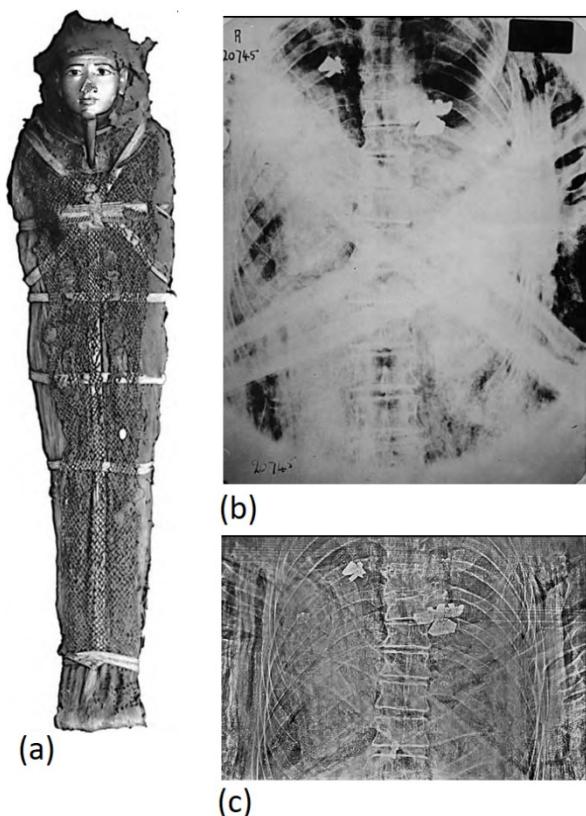
Con el objetivo de establecer protocolos de investigación, desarrollar materiales de conservación, y generar nuevas metodologías para la conservación del patrimonio, con apertura al análisis de otros objetos que forman parte de la cultura en el mundo, en agosto de 2014 se conformó el Laboratorio Nacional de Ciencias para la Investigación y Conservación del patrimonio cultural (LANCIC), un espacio interdisciplinario de alto nivel para caracterizar técnicas y materiales que constituyen objetos culturales únicos<sup>1</sup>.

Una de las técnicas de imagenología utilizadas en el estudio del patrimonio cultural es la radiografía digital, la cual utiliza la radiación de rayos X para formar una imagen con sensores digitales. El uso de la radiografía en el estudio de objetos culturales y arqueológicos nos permite responder preguntas sobre la manufactura, función, estado de preservación, entre otras.

<sup>1</sup><http://labunam.unam.mx/micrositio/LANCIC/antecedentes.php>

El uso de la radiografía inicia con el descubrimiento de los rayos X por Wilhelm Conrad Röntgen en 1895 en la Universidad de Würzburg, Baviera. Notó que algunos cristales de platinocianuro de bario, cerca de un tubo de descarga envuelto completamente en papel obscuro, se hacían luminiscentes cuando ocurría la descarga. Al examinar las sombras proyectadas por los rayos, Röntgen rastreó el origen de los rayos a las paredes del tubo de descarga.

El primer registro del uso de rayos X para el estudio del patrimonio cultural es de un artículo del Dr. Charles Leonard de 1898 [1], en el cuál se muestran las radiografías producidas de una momia peruana (Figura 1.1) y otros artefactos del Museo de la Universidad de Pensilvania.



**Figura 1.1 [1]** (a) Momia del periodo Ptolemaico radiografiada en un soporte de madera. (b) Radiografía en película radiográfica clásica del tórax anteroposterior la cual muestra un objeto cilíndrico en el hemitórax derecho, un pequeño halcón en el pectoral y dos amuletos (ojos udjat). La radiografía sufre de un contraste exagerado y una zona opacificada. (c) Xerorradiografía que muestra claramente los amuletos, incluyendo un pilar djet en la zona torácica baja.

A partir de este trabajo se ha diversificado la aplicación de la radiografía a una gran variedad de objetos, sobre todo en el caso de pintura de caballete y sobre tabla, objetos metálicos, piezas cerámicas, escultura polícroma, manuscritos, etc. La fuente de radiación es determinante en función de las dimensiones y composición del objeto de estudio.

El uso de la imagenología digital comenzó en 1980 con la introducción al uso clínico de la angiografía experimental de sustracción digital. Para la radiografía en general, las imágenes de rayos X fueron adquiridas de manera digital por primera vez a finales de 1980 utilizando placas de imagen de almacenamiento de fósforo basadas en cassetes [2], sin embargo, los altos requerimientos técnicos y los costos financieros retrasaron diez años su transferencia al uso cotidiano.

El primer sistema de radiografía digital fue el sistema de escaneo de ranura CCD (dispositivo acoplado de carga por sus siglas en inglés) que apareció en 1990. En 1994 fueron publicadas las investigaciones sobre el sistema de selenio de radiografía digital. Los primeros detectores planos de sistema de radiografía digital basados en silicio amorfo y selenio amorfo fueron introducidos en 1995. Los centelladores de oxisulfuro de gadolinio fueron introducidos en 1997 y han sido utilizados en los detectores planos portátiles desde el 2001 [2].

Los detectores planos fueron desarrollados inicialmente para ser detectores integrados en los equipos radiográficos, pero hoy en día se encuentran como detectores no integrados que funcionan de manera tanto inalámbrica como no inalámbrica.

La diferencia de la radiografía digital con la radiografía tradicional, es la adquisición en formato digital de las imágenes por medio de detectores digitales, en vez de utilizar películas fotográficas. Las ventajas de la radiografía digital sobre la tradicional son la capacidad de procesar la imagen en tiempo real, mejorar el contraste digitalmente, reducción de la dosis, almacenamiento y transmisión digital y la eliminación del procesamiento químico de las placas fotográficas.

Como se mencionaba anteriormente, algunos de los elementos del patrimonio cultural que pueden estudiarse a través de la radiografía digital son las pinturas y los objetos metálicos.

En la Figura 1.2 [1] se presenta un ejemplo de análisis de pintura. Las partes perdidas de la pintura usualmente se muestran como parches distintivos que se observan más claros u opacos que el resto, con bordes bien definidos, aun cuando hayan sido rellenos y tapados en alguna restauración. La razón es que los materiales utilizados en la reparación interactúan de manera distinta con los rayos X a los utilizados por el artista. La tiza es la base de la mayoría de los rellenos, y dado que los rayos X la atraviesan con facilidad, las pérdidas rellenadas se verán con facilidad como zonas más oscuras.

Todas las pinturas presentan una red de grietas al envejecer la pintura y volverse quebradiza, y esto se muestra en la radiografía como un patrón de finas líneas negras. Las

grietas más amplias generalmente son causadas por la pintura de aceite secándose lentamente [1].



Figura 1.2 [1] Maestro de Groote, Adoración, Escenas de la Vida de un Obispo (detalle del panel izquierdo. La radiografía muestra que hay pequeñas pérdidas por todo el rostro del Obispo donde la pintura y las capas bases se han escamado. Aunque el restaurador las ha llenado y retocado para que sean invisibles a simple vista, se muestran en la radiografía como figuras negras.

En la Figura 1.3 [1] se muestra un ejemplo de análisis de un objeto metálico: una vasija esmaltada. La radiografía nos permite observar que las secciones superiores e inferiores de la vasija fueron unidas con pequeñas trenzas de alambre antes de asegurar la unión mediante soldadura fuerte con una aleación de alto punto de fusión (probablemente cobre/plata). El asa, la base y la sección del pico superior también fueron soldadas, lo cual debió llevarse a cabo antes de esmalte. También se pueden apreciar reparaciones posteriores.



Figura 1.3 [1] Radiografía la cual muestra los alambres asegurando las secciones superior e inferior, las juntas soldadas, las reparaciones de soldadura blanda, la construcción del asa a partir de lámina enrollada. Las variaciones en el grosor del esmalte en el lado de la vasija son visibles en la unión del asa. El detalle enfocado ha sido procesado para mostrar las trenzas de alambre y las variaciones den la capa de esmalte en las juntas.

## 2. Fundamentos físicos

### 2.1 Mecanismos de producción de rayos X

#### 2.1.1 Bremsstrahlung

En la Figura 2.1 se muestra la generación de rayos X en un tubo de rayos X. Como podemos observar, los rayos X se generan cuando un haz de electrones, emitidos por un filamento incandescente o cátodo, después de haber sido acelerados con un potencial eléctrico, interactúan con un ánodo formado por una placa metálica. Como se ve en la Figura 2.2, al llegar al ánodo los electrones son frenados al pasar por las proximidades de los núcleos atómicos, transformándose parte de su energía cinética en energía electromagnética, esta radiación se conoce como *bremsstrahlung* (radiación de frenado), la cual se caracteriza por una distribución continua (Gráfica 2.1) que se hace más intensa y se desplaza hacia frecuencias más altas, cuando se incrementa la energía de los electrones incidentes.

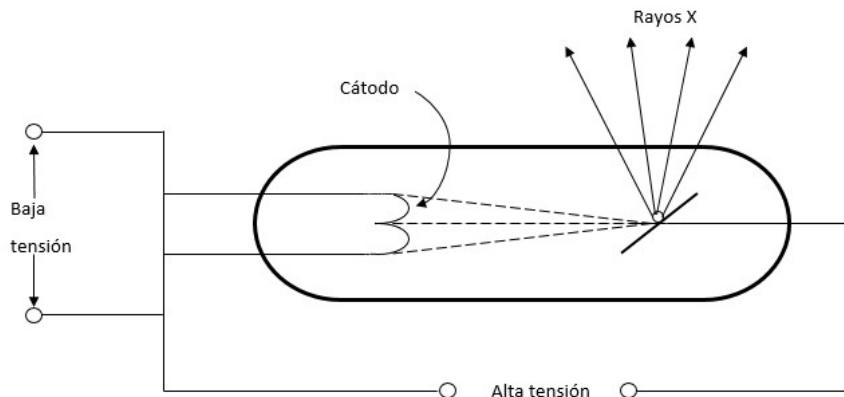


Figura 2.1 Esquema de un tubo de rayos x

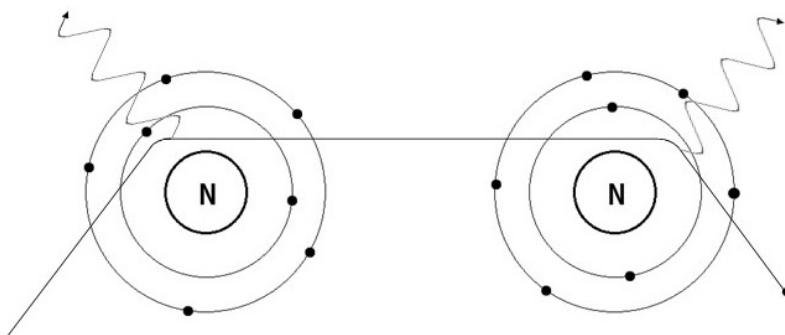
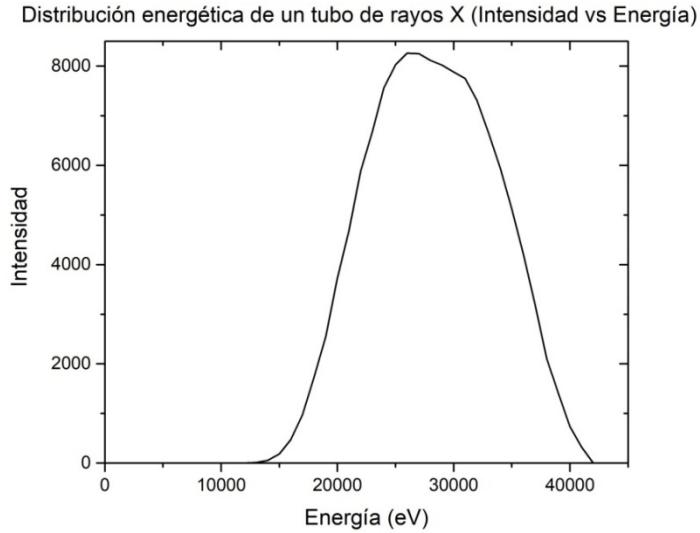


Figura 2.2 Diagrama del proceso de producción de bremsstrahlung. Se observa el cambio en la trayectoria de un electrón al pasar por las proximidades de un núcleo atómico



**Gráfica 2.1 Distribución energética de un tubo de rayos X con energía de 40 kV, un filtraje inherente de 0.8 mm de Al y un blanco de W (simulación realizada con xop)**

La distribución energética para un tubo de rayos X sin filtraje inherente está modelada por la siguiente ecuación [3]:

$$I_\nu = C[Z(\nu_0 - \nu) + bZ^2] \quad (2.1)$$

donde  $C$  y  $b$  son constantes de proporcionalidad,  $\nu$  es la frecuencia,  $Z$  es el número atómico del ánodo y  $\nu_0$  es la frecuencia de corte ( $\nu_0 = c/\lambda_{\min}$ )

### 2.1.2 Rayos X característicos

La producción de rayos X característicos involucra transiciones de los átomos en el material blanco entre los niveles de energía permitidos en capas atómicas internas. Cuando un electrón es expulsado de la capa K por un bombardeo electrónico o por la absorción de un fotón, el átomo se ioniza y el ión se queda en un estado de alta energía. Este exceso de energía que el ión tiene sobre el estado normal del átomo es igual a la energía de enlace requerida para remover el electrón K a un estado de reposo fuera del átomo. Si la vacancia dejada por este electrón se llena por un electrón proveniente de un nivel L, la transición es acompañada por la emisión de una línea de rayo X conocida como línea  $K_\alpha$ . Este proceso deja una vacancia en la capa L. Por otro lado, si el átomo contiene suficientes electrones, la capa K puede ser llenada por un electrón proveniente de un nivel M que es acompañado por la emisión de una línea  $K_\beta$ . Los iones de estados L o M que permanecen pueden también llevar a una emisión si las vacancias de los electrones son llenadas por electrones provenientes de órbitas más lejanas.

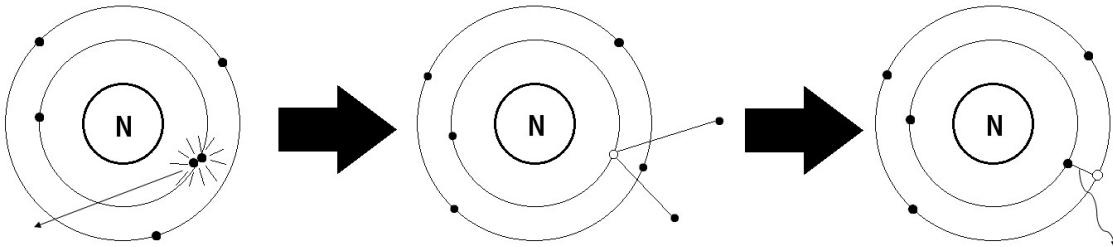


Figura 2.3 Diagrama de producción de rayos x característicos

Todas las transiciones desde la capa K producen líneas de la llamada serie K, las transiciones de la capa L producen líneas de la serie L y así sucesivamente. Existe un número limitado de transiciones permitidas. Las líneas más intensas crean la radiación de dipolo eléctrico. Las transiciones son gobernadas por las reglas de selección para el cambio de números cuánticos [4]:

$$\Delta l = \pm 1 \quad (2.2)$$

$$\Delta j = 0, \pm 1 \quad (2.3)$$

La transición de  $j = 0 \rightarrow 0$  está prohibida.

Estas reglas de selección son iguales a las correspondientes a un electrón en un átomo monoelectrónico. El conjunto completo de rayos X emitidos por dichas transiciones constituyen el espectro de líneas de rayos X de un átomo. En la Figura 2.4 podemos observar las series K, L y M.

Definamos la energía  $E_i$  de un estado involucrado en la transición de rayos X como la energía del estado electrónico, donde el átomo tiene una vacancia en la  $i$ -ésima subcapa. Dejando de lado transiciones electrónicas no radiativas, entonces la transición  $i \rightarrow f$  de un estado inicial  $i$  a un estado final  $f$  de menor energía lleva a la emisión de un cuanto de rayos X con energía  $E_i - E_f$ . Este cuanto corresponde a la emisión de radiación con una frecuencia  $v$ , una longitud de onda en el vacío  $\lambda$  y un número de onda  $k$ . Entonces, tenemos que [5]:

$$E_i - E_f = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = hck \quad (2.4)$$

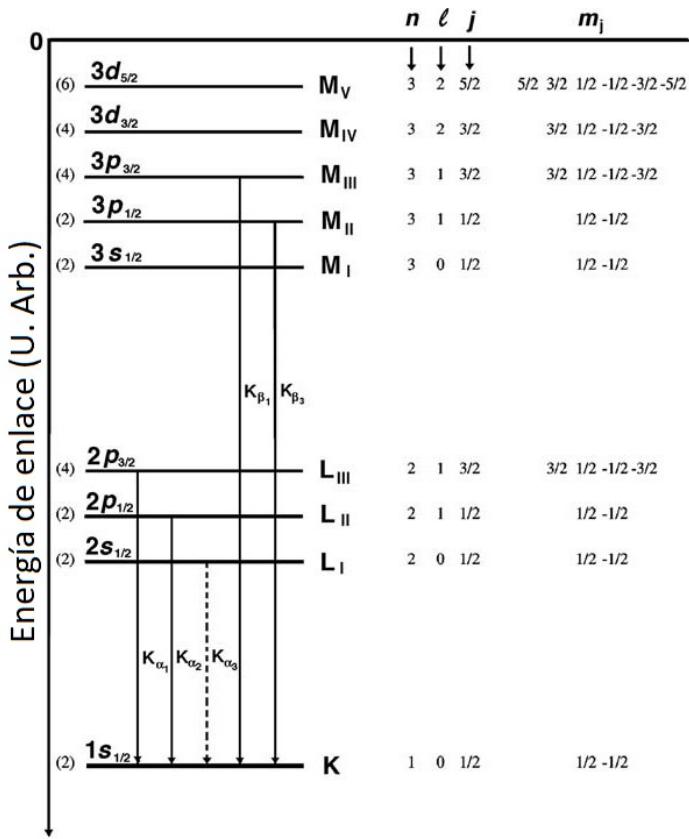


Figura 2.4 [6] Diagrama de Grotrian para las transiciones de rayos X de la serie K. Las líneas sólidas caracterizan transiciones de dipolos, mientras que las punteadas transiciones de multipolaridades más altas.

## 2.2 Funcionamiento de un tubo de rayos X

En la Figura 2.5 se muestran los componentes principales de un tubo de rayos X. Este tipo de dispositivos constituyen la fuente de rayos X más usual para el uso de radiografía con sensores digitales.

Como se explicó en la sección 2.1, un filamento calentado libera electrones los cuales son acelerados por una diferencia de potencial hasta golpear un blanco. Al haz de electrones acelerados se le conoce como corriente del tubo. Los rayos X son generados al impactar los electrones en el blanco. Estos salen del blanco en todas direcciones, por lo cual se requiere el uso de colimadores para obtener un haz efectivo. Se debe mantener un vacío dentro del recubrimiento de vidrio para evitar que los electrones interactúen con moléculas de gas.

El filamento debe ser de un metal con un punto de fusión alto. El tungsteno (punto de fusión de 3370°C) es el material de elección en la mayoría de los tubos de rayos X. Se utiliza una corriente de bajo amperaje para calentar el filamento, la razón a la que se liberan

los electrones aumenta con la corriente del filamento. El filamento se encuentra montado dentro de una copa de enfoque cargada negativamente

Se conoce como punto focal al volumen del blanco dentro del cual los electrones son absorbidos y los rayos X son producidos. Entre más fino sea el filamento, el punto focal será menor y la radiografía será más clara.

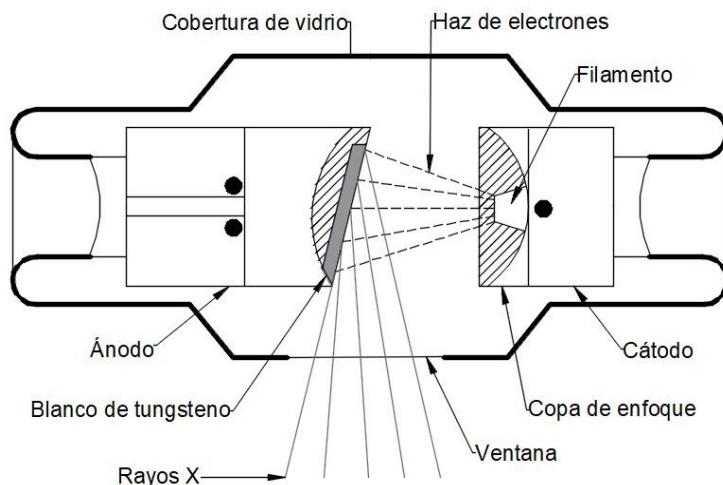


Figura 2.5 Componentes principales de un tubo de rayos X

## 2.3 Mecanismos de interacción de rayos X con la materia

### 2.3.1 Efecto fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico es la expulsión de un electrón de un átomo por la absorción de un fotón incidente. Al electrón expulsado se le conoce como fotoelectrón. La emisión de rayos X característicos puede ser precedida por la ionización de capas atómicas internas por medio del efecto fotoeléctrico.

La energía cinética del fotoelectrón está dada por la diferencia entre la energía del fotón incidente ( $E = h\nu$ , donde  $h$  es la constante de Planck y  $\nu$  la frecuencia del fotón) y la energía atómica de enlace del electrón.

Para energías lejos del borde de absorción y dentro del rango no relativista, la sección eficaz  $\tau_k$  para la expulsión de un electrón de la capa K está dada por [7]:

$$\tau_k = \frac{32\sqrt{2}}{3} \pi r_0^2 \frac{Z^5}{(137)^4} \left(\frac{m_0 c^2}{hv}\right)^{7/2} \quad (2.5)$$

### 2.3.2 Dispersión Compton

La dispersión Compton (Figura 2.6) es el proceso por el cual un fotón es dispersado por un electrón de capas externas, resultando en un fotón menos energético y un electrón dispersado con la energía perdida por el fotón.

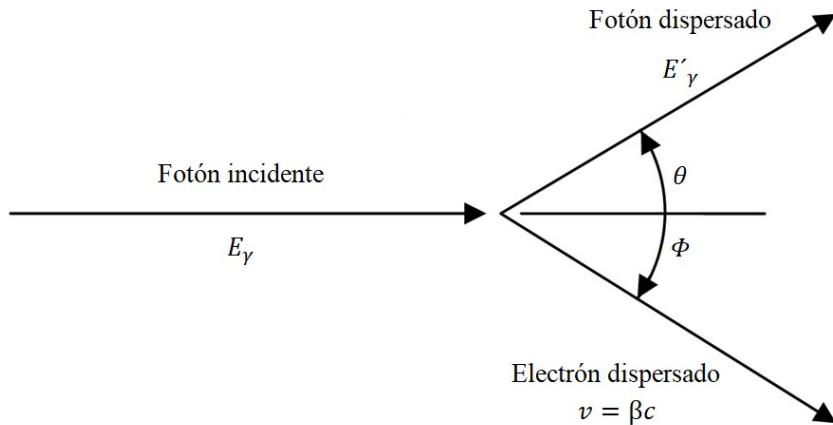


Figura 2.6 Dispersión Compton

Consideremos al electrón que interactúa como un electrón libre y en reposo (una buena aproximación ya que la energía del fotón es generalmente muy grande comparada con las energías orbitales de los electrones atómicos de capas externas débilmente unidos). La conservación del momento lineal y de la energía nos dice qué [8]:

$$\frac{E_\gamma}{c} = \frac{E'_\gamma}{c} \cos(\theta) + \frac{mc\beta \cos\Phi}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.6)$$

$$0 = \frac{E'_\gamma}{c} \sin(\theta) - \frac{mc\beta \sin\Phi}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.7)$$

$$E_\gamma + mc^2 = E'_\gamma + \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.8)$$

Si observamos al fotón dispersado podemos eliminar las variables no observadas β y Φ, obteniendo así la fórmula de dispersión de Compton:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + (E_\gamma/mc^2)(1 - \cos\theta)} \quad (2.9)$$

### 2.3.3 Producción de pares

La producción de pares es el proceso por el cual un fotón con una energía mínima de 1.022 MeV pierde toda su energía ( $h\nu$ ) al encontrarse en la cercanía de un núcleo atómico, creando un electrón y un positrón (el par) y proporcionándoles una cierta energía cinética (Figura 2.7).

Dado que la masa del núcleo es muy grande, podemos ignorar la energía que toma el retroceso del núcleo, de tal manera que el balance de energías queda de la siguiente manera [9]:

$$h\nu = E_- + E_+ = (m_0 c^2 + K_-) + (m_0 c^2 + K_+) = K_- + K_+ + 2m_0 c^2 \quad (2.10)$$

donde  $E_-$  y  $E_+$  son las energías relativistas totales del electrón y el positrón respectivamente,  $K_-$  y  $K_+$  son las energías cinéticas y  $m_0 c^2$  la energía en reposo tanto del electrón como del positrón.

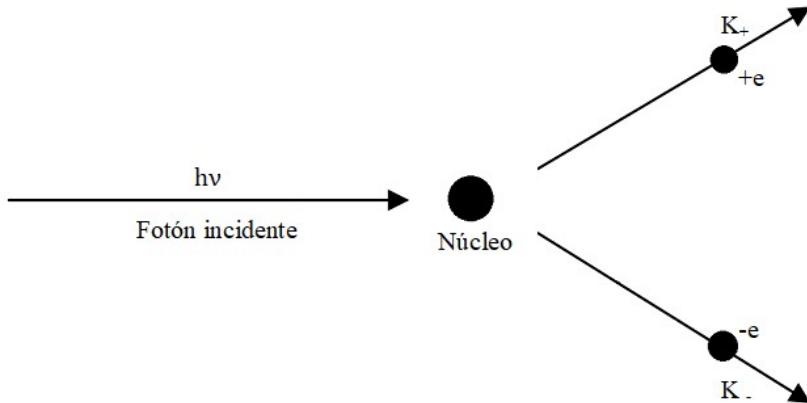


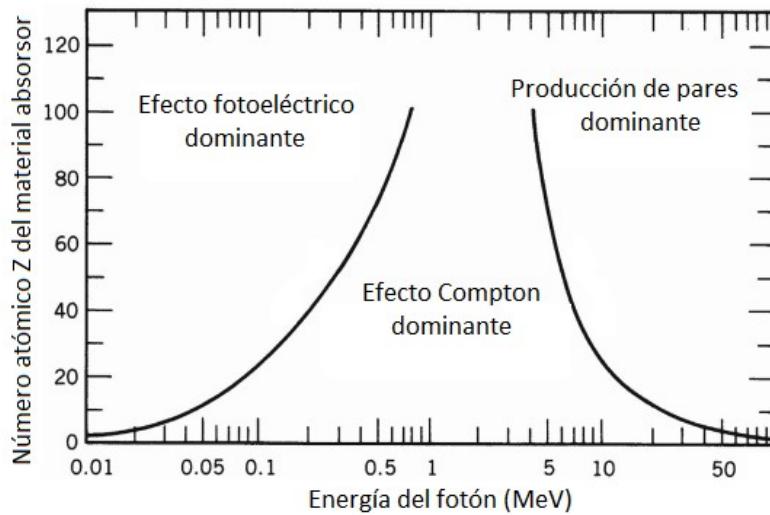
Figura 2.7 Proceso de producción de pares

### 2.3.4 Dispersión Rayleigh

La dispersión Rayleigh es el proceso por el cual un fotón es dispersado por los electrones de un átomo. El átomo no es excitado ni ionizado como resultado de esta interacción y después de la interacción los electrones regresan a su estado original, es decir, la dispersión es elástica y no existe transferencia de energía al átomo. Al aumentar el número atómico del átomo la dispersión Rayleigh se hace más probable.

### 2.3.5 Atenuación de rayos X con la materia

Consideremos un haz colimado de rayos X monoenergético (fotones de la misma energía). Al incidir en un material este será atenuado. Los fotones pueden interactuar con el material por medio de dispersión Compton, efecto fotoeléctrico o producción de pares. En la Gráfica 2.2 se muestran las regiones de energía del haz incidente y número de protones del material atenuador en que cada proceso predomina.



Gráfica 2.2 [10] Regiones de energía del haz incidente y número de protones del material atenuador en que cada proceso predomina.

La ley de Lambert nos dice que *caminos iguales en el mismo medio absorisor atenían fracciones iguales de radiación* [11]. Supongamos que para la longitud de camino  $dx$ , la intensidad  $I$  es reducida en  $dI$ . Entonces,  $dI/I \propto dx$ , ó [11]

$$\frac{dI}{I} = -\mu_1 dx \quad (2.11)$$

entonces

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.12)$$

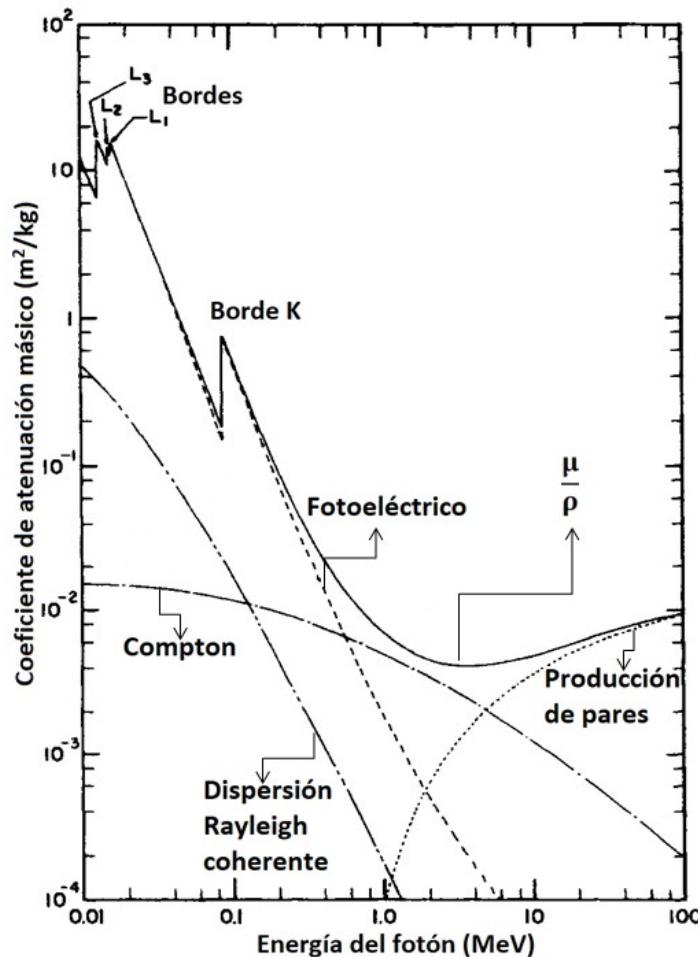
donde  $\mu$  es el coeficiente lineal de atenuación, el cual representa la probabilidad total por energía de longitud de remover un fotón y está dado por la suma de las respectivas probabilidades de absorción por efecto fotoeléctrico ( $\tau$ ), dispersión Compton ( $\sigma$ ) y producción de pares ( $\kappa$ ) [8]:

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa \quad (2.13)$$

En los casos en que se requiere expresar la atenuación de la radiación en función de la masa encontrada en vez de la distancia recorrida, se utiliza el coeficiente de atenuación

másica  $\frac{\mu}{\rho}$ , el cual se obtiene al dividir el coeficiente de atenuación lineal entre la densidad  $\rho$  del material atenuador.

En la Gráfica 2.3 podemos observar las contribuciones de los 3 procesos mencionados en el coeficiente de atenuación lineal para plomo.



Gráfica 2.3 [12] Coeficiente de atenuación másico del plomo. Se indican las contribuciones de cada uno de los procesos involucrados.

Las discontinuidades en la curva de  $\frac{\mu}{\rho}$  se conocen como bordes de absorción y ocurren cuando la energía del fotón incidente es igual a la energía de enlace de alguno de los electrones en las capas internas.

### 2.3.6 Producción de fluorescencia secundaria

A la emisión de rayos X característicos por parte de un material que ha sido excitado por irradiación de rayos X se le conoce como fluorescencia de rayos X o rayos X secundarios (Figura 2.8).

En una muestra uniforme, la parte del efecto fotoeléctrico del coeficiente lineal de atenuación ( $\mu$ ) es proporcional al número de fotones fluorescentes que salen de la muestra.

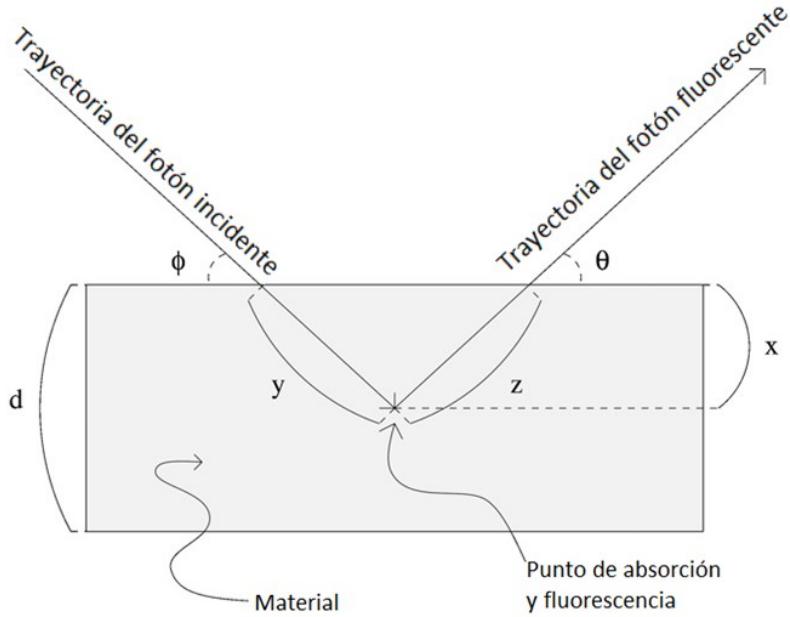


Figura 2.8 [13] Geometría de producción de fluorescencia

A continuación calculamos la intensidad de fluorescencia generada por un material con un grosor  $d$  en el cuál incide un fotón a un ángulo  $\Phi$ , se absorbe y se produce la fluorescencia a una profundidad  $X$  y se emite el fotón fluorescente a un ángulo  $\theta$  (Figura 2.8). La eficiencia de producción de fluorescencia en el punto de absorción es proporcional a la intensidad de los rayos incidentes.

De la ecuación (2.12) sabemos que la intensidad a una profundidad  $y$  está dada por:

$$I = I_0 e^{-\mu(E)y} \quad (2.14)$$

Al producirse los fotones fluorescentes, estos deben escapar de la muestra. El flujo de fluorescencia desde este punto en la muestra está dado por [13]:

$$I_f = I_0 e^{-\mu(E)y} e^{-\mu(E_f)z} \varepsilon_a(E) \mu(E) \quad (2.15)$$

donde  $\varepsilon_a(E)$  es la eficiencia de fluorescencia por unidad de ángulo sólido,  $E$  es la energía del haz incidente y  $E_f$  es la energía de los fotones fluorescentes. La ecuación (2.15) sólo es válida para una  $y$  y una  $z$  particular, por lo que debemos integrar [13]:

$$dI_f = I_0 \varepsilon_a \mu(E) e^{-(\mu_T y + \mu_f z)} dy \quad (2.16)$$

donde  $\mu_T = \mu(E)$  y  $\mu_f = \mu(E_f)$ . Las variables  $y$  y  $z$  son dependientes por medio de  $ysin\Phi = zsin\theta = x$ . Cambiando las variables tenemos qué [13]:

$$dI_f = I_0 \varepsilon_a \mu(E) \frac{1}{sin\Phi} e^{-(\frac{\mu_T}{sin\Phi} + \frac{\mu_f}{sin\theta})x} dx \quad (2.17)$$

integrando de ambos lados [13]:

$$I_f = I_0 \varepsilon_a \mu(E) \frac{1}{sin\Phi} \int_0^d e^{-(\frac{\mu_T}{sin\Phi} + \frac{\mu_f}{sin\theta})x} dx \quad (2.18)$$

resolviendo la integral  $(\frac{\mu_T}{sin\Phi} + \frac{\mu_f}{sin\theta} = \alpha)$

$$\int_0^d e^{-\alpha x} dx = -\frac{1}{\alpha} \int_0^d e^{-\alpha x} (-\alpha) dx = \frac{1}{\alpha} [1 - e^{-d\alpha}] \quad (2.19)$$

sustituyendo (2.19) en (2.18)

$$I_f = \frac{I_0 \varepsilon_a \mu(E)}{\mu_T + g \mu_f} [1 - e^{-(\frac{\mu_T}{sin\Phi} + \frac{\mu_f}{sin\theta})d}] \quad (2.20)$$

donde  $g \equiv sin\Phi/sin\theta$

## 2.4 Funcionamiento de detectores de rayos X para la producción de imágenes

### 2.4.1 Cristales centelladores inorgánicos

Se conoce como un cristal centellador a los cristales que presenta el fenómeno de centelleo al ser expuesto a radiación ionizante (es decir, fluorescen). Existen centelladores orgánicos e inorgánicos. A continuación se explica el proceso de centelleo en los cristales inorgánicos aislantes, los cuales son de interés para este trabajo.

Debido a la estructura de una red cristalina, las dos bandas energéticas extremas son la de conducción y la de valencia, las cuales se encuentran separadas por una “banda prohibida” (Figura 2.9) En un material aislante los estados energéticos de la banda de valencia se encuentran generalmente llenos, mientras que los de la banda de conducción se encuentran vacíos. La radiación incidente puede excitar un electrón y hacerlo saltar de la banda de valencia a la de conducción, haciendo que atraviese la banda prohibida; eventualmente, este electrón emitirá energía y regresará a la banda de valencia.

Con el fin de evitar la autoatenuación del fotón y aumentar las probabilidades de emisión del mismo, se contamina el cristal con impurezas llamadas activadores. Los activadores proveen estados energéticos a la banda prohibida y la emisión de luz se lleva a cabo entre los estados de los activadores.

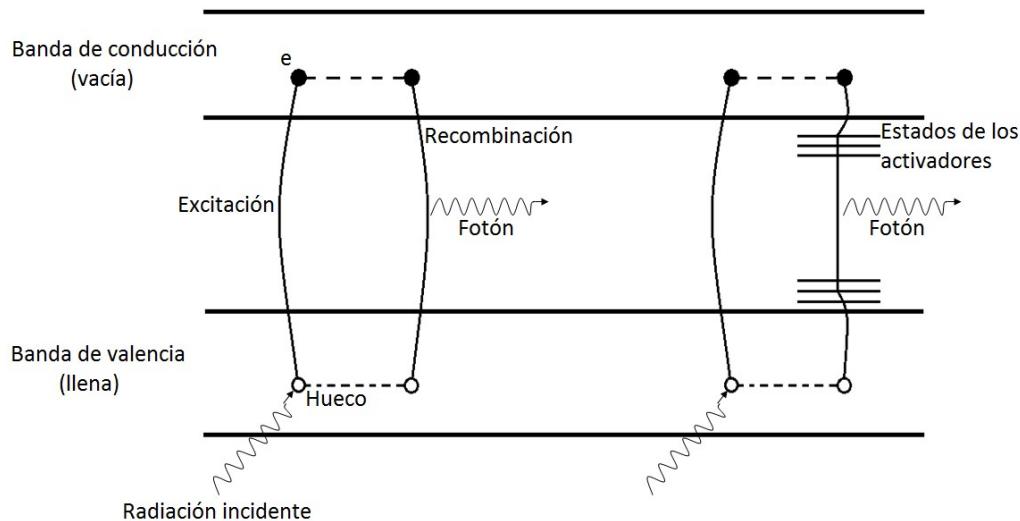


Figura 2.9 Bandas de energía en un cristal sin activadores (izquierda) y con activadores (derecha)

## 2.4.2 Detectores planos de centelleo

Los detectores planos de centelleo de rayos X están dispuestos de la siguiente manera: primero se encuentra una película de un material centellador que se encarga de transformar los rayos X incidentes en luz por medio del efecto de fluorescencia. A contacto con la película se encuentra un arreglo de fotodiodos de silicón amorfo (a-Si) que convierten la luz en electrones. Cada fotodiodo tiene asociado un interruptor de transistor de películas finas (TFT por sus siglas en inglés). La carga producida por los fotodiodos es leída activando los interruptores TFT asociados. Para este propósito, los arreglos de los detectores planos son acoplados en dos bordes opuestos para escanear chips que activan secuencialmente filas de TFTs (líneas de escaneo). La información electrónica generada en este proceso es convertida a una señal digital que es recibida por la computadora y el software convierte esta información en una imagen de alta calidad.

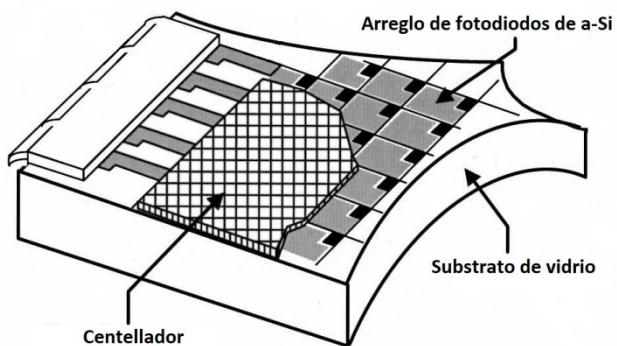


Figura 2.10 [14] Diagrama de un detector plano de centelleo