92-389

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р4-92-389

В.К.Игнатович

КЛАССИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

1992

1. Введение

В данной работе за основу берется представление о реальном существовании волновой функции и частицы в духе Л. де Бройля [1]. Но в отличие от де Бройля и его сторонников (см., например, монографии [2, 3]) делается предположение, что волновая функция есть классическое поле, которое присуще всем материальным объектам и отличается как от электромагнитного, так и от гравитационного полей. Источником этого поля является точечная частица, движение которой определяется взаимодействием ее поля с окружающими объектами, а конфигурация поля определяется движением частицы и расположением объектов.

По-видимому, такой вариант уже рассматривался ранее. Например, в книге М.А.Маркова [4] (стр. 81) прямо говорится: "ψ-функции первое время пытались придать смысл некоего физического поля в какой-то, может быть очень далекой, аналогии с известными полями, скажем, типа электромагнитного." Однако убедительных возражений против такой интерпретации не приводится.

При полевой интерпретации возможно одновременно охватить и волновые и корпускулярные свойства частиц. Например, как отмечал Л. де Бройль, при интерференции на двух отверстиях частица проходит только через одно из них, но наличие второго сказывается на взаимодействии поля частицы с экраном, что и приводит к возникновению интерференционной картины.

Подобного рода интерференция существует и в классической механике электрона, взаимодействующего с экраном через посредство собственного электрического поля. Разумеется, в случае электрического поля, описываемого скалярным потенциалом, который не содержит параметра, эквивалентного длине волны, интерференция не имеет вида дифракционной картины. Такую картину можно получить только с помощью поля типа волновой функции. Но аналогия показывает, что между электромагнитным полем и волновой функцией нет принципиальных различий.

Если частица является источником поля, то, даже в случае свободного движения, поле должно отличаться от бесконечной плоской волны, оно должно представляться пакетом волн, который присущ самой частице и не может расплываться со временем. Естественно, что для проверки этого предположения необходимо указать способ, с помощью которого можно исследовать распределение поля около частицы, или, иными словами, исследовать структуру ее волнового пакета.

Нерасплывающийся волновой пакет не противоречит аппарату общепринятой теории. Это показано во втором разделе данной работы, где представлен один из возможных способов построения нерасплывающегося пакета в квантовой механике. В линейной теории можно построить бесконечное множество пакетов (иными словами, солитонов), обладающих самыми разными свойствами. Подобного рода пакеты были известны Л. де Бройлю [1], но он считал более важными сингулярные решения уравнения Шредингера, отождествив именно с сингулярностью положение частицы внутри волны.

С точки зрения общепринятой теории несингулярные солитоны обладают тем недостатком, что они ненормируемы. Ненормируемость действительно является недостатком, если придерживаться интерпретации, что волновая функция есть амплитуда вероятности пребывания частицы в том или ином месте. Если же придерживаться полевой интерпретации, то этот порок не велик, как не велик он в случае электромагнитного или гравитационного полей, которые в классической электродинамике и теории гравитации Ньютона тоже ненормируемы. Кроме того, для изучения множества процессов, связанных с рассеянием, нормируемость тоже необязательна, как необязательна она при описании процессов рассеяния с помощью плоских волн.

Полевой интерпретации не противоречит и нормируемый пакет. Однако, чтобы создать нерасплывающийся нормируемый пакет, необходимо вводить новые элементы в общепринятую теорию, т.е. необходимо вводить источник поля. Для свободной частицы, как показано в разделе 3, это не представляет трудностей, поскольку построение пакета (сингулярного решения по Л. де Бройлю) в этом случае эквивалентно нахождению обычной функции Грина в движущейся системе координат. Сингулярное решение в случае свободной частицы можно получить и без введения источника, но тогда нужно вводить сингулярную нелинейность.

Одно из возражений против полевой интерпретации состоит в том, что классическое поле должно быть действительным, тогда как волновая функция является комплексной. Ответом на это возражение может быть представление волновой функции в виде совокупности двух осциллирующих во времени вещественных полей, сдвинутых по фазе на $\pi/2$ по отношению друг к другу.

Полевая интерпретация позволяет описать движение самой частицы в результате ее взаимодействия с окружающими объектами. В настоящей работе (в разделе 4) рассмотрено только одномерное отражение и пропускание потенциальных барьеров. Однако уже здесь удается представить такой мысленный эксперимент, который позволяет отчасти проанализировать волновой состав квантового пакета.

В приложении рассмотрены возможные варианты обобщения на случай спинорной свободной частицы.

2. Нерасплывающиеся пакеты в нерелятивистской квантовой механике

Одно из хорошо известных стационарных решений уравнения Шредингера для свободной скалярной частицы

$$(i\partial/\partial t + \Delta/2)\psi(r,t) = 0, \qquad (1)$$

где t измеряется в единицах $\hbar/m$, m — масса частицы, имеет вид:

$$\psi(r,t) = j_0(sr)\exp(-is^2t/2), \qquad (2)$$

где $j_0(sr)$ — сферическая функция Бесселя:

$$j_0(x) = \sin(x)/x.$$

Будем считать, что решение (2), представляющее собой стоячую сферически симметричную волну, описывает одну нерасплывающуюся покоящуюся частицу. Систему координат, в которой решение приводится к виду (2), будем называть собственной и обозначать индексом 0.

Перейдем в систему отсчета, движущуюся в отрицательном направлении оси x со скоростью v:

$$x = x_0 + vt.$$

В этой системе отсчета производные, входящие в уравнение Шредингера, преобразуются

$$\partial_{x0} \to \partial_x, \qquad \partial_{t0} \to \partial_t + v\partial_x,$$

и уравнение (1) приобретает вид

$$(i\partial/\partial t + i\mathbf{v}\vec{\nabla} + \Delta/2)\psi(\mathbf{r}_0,t) = 0. \qquad (3)$$

Представим волновую функцию (2) следующим образом:

$$\psi(\mathbf{r}_0,t) = \exp(-i\mathbf{v}\mathbf{r} + iv^2t/2)\Psi(\mathbf{r},t), \qquad (4)$$

тогда для Ψ получим уравнение (1):

$$(i\partial/\partial t + \Delta/2)\Psi(r,t) = 0. \qquad (5)$$

Волновая функция $\Psi(\mathbf{r},t)$ описывает движение нерасплывающегося волнового пакета

$$\Psi(\mathbf{r},t) = \exp(i\mathbf{v}\mathbf{r} - iv^2t/2)\psi(\mathbf{r},t) = \exp(i\mathbf{v}\mathbf{r} - i\omega t)j_0(s|\mathbf{r} - \mathbf{v}t|), \qquad (6)$$

в направлении оси x со скоростью v. Ширина пакета характеризуется параметром s, а его энергия

$$\omega = (v^2 + s^2)/2$$

состоит из двух частей. Одна ($v^2/2$) относится к кинетической, а другая ($s^2/2$) приходится на удержание пакета как целого, т.е. на удержание его от расплывания.

Поскольку сферическая функция Бесселя представляется интегралом Фурье

$$j_0(\mathbf{x}) = \int \exp(i\mathbf{px})\delta(p^2 - s^2)\, d^3p/2\pi,$$

то волновая функция (6) представляется интегралом

$$\exp(i\mathbf{vr} - i\omega t)j_0(s|\mathbf{r} - \mathbf{v}t|) = \int \exp[i(\mathbf{v} + \mathbf{p})(\mathbf{r} - \mathbf{v}t) - i\Omega t]\delta(p^2 - s^2)\, d^3p/2\pi s,$$

где $\Omega = (s^2 - v^2)/2$, или интегралом

$$\exp(i\mathbf{vr} - i\omega t)j_0(s|\mathbf{r} - \mathbf{v}t|) = \int \exp(i\mathbf{pr} - ip^2t/2)\delta((\mathbf{p} - \mathbf{v})^2 - s^2)\, d^3p/2\pi s. \quad (7)$$

Отсюда следует, что спектр такого пакета в импульсном пространстве представляется в виде булавки длиною v со сферической головкой радиуса s.

Построенный пакет квадратично неинтегрируем. В качестве нормировочной постоянной можно, например, принять амплитуду в максимуме или значение интеграла

$$\frac{4\pi}{s^2}\int_0^{2\pi} j_0^2(x)x^2\, dx = \frac{4\pi}{s^2}\int_0^{2\pi} \sin^2(x)\, dx = \frac{2\pi}{s^2}.$$

Вследствие ненормируемости не определена и средняя протяженность пакета, и потому никаких противоречий с соотношением неопределенности Гайзенберга не возникает ($\Delta x^2 = \infty$). Однако при этом можно ввести иные, чем в обычной квантовой механике, понятия координаты и импульса частицы, которые могут одновременно иметь строго определенные значения. Например, в качестве положения частицы можно принять положение максимума волнового пакета, а в качестве импульса - обычный импульс, связанный со скоростью v. Ввести эти величины позволяет скрытый параметр, которым в данном случае является s.

Заметим, что если в соответствии с подходом де Бройля [1] и Бома [5] представить волновую функцию (6) в виде

$$\Psi(r,t) = R(r,t)\exp(iS/\hbar),$$

где R и S - вещественные функции, то получаются хорошо известные уравнения непрерывности и Гамильтона-Якоби:

$$\partial\rho/\partial t + \nabla(\rho\nabla S/m) = 0, \qquad \rho = R^2$$

$$\partial S/\partial t + (\nabla S)^2/2m + V + Q = 0,$$

в которых Q - квантовый потенциал, равный в данном случае

$$Q = (\Delta R)/R = -s^2.$$

Таким образом, в этом случае квантовый потенциал постоянен и в пространстве и во времени, и можно считать, что он определяется взаимодействием частицы с вакуумом.

Полученный таким образом пакет, или солитон, сферически симметричен относительно своего центра. Очевидно, что изложенная процедура позволяет получить солитоны и с другими симметрийными свойствами, если в качестве решения уравнения (1) взять

$$j_l(sr)Y_l^m(\vartheta,\varphi),$$

где $Y_l^m(\vartheta,\varphi)$ — шаровая функция.

В квантовой механике волновая функция рассматривается как амплитуда вероятности обнаружить частицу в точке x. Однако можно считать ее и обычным классическим полем. При этом никаких противоречий с общепринятой теорией не возникает, поскольку обнаружение частицы сопровождается ее поглощением, вероятность же поглощения пропорциональна энергии взаимодействия с полем частицы $|\psi|^2$.

Вышеприведенные построения были осуществлены внутри общепринятой схемы квантовой теории. Все решения приобрели только дополнительный "скрытый" параметр s, который должен стать объектом экспериментального исследования. В общепринятой квантовой теории он не определен. Можно постулировать его величину или попытаться так видоизменить теорию, чтобы указанный параметр определялся самими уравнениями. На данном этапе мы будем просто считать его свободным параметром теории. Полевая интерпретация при этом не требовала введения источника.

3. Нормируемый пакет

Если поле имеет источник, то оно, как и в кулоновском случае, может быть сингулярным. Соответственно уравнение Шредингера должно быть видоизменено. Стараясь минимально менять устоявшиеся представления, положим, что указанное поле свободной частицы удовлетворяет неоднородному уравнению:

$$(i\partial/\partial t+\Delta/2)\psi(\mathbf{r},t)=-C(t)\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}(t)), \qquad (8)$$

где $\mathbf{r}(t)=\mathbf{r}_0+\mathbf{v}t$ — координаты частицы, движущейся со скоростью $\mathbf{v}$, а $C(t)$ — некоторый нормировочный и фазовый множитель, содержащий параметр s. При этом волновая функция удовлетворяет однородному уравнению Шредингера почти во всех (кроме одной) точках пространства.

Такого рода уравнение было использовано при попытке объяснить фундаментальными причинами аномальную утечку ультрахолодных нейтронов[6, 7] из герметически закрытых сосудов. Было постулировано, что нейтрон описывается нерасплывающимся и нормированным волновым пакетом вида

$$\psi(s,\mathbf{v},\mathbf{r},t)=c\exp(i\mathbf{v}\mathbf{r}-i\omega t)\exp(-s|\mathbf{r}-\mathbf{v}t|)/|\mathbf{r}-\mathbf{v}t|, \qquad (9)$$

где $\omega=(v^2-s^2)/2$, s — параметр, характеризующий протяженность поля, а постоянная c — нормировочный множитель: $c=(s/2\pi)^{1/2}$. Именно такую функцию де Бройль рассматривал в своей модели "волна-пилот". Параметр s может зависеть от v. В релятивистской теории получается аналогичное выражение.

Фурье-разложение функции (9) имеет вид

$$\psi(s,\mathbf{v},\mathbf{r},t)=c\int\exp[i\mathbf{p}(\mathbf{r}-\mathbf{v}t)+i\mathbf{v}\mathbf{r}-i\omega t]4\pi\, d^3p/(2\pi)^3(p^2+s^2). \qquad (10)$$

Подставим (10) в (8), т.е. применим к функции (10) оператор Шредингера $L_s=i\partial_t+\Delta/2$. Тогда получим

$$L_s\psi(s,\mathbf{v},\mathbf{r},t)=-2\pi c\exp[i(v^2-\omega)t)\delta(\mathbf{r}-\mathbf{v}t). \qquad (11)$$

Сравнивая с (8),получаем, что уравнение (8) удовлетворяется, если

$$C(t)=-(2\pi s)^{1/2}\exp[i(v^2+s^2)t/2]. \qquad (12)$$

Таким образом, действительно, параметр s определяется множителем C. Если правая часть уравнения (8) содержит производные от δ-функции, то пакет описывается еще более сингулярной функцией.

Выражение (9) может быть получено не как решение неоднородного уравнения (12), а как решение нелинейного уравнения

$$[i\partial_t+\Delta/2+(2\pi/c)\delta(\vec{\nabla}|1/\Psi(\mathbf{r},t)|)]\Psi(\mathbf{r},t)=0. \qquad (13)$$

Действительно, подстановка (9) в (13) приводит к

$$\delta(\vec{\nabla}|1/\Psi(\mathbf{r},t)|)=c|\mathbf{r}-\mathbf{v}t|\delta(\mathbf{r}-\mathbf{v}t),$$

поэтому нелинейный член полностью эквивалентен неоднородному в уравнении (8).

В заключение заметим, что обобщение на релятивистский случай вполне тривиально, и получающиеся выражения полностью эквивалентны тем, которые были получены де Бройлем [1].

4. Возможности экспериментального исследования параметра s

Параметр s должен влиять на характер рассеяния частицы, и потому его можно определять, изучая особенности рассеяния. Для исследования распределения ψ можно проводить измерения по времени пролета, используя импульсный источник частиц или прерыватель непрерывного пучка.

Рассмотрим совокупность двух одинаковых, расположенных на расстоянии L друг от друга, одномерных потенциальных барьеров (рис. 1), на которые слева падает квантовая частица с импульсом v.

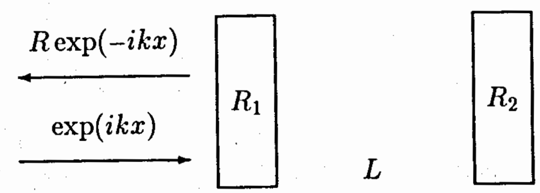

Рис.1

Пакет частицы состоит из волн с волновыми векторами k. Рассеяние частицы определяется рассеянием плоских волн из ее пакета. Пусть для плоской волны с волновым вектором k амплитуды отражения от отдельных барьеров равны $R_1=R_2=R$, а пропускания — $T_1=T_2=T$. Полная амплитуда отражения от обоих барьеров с учетом многократных переотражений между ними равна [6]

$$R_{12}=R+TR\exp(2ikL)T+TR^3\exp(4ikL)T+TR^5\exp(6ikL)T+\ldots=$$

$$R+T^2\exp(2ikL)R/[1-R^2\exp(2ikL)]=$$

$$R[1-(R^2-T^2)\exp(2ikL)]/[1-R^2\exp(2ikL)].$$

При чисто вещественном потенциале имеем $R^2 - T^2 = \exp(-2i\varphi)$, где фаза φ действительна. Аналогично записывается амплитуда пропускания:

$$T_{12} = T\exp(ikL)T/[1 - R^2\exp(2ikL)].$$

Эти результаты получены с помощью стационарного уравнения Шредингера, когда падающая частица описывается плоской волной.

Сам вывод этих выражений приводит к постановке следующего вопроса: действительно ли отражение от совокупности двух барьеров происходит путем отражения от отдельных барьеров и многократного переотражения между ними, или амплитуды пропускания и отражения формируются мгновенно?

Рассмотрим мысленный эксперимент, схема которого показана на рисунке 2,

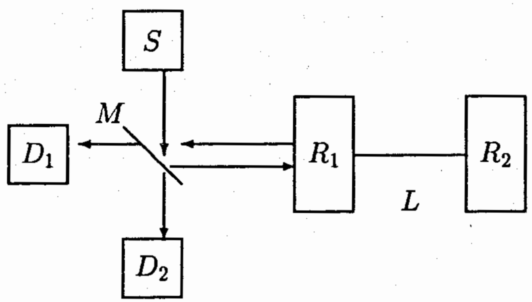

Рис.2

где M — полупрозрачное зеркало, S — импульсный источник частиц и D_1, D_2 — детекторы, регистрирующие частицы по времени пролета.

Если второй барьер отсутствует, то отражает только один барьер, и детектор D_1 регистрирует частицу в момент времени $\tau = S/v$ (рис.3), где S - полная длина пролета от источника до барьера и далее до детектора.

Идеализированный спектр по времени пролета представлен на рис. 3, где интенсивность I_1, регистрируемая детектором, равна $I = \xi|R|^2 I_0$, I_0 — интенсивность источника, а ξ — эффективность регистрации.

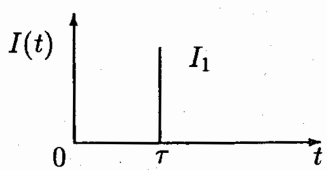

Рис.3

Введем второй барьер. В этом случае амплитуда отражения R_{12} от системы барьеров вследствие интерференции станет отличной от R. Поставленный выше вопрос теперь можно сформулировать так: будет ли время пролета равно тому же τ, или детектор будет регистрировать частицы и при временах пролета $t_n = \tau + nt_0$, где $t_0 = L/v$ (рис.4).

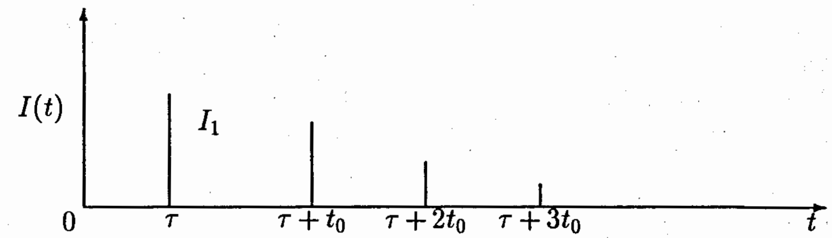

Рис.4

При некоторых расстояниях L коэффициент отражения от двух барьеров согласно общепринятой квантовой механике может быть меньше, чем для одного, тогда как, согласно рис.4, полная интенсивность частиц, отраженных от двух барьеров, всегда выше, чем при отражении от одного.

Поскольку в настоящее время нет оснований сомневаться в справедливости квантовой механики, то можно ожидать, что детектор будет регистрировать частицы только со временем пролета τ, и полная интенсивность регистрации $I_2 = \xi R_{12}{}^2 I_0$ будет в R_{12}/R^2 раз больше I_1.

Приведенные картины спектров идеализированы. Спектр частиц, отраженных от одного единственного барьера, всегда имеет конечную ширину, которая определяется длительностью импульса, шириною спектра, разрешением по времени и, наконец, шириной пакета. Соответственно и линии спектра, полученного после введения второго барьера, также будут иметь конечную ширину. Более того, можно показать, что эта ширина всегда больше t_0. Действительно, если пространственная ширина пакета меньше L, то велика спектральная, а значит, импульсы от отдельных переотражений не могут быть разрешены. Если же спектральная ширина мала, то велика пространственная, и переотражения от отдельных барьеров снова оказываются неразрешимыми.

Отсюда следует, что пока рассеяние на барьерах можно рассматривать когерентно, отражение от одного и от двух барьеров всегда будет представляться одним достаточно широким пиком. Второй барьер, однако, влияет на положение и форму линии отражения, что и позволяет определить волновой состав пакета. Это лучше всего видно на примере резонансного пропускания, когда отражение от одного барьера велико, а введение второго барьера уменьшает отражение.

Если время пролета равно τ, а интенсивность регистрируемых частиц с прибавлением второго барьера изменилась, то это означает, что частица чувствует второй барьер, несмотря на то, что он удален от первого. Физически это значит, что волновую функцию можно рассматривать как классическое поле, и частица служит источником этого поля. Вследствие полевого дальнодействия квантовая механика оказывается естественным образом нелокальной.

Рассмотрим пример, который можно исследовать аналитически. Пусть каждый из барьеров описывается потенциалом

$$u = 2p\delta(x),$$

тогда амплитуды отражения и пропускания равны соответственно

$$R(k) = -p/(p - ik_x), \qquad T = -ik/(p - ik_x).$$

Поскольку

$$1/(p - ik) = \int_0^\infty \exp(-\alpha p + i\alpha k)\, d\alpha,$$

то отраженная волна описывается выражением

$$\Psi_R(\mathbf{r}, t) = -p\int_0^\infty d\alpha \exp(-\alpha p + i\alpha k_x - ik_x x + i\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp - ik^2 t/2)\, d^3k\delta[(\mathbf{k} - \mathbf{v})^2 - s^2] =$$

$$-p\int d\alpha \exp(-\alpha p) \exp(iv(|x| + \alpha) - i\omega t) j_0(s||x| + \alpha - vt|),$$

где $|x|$ — расстояние от барьера до детектора.

Таким образом, отраженная волна представляет собой суперпозицию волн таких же, как и падающая, но запаздывающих относительно геометрически отраженной (время пролета x/v) на временной интервал α/v. Иными словами, с вероятностью $\exp(-\alpha p)$ частица регистрируется на α/v секунд позже,чем S/v, где S — полная длина пути от источника до детектора. Длительность отраженного импульса, таким образом, можно оценить величиной $t = t_1 + t_2 + t_3$, где

$$t_{1,2} = l_{1,2}/v, \qquad l_1 = 1/s, \qquad l_2 = 1/p,$$

а t_3 — аппаратурная ширина, связанная с длительностью импульса, шириной спектра и разрешением спектрометра. Меняя "высоту" барьера p и измеряя изменение ширины отраженного импульса, можно найти предельное значение $t = 1/sv + t_3$ при $p \to \infty$, откуда извлечь параметр s не представляется возможным. Чтобы его найти, необходимо провести дополнительный эксперимент с двумя барьерами.

Прошедшие волны в случае одного барьера записываются в аналогичном виде

$$\Psi_T(\mathbf{r}, t) = \exp(iv|x| - i\omega t) j_0(s||x| - vt|) +$$
$$p\int d\alpha\, e^{-\alpha p} e^{iv(|x|+\alpha) - i\omega t} j_0(s||x| + \alpha - vt|),$$

где $|x|$ - также расстояние от барьера до детектора. Одна часть волны приходит без запаздывания, а другая представляет собой суперпозицию волн таких же,как падающая,но запаздывающих относительно геометрически прошедшей на интервал времени α/v. Т.е. с вероятностью $\exp(-\alpha p)$ частица регистрируется на α/v секунд позже,чем S/v, где S - полная длина пути от источника до детектора. Длительность второй части прошедшего импульса также оценивается величиной $t = t_1 + t_2 + t_3$.

Рассмотрим теперь два барьера. Отраженная волна представляется выражением

$$\Psi_R(\mathbf{r}, t) = -p\{\int d\alpha e^{-\alpha p} e^{iv(|x|+\alpha) - i\omega t} j_0(s||x| + \alpha - vt|) +$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} f(n, \alpha, p) e^{iv(x+\alpha+2Ln) - i\omega t} j_0(s|x + \alpha + 2Ln - vt|)\},$$

где x — расстояние от первого барьера до детектора и

$$f(n, \alpha, p) = (\alpha p)^{2n}\left(\frac{1}{(2n)!} - \frac{2\alpha p}{(2n+1)!} + \frac{(\alpha p)^2}{(2n+2)!}\right).$$

При $s \ll v$ и $Lv = \pi$ (этот случай соответствует резонансному пропусканию) сумма членов во втором слагаемом частично компенсирует первое слагаемое и отраженный импульс становится более широким и приобретает дополнительное запаздывание $t_4 = 2Ls$. Измерив это запаздывание и положение резонанса, т.е. расстояние L, можно оценить величину s.

Прошедшая волна описывается выражением

$$\Psi_T(\mathbf{r}, t) = -(k^2/p)\int d\alpha \exp(-\alpha p) \times$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} [(\alpha p)^{2n+1}/(2n)!] \exp(iv(x + \alpha + 2Ln) - i\omega t) j_0(s|x + \alpha + 2Ln - vt|),$$

где x — снова расстояние от первого барьера до детектора. При тех же условиях, сформулированных выше, при которых отражение эффективно уменьшается, пропускание барьеров эффективно увеличивается, поскольку все слагаемые суммы оказываются примерно в фазе друг с другом.

Нетрудно видеть, что при $2Lv = \pi$ резонансное пропускание существенно уменьшается, а запаздывание увеличивается, что также можно использовать для измерения величины s.

5. Заключение

Полевая интерпретация никак не противоречит общепринятой, но в отличие от общепринятой подсказывает путь к решению различных парадоксов квантовой механики. Главная трудность состоит в том, как описать движение источника поля под влиянием взаимодействия с окружающими объектами. Изучение только рассеяния поля означает отказ от изучения движения источника, что эквивалентно введению в теорию элемента неопределенности, а значит и вероятности. Из вышеприведенных формул следует, что после взаимодействия с барьером частица как бы распадается на множество тождественных частиц с различной степенью запаздывания прошедших или отраженных от барьера. Классическая частица должна выбрать один из множества вариантов. Чтобы его найти, необходимо определить обратное воздействие поля на координаты частицы. Для этого можно в качестве потенциала, определяющего движение частицы, принять величину

$$V(\mathbf{r},t) = \Psi^*(\mathbf{r},t)H\Psi(\mathbf{r},t),$$

где H — гамильтониан. Волновая функция, которую нужно сюда подставить, должна удовлетворять уравнению

$$(i\partial/\partial t - H)\psi(\mathbf{r},t) = -C(t)\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}(t)),$$

где $\mathbf{r}(t)$ определяется из уравнения

$$md^2\mathbf{r}/dt^2 = -\vec{\nabla}V(\mathbf{r},t)$$

или из более сложного, учитывающего релятивистское запаздывание. В настоящее время решить такую самосогласованную систему не представляется возможным, поэтому приходится довольствоваться квантовой механикой с ее вероятностным языком.

Признание волновой функции полем эквивалентно признанию ее объективного существования, что противоречит копенгагенской интерпретации. Одним из наиболее активных сторонников объективности волновой функции является А.А.Тяпкин, после работы которого [8] число противников копенгагенской интерпретации значительно выросло. Одно из направлений по поиску экспериментов для выявления объективных свойств волновой функции связано с именем Ф.Селлери и с введенным им [9] понятием "пустой волны". Однако поскольку предполагается, что пустая волна способна менять вероятности процессов (например, пустая волна фотона должна менять вероятность генерации лазерного источника [2]), то ей должна быть свойственна энергия взаимодействия с

окружающей средой. Отсюда следует, что пустая волна есть не что иное как поле частицы.

Выше было рассмотрено два варианта распределения поля частицы. В одном случае поле является решением обычного однородного уравнения Шредингера, и частица представляет собой центр сгущения поля. В другом — поле является сингулярным решением неоднородного уравнения Шредингера, и частица является источником поля. Возникает вопрос, имеются ли в настоящее время какие нибудь экспериментальные свидетельства в пользу одного из этих вариантов? Ответ на этот вопрос можно дать утвердительный. Эксперименты с ультрахолодными нейтронами [10] свидетельствуют о том, что нейтрон должен описываться сингулярной волной де Бройля.

Действительно, эксперименты по хранению ультрахолодных нейтронов (УХН) в ловушках [10] показывают, что каждое столкновение нейтрона со стенками сопровождается потерями, которые не могут быть объяснены ни загрязнениями, ни шероховатостями, ни известными сечениями поглощения и нагревания ядрами вещества стенки. Причины потерь приходится искать вне перечисленных процессов. Одна из возможностей состоит в том, что нейтрон описывается нерасплывающимся пакетом вида (6) или (9). Тогда величина аномальных потерь УХН определяется долей тех компонент в спектре пакета, которые имеют энергию выше потенциального барьера стенки, поскольку благодаря им нейтрон может проникать внутрь вещества на значительно большую глубину, чем это следует из общепринятой теории.

Пакет (6), однако, имеет ограниченный спектр. (Заметим, что $s \ll v$, поскольку потери малы.) Поэтому при скоростях $v + s < v_l$, где v_l — граничная скорость вещества стенки, потери не должны превосходить теоретически ожидаемых, так как в этом случае в спектре пакета нет компонент со скоростями больше v_l. Таким образом, пакет (6) не годится для объяснения аномальных потерь УХН.

Пакет (9), напротив, имеет неограниченный спектр, поэтому в нем всегда найдутся компоненты с достаточно высокими скоростями. Вероятность потерь в случае пакета (9) при отсутствии поглощения и нагревания в стенке можно оценить величиной

$$W = \frac{1}{N}\left|\frac{4\pi c}{(2\pi)^3}\right|^2 \int\limits_0^\infty \frac{1-|R(p)|^2}{[(\mathbf{p}-\mathbf{v})^2+s^2]^2}\,d^3p, \tag{14}$$

где

$$N = \left|\frac{4\pi c}{(2\pi)^3}\right|^2 \int\limits_0^\infty \frac{1}{[(\mathbf{p}-\mathbf{v})^2+s^2]^2}\,d^3p. \tag{15}$$

Для оценки положим $|R(p)| = 1$ при $p_\perp^2 < u$, где u — потенциал стенки, и $|R(p)| = 0$ при $p_\perp^2 > u$. Тогда при малых v выражение (14) в случае нормального падения на стенку можно представить в виде

$$W = \frac{\int_0^\infty \theta[(p_\perp + v)^2 > u]/(p^2+s^2)^2\, d^3p}{\int_0^\infty 1/(p^2+s^2)^2\, d^3p} \approx 2s/\pi v_l, \qquad (16)$$

где θ-функция равна единице при выполнении неравенства, указанного в ее аргументе, или нулю в противоположном случае. Сопоставляя полученное значение с коэффициентом потерь УХН [6]

$$\mu = 2\eta v/v_l,$$

где η — приведенный наблюдаемый аномальный коэффициент потерь $\eta \approx 3 \times 10^{-5}$ [10], получаем

$$s = \pi\eta v \approx v \times 10^{-4}.$$

Эту величину можно принять за оценку скрытого параметра s.

Таким образом, в настоящее время есть экспериментальное свидетельство в пользу существования сингулярных волн де Бройля и даже имеется оценка присущего им параметра. Однако для убедительного доказательства требуется провести дополнительные эксперименты, например, указанного выше типа.

Приложение. Спиновый пакет.

Изложенная процедура позволяет иначе описать спинорные свойства частиц. Действительно, в качестве стационарного решения уравнения Шредингера в магнитном поле $\mathbf{B}$

$$[i\partial/\partial t + \Delta/2 - \vec{\sigma}\mathbf{B}]\Psi(\mathbf{r}, t) = 0,$$

в неподвижной системе координат можно принять функцию

$$\psi = \exp(-is^2t/2)j_0(\hat{s}r)\xi,$$

где $\hat{s} = \sqrt{s^2 - 2\vec{\sigma}\mathbf{b}}$ а ξ — спинор. Перейдем в систему отсчета, движущуюся со скоростью $-\mathbf{v}$. В результате получим пакет

$$\Psi = \exp[i\mathbf{v}(\mathbf{r} - \mathbf{v}t) - i(s^2 - v^2)t/2]j_0(\hat{s}|\mathbf{r} - \mathbf{v}t|)\xi.$$

Если $s = v$, то

$$\psi = \exp[i\mathbf{v}(\mathbf{r} - \mathbf{v}t)]j_0(\hat{v}|\mathbf{r} - \mathbf{v}t|)\xi.$$

Интересно, что в этом случае никакой прецессии нет. Есть "толстая" и "тонкая" компоненты. При таком представлении двойное лучепреломление в веществе может быть объяснено тем, что частица с разными направлениями спина в своем взаимодействии с веществом усредняет потенциал взаимодействия по разному, и потому скорость ее распространения для разных компонент спина различна. Сказанное относится не только к спинорной частице, но и к векторной типа фотона.

Спинорную частицу можно представить и в виде

$$\Psi = \exp[i\mathbf{v}\mathbf{r} - i(s^2 + v^2 + 2\vec{\sigma}\mathbf{B})t/2]j_0(s|\mathbf{r} - \mathbf{v}t|)\xi,$$

и в виде

$$\Psi = exp[i\hat{\mathbf{v}}\mathbf{r} - i(s^2 + v^2)t/2]j_0(s|\mathbf{r} - \hat{\mathbf{v}}t|)\xi,$$

где $|\hat{\mathbf{v}}| = \sqrt{v^2 - 2\vec{\sigma}\mathbf{B}}$.

Литература

[1] de Broglie L. Non-linear wave mechanics. A causal interpretation. Elsevier Publishing Company: Amsterdam /London /N.Y. /Princeton, 1960.

[2] Selleri F. Quantum Paradoxes and Physical Reality. Kluwer Academic Publishers: Dordrecht/ Boston/ London, 1990.

[3] Джеммер М. Эволюция понятий квантовой механики. М: Наука, 1985 .

[4] Марков М.А. О трех интерпретациях квантовой механики. М: Наука, 1991.

[5] Bohm D. Phys. Rev.,1952, v. 85, pp. 166, 180.

[6] Игнатович В.К. Физика ультрахолодных нейтронов. М: Наука, 1986.

[7] Ignatovich V.K. The Physics of Ultracold Neutrons. Oxford: Clarendon Press, 1990.

[8] Тяпкин А.А. Доклад на конф., посвященной 40-летию квантовой механики, Дубна, 1966; Сообщение ОИЯИ Е4-3687, Дубна, 1968; Философские аспекты квантовой механики. М.: Наука, 1970, с. 159–189.

[9] Selleri F. Lett. Nuovo Cim., ser. 1, 1969, v. 1, p. 908.

[10] Алфименков В.П. м др. Письма в ЖЭТФ, 1992, т. 55, с. 92.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 сентября 1992.

Игнатович В.К. Р4-92-389

Классическая интерпретация квантовой механики

Волновая функция интерпретируется как классическое поле, источником которого является точечная частица. Движение частицы определяется взаимодействием ее поля с другими объектами. Рассматривается эксперимент, позволяющий оценить волновой состав поля частицы.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод автора

Ignatovich V.K. P4-92-389

The Classical Interpretation of Quantum Mechanics

The wave-function is considered to be a classical field with the particle as a source. The behavior of particle is determined by the interaction of its field with surrounding objects. An experiment, permitting to estimate the wave composition of a particle field is considered.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1992