

Стохастические вакуумные поля

Рассматриваются стохастические (случайные) вакуумные поля, как реальные электромагнитные и электронно-позитронные поля во всеобъемлющей окружающей среде, заполняющей и образующей физическое пространство, называемой (физический) вакуум.

Проводятся основные показатели названных полей и указывается их важная роль в квантовых процессах. Рассматривается связь случайных и регулярных вакуумных полей.

Введение

В квантовой электродинамике (КЭД) [1] и квантовой теории поля (КТП) [2] широко используется понятие – виртуальные вакуумные состояния частиц с наименьшим возможным уровнем энергии, равным в случае фотонов величине $\omega\hbar/2$. Здесь же фигурируют термины вакуум фотонов и вакуум электронов, а также других лептонов. В некоторых источниках [4] вакуумные состояния фотонов рассматриваются как случайные вакуумные поля.

Автор же рассматривает все названные поля как реальные стохастические поля во всеобъемлющей окружающей среде, называемой (физический) вакуум.

В статье автора [5] в той или иной мере уже рассматривались вышеупомянутые вопросы. Настоящая же статья посвящена детальному рассмотрению случайных вакуумных полей (СВП) и их связи с регулярными вакуумными полями, проявляющимися в виде наблюдаемых микрообъектов.

Физический вакуум и стохастические вакуумные поля

Физический вакуум – среда заполняющая и определяющая свойства окружающего нас пространства, фактически – среда, образующая пространство. Главные свойства пространства метрические, которые заключаются в проявлении его трехмерности и наличии определенных расстояний и угловых зависимостей между совокупностью наблюдаемых материальных объектов. Однако в данной статье нас будут в первую очередь интересовать свойства вакуума, за-

ключающиеся в его способности находиться в возбужденных состояниях. Последние проявляются в виде различных полей, которые в случае их локализации в некотором ограниченном объеме представляют собой наблюдаемые микро- или макрообъекты.

Зачастую вакуумные поля не являются статическими и имеют колебательный характер. При этом интенсивность указанных колебаний удобно описывать некоторым 4-вектором, который автор называет вектором плотности квантового действия поля [5]. Его временная компонента описывает интенсивность колебаний поля в разных точках пространства, а пространственные компоненты – пространственный перенос интенсивности колебаний.

Следует отметить, что автор придерживается концепции волновой (полевой) природы частиц, которые представляются регулярными стационарными квантованными вакуумными полями [5]. При этом корпускулярные свойства микрочастиц объясняются специфическим влиянием случайных вакуумных полей при их детектировании и весьма малыми размерами частиц класса адронов.

Наиболее изученными являются электромагнитное поле (ЭМП) и гравитационное поле. Последнее поле, отражающее нарушение однородности пространства, не играет заметной роли в квантовой теории, и не рассматривается в настоящей статье. Электромагнитному полю сопоставляются микрочастицы – фотоны. Поля других микрочастиц, определяемые ψ -функциями, пока недостаточно изучены, тем не менее известны многие свойства некоторых указанных полей, прежде всего электронно-позитронных полей (ЭПП), на которых наряду с ЭМП и будет сосредоточено наше внимание.

Анализ экспериментальных данных и теоретических работ заставляет предположить, что характерная особенность вакуума – наличие во всех областях пространства случайных однородных и изотропных волновых полей, прежде всего ЭМП и ЭПП, а, возможно, также случайных полей всех лептонов.

Данное предположение основывается на широком использовании в квантовой теории так называемых полей излученного и поглощенного фотона, а также рождающихся и впоследствии аннигилирующих пар виртуальных частиц

электронов и позитронов, которые, как показывает анализ расчетных формул КЭД, в математическом плане эквивалентны случайным электромагнитному и электронно-позитронному вакуумным полям. Также имеется ряд уже упомянутых работ [4], где расчет результатов квантовых процессов производится путем привлечения случайных волновых ЭМП.

СВП разных частиц взаимодействуют между собой, следствием чего является статистически однородное распределение квантового действия и электрического заряда по всему пространству и спектру пространственных частот гармонических составляющих рассматриваемых полей. При этом величина спектральной плотности квантового действия независимых составляющих СВП равна постоянной Планка \hbar , а спектральная плотность модуля электрического заряда рассматриваемых полей, отвечающих заряженным частицам, равна элементарному заряду e , что может быть записано в виде соотношения

$$\frac{\Delta Q(2\pi)^3}{\Delta^3 x \Delta^3 k} = \frac{\Delta J_0(2\pi)^3}{\Delta^3 k} = \hbar \{e\}. \quad (1)$$

Здесь ΔQ – заряд квантовой активности [5] (или электрический заряд),

J_0 – пространственная плотность соответствующего заряда.

Также справедливо соотношение для спектральной плотности энергии СВП

$$\frac{\Delta E(2\pi)^3}{\Delta^3 x \Delta^3 k} = \frac{\Delta T_{00}(2\pi)^3}{\Delta^3 k} = \omega \hbar, \quad (T_{00} - \text{плотность энергии}), \quad (2)$$

которое является следствием выражения (1).

Большинство физических показателей СВП, в частности, электрические заряды, импульсы и многие другие показатели в среднем компенсируются и явно не проявляются. Случайные вакуумные поля не проявляются явно также по причине уравновешенности всех наблюдаемых стационарных микро- и макро-объектов по отношению к этим полям.

СВП, как и вакуум в целом, обладают релятивистской инвариантностью. Это можно показать, приняв во внимание, что при переходе в новую движущуюся систему отсчета (СО) согласно СТО фигурирующий в формуле (1) элементарный объем $\Delta^3 x$ уменьшается в $1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ раз вследствие сокращения продольного размера движущегося объекта, а элемент спектрального простран-

ства $\Delta^3 k = \Delta k_x \Delta k_y \Delta k_z$, представляющий произведение модулей пространственных ортогональных векторов, увеличивается в той же степени.

Можно показать, что постоянство плотности среднего действия СВП во всем спектральном диапазоне однозначно связано с релятивистской инвариантностью и изотропией вакуума. Действительно, записав предполагаемую зависимость спектральной плотности СВП от волнового вектора \mathbf{k} в виде равенства скалярных функций $\frac{\Delta Q(2\pi)^3}{\Delta^3 x \Delta^3 k} = f(k)$, где k – модуль вектора \mathbf{k} , в новой движущейся СО, будем иметь в силу скалярного характера $f(k)$ и релятивистской инвариантности вакуума $\frac{\Delta Q(2\pi)^3}{\Delta^3 x' \Delta^3 k'} = f(k') = f(k)$. Учитывая, что вектор \mathbf{k}' в общем случае отличается по модулю от вектора \mathbf{k} , следует признать, что функция $f(k)$ не зависит от k , то есть является константой.

До сих пор спектр колебаний СВП мы считали бесконечным. На самом деле согласно КЭД этот спектр конечен, однако его граничная частота весьма велика, что позволяет говорить о релятивистской инвариантности вакуума в диапазоне скоростей частиц, используемых в физических экспериментах.

Можно также показать, что утверждение о постоянной спектральной плотности действия и электрического заряда СВП (\hbar и e) эквивалентно утверждению о равенстве среднего действия и электрического заряда (далее просто “заряда”) во всех нормированных пространственных стационарных функциональных состояниях СВП величинам \hbar и соответственно e .

Сначала рассмотрим волновое электромагнитное поле – поле фотонов, волновая функция (ВФ) которого представляет положительно-частотную часть 4-вектора-потенциала A [6]. Для упрощения расчетов исключим в рассматриваемой СО продольную и временную составляющие вектора-потенциала. При этом $A_n^0 = 0$. Ввиду сохранения действия при исключении указанных составляющих ЭМП координатные индексы i, j, p, l и q в нижеследующих выражениях (3-8) принимают значения 1, 2, 3.

В рассматриваемом случае плотность квантового заряда описывается выражением $j_0 = \frac{\partial A_p^*}{c^2 \partial t} A^p$ [5], и стохастическая зависимость для компонентного

квантового заряда СВП (1) в области частоты ω принимает вид

$$\frac{\Delta Q (2\pi)^3}{\Delta^3 x \Delta^3 k} = \frac{\Delta j_0 (2\pi)^3}{\Delta^3 k} = \frac{\omega \Delta(A_{i,w}^* A_w^j) (2\pi)^3}{c^2 \Delta^3 k} = \delta_i^j \hbar, \text{ откуда } \Delta(A_{i,w}^* A_w^j) = \frac{\delta_i^j \hbar c^2 \Delta^3 k}{\omega (2\pi)^3}, \quad (3)$$

где A_w^i – координатная составляющая ЭМ СВП с волновым вектором k .

Покажем, что среднее действие вакуумного электромагнитного поля, отвечающего некоторой локальной регулярной монохроматической волновой функции фотона A_n ($\frac{\partial A_n}{\partial t} = \omega A_n$), нормированной на единицу действия ($\int \frac{\partial A_{k,n}^*}{c^2 \partial t} A_n^k d^3 x = \hbar$), равно величине \hbar . Заметим, что поперечные размеры функции A_n должны заметно превышать длину волны ЭМП.

Составляющая СВП A_{wn} , отвечающая ВФ A_n , описывается выражением

$$A_{wn} = \frac{\int A_{l,w}^* A_n^l d^3 x}{\int A_{l,n}^* A_n^l d^3 x} A_n = \frac{\omega \int A_{l,w}^* A_n^l d^3 x}{c^2 \int \frac{\partial A_{l,n}^*}{c^2 \partial t} A_n^l d^3 x} A_n =$$

$$\frac{\omega}{c^2 \hbar} \int A_{l,w}^* A_n^l d^3 x \cdot A_n = u_{wn} A_n, \text{ где } u_{wn} = \frac{\omega}{c^2 \hbar} \int A_{l,w}^* A_n^l d^3 x \quad (4)$$

Среднее значение действия составляющей A_{wn} определяется выражением

$$Q_{cp} = \int \overline{\frac{\partial A_{l,wn}^*}{c^2 \partial t} A_{wn}^l} d^3 x = \int \overline{u_{wn}^* u_{wn}} \frac{\partial A_{l,n}^*}{c^2 \partial t} A_n^l d^3 x = \hbar \overline{u_{wn}^* u_{wn}}. \quad (5)$$

Верхней чертой обозначаем усреднение по времени. Покажем, что $\overline{u_{wn}^* u_{wn}} = 1$.

$$\begin{aligned} \overline{u_{wn}^* u_{wn}} &= \overline{\frac{\omega}{c^2 \hbar} \int A_{l,w}^* A_n^l d^3 x' \frac{\omega}{c^2 \hbar} \int A_w^q A_{q,n}^* d^3 x''} = \\ &= \frac{\omega^2}{c^4 \hbar^2} \iint \overline{A_{l,w}^*(x') A_w^q(x'') A_n^l(x') A_{q,n}^*(x'')} d^3 x' d^3 x''. \end{aligned} \quad (6)$$

Величины $\overline{A_{l,w}^*(x') A_w^q(x'')}$, представляющие собой корреляции компонент электромагнитного СВП в различных пространственных точках, могут быть выражены через обратное Фурье-преобразование соответствующих функций спектральной плотности (3) рассматриваемого СВП. Учитывая, что частота ω – постоянная величина, получим

$$\begin{aligned} \overline{A_{l,w}^*(x') A_w^q(x'')} &= \mathcal{F}^{-1} \left(\frac{c^2 \delta_l^q \hbar}{\omega (2\pi)^3} \right) = \\ &= \frac{\delta_l^q c^2 \hbar}{\omega (2\pi)^3} \int e^{ik(x''-x')} d^3 k = \frac{\delta_l^q c^2 \hbar}{\omega} \delta(x'' - x'). \end{aligned} \quad (7)$$

Подставляя выражение (7) в (6), в силу нормированности функции A_n получим

$$\frac{\omega}{c^2 \hbar} \iint \delta(x'' - x') \delta_l^q A_n^l(x') A_{q,n}^*(x'') d^3 x' d^3 x'' = \frac{1}{\hbar} \int \frac{\partial A_{l,n}^*(x')}{c^2 \partial x'} A_n^l(x') d^3 x' = 1. \quad (8)$$

В рассмотренных функциях A_n и A_{wn} можно восстановить исключенные продольно-временные составляющие, что не изменит величины их действия.

Рассмотрим далее свободное спинорное электронно-позитронное поле, описываемое ψ -функцией, которая, как принято считать, подчиняется уравнению Дирака

$$\left(\gamma^l \frac{\partial}{\partial x^l} + \frac{mc}{\hbar} \right) \psi = 0, \quad \text{где } l = (0, 1, 2, 3) \text{ и } m - \text{ масса электрона.} \quad (9)$$

Автор же предлагает [8] для описания вакуумных и наблюдаемых свободных электронно-позитронных полей использование более общего спинорного волнового уравнения второго порядка

$$\frac{\partial^2 \psi}{c^2 \partial t^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^{k^2}} + \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} \psi = 0, \quad k = (1, 2, 3), \quad (10)$$

представляющего совокупность решений приведенного выше электронного уравнения Дирака (9) и позитронного уравнения Дирака [8] вида

$$\left(\gamma^l \frac{\partial}{\partial x^l} - \frac{mc}{\hbar} \right) \psi = 0. \quad (11)$$

В данном случае для описания наблюдаемых электронов используются отрицательно-частотные решения уравнения (10), а для описания позитронов – его положительно-частотные решения. Выражение для плотности действия (заряда) здесь имеет вид $j_0 = \frac{\hbar^2 \{ \hbar e \}}{mc} \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x^0} \psi$, а свободная частица может описываться одной независимой компонентой ψ -функции ($\psi^i = \psi_m^i e^{i(\pm \omega t - kx)}$). Выражения для k -компоненты плотности действия (заряда) вакуума при этом имеют вид

$$\frac{\Delta J_0 (2\pi)^3}{\Delta^3 k} = \frac{\hbar^2 \{ \hbar e \}}{mc} \frac{(\frac{\partial \bar{\psi}_w}{c \partial t} \psi_w)_k (2\pi)^3}{\Delta^3 k} = \frac{\hbar^2 \{ \hbar e \}}{mc^2} \frac{\omega (\bar{\psi}_w \psi_w)_k (2\pi)^3}{\Delta^3 k} = \hbar \{ e \} \delta^{\lambda \nu}$$

$$\text{или } (\bar{\psi}_w \psi_w)_k = (\psi_{\lambda w}^* \beta_v^\lambda \psi_w^\nu)_k = \frac{mc^2 \Delta^3 k}{\hbar \omega (2\pi)^3} \beta_v^\lambda, \quad \text{где } \omega = c \sqrt{\left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 + k^2}. \quad (12)$$

Суммирование по λ и ν здесь отсутствует. Индекс k указывает на k -компоненту.

Можно показать, что среднее действие и заряд вакуумного ЭПП ψ_{wn} , отвечающего некоторой произвольной стационарной функции свободного электрона (позитрона) ψ_n , нормированной на единицу $\left(\frac{\hbar}{mc} \int \frac{\partial \bar{\psi}_n^\nu}{\partial x^0} \psi_n^\nu d^3x = 1\right)$, равны величинам \hbar и e . Доказательство указанной ситуации, во многом подобное доказательству для случая ЭМП, при минимуме комментариев таково:

$$\psi_{wn} = \frac{\int \bar{\psi}_w \psi_n d^3x}{\int \bar{\psi}_n \psi_n d^3x} \psi_n \cong \frac{\omega}{c} \frac{\int \bar{\psi}_w \psi_n d^3x}{\int \frac{\partial \bar{\psi}_n}{\partial x^0} \psi_n d^3x} \psi_n = \frac{\omega \hbar}{mc^2} \int \bar{\psi}_w \psi_n d^3x \psi_n = u_{wn} \psi_n.$$

$$\text{где } u_{wn} = \frac{\omega \hbar}{mc^2} \int \bar{\psi}_w \psi_n d^3x.$$

Среднее квантовое действие рассматриваемого вакуумного состояния

$$\overline{Q_{wn}} = \frac{\hbar^2}{mc} \int \overline{\frac{\partial \bar{\psi}_{wn}}{\partial x^0} \psi_{wn}} d^3x = \frac{\hbar^2}{mc} \int \overline{u_{wn} u_{wn}^*} \frac{\partial \bar{\psi}_n}{\partial x^0} \psi_n d^3x = \hbar \overline{u_{wn} u_{wn}^*},$$

Покажем, что $\overline{u_{wn} u_{wn}^*} = 1$.

$$\overline{u_{wn} u_{wn}^*} = \frac{\omega \hbar}{mc^2} \int \bar{\psi}_w \psi_w d^3x' \overline{\frac{\omega \hbar}{mc^2} \int \bar{\psi}_w \psi_n d^3x''} = \frac{\omega^2 \hbar^2}{m^2 c^4} \iint \overline{\bar{\psi}_w(x') \psi_w(x') \bar{\psi}_n(x'') \psi_n(x'')} d^3x' d^3x''.$$

Преобразуем корреляции $\lambda\nu$ -компонент (12) электронного СВП

$$\overline{\bar{\psi}_w(x'') \psi_w(x')} = \psi_{\lambda,w}^*(x'') \beta_\nu^\lambda \psi_w^\nu(x') = \mathcal{F}^{-1} \left(\frac{mc^2 \beta_\nu^\lambda}{\hbar \omega (2\pi)^3} \right) = \frac{mc^2 \beta_\nu^\lambda}{\hbar \omega (2\pi)^3} \int e^{ik_x(x''-x')} d^3k = \frac{mc^2 \beta_\nu^\lambda}{\hbar \omega} \delta(x'' - x').$$

Окончательно

$$\overline{u_{wn} u_{wn}^*} = \frac{\hbar \omega}{mc^2} \iint \delta(x'' - x') \psi_{\lambda,n}^*(x') \beta_\nu^\lambda \psi_n^\nu(x'') d^3x' d^3x'' = \frac{\hbar}{mc} \int \frac{\partial \bar{\psi}_n(x')}{\partial x'^0} \psi_n(x') d^3x' = 1.$$

Вариант стандартного представления ВФ электрона биспинорами с помощью единого уравнения Дирака широко освещается в указанной литературе [1-3], и здесь детально не рассматривается. Так, в случае монохроматической плоской волны произведение компонент биспинора описывается выражением

$$d^3(\bar{\psi} \psi)_\nu^\lambda = \frac{-i\gamma_\nu^{\lambda,l} p^l + mcI_\nu^\lambda}{2\varepsilon} c \frac{d^3k}{(2\pi)^3}. \quad (13)$$

Формулы (3, 12, 13) определяют спектральную плотность произведения амплитуд СВП в некоторой единой точке 4-пространства. Однако они легко обобщаются (см. формулы (14 - 16)) на случай двух разных точек пространства x_1 и x_2 при учете того обстоятельства, что мы имеем дело с единственной волновой составляющей СВП с компонентами вида $A^i\{\psi^\lambda\} = A_m^i\{\psi_m^\lambda\} \cdot e^{i(\mp\omega t - kx)}$.

$$d^3 \left(A_i^*(x_2) A^j(x_1) \right) = \frac{\hbar c^2}{\omega} \delta_i^j e^{ikx} \frac{d^3 k}{(2\pi)^3}, \quad (14)$$

$$d^3 \left(\psi_{\lambda,w}^*(x_2) \beta_\nu^\lambda \psi_w^\nu(x_1) \right) = \frac{mc^2}{|\varepsilon|} \beta_\mu^\nu e^{ikx} \frac{d^3 k}{(2\pi)^3}, \quad (15)$$

$$d^3 \left(\bar{\psi}(x_2) \psi(x_1) \right)_\nu^\lambda = \frac{-i\gamma_\nu^{\lambda,l} p^l + mcI_\nu^\lambda}{2\varepsilon} c e^{ikx} \frac{d^3 k}{(2\pi)^3}, \quad l = (0,1,2,3). \quad (16)$$

Здесь обозначено:

$x = x_1 - x_2$ – некоторый интервал 4-пространства,

k (в членах e^{ikx}) – волновой 4-вектор спектральной составляющей СВП,

$A_i^*(x_2) A^j(x_1)$ – произведение амплитуд поперечных частотных составляющих вектора-потенциала волнового ЭМП в двух точках 4-пространства,

$\psi_{\lambda,w}^*(x_2) \beta_\nu^\lambda \psi_w^\nu(x_1)$ – произведение компонент ВФ, удовлетворяющей спинорному уравнению Клейна-Гордона, в двух точках 4-пространства,

$d^3 \left(\bar{\psi}(x_2) \psi(x_1) \right)_\nu^\lambda$ – произведение компонент биспинорной ВФ, удовлетворяющей уравнению Дирака, в двух точках 4-пространства.

Особенность формул (14 - 16) заключается в том, что они с точностью до постоянного множителя представляют спектральные составляющие функций распространения свободных ЭМП и ЭПП между точками x_1 и x_2 при $t_2 > t_1$. Полные же произведения СВП представляют функции распространения соответствующих полей между двумя рассматриваемыми точками. В частности, выражение (14) после выполнения интегрирования по полному спектру частот

$$\overline{A_i(x_2) A^{*j}(x_1)} = \frac{\hbar c}{4\pi} \delta_i^j \delta_+(x^2) = \delta_i^j \frac{\hbar c}{4\pi} \left(\delta(x^2) + \mathcal{P} \frac{i}{\pi x^2} \right), \quad (17)$$

(где $x^2 = c^2 t^2 - r^2$, $r = |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|$, $t = t_2 - t_1$, \mathcal{P} - символ главного значения), представляет функцию распространения фотона между точками x_1 и x_2 .

В некоторых приложениях полезно представление произведений амплитуд функций СВП в виде его спектральных составляющих в 4-пространстве:

$$d^4 \left(A_i^*(x_2) A^j(x_1) \right) = \frac{i\hbar c}{k_0^2 - k^2} \delta_i^j e^{ikx} \frac{d^4 k}{(2\pi)^4}, \quad (18)$$

$$d^4 \left(\psi_{\lambda,w,\text{КГ}}^*(x_2) \beta_\nu^\lambda \psi_{w,\text{КГ}}^\nu(x_1) \right) = \frac{2i\hbar mc^3}{p_0^2 - (m^2 c^4 + \mathbf{p}^2 c^2)} \beta_\mu^\nu e^{ikx} \frac{d^4 k}{(2\pi)^4}, \quad (19)$$

$$d^4 \left(\bar{\psi}(x_2) \psi(x_1) \right)_v^\lambda = \frac{-i\gamma_v^{\lambda(l)} p^{(l)} + mcI_v^\lambda}{p_0^2 - (m^2 c^4 + \mathbf{p}^2 c^2)} \hbar c^2 e^{ikx} \frac{d^4 k}{(2\pi)^4}. \quad (20)$$

где $k_0 = \omega/c$ и $p_0 = \varepsilon$.

Равноценность формул (18-20) формулам (14-16) можно показать путем интегрирования по переменной k_0 в комплексной плоскости k_0, ik_0 при использовании метода вычетов [3]. При этом выбор способа обхода полюсов $k_0 = \pm|\mathbf{k}|$, $p_0 = \pm\sqrt{m^2 c^4 + \mathbf{p}^2 c^2}$ должен обеспечивать отличное от нуля значение результата при $t_2 > t_1$.

Изложенные выше представления о СВП в основном эквивалентны фейнмановской методике в безоператорной форме. Однако в предложенном варианте вместо не поддающихся осмысливанию полей излученного и поглощенного фотонов $A_{\text{изл}}^v = e^v \sqrt{\hbar/(2\omega)} e^{-ikx}$, $A_{\text{погл}}^v = e^v \sqrt{\hbar/(2\omega)} e^{+ikx}$ фигурируют отрицательно- и положительно-частотные составляющие вакуумного ЭМП, спектральная амплитуда которых в соответствии с формулой (14) имеет значение $|\Delta A| = \sqrt{\hbar \Delta^3 k / (2\omega (2\pi)^3)}$. Недостающие на первый взгляд в диаграммной методике множители $\sqrt{\Delta^3 k / (2\pi)^3}$ фактически учитываются в КЭД при выполнении суммирования по состояниям излученных или поглощенных фотонов.

Взаимодействие случайных и регулярных вакуумных полей

При взаимодействии микрочастиц с внешними ЭМП или друг с другом случайные вакуумные ЭМП могут быть причиной перехода системы взаимодействующих частиц в новые состояния, переход в которые был бы невозможен при отсутствии указанных полей. Например, внешнее волновое ЭМП может вызывать лишь колебания электронов, но это же поле в совокупности со случайными вакуумными ЭМП может вызывать появление рассеянных электронов, движущихся в различных направлениях (комptonовское рассеяние).

Влиянием СВП объясняется проявление корпускулярных свойств частиц при упругом рассеянии весьма быстрых встречных электронных или протонных пучков, когда эксперименты, как считается, свидетельствуют о весьма малых размерах указанных частиц ($r \sim 10^{-17}$ см).

Электромагнитные составляющие СВП широко фигурируют в формулах КЭД под названием "поле излученного (поглощенного) фотона" и " функция распространения виртуального фотона". Электронно-позитронные СВП фигурируют в КЭД в собственно-энергетических фотонных диаграммах в виде рождающихся и впоследствии аннигилирующих виртуальных электронно-позитронных пар (электронно-позитронные петли в диаграммной технике).

Под действием СВП в соответствии со статистическими закономерностями реализуются новые состояния системы, характеризующиеся переходом электромагнитной энергии из единственного регулярного состояния во множество излученных волн со случайными показателями. Состояния же, характеризующиеся переходом энергии из множества случайных вакуумных ЭМП в регулярное электромагнитное поле, ввиду малой их вероятности не реализуются. Например, под действием ЭМ СВП наблюдается переход электронов в возбужденных атомах на свободные нижние энергетические уровни с излучением ЭМ волн во множество случайных состояний, в то время как обратный переход, характеризующийся возрастанием энергии внутриатомного электрического поля, не наблюдается. Таким образом, принцип минимизации энергии представляет следствие более общего статистического закона максимизации энтропии.

Квантование стационарного поля, например электронного, можно объяснить влиянием СВП. Электрический заряд и квантовое действие локализованного стационарного поля под действием СВП выравниваются со среднестатистическими значениями указанных показателей вакуумных состояний - e и \hbar .

Квантование частиц, возникающих в результате взаимодействия исходных заряженных частиц и ЭМП, происходит под действием под действием трех факторов: **динамическим и статистическим факторами действия СВП и фактором сохранения фундаментальных динамических показателей наблюдаемых полей по завершению переходных процессов.**

Статистический фактор действия СВП при квантовании ЭПП заключается в поддержании равновесного состояния волнового пакета (заряд равен e и действие равно \hbar). Статистический фактор поясняется графиком зависимости

скорости изменения заряда частицы в некотором локализованном функциональном состоянии от величины заряда в этом состоянии, (смотри рис.1).

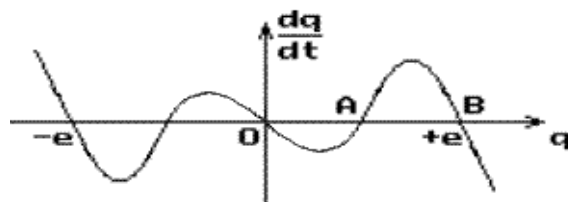


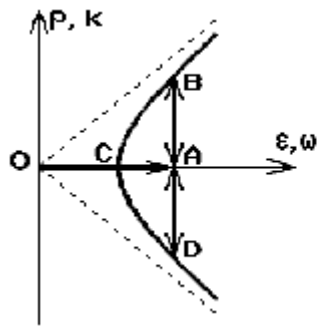
Рис.1

Точка **О**, характеризующаяся нулевым наблюдаемым зарядом, отвечает вакуумному состоянию поля. При некотором увеличении положительного заряда в рассматриваемом состоянии возрастает его рассеяние случайным ЭМП, и начальное состояние восстанавливается. При большем значении заряда становится заметным эффект его пополнения за счет притормаживания зарядов определенных составляющих позитронного СВП электрическим полем избыточного заряда. При определенном увеличении заряда имеет место баланс рассеиваемых и прибывающих зарядов (точка **А**). Точка **А** не является точкой устойчивого состояния, при малейшем возрастании заряда преобладает процесс накопления вакуумных зарядов, и происходит дальнейшее увеличение заряда в данном состоянии. Вместе с возрастанием заряда становится существенным его рассеяние под действием собственного электрического поля, и в точке **В**, отвечающей элементарному заряду $+e$, вновь наблюдается равенство притока и рассеивания зарядов. Данное состояние характеризуется автобалансировкой заряда и является стационарным в случае устранения расползания локализованного поля зарядом противоположного знака (пример - атом водорода). Кривая симметрична относительно точки **О** в силу зарядовой симметрии вакуума, поэтому наряду с рассмотренным позитронным состоянием возможно устойчивое электронное состояние с зарядом минус e .

Для понимания сущности описанных процессов следует учесть, что скорость рассеяния зарядов регулярного поля под действием случайного ЭМП пропорциональна амплитуде рассматриваемой функции. Скорость накопления заряда пропорциональна второй ее степени, а скорость саморассеяния заряда

пропорциональна третьей степени амплитуды.

Спектральная картина взаимодействия свободной частицы, например электрона, с вакуумным полем в приближении первого порядка показана на рис.2.



OA - волновой вектор
наблюдаемой частицы,
BCD - спектр вакуумных
состояний поля,
AD, AB - спектральные составляющие
электрического поля частицы.

Рис.2

Радиальная симметрия поля неподвижной частицы при достаточно большом радиусе области его определения позволяет представить ее на спектральной диаграмме в виде точки *A*, отвечающей некоторому энергетическому уровню $\varepsilon_n > \varepsilon_0 = mc^2$ при $p = 0$, то есть $\psi_{n,\varepsilon} = \delta(\varepsilon - \varepsilon_n)$. При этом увеличение энергии частицы ($\varepsilon_n > \varepsilon_0$) связано с действием ее собственного электрического потенциала. Двухнаправленные отрезки *AB*, *AD* отвечают чисто пространственным спектральным составляющим кулоновского потенциала частицы, обеспечивающим переход поля частицы в вакуумное состояние, а также обратный переход поля из вакуумного состояния в состояние наблюдаемой частицы. Рассматриваемые составляющие, отражающие закон сохранения энергии-импульса в процессе взаимодействия наблюдаемого и вакуумного полей, характеризуются центральной симметрией $A_0 = U = U(|k|)$, что вместе с осевой симметрией картины вакуумных электронных состояний *BCD* ($|p_w| = \sqrt{\varepsilon_w^2 - m^2c^4}$) обеспечивает постоянство модулей $|AB| = |AD| = U_{n,k} = \sqrt{\varepsilon_n^2 - m^2c^4}$.

Согласно законам квантовой электродинамики скорость перехода заряда из наблюдаемого состояния электрона в вакуумные состояния равняется $\frac{\partial q_w}{\partial t} = qc \left(\frac{1}{(2\pi)^3} \int \psi_{w,k}^* U_{n,k} \psi_{n,k} d^3k \right)^2$, а скорость перехода зарядов из вакуумных состояний в наблюдаемое состояние $\frac{\partial q_n}{\partial t} = ec \left(\frac{1}{(2\pi)^3} \int \psi_{n,k}^* U_{n,k} \psi_{w,k} d^3k \right)^2$, где q – заряд наблюдаемого электрона.

Из приведенных соотношений при учете равенства зарядов рассматриваемых составляющих наблюдаемого и вакуумных полей ($q = e$) и одинакового числа преобразуемых состояний становится очевидным утверждение о балансе переходов зарядов между наблюдаемым и вакуумным полями.

Из сказанного выше следует, что волновой пакет частицы рассеивается под действием её собственного электрического поля, и в то же время в области локализации частицы накапливаются заряды набегающих составляющих вакуумного ЭПП, в результате чего компенсируются убыль заряда в центре и его накопление на периферии волнового пакета при балансе убытия и накопления.

Наряду с квантованием заряда частицы, например электрона, влиянием статистического фактора СВП объясняется также эффект отсутствия самодействия ее зарядов. Таким образом, **частица электрон представляет собой стационарную резонансную динамическую волновую систему, характеризующуюся непрерывным обменом зарядами с электронным СВП.**

Приведем количественную оценку времени обновления заряда электронного состояния, основываясь на явлении разлета его внутренних частичных зарядов Δq под воздействием собственного электрического поля. При этом будем исходить из простейшей волновой модели электрона шарообразной формы с радиусом R и постоянной плотностью распределения заряда $\rho = e/(4\pi R^3/3)$.

Электрический потенциал, создаваемый распределенным зарядом внутри электронного облака на расстоянии r от его центра, определяется зарядом внутри сферы радиуса r , и отвечает выражению

$$\varphi(r) = \frac{4}{3}\pi r^2 \rho = \frac{er^2}{R^3}.$$

В качестве средней скорости зарядов, выходящих за пределы облака частицы, примем скорость частичного заряда Δq , уходящего из зоны среднего радиуса частицы $R/2$ на ее периферию с радиусом R . При этом заряды Δq с массой $\Delta m = m \cdot \Delta q/e$ под действием разности потенциалов $U = \varphi(R) - \varphi(R/2) = \frac{3e}{4R}$

приобретают скорость $V_{\text{зар}} = e \left(\frac{3}{2mR} \right)^{1/2}$, определяемую переходом потенци-

альной энергии $\Delta E = \frac{3e \Delta q}{4R}$ в равную ей кинетическую энергию движущегося элемента поля частицы $\Delta E = \frac{mV^2}{2}$, (в нерелятивистском приближении).

На основании приведенных формул средняя скорость обновления заряда электрона описывается выражением

$$\Delta q / \Delta t = V_{\text{зар}} \cdot \rho \cdot 4\pi R^2 = \frac{3\sqrt{3} e^2}{R\sqrt{2mR}},$$

а примерное время обновления заряда частицы $T = \frac{e}{\Delta q / \Delta t} = \frac{\sqrt{2mR} \cdot R}{3\sqrt{3} e}$.

Если размер электронного облака отвечает размеру атома водорода в основном состоянии ($R \approx 0,7 \cdot 10^{-8}$ см), то время обновления его заряда под действием СВП $T \approx 10^{-15}$ сек. при скорости $V_{\text{зар}} \approx 2,3 \cdot 10^8$ см/сек.

Динамический фактор действия СВП заключается в том, что при наличии поля наблюдаемого электрона в результате случайной флуктуации вакуумных ЭМП возможно возникновение любых их состояний, не противоречащих законам сохранения, с зарядом, близким к элементарному заряду $-e$, при одновременной компенсации электрического заряда и других показателей наблюдаемой волновой функции отрицательно-энергетическим позитронным состоянием, дополняющим указанную флуктуацию до исходного нейтрального СВП.

Ввиду влияния динамического и статистического факторов СВП при детектировании электрона в некотором состоянии создаются условия, благоприятствующие трансформации (редукции) его реальной волновой функции в детектируемое состояние и ее последующему квантованию. В результате происходит регистрация возникшего нового состояния, как реальной частицы. При этом исходное электронное состояние и компенсирующее его позитронное вакуумное состояние в конечном результате оказываются составляющими СВП, не нарушающими его статистического баланса. Подобным образом ввиду влияния динамического фактора случайных вакуумных ЭМП происходит редукция волновой функции при детектировании квазичастицы – фотона.

Таким образом, при детектировании частицы или при измерении некоторого ее показателя ВФ частицы может изменяться (редуцировать), переходя в

одно из новых более низкоэнергетических состояний. При этом процесс ее перехода в то или иное детектируемое состояние виду влияния СВП неоднозначен и имеет вероятностный характер. Именно этот фактор и явился причиной утверждения чисто вероятностной трактовки ВФ.

Предложенная интерпретация электродинамических явлений в ряде случаев отличается от общепринятой. Поскольку предложенный способ описания электронов и позитронов отдельными уравнениями обеспечивает сохранение электрических зарядов как электронного, так и позитронного полей [8], то в процессе аннигиляции электрона и позитрона с рождением гамма квантов заряды исходных полей не могут изменяться. При взаимодействии указанных частиц изменяется лишь их энергетическое состояние, а именно энергия их полей частично принимает отрицательные значения при одновременном рождении положительно-энергетического фотона, и исходные частицы переходят в случайные вакуумные состояния, характеризующиеся нулевой суммарной энергией. И, наоборот, при рождении пары наблюдаемых частиц электрон-позитрон первоначальные отрицательно-энергетические состояния СВП под действием энергии фотонов переходят в состояние с положительной энергией.

Поскольку уравнения Шрёдингера, Клейна-Гордона и Дирака получены с учетом влияния случайных вакуумных полей, то в случае постоянного или относительно медленно изменяющегося внешнего ЭМП производится непосредственное решение указанных уравнений при учете указанного ЭМП.

В общем случае производится решение системы волновых уравнений ЭМП и ЭПП. При решении задачи рассеяния частиц для определения электронно-позитронной волновой функции удобно воспользоваться интегральным методом вычисления последовательных приближений [3], являющимся основой диаграммной техники Фейнмана [1-3]. Решение уравнения Дирака при этом представляется в виде суммы бесконечного ряда частных решений разного порядка малости

$$\begin{aligned} \psi(x) = \sum_{n=0}^{\infty} [(-i\varepsilon)^n \int \dots \int S(x - x_n) \hat{A}(x_n) S(x_n - x_{n-1}) \dots \\ \dots \hat{A}(x_1) S(x_1 - x_0) \beta \psi(x_0) d^4x_n d^4x_{n-1} \dots d^4x_1 d^3x_0], \end{aligned} \quad (21)$$

где $S(x_n - x_{n-1})$ - функция распространения свободного дираковского электронного или позитронного поля из точки x_{n-1} в точку x_n ,

$$\hat{A}(x_n) = \gamma^k A_k(x_n), \quad \varepsilon = e/(\hbar c).$$

Пространственные интегралы здесь берутся по всей области существования ψ -функций, а временные интегралы вычисляются в пределах от t_0 до значений последовательности $t \geq t_n \geq t_{n-1} \geq \dots t_2 \geq t_1 > t_0$.

Вектор-потенциал A должен включать все внешние ЭМП, а в ряде случаев и составляющие случайных вакуумных электромагнитных полей.

Удобным приемом при решении задач рассеяния является вычисление коэффициентов разложения M_k результирующей волновой функции по ряду характерных нормированных волновых функций, например собственных функций $\psi_k(x)$ некоторого показателя. При этом на основе формулы (21) получается следующее выражение:

$$M_k = \sum_n [(-i\varepsilon)^n \int \dots \int \bar{\psi}_k(x_n) \hat{A}(x_n) S(x_n - x_{n-1}) \dots \hat{A}(x_1) \psi_1(x_1) d^4x_n \dots d^4x_1]. \quad (22)$$

Реальный интерес представляют частные решения, отвечающие отдельным составляющим выражения (22), получаемым при включении в каждый из сомножителей вида $\hat{A}(x_i)$ одной из характерных составляющих ЭМП, таких как внешнее поле, поле ядра, некоторая составляющая СВП и так далее. При этом решения, отвечающие перестановкам сомножителей вида $\hat{A}_i(x_j)$, суммируются линейно, в то время как отдельные члены M_k , отвечающие различным значениям n и различным наборам ЭМП, ввиду отсутствия когерентности случайных ЭМП суммируются статистически, то есть квадратично.

Особую проблему представляет учет ЭМП частиц, заданных волновыми функциями. Точные расчетные показатели, отвечающие результатам фейнмановой методики, здесь могут быть получены при использовании в качестве рассматриваемых ЭМП составляющих случайных вакуумных ЭМП, результат действия которых отвечает конечным результатам действия собственных ЭМП частиц и классическим законам сохранения показателей наблюдаемых частиц.

Вычисления по формулам (21, 22) могут быть упрощены при использова-

нии ряда известных приемов КЭД [1-3]. Например, зачастую оказывается удобным представление подынтегральных функций в виде спектральных сумм. При этом вместо пространственных интегралов появляются множители вида δ -функций, которые упрощают дальнейшее интегрирование. При решении стационарных задач возможен переход к одинаковым верхним пределам интегрирования по времени путем выполнения преобразований, подобных используемым в КЭД.

Изложенные выше приемы в основном эквивалентны фейнмановой диаграммной методике в безоператорной форме. Однако в предложенном варианте вместо не поддающихся осмысливанию полей излученного и поглощенного фотонов $A_{\text{изл}}^{\nu} = e^{\nu} \sqrt{\hbar/(2\omega)} e^{-ikx}$, $A_{\text{погл}}^{\nu} = e^{\nu} \sqrt{\hbar/(2\omega)} e^{+ikx}$ фигурируют отрицательно- и положительно-частотные составляющие вакуумного ЭМП, спектральная амплитуда которых в соответствии с формулой (14) имеет значение $|\Delta A| = \sqrt{\hbar \Delta^3 k / (2\omega (2\pi)^3)}$.

Недостающие на первый взгляд в диаграммной методике множители $\sqrt{\Delta^3 k / (2\pi)^3}$ фактически учитываются при выполнении суммирования по состояниям излученных или поглощенных фотонов.

Для пояснения излагаемого материала на рис.3 показаны несколько графов простейших электродинамических процессов. В частности, на рис.3а показан один из графов комптоновского рассеяния электрона, где ЭМ линия $k1$ отвечает внешнему ЭМП, а линия $k2$, трактуемая в КЭД как поле излученного фотона, отвечает положительно-частотной компоненте вакуумного ЭМП.

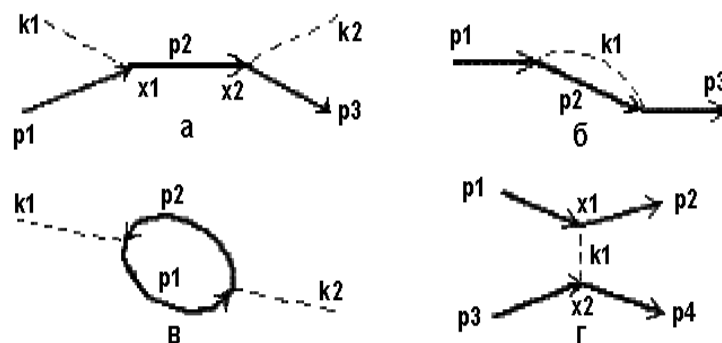


Рис. 3

Значительный интерес представляет случай двукратного или $2n$ -кратного вхождения потенциалов вакуумного ЭМП вида $A_k(x_i)$ и $A^{*l}(x_j)$ в некоторых вариантах формул (22). В этом случае каждая пара указанных сомножителей может быть заменена функцией распространения фотона (17) $A_k(x_i) A^{*l}(x_j) = \delta_k^l \delta_+((x_i - x_j)^2)$, при этом матрицы γ^k и γ^l остаются на исходных местах. Не трудно понять, что указанному случаю двукратного учета вакуумного ЭМП в методике Фейнмана отвечает внутренняя электромагнитная линия, описывающая излучение и последующее поглощение виртуального фотона. В частности, при двукратном вхождении в подынтегральное выражение множителей $A_k(x_i)$ и $A^{*l}(x_{i-1})$ вакуумного ЭМП, разделенных электронным множителем вида $S(x_i - x_{i-1})$, мы имеем дело с собственно-энергетической электронной диаграммой (рис.3б). На рис.3г оказана диаграмма взаимодействия двух электронных пучков, когда во внимание принимаются лишь ЭМ СВЧ, в то время как кулоновским взаимодействием электронов можно пренебречь ввиду слабой локализации их волновых пакетов.

Наконец, учет вторичного ЭМП k_2 , излучаемого вакуумными ЭПП, возбуждаемыми в свою очередь первичными ЭМП k_1 (рис. 3в), соответствует в фейнмановой методике фотонным собственно-энергетическим диаграммам. Здесь линия ЭПП с прямым направлением отвечает составляющей виртуального электронного состояния, линия с обратным направлением отвечает составляющей виртуального позитронного состояния, линии же исходных и конечных вакуумных состояний вакуумного ЭПП здесь не показаны.

Литература

1. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Квантовая электродинамика м. «Наука», 1980, 704 с.
2. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Введение в теорию квантованных полей. М., «Наука», 1984. 600 с.

3. Левич В.Г., Вдовин Ю.А., Мямлин В.А., Курс теоретической физики. Том II. М., "Наука", 1971.

4. Велтон Т., Phys Rev. 74, 1157 A948, русский перевод см. в сборнике “Вопросы причинности в квантовой механике”, ИЛ, 1955.

5. Львов О.С. Волновая природа микромира и роль случайных вакуумных полей в квантовых процессах. Сборник статей конференции ЕНО, июнь 2015. См. также статью 1 на настоящем сайте.

6. Львов О.С., Волновая функция фотона в координатном представлении. Сборник статей конференции ЕНО, май 2015. См. также статью 9 на настоящем сайте.

7. Львов О.С. Волновые уравнения квантовой механики. Сборник статей конференции ЕНО, апрель 2015. См. также статью 4 на настоящем сайте.

8. Львов О.С. Симметричное описание электронов и позитронов. Сборник статей конференции ЕНО, май 2017. См. также статью 8 на настоящем сайте.