



ce
pre
UNI

Física

CICLO
PREUNIVERSITARIO
2023-1





ce
pre
UNI

Física

FÍSICA MODERNA

ce
pre
UNI

FÍSICA MODERNA

Hasta el siglo XIX existía lo que conocemos como física clásica (como la mecánica o el electromagnetismo). Pero a finales de ese siglo y principios del siguiente tuvieron lugar una serie de experimentos que no podían explicarse mediante esa física clásica. Para explicarlos surgieron una serie de teorías que se englobaron en lo que se conoce como física moderna: la física cuántica y la teoría de la relatividad general.

La física cuántica está relacionada con el mundo de los objetos muy pequeños. Hablamos del mundo subatómico, donde suceden fenómenos que la física clásica no puede explicar. Para la física clásica hay dos grandes mundos: el de las partículas y el de las ondas. Para la física cuántica estos dos mundos son el mismo: las partículas se comportan como ondas y las ondas como partículas.

Algunos de esos experimentos son los siguientes:

- La radiación de cuerpo negro.
- El efecto fotoeléctrico.
- La generación de rayos x.

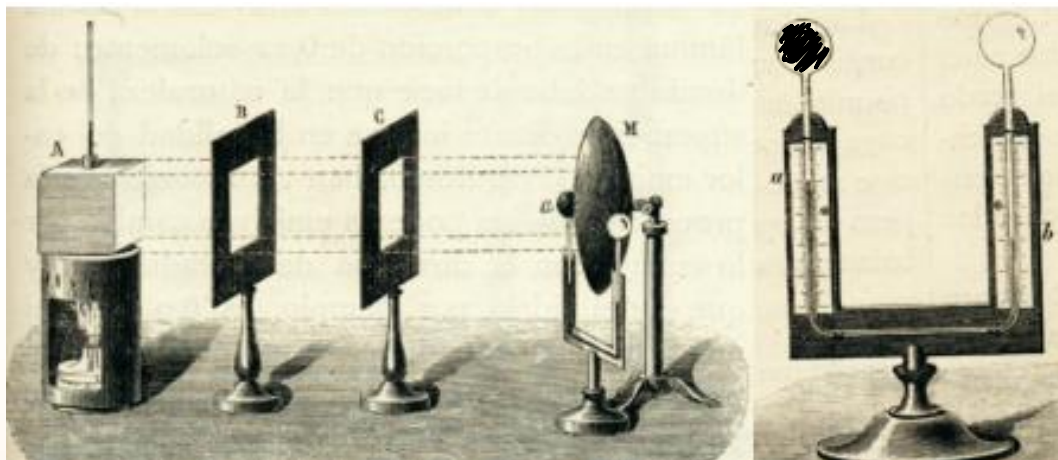
RADIACIÓN DE CUERPO NEGRO

Radiación térmica

Radiación electromagnética emitida por un cuerpo debido a su temperatura. Es producida por el movimiento térmico de las partículas cargadas que hay en la materia. Todos los cuerpos (salvo aquel cuya temperatura sea el cero absoluto) emiten esta radiación, siendo su intensidad dependiente de la temperatura.

Cubo de Leslie

El cubo de Leslie consta de cuatro superficies: una pintada de negro, otra pintada de blanco, una de aluminio bruñido y otra de aluminio mate.



Las diferentes superficies están pintadas de diferentes colores y su poder emisor se mide concentrando los rayos mediante un espejo parabólico sobre el bulbo pintado de negro de un termómetro diferencial.

Experimentalmente utilizando el cubo calentado hasta los 90°C observamos que la radiación producida por la superficie pintada de negro es mayor a la radiación emitida por la superficie pintada de blanco, bastante mayor que la emitida por la superficie metálica mate, y mucho mayor que la superficie metálica bruñida.

La conclusión que se obtiene a partir de las experiencias de leslie citadas sería que las superficies que son buenas emisoras de la radiación térmica también la absorben bien y que las superficies que son malas emisoras también absorben poco la radiación térmica.

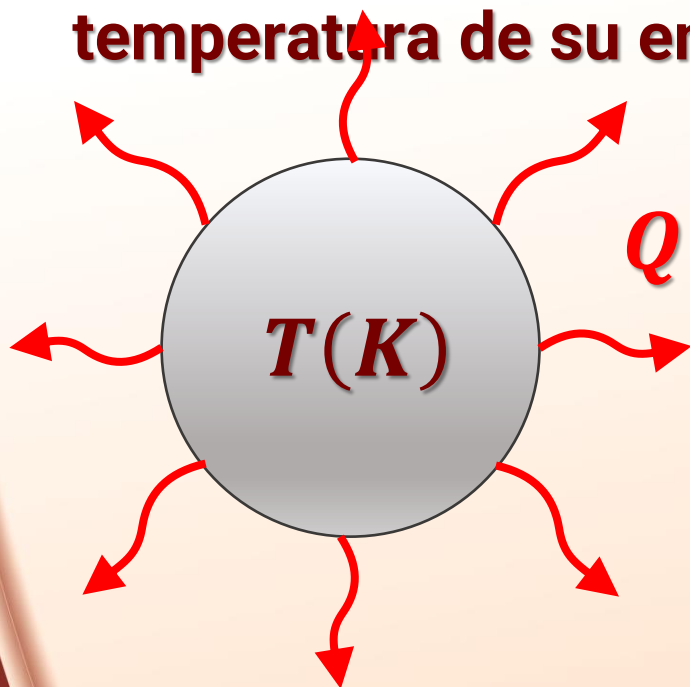
Con esto definimos el coeficiente de emisividad e (absorción a) como el porcentaje de la radiación que incide sobre una superficie que logra pasar a través de ella cuando el cuerpo está a mayor (menor) temperatura que el entorno.

Kirchhoff plantea que un cuerpo en equilibrio térmico, que sólo emite radiación y está expuesto a ella, absorbe y emite la misma cantidad de radiación al mismo tiempo. De acuerdo con esto:

Los coeficientes de emisividad e y de absorción a de una superficie dada son iguales

Ley de Stefan - Boltzmann

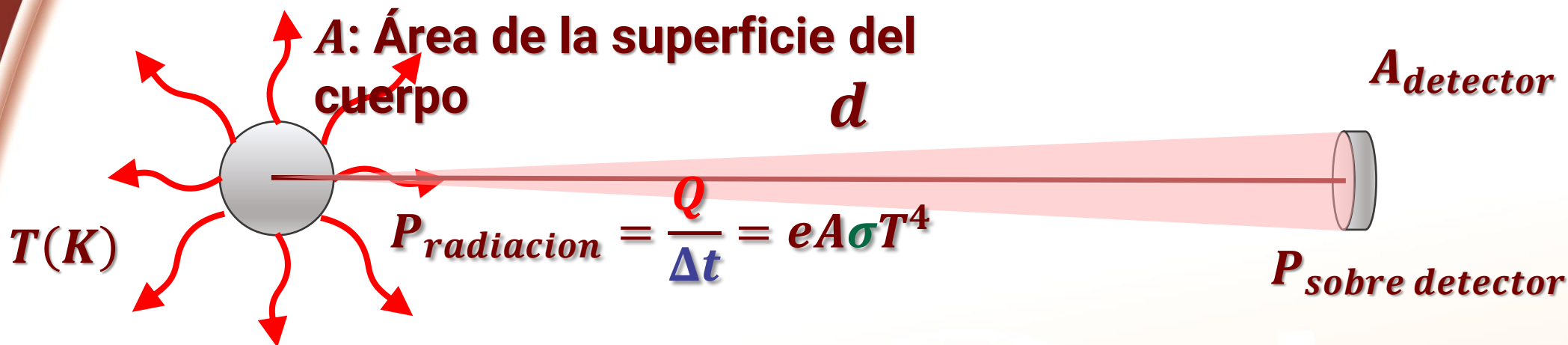
A partir de los experimentos de leslie y haciendo uso de un sensor que transforma la radiación que absorbe en corriente (termopila), se obtiene cuan rápido un cuerpo emite radiación a través de su superficie, superficie cuya área es A y tiene una emisividad e , al encontrarse a una temperatura absoluta T mucho mayor que la temperatura de su entorno.



$$\frac{Q}{\Delta t} = eA\sigma T^4$$

con $\sigma = 5,67 \times 10^{-8} \frac{W}{m^2 \cdot K^4}$

A esta constante de calibración σ se le denomina la constante de Stefan-Boltzmann



Recordando que la intensidad es la razón entre la potencia y el área que atraviesa la energía

En la superficie del detector la intensidad de la radiación es

$$\frac{P_{sobre\ detector}}{A_{detector}} = \frac{P_{radiacion}}{4\pi d^2} \Rightarrow P_{radiacion} = P_{sobre\ detector} \left(\frac{4\pi d^2}{A_{detector}} \right)$$

Y sobre la superficie del cuerpo la intensidad de la radiación es

$$I = \frac{P_{radiacion}}{A} = e\sigma T^4 \quad \therefore \quad I = \frac{1}{A} P_{sobre\ detector} \left(\frac{4\pi d^2}{A_{detector}} \right) = e\sigma T^4$$

CUERPO NEGRO

Un cuerpo negro que absorbe toda la luz y toda la energía radiante que incide sobre él, constituyendo un sistema ideal para el estudio de la emisión de radiación electromagnética. Ninguna fracción de la radiación incidente se refleja sobre el cuerpo negro.

La radiación térmica emitida espontáneamente por muchos objetos ordinarios (por ejemplo el sol o filamentos incandescentes) puede aproximarse a la radiación emitida por un cuerpo negro.

También puede aproximarse la radiación emitida a través de un agujero hecho en la pared de un recinto perfectamente aislado que se encuentre en equilibrio térmico, siempre que el agujero sea lo suficientemente pequeño para que tenga un efecto insignificante en el equilibrio.

Si el cuerpo negro está a mayor temperatura que el ambiente, emitirá radiación con un coeficiente de emisividad $e = 1 = 100\%$.

Si el cuerpo negro está a menor temperatura que el ambiente, emitirá radiación con un coeficiente de absorción $a = 1 = 100\%$.

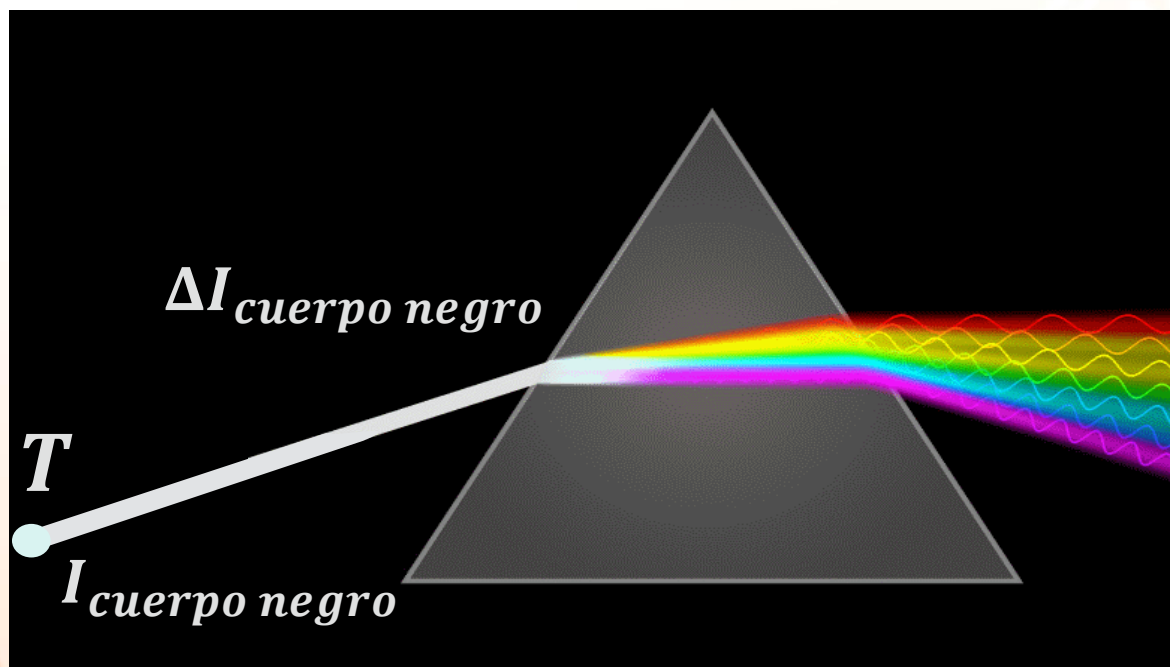
Por lo tanto la intensidad de la radiación del cuerpo negro en su superficie viene dada por

$$I_{\text{en la superficie del cuerpo negro}} = \frac{Q}{A\Delta t} = \sigma T^4$$

La intensidad de la radiación del cuerpo negro depende solamente de su temperatura absoluta

Espectro de emisión del cuerpo negro

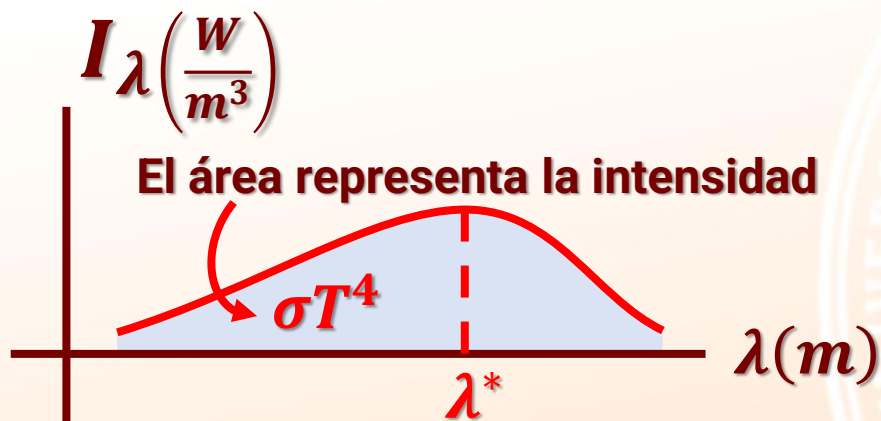
Es el resultado de descomponer la radiación emitida del cuerpo negro. Al hacer esto podemos hallar la intensidad en cada intervalo de longitudes de onda de las radiaciones que la componen



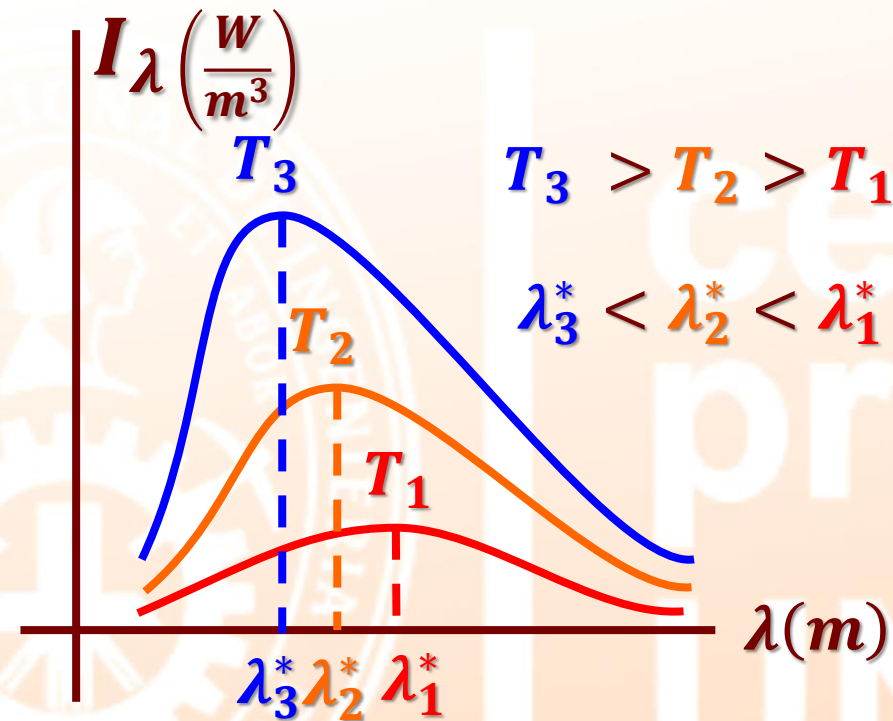
Las diversas radiaciones que componen el espectro de emisión tienen intensidades distintas unas de otras, las cuales cambian al cambiar la temperatura del cuerpo emisor.

Definimos la irradiancia espectral (I_λ) como la intensidad por longitud de onda, es decir $I_\lambda = \frac{\Delta I}{\Delta \lambda}$. Esta razón cambia con la longitud de onda de la radiación. La unidad en el S.I. es $\frac{W}{m^3}$

Esta gráfica corresponde la radiación de cuerpo negro a una temperatura T



Esta es la longitud de onda de la radiación más emitida a la temperatura T .



$$\lambda_1^* T_1 = \lambda_2^* T_2 = \lambda_3^* T_3 = 2,89 \times 10^{-3} m \cdot K$$

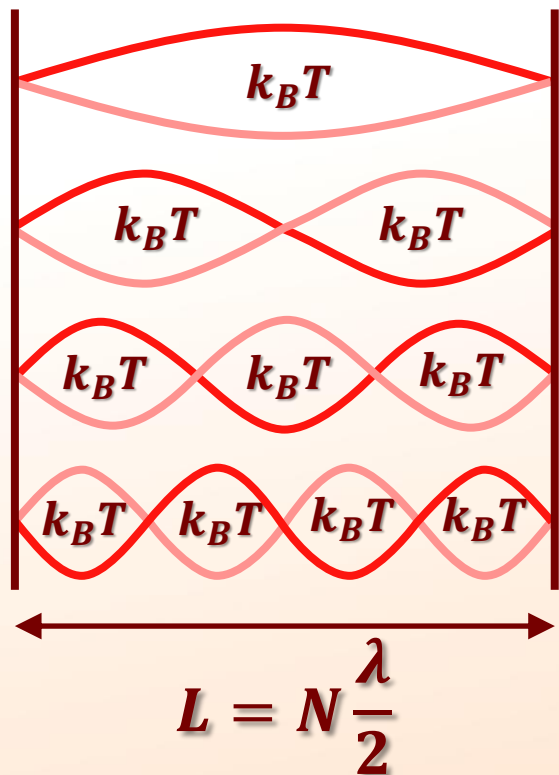
MODELO CLÁSICO

Para entender este modelo, suponga una pieza metálica que contiene una cavidad, calentada uniformemente a temperatura T . en la cavidad se establece y se mantiene un equilibrio térmico mediante la absorción y reemisión de la radiación por las paredes.

Aproximadamente en el año 1900, Rayleigh y Jeans propusieron que la radiación dentro de cada cavidad de volumen V consta de ondas estacionarias con nodos en las paredes: calcularon el número de modos de oscilación (número de antinodos) para un intervalo de longitudes de onda dado.

Y a partir del modelo cinético aplicado a los gases ideales, asignaron a cada modo de oscilación una energía proporcional a $k_B T$, donde k_B es la constante de boltzmann.

Como se vio anteriormente, la intensidad de la onda electromagnética (I) es igual al producto de la densidad de energía (u) con la velocidad de la O.E.M. y, la densidad de energía se calcula como el cociente entre la energía y el volumen que ocupa.

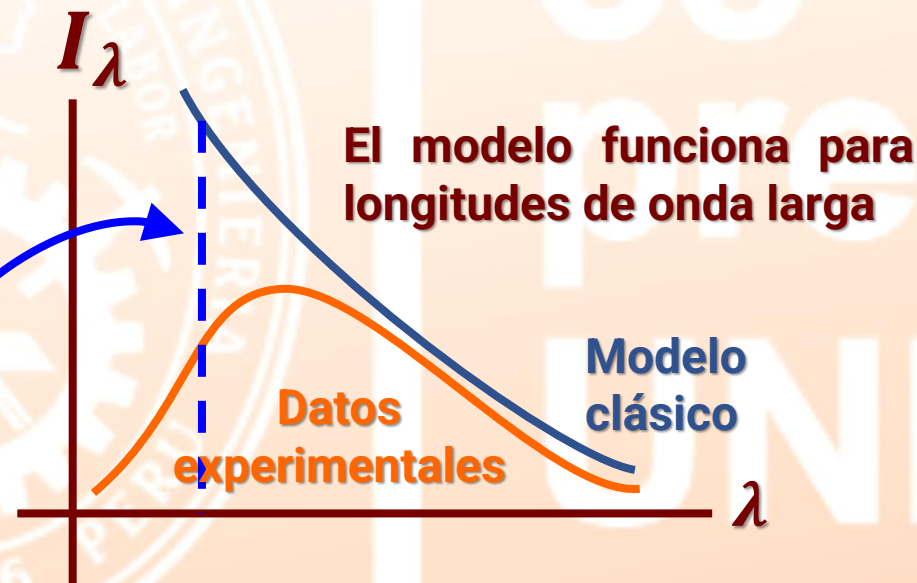


$$u_{EM} = u = \frac{\text{Energía}}{\text{Volumen}} \propto \frac{N^3 k_B T}{L^3} \propto \frac{N^3 k_B T}{\left(N \frac{\lambda}{2}\right)^3} \propto \frac{k_B T}{\lambda^3}$$

$$I = u_{EM} v_{OEM} \propto \frac{k_B T}{\lambda^3}$$

$$I_\lambda = \frac{\Delta I}{\Delta \lambda} \propto \frac{k_B T}{\lambda^4}$$

El modelo falla para longitudes de onda cercanas al UV (catástrofe ultravioleta)



MODELO DE PLANCK

Max Planck en el año 1900 presenta una ecuación empírica que se ajusta a las curvas experimentales del espectro de emisión del cuerpo negro.

Para conseguir las bases físicas de su fórmula, Planck hizo algunas propuestas, usando el modelo de la cavidad, que en su momento fueron calificadas de infundadas y extremadamente radicales

- La cavidad está compuesta por pequeños osciladores. Estos emiten la radiación en cuantos, cuya energía es proporcional a la frecuencia de oscilación ν de los osciladores ($E_{\text{cuanto}} = h\nu = hc/\lambda$), donde la constante h se conoce en la actualidad como la constante de Planck
- En equilibrio térmico, solo los osciladores con energía termica del orden de $k_B T$ contribuyen significativamente a la emisión.

EFFECTO FOTOELÉCTRICO

Emisión termoiónica

En 1873 Erick Guthrie descubrió que calentando al rojo vivo una esfera de hierro con carga negativa ésta perdía su carga (desprendiendo iones al vacío). Luego Edison, calentando filamentos por aplicación de voltaje en sus extremos, observó que ocurría esta emisión de electrones para un voltaje mínimo.

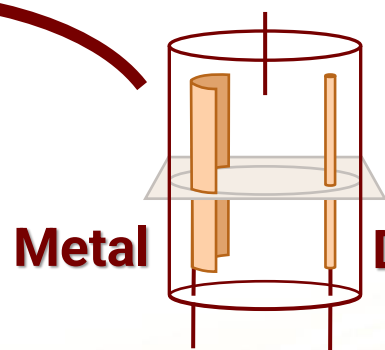
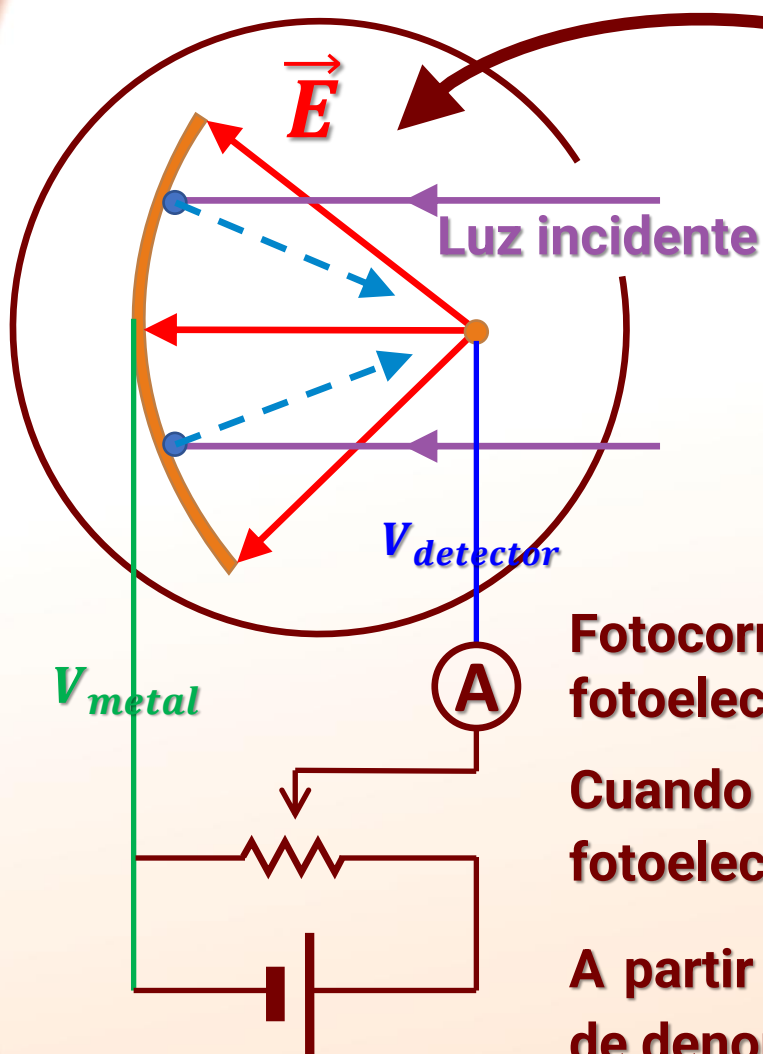
A partir de esto se concluye que para cada metal existe una cantidad de **energía mínima para que un electrón escape** de la superficie, a la cual se denomina **función de trabajo ϕ** . Esta función de trabajo ϕ es **característica del material** y para la mayoría de los metales es del orden de los electronvolt (eV), donde $1eV$ es la energía que adquiere un electrón al pasar entre dos puntos cuya diferencial de potencial es $1V$ ($1eV = 1,6 \times 10^{-19}J$)

Efecto fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico consiste en la emisión de electrones provenientes de un metal al incidir sobre él radiación electromagnética (luz visible o ultravioleta, en general)

Las primeras observaciones del efecto fotoeléctrico fueron llevadas a cabo por Heinrich Hertz, en 1887, en sus experimentos sobre la producción y recepción de ondas electromagnéticas. Su receptor consistía en una bobina en la que se podía producir una chispa como producto de la recepción de ondas electromagnéticas. Para observar mejor la chispa hertz encerró su receptor en una caja negra. Sin embargo la longitud máxima de la chispa se reducía en este caso comparada con las observaciones de chispas anteriores. En efecto la absorción de luz ultravioleta facilitaba el salto de los electrones y la intensidad de la chispa eléctrica producida en el receptor.

Fotoelectrones



Fotoelectrones: electrones extraídos por la luz que incide sobre la superficie del metal

Detector de los fotoelectrones

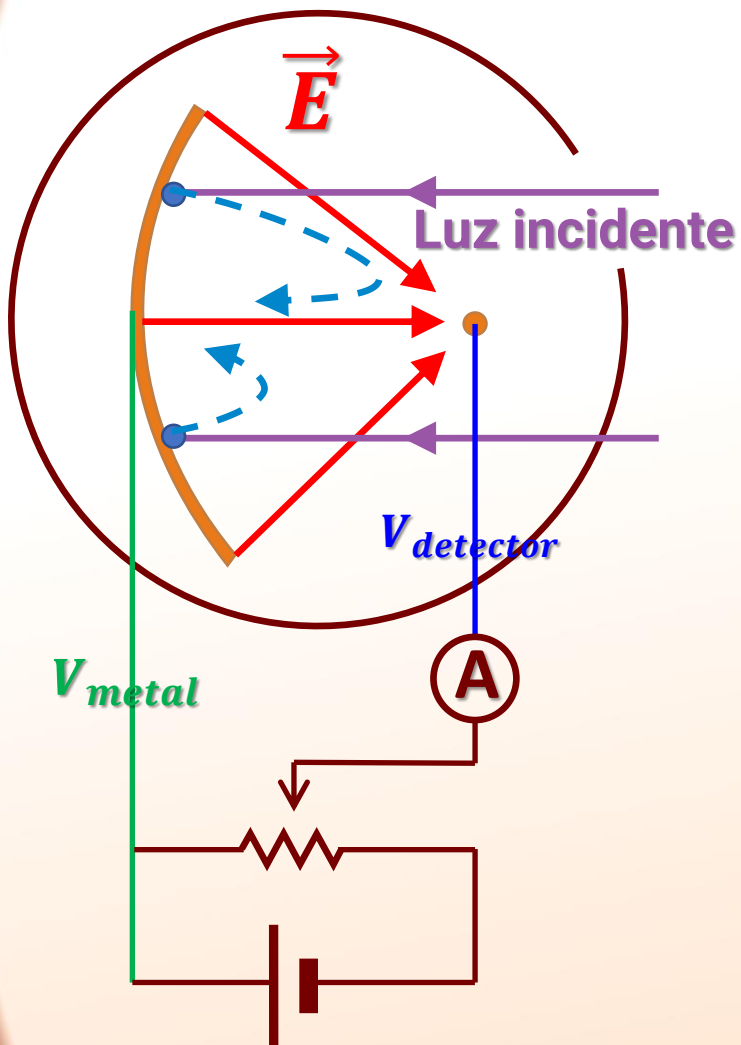
Tubo de vacío: esto es para que los electrones que salen del metal puedan llegar al detector

Fotocorriente (i): medida por el amperímetro. Es producida por los fotoelectrones que inciden sobre el detector

Cuando $V_{\text{detector}} - V_{\text{metal}} > 0$, el campo eléctrico $\vec{E}$ dirige a más fotoelectrones al detector que en el caso que $\vec{E} = \vec{0}$.

A partir de cierto voltaje, la fotocorriente no cambia su valor, a esa se denomina fotocorriente de saturación (i_s)

Fotoelectrones



Pero cuando $V_{detector} - V_{metal} \leq 0$, debido al campo eléctrico $\vec{E}$ los electrones son desviados o frenados y no todos llegan al detector siendo la fotocorriente menor que cuando $V_{detector} - V_{metal} > 0$

Para que la fotocorriente i sea cero debemos frenar el fotoelectrón con mayor energía cinética. Al voltaje mínimo para el cual $i = 0$ se denomina **voltaje de frenado** (V_0).

Hallando el trabajo del campo para frenar al fotoelectrón con $E_{k_{MAX}}$ antes de llegar al detector

$$W^{NETO} = \Delta E_k \Rightarrow W_{metal \rightarrow detector}^{FE} = E_{k_F} - E_{k_I}$$

$$(-e)(V_{metal} - V_{detector}) = 0 - E_{k_{MAX}}$$

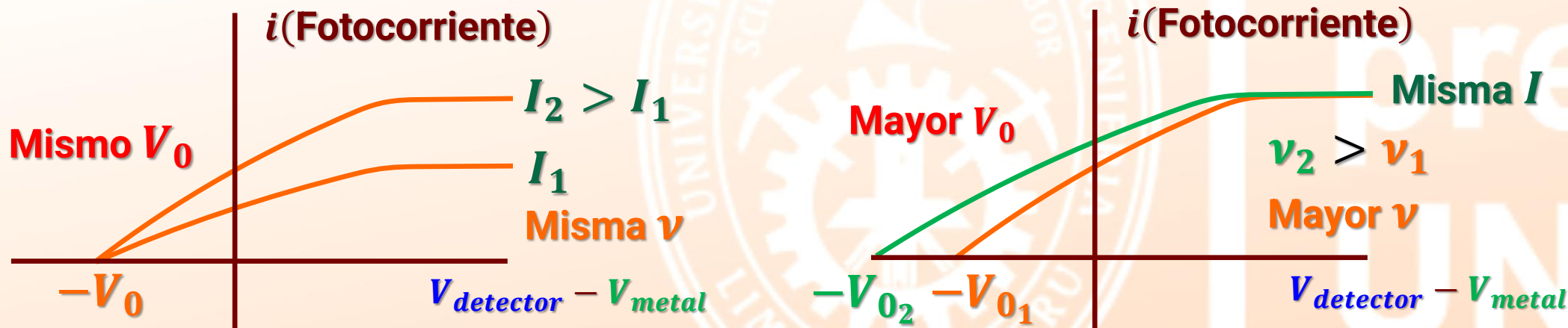
$$E_{k_{MAX}} = eV_0$$

Al cambiar la frecuencia ν e intensidad I de la luz (la cual es proporcional a la potencia de la fuente emisora de la luz) cambia los valores de la fotocorriente, fotocorriente de saturación i_s y voltaje de frenado V_0 . veamos que predecía la teoría clásica:

- La intensidad de una onda electromagnética depende de su amplitud ($\langle I_{OEM} \rangle = \frac{1}{2} \epsilon E_{max}^2 \nu_{OEM}$), pero no de su frecuencia. Así, el efecto fotoeléctrico debe ocurrir para cualquier frecuencia de la luz, y el valor de la fotocorriente no debe depender de la frecuencia de la luz.
- Si la luz que incide sobre la superficie es muy débil, puede transcurrir algún tiempo antes de que la energía total absorbida por la superficie sea suficiente para la producción de los fotoelectrones. Por lo tanto, para iluminación débil, se espera un tiempo de retardo entre el momento en que enciende la luz y cuando aparecen fotoelectrones.

- Debido a que la energía suministrada a la superficie del metal depende de la intensidad de la iluminación, se espera que el potencial de frenado aumente con el aumento de intensidad de luz. Como la intensidad no depende de la frecuencia, se espera, además, que el potencial de frenado no dependa de la frecuencia de la luz.

En 1902, Philipp Lenard obtuvo los siguientes resultados experimentales cambiando la frecuencia ν e intensidad I de la luz.



Los resultados experimentales demostraron ser muy diferentes de estas predicciones.

- **La producción de la fotocorriente depende de la frecuencia de la luz. Para un material dado, la luz monocromática con una frecuencia inferior a una frecuencia mínima no produce fotocorriente, independientemente de la intensidad. En términos de la longitud de onda, en metales donde incide luz con mayor longitud de onda a la longitud de onda máxima no se produce fotocorriente.**
- **No existe un retraso de tiempo medible entre que se enciende la luz y la emisión de fotoelectrones por parte del metal (suponiendo que la frecuencia de la luz supera la frecuencia umbral). Esto es cierto sin importar cuán débil es la luz.**

- El potencial de frenado no depende de la intensidad, pero depende de la frecuencia. Si la intensidad se mantiene constante, pero la frecuencia se incrementa, el potencial de frenado también aumenta. Y como la energía cinética máxima de los fotoelectrones es proporcional al voltaje de frenado, cuanto mayor es la frecuencia de la luz, mayor es la energía cinética de los fotoelectrones expulsados. El único efecto de aumentar la intensidad es aumentar el número de electrones por segundo y, por lo tanto, la fotocorriente i .

Estos resultados contradicen directamente la descripción de maxwell de la luz como onda electromagnética. Albert Einstein dio una solución a este dilema en 1905. Su propuesta incluía nada menos que un nuevo modelo para la naturaleza de la luz, dándole más sentido a la propuesta de Planck para la explicación de la radiación de cuerpo negro.

HIPOTESIS DE EINSTEIN

La radiación electromagnética esta compuesta por pequeños paquetes llamados cuantos o fotones, cuya energía es directamente proporcional a la frecuencia de la fuente emisora de la radiación

$$E_{foton} = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$$

Siendo h la constante de Planck. Si la fuente emite **más energía** por segundo y operando con la **misma frecuencia**, es porque emite **mayor número de fotones** por segundo.

Además, cada fotón que llega a la superficie del metal puede extraer sólo un electrón, y si el fotón no tiene la energía suficiente para extraer al electrón del metal, el electrón no absorbe nada de la energía transportada por el fotón .

Para una fuente emisora de luz que opera con una frecuencia constante,

la energía de cada fotón $E_{foton} = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$ es constante.

$$\underbrace{E_{foton}}_{\text{Constante}} = \underbrace{E_{\text{extraccion de electrones del metal}}}_{\text{Si es mínima}} + \underbrace{E_k \text{ fotoelectron emitido}}_{\text{Esta es máxima}}$$

Y recordando que la energía mínima para extraer electrones del metal es igual a su función trabajo ϕ , tenemos

$$E_{foton} = \phi + E_{kMAX}$$

Como $E_{foton} - \phi = E_{kMAX}$ y como $E_{kMAX} \geq 0$ entonces, $E_{foton} \geq \phi$ para que el fotón pueda extraer electrones del metal, siendo ϕ la energía mínima que debe tener el fotón para sacar al electrón en cuyo caso sale el electrón sin energía cinética.

Para extraer electrones $E_{foton} = h\nu \geq \phi \Rightarrow \nu \geq \frac{\phi}{h} = \nu_{min}(\text{umbral})$ y como $\frac{c}{\lambda} = \nu \Rightarrow \frac{c}{\lambda} \geq \frac{c}{\lambda_{max}} = \frac{\phi}{h} \Rightarrow \lambda \leq \frac{hc}{\phi} = \lambda_{max}(\text{umbral})$

A partir de $E_{foton} = \phi + E_{kMAX}$ y de que la energía cinética máxima de los fotoelectrones es $E_{kMAX} = eV_0$, siendo V_0 el voltaje de frenado, tenemos

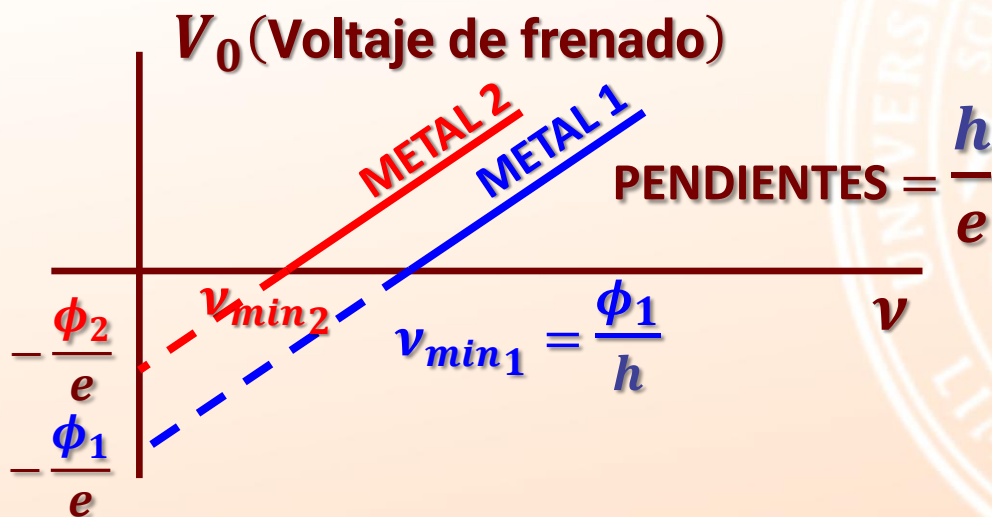
$$E_{foton} = h\nu = \phi + eV_0$$

Entonces si se trabaja con el mismo metal, la función trabajo ϕ es constante, y como h y e son constantes observamos que

- Si la frecuencia ν es la misma, el voltaje de frenado V_0 es el mismo.
- Si la frecuencia ν aumenta, el voltaje de frenado V_0 aumenta.

Si una fuente que opera con la misma frecuencia aumenta su energía emitida por segundo (**mayor intensidad de la luz**), es porque emite mayor número de fotones por segundo. Y si la energía de cada fotón $h\nu \geq \phi$ entonces mayor número de fotones incidentes por segundo significa también mayor número de fotoelectrones por segundo y por lo tanto se obtendrá **mayor fotocorriente**.

Millikan luego de intentar mostrar que Einstein estaba equivocado, en 1916 presento los resultados que le daban la razón a Einstein.



Coord. Vertical = Intercepto + Pendiente $\times$ Coord. Horizontal

$$V_0 = -\frac{\phi}{e} + \frac{h}{e}\nu$$

$$\Rightarrow eV_0 = -\phi + h\nu$$

$$E_{kMAX} = -\phi + h\nu \Rightarrow h\nu = \phi + E_{kMAX}$$

Para poder realizar cálculos con mayor facilidad, hallemos algunas constantes en términos de la unidad electronvolt

$$h = 6,63 \times 10^{-34} J \cdot s \left(\frac{1 eV}{1,6 \times 10^{-19} J} \right) = 4,14 \times 10^{-15} eV \cdot s$$

$$hc = 4,14 \times 10^{-15} eV \cdot s \times 3 \times 10^8 \frac{m}{s} = 1,242 \times 10^{-6} eV \cdot m$$

Se puede la velocidad de un electrón en m/s a partir del valor E_k de su energía cinética en eV

$$E_k(eV) = E_k \times 1,6 \times 10^{-19} J = \frac{1}{2} (9,11 \times 10^{-31} kg) v^2$$

$$v = \sqrt{\frac{2 \times 1,6 \times 10^{-19} J \times E_k}{9,11 \times 10^{-31} kg}} = (5,92 \times 10^5 \sqrt{E_k}) \frac{m}{s}$$

GENERACIÓN DE RAYOS X

Wilhelm Röntgen generó rayos X por primera vez en 1895, los electrones se liberan desde un filamento por emisión termoiónica. Los electrones se aceleran hacia un blanco por una diferencia de potencial V_{AC} . Se forma vacío en el bulbo, de modo que los electrones puedan viajar desde el filamento hasta el blanco. Cuando V_{AC} es de unos cuantos miles de volts o más, los rayos X se emiten desde la superficie del blanco.

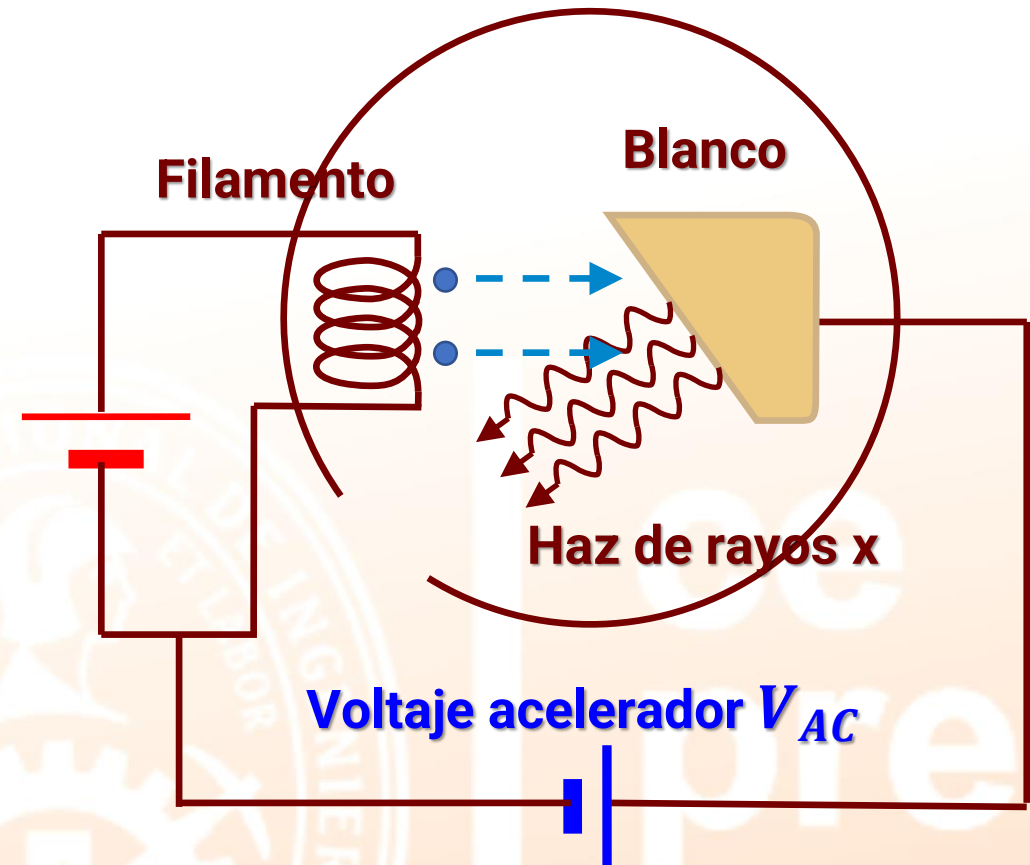
El blanco produce rayos X, en parte, simplemente frenando de manera abrupta a los electrones. (Recuerde que las cargas aceleradas emiten ondas electromagnéticas). La mayoría de los electrones se frenan por un serie de colisiones e interacciones con los átomos del blanco, por lo que la radiación de frenado produce un espectro continuo de radiación electromagnética.

Fuente que calienta el filamento para la emisión termoiónica

Los electrones que salen del filamento pueden tener energía cinética

Fuente que acelera a los electrones expulsados del filamento para que colisionen con el blanco.

Con el trabajo del campo hallamos la **energía cinética de los electrones antes de chocar con el blanco**



$$\underbrace{(e)(V_{AC})}_{\sim 10 \text{ kV}} = E_{k_{\text{antes de chocar}}} - \underbrace{E_{k_{\text{salida del filamento}}}}_{\approx 0}$$

$$E_{k_{\text{antes de chocar}}} = eV_{AC}$$

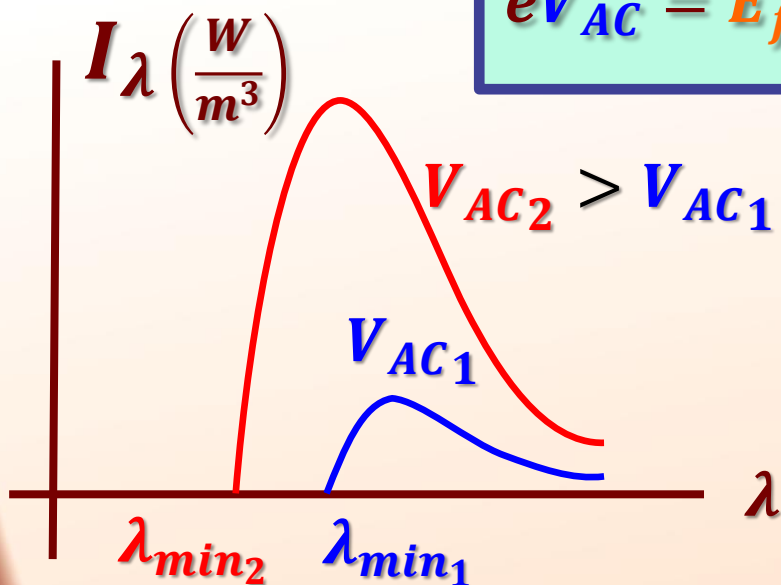
La teoría clásica predice las ondas electromagnéticas que se producen por el frenado de un electrón, que incidió fuertemente en el blanco, deberían tener un espectro que incluya todas las frecuencias y, por lo tanto, todas las longitudes de onda.

Pero experimentalmente vemos que no se emiten todas las frecuencias y longitudes de onda de los rayos X: cada espectro tiene una frecuencia máxima ν_{max} y una longitud de onda mínima λ_{min} correspondiente. A mayor diferencia de potencial V_{AC} , más alta será la frecuencia máxima y más corta la longitud de onda mínima.

El modelo ondulatorio de la radiación electromagnética no logra explicar estos resultados experimentales, pero podemos entenderlos fácilmente mediante el modelo de fotón.

Un electrón tiene carga $-e$ y gana energía cinética eV_{AC} al pasar a través del voltaje acelerador V_{AC} . El fotón más energético (frecuencia más alta y longitud de onda más corta) se produce si el electrón se frena completamente cuando hace contacto con el blanco por primera vez, de modo que la totalidad de su energía cinética es utilizada para producir un fotón, es decir,

$$eV_{AC} = E_{\text{foton mas energetico}} = h\nu_{\text{max}} = \frac{hc}{\lambda_{\text{min}}}$$



Como la intensidad esta asociada al número de fotones emitidos, vemos que en comparación con el número de fotones de menor energía, los fotones más energéticos se emiten en un número muy reducido siendo este evento el menos probable experimentalmente.