РАЗДЕЛ V. ФИЗИКА

Пылаев А.П.

Соотношение неопределенностей и дифракция микрочастиц

Снежинский физико-технический институт
(Россия, Снежинск)

doi: 10.18411/sr-10-08-2020-12

idsp: sciencerussia-10-08-2020-12

Аннотация

Показано, что для объяснения экспериментальных результатов по дифракции микрочастиц не требуется использовать концепцию волн де Бройля. Эти результаты описываются на основе соотношения неопределенностей Гейзенберга. В качестве примеров рассматриваются известные результаты экспериментов Дэвиссона и Джермера по дифракции электронов и Резерфорда по рассеянию α -частиц.

Ключевые слова: Соотношение неопределенностей Гейзенберга, эксперименты Дэвиссона и Джермера, дифракция электронов, рассеяние альфа-частиц.

Введение

Согласно одному из постулатов Бора для стационарных состояний электрона в атоме водорода имеет место соотношение

$$pr = n\hbar, n = 1, 2, 3, \dots$$

где $p = mv$ – импульс электрона (m – его масса, v – скорость), r – радиус орбиты, $\hbar = h/2\pi$, h – постоянная Планка. Здесь n – квантовое число, а само соотношение является следствием воздействия на электрон электрического поля ядра атома. Аналогичное соотношение, в котором квантовое число n определяет движение частицы при дифракции на кристаллических структурах, можно получить на основании соотношения неопределенностей Гейзенберга

$$\Delta p_x \cdot \Delta x \sim \hbar,$$

где Δp_x – неопределенность величины проекции импульса частицы на заданное направление, Δx – неопределенность положения частицы в этом направлении. Оно было предложено Гейзенбергом в результате анализа экспериментальных фактов [1]. Сам Гейзенберг в работе [2] обращал внимание на то, что «имеет место $\Delta p_x \cdot \Delta x \sim n\hbar$, где n обозначает квантовое число соответствующего стационарного состояния». Однако, он не применял это соотношение к анализу экспериментов по дифракции микрочастиц, испытывающих воздействие со стороны дифракционной решетки. Следуя Гейзенбергу и Бору, соотношение неопределенностей можно написать в виде равенства

$$\Delta p_x \cdot \Delta x = n\hbar, n = 0, 1, 2, \dots, \quad (1)$$

где показателем неопределенности является квантовое число n .

Опыты Дэвиссона и Джермера по дифракции электронов

Соотношение (1) позволяет описать опыты по дифракции электронов, проведенные американскими физиками Клинтоном Дэвиссоном и Лестером Джермером в 1927 году [3] без привлечения концепции волн де Бройля. Схема установки для проведения 1-й серии опытов показана на рис. 1.

Рис. 1. Схема экспериментальной установки в 1-й серии опытов.

Пучок электронов из электронной пушки (1) падал нормально на грань $\{111\}$ кристалла никеля (2). Постоянная кристаллической решетки в этом слое составляет $d = 2,15 \cdot 10^{-8}$ см. Отраженные от верхнего атомного слоя электроны попадали в детектор, в качестве которого использовался цилиндр Фарадея (3), соединенный с гальванометром, который измерял ток электронов. Детектор можно было перемещать в плоскости падения пучка, меняя угол θ . Определялась зависимость величины тока от угла θ при заданном ускоряющем напряжении на электронной пушке.

Схема отражения электронов от кристаллической решетки представлена на рис. 2.

Рис. 2. Схема отражения электронов в 1-й серии опытов.

Электрон падающего пучка обладает импульсом $\mathbf{p}$, отраженный электрон имеет импульс $\mathbf{p}_1$. Для описания процесса отражения электронов используем соотношение (1), в котором $\Delta x = d$. Запишем это равенство следующим образом, полагая, что отражение имеет упругий характер, и по абсолютной величине $p = p_1$:

$$\Delta p_x \cdot d = \frac{\Delta p_x}{p} p d = \sin \theta p d = nh,$$

откуда получаем выражение для синуса угла отражения:

$$\sin \theta = \frac{nh}{pd}. \quad (2)$$

Импульс электрона p , определенный из выражения для энергии

$$\frac{p^2}{2m} = eU,$$

связан с ускоряющим напряжением U в электронной пушке соотношением

$$p = \sqrt{2meU}, \quad (3)$$

где m и e – соответственно масса и заряд электрона. Поскольку $\sin\theta \leq 1$, из (2) и (3) следует, что для квантового числа n должно выполняться соотношение

$$n \leq \frac{d\sqrt{2meU_m}}{h} = 1,245,$$

где $U_m = 68 \text{ V}$ – максимальное ускоряющее напряжение, использованное в данной серии опытов. Следовательно, при ускоряющих напряжениях, использованных в опытах, целое число n может принимать единственное значение $n = 1$, а это означает, что дифракционный максимум в этих опытах при каждом значении напряжения может быть только один. На рис. 3 представлены оригинальные диаграммы «ток электронов – угол отражения», полученные в экспериментах.

Рис. 3. Экспериментальные диаграммы «ток – угол отражения».

Угол отражения отсчитывается от вертикальной оси, на которой стрелкой показано направление падения электронного пучка. Под каждой диаграммой указано напряжение, при котором она получена. Значения углов, приведенные на диаграммах, определены по (2), они с большой точностью совпали с углами, под которыми наблюдались максимумы интенсивности отражения электронов во всех пяти случаях.

2-я серия опытов проводилась по схеме Вульфа-Брэгга, пучок электронов падал на поверхность кристалла под углом скольжения α , а отражение осуществлялось в области межатомного слоя, как показано на рис. 4.

Рис. 4. Схема отражения электронов во 2 серии опытов.

Регистрация осуществлялась под тем же углом α к поверхности слоя, причем измерялся ток электронов в зависимости от напряжения на электронной пушке. Из рисунка видно, что, поскольку $p_1 = p$ в силу упругого характера взаимодействия,

$$\sin\alpha = \frac{\Delta p_x}{2p},$$

тогда из (1) следует

$$\sin\alpha = \frac{nh}{2pd}.$$

Максимумы тока, полученные при определенных значениях ускоряющего напряжения U_m , должны соответствовать целым значениям числа n . Выражая импульс электронов p через ускоряющее напряжение электронной пушки U посредством (3) и

подставляя в выражение для синуса угла, получим связь между числом n и ускоряющим напряжением, соответствующим максимуму тока:

$$n = \frac{2d \sin \alpha \sqrt{2me}}{h} \sqrt{U_m}. \quad (4)$$

На рис. 5 представлены оригинальные зависимости тока электронов I от ускоряющего напряжения U , полученные под углом $\alpha = 80^\circ$ при расстоянии между атомными слоями кристалла $d = 2,03 \cdot 10^{-8}$ см. Каждому пику должно соответствовать указанное на рисунке значение целого числа n .

Рис. 5. Экспериментальные зависимости тока от напряжения.

Однако, как следует из нижеприведенной таблицы 1, значения чисел n , рассчитанные по (4) и представленные в строке 2, не являются целыми числами. Это несоответствие возникает из-за не учета дополнительной разности потенциалов, имеющей место в приповерхностном слое кристалла никеля. Методом подбора эта дополнительная разность потенциалов определена как $\Delta U = 22$ В, что соответствует табличным данным, и в строке 3 таблицы приведены значения $n(U_m + \Delta U)$, рассчитанные по соотношению

$$n = \frac{2d \sin \alpha \sqrt{2me}}{h} \sqrt{U_m + \Delta U}.$$

Таблица 1

Значения квантового числа n							
1	$U_m, \text{В}$	64	133	210	328	445	576
2	$n(U)$	2,6	3,7	4,7	5,9	6,8	7,8
3	$n(U_m + \Delta U)$	3,00	4,04	4,94	6,07	7,00	7,93

Незначительные отличия чисел n от целых значений в строке 3 определяются неизбежными экспериментальными погрешностями. Таким образом, использование соотношения неопределенностей в форме (1) позволяет полностью описать эксперименты по дифракции электронов.

Опыты Резерфорда по рассеянию α -частиц

Резерфорд описал эксперименты по рассеянию α -частиц, в результате которых была установлена планетарная модель атома [4]. Им рассматривалось взаимодействие α -частицы (1) с одиночным атомом (2), как показано на рис. 6.

Рис. 6. Схема Резерфорда рассеяния α -частиц.

Угол θ отклонения α -частицы от первоначального направления в зависимости от прицельного параметра s определяется формулой [5]:

$$\operatorname{Ctg} \frac{\theta}{2} = \frac{m_{\alpha} v^2 s}{2Ze^2}, \quad (5)$$

где m_{α} – масса α -частицы, v – ее скорость вдали от ядра, Z – число протонов в ядре атома, e – величина элементарного заряда. Однако в экспериментах поток α -частиц пропускался через тонкую золотую фольгу, которая фактически представляла собой дифракционную решетку, поэтому приведенная формула представляется некоторым приближением.

Поток α -частиц от источника, представляющего собой смесь изотопов радия, со средней энергией 6,5 МэВ падал нормально на поверхность фольги, постоянная кристаллической решетки которой равна $d = 4,7 \cdot 10^{-8}$ см. Для углов $\theta \leq 90^\circ$ схема рассеяния показана на рис. 7.

Рис. 7. Схема рассеяния α -частиц для углов $\theta \leq 90^\circ$.

Пусть $\mathbf{p}$ и $\mathbf{p}_1$ – соответственно импульсы падающей и рассеянной α -частицы. Полагая, что взаимодействие имеет упругий характер, и по абсолютной величине $p = p_1$, на основании (1) для угла рассеяния θ будем иметь

$$\sin \theta = \frac{nh}{pd} = \frac{nh}{m_{\alpha} v d}, \quad n = 0, 1, 2, \dots, n_0. \quad (6)$$

Поскольку

$$\sin \theta \leq 1,$$

то максимальное значение числа n при массе $m_{\alpha} = 0,66 \cdot 10^{-23}$ г и скорости $v = 1,75 \cdot 10^9$ см/с будет равно

$$n_0 = \frac{m_{\alpha} v d}{h} = 8,2 \cdot 10^4.$$

Для углов рассеяния $\theta \geq 90^\circ$ схема будет иметь вид, показанный на рис. 8.

Рис. 8. Схема рассеяния α -частиц для углов $\theta \geq 90^\circ$.

Из рисунка видно, что угол $\theta_1 = \pi - \theta$, тогда согласно (1)

$$\sin(\pi - \theta) = \frac{n'h}{pd} = \frac{n'h}{m_\alpha v d}, \quad n' = 0, 1, 2, \dots, n_0. \quad (7)$$

При значениях числа n' в диапазоне $0 \leq n' \leq n_0$ угол θ_1 находится в диапазоне $0^\circ \leq \theta_1 \leq 90^\circ$, тогда угол θ будет находиться в диапазоне $180^\circ \geq \theta \geq 90^\circ$.

Для сопоставления классического и квантового подходов к процессу рассеяния α -частиц на рис. 9 представлены зависимости (5) и (6) угла рассеяния от соответствующих параметров в диапазоне $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$, а на рис.10 – аналогичные зависимости (5) и (7). в диапазоне $90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$.

Рис. 9. Зависимости углов рассеяния в диапазоне $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$.

Рис. 10. Зависимости углов рассеяния в диапазоне $90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$.

Из сопоставления этих зависимостей видно, что они в целом сходным образом описывают процесс рассеяния. Этого и следовало ожидать в силу принципа соответствия, утверждающего, что с увеличением массы частиц их поведение приближается к классическому. Также, в силу этого принципа, квантовые числа n в процессе дифракции массивных α -частиц на несколько порядков превышают эти числа в процессе дифракции легких электронов.

Выводы

1. Применение соотношения неопределенностей Гейзенберга в форме (1) дало возможность на корпускулярной основе полностью описать эксперименты Дэвиссона и Джермера по дифракции электронов, а также описать рассеяние α -частиц, не прибегая к концепции волн де Бройля.

2. Концепция волн де Бройля, представляющая собой аналог принципа дуализма «волна-частица», принятого для света, фактически является математическим методом, основанным на замене переменной по соотношению, имеющему место для световых чвстиц-фотонов:

$$\lambda = \frac{h}{p},$$

где λ - расстояние, проходимое фотоном за период колебаний его электромагнитного поля, традиционно называемое «длиной волны», p – импульс фотона,

h – постоянная Планка. Однако, на протяжении всего почти столетнего периода после появления концепции волн де Бройля существование этих волн экспериментально не подтверждено.

1. В. Гейзенберг. «О наглядном содержании квантово-теоретической кинематики и механики». Избранные труды, Москва, Эдиториал УРСС, 2010.
2. В. Гейзенберг. «Физические принципы квантовой теории», Избранные труды, ГТТИ, Ленинград, 1932.
3. C. Davisson and L. H. Germer. "Diffraction of Electrons by a Crystal of Nickel". Phys. Rev., v. 30, issue 6, p. 705, 1927.
4. Э. Резерфорд. «Рассеяние α - и β -частиц веществом и строение атома». Избранные научные труды, т. 2, «Наука», Москва, 1972.

Шоров Б.М.

Постоянный электрический ток и его применение в медицине

ФГБОУ ВО «Майкопский государственный технологический университет»

(Россия, Майкоп)

doi: 10.18411/sr-10-08-2020-13

idsp: sciencerussia-10-08-2020-13

Аннотация

Развитие современной медицины невозможно без достижений в области физики, техники, объективных методов исследования больного и нахождения способов лечения. Электрический ток давно нашел свое место в медицине. С помощью него осуществляется более полноценное и глубокое проникновение определенных лекарственных веществ с целью улучшить внешний вид, снять боль, и излечить определенные состояния. В статье автор рассматривает электричество как основу электротерапевтических методов, которые занимают самое большое место в физиотерапии.

Ключевые слова: физика, медицина, электрический ток, физиотерапия, электролечение

Физика - наука о явлениях природы. Медицина – наука о болезнях человека, их лечении и предупреждении. Проникновение физических знаний, методов и аппаратуры в медицину достаточно многогранно. Многие медицинские методы диагностики и исследования основаны на использовании медицинских по назначению приборов конструктивно является физическими приборами. Физико-математические знания важны будущему врачу еще и потому, что они способствуют формированию материалистического взгляда на живой организм и процессы, протекающие в нем.

В медицине, особенно, в физиотерапии (от греч. физио – природа; терапия – лечение), широко используются достижения физической науки и техники.

Физиотерапия – раздел медицины, применяющий физические факторы для лечения и профилактики заболеваний. Сегодня электричество в виде различных электротерапевтических методов занимает самое большое место в физиотерапии многих заболеваний.

Применение электричества с лечебными целями началось с использования природных источников – электрического тока, генерируемого некоторыми рыбами (электрический скат, угорь, сом). При этом больных с параличами, подагрой, болезнями суставов сажали в воду, в которой находились электрические рыбы.

В 1600 году английский физик У.Гилберт ввел термин «электричество» после изучения явления электризации. К этому времени относятся и первые попытки лечения