7. Комаров В. В., Попова А. М., Шаблов В. Л. Динамика систем нескольких квантовых частиц. М., 1993.
8. Arena N., Cavallaro S., Fasio G. et al.//J. Phys. G: Nucl. Phys. 1992. **16**. P. 1511.
9. Newton R. Scattering Theory of Waves and Particles. McGrow-Hill, N. Y., 1967.
10. Веселова А. М.//ТМФ. 1970. **3**. С. 326.
11. Меркурьев С. П., Фаддеев Л. Д. Теория рассеяния для систем нескольких частиц. М., 1985.

Поступила в редакцию
09.12.94

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 3

УДК 530.12:531.51

ФИНСЛЕРОВЫ ЗАКОНЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ДЛЯ СКОРОСТЕЙ СВЕТОВЫХ СИГНАЛОВ

Г. С. Асанов

(кафедра теоретической физики)

Представлены результаты систематических вычислений финслеровых поправок к кинематическим преобразованиям скоростей световых сигналов.

Мы строго следуем обозначениям, принятым в предыдущей работе [1], и рассматриваем инерциальную систему отсчета S, движущуюся со скоростью v относительно выделенной системы отсчета S_0 вдоль общего направления x- и X-осей.

Рассмотрим ковариантный вектор и обозначим через $K_P=\{K_0, K_1, K_2, K_3\}$ и $k_P=\{k_0, k_1, k_2, k_3\}$ его компоненты относительно систем отсчета S_0 и S соответственно. Тогда на основе формул (42), (38) и (68) из [1] получим закон преобразования

$$K_0=H_0^{(0)}k_0+H_0^{(1)}k_1,\ \ K_1=H_1^{(0)}k_0+H_1^{(1)}k_1, \tag{1}$$

$$K_2=H_2^{(2)}k_2,\ \ K_3=H_3^{(3)}k_3. \tag{2}$$

Из (1)—(2) вытекает инвариантность

$$X^PK_P=x^Pk_P \tag{3}$$

свертки, где $X^P=\{T, X, Y, Z\}$ и $x^P=\{t, x, y, z\}$.

Связь между ковариантными и контравариантными компонентами векторов в системе отсчета S_0 определяется формулами

$$X_P=g_{PQ}(0)X^Q,\ \ K^P=g^{PQ}(0)K_Q. \tag{4}$$

Вследствие (64) из [1] имеем

$$X_0=X^0,\ \ X_a=-jX^a, K^0=K_0,\ \ K^a=-\frac{1}{j}K_a. \tag{5}$$

Используя формулы (38) и (44) из [1] и закон преобразования (1)—(2), можно перевести равенства (5) в систему отсчета S, что дает следующий результат:

$$x_P=f_{PQ}(v)x^Q,\ \ k^P=f^{PQ}(v)k_Q, \tag{6}$$

где

$$f_{PQ}(v) = g_{RS}(0)\, H^R_{(P)}(v)\, H^S_{(Q)}(v), \tag{7}$$

$$f^{PQ}(v) = g^{RS}(0)\, H^{(P)}_R(v)\, H^{(Q)}_S(v). \tag{8}$$

Очевидно, что выполняется условие взаимности $f^{PQ} f_{QR} = \delta^P_R$. Используя представления (58)—(59) из [1], находим явный вид отличных от нуля компонент тензора (7)—(8):

$$f_{00} = \frac{1}{V^2} B_0,\ f_{01} = f_{10} = \frac{1}{V^2} jg\,|v|\,v,$$

$$f_{11} = -\frac{1}{V^2} jB_2,\ f_{22} = f_{33} = -\frac{1}{V^2} jQ, \tag{9}$$

$$f^{00} = \frac{V^2}{Q^2} B_2,\ f^{01} = f^{10} = \frac{V^2}{Q^2} g\,|v|\,v,$$

$$f^{11} = -\frac{V^2}{jQ^2} B_0\ f^{22} = f^{33} = -\frac{V^2}{jQ}. \tag{10}$$

Здесь введены обозначения

$$B_0 = 1 - jv^2,\ B_1 = 1 - j + jg\,|v|,\ B_\pm = 1 - g\,|v| \pm j^{1/2} v,\ B_2 = B_+ B_-. \tag{11}$$

Справедливо $\det(f_{PQ}) = -j^3 V^{-8} Q^4$ и

$$B_0 B_2 + jg^2 v^4 = Q^2. \tag{12}$$

Если теперь рассмотреть лучевые световые скорости

$$c^+ = x/t \backsim X = j^{-1/2} T;\ c^- = -x/t \backsim X = -j^{-1/2} T \tag{13}$$

в S при $Y = Z = 0$ и волновые световые скорости

$$c_+ = k_1/k_0 \backsim K_1 = j^{1/2} K_0;\ c_- = -k_1/k_0 \backsim K_1 = -j^{1/2} K_0 \tag{14}$$

в S при $K_2 = K_3 = 0$, то, используя (42) и (58)—(59) из [1] вместе с (1), найдем, что

$$c^+(v) = (1 - j^{1/2} v)/[j^{1/2} B_-(v)],\ c^-(v) = (1 + j^{1/2} v)/[j^{1/2} B_+(v)] \tag{15}$$

и

$$c_+(v) = 1/c^-(v),\ c_-(v) = 1/c^+(v). \tag{16}$$

Мы имеем

$$c^-(v) = c^+(-v),\ c_-(v) = c_+(-v). \tag{17}$$

Сравнение (10) с формулами (56), (57) и (66) из [1] показывает, что

$$f^{00} = g_{00},\ f^{01} = j^{-1} g_{01},\ f^{11} = j^{-2} g_{11},\ f^{22} = j^{-2} g_{22},\ f^{33} = j^{-2} g_{33},$$

$$\frac{1}{2}[c^+(v) + c^-(v)] = Q(v)/[j^{1/2} B_2(v)], \tag{18}$$

$$\frac{1}{2}[c^+(v) - c^-(v)] = B_1(v)\, v/[j^{1/2} B_2(v)], \tag{19}$$

$$\frac{1}{2}[c_+(v) + c_-(v)] = j^{1/2} Q(v)/B_0(v), \tag{20}$$

$$\frac{1}{2}[c_+(v) - c_-(v)] = -j^{1/2} B_1(v)\, v/B_0(v). \tag{21}$$

Для трансверсальных световых скоростей

$$c^{23}=|y|/t \backsim \{x=z=Z=0,\ X=C^1T,\ Y=C^2T,\ (C^1)^2+(C^2)^2=j^{-1}\} \quad (22)$$

и

$$c_{23}=|k_2|/k_0 \backsim \{k_1=k_3=K_3=0,\ K_1=C_1K_0,\ K_2=C_2K_0,\ (C_1)^2+(C_2)^2=j\}. \quad (23)$$

В системе отсчета S мы аналогичным образом находим

$$c^{23}(v)=[B_0(v)/jQ(v)]^{1/2},\ c_{23}(v)=[jB_2(v)/Q(v)]^{1/2}. \quad (24)$$

Сравнение (24) с (18) и (20) показывает, что справедливы тождества

$$\frac{1}{2}[c_+(v)+c_-(v)]=j^{-1/2}[c^{23}(v)]^{-2},\quad \frac{1}{2}[c^+(v)+c^-(v)]=j^{1/2}[c_{23}(v)]^{-2}, \quad (25)$$

а после сравнения (11) с (24) получаются равенства

$$j[c^{23}(v)]^2-1=g|v|/Q(v),\ j^{-1}[c_{23}(v)]^2-1=-(g|v|+g^2v^2)/Q(v). \quad (26)$$

Если $\{C^1, C^2, C^3\}$ — компоненты трехмерного изотропного вектора в системе отсчета S_0, так что

$$(C^1)^2+(C^2)^2+(C^3)^2=j^{-1}, \quad (27)$$

то в системе отсчета S получится уравнение

$$Q(v)(c^{\perp})^2+B_2(v)(c^1)^2-2g|v|vc^1=j^{-1}B_0(v) \quad (28)$$

для преобразованных компонент, где $c^{\perp}=[(c^2)^2+(c^3)^2]^{1/2}$, а если $\{C_1, C_2, C_3\}$ — компоненты трехмерного изотропного ковектора в системе отсчета S_0, так что

$$(C_1)^2+(C_2)^2+(C_3)^2=j, \quad (29)$$

то преобразование их в систему отсчета S даст уравнение

$$Q(v)(c_{\perp})^2+B_0(v)(c_1)^2-2jg|v|vc_1=jB_2(v), \quad (30)$$

где $c_{\perp}=[(c_2)^2+(c_3)^2]^{1/2}$.

Уравнение

$$f_{PQ}s^Ps^Q=0 \quad (31)$$

изотропного контравариантного вектора s^P в системе отсчета S легко решается относительно s^0, давая

$$s^0=\frac{1}{B_0}[-jg|v|vs^1+j^{1/2}\sqrt{Q^2(s^1)^2+B_0Q(s^{\perp})^2}], \quad (32)$$

где использованы формулы (9)—(12). Аналогично в ковариантном случае мы имеем уравнение

$$f^{PQ}s_Ps_Q=0, \quad (33)$$

решение которого находится в виде

$$s_0=\frac{1}{B_2}[-g|v|vs_1+j^{-1/2}\sqrt{Q^2(s_1)^2+B_2Q(s_{\perp})^2}]. \quad (34)$$

В пределе $g\to 0$ и $j\to 1$ формулы (31)—(34) сводятся к обычным равенствам $s^0=|s|$ и $s_0=|s|$. Справедливо

$$t/T = B_{\pm} V/Q \text{ если } X = \pm j^{-1/2} T \text{ и } Y = Z = 0, \tag{35}$$

$$t/T = V/Q, \text{ если } Y = j^{-1/2} T \text{ и } X = Z = 0, \tag{36}$$

и аналогично

$$k_0/K_0 = (1 \pm j^{1/2} v)/V, \text{ если } K_1 = \pm j^{1/2} K_0 \text{ и } K_2 = K_3 = 0, \tag{37}$$

$$k_0/K_0 = 1/V, \text{ если } K_2 = j^{1/2} K_0 \text{ и } K_1 = K_3 = 0. \tag{38}$$

В пределе малых скоростей (см. (69)—(71) в [1]) можно использовать (11) в формулах (15)—(16), что дает

$$c^+(v) = j^{-1/2} [1 + g|v| + j^{1/2} g|v| v + g^2 v^2 + O(3)], \tag{39}$$

$$c^-(v) = j^{-1/2} [1 + g|v| - j^{1/2} g|v| v + g^2 v^2 + O(3)], \tag{40}$$

$$c_+(v) = j^{1/2} [1 - g|v| + j^{1/2} g|v| v + O(3)], \tag{41}$$

$$c_-(v) = j^{1/2} [1 - g|v| - j^{1/2} g|v| v + O(3)], \tag{42}$$

$$c^{23}(v) = j^{-1/2} \left[1 + \frac{1}{2} g|v| + \frac{3}{8} g^2 v^2 + O(3) \right], \tag{43}$$

$$c_{23}(v) = j^{1/2} \left[1 - \frac{1}{2} g|v| - \frac{1}{8} g^2 v^2 + O(3) \right]. \tag{44}$$

Если пренебречь в (28) и (30) членами, пропорциональными v^2, то получим просто

$$(c^1)^2 + (1 + g|v|)(c^{\perp})^2 = \frac{1}{j}(1 + 2g|v|) \tag{45}$$

и

$$(c_1)^2 + (1 - g|v|)(c_{\perp})^2 = j(1 - 2g|v|), \tag{46}$$

а если в правых частях формул (32) и (34) пренебречь всеми поправками, пропорциональными $|v|^K$ с $K \geqslant 2$, то останутся равенства

$$s^0 = j^{1/2} s^* \left\{ 1 - \frac{1}{2} g|v| [1 + (s^1/s^*)^2] \right\} \tag{47}$$

и

$$s_0 = j^{-1/2} s_* \left\{ 1 + \frac{1}{2} g|v| [1 + (s_1/s_*)^2] \right\}, \tag{48}$$

где $s^* = [(s^1)^2 + (s^2)^2 + (s^3)^2]^{1/2}$ и $s_* = [(s_1)^2 + (s_2)^2 + (s_3)^2]^{1/2}$. Полагая $j = 1 + f$ и предполагая $|f| \ll 1$, можно учесть в формулах (39)—(48) поправки по параметру f.

В случае $j=1$ уравнение (45) может быть переписано в следующем удобном виде:

$$c(\theta) = 1 + \frac{1}{2} g|v| + \frac{1}{2} g|v| \cos^2\theta, \tag{49}$$

где $c(\theta)$ — скорость луча света относительно системы отсчета S и θ — угол направления луча относительно оси x при наблюдении из S. Вполне аналогичное представление вытекает из (46) для скорости световой волны при $j=1$, а именно:

$$c(\theta) = 1 - \frac{1}{2} g|v| - \frac{1}{2} g|v| \cos^2\theta. \tag{50}$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Асанов Г. С.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1996. № 1. С. 18. (Moscow University Phys. Bull. 1996. N 1).

Поступила в редакцию
05.02.96

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 3

УДК 530.145

КВАНТОВЫЙ ЭФФЕКТ ЗЕНОНА В СИСТЕМЕ С ПАМЯТЬЮ

Д. А. Славнов

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Дано истолкование эксперимента по демонстрации квантового эффекта Зенона в рамках квантовой модели с памятью. Показано, что причиной эффекта является не собственно процесс измерения, а взаимодействие квантовой атомной системы с классическими полями, в результате которого нарушается когерентность составляющих волновой функции, соответствующих разным уровням энергии в атоме.

Квантовый эффект Зенона заключается в том, что в результате часто повторяющегося наблюдения над квантовой системой уменьшается вероятность ее перехода, обусловленного фиксированным взаимодействием, из начального состояния в конечное. Возможность эффекта была предсказана давно [1] (Более подробную библиографию см. в [2].) Свое название и дополнительную разработку эффект получил в работе [3].

Стандартное объяснение эффекта основывается на двух факторах. Первый — редукция (коллапс) волновой функции состояния в результате измерения. Второй — квадратичная зависимость от времени вероятности перехода при малых временах. Благодаря редукции после каждого измерения время для квантовой системы эффективно начинается с нуля, что при неэкспоненциальной зависимости вероятности перехода приводит к уменьшению последней.

С точки зрения классической физики эффект выглядит в достаточной мере фантастическим. Тем не менее несколько лет назад он получил экспериментальное подтверждение (имеется в виду эксперимент IHBW [4]), хотя в ряде работ [5, 6] были высказаны сомнения относительно правильности интерпретации результатов эксперимента.

Схематически эксперимент IHBW состоял в следующем. Выбиралась трехуровневая атомная система (реально — ионы $^9Be^+$) с энергиями уровней $E_1<E_2<E_3$, для которой спонтанный переход $3\to1$ разрешен, а переход $3\to2$ запрещен. Эта система подвергалась (относительно) длительному в течение времени T лазерному облучению с частотой фотонов ω_{12} ($\hbar\omega_{12}=E_2-E_1$).

Простой расчет показывает, что если система первоначально находилась в основном состоянии ($\psi=\psi_1$), то через промежуток времени t она будет в состоянии

$$\psi-\psi_1\cos\Omega_2 t+\psi_2\sin\Omega_2 t, \tag{1}$$

где $2\Omega_2$ — так называемая частота Раби, которая зависит от амплитуды облучающего поля, ψ_1 и ψ_2 — волновые функции уровней 1 и 2 соответственно.