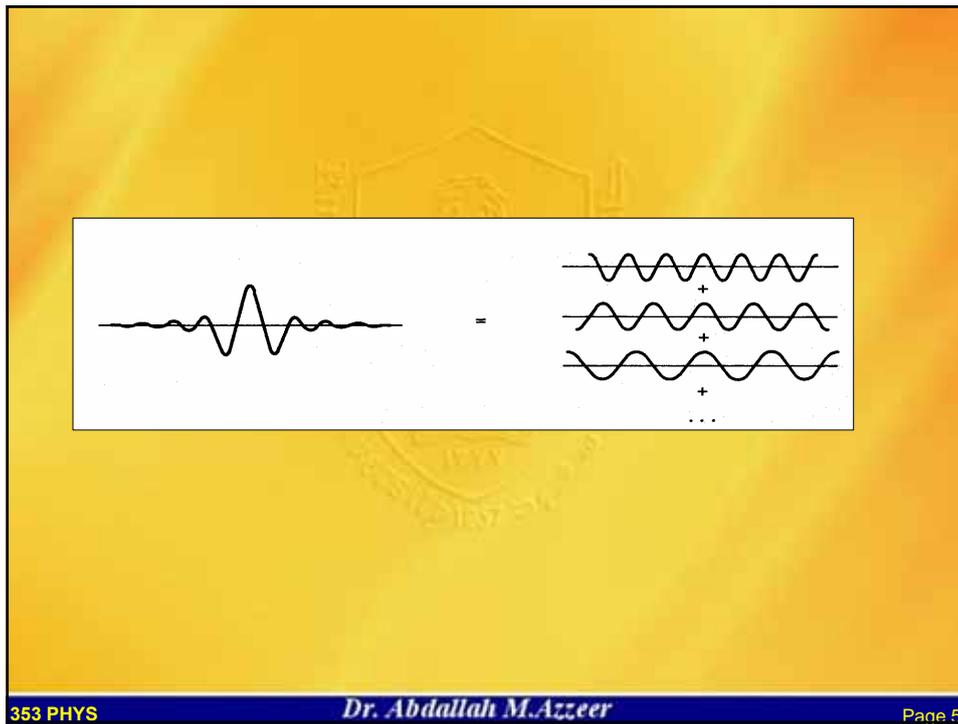


مبدأ الشك لهيزنبرج Heisenberg Uncertainty Principle

في الباب السابق عرفنا أنه يمكن إيجاد دالة موجية لأي جسم مما يدل على أنه الجسم المتحرك يعبر عنه بمجموعة موجات ديبرولي بدلاً من وحدة نقطية متمركزة هذه النتيجة عمقت مفهومنا في حركة الإلكترون.

ولكن هذه الزيادة في المعرفة جعلت على حسابها تضحية في دقة حساب الكميات . وتشير إلى وجود أخطاء لا يمكن السيطرة عليها في تحديد الصفات الجسيمية.

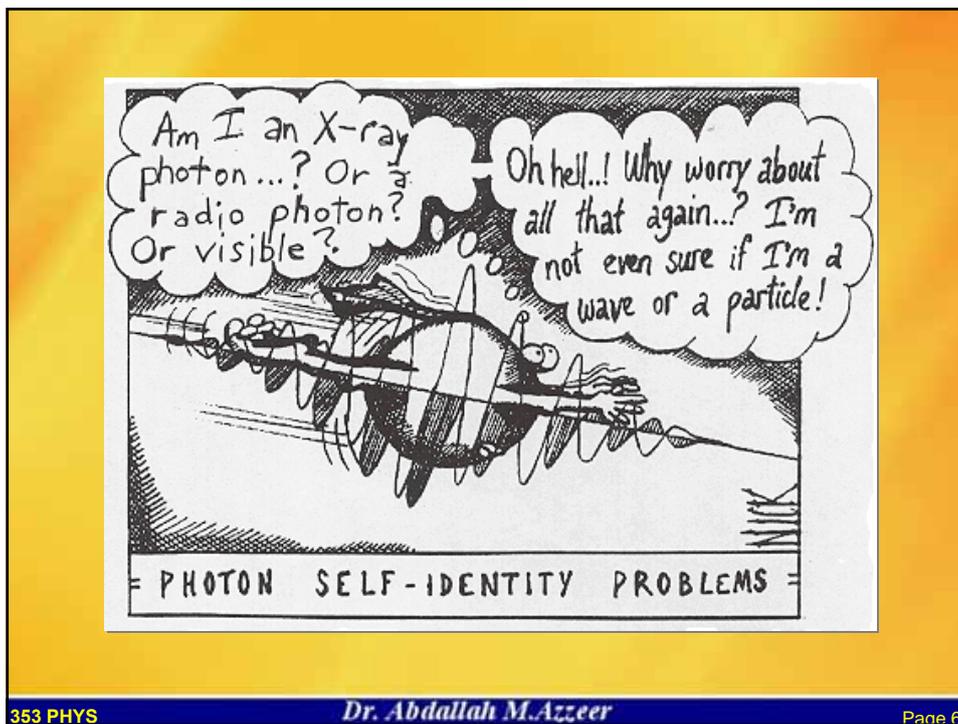




353 PHYS

Dr. Abdallah M. Azzeer

Page 5



353 PHYS

Dr. Abdallah M. Azzeer

Page 6

في الشكل الموضح يمكن أن يكون الجسم في أي مكان في حدود حيز مجموعة الموجات



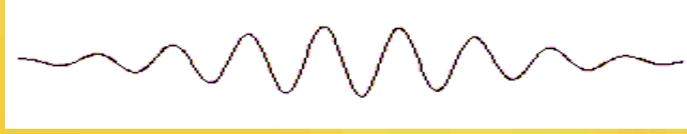
فإذا كانت المجموعة ضيقة جداً كما في الشكل .



فإن موقع الجسم يمكن تحديده بسهولة .

في حين لا يمكن هنا تحديد طوله الموجي .

وبالمثل إذا كانت مجموعة الأمواج واسعة جداً كما في الشكل



فإنه يمكن تحديد الطول الموجي بسهولة إلا أن موقعه يكون غير محدود.



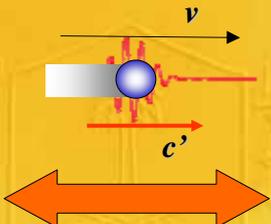
353 PHYS Dr. Abdallah M. Azzeer Page 7

كيف تكون الموجة والجسيم معاً Keeping the Wave and the Particle Together?

خواص الموجة

$$E = hf$$

$$P = h / \lambda$$



خواص الجسيم (الالكترون)

$$E = \frac{1}{2}mv^2$$

$$P = mv$$

وبافتراض أن الموجة تسير بسرعة $c' = \lambda f$ ، فإن يمكن الحصول على التالي:

$$c' = \lambda f = \left(\frac{h}{mv}\right) \left(\frac{1}{2}mv^2 / h\right) = v / 2$$

وهذا يعني أن سرعة الموجة تسير بنصف سرعة الجسيم !! كيف يمكن لهما أن يكونا مع بعضهما البعض؟

353 PHYS Dr. Abdallah M. Azzeer Page 8

للإجابة علي هذا السؤال :

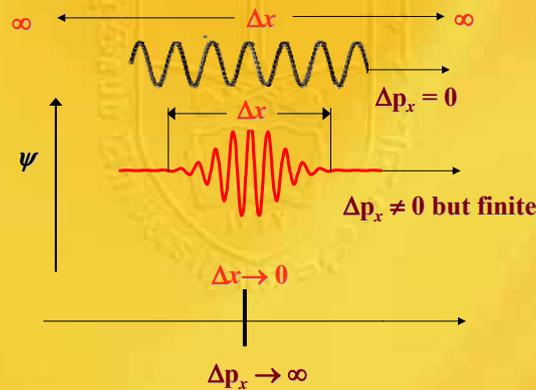
من الضروري التفكير بعناية عن الدالة الموجية التي تمثل الكترونا يسير مثلاً في أنبوبة مفرغة يترك الإلكترون الكاثود ويسير في الفراغ ويمتص بواسطة الأنود .

عند نقطة متوسطة في مساره في الفراغ يجب أن تكون دالة الموجة غير صفرية خلال حجم معين ولكن تكون صفرية في الأماكن التي لم يصلها الإلكترون بعد وفي الأماكن التي تركها .



إذا أردنا ربط نموذج الأمواج مع نموذج الجسيمات بافتراض أن سعة مجموعة الأمواج تعتبر مقياساً لاحتمال وجود الجسيم في ذلك الموضع فإنه من الملاحظ أن هناك عدم تحديد في معرفة موضع الجسيم فمن الممكن أن يكون في أي مكان داخل المجموعة . ولتقليل عدم التحديد في موضع الجسيم يجب أن يقلل حجم المجموعة Δx (الخطأ في تحديد موقع الجسيم).

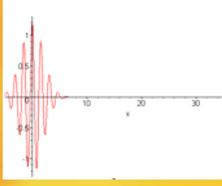
إذا أردنا ربط نموذج الأمواج مع نموذج الجسيمات بافتراض أن سعة مجموعة الأمواج تعتبر مقياساً لاحتمال وجود الجسيم في ذلك الموضع فإنه من الملاحظ أن هناك عدم تحديد في معرفة موضع الجسيم فمن الممكن أن يكون في أي مكان داخل المجموعة . ولتقليل عدم التحديد في موضع الجسيم يجب أن يقلل حجم المجموعة Δx (الخطأ في تحديد موقع الجسيم).



ومن نظرية تحليل فوريير يمكن إثبات أن ربط مجموعة الأمواج بإعداد موجية تغطي مدى Δk ينتج

عنه رزمة موجية تنتشر في الفضاء Δx بحيث يكون :

$$\Delta x \Delta k \approx 1$$



$$\therefore p = \frac{h}{\lambda} = \left(\frac{h}{2\pi} \right) \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) = \hbar k$$

$$\therefore \Delta p = \hbar \Delta k$$

$$\Delta k = \frac{\Delta p}{\hbar} \rightarrow \Delta x \Delta p \approx \hbar$$

وحيث أن هذه أقل حد لدرجة الدقة ، فإنه بشكل عام تكون:

$$\Delta x \Delta p \geq \hbar$$

$$\Delta x = 0 \rightarrow \Delta p = \infty$$

إذا كان الجسم محدد المكان بدقة فإن كمية حركته لا يمكن معرفتها بدقة

$$\Delta p = 0 \rightarrow \Delta x = \infty$$

إذا كانت كمية حركه الجسم محدد بدقة فإنه لا يمكن تحديد موضع الجسم بدقة

وهذه ما يعرف بقاعدة عدم التحديد لهيزنبرج Heisenberg's uncertainty principle:

إنه من المستحيل قياس موضع وكمية الحركة للجسيم بدقة وفي نفس الوقت

it is impossible to simultaneously measure the position and momentum of a particle (exactly).

ويمكن تعميم قاعدة عدم التحديد لهيزنبرج في ثلاثة أبعاد على الصورة:

$$\Delta x \Delta p_x \geq \hbar$$

$$\Delta y \Delta p_y \geq \hbar$$

$$\Delta z \Delta p_z \geq \hbar$$

peak of wavefunction

Less probable position

Most probable position of the particle

Particle's "position" wavefunction

The position "measurement" is "NOT KNOWN" yet

"Measurement" is "NOT KNOWN" yet.

"Measurement" is "KNOWN".

353 PHYS *Dr. Abdallah M. Azzeer* Page 13

Heisenberg Test

$$\tan \theta = \frac{\delta y}{D} = \frac{\Delta p_y}{p_x}$$

$$\Delta p_y \Delta y \geq \frac{h}{2\pi}$$

electron beam

d

D

Number of electrons arriving at screen

δy

screen

θ

$\sin \theta = \frac{\lambda}{d} \Rightarrow d = \frac{\lambda}{\sin \theta}$

$\Delta y = d = \lambda / \sin \theta$

$\Delta p_y = p \sin \theta$

$\Delta p_y \Delta y = p \sin \theta \frac{\lambda}{\sin \theta} = \lambda p = h$

Use de Broglie λ

353 PHYS *Dr. Abdallah M. Azzeer* Page 14

شكل آخر لمبدأ الشك لهيزنبرج Heisenberg Uncertainty Principle

ربما نرغب في قياس الطاقة E المنبعثة خلال الفترة الزمنية Δt نتيجة لعملية ذرية معينة . لو كانت هذه الطاقة تنبعث على هيئة أمواج كهرومغناطيسية ، فإن تحديد الفترة الزمنية سيؤثر على دقة قياس تردد الموجة ν .
 لنفترض أن الخطأ في تحديد العدد الموجي لمجموعة الموجات هو (1) .
 وحيث أن تردد الموجات = عدد الموجات التي نحسبها مقسومة على طول الفترة الزمنية
 فإن الخطأ $\Delta \nu$ في قياس التردد يكون $\Delta \nu = 1/\Delta t$

$$\Delta E = h \Delta \nu = h / \Delta t$$

$$\Delta E \Delta t \approx h$$

أو

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar$$

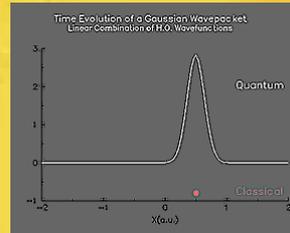
طريقة أخرى لإيجاد العلاقة السابقة:

لنفترض أن جسيم كتلته m يتحرك في اتجاه x بسرعة v .

$$E = \frac{p_x^2}{2m} \Rightarrow \Delta E = \frac{p_x \Delta p_x}{m} = v_x \Delta p_x$$

$$v_x = \frac{\Delta x}{\Delta t}$$

$$\Delta E = \left(\frac{\Delta x}{\Delta t} \right) \Delta p_x \Rightarrow \Delta E \Delta t = \Delta x \Delta p_x \geq \hbar$$



فعلی سبیل المثال

إذا قذفت كرة كتلتها 0.25 kg بسرعة 4 m/s وكانت قياس هذه السرعة بدقة 0.25% أو 0.1 m/s فإن:

$$\Delta p_x = mv_x = 2.5 \times 10^{-2} \text{ kg m/s}$$

ولكن حسب فرضية هيزنبرج $\Delta x \geq \hbar / \Delta p_x$ فإنه لا يمكن معرفة موضع الكرة بدقة أكبر من: $4.2 \times 10^{-33} \text{ m}$ وهذه مسافة صغيرة جداً وتعادل 10^{23} مرة من أصغر ذرة في الكرة.

مثال

باستخدام مبدأ عدم التحديد لهيزنبرج أحسب أقل طاقة للإلكترون عندما يستقر في إحدى فجوات شبكية بلورية. مع اعتبار أن الإلكترون يتحرك في حجم كروي نصف قطره r_0 .

$$\Delta x \Delta p \geq \hbar \quad \Rightarrow \quad \Delta p \geq \hbar / \Delta x$$

p_{\min} can not be less than Δp

If $\Delta x = \text{diameter of sphere} = 2r_0$

$$P_{\min} = \hbar / 2r_0$$

$$E_{\min} = \frac{p_{\min}^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{8m_0 r_0^2}$$

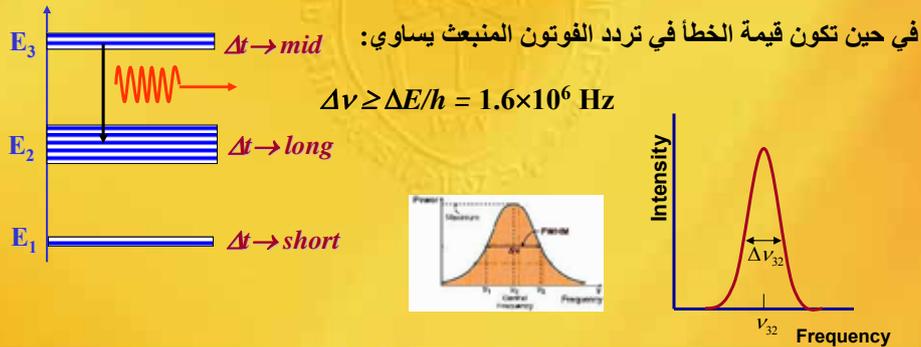
$$\text{If } r_0 = 4 \times 10^{-8} \text{ cm} \quad \Rightarrow \quad E_0 = 9.7 \times 10^{-21} \text{ J} = 0.061 \text{ eV}$$

مثال:

إذا كان معدل الفترة الزمنية بين تهيج الذرة وإشعاعها للفوتون يساوي 10^{-8} sec فأحسب عم الدقة (الخطأ) في هذه الحالة الطاقية

$$\Delta E \geq \hbar/\Delta t = 1.05 \times 10^{-26} \text{ J} = 6.5 \times 10^{-8} \text{ eV}$$

وبالتالي يكون أقل إتساع في المستوي الطاقى يساوي 6.5×10^{-8} eV



353 PHYS

Dr. Abdallah M. Azzeer

Page 19

EXAMPLE 6.3 Many elementary particles are unstable. For example, the Δ has an average lifetime of only 3×10^{-24} s. The average mass of the Δ is $1232 \text{ MeV}/c^2$. What is the uncertainty in the measurement of the mass of the Δ ?

SOLUTION Since the Δ exists on the average for only 3×10^{-24} s, the uncertainty in its rest energy is

$$\Delta E \geq \frac{\hbar}{2 \Delta t} = \frac{6.58 \times 10^{-16} \text{ eV} \cdot \text{s}}{2(3 \times 10^{-24} \text{ s})} \approx 110 \text{ MeV}$$

Thus,

$$m_{\Delta} = 1232 \pm 110 \text{ MeV}/c^2$$

353 PHYS

Dr. Abdallah M. Azzeer

Page 20

EXAMPLE 6.4 “Zero-Point” Energy of a Harmonic Oscillator. Until about 1930 it was widely believed, and stated in textbooks, that as $T \rightarrow 0$ K, all motion ceased, in particular, the vibratory motion of atoms in a crystal that Einstein and Debye used in their theories of the specific heat of solids. But, according to the uncertainty principle, if the position of an atom is fixed at a lattice point, its momentum must have an infinite uncertainty. A large momentum uncertainty implies, as we show presently, a large kinetic energy; that would be in contradiction to the classical result, which states that a system will approach the state of minimum energy as the temperature approaches 0 K. The problem is to identify the state of minimum energy of a harmonic oscillator, consistent with the requirements of the uncertainty principle.

SOLUTION Let us associate the uncertainty in momentum Δp with the standard deviation in p . That is,

$$(\Delta p)^2 = \langle (p - \langle p \rangle)^2 \rangle = \langle (p^2 - 2p\langle p \rangle + \langle p \rangle^2) \rangle \quad (6.10)$$

where the symbol $\langle \rangle$ denotes the average value of the enclosed quantity. Since the average value of the momentum of the harmonic oscillator is zero,

$$(\Delta p)^2 = \langle p^2 \rangle \quad (6.11)$$

The average kinetic energy of a particle of mass m is

$$\langle \text{KE} \rangle = \frac{\langle p^2 \rangle}{2m}$$

which, in this case, is

$$\langle \text{KE} \rangle = \frac{(\Delta p)^2}{2m} \quad (6.12)$$

The average potential energy of a harmonic oscillator is

$$\langle PE \rangle = \frac{1}{2}k\langle x^2 \rangle = \frac{1}{2}m\omega^2\langle x^2 \rangle \quad (6.13)$$

where k is the spring constant and $\omega = \sqrt{k/m}$. If, as with the momentum, we associate the uncertainty in x , Δx , with the standard deviation of that variable, we have

$$(\Delta x)^2 = \langle x^2 \rangle \quad (6.14)$$

and

$$\langle PE \rangle = \frac{1}{2}m\omega^2(\Delta x)^2 \quad (6.15)$$

The total energy of the system is the sum of the average kinetic and potential energies

$$E = \frac{1}{2}m\omega^2(\Delta x)^2 + \frac{(\Delta p)^2}{2m} \quad (6.16)$$

and if we now use the uncertainty relation we can write Equation (6.16) as

$$E \geq \frac{1}{2}m\omega^2(\Delta x)^2 + \frac{\hbar^2/8m}{(\Delta x)^2} \quad (6.17)$$

The minimum value of E is obtained by differentiating Equation (6.17) with respect to Δx and setting the derivative equal to zero. The result is

$$(\Delta x)_{\min} = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}} \quad (6.18)$$

and the corresponding minimum value of the energy is

$$E_{\min} = \frac{1}{2}\hbar\omega \quad (6.19)$$

The lowest energy state of the harmonic oscillator is not the state in which the mass is "at rest" but that state in which the mass vibrates with an amplitude given by Equation (6.18) and an energy of $\frac{1}{2}\hbar\omega$.

EXAMPLE 6.5 Width of Atomic Spectral Lines. When an atom is raised to an excited state, it usually decays to the ground state in about 10^{-8} s. Consequently, there is an uncertainty in the energy of this short-lived excited state and a corresponding uncertainty in the wavelength of the radiation emitted as the atom returns to the ground state. It is of interest to examine this uncertainty width, and compare it to other line-broadening effects.

SOLUTION The wavelength of the emitted photon is

$$\lambda = \frac{hc}{E_i - E_f} \quad (6.20)$$

where E_i is the energy of the initial, excited state and E_f the energy of the final, ground state. According to Equation (6.9) this energy difference has an uncertainty of

$$\Delta E \geq \frac{\hbar}{2 \Delta t}$$

If we differentiate Equation (6.20) with respect to E_i we obtain

$$\frac{d\lambda}{dE_i} = -\frac{hc}{(E_i - E_f)^2} = -\frac{\lambda}{E_i - E_f}$$

Consequently,

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = -\frac{\Delta E}{E_i - E_f}$$

In this instance, ΔE is in the neighborhood of 5×10^{-8} eV, or about eight orders of magnitude smaller than the energy difference of atomic transitions, which are of the order of a few electrovolts. The uncertainty line width for atomic transitions is, therefore, quite small, and is almost always overshadowed by other sources of line broadening such as the Doppler effect (see Problem 5.30). The lifetimes of excited nuclear states are, however, very much shorter, typically between 10^{-20} and 10^{-18} s, and γ rays from most nuclear transitions have natural line widths of the order of a few keV.

Uncertainty Principle: Bound Electron Problem

The binding energy of an electron in a crystal lattice is $E = 1.2 \times 10^{-4}$ eV. Find the minimum spread Δx of the electron wave function using the Uncertainty Principle.

$$\Delta x \sim \frac{\hbar}{\Delta p} \sim \frac{\hbar}{\sqrt{2mE}} = \frac{hc}{2\pi\sqrt{2mc^2 E}}$$

Modern Units:

$$\Delta x \sim \frac{1240 \text{ eV nm}}{2\pi\sqrt{2(0.511 \times 10^6 \text{ eV})(1.2 \times 10^{-4} \text{ eV})}} = \boxed{18 \text{ nm}}$$

MKS Units:

$$\Delta x \sim \frac{\hbar}{\sqrt{2mE}} = \frac{1.05 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}}{\sqrt{2(9.1 \times 10^{-31} \text{ kg})(1.2 \times 10^{-4} \text{ eV})(1.6 \times 10^{-19} \text{ J/eV})}} = \boxed{18 \text{ nm}}$$

Uncertainty Principle: Lifetime Problem

The time-energy uncertainty principle allows the creation of “[virtual particles](#)” that violate energy conservation, but only for lifetimes short enough that $\Delta E \Delta t \sim \hbar$. If a virtual particle with energy $E = 140 \text{ MeV}$ is created that travels close to the speed of light ($v \sim c$), find [how far](#) it can travel in its short lifetime.

$$\Delta t \sim \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{6.58 \times 10^{-16} \text{ eV} \cdot \text{s}}{140 \times 10^6 \text{ eV}} = 4.7 \times 10^{-24} \text{ s}$$

$$\Delta x = v \Delta t = (3 \times 10^8 \text{ m/s}) (4.7 \times 10^{-24} \text{ s})$$

$$\Delta x = 1.5 \times 10^{-15} \text{ m} \text{ or } \boxed{1.5 \text{ fm}}$$

353 PHYS

Dr. Abdallah M. Azzeer

Page 29

Uncertainty Principle: Natural Line Width

- Heisenberg Uncertainty Principle leads to “unavoidable” [natural line width](#) for transitions between two energy states.

$$\Delta E \geq \frac{\hbar}{\Delta t} = \frac{6.6 \times 10^{-16} \text{ eV} \cdot \text{s}}{10^{-8} \text{ s (typical lifetime)}} = 10^{-7} \text{ eV}$$

- For transitions to the ground state E_0 , [\$\Delta E\$ leads to \$\Delta \lambda\$](#) .

$$\text{Given } E - E_0 = \frac{hc}{\lambda} \text{ and } |\Delta E| = hc \frac{\Delta \lambda}{\lambda^2},$$

$$\text{we find } \frac{|\Delta E|}{E - E_0} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda}.$$

353 PHYS

Dr. Abdallah M. Azzeer

Page 30

Uncertainty Principle: Transition Energy Problem

The decay of an excited atom leaves it in a lower-energy state. If the higher energy state has a lifetime $\Delta t_{hi} = 1 \text{ ps}$, and the lower state has $\Delta t_{lo} = 4 \text{ ps}$, find the fractional uncertainty $\Delta E/E$ in the transition energy if $E = 1.5 \text{ MeV}$.

$$\Delta E_{high} \sim \frac{\hbar}{\Delta t_{high}} = \frac{6.58 \times 10^{-16} \text{ eV} \cdot \text{s}}{1 \times 10^{-12} \text{ s}} = 6.6 \times 10^{-4} \text{ eV}$$

$$\Delta E_{low} \sim \frac{\hbar}{\Delta t_{low}} = \frac{6.58 \times 10^{-16} \text{ eV} \cdot \text{s}}{4 \times 10^{-12} \text{ s}} = 1.6 \times 10^{-4} \text{ eV}$$

$$\Delta E_{total} = \Delta E_{high} + \Delta E_{low} = (6.6 + 1.6) \times 10^{-4} \text{ eV} = 8.2 \times 10^{-4} \text{ eV}$$

$$\frac{\Delta E_{total}}{E_{total}} = \frac{8.5 \times 10^{-4} \text{ eV}}{1.5 \times 10^6 \text{ eV}} = \boxed{5.7 \times 10^{-10}}$$

353 PHYS

Dr. Abdallah M. Azzeer

Page 31

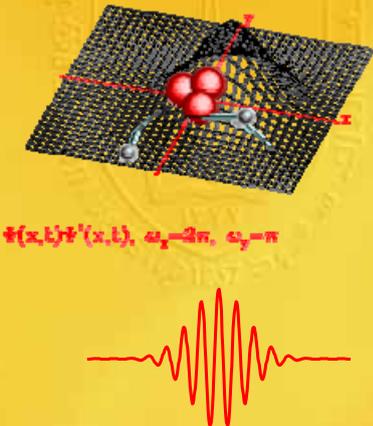


353 PHYS

Dr. Abdallah M. Azzeer

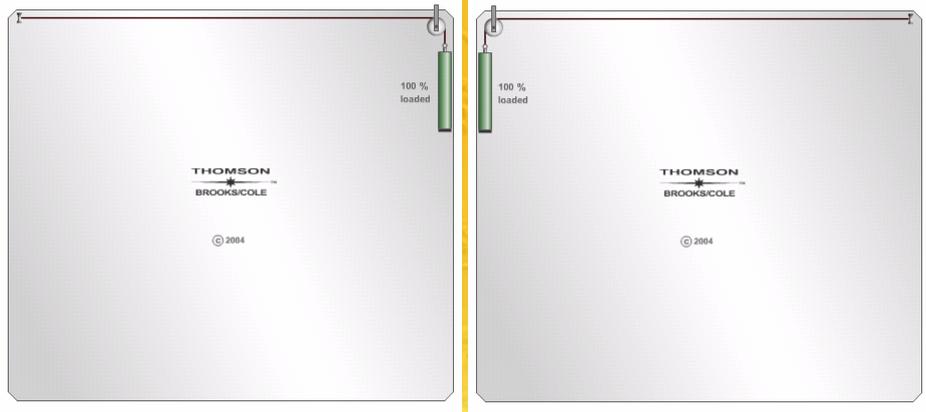
Page 32

THE WAVE - PARTICAL DUALITY A GEDANKEN EXPERIMENT



$\psi(x,t) = \psi(x,t), \omega_y = 2\pi, \omega_z = \pi$

353 PHYS Dr. Abdallah M. Azzeer Page 33



THOMSON
BROOK/COLE
© 2004

100 %
loaded

THOMSON
BROOK/COLE
© 2004

100 %
loaded

353 PHYS Dr. Abdallah M. Azzeer Page 34

HUYGENS' PRINCIPLE

"each point in a wavefront may be regarded as a new source of secondary wavelets."

A wavefront is the line or curve of the crests and troughs.

The direction of travel is perpendicular to the wavefront.

Each individual point is the centre of its own circular wavefront. The combined circles create the new wavefront.

$\lambda = 360 \text{ nm}$

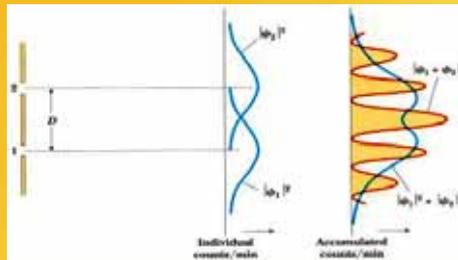
353 PHYS *Dr. Abdallah M. Azzeer* Page 35

100 % loaded

THOMSON
BROOKS/COLE

© 2004

353 PHYS *Dr. Abdallah M. Azzeer* Page 36



How do we understand the wave-character of electrons?

Photon \Rightarrow Electromagnetic Wave \vec{E} , \vec{B}

$I \propto E^2 \Rightarrow$ Interference effects

ψ : Wave function

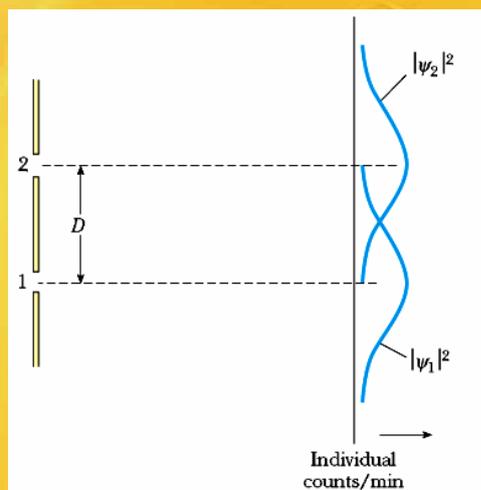
$$I \propto |\psi|^2 = \psi \psi^*$$

$$\psi = \psi_1 + \psi_2$$

$$\begin{aligned} I &= |\psi|^2 \neq |\psi_1|^2 + |\psi_2|^2 \\ &= |\psi_1|^2 + |\psi_2|^2 + 2|\psi_1||\psi_2|\cos\phi \end{aligned}$$

- Which slit does the electron pass through? Slit 1 or Slit 2

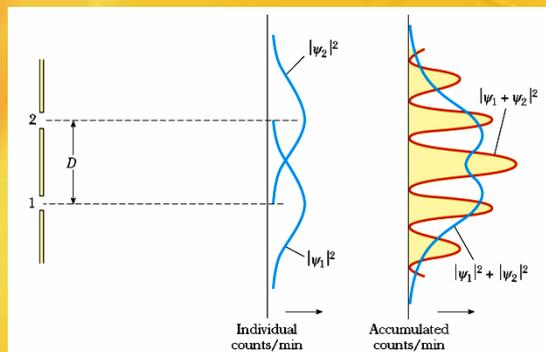
What happens if we block off each slit in turn?



If we close off slit 1, and allow the electrons to pass through 2 only then we get the upper blue profile as shown.

If we close off slit 2, and allow the electrons to pass through slit 1 only, then we get the lower blue profile as shown.

What happens if we open both slits?



If we open both slits simultaneously, then we get back to the interference pattern:

The blue curve on the right represents the accumulated pattern of counts per minute when each slit is closed half the time. The red curve represents the diffraction pattern with both slits open at the same time.

What happens if the number of electrons is so few that they go through the slits one at a time?

353 PHYS

Dr. Abdallah M. Azzeer

Page 39

If the electrons go through the slits one at a time, then we still get the interference pattern!

The electron, in going through one slit, interferes with itself going through the other one!

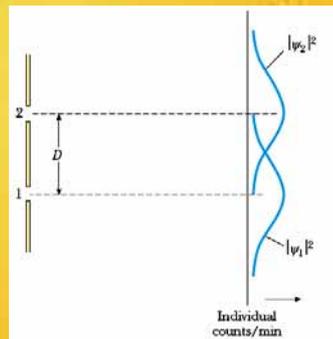
This one of the big puzzles in Physics! We cannot envisage this happening, and so we have to turn to a mathematical interpretation: Quantum mechanics

353 PHYS

Dr. Abdallah M. Azzeer

Page 40

Assume that the particle (eg electron) can be represented by a mathematical expression eg a wavefunction ψ (which could be complex) and also assume that the intensity profile of the interference pattern (eg the numbers of electrons detected per second) can be expressed by the square of the absolute value of this wave function $|\psi|^2$



If slit 1 is opened (slit 2 closed), then we can represent the wavefunction of the electrons passing through slit 1 as ψ_1 and therefore the intensity profile is $|\psi_1|^2$

If slit 2 is opened (slit 1 closed), then we can represent the wavefunction of the electrons passing through slit 2 as ψ_2 and therefore the intensity profile is $|\psi_2|^2$

If we open slit 1 for half the time (slit 2 closed) and then slit 2 for half the time (slit 1 closed) then the intensity profile will be $|\psi_1|^2 + |\psi_2|^2$

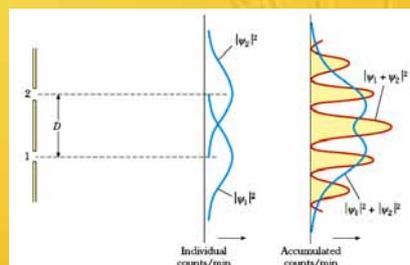
If we open both slits then the electron wavefunctions are superimposed (similar to light). The combined wavefunction is then $\psi_1 + \psi_2$

The intensity profile is then $|\psi_1 + \psi_2|^2 =$

$$|\psi_1|^2 + |\psi_2|^2 + 2(\psi_1 \cdot \psi_2)$$

This is different from the previous case of opening one slit 50% of the time, ie $|\psi_1|^2 + |\psi_2|^2$

The term $2(\psi_1 \cdot \psi_2)$ represents the interference term.



Note that if the wavefunctions are complex, then $|\psi_1|^2 = \psi_1 \psi_1^*$ (where ψ_1^* is the complex conjugate)

It is important to understand that the wavefunction of a particle (eg electron or photon) does not have any physical meaning:

These wavefunctions are a mathematical interpretation which appears to work (as we will see in future lectures)

The square of the wavefunction is however physically meaningful: It represents the probability of a particle being detected at a particular position (for example the intensity distribution on a screen).

خلاصة

كان الطماء قبل هذه الاكتشافات المذهلة يرون أنه يمكن لنا أن نتنبأ بكل ظواهر الكون إذا علمنا :

1 - الحالة الفيزيائية التي تصف الكون الآن بدقة متناهية .

2 - القوانين التي تسيطر هذا الكون .

ومن هذين المحيطين نستطيع أن نتنبأ بحالة الكون في أي لحظة قادمة . أثبت هيزنبرج أن الفرضية الأولى مستحيلة تماماً أي أننا لا نستطيع أن نعرف (أو نصف) بدقة متناهية حالة جسيم واحد فما بالك بالكون كله .

معرفة أو وصف الجسيم يعني أننا نعرف مكانه وسرعته تماماً.

أثبت هيزنبرج إننا إذا قسنا مكان الجسيم بدقة متناهية فإن سرعته يمكن أن تأخذ أي قيمة دون أن نستطيع أن نصفها أي أنه كلما زادت الدقة في قياس المكان قلت الدقة في قياس السرعة والعكس صحيح. وهذه الخاصية الطبيعية للكون لا تعتمد على الجهاز الذي نقيس به بل أنها مبدأ ثابت وهي طبيعة الكون الذي نحيا فيه وهي حد مطلق لا يمكن لنا اختراقه مهما دققنا في القياس . (سبحان الله)