ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Российский химико-технологический университет
им. Д.И. Менделеева
Новомосковский институт

Гукасов А.С.,
Подольский В.А.,
Резвов Ю.Г.

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Лабораторный практикум

Новомосковск 2005

УДК 53.08
ББК 22.3
Г 939

Рецензент:
кандидат технических наук, доцент Усков Л.Е.
(НИ РХТУ им. Д.И.Менделеева)

Составители: Гукасов А.С., Подольский В.А., Резвов Ю.Г.

Г939 **Физические основы измерений:** Лабораторный практикум. Сост.: А.С.Гукасов, В.А.Подольский, Ю.Г.Резвов / НИ РХТУ им. Д.И.Менделеева. Новомосковск, 2005.- 24 с.

Данное пособие содержит общие методические указания к лабораторным работам по курсу «Физические основы измерений». Дано краткое теоретическое обоснование, расчетные соотношения, описание установок, методика выполнения работы, контрольные вопросы.

Пособие предназначено для студентов дневного и заочного отделений, изучающих данный курс.

Ил. 4. Библиогр.: 2 назв.

УДК 53.08
ББК 22.3

ОГЛАВЛЕНИЕ

Лабораторная работа
«*Исследование броуновского движения частиц*»

Теоретическое введение

Броуновское движение – беспорядочные движения любых малых частиц, взвешенных в жидкости или газе. Причиной броуновского движения являются многочисленные случайные соударения молекул окружающей среды с частицей. Такое движение было исследовано в 1827 г. Р.Броуном, который наблюдал в микроскоп движение цветочной пыльцы, взвешенной в воде. Взвешенные малые частицы совершают независимые неупорядоченные движения, при этом траектории частиц являются зигзагообразными и запутанными. Интенсивность броуновского движения не зависит от времени, но возрастает с ростом температуры среды, а также при уменьшении вязкости среды и при уменьшении размеров частиц. При этом химическая природа частиц не имеет значения.

Полная теория броуновского движения была дана в 1905 году А.Эйнштейном и М.Смолуховским. Причина броуновского движения в том, что молекулы среды ударяют рассматриваемую частицу со всех сторон, но невозможна точная компенсация ударов в каждый момент времени. Поэтому частица случайным образом часто меняет направление движения и (в определенных пределах) величину скорости. В молекулярной физике давление газа или жидкости трактуется как результат соударений молекул с поверхностью. Поэтому можно сказать, что причиной броуновского движения являются флуктуации давления. Флуктуации – случайные независимые изменения физической величины около ее среднего значения. Броуновское движение – наиболее наглядное экспериментальное подтверждение представлений молекулярно-кинетической теории.

В метрологии броуновское движение рассматривают как один из основных факторов, ограничивающих точность и чувствительность измерительных приборов. В этом смысле предел точности измерений будет достигнут, когда броуновское смещение подвижной части измерительного прибора будет сопоставимо со смещением, вызванным измеряемым эффектом.

Согласно теории, если время наблюдения Δt достаточно велико (за это время частица должна много раз изменить направление своего движения), то справедлив закон Эйнштейна: средний квадрат проекции смещения частицы на какую-либо ось (в отсутствие внешних сил) пропорционален времени наблюдения, т.е.

$$\overline{(\Delta x)^2} = \overline{(\Delta y)^2} = \overline{(\Delta z)^2} = 2D \cdot \Delta t \,, \qquad (1)$$

где D – коэффициент диффузии броуновской частицы, Δt – время наблюдения. Закон Эйнштейна справедлив, если смещения частицы в любом направлении равновероятны. Соотношение (1) подтверждено экспериментально.

Коэффициент диффузии D зависит от формы и размеров частицы, температуры и вязкости среды, в которую помещена частица. Наиболее простое выражение получается, если частицу считать шаром. В этом случае

$$D = \frac{kT}{6\pi\eta R}, \tag{2}$$

где k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, η – динамическая вязкость среды, R – радиус частицы.

Квадрат перемещения частицы $(\Delta r)^2 = (\Delta x)^2 + (\Delta y)^2 + (\Delta z)^2$. Из (1) следует, что при длительном наблюдении все три слагаемых в правой части этого уравнения одинаковы. Тогда из закона Эйнштейна (1) получаем модуль среднеквадратичного перемещения частицы за время наблюдения Δt:

$$\Delta r_{кв} = \sqrt{\overline{(\Delta r)^2}} = \sqrt{6 \cdot D \cdot \Delta t} = \sqrt{\frac{kT}{\pi\eta R} \cdot \Delta t}. \tag{3а}$$

Это верно, когда частица может свободно перемещаться в неком объеме. Если же движение частицы ограничено тонким слоем, например, когда исследуемая жидкость с частицами составляет узкий слой между стеклами, то движение является двумерным. В этом случае $(\Delta r)^2 = (\Delta x)^2 + (\Delta y)^2$ и среднеквадратичное перемещение частицы составит

$$\Delta r_{кв} = \sqrt{\overline{(\Delta r)^2}} = \sqrt{4 \cdot D \cdot \Delta t} = \sqrt{\frac{2kT}{3\pi\eta R} \cdot \Delta t}. \tag{3б}$$

Как видно из (3а-б), независимо от того, совершает броуновская частица трехмерное или двумерное движение, величина $\Delta r_{кв}$ растет пропорционально квадратному корню из времени наблюдения ($\Delta r_{кв} \sim \sqrt{t}$), квадратному корню из температуры ($\Delta r_{кв} \sim \sqrt{T}$), и обратно пропорционально корню квадратному из радиуса частицы и вязкости среды ($\Delta r_{кв} \sim \frac{1}{\sqrt{r}}, \Delta r_{кв} \sim \frac{1}{\sqrt{\eta}}$).

Как видно из (2, 3а), если известны параметры среды, и мы способны измерить модуль среднеквадратичного перемещения частицы за время наблюдения Δt, то можно определить постоянную Больцмана:

$$k = \frac{\pi \eta r}{T} \frac{\left(\Delta r_{кв}\right)^2}{\Delta t} . \qquad (4)$$

Порядок выполнения

Используется моделирующая программа, которая позволяет наблюдать броуновское движение как одной частицы, так и целой их группы.

1. Запустить моделирующую программу. Изучить параметры, которые влияют на характер броуновского движения.
2. Установить значения температуры, вязкости среды и радиуса частицы по указанию преподавателя или лаборанта. Записать также увеличение микроскопа ξ.

   $T =$ К; $\eta =$ $\cdot 10^{-4}$ Па·с; $R =$ $\cdot 10^{-6}$ м; $\xi =$.
3. Измерить диаметр поля зрения микроскопа D м.
4. Не меняя установленных параметров, измерить 20 раз время, необходимое для того, чтобы частица покинула поле зрения микроскопа. Занести данные в таблицу.

Время выходы частицы из области наблюдения t, с									

Обработка результатов эксперимента

1. Рассчитать среднее время $\bar{t}$ выхода частицы из поля зрения.
2. Рассчитать по формуле $\Delta r_{кв} = \frac{1}{2}\frac{D}{\xi}$ расстояние, которое будет проходить частица до выхода из поля зрения микроскопа.
3. Полагая $\Delta t = \bar{t}$, рассчитать по формуле (4) постоянную Больцмана k.
4. Сравнить полученное значение с табличным.

Контрольные вопросы

1. В чем состоит явление броуновского движения?
2. Что является причиной броуновского движения?
3. Что такое флуктуации?
4. Как меняется характер броуновского движения при увеличении времени наблюдения? При изменении температуры? При изменении размера частиц? При изменении вязкости среды?
5. Каким образом броуновское движение ограничивает точность измерительных приборов?
6. Сформулируйте и запишите закон Эйнштейна для броуновского движения. При каких ограничениях он справедлив?
7. Напишите выражение, определяющее коэффициент диффузии для частиц шарообразной формы.
8. Какие соотношения определяют среднеквадратичное перемещение частицы в случае трехмерного и двумерного движения?

Лабораторная работа
«Дифракция электронов на щели»

Теоретическое введение

Поведение микрочастиц (в том числе электронов) описывает квантовая механика. Среди основ квантовой механики важное место занимает корпускулярно-волновой дуализм. Это всеобщее и универсальное свойство материи, которое состоит в одновременном наличии свойств как частицы, так волны у любого материального объекта. Математическим выражением дуализма служат формулы де Бройля:

$$\vec{k} = \frac{\vec{p}}{\hbar}, \; \omega = \frac{E}{\hbar}. \tag{1а}$$

Они означают (применительно к движению частиц), что движущаяся частица (поток частиц), имеющая импульс $\vec{p}$ и энергию E, может проявлять свойства волны с циклической частотой ω и волновым вектором $\vec{k}$.

Если учесть, что постоянная Планка $h = 2\pi\hbar$ ($h = 6.63 \cdot 10^{-34}$ Дж $\cdot$ с), а модуль волнового вектора определяется длиной волны по формуле $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$, то получим длину волны де Бройля в виде

$$\lambda_B = \frac{h}{p}. \tag{1б}$$

При изучении микрообъектов и измерении значений физических величин в микромире обязательно следует учитывать ограничения, накладываемые корпускулярно-волновым дуализмом. В частности, не существует «точной траектории» частицы, невозможно одновременно определить скорость и положение частицы и т.д. Поэтому в метрологии принцип дуализма дает принципиальное ограничение точности измерения многих физических величин. Это ограничение отвечает фундаментальным свойствам микрообъектов, не зависит от точности приборов и профессионального мастерства человека.

При экспериментах с потоком частиц должны наблюдаться дифракция, интерференция и другие явления, характерные для волновых процессов. Действительно, дифракция электронов была подтверждена экспериментально в опытах Дэвиссона и Джермера (1927 г.).

Сопоставим дифракцию света и электронов на щели. Пусть плоская монохроматическая световая волна падает нормально на щель в экране. После прохождения щели свет распространяется под всевозможными углами, но его интенсивность зависит от угла дифракции. Направления, определяющие минимальные и максимальные интенсивности света, задают соотношения:

$$\underline{\text{минимум интенсивности}} \quad a\sin\varphi = \pm m\lambda\,, \qquad (2а)$$

$$\underline{\text{максимум интенсивности}} \quad a\sin\varphi = \pm(2m+1)\frac{\lambda}{2}\,. \qquad (2б)$$

Здесь a – ширина щели, φ – угол дифракции (угол между рассматриваемым направлением и нормалью к экрану), $m = 1,2,3,...$ – порядок минимума (максимума), λ – длина волны падающего света. В центре картины наблюдается максимум интенсивности нулевого порядка.

Зная ширину щели и измерив углы дифракции для положений минимума (максимума) с номером «m», можно экспериментально определить длину волны излучения

$$\lambda = \frac{a\sin\varphi}{m}\,, \text{ или } \lambda = \frac{2a\sin\varphi}{2m+1}\,. \qquad (3а,б)$$

Рассмотрим принципиальную схему эксперимента по наблюдению дифракции электронов на щели. Электроны вылетают из раскаленного катода (Явление термоэлектронной эмиссии) и ускоряются электрическим полем, созданным между катодом и анодом. Пучок электронов, летящих параллельно с одинаковой энергией, встречает щель и дифрагирует на ней. За щелью на определенном расстоянии установлено регистрирующее устройство, которое позволяет измерять количество электронов, прилетающих под разными углами к исходному направлению движения.

Если электрон проходит ускоряющее напряжение U, то работа сил электрического поля $A = eU$ идет на приращение кинетической энергии электрона, т.е. $eU = \frac{1}{2}mv^2 - 0 = \frac{p^2}{2m}$, где $e = 1.60\cdot10^{-19}$ Кл – заряд электрона, $m = 9.11\cdot10^{-31}$ кг – масса электрона, v и $p = mv$ – скорость и импульс электрона у анода. Отсюда импульс летящих электронов $p = \sqrt{2meU}$. Подставив это выражение в (1б), можно связать длину волны де Бройля с ускоряющим напряжением

$$\lambda_B = \frac{h}{\sqrt{2meU}}\,. \qquad (4)$$

Соотношения (3а,б) позволяют экспериментально определить длину волны λ, которая соответствует потоку электронов. Сравнивая λ и λ_B, можно сделать вывод о достоверности гипотезы де Бройля.

Схема модельного эксперимента

Электроны (изображаются точками) испускаются нитью накала, проходят ускоряющее напряжение между нитью накала и щелью, дифрагируют на щели и попадают в различные точки экрана, где стоят счетчики. Ускоряющее напряжение регулируется движком потенциометра (левая нижняя часть экрана) в пределах 1.5-5.0 мВ, его значение показывает вольтметр. Движок в левой верхней части экрана меняет ширину щели в пределах 80-130 нм, эта величина указывается в окошке под движком. Показания счетчиков и соответствующий каждому из них угол дифракции записываются в окошках в нижней части экрана.

В правой части экрана показана теоретическая зависимость относительного числа электронов (нормировка произведена так, что показание нулевого счетчика принято за единицу) от угла дифракции для положительных углов. То есть, приведена одна половина симметричной картины. Вид этой зависимости автоматически меняется при изменении параметров дифракции. Дифракция электронов имеет <u>вероятностный характер</u>, поэтому получить аналогичную картину можно только при большом количестве зарегистрированных электронов. После завершения эксперимента на этом же графике для сравнения изображаются в той же нормировке показания всех датчиков.

Порядок выполнения работы

1. Установить размер щели (80-130 нм) и ускоряющее напряжение (в пределах 2.5-3.5 мВ). Записать значения: $a =$ нм; $U =$ мВ.
2. Нажать кнопку «ПУСК». При этом раскаленная нить будет выделена красным цветом, появится пучок электронов, дифрагирующих на щели, показания счетчиков начнут меняться.
3. В работе установлено количество вылетающих электронов 2500 (число может быть изменено по указанию преподавателя). После окончания эксперимента (нить «погаснет», электроны перестанут вылетать) занести показания счетчиков в таблицу.

Угол дифракции	0	3	6	9	12	15	18	21	24	27	30
Показания счетчиков											

В условиях эксперимента счетчики позволяют определить обычно положения первого максимума и двух минимумов (первого и второго).

Обработка результатов эксперимента

1. По данным таблицы построить график распределения электронов по углам дифракции (по вертикальной оси следует отложить показания счетчиков).
2. По графику определить необходимые углы дифракции, записать их и произвести расчет по формулам (3а,б).

   1-й минимум ($m = 1$). φ = . $\lambda_1 =$.

   2-й минимум ($m = 2$). φ = . $\lambda_2 =$.

   1-й максимум ($m = 1$). φ = . $\lambda_3 =$.

3. Рассчитать среднее значение длины волны: $\langle \lambda \rangle =$.
4. Определить по формуле (4) теоретическое значение длины волны де Бройля: $\lambda_B =$.
5. Сравнить экспериментальное $\langle \lambda \rangle$ и теоретическое λ_B значение длины волны де Бройля для электрона. Найти их относительное различие по формуле $\varepsilon = \dfrac{\langle \lambda \rangle - \lambda_B}{\lambda_B} \cdot 100\%$. $\varepsilon =$ ………..%.

Зависимость числа электронов от угла дифракции

Контрольные вопросы

1. Что такое корпускулярно-волновой дуализм?
2. Сформулируйте и напишите уравнения де Бройля.
3. Какие явления, характерные для волновых процессов, может проявлять пучок электронов с одинаковой энергией?
4. Напишите условия максимума и минимума интенсивности при дифракции плоской световой волны на щели. Расшифруйте обозначения.
5. Как по результатам экспериментального наблюдения дифракции света на щели определить длину волны света?
6. Как зависит скорость электронов от ускоряющего напряжения?
7. Напишите зависимость длины волны де Бройля электрона от пройденного ускоряющего напряжения.
8. Как меняется дифракционная картина при изменении ширины щели? При изменении ускоряющего напряжения?
9. Почему необходимо наблюдение дифракции достаточно большого количества электронов?

Лабораторная работа
«Проверка соотношения неопределенностей для фотонов»

Теоретическое введение

Известно, что законы классической физики неприменимы к явлениям микромира, что обусловлено необычными свойствами микрочастиц. Всякий микрообъект (молекула, атом, электрон, фотон и т.д.) представляет собой образование особого рода, сочетающее в себе свойства частиц и волны. Выражением этого факта является корпускулярно-волновой дуализм. Это всеобщее и универсальное свойство материи, которое состоит в одновременном наличии и свойств частицы и свойств волны у любого материального объекта.

Корпускулярно-волновой дуализм подтверждается массой экспериментов и накладывает определенные ограничения на измерения состояний микрообъектов. Корпускулярная природа микрообъекта описывается точной траекторией, заданием положения и скорости. Волна задается только направлением распространения, частотой и длиной волны. В отличие от частицы волна не имеет траектории. Плоская монохроматическая волна существует во всем пространстве. Значит, в соответствии с принципом дуализма частица не может иметь «точной» траектории. Может быть только некая линия, вблизи которой наиболее вероятно обнаружить частицу.

Эти соображения приводят к принципу неопределенности, имеющему большое значение в метрологии. Согласно этому принципу существуют пары физических величин, точные значения которых микрочастица не может иметь одновременно. Причем чем больше неопределенность одной физической величины, тем больше неопределенность другой, так называемой «сопряженной». Принцип неопределенности – одно из фундаментальных положений квантовой механики.

Математическим выражением этого принципа служит соотношение неопределенностей Гейзенберга (СНГ). Соотношение неопределенностей определяет, в какой мере можно пользоваться понятиями классической механики применительно к микрочастицам, в частности, с какой степенью точности можно говорить о траекториях микрочастиц. Обычно используют приближенную формулировку в виде

$$\Delta A \cdot \Delta B \geq \frac{\hbar}{2} \ , \qquad (1)$$

где ΔA и ΔB – некие неопределенности значений сопряженных физических величин A и B.

Смысл СНГ: произведение неопределенностей значений двух сопряженных переменных не может быть по порядку величины меньше постоянной Планка. СНГ в такой форме имеет оценочный характер, поэтому в правой части выражения (1) можно писать и $\hbar$, и h, хотя эти величины различаются в несколько раз.

Наиболее известные сопряженные пары величин – это координата и проекция импульса на эту координату, а также пара энергия-время. Соответственно можно написать:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}, \ \Delta y \cdot \Delta p_y \geq \frac{\hbar}{2}, \ \Delta z \cdot \Delta p_z \geq \frac{\hbar}{2}, \ \Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}. \qquad (2)$$

Первая формула показывает, что микрообъект не может иметь одновременно полностью определенных значений координаты x и проекции импульса p_x. Аналогичен смысл и двух следующих формул. Соотношению энергия-время можно дать такую трактовку: определение энергии с точностью ΔE требует времени измерения не меньше, чем $\Delta t \cong \frac{\hbar}{\Delta E}$.

Соотношение неопределенностей – <u>фундаментальный закон природы</u>, который не выводится, не доказывается теоретически, а должен быть принят как достоверно установленный экспериментальный факт.

ΔA и ΔB нельзя понимать как неточности измерения величин A и B, поскольку сам термин «неточность» как бы предопределяет, что существуют и точные значения А и В (например, координаты и импульса), но только они не могут быть измерены по каким-либо причинам. На самом деле невозможность точного измерения есть следствие того, что микрочастица по своей природе не имеет одновременно точного значения координаты и импульса. Другими словами, эта невозможность есть следствие корпускулярно-волновой природы материальных микрообъектов.

Экспериментальная проверка соотношения неопределенностей

Целью настоящей работы является проверка соотношения неопределенностей для фотона в опыте по дифракции света.

Рассмотрим поток фотонов, каждый из которых обладает энергией E. Пусть этот поток падает слева на непрозрачный экран *М*, в котором имеется щель шириной b (рис. 1)

Все микрочастицы представляют собой образования особого рода, сочетающие в себе свойства частицы и волны. Поэтому поток фотонов с заданной энергией можно рассматривать как пучок монохроматического света с длиной волны λ или частотой ν. Причем между введенными характеристиками фотона как частицы (E, p) и как волны (λ, ν) существует вполне определенная связь (в формулах c – скорость света):

$$E = pc = 2\pi\hbar\nu = 2\pi\hbar c / \lambda \ . \qquad (3)$$

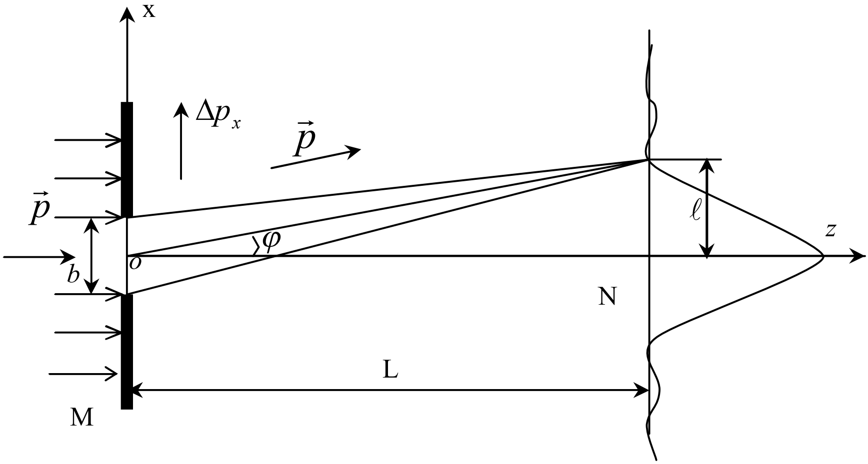

Рис. 1. Схема опыта по дифракции фотонов

Разместим на расстоянии L ($L >> b$) от экрана *M* второй непрозрачный экран *N*. Как известно из курса оптики, на этом экране будет наблюдаться дифракционная картина, распределение освещенности для которой показано (справа) на том же рисунке. С точки зрения волновой оптики явление дифракции объясняется перераспределением светового потока в результате суперпозиции волн.

Рассмотрим эту же дифракционную картину с точки зрения представления о свете, как о совокупности фотонов. Если фотоны проходят через щель в экране *M* поодиночке, то каждый фотон попадает в определенную точку на экране *N*. Предсказать, в какую именно точку попадает отдельно взятый фотон, невозможно. Однако в совокупности большое количество попавших на экран *N* фотонов дает дифракционную картину.

До щели в экране *M* распространяется плоская монохроматическая волна, т.е. нам точно известен импульс фотонов

$$p = 2\pi\hbar / \lambda \ , \qquad (4)$$

направленный по оси *OZ*. Составляющая импульса фотона по оси *OX* равна нулю, т.е. известна точно. Но совершенно не определена координата x отдельного фотона.

При прохождении фотона через щель в экране *M* ширина щели b

будет служить мерой неопределенности Δx значения координаты фотона x. В самом деле, факт появления фотона на экране N позволяет сделать лишь тот вывод, что фотон проник сквозь щель; в какой же именно точке щели это произошло, совершенно неизвестно. По корпускулярным представлениям возникновение на экране дифракционной картины следует истолковать в том смысле, что каждый отдельно взятый фотон, пройдя через щель, отклоняется либо вверх, либо вниз. Но для этого фотон должен приобрести составляющую импульса Δp_x, перпендикулярную направлению первоначального движения. Величина полного импульса фотона p, как следует из (4), при этом не меняется, поскольку остается неизменной длина волны.

Фотоны приобретают составляющую импульса Δp_x только в результате «взаимодействия» со щелью в экране М, поскольку никаким другим воздействиям фотоны не подвергались. Это не есть взаимодействие в классическом смысле, т.к. размеры щели много больше размеров фотона. В такой ситуации классическая частица просто «не заметила» бы щели на своем пути и двигалась бы в прежнем направлении. Квантовая частица, в силу упомянутых выше свойств, реагирует на любые изменения окружающего пространства. Поэтому появление щели (даже широкой) меняет состояние фотонов. Причем, чем уже щель, через которую должны проходить фотоны, тем более вероятным становится отклонение на большие углы от направления первоначального движения.

Оценим произведение $\Delta x \cdot \Delta p_x$. В качестве неопределенности в определении координаты фотона в рассматриваемом опыте выступает ширина щели, т.е.

$$\Delta x = b \,. \tag{5}$$

Определить значение составляющей Δp_x каждого фотона невозможно, т.к. принципиально невозможно предсказать, куда попадет каждый отдельный фотон, но мы знаем, что большая часть фотонов попадает в область главного максимума. (Вероятностью попадания фотонов в побочные максимумы заметно меньше). Из рисунка ясно, что мера неопределенности проекции импульса p_x после прохождения фотона через щель есть

$$\Delta p_x = p \cdot \sin\varphi \,, \tag{6}$$

где φ – угол, характеризующий направление на первый минимум дифракционной картины. Перемножая (5) и (6), получаем, что произведение неопределенностей Δx и Δp_x может быть оценено по формуле $\Delta x \cdot \Delta p_x = b \cdot p \cdot \sin\varphi$, или, с учетом соотношения (3), как

$$\Delta x \cdot \Delta p_x = b \cdot \frac{E}{c} \cdot \sin\varphi\ . \qquad (7)$$

Обычно угол φ невелик, поэтому хорошо выполняется приближенное равенство $\sin\varphi \cong tg\varphi = \ell / L$. С учетом этого соотношения, а также формулы (3), выражение (7) примет вид

$$\Delta x \cdot \Delta p_x = b \cdot \frac{2\pi\hbar}{\lambda} \cdot \frac{l}{L} = 2\pi G\hbar\ . \qquad (8)$$

Если сравнить (8) и (2), то можно предположить, что безразмерный параметр

$$G = \frac{b}{\lambda} \cdot \frac{l}{L}, \qquad (9)$$

не должен зависеть ни от длины волны света, ни от геометрических размеров b, L. Величина данного параметра должна быть порядка единицы («порядка единицы» означает, что возможно отклонение от единицы в несколько раз – это обусловлено оценочным характером СНГ). Выражение (9) позволяет, меняя геометрические размеры, провести экспериментальную проверку соотношения неопределенностей для фотонов с известной энергией (то есть для света с известной длиной волны).

Экспериментальная установка

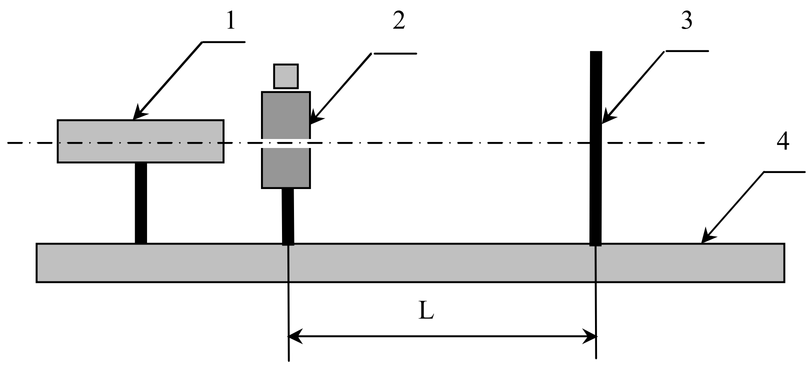

Рис. 2. Схема экспериментальной установки.
1 – лазер, 2 - рамка со щелью, 3 - экран, 4 – оптическая скамья

Схема установки изображена на рисунке 2. Она состоит из гелий-неонового лазера ЛГН-105, рамки со щелью, укрепленной в держателе, и экрана. Длина волны излучений гелий-неонового лазера λ = 632,8 нм. Все детали установки располагаются на оптической скамье.

Порядок выполнения работы

1. Установить лазер в начале оптической скамьи и включить его, для чего необходимо включить вилку сетевого шнура в розетку, перевести тумблер СЕТЬ в положение ВКЛ.
2. Установить экран в конце оптической скамьи перпендикулярно оси лазерного луча. Измерить расстояние до экрана: L = м.
3. Установить оправу со щелью. На экране должна появиться дифракционная картина.

   ВНИМАНИЕ! ЗАПРЕЩАЕТСЯ СМОТРЕТЬ ЧЕРЕЗ ЩЕЛЬ В ВЫХОДНОЕ ОКНО И ТАКИМ ОБРАЗОМ ФИКСИРОВАТЬ МОМЕНТ ЗАКРЫТИЯ ЩЕЛИ. **ЭТО ОПАСНО ДЛЯ ЗРЕНИЯ!**
4. Закрыть щель полностью и снять при этом отсчет по шкале микровинта b_0. Точность нулевого отсчета ширины щели важна для качественного выполнения всей работы. Поэтому необходимо тщательно определить момент закрытия щели, несколько раз (в данном случае 5) открывая и закрывая щель и наблюдая появления и исчезновение дифракционной картины на экране. Занести значения в таблицу.
5. Медленно открывая щель, измерить зависимость ширины центрального максимума дифракционной картины $2l$ от ширины щели b'. Полученные результаты занести в таблицу.
6. Вычислить параметр G по формуле (9) с учетом того, что длина волны излучения гелий-неонового лазера λ = 632,8 нм.
7. Рассчитать среднее значение $\overline{G}$ и доверительный интервал ΔG указанного параметра. Записать ответ в виде: $G = \overline{G} \pm \Delta G$.

	b_0, мм	b', мм	$b = b' + b_0$, мм	$2l$, мм	G
1					
2					
3					
4					
5					

Контрольные вопросы.

1. Что такое корпускулярно-волновой дуализм?
2. В чем состоит принцип неопределенности?
3. Сформулируйте соотношение неопределенностей Гейзенберга. В чем его смысл?
4. Приведите примеры сопряженных физических величин.
5. Почему в квантовой механике неприменимо понятие траектории микрочастицы?
6. Как определить энергию и импульс фотона, зная длину волны λ и частоту ν электромагнитного излучения?
7. Как оценить неопределенность координаты x и проекции p_x импульса фотона после прохождения щели?
8. Как объясняется с квантово-механической точки зрения увеличение ширины дифракционных максимумов с уменьшением ширины щели?

Лабораторная работа
«Изучение свойств туннельного диода»

Теоретическое введение

В квантовой механике существует специфический эффект, который невозможно объяснить в рамках классической физики. Это туннелирование, т.е. прохождение частицы через потенциальный барьер (рис. 1).

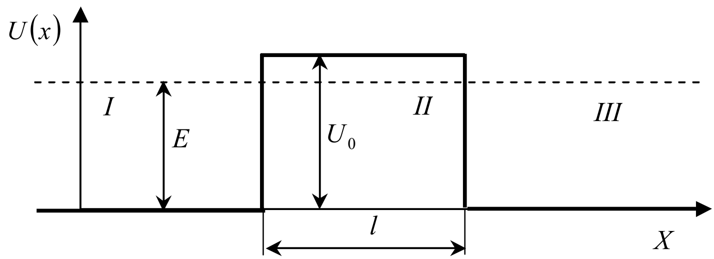

Рис. 1. Потенциальный барьер

Пусть частица с энергией E движется в области I вправо и налетает на потенциальный барьер шириной l и высотой U_0. По классическим представлениям, если энергия частицы больше высоты барьера ($E > U_0$), то частица обязательно пройдет над барьером и окажется в области III. Но при этом над барьером кинетическая энергия и скорость частицы будут меньше. Если $E < U_0$, то частица отразится от барьера и полетит в обратную сторону. Совершенно иначе поведение частицы выглядит в квантовой механике. Если $E > U_0$, то есть вероятность отражения частицы от барьера. Если $E < U_0$, то может оказаться, что частица пройдет сквозь барьер и окажется в области справа от него. Явление прохождения частицы через потенциальный барьер называют туннельным эффектом.

Известно, что вероятность прохождения барьера увеличивается при уменьшении длины барьера и при уменьшении разницы энергий $U_0 - E$. С классической точки зрения такое прохождение абсурдно, так как в области барьера кинетическая энергия частицы отрицательна. В квантовой механике деление энергии на кинетическую и потенциальную лишено смысла, так как противоречит соотношению неопределенностей Гейзенберга (СНГ). Действительно, кинетическая энергия определяется скоростью, а потенциальная – положением. Но точное совместное определение скорости и положения невозможно, как следует из СНГ.

Туннельный эффект проявляется в ряде явлений. Это, например, автоэлектронная эмиссия – испускание электронов с поверхности металла под действием сильного электрического поля. На этом основан принцип действия сканирующего туннельного микроскопа, дающего уникальные возможности для исследования поверхностей. Или эффект Джозефсона, то есть прохождение тока через тонкий слой непроводящего материала, разделяющего два сверхпроводника. В метрологии эффект Джозефсона является основой воспроизведения эталонов некоторых физических величин. Таким образом, туннельный эффект в метрологии широко применяется.

Хорошо изучено также туннелирование электронов через потенциальный барьер полупроводникового $p-n$ перехода. Именно такое туннелирование лежит в основе принципа работы туннельного диода.

Обычные полупроводниковые диоды имеют широкий $p-n$–переход, а электрическое поле в области перехода невелико. Поэтому вероятность туннелирования мала. Чтобы сделать эффект практически реализуемым, применяют сильнолегированные полупроводники, концентрация носителей в которых достигает $5\cdot10^{25}$ м$^{-3}$. При такой концентрации электронный газ становится вырожденным, также как в металлах.

При большом количестве электронов в полупроводнике *n*-типа донорный уровень превращается в целую зону и перекрывается с зоной проводимости. В полупроводнике *p*-типа большая концентрация дырок приводит к размыванию акцепторного уровня и превращению его в зону, которая частично перекрывается с валентной зоной. Поэтому запрещенная зона, расположенная между валентной и зоной проводимости, сужается. В туннельных диодах ширина $p-n$–перехода составляет около 10 нм, что на порядок меньше, чем в обычном диоде. При типичной контактной разности потенциалов 0,6-0,7 В напряженность электрического поля в переходе составляет $(6-7)\cdot10^{7}$ В/м. Такие условия обеспечивают туннелирование около 10^{12} носителей на 1 см^2 поперечного сечения перехода.

Анализ условий работы туннельного диода приводит к особенностям, которые отчетливо проявляются на вольтамперной характеристике (это зависимость силы тока через переход от напряжения на нем) – рис. 2.

При подаче на анод положительного внешнего напряжения (к полупроводнику *p*-типа прикладывается положительный потенциал, к полупроводнику *n*-типа – отрицательный) вероятность туннелирование электронов из *n*-области в *p*-область возрастает. При этом вероятность обратного перехода падает. Через переход течет прямой ток, увеличивающийся с ростом напряжения. При достижении напряжения $U_{\max} = \dfrac{2kT}{e}$ (e – элементарный заряд – модуль заряда электрона, k – постоянная Больцмана) ток достигает локального максимального значения $I_{\max}$. Дальнейшее увеличение напряжения приводит к постепенному уменьшению тока. При напряжении $U_{\min} = \dfrac{6kT}{e}$ туннельный ток спадает до наименьшего значения $I_{\min}$. Отношение $I_{\max}/I_{\min}$ обычно порядка 10. При дальнейшем увеличении напряжения ток снова возрастает, причем на этом участке характеристики он ведет себя как в обычном диоде. Туннельный диод обладает ярко выраженной характеристикой N-типа.

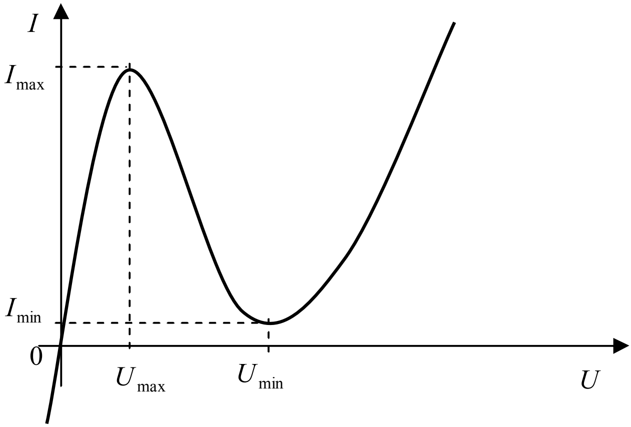

Рис. 2. Вольт-амперная характеристика туннельного диода

При подаче на анод отрицательного напряжения (к полупроводнику *p*-типа прикладывается отрицательный потенциал, к полупроводнику *n*-типа – положительный) ток через переход обусловлен туннелированием носителей. При этом сила тока монотонно зависит от напряжения. Сопротивление диода в обратном направлении даже меньше, чем в прямом, поэтому наблюдается интенсивное нарастание тока при увеличении напряжения. Из этого следует, что туннельный диод не обладает свойством односторонней проводимости.

Экспериментальная установка

Экспериментальная установка включает понижающий трансформатор – источник переменного напряжения, туннельный диод, обычный полупроводниковый диод для сравнения, и осциллограф. Осциллограф позволяет наблюдать вольт-амперную характеристику, как обычного диода, так и туннельного по отдельности.

Порядок выполнения работы

1. Включить установку и осциллограф.
2. Установить пятно на экране (при нулевом напряжении) в центр экрана.
3. Зарисовать вольтамперные характеристики обоих диодов.
4. Записать множители напряжение/(1 деление экрана).
5. Рассчитать данные ($U_{\max}, I_{\max}, U_{\min}, I_{\min}$) и занести в таблицу.
6. Сравнить измеренные значения характерных напряжений с теоретическими ($U_{\max} = \dfrac{2kT}{e}, U_{\min} = \dfrac{6kT}{e}$). Вычислить отношение $I_{\max}/I_{\min}$.

Результаты эксперимента и расчетов

Температура

t = T =

Эксперимент

$U_{\min} =$

$I_{\min} =$

$U_{\max} =$

$I_{\max} =$

Теоретические значения

$U_{\max} = \dfrac{2kT}{e} =$

$U_{\min} = \dfrac{6kT}{e} =$

Глубина падения тока

$I_{\max}/I_{\min} =$

Контрольные вопросы

1. В чем состоит туннельный эффект?
2. От чего зависит вероятность туннельного эффекта?
3. В каких явлениях проявляется туннельный эффект?
4. Можно ли наблюдать туннельный эффект в обычных диодах? Почему?
5. Какие условия необходимы для реализации туннельного диода?
6. Пояснить вольтамперную характеристику туннельного диода.
7. При каких значениях напряжениях наблюдаются минимум и максимум силы тока прямого направления?

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Савельев И.В. Курс общей физики: Учебное пособие. В 3-х т. – 3-е изд., испр. – М.: Наука, 1988.
2. Епифанов Г.И. Физика твердого тела. Учеб. пособие для втузов. Изд. 2-е, перераб. и доп. М., «Высшая школа», 1977.