11. Mil'shtein A. I., Pinelis Yu. F.//Z. f. Phys. C. 1985. **27.** P. 461.
12. Averin A. V., Borisov A. V., Zhukovskii V. Ch.//Z. f. Phys. C. 1990. **48.** P. 457.
13. Волошин М. Б., Тер-Мартиросян К. А. Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц. М., 1984.
14. Baier V. N., Pinelis Yu. F. Preprint INP-82-115. Novosibirsk, 1982.
15. Жуковский В. Ч., Мамедов Ш. А., Нуньес А. А.//Изв. вузов. Физика. 1991. № 2. С. 80.
16. Zhukovskii V. Ch.//Proc. of the Second Workshop on «Quantum Theory under the Influence of External Conditions». Leipzig, 1992. P. 273.
17. Жуковский В. Ч., Белоусов Ю. Н.//Изв. вузов, Физика. 1989. № 2. С. 40.
18. Patkos A. J., Sakai N.//Nucl. Phys. 1980. **B168.** P. 521.

Поступила в редакцию
24.11.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 4

УДК 539.12.01

ФОТОРОЖДЕНИЕ АКСИОНА НА ЭЛЕКТРОНЕ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ (КОМПТОНОВСКИЙ МЕХАНИЗМ)

А. В. Борисов, В. Ю. Гришина

(кафедра теоретической физики)

Вычислено сечение реакции $\gamma+e\to e+a$ на поляризованных релятивистских электронах в постоянном магнитном поле в рамках модели с древесной аксион-электронной связью. Исследована зависимость формы спектра и полного сечения от инвариантных кинематического и динамического параметров, определяемых энергиями частиц и напряженностью внешнего поля.

1. В стандартной модели взаимодействий элементарных частиц имеется проблема априорно сильного нарушения CP-четности. Один из вариантов ее решения, основанный на дополнительной глобальной симметрии $U(1)_{PQ}$, предложен в работе [1]. При спонтанном нарушении этой симметрии возникает псевдоголдстоуновский бозон — аксион [2]. Современные экспериментальные данные (их сводку см. в [3]) оставляют приемлемыми лишь модели «невидимого» аксиона (см. обзор [4]), в рамках которых энергетический масштаб v_a нарушения симметрии $U(1)_{PQ}$ на много порядков превышает электрослабый масштаб $v_w=(\sqrt{2}\,G_F)^{-1/2}\simeq 250$ ГэВ (G_F — постоянная Ферми): $v_a\gtrsim 10^{10}$ ГэВ.

Лагранжиан взаимодействия аксионов a с фермионами f имеет вид (используются система единиц, в которой $\hbar=c=1$, $\alpha=e^2/4\pi\simeq 1/137$, и псевдоевклидова метрика с сигнатурой $(+\,-\,-\,-)$):

$$\mathcal{L}_{af}=\frac{g_{af}}{2m_f}\,(\bar{\psi}_f\gamma^{\mu}\gamma^5\psi_f)\,\partial_{\mu}a, \qquad (1)$$

где $g_{af}=c_f m_f/v_a$ — безразмерная константа связи; m_f — масса фермиона; c_f — численный коэффициент, зависящий от выбора модели [4]; матрица Дирака $\gamma^5=-i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$. С линейной точностью по a/v_a лагранжиан (1) эквивалентен лагранжиану псевдоскалярного взаимодействия [4]

$$\tilde{\mathcal{L}}_{af}=-i g_{af}\,(\bar{\psi}_f\gamma^5\psi_f)\,a. \qquad (2)$$

Константы связи $g_{af}\sim m_f/v_a$ очень малы, и аксионные эффекты могут быть заметны в астрофизических условиях больших плотностей вещества, высоких температур, а также (например, в нейтронных звездах

[5]) сильных магнитных полей. Различные процессы рождения аксионов и астрофизические методы получения ограничений на параметры аксионных моделей рассмотрены в обзоре [4], где, однако, влияние внешних электромагнитных полей не учитывалось.

В работе [6] исследованы комптоновский и примаковский механизмы рождения аксионов на нерелятивистских электронах тепловыми фотонами в присутствии сильного магнитного поля. Фоторождение аксионов на релятивистских электронах в постоянном внешнем электромагнитном поле за счет эффекта Примакова, обусловленного прямой связью фотона с аксионом, рассмотрено в [7]. Примаковский механизм дает основной вклад в сечение фоторождения аксионов ($\gamma+e\to e+a$) в моделях, в которых отсутствует связь аксиона с легкими фермионами на древесном уровне.

В настоящей работе мы рассматриваем процесс $\gamma e\to ea$ на релятивистских электронах в магнитном поле в модели с древесной связью eae, описываемой лагранжианом (2). В этом случае основной механизм фоторождения комптоновский, а примаковский механизм представляет собой радиационную поправку к нему (ей отвечает известная треугольная $\gamma a\gamma$-диаграмма с фермионной петлей [4]).

2. Амплитуда S_{fi} комптоновского рождения аксиона на электроне во внешнем магнитном поле в низшем порядке по константам связей $e\gamma e$ и eae сразу следует из (2) (при $f=e$) и лагранжиана электромагнитного взаимодействия [8]

$$\mathscr{L}_{\gamma e}=-e\,(\overline{\psi}_e\gamma^\mu\psi_e)\,A_\mu .$$

Амплитуда имеет вид

$$S_{fi}=\frac{eg_{ae}}{2V\sqrt{\omega\omega'}}\int d^4x d^4x'\,\overline{\psi}_{n'}(x)\,[\gamma^5 S(x,\ x')\,\hat{e}\,\mathrm{e}^{ik'x-ikx'}+$$

$$+\hat{e}\,S(x,\ x')\,\gamma^5\,\mathrm{e}^{ik'x'-ikx}]\,\psi_n(x'). \tag{3}$$

Здесь $k^\mu=(\omega,\mathbf{k})$ и $k'^\mu=(\omega',\mathbf{k}')$ — 4-импульсы падающего фотона и излученного аксиона соответственно; ψ_n ($\psi_{n'}$) — точная волновая функция начального (конечного) электрона в постоянном магнитном поле $\mathbf{H}\|Oz$; $S(x,x')$ — пропагатор электрона в заданном внешнем поле; $\hat{e}=\gamma^\mu e_\mu$, e^μ — 4-вектор поляризации фотона ($e^\mu k_\mu=0$); $V=L^3$ — нормировочный объем.

Выберем следующую калибровку 4-потенциала магнитного поля:

$$A^\mu=Hx\delta_2^\mu. \tag{4}$$

Волновая функция электрона в калибровке (4) определяется четырьмя квантовыми числами: n, p_y, p_z, ζ, которые имеют такой смысл: $n=0, 1, 2, \ldots$ — главное квантовое число, задающее величину поперечного импульса $p_\perp=(2hn)^{1/2}$ ($h=e_0H$, $e=-e_0$ — заряд электрона); p_z — проекция импульса на направление $\mathbf{H}$; p_y связано с x-координатой центра (квазиклассической) орбиты $x_0=-p_y/h$; спиновое число ζ задает ориентацию спина вдоль ($\zeta=+1$) или против ($\zeta=-1$) направления поля. Энергия электрона в магнитном поле

$$\varepsilon=(m^2+2hn+p_z^2)^{1/2}. \tag{5}$$

Явный вид волновой функции, выражающийся через функции Эрмита $u_n(\eta)$ от аргумента $\eta=\sqrt{h}(x+p_y/h)$, дан в работе [8, с. 227].

Для пропагатора электрона в магнитном поле используем представление

$$S(x,\ x')=[\gamma^\mu(i\partial_\mu-eA_\mu)+m]\,K(x,\ x'),\tag{6}$$

где $\partial_\mu=\partial/\partial x^\mu$. Здесь $K(x,x')$ — функция Грина квадрированного оператора Дирака:

$$K(x,\ x')=\sqrt{h}\,(2\pi)^{-3}\sum_{N=0}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty}dq_0dq_ydq_z\exp[-iq_0(t-t')+$$

$$+iq_y(y-y')+iq_z(z-z')]\,u_N(\xi)\,u_N(\xi')\,(\Delta_N+h\Sigma_3)/(\Delta_N^2-h^2);\tag{7}$$

матрица $\Sigma_3=i\gamma^1\gamma^2$; $\Delta_N=q_0^2-q_z^2-h(2N+1)-m^2$; аргументы функций Эрмита $\xi=\sqrt{h}\,(x+q_y/h)$, $\xi'=\sqrt{h}\,(x'+q_y/h)$.

Ниже мы ограничимся специальным кинематическим случаем, когда фотон летит вдоль магнитного поля ($\mathbf{k}\uparrow\uparrow\mathbf{H}$), т. е.

$$k^\mu=\omega(1,\ 0,\ 0,\ 1).\tag{8}$$

Для 4-вектора линейной поляризации примем трехмерно-поперечную калибровку:

$$e^\mu=(0,\ e_x,\ e_y,\ 0),\ e_x^2+e_y^2=1.\tag{9}$$

При условии (8) расчеты значительно упрощаются, и, в частности, удается явно вычислить сумму по промежуточным состояниям электрона (см. (7) и (3)). После интегрирования в (3) по координатам x, x' получим амплитуду процесса в виде

$$S_{fi}=\frac{i}{\sqrt{2}}\,e^{i\theta_{nn'}}\,\frac{eg_{ae}}{\sqrt{\omega\omega'}}\,\frac{(2\pi)^3}{L^5}\,\delta(\varepsilon'+\omega'-\varepsilon-\omega)\times$$

$$\times\,\delta(p'_y+k'_y-p_y)\,\delta(p'_z+k'_z-p_z-\omega)\,(M_{a\gamma}+M_{\gamma a}).\tag{10}$$

Здесь

$$M_{a\gamma}=e_+e^{-i\beta}R_{n-1}\{q_{n-1}(C'_3C_1-C'_1C_3)\,I_{n-2,\,n'-1}+$$

$$+[q_0^+C'_4C_3-q_0^-C'_2C_1+q_z(C'_2C_3-C'_4C_1)]\,I_{n-1,\,n'}\}+$$

$$+e_-e^{i\beta}R_{n+1}\{q_{n+1}(C'_2C_4-C'_4C_2)\,I_{n+1,\,n'}+$$

$$+[q_0^-C'_1C_2-q_0^+C'_3C_4+q_z(C'_1C_4-C'_3C_2)]\,I_{n,\,n'-1}\}.\tag{11}$$

В (11) введены обозначения

$$q_n=(2hn)^{1/2},\ R_n=[q_0^2-q_z^2-q_n^2-m^2]^{-1},\ q_0=\varepsilon+\omega,$$

$$q_z=p_z+\omega,\ q_0^\pm=q_0\pm m,\ e_\pm=(e_x\pm ie_y)/\sqrt{2};$$

$C_i\,(C'_i)$ — спиновые коэффициенты волновой функции начального (конечного) электрона [8]; фаза $\theta_{nn'}=\alpha+(n-n')\,\beta$, $\alpha=k'_x(p'_y+p_y)/2h$, $\beta=\pi/2+\varphi'$, $\varphi'=\operatorname{arctg}(k'_y/k'_x)$ — азимутальный угол вектора импульса аксиона $\mathbf{k}'$; $I_{nn'}(x)$ — функция Лагерра [9] от аргумента $x=(k'^2_x+k'^2_y)/2h$.

Величина $M_{\gamma a}$ получается из $M_{a\gamma}$ путем следующих замен:

$$e_+e^{-i\beta}\leftrightarrow e_-e^{i\beta},\ C_i\leftrightarrow C'_i,\ R_n\to R_{n'},\ q_n\to q_{n'},$$

$$q_0\to q'_0=\varepsilon-\omega',\ q_z\to q'_z=p_z-k'_z;\ I_{n+p,\,n'+q}\to I_{n+q,\,n'+p}.$$

Заметим, что $M_{a\gamma}$ и $M_{\gamma a}$ соответствуют вкладам двух фейнмановских диаграмм, отличающихся перестановкой вершин eae и $e\gamma e$.

3. Преобразование Лоренца вдоль оси $\mathbf{H}\| Oz$ не приводит к изменениям вида поля и условия (8). Поэтому удобно перейти в систему отсчета, в которой $p_z=0$. Далее, как и в [7], ограничимся важным для приложений случаем высокой энергии электрона ($\varepsilon\simeq p_\perp\gg m$) и сравнительно слабого поля: $H\ll H_0=m^2/e_0=4{,}41\cdot 10^{13}$ Гс, а энергию фотона подчиним условиям $eH/\varepsilon\ll\omega\ll m$. Принятые ограничения могут быть записаны в инвариантной форме (см. [7], формулы (39)—(41)).

В рассматриваемом случае движение электрона квазиклассично. Дальнейшие вычисления аналогичны выполненным в [10], где исследован обычный комптон-эффект ($\gamma e\to e\gamma$) в магнитном поле с учетом поляризационных эффектов. Для функции Лагерра в (11) справедлива асимптотика [10]

$$I_{nn'}(x)\simeq\frac{\gamma^{-1}}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{2\chi}{u}\right)^{1/3}(1+u)^{1/2}\,\Phi(z), \tag{12}$$

где

$$\Phi(z)=\frac{1}{\sqrt{\pi}}\int\limits_0^\infty dt\cos(zt+t^3/3)$$

— функция Эйри от аргумента

$$z=\left(\frac{u}{2\chi}\right)^{2/3}\left(1+\tau^2-\frac{\varkappa}{u}\right). \tag{13}$$

Здесь введены инвариантные параметры

$$\varkappa=\frac{2(kp)}{m^2}=2\gamma\frac{\omega}{m},\quad \chi=\frac{e_0}{m^3}\left[-(F_{\mu\nu}p^\nu)^2\right]^{1/2}\simeq\gamma\frac{H}{H_0}, \tag{14}$$

а также спектральная и угловая переменные

$$u=\frac{\chi}{\chi'}-1\simeq\frac{\omega'}{\varepsilon-\omega'},\quad \tau=\frac{e_0}{m^4}\,\frac{(p'^\mu\tilde{F}_{\mu\nu}p^\nu)}{\chi-\chi'}\simeq\gamma\left(\frac{\pi}{2}-\theta\right), \tag{15}$$

переменная $\chi'=\chi(p\to p')$, $F_{\mu\nu}$ — тензор внешнего поля, $\tilde{F}_{\mu\nu}=(1/2)\,\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}F^{\alpha\beta}$ — дуальный тензор, лоренц-фактор $\gamma=\varepsilon/m\gg 1$. Кроме того, учтено, что в существенной области переменных $\gamma'=\varepsilon'/m\gg 1$, $\omega/\omega'\ll 1$, $|\pi/2-\theta|\leqslant\gamma^{-1}$, где θ — угол между $\mathbf{k}'$ и $\mathbf{H}$. Заметим, что массой аксиона m_a для рассматриваемого случая высокой энергии электрона мы пренебрегаем, так как наиболее общие экспериментальные ограничения на m_a таковы [4]: 10^{-5} эВ$\leqslant m_a\leqslant 10$ эВ.

Используя (12) и разложение матричных элементов $M_{a\gamma}$ и $M_{\gamma a}$ (см. (11)) по малому параметру γ^{-1} с точностью до членов порядка γ^{-2} включительно (слагаемые $\sim\gamma^{-1}$ в сумме $M_{a\gamma}+M_{\gamma a}$ взаимно уничтожаются), получим выражение $|S_{fi}|^2$ в виде $A_0\Phi^2+A_1\Phi'^2+A_{01}\Phi\Phi'$, где $\Phi'=d\Phi(z)/dz$, коэффициенты $A_i=A_i(u,\tau)$. Перейдем к дифференциальному сечению процесса $d^2\sigma/dud\tau$ и проинтегрируем по переменной τ, используя известные соотношения из теории функций Эйри (см., напр., [11]). В результате получим интегральное представление для полного сечения:

$$\sigma=2\sqrt{\pi}\,\frac{r_{ae}^2}{\varkappa^3}\int\limits_0^\infty\frac{du\,u^4}{(1+u)^3}\,[F_+\delta_{\zeta',\zeta}+F_-\delta_{\zeta',-\zeta}]. \tag{16}$$

Здесь $r_{ae}=eg_{ae}/(4\pi m)$; функции F_+ и F_- описывают вклады переходов без переворота ($\zeta\to\zeta'=\zeta$) и с переворотом ($\zeta\to\zeta'=-\zeta$) спина электрона соответственно:

$$F_+=\frac{1}{2}\left(1-\tilde{\varkappa}+\frac{\tilde{\varkappa}^2}{2}-\eta^2\right)\Phi_1+\tilde{\chi}^{4/3}\,\Phi+\frac{1}{2}\,\tilde{\chi}^{2/3}\,(1-\eta^2)\,\Phi',$$

$$F_-=\frac{1}{2}\left(-1+\tilde{\varkappa}+\frac{\tilde{\varkappa}^2}{2}+\eta^2\right)\Phi_1+\tilde{\chi}^{1/3}\left[3\tilde{\chi}-4\eta+\right. \tag{17}$$

$$\left.+2\zeta\left(1-\frac{\tilde{\varkappa}}{2}+\eta^2\right)\right]\Phi+\frac{1}{2}\,\tilde{\chi}^{2/3}\,(-5-3\eta^2+8\zeta\eta)\,\Phi',$$

где $\tilde{\varkappa}=\varkappa/u$, $\tilde{\chi}=\chi/u$. Функции Эйри в (17) зависят от аргумента

$$y=\left(\frac{u}{\chi}\right)^{2/3}\left(1-\frac{\varkappa}{u}\right), \tag{18}$$

$$\Phi_1(y)=\int\limits_y^\infty dt\,\Phi(t).$$

Параметр

$$\eta=2\chi/\varkappa \tag{19}$$

определяет влияние внешнего поля на процесс (ср. [7, 10, 12]), причем записанное в инвариантной форме подынтегральное выражение в (16) дает спектр $d\sigma/du$ в произвольном постоянном внешнем поле напряженности $F\ll H_0$ в случае ультрарелятивистского электрона (точную формулировку условий применимости такого обобщения см. в [7, 12]).

4. Вид спектра $d\sigma/du$ в зависимости от η типичен для процессов, идущих и в отсутствие внешнего поля (ср. [12, с. 86]).

При $\eta\ll1$ на «гладкое» распределение

$$\frac{d\sigma_0}{du}=\pi\,\frac{r_{ae}^2}{\varkappa^3}\,\frac{u^4}{(1+u)^3}\left[\left(\frac{\tilde{\varkappa}^2}{2}-\tilde{\varkappa}+1\right)\delta_{\zeta'\zeta}+\left(\frac{\tilde{\varkappa}^2}{2}+\tilde{\varkappa}-1\right)\delta_{\zeta',-\zeta}\right] \tag{20}$$

свободного (при $\eta=0$) процесса в области $0\leqslant u\leqslant\varkappa$ накладываются характерные осцилляции, а при $u>\varkappa$ $d\sigma/du$ быстро убывает (при $u\gg\varkappa$ — экспоненциально).

При $\eta\gg1$ спектр $d\sigma/du$ значительно шире, чем $d\sigma_0/du$ (20), и достигает максимума при $u\sim\chi\gg\varkappa$ (см. (18)), причем в существенной области осцилляции отсутствуют. При $u\gg\varkappa$ дифференциальную вероятность процесса можно представить в виде

$$\frac{dw}{du}=2\xi^2\left(\frac{\chi}{\varkappa}\right)^4\left(\frac{u}{\chi}\right)^2\frac{dw_{SR}}{du}. \tag{21}$$

Здесь dw_{SR}/du — вероятность синхротронного излучения аксионов ($e\to e+a$), рассмотренного в нашей работе [13]:

$$\frac{dw_{SR}}{du}=\frac{g_{ae}^2}{8\pi^{3/2}}\,\frac{m^2}{\varepsilon}\,\frac{u^2}{(1+u)^3}\,\frac{1}{y_0}\,[-\Phi'(y_0)],$$

где $y_0=(u/\chi)^{2/3}=y(\varkappa=0)$ (см. (18)). При переходе от сечения $d\sigma$ к вероятности dw процесса $\gamma e\to ea$ в (21) введен параметр интенсивности волны [11, 12] $\xi=e_0F/m\omega$, где F — амплитуда напряженности поля волны, сопоставляемой падающему фотону согласно соотношению (один фотон в объеме V) $VF^2/2=\omega$. Факторизация вероятности (21) объясняется тем, что при $u\gg\varkappa$ рассматриваемый процесс сводится к излучению аксиона электроном в магнитном поле при дополнительном поглощении мягкого фотона, не влияющем на основной процесс излучения. Результат (21) аналогичен соответствующему результату для обычного комптон-эффекта ($\gamma e\to e\gamma$) в магнитном поле в той же кинематической области [14] (см. также [12, с. 80]). Применимость формулы (21), полученной в рамках теории возмущений по полю волны, ограничена условием [14, 12]

$$\xi^2(\chi/\varkappa)^4\ll 1. \tag{22}$$

Устранение инфракрасной расходимости (при $\varkappa\to 0$) выражения (21) совершенно аналогично рассмотренному в [12] для процесса $\gamma e\to e\gamma$.

5. Получим асимптотики полного сечения (16) по параметру η (19). При $\eta\ll 1$ используем слабые асимптотические разложения функций Эйри (см., напр., [7]) и из (16)—(18) находим асимптотику сечения с точностью до членов $\sim(\chi/\varkappa)^2$:

$$\sigma=2\pi\frac{r_{ae}^2}{\varkappa^3}\,[f_+\delta_{\zeta',\zeta}+f_-\delta_{\zeta',-\zeta}],$$

$$f_+=-\frac{1}{8\varkappa_1^2}+\frac{1}{\varkappa_1}+\frac{1}{4}(7+4\varkappa_1+\varkappa_1^2)\ln\varkappa_1+\frac{3}{4}-\varkappa_1-\frac{5}{8}\varkappa_1^2+$$
$$+(\chi/\varkappa)^2\left[g(\varkappa_1)+(\varkappa/\varkappa_1)^5\left(1-\varkappa_1+\frac{5}{6}\varkappa_1^2\right)\right], \tag{23}$$
$$f_-=-\frac{1}{8\varkappa_1^2}+\frac{1}{2\varkappa_1}-\frac{1}{4}(5+8\varkappa_1-\varkappa_1^2)\ln\varkappa_1-\frac{15}{4}+\frac{7}{2}\varkappa_1-\frac{1}{8}\varkappa_1^2+$$
$$+(\chi/\varkappa)^2\left[-g(\varkappa_1)+(\varkappa/\varkappa_1)^5\left(1+6\varkappa_1-\frac{17}{6}\varkappa_1^2\right)\right]+\zeta\chi\varkappa(\varkappa/\varkappa_1)^3,$$

где $\varkappa_1=1+\varkappa$, функция $g(\varkappa_1)=1/\varkappa_1^2-8/\varkappa_1-12\ln\varkappa_1+8\varkappa_1-\varkappa_1^2$.

При $\eta\gg 1$, как уже отмечалось выше, основной вклад в интеграл (16) дает область, где $u\sim\chi\gg\varkappa$. Тогда в существенной области аргумент функций Эйри $y\simeq y_0=(u/\chi)^{2/3}$. Сделав в (16) замену переменной интегрирования $u=\chi y_0^{3/2}$, получим табличные интегралы (см. [11, с. 95]). В результате находим сечение при $\chi/\varkappa\gg 1$ и $\chi\gg 1$:

$$\sigma=\frac{2\pi}{3}\frac{r_{ae}^2}{\varkappa}\left(\frac{\chi}{\varkappa}\right)^4[\delta_{\zeta',\zeta}+(11+6\sqrt{3}\,\zeta)\,\delta_{\zeta',-\zeta}], \tag{24}$$

причем должно быть выполнено также условие (22).

Присутствие в (23) и (24) слагаемых $\sim\zeta\delta_{\zeta',-\zeta}$ означает, что внешнее поле приводит к преимущественной поляризации электронов против направления **H**. Этот эффект, аналогичный эффекту Соколова—Тернова в синхротронном излучении [9], имеет место и для обычного комптоновского рассеяния [10].

Авторы благодарят П. А. Эминова за полезное обсуждение ре-

зультатов. Работа выполнена в рамках программы «Университеты России».

ЛИТЕРАТУРА

1. Peccei R. D., Quinn H. R.//Phys. Rev. Lett. 1977. **38**, N 25. P. 1140.
2. Weinberg S.//Phys. Rev. Lett. 1978. **40**, N 4. P. 223; Wilczek F.//Ibid. **40**, N 5. P. 279.
3. Particle Data Group: Montanet L. et al.//Phys. Rev. 1994. **D50**, N 3. Part I. P. 1173.
4. Raffelt G. G.//Phys. Rep. 1990. **198**, N 1—2. P. 1.
5. Липунов В. М. Астрофизика нейтронных звезд. М., 1987.
6. Аверин А. В., Борисов А. В., Жуковский В. Ч., Эльсаббах А. А. Препринт физ. ф-та МГУ. 1993, № 3/1993.
7. Борисов А. В., Жуковский К. В.//Ядерная физика. 1995. **58**, № 7. С. 1298.
8. Соколов А. А., Тернов И. М., Жуковский В. Ч., Борисов А. В. Квантовая электродинамика. М., 1983.
9. Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М., 1983.
10. Жуковский В. Ч., Эминов П. А.//Изв. вузов, Физика. 1980. **23**, № 8. С. 47.
11. Ритус В. И.//Тр. ФИАН. М., 1979. Т. 111. С. 5.
12. Тернов И. М., Жуковский В. Ч., Борисов А. В. Квантовые процессы в сильном внешнем поле. М., 1989.
13. Борисов А. В., Гришина В. Ю.//ЖЭТФ. 1994. **106**, № 6(12). С. 1553.
14. Жуковский В. Ч., Херрманн И.//Ядерная физика. 1971. **14**, № 1. С. 150.

Поступила в редакцию
06.12.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 4

УДК 530.145

ВОЛНОВАЯ ФУНКЦИЯ В КВАНТОВОЙ СИСТЕМЕ С ПАМЯТЬЮ

Д. А. Славнов

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

В рамках квантовой модели с памятью устанавливается связь волновой функции квантового объекта с информацией, хранящейся в его памяти. На основании этого выявляются две причины (объективная и субъективная) возникновения коллапса волновой функции. Выводы проиллюстрированы анализом парадокса Эйнштейна—Подольского—Розена.

В недавно опубликованном цикле работ [1—3] автором была предложена так называемая модель с памятью. Основная идея этой модели заключалась в предположении о немарковости процесса взаимодействия квантового объекта с измерительным прибором. Под этим подразумевалось, что результат измерения зависит не только от состояния квантового объекта в момент взаимодействия, но и от всей его предыстории.

Сведения о предыстории хранятся в памяти, которая имеет много уровней: одночастичный, двух-, трехчастичный и т. д. В квантовых объектах имеются нелокальные носители памяти и точечные носители корпускулярных свойств. В статьях [1, 2] в качестве первых рассматривались поля колебаний вакуума, а в качестве вторых — точки сингулярностей этих полей, в статье [3] — соответственно «морские квантовые партоны» и «валентные квантовые партоны». Для целей настоящей статьи эти детали несущественны. Поэтому будем просто считать, что в состав квантовых объектов входят волновые поля, в структуре которых зашифрованы сведения об истории объекта, и имеются локальные ядра — носители корпускулярных свойств.