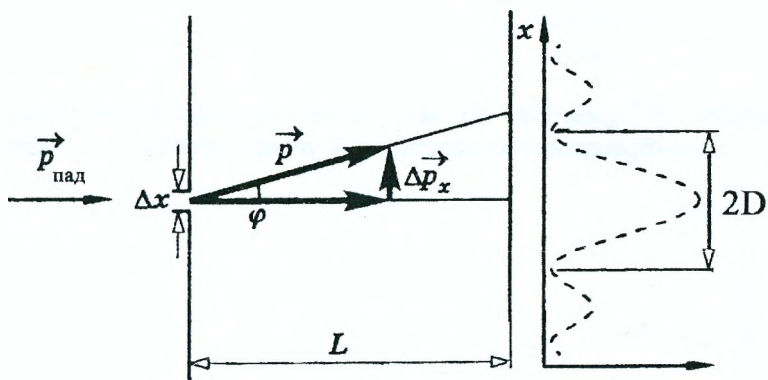


МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ
УЧРЕЖДЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ
«БРЕСТСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Кафедра физики

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ
К ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЕ

К5 "ПРОВЕРКА СООТНОШЕНИЯ
НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЕЙ ДЛЯ ФОТОНОВ"



БРЕСТ 2009

УДК 53 (076.5)

В методических указаниях приведено описание лабораторной работы К5 "ПРОВЕРКА СООТНОШЕНИЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЕЙ ДЛЯ ФОТОНОВ", в которой экспериментально проверяется соотношение неопределенностей Гейзенберга для фотонов.

Лабораторная работа К5 "ПРОВЕРКА СООТНОШЕНИЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЕЙ ДЛЯ ФОТОНОВ" предназначена для студентов всех инженерных специальностей дневной и заочной форм обучения БрГТУ.

Составитель: Русаков К.И., к.ф.-м.н., доцент

Рецензент: Косарев В.М., к.ф.-м.н., доцент кафедры общей физики УО
«Брестский государственный университет им. А.С.Пушкина»

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА К5

ПРОВЕРКА СООТНОШЕНИЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЕЙ ДЛЯ ФОТОНОВ

Цель работы: экспериментальная проверка выполнения соотношения неопределенностей для фотонов.

Приборы и принадлежности: лазер, щель переменной ширины, линейка, экран.

ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

Установка для проверки соотношения неопределенностей состоит из источника монохроматического излучения (лазера), регулируемой щели и экрана, на котором наблюдается дифракционная картина. Испускаемый полупроводниковым лазером пучок света проходит через регулируемую щель и попадает на экран, к которому прикреплен лист миллиметровой бумаги.

ИЗМЕРЕНИЯ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

1. Включить лазер и установить держатель с калиброванной щелью на пути лазерного пучка так, чтобы луч лазера прошел через ее отверстие и попал на экран.
2. Изменяя размер щели a от 0,05 до 0,40 мм через каждые 0,03-0,05 мм, произведите 10-12 измерений, которые заключаются в определении ширины $2D$ главного максимума дифракционной картины, полученной на экране (см. рис.1). Измерьте ширину главного максимума, как с помощью линейки, так и путем подсчета числа делений миллиметровой бумаги, которая используется в качестве экрана (ширина максимума определяется по положению темных полос, окружающих светлую полосу).
3. По результатам измерений a , $2D$ и D (половины ширины главного максимума) вычислите величину F по формуле $F = \frac{a \cdot D}{\lambda \cdot L}$, (где $\lambda = 6,33 \cdot 10^{-7}$ м – длина волны света, излучаемого лазером, L – расстояние от щели до экрана) заполните таблицу.

№ п/п	a (мм)	$2D$ (мм)	D (мм)	F
1				
2				
3				
...				

4. Вычислите величину F с помощью метода наименьших квадратов, используя формулу $F = \frac{K}{2 \cdot \lambda \cdot L}$, где $K = \frac{\sum_{i=1}^n 2D_i}{\sum_{i=1}^n a_i}$.

$$F = \frac{K}{2 \cdot \lambda \cdot L}, \text{ где } K = \frac{\sum_{i=1}^n 2D_i}{\sum_{i=1}^n a_i}$$

5. Постройте график зависимости полуширины главного максимума дифракционной картины D от размера щели a .
6. Сделайте выводы.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Пусть плоская волна $E = E_0 e^{i(\alpha x - kz)}$ падает на щель шириной a (рис.1). После щели световые волны распространяются во всевозможных направлениях. Большая часть энергии прошедшей волны приходится на сектор углов $0 < \varphi < \varphi_1$, где угол φ_1 , отвечающий направлению на первый минимум, подчиняется интерференционному условию

$$\Delta_1 = a \sin \varphi_1 = \lambda. \quad (1)$$

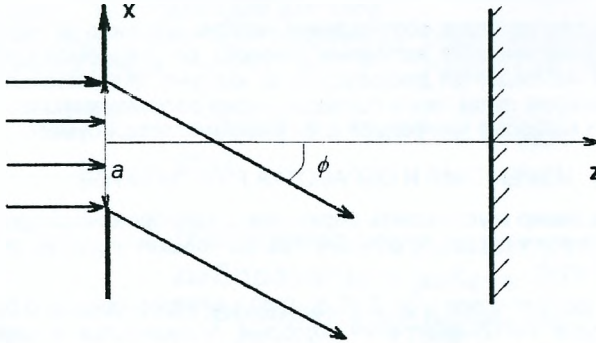


Рис.1. Схема дифракции света на щели.

Соотношение (1) определяет условную границу $\varphi = \varphi_1$ направлений плоских волн на выходе из щели. Учитывая, что излучение рассеивается как на большие ($\varphi > \varphi_1$), так и на меньшие ($\varphi < \varphi_1$) углы, можно записать следующее волновое условие неопределенности:

$$a \sin \varphi \geq \lambda, \quad (2)$$

которому подчиняются углы для большей части плоских волн, рассеянных на щели.

При теоретическом расчете интенсивности света на экране в зависимости от угла дифракции для разных размеров щели получаются результаты, представленные на рисунке 2.

Численный расчет интенсивностей дифракционных максимумов дает следующее соотношение: $I_0 : I_1 : I_2 = 1 : 0,047 : 0,0017$. Следовательно, основная часть светового потока сосредоточена в центральной дифракционной полосе (между минимумами первого порядка), поэтому в дальнейшем будем рассматривать только эту область пространства. При этом следует отметить, что неравенство (2) относится к волнам любой физической природы, оно указывает, что сужение щели обязательно сопровождается уширением сектора направлений, в котором сосредоточено дифракционное поле. В качестве примера на рисунке 2 показано распределение интенсивности по углам для двух щелей разной ширины. Из рисунка видно, что при увеличении ширины щели в два раза, т. е. при $a_2 = 2 a_1$, интервал значений $\sin \varphi$, отвечающий центральному максимуму, сокращается в два раза.

Рассматриваемое соотношение можно записать иначе, если представить электромагнитную (световую) волну как поток фотонов с энергией $E = \hbar \omega$ и импульсом $\vec{p} = \hbar \vec{k}$. Пусть падающие фотоны имеют только z-компоненту импульса:

$$\vec{p}_{inc} = \vec{i}_z \hbar k = \vec{i}_z \frac{h}{\lambda}$$

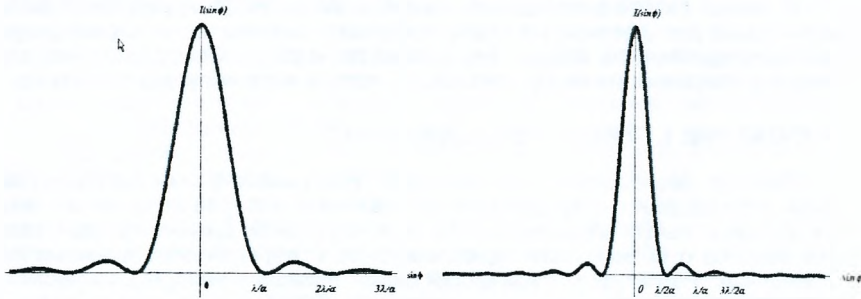


Рис.2. Распределение интенсивности света на экране для щели шириной a (левый рис.) и шириной $2a$ (правый рис.).

После прохождения через щель у фотонов появляется x -компонента импульса:

$$p_x = k\hbar \sin \varphi = \frac{h}{\lambda} \sin \varphi.$$

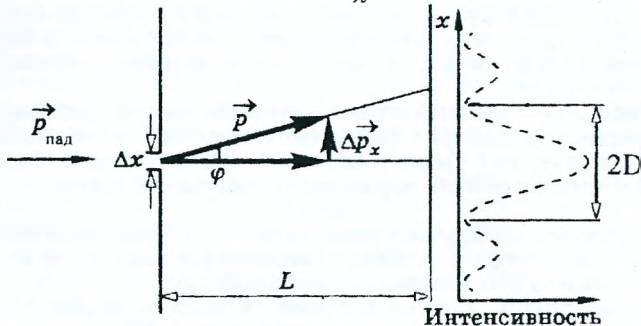


Рис.3. Схема возникновения составляющей импульса вдоль оси X .

Для фотонов, отклоняющихся на разные углы, значения p_x различны. Согласно выражению (2):

$$a \cdot p_x \geq \frac{h}{\lambda} \quad (3)$$

Это соотношение обычно записывают в виде

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq h, \quad (4)$$

где $\Delta x = a$ - область локализации (неопределенность местоположения) фотонов в плоскости экрана $z = 0$, а $\Delta p_x = \frac{h}{\lambda} \sin \varphi$ - область значений (неопределенность) компоненты импульса.

Соотношение (4) показывает, что произведение неопределенности координаты на неопределенность соответствующего ей импульса имеет величину порядка $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж с. Чем точнее определена одна из этих величин, например, чем уже щель, через которую проходят фотоны, тем неопределеннее становится проекция импульса p_x , и, наоборот, чем шире щель ($\Delta x \rightarrow \infty$), тем определеннее импульс ($\Delta p_x \rightarrow 0$). Очевидно, если одна из величин Δx и Δp_x имеет вполне определенное значение, то другая является совершенно неопределенной.

В данной работе соотношение неопределенностей (4) проверяется экспериментально для фотонов. На опыте измеряется ширина щели, характеризующая неопределенность координаты фотона Δx , и ширина дифракционной картины, характеризующая неопределенность поперечного импульса фотона Δp_x .

ПРИЛОЖЕНИЕ 1. Принцип неопределенности.

Принцип неопределенности возникает при рассмотрении квантовых явлений и совершенно чужд классической механике, которая не признает никаких принципиальных ограничений точности измерений. Данный принцип касается вопроса о возможности одновременного измерения определенных пар переменных. Рассмотрим физический смысл принципа неопределенности на примере двух его аспектов.

Первый аспект касается возможности одновременного измерения импульса и положения частицы. Принцип неопределенности утверждает, что в эксперименте невозможно одновременно определить эти величины с неограниченной степенью точности, а можно определить лишь с точностью в пределах некоторого интервала импульса Δp_x и интервала координаты Δx , связанных соотношением $\Delta x \Delta p_x \geq \hbar$. Следовательно, можно произвести эксперимент, который даст более грубые значения p_x и x , чем в равенстве $\Delta x \Delta p_x = \hbar$, но более точно это сделать нельзя в принципе. Поэтому можно с большей степенью точности определить x , но только за счет ухудшения точности определения p_x , или наоборот.

Второй аспект касается ограничения возможности одновременного измерения энергии E и времени t . Например, в качестве E можно выбрать энергию фотона, а в качестве t – момент испускания фотона атомом. В данном случае принцип неопределенности выражается следующим образом:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar.$$

Это условие накладывает ограничение на произведение неопределенности энергии на неопределенность измерения времени, но не на точность измерения одной из этих величин независимо от другой.

Важным фактом, который вытекает из решения задачи о квантовом осцилляторе, является наличие нулевых колебаний. При решении квантовомеханической задачи о малых колебаниях гармонического квантового осциллятора получается следующая формула для его энергий:

$$E_n = (n + 1/2) \cdot \hbar \omega.$$

Из этой формулы следует, что при $n = 0$ энергия не равна нулю, а $E_0 = 1/2 \cdot \hbar \omega$.

Данную величину легко оценить из соотношения неопределенностей. Учтем,

что $p \sim \frac{\hbar}{2x}$, потенциальная энергия $U = \frac{kx^2}{2}$, полная энергия $E = \frac{kx^2}{2} + \frac{\hbar^2}{8mx^2}$.

Приравняв производную по x от полной энергии к нулю, получим выражение

$$\frac{dE}{dx} = kx - \frac{\hbar^2}{4mx^3} = 0,$$

откуда находим характерную амплитуду нулевых колебаний осциллятора

$$x_0 = \sqrt[4]{\frac{\hbar^2}{4km}}.$$

Подставив x_0 в выражение для полной энергии, получим

$$E_0 = \frac{\hbar \omega}{2}.$$

Разница между классическим и квантовым осциллятором в том, что классический осциллятор в положении равновесия находится в состоянии покоя, а

квантовый осциллятор в состоянии с наименьшим квантовым числом $n = 0$ совершает колебания, называемые нулевыми. Кинетическая и потенциальная энергия этих колебаний приблизительно равны $\hbar\omega$. Среднее значение координаты осциллятора равно нулю, а среднее значение квадрата координаты равно квадрату амплитуды нулевых колебаний. Это свойство подтверждено на опыте и чрезвычайно важно для современной физики.

При рассмотрении звуковых колебаний твердого тела как совокупности квантовых осцилляторов получается, что при абсолютном нуле температуры все атомы твердого тела не являются неподвижными, а совершают нулевые колебания. Опыты по рассеянию света при низких температурах подтвердили это предположение. Если же рассматривать электромагнитные волны как набор осцилляторов в вакууме, когда отсутствуют материальные частицы, то нулевые колебания электромагнитного поля все равно должны происходить, что и было обнаружено.

Соотношение неопределенностей также позволяет объяснить стабильность атомов. В несколько заостренной форме, подчеркивающей актуальность, вопрос о стабильности атомов звучит так: «Почему мы не проваливаемся сквозь пол?» В самом деле, каждый атом состоит из ядра и электронов. Между ядром и электронами действуют силы кулоновского притяжения. Поэтому импульс электрона не сохраняется. В этом случае согласно некантовым законам излучения электрон должен терять энергию, испуская электромагнитные волны. В результате движение электрона будет ускоряться и он будет приближаться к ядру, на которое в конце концов упадет. После падения электронов на ядра атомы превратятся в электрически нейтральные частицы с размерами порядка размеров атомных ядер. Вещество станет очень разреженной пылью, и твердые тела разрушатся.

Эти процессы не происходят, потому что они запрещены соотношениями неопределенностей. Так, если электрон приближается к ядру, то неопределенности в значениях координат электрона будут уменьшаться. Но тогда будет возрастать неопределенность в значении импульса электрона и его скорость будет увеличиваться. Соответственно увеличивается энергия электрона, который в результате от ядра удаляется.

Таким образом, в атоме соотношения неопределенностей проявляются подобно силам отталкивания на малых расстояниях. В своем сложном квантовом движении электрон находится в среднем на таком расстоянии от ядра, на котором действие этих сил отталкивания и сил кулоновского притяжения компенсируется, так что энергия электрона не изменяется, и он не испускает электромагнитного излучения.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2. Примеры оценок с помощью соотношения неопределенностей.

Задача 1.

С помощью соотношения неопределенностей оценить размеры и энергию атома водорода в основном состоянии.

Решение.

Полная энергия электрона в атоме водорода равна сумме кинетической и потенциальной энергий:

$$E = \frac{p^2}{2m} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

Неопределенность положения электрона в атоме составляет величину порядка размеров атома, т.е. $\Delta r \sim r$, а $\Delta p \sim p$, т.к. в основном состоянии атома кинетическая энергия электрона минимальна. Из соотношения неопределенностей следует, что $p \sim \hbar/r$,

$$E \approx \frac{\hbar^2}{2mr^2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

Поскольку энергия минимальна, то $\frac{\partial E}{\partial r} = 0$. Взяв производную и прирав-

няв ее к нулю, выразим для основного состояния $r = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{me^2} \approx 0.5 \cdot 10^{-10}$ м. Подставив r в выражение для энергии, получим $E = -\frac{me^4}{2(4\pi\epsilon_0)^2 \hbar^2} = -13.6$ эВ, что совпадает по модулю со значением энергии ионизации атома водорода.

Задача 2

Оценить минимальное расстояние, которое можно разрешить в электронном микроскопе при ускоряющем напряжении 100 кВ и числовой апертуре $A=0.1$.

Решение.

Числовой апертурой объектива называется величина $n \sin \Psi$, где n – абсолютный показатель преломления среды между предметом и объективом, а 2Ψ – апертурный угол, т.е. угол, под которым диаметр входного зрачка виден из точки пересечения главной оптической оси прибора с плоскостью предмета.

Из курса оптики известно, что предельное расстояние, разрешаемое в оптическом микроскопе $d = \frac{0.61\lambda}{A}$. В электронном микроскопе вместо оптического пучка используется пучок ускоренных электронов, поэтому в данную формулу в качестве λ следует подставить дебройлевскую длину волны электрона ($\lambda = h/p$). Таким образом, в результате получим $d = \frac{0.61 \cdot h}{A \cdot p} = \frac{0.61 \cdot h}{A \cdot \sqrt{2meU}}$, где m – масса электрона, e – заряд электрона. После подстановки числовых значений получим $d \approx 0.3$ нм.

ПРИЛОЖЕНИЕ 3. Что такое свет?

Для студентов, выполнявших работу ОВ «Изучение явления дифракции света с помощью лазера», ответ на поставленный вопрос очевиден – конечно, свет является электромагнитной волной. Однако в данной работе мы на той же установке проверяем соотношение неопределенностей, характерное для микрочастиц. На первый взгляд имеется противоречие, поскольку мы исследуем один и тот же объект. Противоречие возникает только тогда, когда мы пытаемся составить общее представление о свете. В самом деле, соотношения $E = \hbar\omega$ и $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ связывают волновые и корпускулярные свойства света: правые части содержат частоту ω и волновое число k , определяемые из интерференционных явлений, а левые части E и p характеризуют фотон как частицу. Но именно сосуществование этих свойств и не может быть логически непротиворечиво объяснено классической физикой, с точки зрения которой, понятия волны и частицы исключают друг друга, так как описывают полярно противоположные формы движения. Каким образом частица может иметь некоторую частоту или длину волны?

Для иллюстрации возникающих логических трудностей и того, как они преодолеваются квантовой теорией, рассмотрим простой интерференцион-

ный опыт. Свет от точечного источника S падает на непрозрачный экран A , в котором прорезаны две узкие параллельные щели C и D (рис. 4). Расстояние между экранами A и B велико по сравнению с расстоянием a между щелями, которое, в свою очередь, много больше длины световой волны. На экране B возникают интерференционные полосы. Каждый фотон, попадая на экран B , ведет себя как частица, вызывая в определенной точке почернение фотопластины при фотографической записи или вырывание фотозлектрона при фотозлектрической регистрации. Но распределение большого числа таких точек регистрации фотонов описывается классической картиной интерференции волн, приходящих от двух щелей.

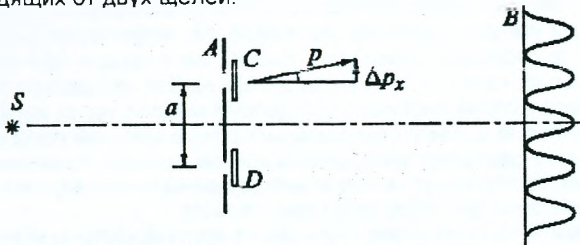


Рис. 4. Интерференционный опыт с двумя щелями.

Придерживаясь корпускулярных представлений, можно было бы пытаться объяснить интерференционные полосы каким-то взаимодействием между фотонами, проходящими через разные щели. Но тогда при очень слабом источнике S , когда в каждый момент в установке не может находиться более одного фотона, интерференционные полосы должны исчезнуть. Прямые опыты такого типа (Тэйлор, 1909 г.) показывают, что никаких изменений в интерференционной картине при уменьшении интенсивности источника не происходит. Это значит, что интерференция представляет собой статистическое свойство отдельного фотона.

Если закрыть одну из щелей, то интерференционные полосы пропадают: распределение интенсивности на экране становится таким же, как при дифракции на одной щели, т. е. при достаточно узкой щели практически равномерным. Это вынуждает нас считать, что на пути от источника через щели к экрану B излучение ведет себя как волна, ибо появление полос наблюдается лишь в том случае, когда свет проходит через обе щели. Невозможно представить себе классическую частицу, которая проходила бы сразу через обе щели. Но если фотон проходит через одну щель, то каким образом другая щель, через которую он не проходит, не позволяет ему попасть в те места экрана, куда он мог бы попасть, если бы эта щель была закрыта?

Такая постановка вопроса основана на естественном для классической физики допущении, что частица в любой момент времени имеет определенные координаты, доступные измерению, и, следовательно, движется по определенной траектории. Современная квантовая теория отказывается от этого допущения, утверждая, что говорить об определенном положении частицы имеет смысл лишь в том случае, если при постановке опыта мы позаботимся об измерении ее координаты. Значит, если мы хотим считать, что каждый фотон, подобно частице, проходит только через одну из щелей, то мы должны поставить какой-либо измерительный прибор, который бы фиксировал нам факт прохождения фотона через определенную щель. Можно, например, попытаться с помощью счетчиков C и D фиксировать, через какое отверстие проходит каждый фотон. При этом фотоны демонстрируют действительно

корпускулярное поведение: счетчики никогда не срабатывают одновременно, т.е. отдельный фотон сразу через две щели не проходит. Но оказывается, что такое «вмешательство» счетчиков выразится в полном размытии интерференционных полос на экране B .

В самом деле, сохранение интерференционных полос в такой ситуации противоречило бы соотношениям неопределенностей Гейзенберга. Чтобы установить факт прохождения частицы через определенную щель, счетчик должен определять координату x фотона (в направлении, перпендикулярном щелям) с погрешностью Δx , не превышающей половины расстояния между щелями: $\Delta x < a/2$. Такое измерение в соответствии с основными положениями квантовой теории неизбежно вносит неконтролируемое изменение x -составляющей импульса фотона $\Delta p_x > \hbar/\Delta x$, т.е. неопределенность $\Delta\varphi = \varphi$ в направлении его распространения (см. рис. 4): $\Delta\varphi = \Delta p_x/p > \hbar/(p \cdot \Delta x)$. Так как $\Delta x < a/2$, а импульс фотона $p = \hbar k = \hbar/\lambda$, то $\Delta\varphi > 2\pi/\lambda \cdot a$. Эта неопределенность в направлении импульса фотона, вносимая определением щели, через которую он прошел, превышает угловую ширину отдельной интерференционной полосы λ/a , т.е. приводит к полному размытию интерференционной картины. Установив, через какую щель проходит фотон, мы утрачиваем интерференционную картину и не можем говорить о проявлении фотонами волновых свойств.

Подведем некоторые итоги. Попадая на экран B , фотоны обнаруживают корпускулярное поведение, заключающееся в том, что они взаимодействуют с веществом экрана только в отдельных точках. Если при этом не пытаться экспериментально наблюдать траектории фотонов до попадания их на экран (т.е. не устанавливать, через какую щель проходит каждый из них), то, пропустив большое число фотонов, на экране B мы получим интерференционную картину, которую нельзя объяснить иначе как на основе волновых представлений. Предсказать, в каком месте экрана попадет отдельный фотон, нельзя. Это можно сделать только в статистическом смысле: вероятность зарегистрировать фотон в области максимума интерференционной картины велика, а в области минимума – мала. Плотность энергии электромагнитного поля, вычисляемая в классической волновой теории на основе уравнений Максвелла, определяет вероятность того, что фотон будет зарегистрирован в данном месте, т.е. дает среднее пространственное распределение, наблюдаемое с очень большим числом фотонов. В этом смысле классическая волновая теория вполне справедлива. Если же мы пытаемся наблюдать отдельные фотоны, например, фиксируем их траектории, как в рассмотренном выше опыте, то фотоны совсем не проявляют волновых свойств.

Квантовая теория не отвергает полностью классическую волновую картину, а указывает на ее ограниченность.

Итак, что же такое свет – частицы или волны? Квантовая теория отвечает на этот вопрос так: ни то, ни другое. Когда мы описываем поведение фотона как поведение частицы или волны, мы навязываем классическое описание этому объекту, имеющему существенно неклассическую природу. Свет может характеризоваться только с той его стороны (корпускулярной или волновой), проявление которой обусловлено внешними условиями, создаваемыми экспериментальными средствами наблюдения. Такая постановка вопроса позволяет рассматривать и тот случай, когда один и тот же исследуемый объект (свет) обладает несовместимыми по классическим представлениям корпускулярными и волновыми свойствами. В квантовой теории эти свойства не исключают, а дополняют друг друга, так как в чистом виде они могут проявиться лишь в разных опытах, производимых при взаимоисключающих условиях. Этим и объясняется отсутствие логического противоречия в понятии «корпускулярно-волновой дуализм». Действительно, нет необходимости пытаться представить себе, как это фотон может быть сразу и вол-

ной, и частицей. Свет обладает *потенциальной возможностью* проявлять и волновые, и корпускулярные свойства, но эти дополнительные свойства в чистом виде проявляются лишь при взаимоисключающих условиях эксперимента. Адекватный способ описания света определяется выбранным способом наблюдения, а вопрос о том, что же существует «на самом деле» – волна или частица, лишен содержания.

Важно подчеркнуть, что изложенные здесь теоретические идеи не могут быть чисто логически выведены из каких-то общих принципов. Они возникли на основе анализа большой совокупности экспериментальных результатов. Заметим, что корпускулярно-волновой дуализм присущ не только фотонам, но и любым другим микрообъектам – электронам, протонам, нейтронам.

Математический аппарат современной квантовой теории (изложение которого выходит за рамки данной методички) органически включает в себя возможность проявления изучаемым микрообъектом (фотоном, электроном) как волновых, так и корпускулярных свойств. Этот аппарат свободен от абстракций, присущих классическому описанию и заключающихся в абсолютизации физического процесса и принципиальной возможности неограниченной его детализации. В его основе лежит явный учет реальных возможностей измерений, проводимых над микрообъектами (относительность к средствам наблюдения). Результат взаимодействия микрообъекта с классически описываемым прибором при заданных внешних условиях характеризуется некоторой вероятностью. *Вероятности в квантовой физике имеют совсем иной характер, нежели в классической, где они отражают неполноту наших знаний о физической системе. Здесь они принципиально необходимы, так как отражают объективно существующие при данных условиях потенциальные возможности.* Математический аппарат квантовой теории позволяет находить как возможные значения физических величин, так и вероятности получения на опыте тех или иных значений этих величин при измерении в определенных условиях.

ВОПРОСЫ И УПРАЖНЕНИЯ

1. В чем заключается физический смысл соотношения неопределенностей?
2. Какое максимальное пространственное разрешение может обеспечить поток нейтронов с энергией $E = 1$ эВ?
3. Почему электронный микроскоп может обеспечить более высокое разрешение, чем оптический микроскоп?
4. Что такое нулевые колебания? Как объяснить наличие нулевых колебаний с помощью принципа неопределенностей?
5. Используя соотношение неопределенностей, оцените:
 - а) энергию электрона в атоме водорода в основном состоянии;
 - б) энергию электронов в атоме гелия в основном состоянии;
 - в) энергию основного состояния квантового осциллятора.
6. Почему проверка соотношения неопределенностей при помощи лазерного излучения более надежна, чем при работе с другими источниками света (например, газосветной лампой)?

Литература

1. Савельев И.В. Курс общей физики, т.3. – М: Наука, 1989.
2. Бутиков Е.И. Оптика. – С.-Пб: Невский диалект, 2003.
3. Наркевич И.И. и др. Физика. – Мн: Новое знание, 2004.

Составитель:

Русаков Константин Иванович

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ К ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЕ

**К5 "ПРОВЕРКА СООТНОШЕНИЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЕЙ
— ДЛЯ ФОТОНОВ"**

Ответственный за выпуск: **Русаков К.И.**

Редактор: **Строкач Т.В.**

Компьютерная верстка: **Кармаш Е.Л.**

Корректор: **Никитчик Е.В.**

Подписано к печати 28.01.2009 г. Формат 60×84¹/₁₆. Усл. печ. л. 0,69.
Уч. изд. л. 0,75. Заказ № **135**. Тираж 100 экз. Отпечатано на ризографе
учреждения образования «Брестский государственный технический
университет», 224017, г. Брест, ул. Московская, 267