

# EXPERIMENTOS FUNDACIONAIS

## Física Cuántica I

### TEMA I

# CONTIDOS

Coñecer os experimentos que demostraron teorías en Física Cuántica I.

- **Fotoelectrico + Compton:** natureza corpuscular da radiación electromagnética.
- **Davisson-Germer:** natureza ondulatoria da materia.
- **Experimento da dobre fenda**

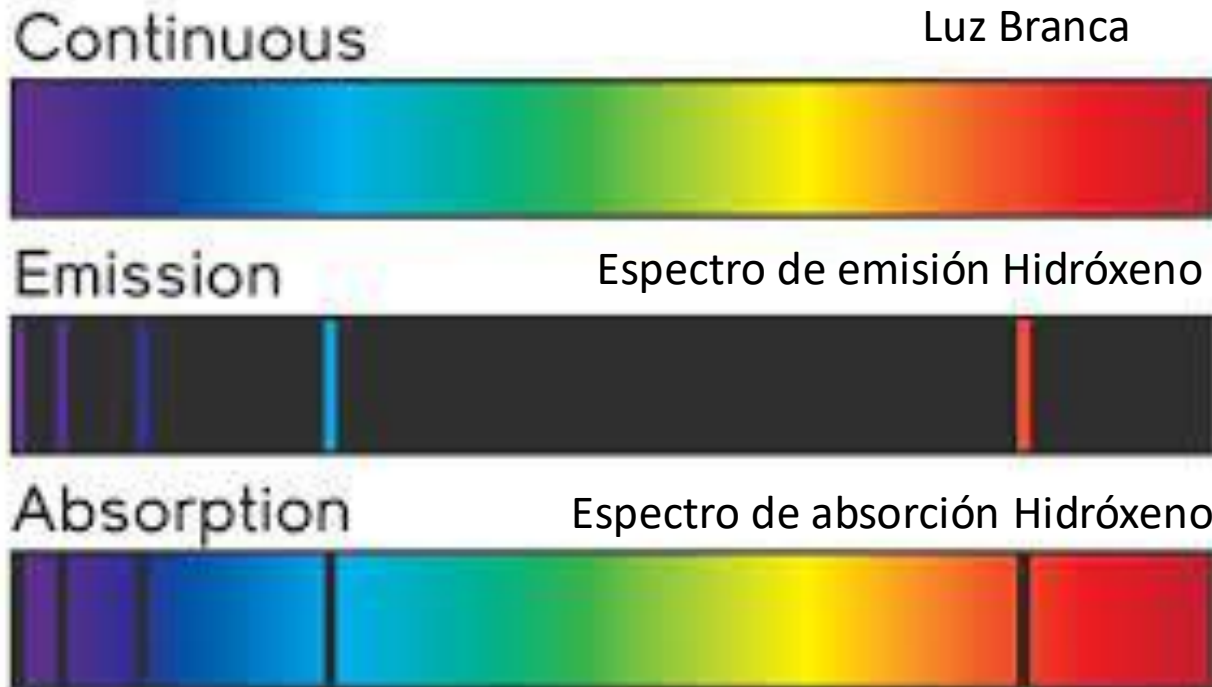
## 1.1 Introducción :

Fenómenos non atopaban explicación na Física Clásica de finais XIX :

- Espectroscopía dos materiais : discretos
- Radiación do corpo negro : contínuos
- Efecto fotoeléctrico

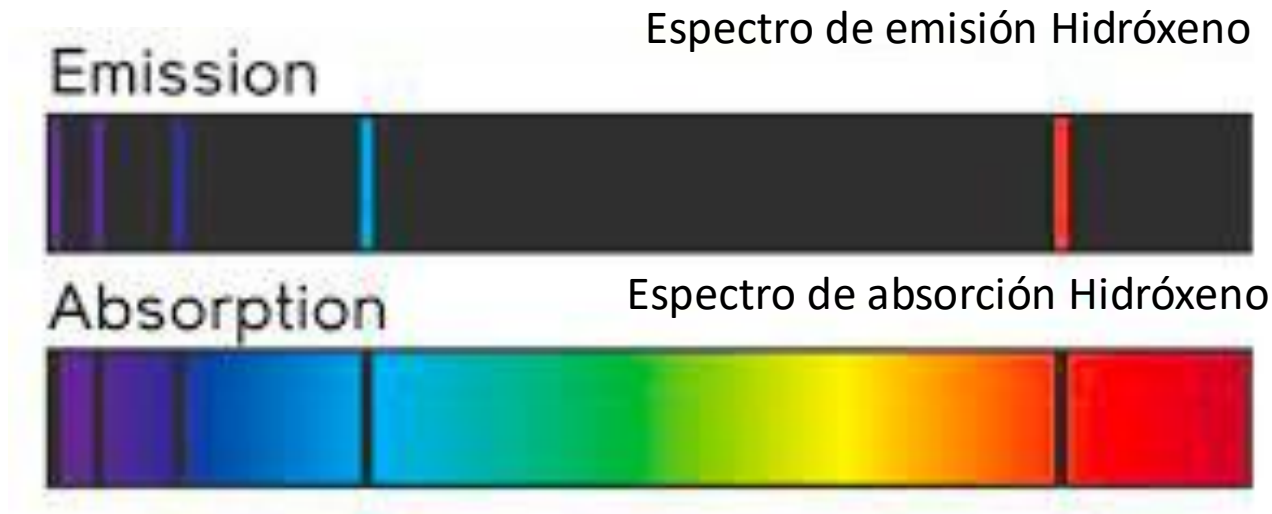
**¿Cómo interacciona a luz coa materia?**

## 1.1 Introducción : Espectroscopía de materiais



As liñas espectrais son únicas e características de cada material

## 1.1 Introducción : Espectroscopía de materiales : gases elementos químicos H<sub>2</sub>



-410 nm, 434 nm, 486 nm e 656 nm + ultravioleta

-1885 **Balmer** formula a primeira lei, describe a emsión no visible do espectro EM.

-1888 **Rydberg** xeneraliza a ecuación e inclúe as transición do niveis cuántico  $n_f \geq 3$  a  $n_i = 2$

$$\frac{1}{\lambda} = RZ^2 \left[ \frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right]$$

$$R = 1.0967 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$$

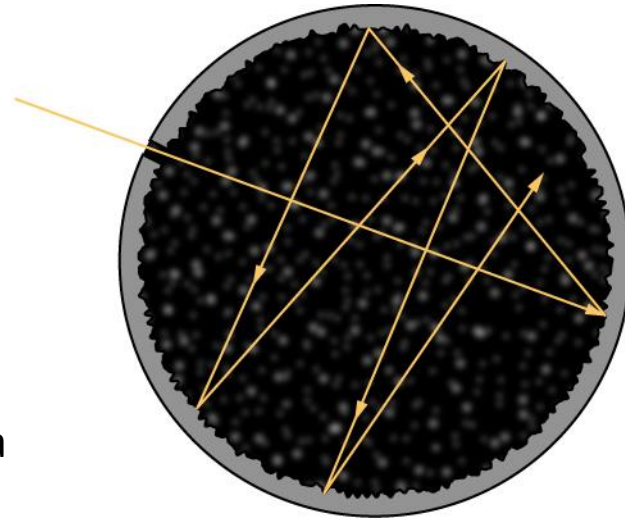
## 1.1 Introducción : Radiación dun corpo negro : sólidos

Un corpo negro é un sistema ideal que absorbe toda a radiación electromagnética (EM) que lle chega independentemente da súa frecuencia ou ángulo de incidencia e re-irradia enerxía que é só característica do sistema.

Aproximación:

Cavidade cunha pequena apertura a  $T = \text{cte.}$  (Equilibrio térmico)

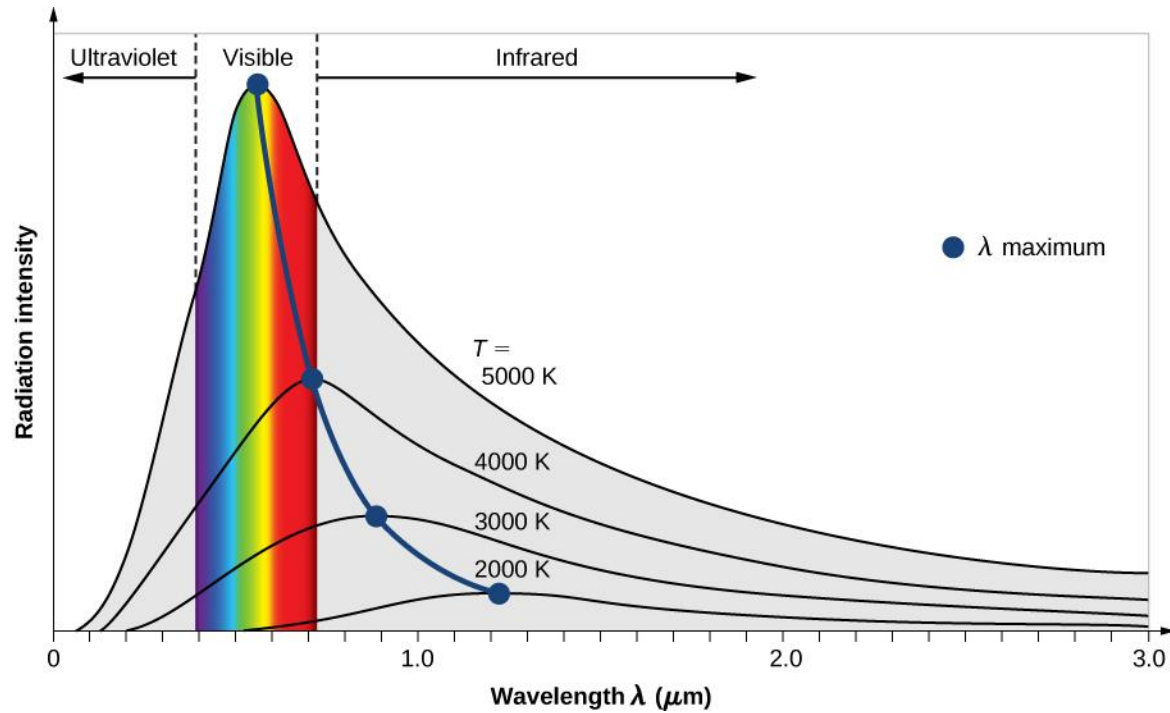
- Enerxía radiante incide nas paredes. Parte absorbese e parte refléxase.
- Despois de múltiples reflexións, só unha porción moi pequena escapa a través da apertura.



**No equilibrio termodinámico (a temperatura  $T$ ), as paredes absorben a mesma radiación que emiten. A radiación entrante é compensada pola radiación saínte.**

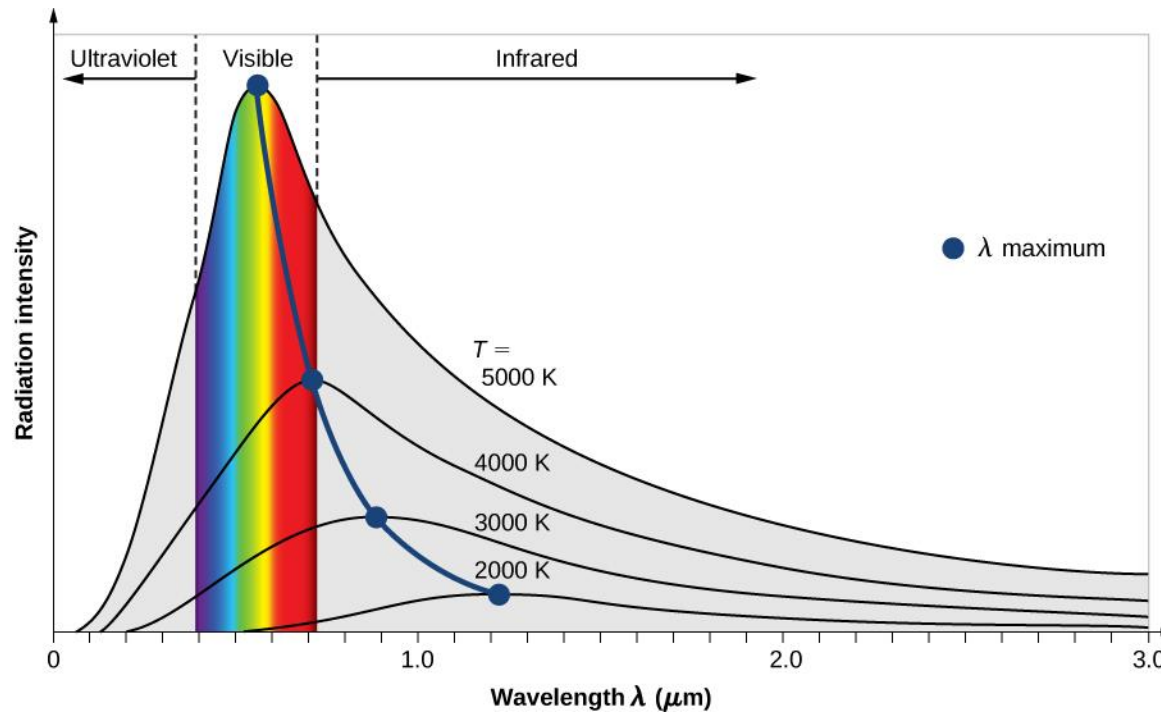
## 1.1 Introducción : Radiación dun corpo negro

O espectro característico de emisión ( $\lambda <$  diametro da apertura)



## 1.1 Introducción : Radiación dun corpo negro

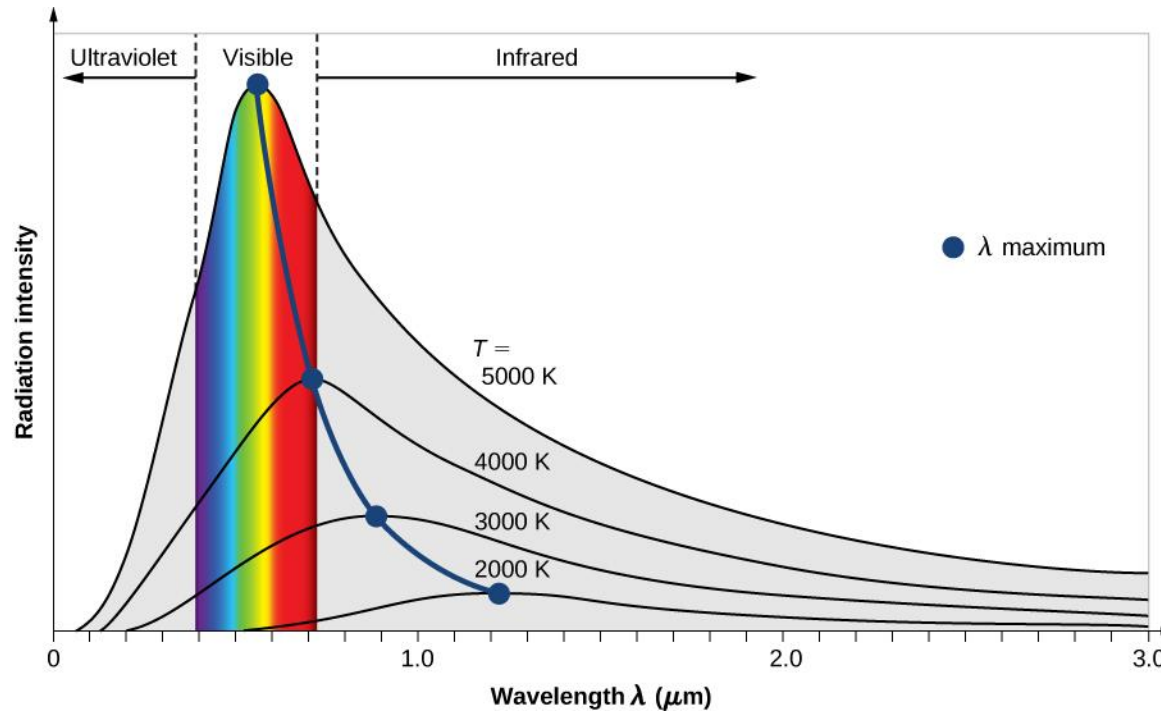
O espectro característico de emisión ( $\lambda <$  diametro da apertura)



- **Distribución continua de  $\lambda$**  en toda a rexión do espectro EM
- **Depende da Temperatura:** a medida que aumenta  $T$  a emisión pasa a  $\lambda$  pequenas
- Existe unha  $\lambda$  **característica** que corresponde coa emisión mais probable

## 1.1 Introducción : Radiación dun corpo negro

Dúas leis derivanse como consecuencia do espectro de emisión:



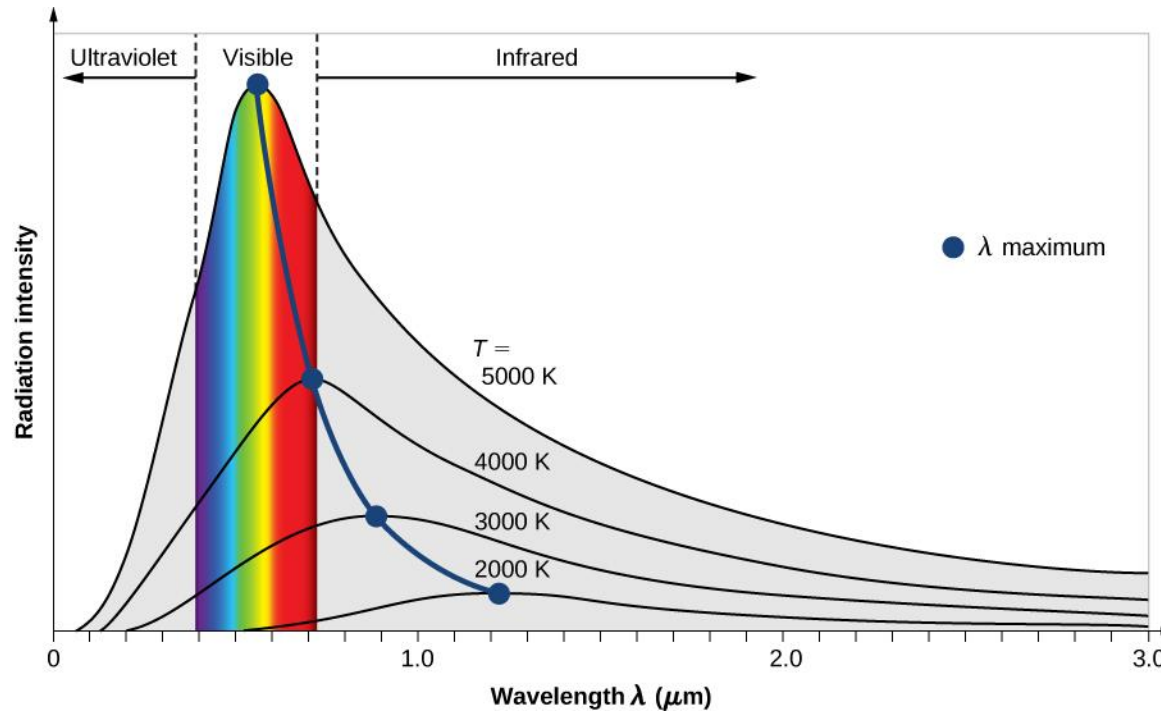
- **Lei de Wien**

$$\lambda_{\text{max}} T = 2.898 \times 10^{-3} \text{ m. K}$$

**A lonxitude de onda correspondente co pico da distribución é inversamente proporcional a temperatura do corpo**

## 1.1 Introducción : Radiación dun corpo negro

Dúas leis derivanse como consecuencia do espectro de emisión:



- **Lei de Stefan**

$$P(T) = \sigma \cdot A \cdot T^4$$

$A$  = área de superficie do corpo negro

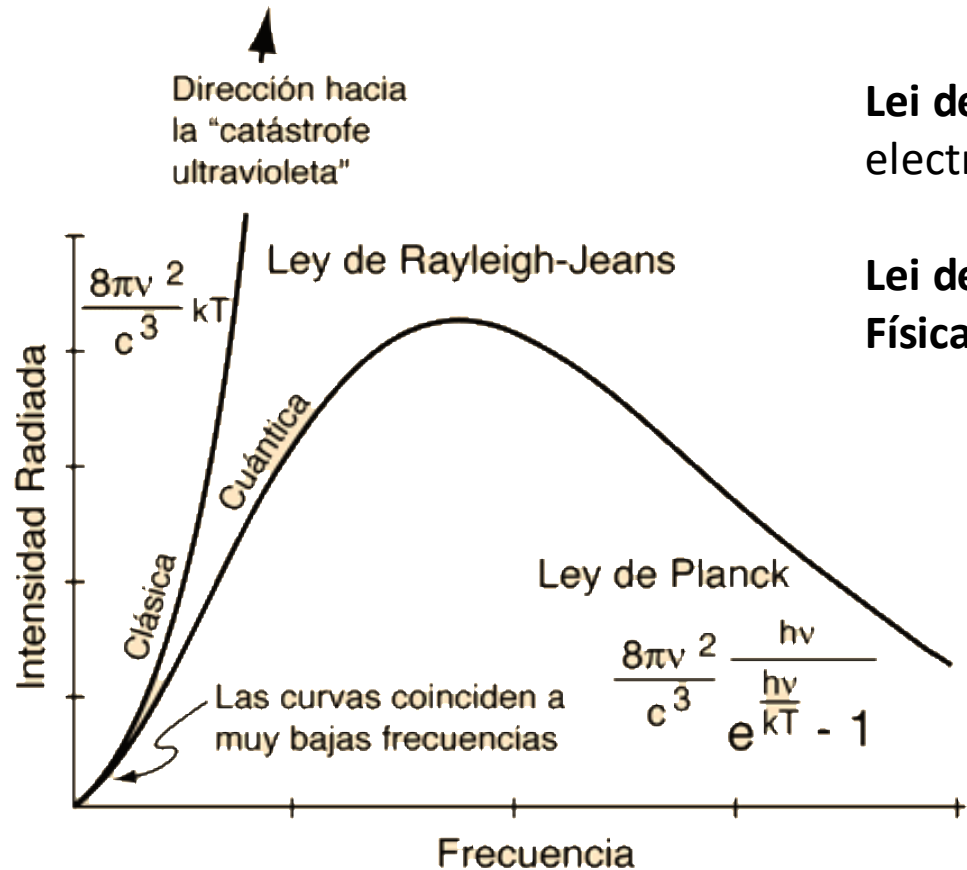
*Constante Stefan-Boltzmann*

$$\sigma = 5.670 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ K}^4)$$

**A medida que aumenta a temperatura do corpo negro a potencia total emitida aumenta**

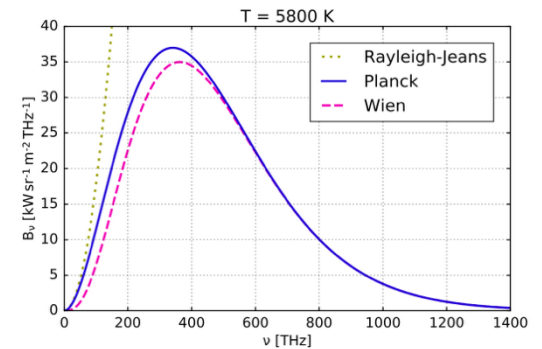
# 1.1 Introducción : Radiación dun corpo negro

Física clásica non pode reproducir o espectro



Lei de Rayleigh-Jeans de electrodinámica clásica

Lei de Planck Física cuántica



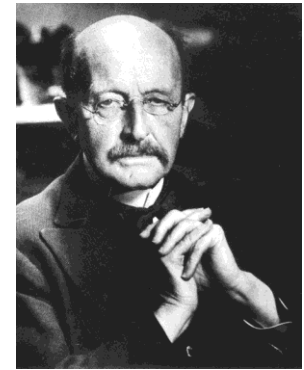
A lonxitudes de onda curtas predice emisión de radiancia infinita.

**Catastrofe ultravioleta**

## 1.1 Introducción : Radiación dun corpo negro

1900 : Planck explica o espectro do corpo negro. (Dúas suposicións)

### Inicio da Mecánica Cuántica



- La radiación emitida e absorbida na cavidade está en equilibrio coas paredes que están compostas por átomos. Estes comportanse como osciladores armónicos de **frecuencia dada  $f$** .
- Na imaxen clásica a enerxía pode tomar calqueira valor e a enerxía dun oscilador harmónico pode tomar calqueira valor contínuo. Planck asumiu que a enerxía dun oscilador é unha función da frecuencia. Cada oscilador pode **absorber ou emitir enerxía nunha cantidade proporcional a  $hf$** .

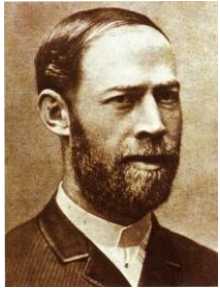
$$E = n \cdot h \cdot f$$

*Constante de Planck* :  $h = 6.626070040(81) \times 10^{-34}$  J. s.

## 1.2 Introducción : Efecto fotoeléctrico

### Efecto fotoeléctrico :

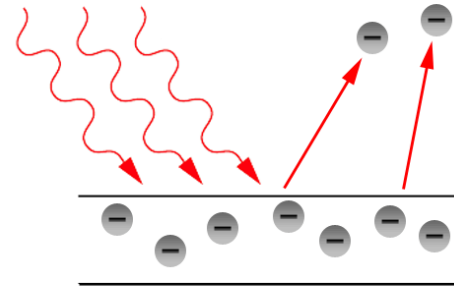
Emisión de electróns cando se fai incidir luz sobre metais :  
(fotoelectróns)



**1887 H. Hertz** - observa a emisión de partículas

**1897 J.J Thomson** - descubre o electrón

**1899 J.J Thomson** - identifica as partículas: electrón

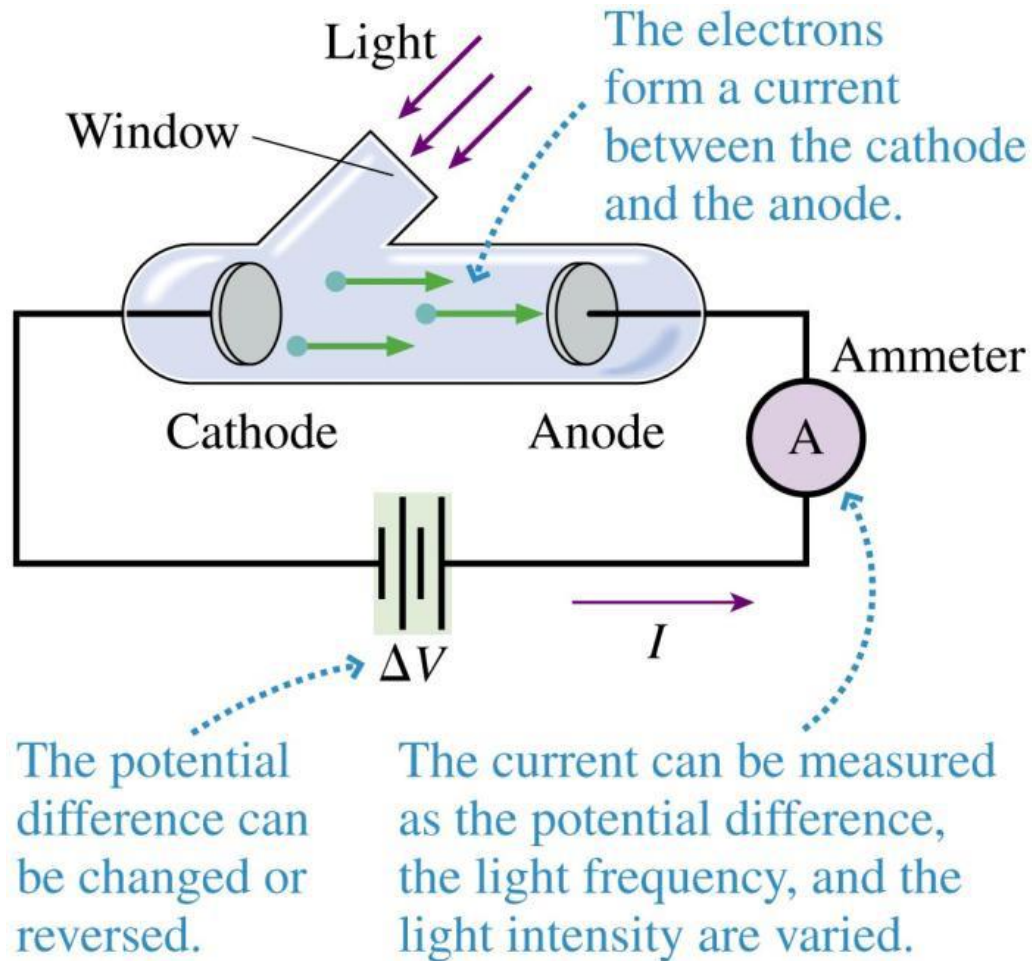


**1902 P. Lienard:**

- Existe unha **enerxía umbral** por debaixo da cal non é posible emitir electróns, independentemente da Intensidade
- A **enerxía cinética** dos fotoelectróns dependía unicamente da **frecuencia da luz incidente** e non da Intensidade

## 1.2 Introducción : Efecto fotoeléctrico

### O efecto fotoeléctrico :

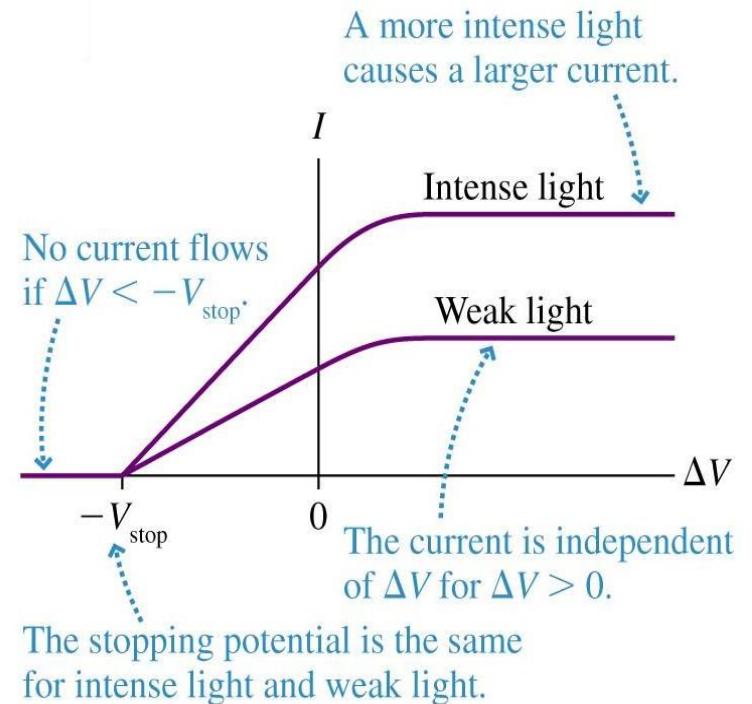


## 1.2 Introducción : Efecto fotoeléctrico

### O efecto fotoeléctrico :

Ilumina con luz ultravioleta monocromática o metal: **flue corriente e é proporcional á intensidade.**

- Ao aumentar  $V$  chégase a unha corrente máxima (**I saturación**).
- Un aumento posterior de  $V$  non aumenta a corrente  $I$ .
- A corrente de saturación depende proporcionalmente da intensidad da luz incidente para unha frecuencia dada.
- Existe un **potencial de frenado** que **non depende da Intensidade**

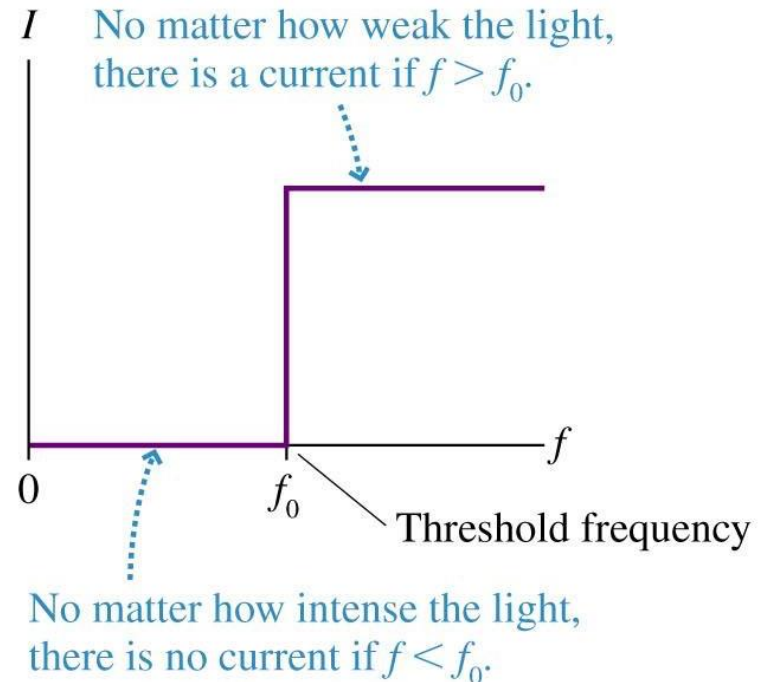


$$eV_{stop} = T_{max}$$

## 1.2 Introducción : Efecto fotoeléctrico

### 1. Existencia dunha frecuencia umbral:

1. Ilumina con luz ultravioleta o metal:  
**flue corrente e é proporcional á intensidade.**
2. Ilumina con luz vermella o metal:  
**non flue corrente independentemente da intensidade da fonte**

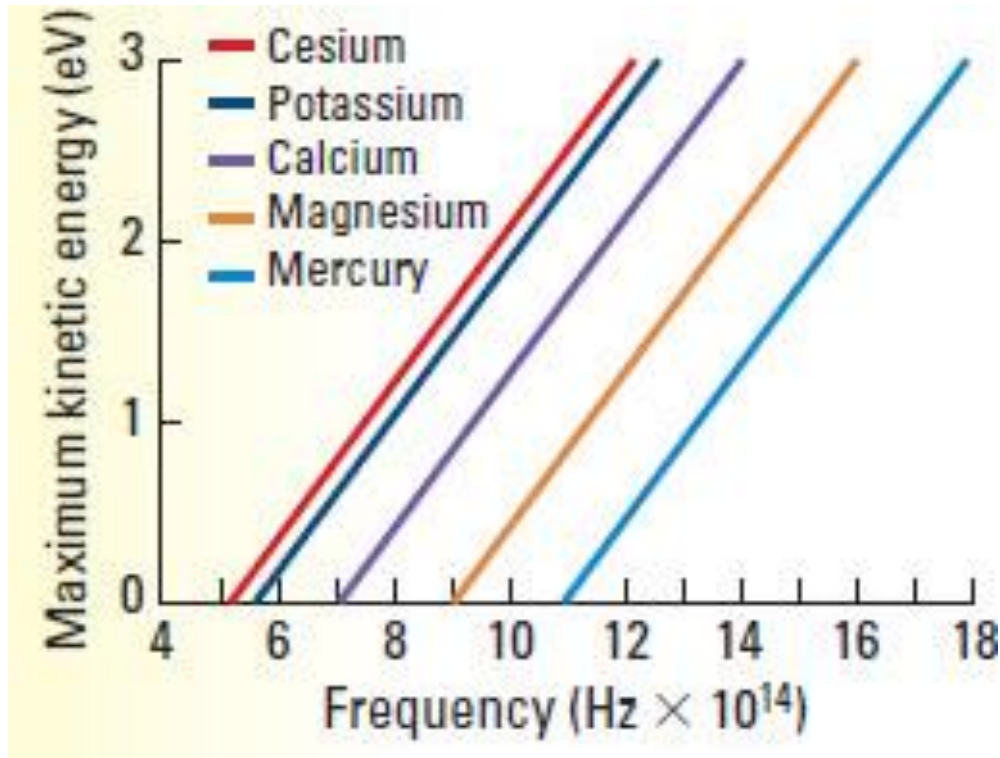


Existe unha **frecuencia crítica** para cada material :

$$\text{Función de traballo do material } A = hf_0$$

## 1.2 Introducción : Efecto fotoeléctrico

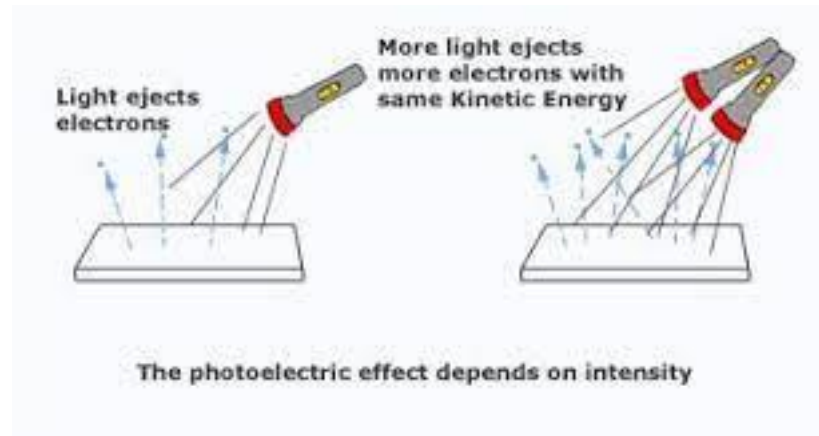
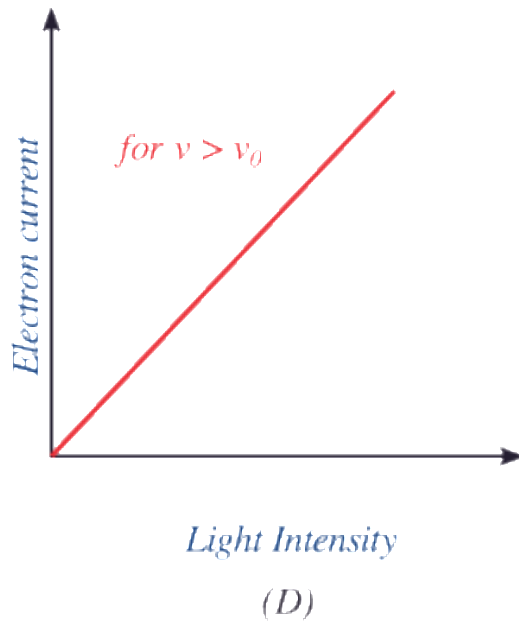
2. A enerxía cinética adquirida aumentaba coa frecuencia da luz incidente:



- Aumento da frecuencia  $\rightarrow$  Aumenta o enerxía cedida e a velocidade dos fotoelectróns

## 1.2 Introducción : Efecto fotoeléctrico

3. A corrente ou número de electrons aumentaba coa intensidade da luz incidente:



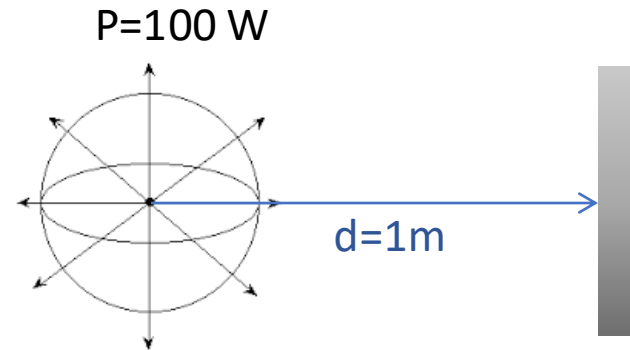
- Aumento da intensidade  $\rightarrow$  Aumenta o número de foto electróns e a corrente.

## 1.2 Introducción : Efecto fotoeléctrico

### 4. Ausencia de tempo de retraso na emisión

No EM clásico a enerxía transferida ao electrón non ocorre instantáneamente.  
Existe un tempo de retraso.

Fonte de luz puntual e isotrópica,  
 $P=100\text{ W}$ ,  $d=1\text{ m}$ , sobre un cátodo perpendicular



A enerxía luminosa transmitida por unidade de  $t$  e  $S$ :

$$I = \frac{P}{4\pi d^2}$$

Enerxía absorbida polo electron= Sección eficaz \* Enerxía por unidade de tempo  $\pi r^2 I$

Traballo de extracción  $W \sim (3.74\text{ eV Zinc})$ , Tempo para aparición do efecto:

$$t = \frac{W}{\pi r^2 I} = 2.39\text{ s}$$

**Non observado !**

## 1.2 Introducción : Efecto fotoeléctrico

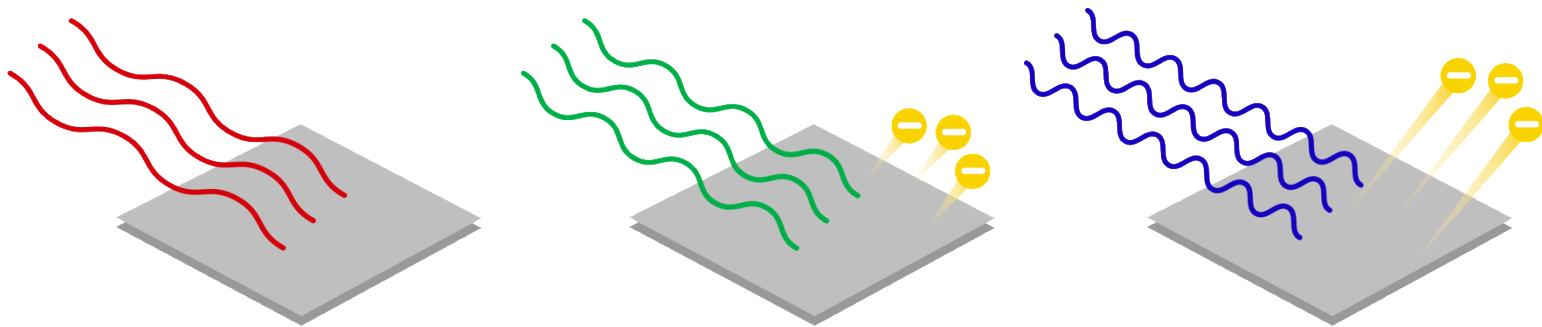
### Deficiencias da teoría clásica:

No EM clásico se a intensidade da luz é suficiente, o efecto fotoeléctrico debería ocorrer para calquera frecuencia. En contradicción co observado experimentalmente onde existe unha frecuencia umbral característica do material

Na EM clásica, aumentar a intensidade dun feixe de luz  $\rightarrow$  aumentar a amplitude do campo E oscilante.  $I$  proporcional a  $E^2$

A forza exercida pola radiación sobre os electróns.  $F = e E$

A enerxía dos fotoelectróns debería aumentar cando a intensidade da luz aumentaba  $\rightarrow$  Pero  $V_{\text{stop}}$  é independente da intensidade da luz.



## 1.2 Introducción : Efecto fotoeléctrico

1905 O efecto fotoeléctrico foi explicado por **Einstein** utilizando a expresión de Planck.

- A luz está composta por cuantos de luz discretos : partículas chamadas fotóns.
- Estas partículas teñen enerxía **E** , impulso **p** e que viaxan a velocidade da luz **c**

Segundo Planck:  $E = h\nu$

Da teoría relativista: 1)  $\left(\frac{E}{c}\right)^2 - p^2 = (m_0c)^2$     2)  $E = \frac{m_0 \cdot c^2}{\sqrt{1 - \left[\frac{v}{c}\right]^2}}$

**A masa do fotóm ten que ser  $m_0=0$**

Senón ao viaxar a velocidade da luz a E sería infinita

Sostituíndo  $m_0=0$  en 1) :

$$E = pc$$

$$|\bar{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Introducindo o vector de ondas k:

$$h\nu = pc \quad \Rightarrow \quad p = \frac{h}{\lambda}, \quad \bar{p} = \hbar\bar{k}$$

## 1.2 Introducción : Fotón : Efecto fotoeléctrico

O proceso de interacción da luz co cátodo pode considerarse como **choques inelásticos entre partículas**. Desta forma os electróns adquiren a  $E_{\text{kin}}$  de forma **instantánea** e esta **depende da frecuencia** da radiación incidente.

A enerxía cinética máxima :

$$T_{max} = \frac{1}{2} m_e v_{max}^2 = h\nu - A$$

**Depende linealmente da frecuencia** e non da intensidade da luz

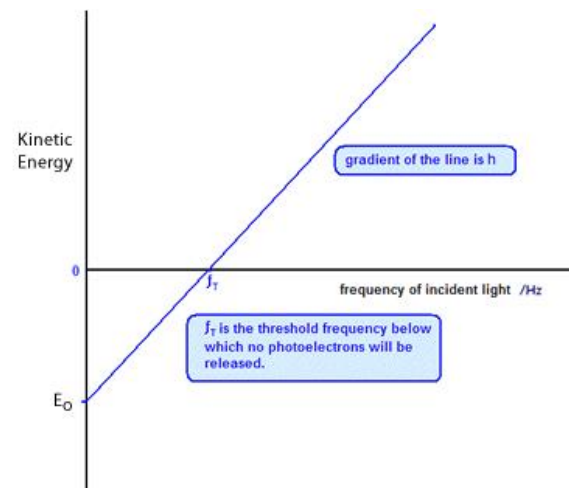
Se definimos o traballo de extracción:  $A = h\nu_0$

$$T_{max} = h(\nu - \nu_0) \quad \nu > \nu_0$$

Por debaixo dunha frecuencia  $f_0$  (**frecuencia de corte**) non se observa efecto fotoeléctrico

**Só os fotóns de lonxitudes de onda curtas teñen suficiente E por cuanto para arrincar un electrón.**

**Unha fonte de luz mais intensa ten mais fotóns pero non con maior enerxía.**

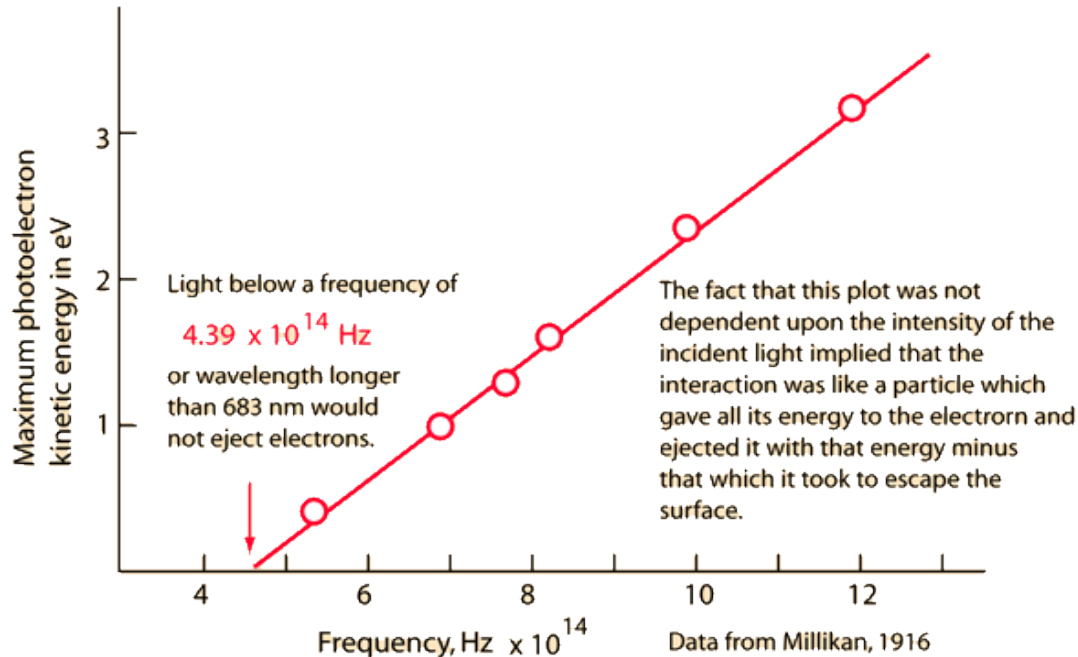


<http://www.thephysicsaviary.com/Physics/Programs/Labs/PhotoelectricEffect/index.html>

<https://phet.colorado.edu/en/simulation/photoelectric>

## 1.2 Introducción : Fotón : Efecto fotoeléctrico

**1916 Millikan** comprueba experimentalmente o efecto fotoeléctrico  
Deduce a constante de planck cunha resolución de 0.5%



*"Einstein's photoelectric equation... cannot in my judgment be looked upon at present as resting upon any sort of a satisfactory theoretical foundation," even though "it actually represents very accurately the behavior" of the photoelectric effect*

## 1.2 Introducción : Fotón : Efecto fotoeléctrico

1918 Planck recibe o premio Nobel

1921 Einstein recibe o premio Nobel.

1923 Millikan recibe o premio Nobel  
(carga eléctrica + efecto fotoeléctrico)

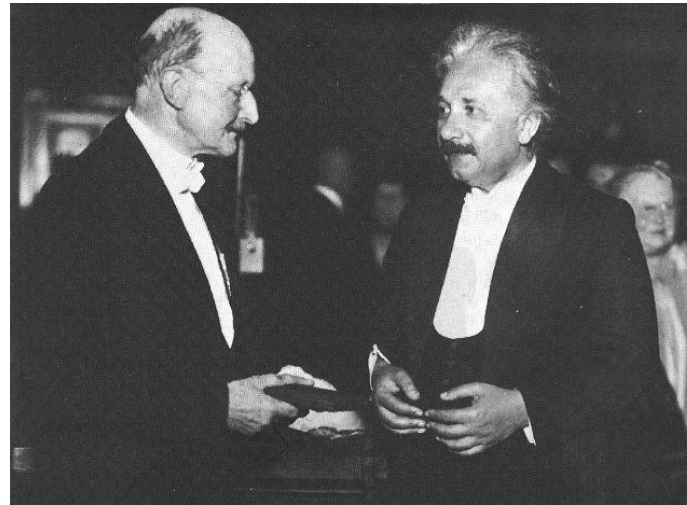


Figure 4.3: Planck to Einstein: *I hereby award you the Planck Medal because you expanded my desperate idea of quantum of energy to the even more desperate idea of quantum of light.*

## 1.2 Introducción : Efecto fotoeléctrico

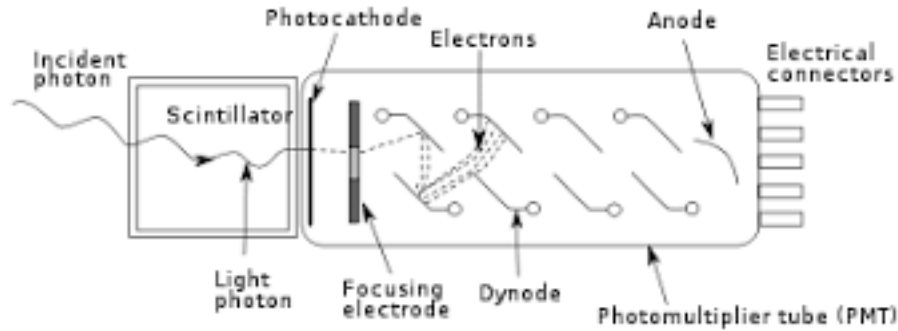
### Explicación cuántica:

Na FQ a enerxía do fotón ven determinada pola frecuencia.  $E = h \cdot f$   
Existe unha cantidade mínima de E para poder arrincar o electrón da superficie do metal (A= función de traballo, traballo de extracción).

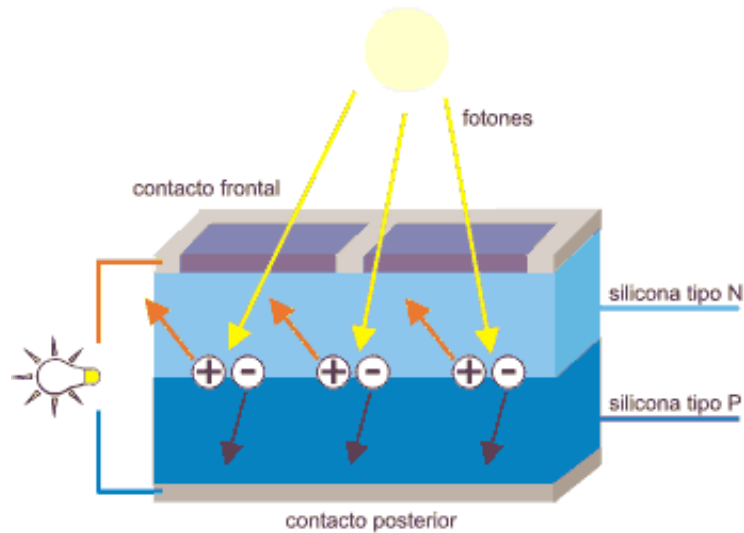
Fotóns con  $h \cdot f < A$  non son arrincados e iste valor depende do material

## 1.2 Introducción : Fotón : Efecto fotoeléctrico. Aplicaciones

Tubo fotomultiplicador.

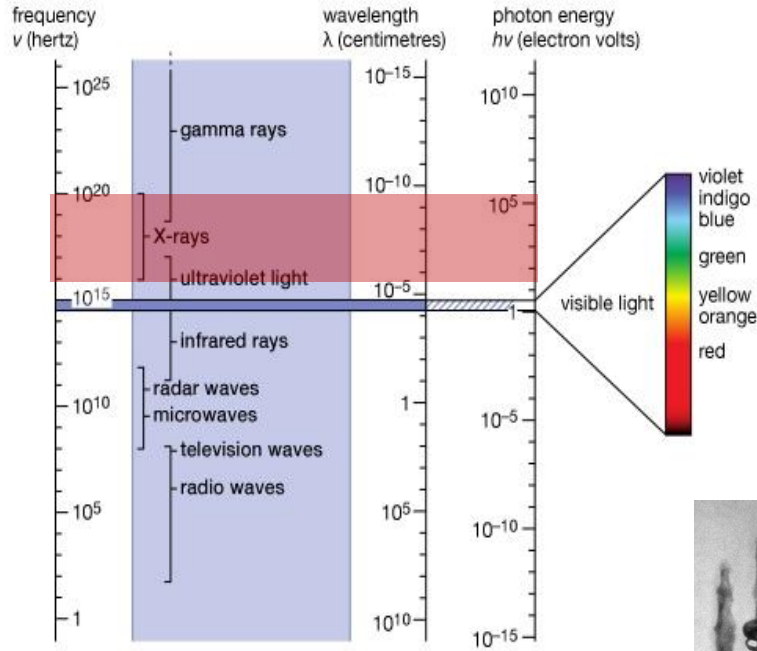


Placas Solares.

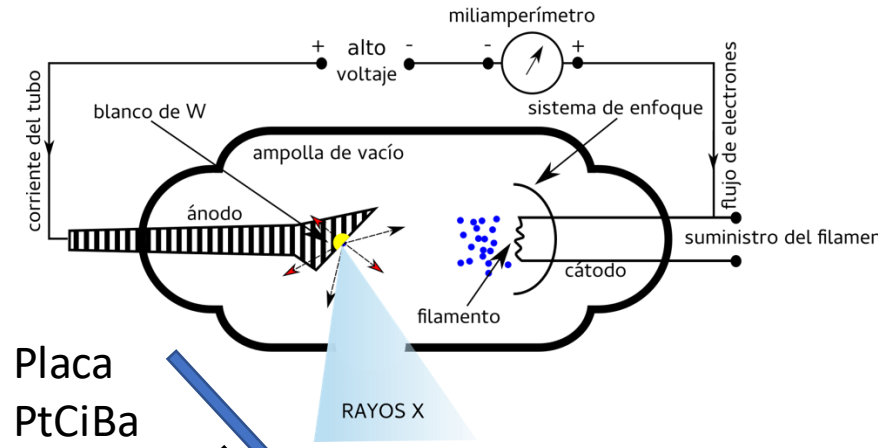


# 1.3 Introducción : Fotón : Dispersión de rayos X

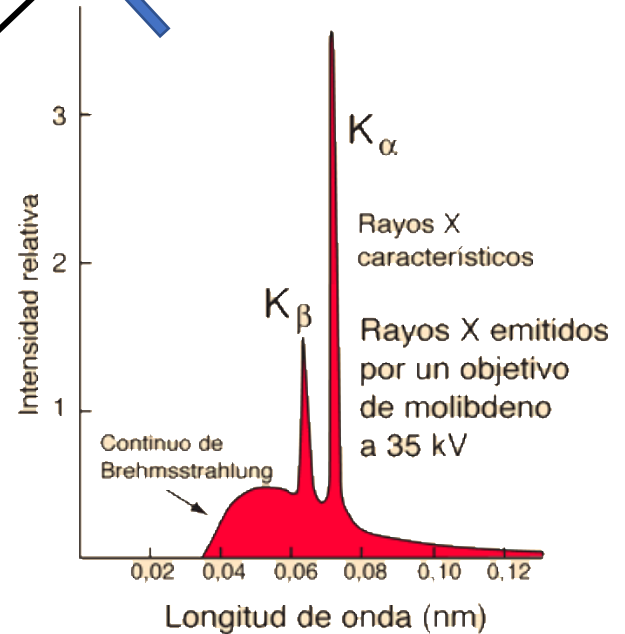
**Rayos-X : W. Röntgen 1895** Os rayos X prodúcense cando electrons con enerxías  $\sim 1$  KeV desaceléranse



$\lambda = 10 - 0.1 \text{ nm}$   
 $E = 1 \text{ keV} - 0.1 \text{ MeV}$



Placa  
PtCiBa



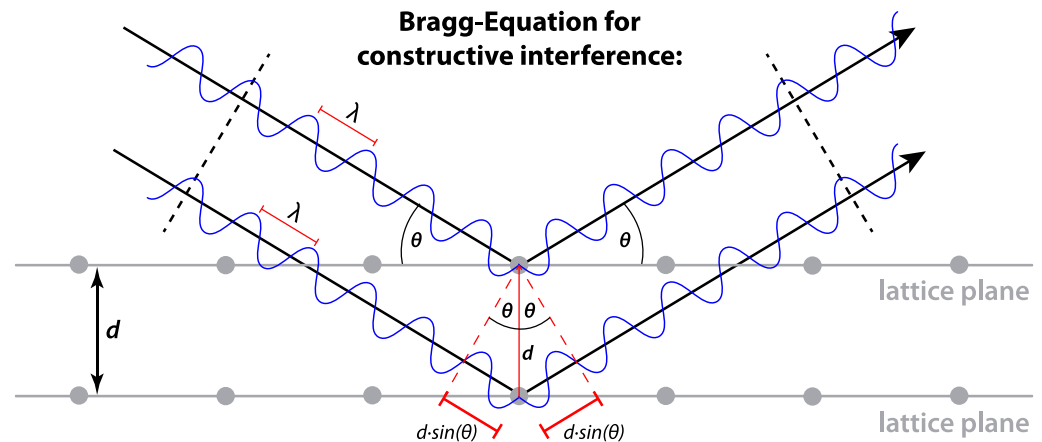
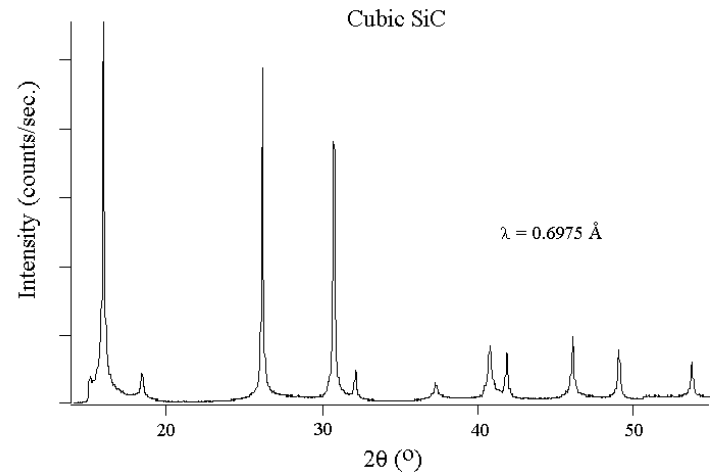
## 1.3 Introducción : Dispersión de raios X

Os cristais teñen estruturas cristalinas con interespaciados da orde da lonxitude de onda dos raios-X

### Lei de Bragg: interferencia constructiva

- Angulo incidente = ángulo saínte
- A diferenza de camiño ten que ser un múltiplo enteiro da lonxitude de onda incidente

$$n\lambda = 2d\sin\theta$$



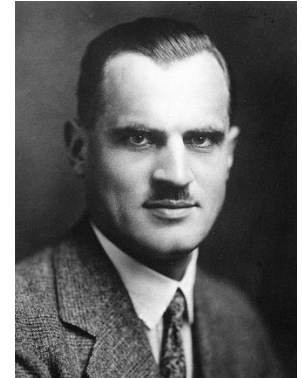
## 1.3 Introducción : Fotón : Dispersión de Raios-X

**Clásicamente** o campo electromagnético oscilante da luz incidente induce unha oscilación nas cargas do cristal e cargas aceleradas producen emisión de radiación electromagnética.

$$f = f'$$

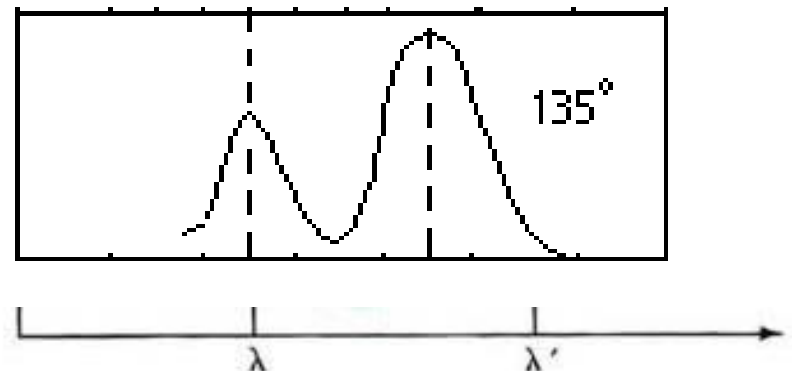
En cada pico existía tamén un segundo pico a unha lonxitude de onda maior que non se podía explicar de forma clásica.

**A. Compton 1922**

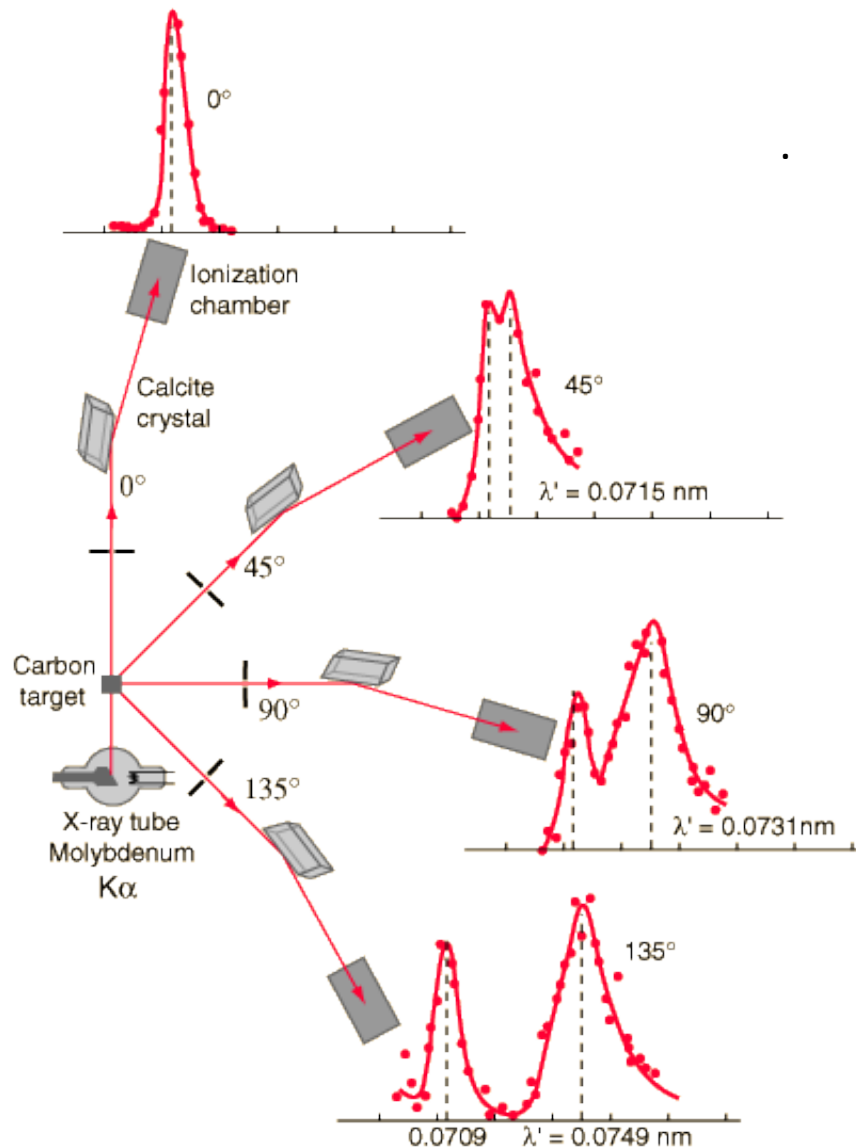


**Observamos:**

$$f > f'$$
$$\lambda < \lambda'$$



## 1.3 Introducción : Fotón : Efecto Compton

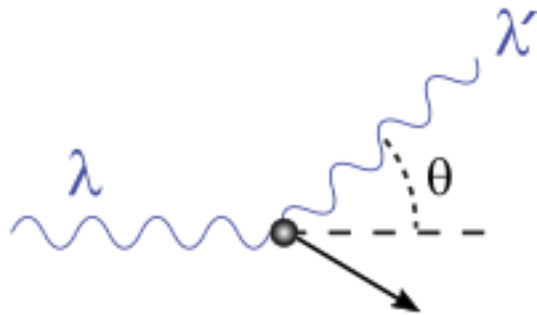


- **1923: A. Compton experimento**
- A 0 grados: Línea orixinal de radiación ( $\lambda=0.07\text{nm}$ ) línea K do Mo
- A 45 grados: A línea orixinal divídese en dous. Aparece unha segunda compoñente con  $\lambda' >$  a  $\lambda$  inicial
- A 90 grados: A línea dispersada faise mais ancha e aumenta  $\lambda'$ . A intensidade da segunda línea aumenta
- A 135 grados: separanse os dous picos.

Non se pode explicar clásicamente

## 1.3 Introducción : Fotón : Efecto Compton

A pesar do éxito da teoría de Einstein a comunidade científica non estaba convencida da existencia do fotón.



$$E > E' \rightarrow h\nu > h\nu' \\ \rightarrow \lambda < \lambda'$$

A cantidade pola que se modifica a  $\lambda$  chámase **desprazamento de Compton**

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$$

**Efecto Compton:** Colisión dun fotón cunha partícula cargada ( electrón) “**libre**” do medio

“**Libre**”: Raios X (20 keV) > (  $B(C_{2p}) \sim 11$  eV)  $\gg$  Enerxía de ligadura dos electróns nos átomos

**1927** A. Compton recibe o premio Nobel

## 1.3 Introducción : Fotón : Efecto Compton

Conservación do momento.

$$\begin{cases} p_x : p_\lambda = p_{\lambda'} \cos \theta + p \cos \phi \\ p_y : 0 = p_{\lambda'} \sin \theta - p \sin \phi \end{cases}$$

$$\Rightarrow (p_\lambda - p_{\lambda'} \cos \theta)^2 + (p_{\lambda'} \sin \theta)^2 = p^2$$

Conservación da enerxía.

$$hf = hf' + K; K = (\gamma - 1)m_0c^2$$

$$\begin{cases} (cp_\lambda - cp_{\lambda'}) = K \\ K^2 + 2Km_0c^2 = c^2 p^2 \end{cases}$$

$$(p_\lambda - p_{\lambda'})^2 + 2(p_\lambda - p_{\lambda'})m_0c = p^2$$

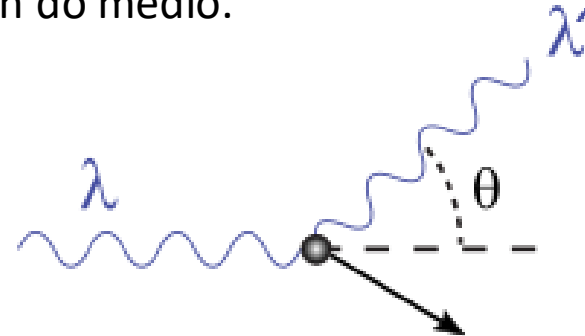
$$(p_\lambda - p_{\lambda'} \cos \theta)^2 + (p_{\lambda'} \sin \theta)^2 = p^2$$

$$(p_\lambda - p_{\lambda'})^2 + 2(p_\lambda - p_{\lambda'})m_0c = p^2$$

$$(p_\lambda - p_{\lambda'})m_0c = p_\lambda p_{\lambda'}(1 - \cos \theta)$$

$$\frac{1}{p_{\lambda'}} - \frac{1}{p_\lambda} = \frac{1}{m_0c}(1 - \cos \theta)$$

Resultado do choque dun único fotón cun electrón do medio.



$\lambda_0$  de Compton

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) = \frac{2h}{m_e c} \text{sen}^2 \theta$$

O desprazamento non depende:

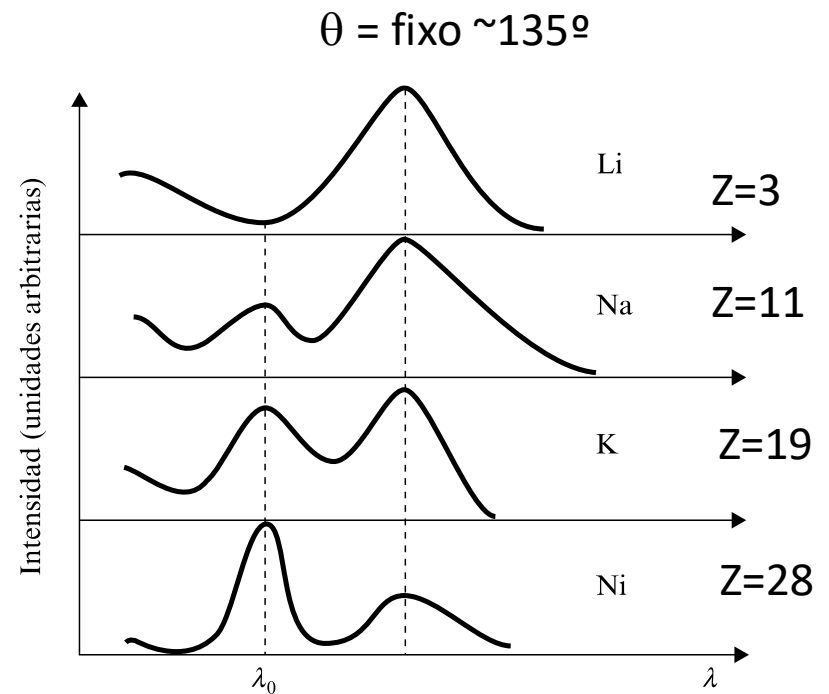
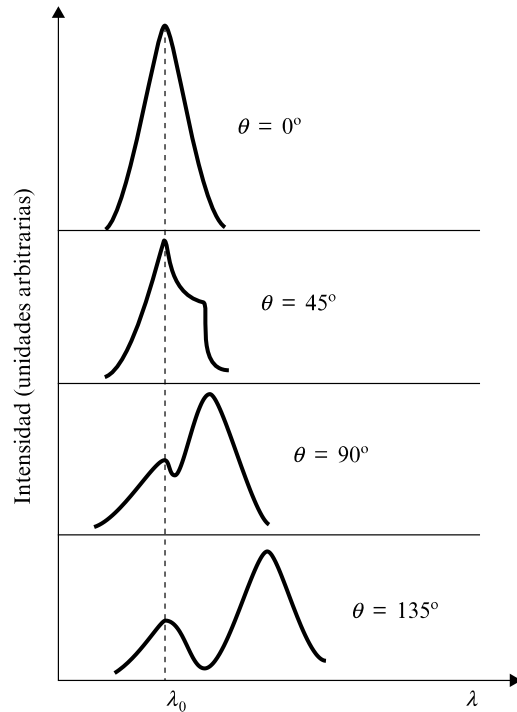
- Da  $\lambda$  de incidencia  $\Delta\lambda \sim \text{ctte}(1 - \cos\theta)$
- Material
- Acada valor máximo 180

O cambio relativo de lambda:  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim \frac{1}{\lambda}$

## 1.3 Introducción : Fotón : Efecto Compton

Resultados do experiment de Compton:

- O desprazamento en lonxitude de onda só depende do ángulo de incidencia

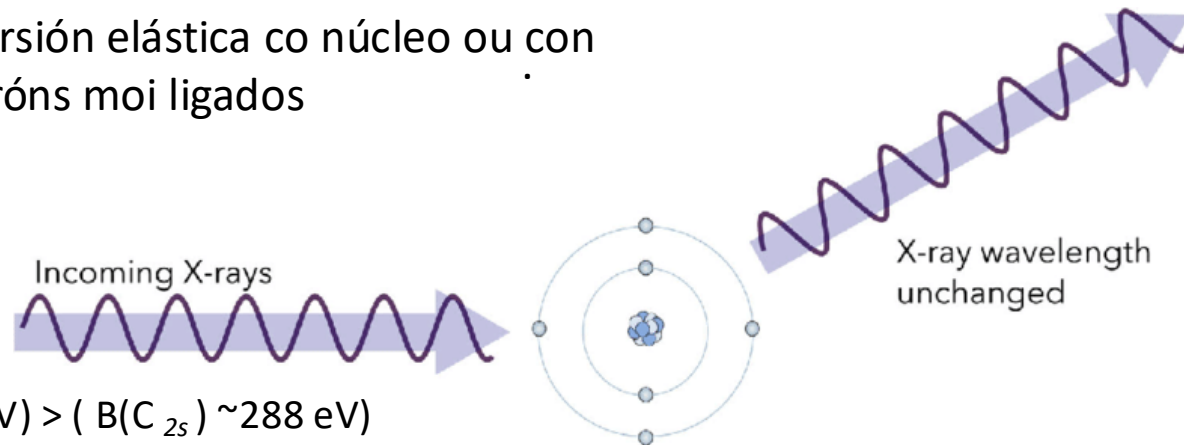


- Canto maior sexa o  $Z$  do cristal menos intenso é o pico dispersado

## 1.3 Introducción : Fotón : Dispersión de Raios X

### ¿Cómo se explica o pico que non se desplaza ?

- Dispersión elástica co núcleo ou con electróns moi ligados



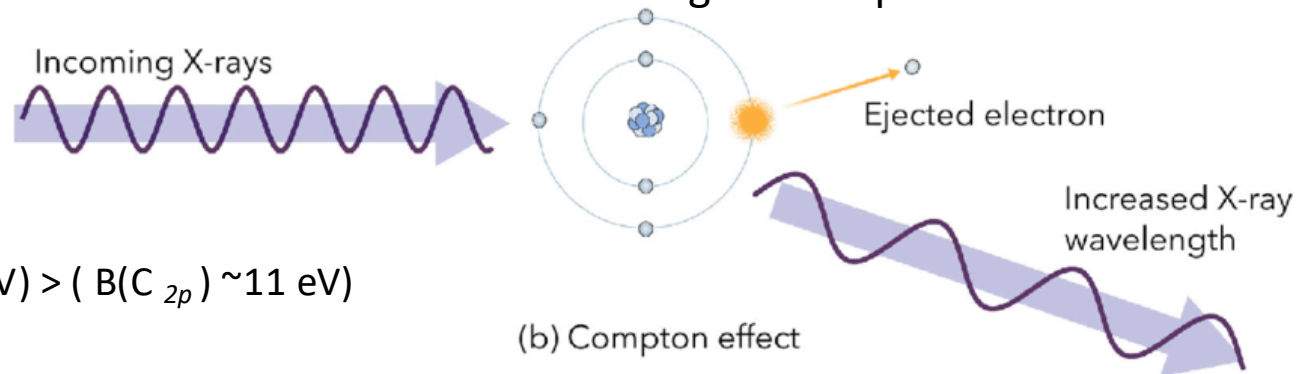
Raios X (20 keV) > (B(C<sub>2s</sub>) ~288 eV)

O átomo retrocede en conxunto

$M \gg m_0 \rightarrow M = 22000 m_0$

(a) Elastic scattering

- Dispersión elástica con electróns menos ligados. Capas externas



Raios X (20 keV) > (B(C<sub>2p</sub>) ~11 eV)

(b) Compton effect

- Canto maior sexa o Z do cristal menos intenso é o pico dispersado

## 1.3 Introducción : Fotón : Efecto Compton

¿Porqué non observamos o efecto Compton co espectro visible da radiación EM?

- Visible

$$\lambda = 550 \text{ nm} \quad \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 1.2 \cdot 10^{-6}$$

Desprazamento da orde de 1 millonésima  $\rightarrow$  Non sería apreciable.. O desprazamento é  $\sim 7000$  veces máis pequeno que para raios-X. Ademais a E dos electrons nos átomos é da orde mesma orde que a enerxía incidente do fotón  $\sim eV$

- Raios-X

$$\lambda = 71 \text{ pm} \quad \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 0.01$$

Desprazamento da orde de 1%  $\rightarrow$  Difícil de medir. No experimento de Compton a lonxitude de onda=0.07 nm  $\rightarrow$  o desprazamento é de  $\sim 1\%$

- Raios-gamma

$$\lambda = 1.06 \text{ pm} \quad \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 0.67$$

Desprazamento da orde de 67%  $\rightarrow$  O efecto Compton observáse con raios  $\gamma$

## 1.3 Introducción : dualidade onda-corpúsculo

- 1924: De Broglie dualidade partícula-onda.



De Broglie postula que **as partículas compórtanse tamén coma ondas** e que as relacións entre as magnitudes corpusculares e as ondulatorias son as mesmas que no caso dos fotóns

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\gamma m_0 v}$$

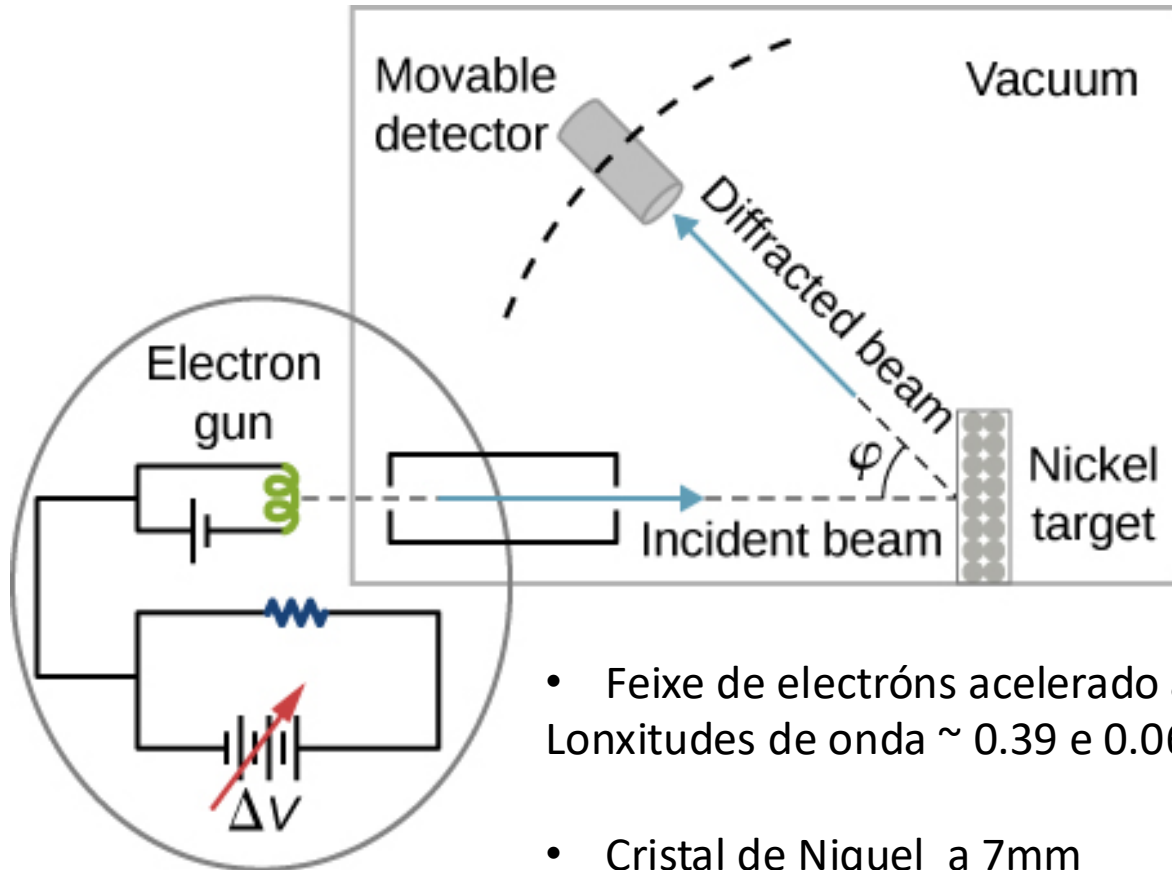
$$E = h\nu = \hbar\omega \quad ; \quad \bar{p} = \hbar\bar{k}, \quad p = \frac{h}{\lambda} \quad \longrightarrow \quad \lambda = \frac{h}{mv}$$

Constante de Planck :  $h = 6.626070040(81) \times 10^{-34}$  J. s.

Partícula	Masa (kg)	V (m/s)	$\lambda$ (nm)
Electrón (V=100 V)	$9.1 \times 10^{-31}$	$5.9 \times 10^6$	0.12
Protón (V=100V)	$1.7 \times 10^{-27}$	$1.4 \times 10^5$	0.028
Pelota de tenis	0.15	40	$1.1 \times 10^{-25}$

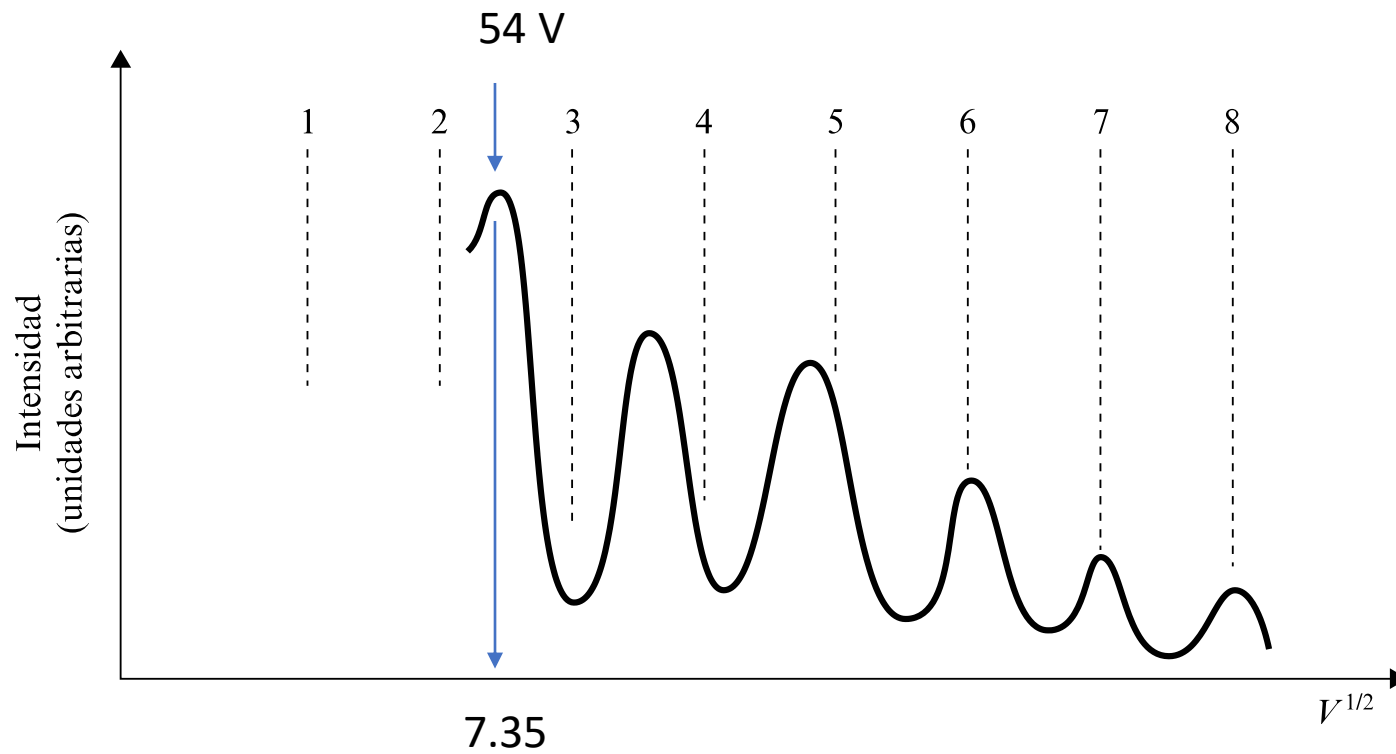
## 1.3 Introducción : Dualidade onda-corpúsculo

- 1927: Experimento de DAVISSON-GERMER



- Feixe de electróns acelerado a  $E=15-350 \text{ eV} \rightarrow$  Lonxitudes de onda  $\sim 0.39$  e  $0.06 \text{ nm} \rightarrow$  Tamaño do átomo
- Cristal de Niquel a  $7\text{mm}$
- Detector xiratorio.

- 1927: Experimento de DAVISSON-GERMER



$$V^{1/2} = 7.35 \rightarrow V = 54V$$

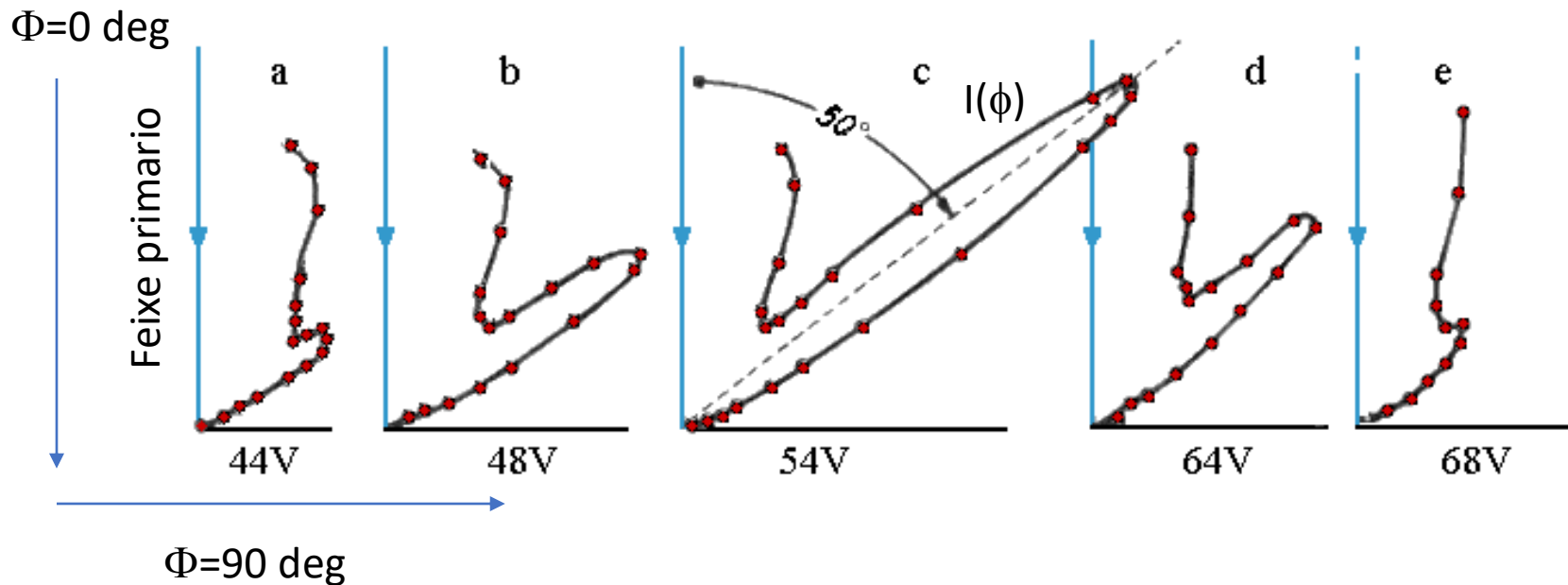
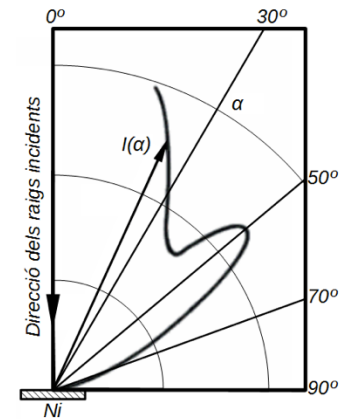
Máximo a 54V cando variamos a enerxía

## 1.3 Introducción : Dualidade onda-corpúsculo

- **1927: Experimento de DAVISSON-GERMER**

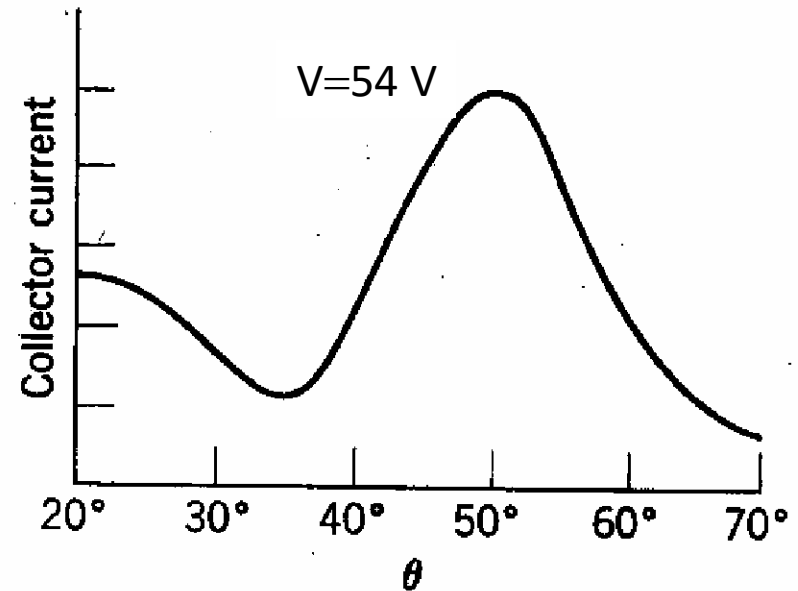
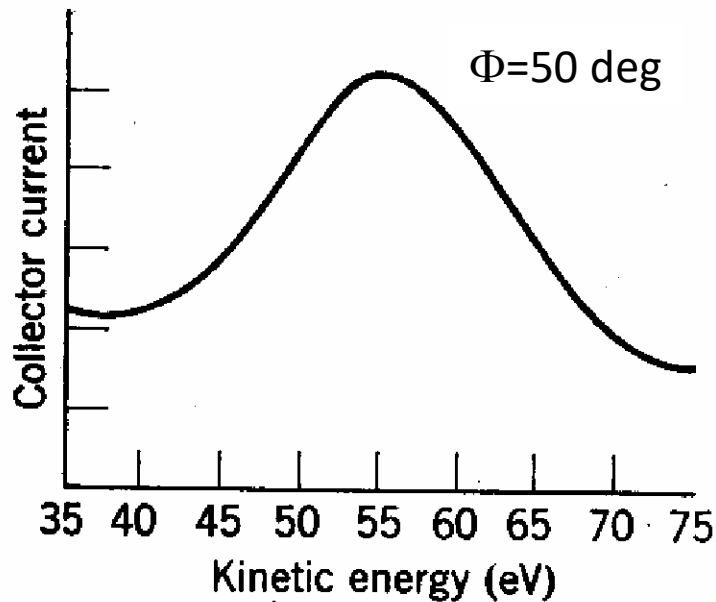
Variando a enerxía (lonxitude de onda)  $\rightarrow$  Máximo a 54 V

Variando o ángulo  $\rightarrow$  Máximo a  $\Phi=50$  deg



## 1.3 Introducción : Dualidade onda-corpúsculo

- 1927: Experimento de DAVISSON-GERMER



**Validez postulado de de Broglie:** A existencia dos picos só podía explicarse a través da interferencia constructiva das ondas dispersadas nos átomos do cristal que están arranxadas de forma periódica.

**Interferencia da onda do electron consigo mesma.**

## 1.3 Introducción : Dualidade onda-corpúsculo

- 1927: Experimento de DAVISSON-GERMER

**Lei de Bragg** cun plano do cristal que non é perpendicular a dirección de incidencia

$$n\lambda = 2d \sin\theta$$

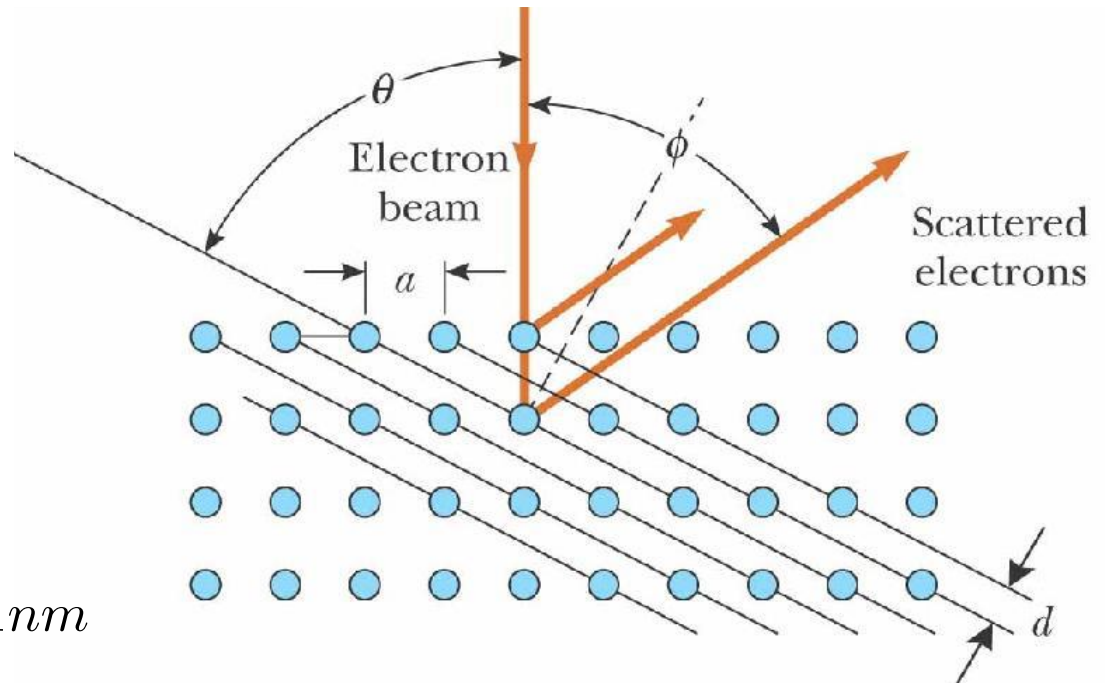
$$\theta = \frac{\pi}{2} - \frac{\phi}{2}$$

$$\phi = 50^\circ \quad \theta = 65^\circ$$

Distancia entre os planos

$$d = a \sin\frac{\phi}{2}$$

$$a=0.215\text{nm} \quad d = 0.091\text{nm}$$



**Lonxitude de onda experimental para n=1:**

$$\lambda = 2 \times 0.091 \times 10^{-9} \times \sin 65^\circ = 0.165\text{nm}$$

## 1.3 Introducción : Dualidade onda-corpúsculo

- **Resultado experimental**

$$\lambda = 2 \times 0.091 \times 10^{-9} \times \sin 65^\circ = 0.165\text{nm}$$

- **De Broglie Teoría para 54 V**

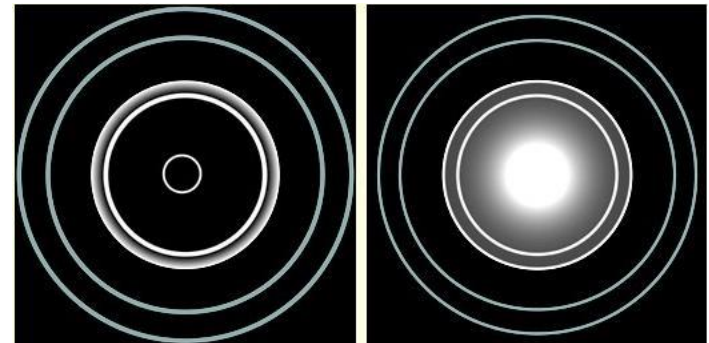
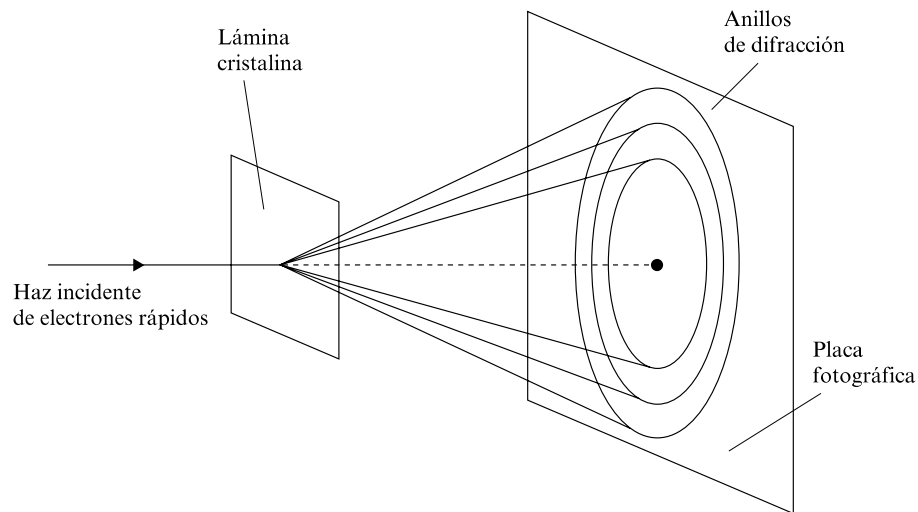
$$\lambda_{deBroglie} = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2mT}} = \frac{6.27 \times 10^{-34}}{2 \times 9.1 \times 10^{-31} \times 54 \times 1.6 \times 10^{-19}} = 0.165\text{nm}$$

A dualidade onda-corpúsculo proposta por de Broglie quedou demostrada. De Broglie gañou o premio Nobel 2 anos despois de que se verificara a súa hipótese.

- **1929:De Broglie recibe o premio Nobel**

## 1.3 Introducción : Dualidad onda-corpusculo

- **1927: Experimento de G. P. Thomson**

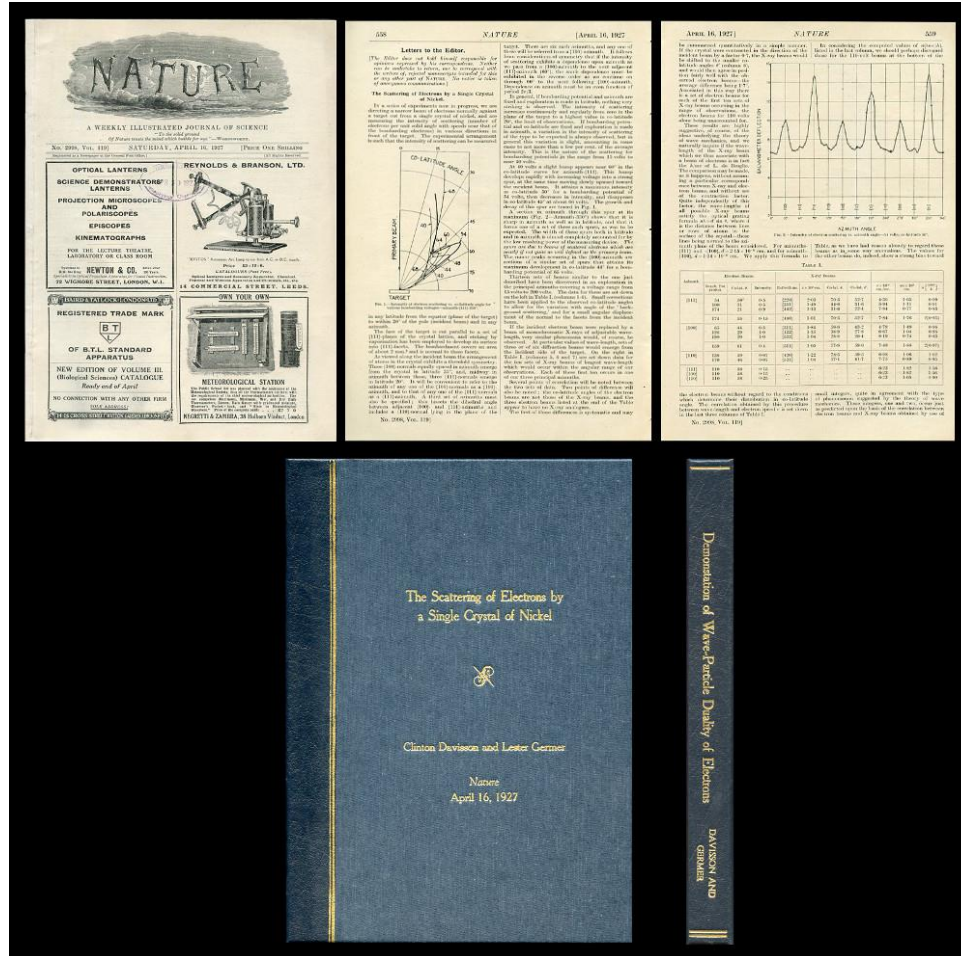


Electróns

Raios-X

- **En 1937 Davisson e G. P. Thomas** reciben o premio Nobel

# 1.4 Introducción : Davisson & Germer



## 1.4 Introducción : interpretación da función de onda

### 1925 Schrödinger ecuación independente do tempo

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi(\mathbf{r}) + V(r) \Psi(\mathbf{r}) = E \Psi(\mathbf{r})$$

$$\begin{array}{c} \textit{Kinetic} \\ \textit{Energy} \end{array} + \begin{array}{c} \textit{Potential} \\ \textit{Energy} \end{array} = \begin{array}{c} \textit{Total} \\ \textit{Energy} \end{array}$$

$\Psi(\mathbf{r}, t)$

Función de onda, univaluada continua e de cadrado integrable

## 1.4 Introducción : interpretación da función de onda

**1926 Max Born** interpretación da función de onda da ecuación de Schrödinger en termos de probabilidade.

$$|\Psi(\mathbf{r}, t)|^2 d^3\mathbf{r} = \left\{ \begin{array}{l} \text{The probability of finding the particle} \\ \text{at time } t \text{ in the volume element } d^3\mathbf{r}. \end{array} \right\}$$

### Interpretación de Copenhague

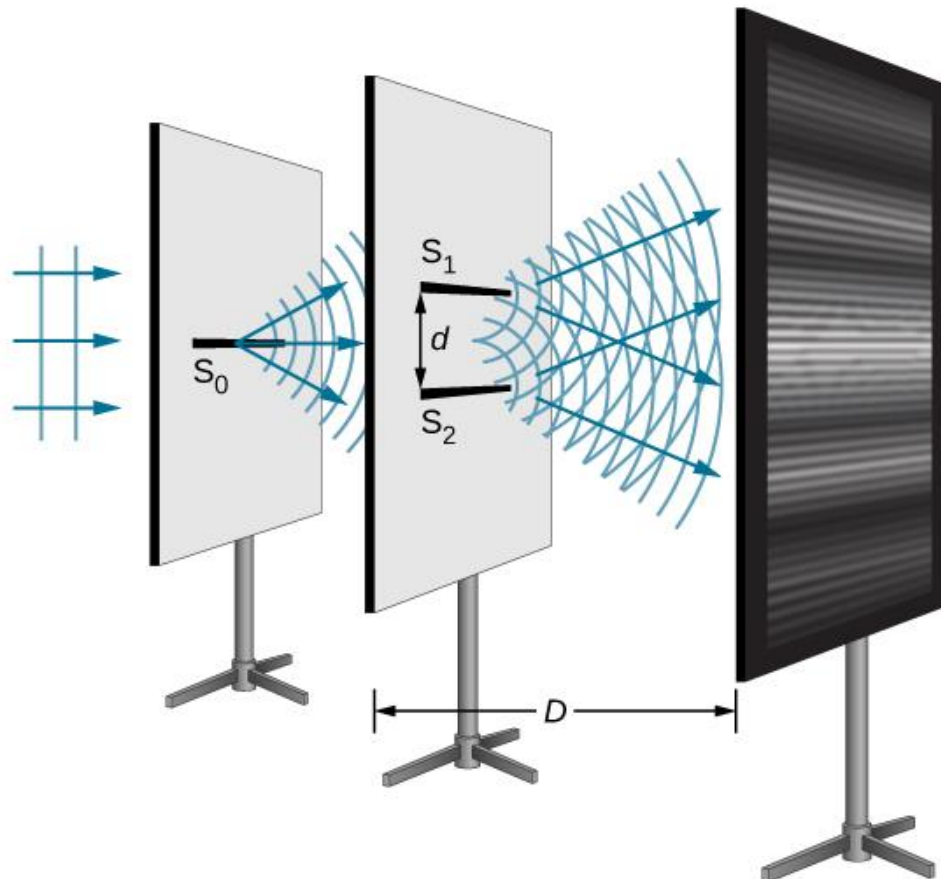
$$|\Psi(\mathbf{r}, t)|^2 \quad \text{Probabilidade por unidade de volumen para a posición}$$

$$\Psi(\mathbf{r}, t) \quad \text{Amplitude de probabilidade para a posición}$$

## 1.4 Introducción : doble-fenda

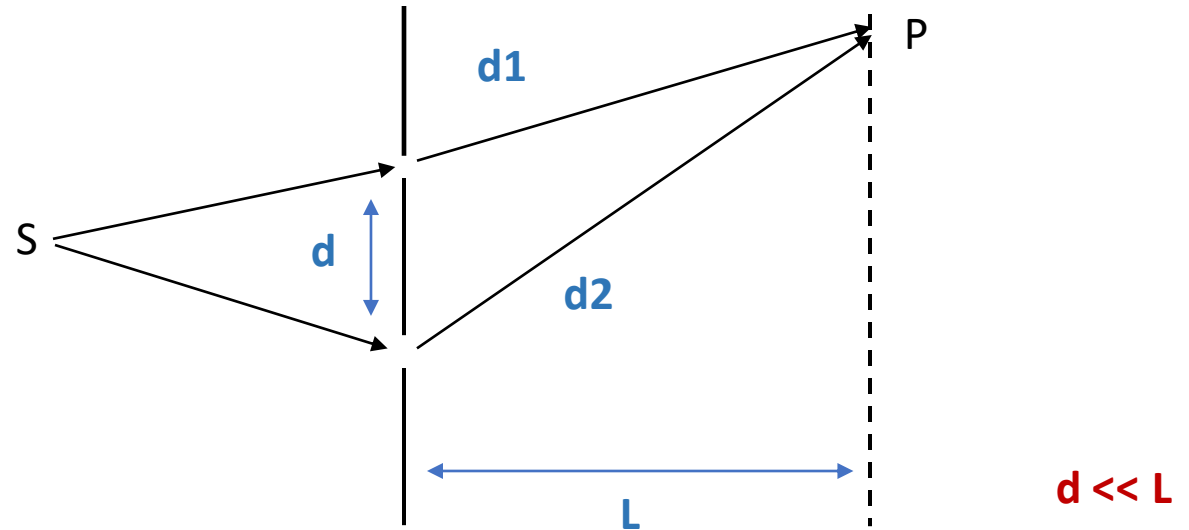
- **1802: Experimento de Thomas Young (verifica teoría de Huygens)**

Luz atraviesa unha doble fenda. A luz detéctase nunha placa fotográfica a unha distancia dada. Actualmente utilízanse láseres.



## 1.4 Introducción : dobre-fenda

- Unha fonte cun só fotón de cada vez



Amplitude do fotón de alcanzar P desde S

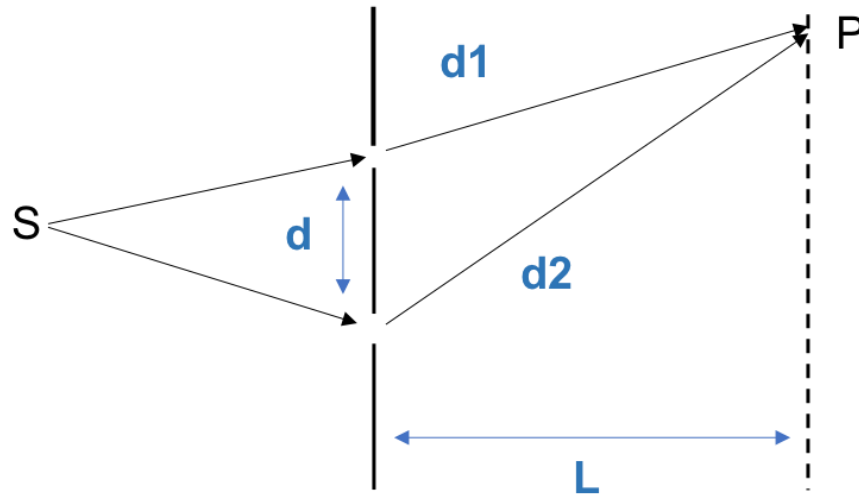
$$z_p = r e^{i k d_1} + r e^{i k d_2}$$

Se cerramos a fenda 2:  $z_p = r e^{i k d_1}$

A probabilidade de detectar o fotón:  $z_p^* z_p = r^2$  **Un valor definido !**

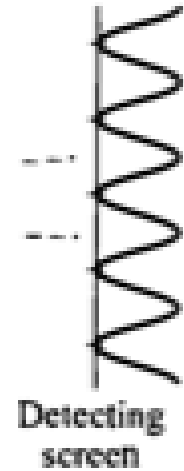
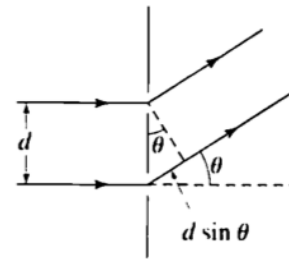
## 1.4 Introducción : doble-fenda

Deixando as dúas fendas abertas:



Se  $d \ll L$   $d_1$  e  $d_2$  paralelos

$$d_2 \approx d_1 + d \sin \theta$$



Posición dos máximos

$$\phi = 0, \pm 2\pi, \pm 4\pi, \dots$$

$$d \sin \theta = 0, \pm \lambda, \pm 2\lambda, \dots$$

Posición dos mínimos

$$\phi = \pm \pi, \pm 3\pi, \pm 5\pi, \dots$$

$$d \sin \theta = \pm \lambda/2, \pm 3\lambda/2, \pm 5\lambda/2, \dots$$

$$z_p = r e^{ikd_1} (1 + e^{ikd \sin \theta}) = r e^{ikd_1} (1 + e^{i\phi})$$

$$z_p^* z_p = r e^{-ikd_1} (1 + e^{-i\phi}) r e^{ikd_1} (1 + e^{i\phi})$$

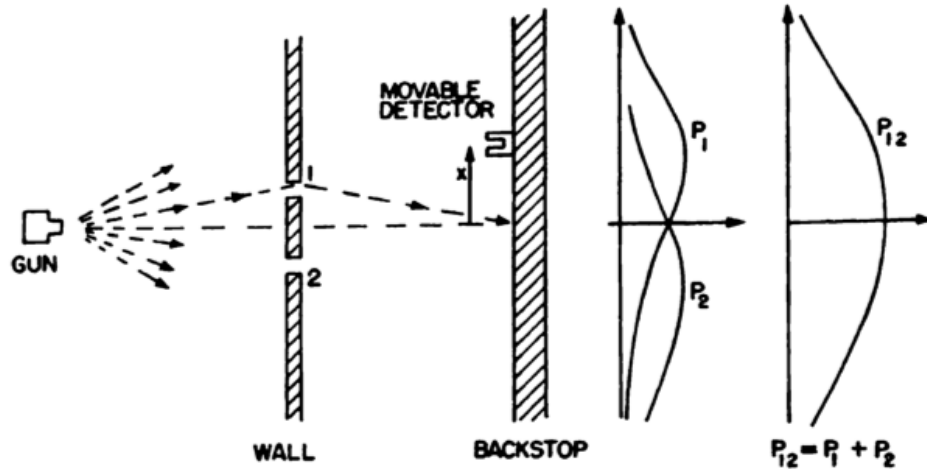
$$= r^2 (1 + 1 + e^{+i\phi} + e^{-i\phi})$$

$$= 2r^2 (1 + \cos \phi) = 4r^2 \cos^2(\phi/2)$$

**Función cosenoidal !**

# 1.4 Introducción : doble-fenda

Feynman (*The Feynman Lectures on Physics*)



## Experimento con balas

- $P_1$  = Prob. cando tapamos oco 2
- $P_2$  = Prob. cando tapamos oco 1
- $P_{12} = P_1 + P_2$

Ausencia de interferencia

## Experimento con ondas

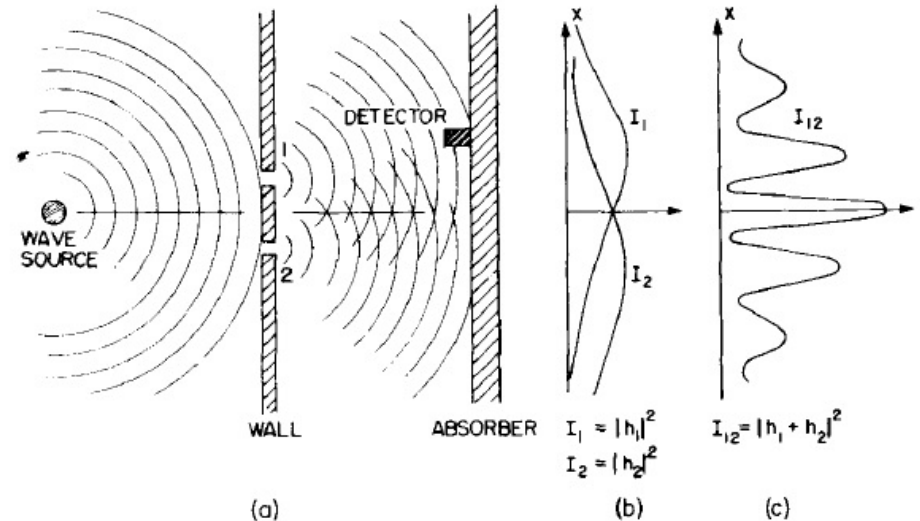
$$h_i = \widehat{h}_i e^{i\omega t} \quad I_2 = |\widehat{h}_2|^2$$

$$I_{12} = |\widehat{h}_1 + \widehat{h}_2|^2 \quad I_1 = |\widehat{h}_1|^2$$

$$= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\delta$$

- $I_1$  = Intensidade cando 2 tapado
- $I_2$  = Intensidade cando 1 tapado
- $I_{12} \neq I_1 + I_2$

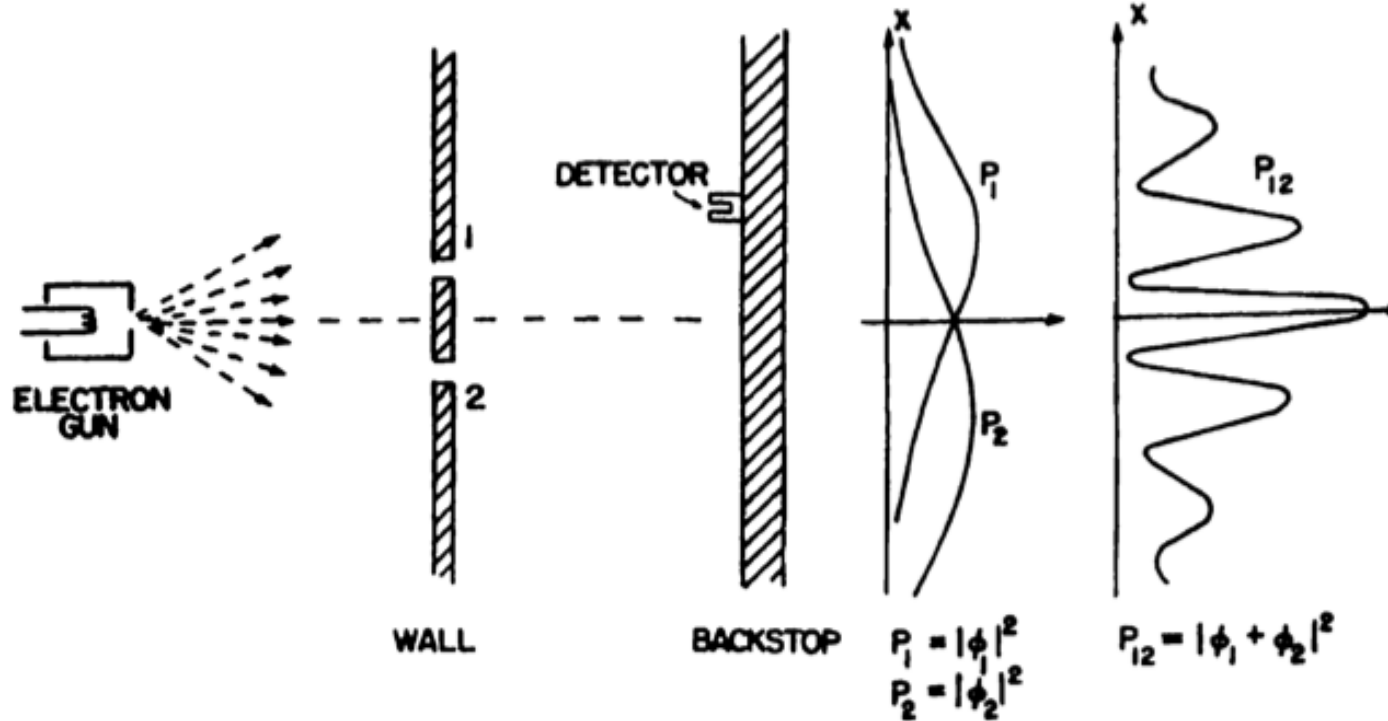
Presencia de interferencia



## 1.4 Introducción : dobre-fenda

Feynman

Exp de interferencia con electróns.



$$P_{12} \neq P_1 + P_2$$

*(The Feynman Lectures on Physics)*

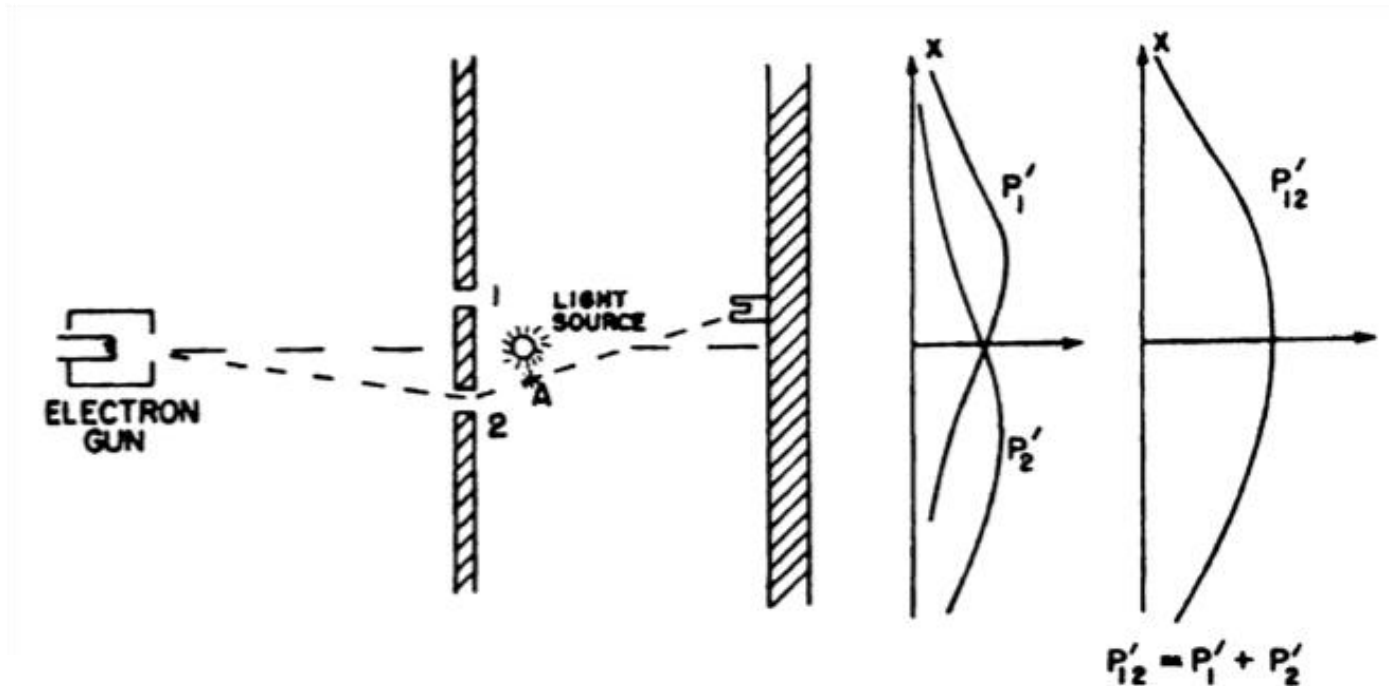
$$\Psi = \sqrt{0.5}\phi_1 + \sqrt{0.5}\phi_2$$

Os electróns teñen **potencialmente** dous camiños para percorrer, propiedades duais.

## 1.4 Introducción : dobre-fenda

Feynman

Exp de interferencia con electróns: detector presente



*(The Feynman Lectures on Physics)*

Os electróns teñen **potencialmente** dous camiños para percorrer, propiedades duais e non se convirten en características reais ate que son observados.

**Test do papel do observador --> colapso da función de onda.**

## 1.4 Introducción : doble-fenda

1989 Akira Tonomura experimento con un único electron

<https://www.hitachi.com/rd/portal/highlight/quantum/doubleslit/index.html>

<https://www.hitachi.com/rd/research/materials/quantum/doubleslit/index.html>

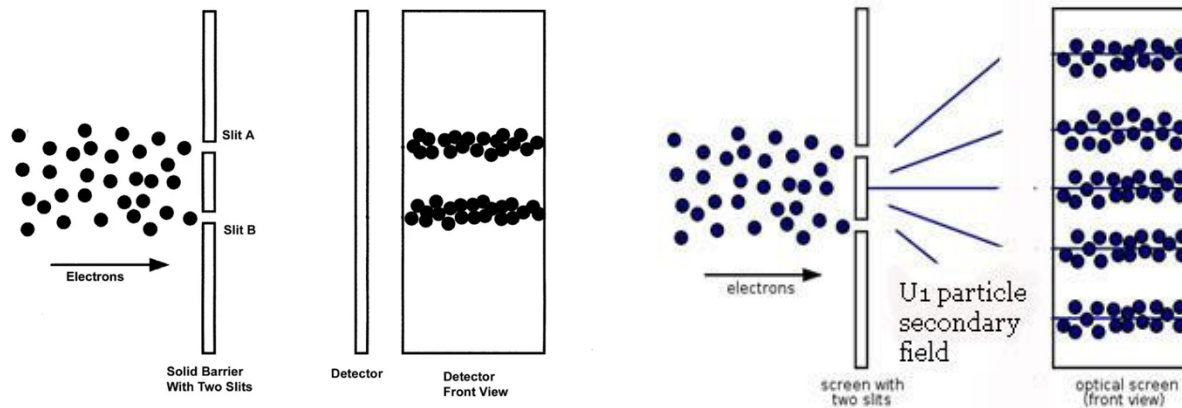
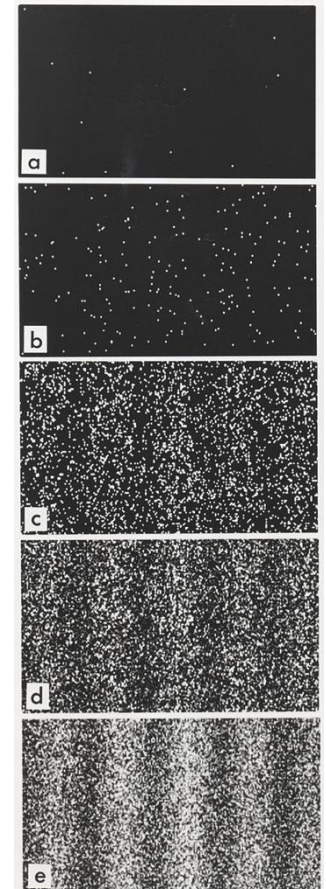


Figure 2. Prediction: If electrons are Newtonian particles, in the double-slit experiment they would cluster on the detector behind slit A and slit B.



- un por un microscopio de electróns – rate 10/s
- acelerados a 50000 V a 40% c, 120.000 km/s (3 veces/ 1s)  $t \sim 10$  ns

## 1.4 Introducción : doble-fenda

**Controlled double-slit electron diffraction.** Roger Bach *et al* 2013 *New J. Phys.* **15** 033018

