

М. Б. Челноков

О ПРОЕКЦИИ СПИНА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ И ПРОБЛЕМЕ НЕСОХРАНЕНИЯ СР-ЧЕТНОСТИ

В работе [Челноков, предыдущий номер данного журнала] был введен и исследован оператор квадрата спина фундаментальных частиц. В настоящей работе извлечен корень из этого оператора и получен оператор проекции спина, а также решено уравнение на собственные значения этого оператора. Введено понятие спиновой инверсии и на этой основе исследована проблема несохранения СР-четности. Предложены возможные эксперименты для подтверждения полученных результатов.

E-mail: l-chelnok@yandex.ru

Ключевые слова: фундаментальные частицы, спин, несохранение, СР-четность, инверсия.

1. В работе [1] введен и исследован оператор квадрата спина бесструктурных фундаментальных частиц как инвариант тензора моментов. Этот оператор имеет вид

$$\pm(c^2\hat{N}^2 - \hat{L}^2), \quad (1)$$

где \hat{L} — оператор орбитального момента импульса; \hat{N} — оператор лоренцева момента.

Уравнение на собственные значения оператора (1) в сферической системе координат имеет решение

$$\Psi_0(t, r, \theta, \varphi) = \frac{Y_{nm}(\theta, \varphi)u_n^\mu(\sigma_0)}{r^2\sqrt{\pm(\sigma_0^2 - 1)}}, \quad (2)$$

где $\sigma_0 = \frac{ct}{r}$; $\mu = \pm\sqrt{\lambda_0 + 1}$; $\lambda_0 = \pm s(s + 1)$; u_n^μ — присоединенная функция Лежандра первого (P_n^μ) или второго (Q_n^μ) рода.

Собственное значение оператора (1) определяет спин. Квантование приводит к результату: $s = \frac{1}{2}$, а для спинового момента импульса

$$L_s = \hbar\frac{\sqrt{3}}{2} \text{ либо } L_s = i\hbar\frac{\sqrt{3}}{2}.$$

2. Для нахождения оператора проекции спина нужно из оператора (1) извлечь корень. При этом оказываются существенными два обстоятельства:

1) прямая проверка показывает, что $\hat{N}\hat{L} \equiv \hat{L}\hat{N} \equiv 0$;

2) в операторе (1) стоит разность квадратов, а не сумма. Чтобы получить разность квадратов, в один из операторов следует добавить в качестве множителя мнимую единицу.

С учетом всего сказанного для проекции на ось z в декартовой системе координат получаются следующие восемь вариантов оператора:

$$\begin{aligned} \Pi_z &= \pm \hbar \left(\frac{z}{c} \frac{\partial}{\partial t} + ct \frac{\partial}{\partial z} \right) \pm i \hbar \left(x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right) \\ \Pi_z &= \pm i \hbar \left(\frac{z}{c} \frac{\partial}{\partial t} + ct \frac{\partial}{\partial z} \right) \pm \hbar \left(x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

Аналогичные формулы получаются для проекций на оси x и y . Непосредственный вывод показывает, что все операторы проекций (на оси x, y, z) коммутируют с оператором квадрата спина (1), что свидетельствует об одновременной измеримости спинового момента и одной (любой) из его проекций.

Для дальнейшего операторы проекций (3) удобно записать в виде

$$\Pi_{Nz} = \alpha_N \hbar \left(\frac{z}{c} \frac{\partial}{\partial t} + ct \frac{\partial}{\partial z} \right) + \beta_N \hbar \left(x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right). \quad (4)$$

Аналогичные формулы получаются для проекций на оси x и y . Если символически изобразить операторы, как это сделано на рис. 1, и пронумеровать их против часовой стрелки, то коэффициенты α_N и β_N принимают значения, указанные в таблице.

Как будет показано ниже, четыре оператора ($\Pi_2, \Pi_3, \Pi_6, \Pi_7$) дают вещественную проекцию спина, а другие четыре оператора ($\Pi_1, \Pi_4, \Pi_5, \Pi_8$) — мнимую проекцию. Из таблицы видно, что одна четверка операторов преобразуется в другую умножением на i , а именно $i\Pi_N = \Pi_{N+2}$ (с циклической перестановкой). На рис. 1 это соответствует повороту на угол $\frac{\pi}{2}$.

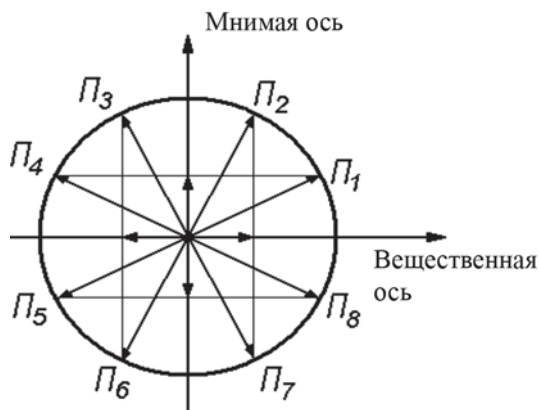


Рис. 1. Символическое изображение операторов проекции спина

N	1	2	3	4	5	6	7	8
α_N	i	1	-1	i	$-i$	-1	1	$-i$
β_N	1	i	i	-1	-1	$-i$	$-i$	1
$m \neq 0, \lambda = \pm \frac{1}{2}\alpha\hbar$	$\pm \frac{1}{2}i\hbar$	$\pm \frac{1}{2}\hbar$	$\pm \frac{1}{2}\hbar$	$\pm \frac{1}{2}i\hbar$	$\pm \frac{1}{2}i\hbar$	$\pm \frac{1}{2}\hbar$	$\pm \frac{1}{2}\hbar$	$\pm \frac{1}{2}i\hbar$
$m = 0, \lambda = i\beta k\hbar$	$ik\hbar$	$k\hbar$	$k\hbar$	$ik\hbar$	$ik\hbar$	$k\hbar$	$k\hbar$	$ik\hbar$

Между операторами проекций, как показывает вывод, имеют место следующие коммутационные соотношения:

$$\begin{aligned}
 \Pi_{ix}\Pi_{ky} - \Pi_{ky}\Pi_{ix} &= 0 \quad (k \neq i); \\
 \Pi_{Nx}\Pi_{Ny} - \Pi_{Ny}\Pi_{Nx} &= -2\hbar\Pi_{Nz} \quad (N = 1, 8); \\
 \Pi_{Nx}\Pi_{Ny} - \Pi_{Ny}\Pi_{Nx} &= 2\hbar\Pi_{Nz} \quad (N = 4, 5); \\
 \Pi_{Nx}\Pi_{Ny} - \Pi_{Ny}\Pi_{Nx} &= -2i\hbar\Pi_{Nz} \quad (N = 2, 3); \\
 \Pi_{Nx}\Pi_{Ny} - \Pi_{Ny}\Pi_{Nx} &= 2i\hbar\Pi_{Nz} \quad (N = 6, 7).
 \end{aligned} \tag{5}$$

Из коммутационных соотношений можно сделать следующие выводы. Если $k \neq i$, то коммутация естественна, ибо операторы проекций относятся к разным спинам (разным частицам). При $k = i$ полученные коммутационные соотношения отличаются от обычных коммутационных соотношений для момента (орбитального или спинного), во-первых, коэффициентом 2 и, во-вторых, множителем (± 1 или $\pm i$). Для четверки операторов, дающих вещественную проекцию спина ($\Pi_2, \Pi_3, \Pi_6, \Pi_7$), в коммутационных соотношениях, как и должно быть, присутствует мнимая единица. Для другой же четверки операторов, дающих мнимую проекцию, мнимой единицы нет, или, иначе, она присутствует в квадрате.

Таким образом, можно ввести понятие спиновой инверсии — инверсии спинного момента между вещественной и мнимой областями. Эта инверсия описывается, естественно, умножением на $\pm i$ (оператор инверсии есть умножение на $\pm i$), и связана с переходом между вещественной и мнимой областями сразу трех объектов: спинного момента импульса и его проекции; операторов проекции спина; коммутационных соотношений этих операторов.

Разумеется, спиновая инверсия нарушает закон сохранения момента (как вещественного, так и мнимого) и поэтому может, вообще говоря, происходить лишь виртуально. Условия, при которых спиновая инверсия может осуществляться реально, будут рассмотрены ниже.

3. При исследовании проекции можно рассчитывать на аксиальную симметрию, поэтому запишем операторы проекции (4) в цилиндрической системе координат, тогда уравнение на их собственные значения

принимает вид

$$\alpha \left(\frac{z}{c} \frac{\partial \Psi}{\partial t} + ct \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right) + \beta \frac{\partial \Psi}{\partial \varphi} = \frac{\lambda}{\hbar} \Psi, \quad (6)$$

где Ψ — собственная функция, а λ — собственное значение оператора проекции.

В уравнении (6) нет зависимости от радиальной переменной ρ , поэтому зависимость Ψ от ρ произвольна. Если в уравнении (6) подставить функцию Ψ в виде $\Psi = f(t, z)\psi(\varphi)$, то функции f и ψ разделяются и для них получаются уравнения

$$\alpha \left(\frac{z}{cf} \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{ct}{f} \frac{\partial f}{\partial z} \right) = A; \quad (7)$$

$$\frac{\beta}{\psi} \frac{d\psi}{d\varphi} = B; \quad (8)$$

$$A + B = \frac{\lambda}{\hbar}. \quad (9)$$

Уравнение (8) для угловой переменной имеет решение $\psi = C \exp\left(\frac{B}{\beta}\varphi\right)$. Стандартное требование однозначности (периодичности) приводит к условию

$$\frac{B}{\beta} = ik, \quad (10)$$

где $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Итак, решение уравнения (6) имеет вид

$$\Psi(t, z, \rho, \varphi) = \chi(\rho) \exp(ik\varphi) f(t, z), \quad (11)$$

где $\chi(\rho)$ — произвольная функция ρ , $f(t, z)$ — решение уравнения (7).

Как уже говорилось, оператор квадрата спина (1) и оператор проекции коммутируют. Поскольку собственные значения этих операторов вырождены, их собственные функции, вообще говоря, не будут совпадать, но из совокупности собственных функций одного оператора, если эта совокупность полна, можно построить линейные комбинации, которые будут собственными функциями другого оператора [2].

С учетом этого обстоятельства, а также того, что в решение (2) в знаменатель входит r^2 , будем искать решение уравнения (7) в виде $f(t, z) = \frac{1}{z^2} \Phi(\sigma)$, где $\sigma = \frac{ct}{z}$. Подстановка функции этого вида $f(t, z)$ в уравнение (7) приводит к уравнению

$$(1 - \sigma^2) \frac{d\Phi}{d\sigma} = \left(\frac{A}{\alpha} + 2\sigma \right) \Phi,$$

решение которого и добавление z^2 в знаменатель приводит к следующим выражениям:

$$f(t, z) = \frac{1}{z^2(1 - \sigma^2)} \left(\frac{1 + \sigma}{1 - \sigma} \right)^{\frac{A}{2\alpha}} \quad \text{при } |\sigma| < 1; \quad (12)$$

$$f(t, z) = \frac{1}{z^2(\sigma^2 - 1)} \left(\frac{\sigma + 1}{\sigma - 1} \right)^{\frac{A}{2\alpha}} \quad \text{при } |\sigma| > 1.$$

4. Для определения величины $\frac{A}{\alpha}$, которая, в свою очередь, определяет спектр проекции спина, построим из решений (2) решение (11) с функцией f в виде (12). Исследуем вариант $\theta = 0$, $|\sigma| < 1$. При $\theta = 0$ $z = r$, следовательно, $\sigma_0 = \sigma$. Радиальная компонента ρ цилиндрической системы при этом равна нулю.

В решение (2) входит сферическая функция Y_{nm} , в которой зависимость от φ имеет вид $\exp(im\varphi)$, а в решении (11) эта зависимость есть $\exp(ik\varphi)$. Следовательно, должно быть $m = k$. Далее, при $m = k \neq 0$ в сферическую функцию обязательно входит множитель $\sin \theta$, который равен нулю при $\theta = 0$. Так как такого множителя в решении (11) с функцией f в виде (12) нет, то из функции (2) можно построить функцию (11) в случае $\theta = 0$ лишь при $m = k = 0$. Поэтому в этом случае и $B = i\beta k = 0$.

Рассмотрим вариант, когда в формулу (2) входит функция Лежандра первого рода. В работе [1] было найдено, что верхний индекс функции Лежандра квантуется ($\mu = \pm \frac{1}{2}$), поэтому с учетом всех вышеперечисленных условий формула (2) принимает вид

$$\Psi_0 = \frac{Y_{n0}(\theta = 0, \varphi) P_n^{\pm \frac{1}{2}}(\sigma)}{r^2 \sqrt{1 - \sigma^2}} = \frac{\sqrt{2n+1} P_n^{\pm \frac{1}{2}}(\sigma)}{2\sqrt{\pi} r^2 \sqrt{1 - \sigma^2}}.$$

Если выразить функцию Лежандра через гипергеометрический ряд F [3], то окончательно получаем

$$\Psi_0 = \frac{\sqrt{2n+1}}{2\sqrt{\pi} \Gamma(1 - \mu) r^2 \sqrt{1 - \sigma^2}} \left(\frac{\sigma + 1}{\sigma - 1} \right)^{\frac{\mu}{2}} \times F\left(-n, 1 + n; 1 - \mu; \frac{1 - \sigma}{2}\right). \quad (13)$$

Из этой функции нужно построить решение уравнения на собственные значения оператора проекции, которое в данном случае

имеет вид

$$\Psi = \frac{\chi(\rho)}{r^2(1-\sigma^2)} \left(\frac{1+\sigma}{1-\sigma} \right)^{\frac{A}{2\alpha}}. \quad (14)$$

Для этого необходимо:

1) приравнять показатели степени:

$$\frac{A}{2\alpha} = \frac{\mu}{2} = \pm \frac{1}{4}, \quad \frac{A}{\alpha} = \pm \frac{1}{2}; \quad (15)$$

2) изменить знак в скобке в формуле (14): $\left(\frac{1+\sigma}{1-\sigma} \right)^{\pm \frac{1}{4}}$. Это легко выполняется, так как в (14) можно вводить любые множители, в том числе и комплексные, поскольку уравнение (6) линейное;

3) поскольку в формуле (14) в знаменателе стоит $(1-\sigma^2)$, а в формуле (13) – выражение $\sqrt{1-\sigma^2}$, то $\frac{1}{\sqrt{1-\sigma^2}}$ нужно представить в виде ряда по гипергеометрическим рядам (точнее, по полиномам, ибо гипергеометрические ряды обрывающиеся) с множителями $\sqrt{2n+1}$. Если ряд

$$\sum_{n=0}^{\infty} a_n \sqrt{2n+1} \cdot F\left(-n, 1+n; \frac{1}{2}; \frac{1-\sigma}{2}\right) \quad (16)$$

представить в явном виде и сравнить его с рядом разложения функции $\frac{1}{\sqrt{1-\sigma^2}}$, то видно, что в (16) должны выпадать члены с нечетными показателями при σ . Этого можно добиться, умножая каждый член ряда (16) на $\frac{1}{\sqrt{2n+1}}$ и складывая попарно члены с $n=1$ и $n=2$, с $n=3$ и $n=4$ и т.д.

Если после этой процедуры приравнять коэффициенты при одинаковых степенях ряда (16) и ряда функции $\frac{1}{\sqrt{1-\sigma^2}}$, то придем к бесконечной системе уравнений для коэффициентов a_n . Такая система может быть решена методом последовательных приближений [4]. Результаты решения приведены на рис. 2 (в полулогарифмической шкале). Видно, что коэффициенты (объединяясь в пары) быстро затухают.

Так как из совокупности решений (2) при спине $\frac{1}{2}$ удалось построить решение уравнения на собственные значения оператора проекции, то, следовательно, совокупность решений (2) полная, а это аргументирует законность отбрасывания лишних ветвей на графике зависимости верхнего индекса функции Лежандра от спина s в работе [1].

Мы оставляем открытым вопрос о конструировании функции (14) из совокупности функций (2) в остальных случаях, когда $|\sigma| > 1$,

$k = m \neq 0$, $\theta \neq 0$, при функциях Лежандра второго рода. Для этих параметров не видно непосредственных путей к решению задачи и возможны два варианта: либо указанные параметры вообще не имеют смысла, либо нужно применять более изощренное разложение в ряд, использовать кратные ряды и т.д.

Итак, при $|\sigma| < 1$, $\theta = 0$ и функциях Лежандра первого рода, как указывалось выше, $B = i\beta k = 0$, а согласно (15) имеем $\frac{A}{\alpha} = \pm \frac{1}{2}$. Тогда проекция спина квантуется:

$\lambda = \hbar(A + B) = \pm \frac{1}{2}\alpha\hbar$. Проекция спина λ зависит от коэффициента α в операторах Π_N . Она приведена в таблице для массивных частиц ($m \neq 0$). Видно, что операторы $\Pi_1, \Pi_4, \Pi_5, \Pi_8$ дают мнимую проекцию спина, а операторы $\Pi_2, \Pi_3, \Pi_6, \Pi_7$ — вещественную. Это символически изображено на рис. 1, где вертикальные и горизонтальные прямые, соединяющие концы операторов, отсекают на вещественной и мнимой осях соответствующие проекции.

5. Все сказанное выше относилось к массивным частицам ($m \neq 0$). Рассмотрим теперь безмассовые частицы $m = 0$. Для них не существует системы покоя, в любой системе отсчета такая частица движется со скоростью света. Рассмотрим в этом случае операторы проекции спина на направление движения и их собственные значения (спиральность). Для безмассовой частицы $\pm z = ct$, поэтому будем искать решение уравнения (7) в форме, не зависящей отдельно от z и t , а только от $\sigma = \frac{ct}{z}$. Подстановка в (7) функции $f(z, t)$ в виде $f(\sigma)$ приводит к уравнению

$$(1 - \sigma^2)f' = \frac{A}{\alpha}f. \quad (17)$$

Из сказанного следует, что для безмассовой частицы $\sigma = \frac{ct}{z} = \pm 1$, поэтому $(1 - \sigma^2) = 0$ и левая часть уравнения (17) при любой функции f обращается в нуль. Если взять какое-либо нетривиальное решение $f \neq 0$, то это приводит к условию $A = 0$. Тогда в формуле (9) для проекции спина остается только B . А так как B квантуется согласно (10), то это приводит и к квантованию спиральности. Результаты даны в таблице для $m = 0$, где $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Итак, спиральность

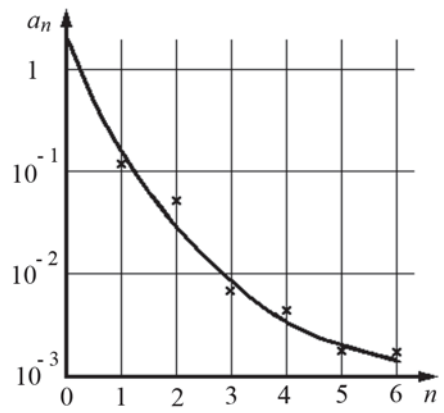


Рис. 2. Коэффициенты ряда (16)

безмассовой частицы может принимать любое целое значение \hbar , вещественное или мнимое.

Полученный результат по квантованию свидетельствует, что фермионы и, в частности, нейтрино, не могут быть безмассовыми (если они являются бесструктурными, не составными).

6. Как известно, спин принято связывать со степенью свободы в некотором внутреннем пространстве. В работе [1] получен вывод о возможности существования мнимого спинового момента импульса. Этот момент, очевидно, надо связывать со степенью свободы во внутреннем пространстве, дуальном внутреннему пространству вещественного спина. Отметим при этом существенную разницу между вещественным и мнимым моментами. Вещественный момент может существовать как в виде орбитального, так и в виде спинового, мнимый же момент — только в виде спинового.

Два вида спиновых моментов — вещественный и мнимый, — видимо, связаны с физической природой двужначности спиноров. Выше было получено восемь операторов проекции спина. Они соответствуют следующим трем парам: вещественный и мнимый спин, частица и античастица, две противоположные проекции. Выше была введена спиновая инверсия S — инверсия спинового момента между вещественной и мнимой областями. Оператор такой инверсии есть просто умножение на $\pm i$ (разумеется, таково же и его собственное значение). Инверсия S для одной бесструктурной частицы может происходить лишь виртуально, ибо она нарушает законы сохранения вещественного и мнимого моментов. Рассмотрим вероятность осуществления реальной (не виртуальной) спиновой инверсии. Она может реализоваться для составных частиц — адронов. Для расчета ее вероятности используем соотношение неопределенностей для момента (хотя оно справедливо для орбитального момента, мы его здесь применяем, принцип же перехода к спиновому моменту будет объяснен ниже).

Обозначая среднеквадратичную неопределенность через Δ , можно записать соотношение неопределенностей для момента в виде [2]

$$\Delta L_z \Delta \varphi \geq \frac{\hbar}{2} \left(1 - \frac{3}{\pi^2} (\Delta \varphi)^2 \right). \quad (18)$$

Если проекция спинового момента импульса есть L_{sz} , то для виртуального перехода между вещественной и мнимой областями неопределенность должна быть порядка $2L_{sz}$ (коэффициент 2 появляется за счет того, что происходит переход от L_{sz} до нуля, а затем зеркальный переход в мнимую область или наоборот). Итак, $\Delta L_z = 2L_{sz}$. Рассмотрим массивные частицы. Для них, как установлено выше, $s = \frac{1}{2}$, $L_{sz} = \frac{1}{2}\hbar$ (по модулю), тогда $\Delta L_{sz} = \hbar$. Подстановка этого значения в (18) и

решение квадратного уравнения относительно $\Delta\varphi$ дает $\frac{\Delta\varphi}{2\pi} = 0,078$. Это значение отношения $\Delta\varphi$ к полному углу 2π мы будем считать справедливым и для спинового момента, если интерпретировать $\frac{\Delta\varphi}{2\pi}$ как вероятность перехода спинового момента между вещественной и мнимой областями. Такая экстраполяция в область спинового момента выражения, справедливого для орбитального момента, аналогична, например, традиционному использованию коммутационных соотношений: в качестве исходных берут эти соотношения для орбитального момента и находят, что при этом возможен и полуполый момент, который интерпретируется уже как спиновый.

Для реализации спиновой инверсии нужно, чтобы были выполнены законы сохранения вещественного и мнимого моментов. Анализ различных кварково-спиновых структур адронов показывает, что при этом спиновая инверсия может реализоваться лишь для двухкварковых мезонных структур с нулевым спином (вещественным и мнимым): $\uparrow\downarrow \Leftrightarrow \downarrow\uparrow$, где одинарные стрелки обозначают вещественный спин, а двойные — мнимый. (Для всех других структур спиновая инверсия ведет к нарушению закона сохранения моментов.) Так как при таком переходе происходит инверсия двух спинов, то вероятность этого перехода равна $0,078^2 = 0,0061 = 0,61\%$. Как уже отмечалось, собственное значение оператора спиновой инверсии (спиновая четность S) есть $\pm i$. Тогда для рассматриваемой инверсии двух спинов S -четность есть $(\pm i)^2 = -1$.

7. Обратимся теперь к анализу несохранения CP -четности при распаде долгоживущего нейтрального каона. Как ранее вместо P -четности была введена комбинированная CP -четность, так введем теперь суперчетность CSP . Если при распаде каона нарушается комбинированная CP -четность, то это значит, что в момент распада произошла спиновая инверсия и при этом сохраняется суперчетность CSP . Как только что отмечалось, относительная вероятность такого распада получается по расчету равной $0,61\%$. Сравним это с экспериментальными данными [5, 6]. Несохранение CP -четности имеет место при мезонных распадах каона $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ (по этим двум каналам распадается $0,30\%$ частиц) и при лептонных распадах $K_L^0 \rightarrow \pi^-e^+\nu_e$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^+e^-\tilde{\nu}_e$, идущих с разными вероятностями (вместо электрона может быть мюон). Несохранение CP -четности в этих распадах составляет $0,5\%$, и по лептонному каналу распадается 66% частиц. В итоге получаем, что всего с несохранением CP -четности распадается $0,30 + 0,5 \cdot 0,66 = 0,63\%$ каонов. Это всего лишь на 3% отличается от расчетной цифры $0,61\%$, что лежит в пределах погрешности эксперимента.

Таким образом, если рассматриваемые представления верны, то *CPT*-теореме следует заменить на *CSPT*-теореме. При этом в распаде каонов не будет несохранения *T*-четности. Итак, несохранение *CP*-четности при распаде каонов объясняется спиновой инверсией и, следовательно, экспериментально (косвенно) подтверждает существование мнимого спина, введенного автором теоретически [1].

На наш взгляд, предлагаемое здесь объяснение несохранения *CP*-четности лучше соответствует экспериментальным данным, чем принятые на сегодня в литературе представления, основанные на введении в гамильтониан взаимодействия аксиально-векторных членов, ибо из этих последних представлений следует, что в соответствии с *CPT*-теоремой несохранение *CP*-четности приводит к несохранению *T*-четности.

Между тем, как известно, несохранение *T*-четности ни в одном эксперименте до сих пор обнаружено не было. Такая ситуация имеет место во всех направлениях, в которых возможно обнаружение несохранения *T*-четности. Как известно [5–8], верхняя граница на дипольный момент нейтрона в настоящее время $d_n < e \cdot 4 \cdot 10^{-25}$ см, и с момента открытия несохранения *CP*-четности эта граница опустилась уже более чем на четыре порядка. Сохранение *T*-четности приводит к тому, что константы связи для переходов Ферми и Гамова–Теллера должны иметь разность фаз 180° . Современное экспериментальное значение равно $180,11^\circ \pm 0,17^\circ$. Несохранение *T*-четности не обнаружено и в экспериментальных данных о поляризационных параметрах в *pp*-рассеянии [9, 10].

8. Рассмотрим теперь идеи экспериментов, которые могли бы подтвердить результаты, полученные в данной работе и в [1], и, прежде всего, вывод о существовании мнимого спина.

Как указывалось выше (в п. 7), согласие количественных результатов расчета вероятности спиновой инверсии с известными экспериментальными данными по распаду каонов с несохранением *CP*-четности уже является подтверждением вывода о существовании мнимого спина.

Вторым возможным направлением являются опыты по глубоко неупругому рассеянию с извлечением из них информации о спине партонов (кварков). Если спин окажется нулевым (в вещественной области), то это может служить указанием на то, что спин мнимый. Некоторые, пока нечеткие, указания на то, что такой эффект, возможно, уже обнаружен в экспериментах по глубоко неупругому рассеянию электронов на нуклонах, уже имеются [11, 12]. Поскольку несохранение *CP*-четности имеет место в распаде каонов на пионы, более интересно было бы поискать мнимый спин в рассеянии пучков каонов или

пионов на нуклонах. При этом возможно два варианта для доли каонов или пионов с мнимым спином: либо 7,8 % (если спиновая инверсия происходит виртуально), либо 0,61 % (если спиновая инверсия происходит реально). Эти оценки взяты из п. 6 настоящей работы.

Третьим возможным направлением являются эксперименты по поиску фотонов мнимого электромагнитного поля, которое, видимо, должно существовать и источником которого должен являться мнимый магнитный момент, связанный с мнимым спиновым моментом импульса. Используем обычное определение для плотности энергии электромагнитного поля $\frac{1}{2}(\epsilon_0 \epsilon E^2 + \mu_0 \mu H^2)$, но поскольку для мнимого поля векторы \mathbf{E} и \mathbf{H} — мнимые, энергия становится отрицательной. Соответственно, и фотоны такого поля должны иметь отрицательную энергию. Именно этот факт и можно было бы использовать для обнаружения рождения фотонов мнимого поля.

Наиболее интересным, видимо, был бы эксперимент по электрон-позитронной аннигиляции с рождением мюон-антимюонной пары и фотонов мнимого электромагнитного поля. Диаграмма Фейнмана низшего порядка для такого процесса представлена на рис. 3, где пунктирная линия означает виртуальный вещественный фотон, а штриховая — реальный мнимый фотон. Рождение мюон-антимюонной пары (а не просто электрон-позитронное рассеяние) необходимо для того, чтобы получить точную информацию, что взаимодействие действительно произошло. С учетом мюон-антимюонного рождения энергия электронного (позитронного) пучка должна быть порядка 0,5 ГэВ и выше. Как видно на рис. 3, на диаграмме Фейнмана низшего порядка должно родиться сразу четыре мнимых фотона. Это связано с двумя законами сохранения: мнимого момента (для того чтобы ему удовлетворить, число рождающихся мнимых фотонов должно быть четным) и спиновой четности. Так как спиновая четность обычных частиц — единица, а спиновая четность мнимых фотонов i , то для ее сохранения нужно рождение четырех мнимых фотонов, так как $i^4 = 1$.

Вероятность рождения мнимых фотонов рассчитаем, основываясь на двух предположениях: а) константа связи та же, что и для обычного электромагнитного взаимодействия; б) вероятность рождения частицы (фотона) с мнимым спином такова же, как и вероятность спиновой инверсии, рассчитанной в п. 6 настоящей работы. Тогда вероятность

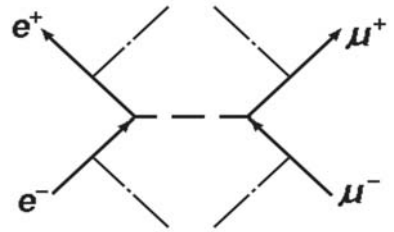


Рис. 3. Диаграмма Фейнмана для процесса рождения фотонов мнимого электромагнитного поля

рождения мнимых фотонов есть $\left(\frac{0,078}{137}\right)^4 \approx 10^{-13}$, т.е. на 10^{13} актов электрон-позитронных столкновений приходится один акт рождения мнимых фотонов. Более оптимистическая оценка связана с тем, что вероятность 0,078, быть может, учитывать не надо, тогда получаем $\left(\frac{1}{137}\right)^4 \approx 0,5 \cdot 10^{-8}$, т.е. один акт из $2 \cdot 10^8$ столкновений.

Указанием на рождение фотонов мнимого поля было бы превышение энергии продуктов реакции (мюон-антимюон) над энергией исходных частиц, ибо такое положение говорило бы об отрицательной энергии родившихся фотонов.

Заряженные частицы (электрон-позитрон и мюон-антимюон) дали бы возможность достаточно точно определить их энергию. Что касается объема такого эксперимента, необходимой статистики, то, как видно, эксперимент весьма трудоемкий, однако, возможно, он не столь уж нереален. Для сравнения напомним, что при поисках промежуточных векторных бозонов было зарегистрировано несколько их рождений в 10^9 актах протон-антипротонных столкновений.

В заключение отметим, что до сих пор все конструкции с отрицательной энергией традиционно отвергались на том основании, что при этом частица могла бы бесконечно сваливаться в область отрицательной энергии, поставляя энергию во внешний мир, так сказать, из “ничего”. Как видно из результатов настоящей работы, такой процесс является чрезвычайно редким, ибо он ограничивается законами сохранения мнимого момента и спиновой четности. Видимо, именно поэтому такой процесс и не наблюдается в природе без целенаправленных экспериментальных поисков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Челноков М. Б. О спине фундаментальных частиц // Вестник МГТУ им. Н.Э.Баумана. Сер. Естественные науки. – 2010. – № 3. – С. 22–34.
2. Давыдов А. С. Квантовая механика. – М.: Наука, 1973. – С. 49, 56.
3. Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. Т. 1. – М.: Наука, 1973. – С. 125–162.
4. Канторович Л. В., Крылов В. И. Приближенные методы высшего анализа. – М.-Л.: ГИФМЛ, 1962. – С. 29–56.
5. Окунь Л. Б. Лептоны и кварки. – М.: Наука, 1981. – С. 91, 95.
6. Окунь Л. Б. Физика элементарных частиц. – М.: Наука, 1984. – С. 56–57.
7. Dress W. V. et al. Search for electric dipole moment of the neutron // Phys. Rev. – 1977. V.D.15. – P. 9.
8. Алтарев И. С. и др. Поиск электрического дипольного момента нейтрона // Письма в ЖЭТФ. – 1979. – Т. 29. – С. 794.
9. Argle E. et al. Upper limit for T -invariance violation in elastic pp scattering // Phys. Rev. Lett. – 1981. – V.47. – P. 1360.
10. Лапидус Л. И. Поляризационные явления в адронных соударениях при промежуточных энергиях // ЭЧАЯ. – 1984. – Т. 15, вып. 3. – С. 493–554.

11. A t w o d W. Anomalous production of high-energy muons in e^+e^- collisionns at 4,8 GeV // Phys. Rev. Lett. – 1976. – V. 64B. – P. 479.
12. К л о у з Ф. Кварки и партоны. – М.: Мир, 1982. – С. 182.

Статья поступила в редакцию 18.01.2010

Михаил Борисович Челноков родился в 1938 г., окончил Московский авиационный институт в 1961 г. Канд. техн. наук, доцент кафедры “Физика” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 30 научных работ в области физики плазмы, спектроскопии, релятивистской электродинамики, квантовой механики.

M.B. Chelnokov (b. 1938) graduated from the Moscow Aviation Institute in 1961. Ph. D. (Eng.), assoc. professor of “Physics” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 30 publications in the field of plasma physics, spectroscopy, relativistic electrodynamics, quantum mechanics.

