Обобщение уравнений квантовой механики на величины 20 порядков меньшие часть 2

Якубовский Е.Г.

e-mail yakubovski@rambler.ru

Оглавление

Часть 2.

Глава 2. Решения уравнений в частных производных с помощью свойств частиц вакуума.

2.1 Новый способ решения уравнения Шредингера

Аннотация

Решение в виде гипергеометрической функции является конечным произведением экспоненты и полинома от безразмерного радиуса, который разбивается на отдельные множители. Взяв логарифм от этой функции и продифференцировав по радиусу получим конечную сумму вычетов с множителем единица и с определяемым полюсом плюс постоянное слагаемое. Решать такое нелинейное дифференциальное уравнение относительно производной от логарифма волновой функции проще, чем считать гипергеометрический ряд. При этом решение ищется в виде $\exp[-i(Et/\hbar - \int_0^r k(u)du)] f(\theta)/r$, относительно новой переменной $k(r)$.

Уравнение Шредингера при рассеянии элементарных частиц на произвольном потенциале надо описывать в комплексном пространстве с комплексной энергией. При этом получается новый вид решения уравнения Шредингера

Уравнение Шредингера имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi + U\psi$$

Подставим решение

$$\psi(t, r, \theta) = \exp[-i(Et/\hbar - \int_0^r k(u)du)] f(\theta)/r \qquad (2.1.1)$$

в дифференциальное уравнение, получим

$$E\psi = \frac{\hbar^2}{2m}(k^2 - i\frac{dk}{dr})\psi + U\psi + \frac{\hbar^2}{2mr^2 \sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\{\sin\theta \frac{\partial\psi}{\partial\theta}\}.$$

Переменные разделились, представим волновую функцию в зависимости от радиуса и угла, получим

$$E = \frac{\hbar^2}{2m}(k^2 - i\frac{dk}{dr}) + U(r) + \frac{\lambda\hbar^2}{2mr^2}$$
$$\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\{\sin\theta \frac{\partial f(\theta)}{\partial\theta}\} = \lambda f(\theta), \lambda = l(l+1).$$

Если взять волновую функцию в виде

$$\psi(t,r,\theta) = \exp[i\int_0^r k(u,t)du] f(\theta) = \exp\{i\int_0^r [k(u) - 2\delta(u)Et/\hbar]du\} f(\theta),$$

то получим дифференциальное уравнение

$$i\hbar\frac{\partial \ln\psi}{\partial t} = \frac{\hbar^2}{2m}(k^2 - i\frac{dk}{dr} - \frac{2ik}{r}) + U + \frac{\lambda\hbar^2}{2mr^2}.$$

Продифференцируем это уравнение по радиусу, получим

$$\frac{\partial V_r}{\partial t} + V_r\frac{\partial V_r}{\partial r} - i\frac{\hbar}{2m}(\frac{\partial^2 V_r}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial V_r}{\partial r} - \frac{2V_r}{r^2}) + \frac{\partial[U(r) + \frac{\lambda\hbar^2}{2mr^2}]}{m\partial r} = 0;$$
$$V_r = \frac{\hbar k}{m} = -i\frac{\hbar}{m}\frac{\partial \ln\psi}{\partial r}$$

Получаем уравнение Навье-Стокса с кинематической вязкостью $i\frac{\hbar}{2m}$ и давлением $p/\rho = [U(r) + \frac{\lambda\hbar^2}{2mr^2}]/m$. Можно совершить и обратный переход, от уравнения Навье-Стокса к уравнению (2.1.2), которое можно проинтегрировать.

Проверим формулу (2.1.1), подставив в уравнение волновую функцию основного состояния атома водорода. Задача сводится к уравнению $2\exp(-r) = \exp[i\int k(u)du]/r, ik(r) = -1+1/r$. Подставляем в приведенную к безразмерному виду формулу (2.1.2), получим $2\varepsilon = -1+2/r-1/r^2+1/r^2-2/r = -1$, т.е. получаем энергию основного состояния атома водорода.

Уравнение Шредингера сводится к уравнению

$$\frac{2mE}{\hbar^2} = 2\varepsilon = k^2 - i\frac{dk}{dr} + 2u(r); u(r) = \frac{2mU(r)}{\hbar^2} + \frac{l(l+1)}{r^2}\ . \quad (2.1.2)$$

В случае произвольного собственного значения имеем для водородоподобного атома радиальная часть волновой функции равна $R_{nl} = \exp(-r/n)r^l L_{nl}(r)$ см. [17]

$$\begin{aligned} ik(r) &= \frac{d}{dr}[-r/n + (l+1)\ln r + \ln L_{nl}(r)] = \\ &= \frac{-1}{n_r + l + 1} + \frac{l+1}{r} + \sum_{k=1}^{n-1} \frac{1}{r-a_k} \end{aligned} . \quad (2.1.3)$$

Можно получить решение (2.1.2), подставляя в (2.1.2) решение (2.1.3) и находя значение $n-1$ константы a_k и определить собственное значение энергии ε, приравнивая коэффициенты при одинаковых степенях радиуса. Но это возможно только в случае потенциала Кулона. В случае потенциала $u(r) = -\frac{2}{r} + \frac{b}{r^2}$ решение ищем в виде (2.1.1).

Где величина n_r радиальное квантовое число.

$$ik(r) = -\sqrt{-2\varepsilon} + \frac{\sqrt{1/4+b}+1/2}{r} + \sum_{k=1}^{n_r} \frac{1}{r-a_k}. \quad (2.1.4)$$

При условии $n_r = 0$ для основного состояния водородоподобного атома подставляем значение волнового числа в уравнение (2.1.2) с потенциалом $u(r) = -\frac{1}{r} + \frac{b}{r^2}$ получаем собственное значение энергии $\varepsilon_{0b} = -\frac{1}{2(\sqrt{1/4+b}+1/2)^2}$.

$$ik(r) = -\frac{1}{\sqrt{1/4+b}+1/2} + \frac{\sqrt{1/4+b}+1/2}{r}.$$

При этом волновая функция равна

$$\psi(r) = \exp(-\frac{r}{\sqrt{1/4+b}+1/2})r^{\sqrt{1/4+b}-1/2}.$$

При произвольном n в уравнение (2.1.2) надо подставлять значение (2.1.4) и находить значение собственной энергии и коэффициентов $a_k, k = 1,...,n_r$.

$$\psi(r) = \exp(-\frac{r}{\sqrt{1/4+b}+1/2+n_r})r^{\sqrt{1/4+b}-1/2}L_{n_r b}(r)$$

При условии $n_r > 0$ полином $L_{n_r b}(r) = \prod_{k=1}^{n_r}(r - a_k)$ в волновой функции имеет более сложный вид, зависящий от коэффициента $a_k(b)$. Величина собственной энергии равна $\varepsilon_{n_r b} = -\frac{1}{2(\sqrt{1/4+b}+1/2+n_r)^2}$

В случае $n_r = 1$ получаем значение энергии $\varepsilon_{1b} = -\frac{1}{2(\sqrt{1/4+b}+3/2)^2}$.

Волновая функция при этих значениях параметра равна

$$\psi(r) = \exp(-\frac{r}{\sqrt{1/4+b}+3/2})r^{\sqrt{1/4+b}-1/2}[r - (\sqrt{1/4+b}+1/2)(\sqrt{1/4+b}+3/2)].$$

При условии $b = 0$ получаем правильное значение волновой функции

$$\psi(r) = \exp(-\frac{r}{2})(r-2) \sim \exp(-\frac{r}{2})(1 - r/2).$$

В случае если решение является вырожденной гипергеометрической волновой функцией можно реализовать предлагаемую идею.

По заданному модулю момента инерции построена радиальная компонента волновой функции. Но необходимо получить угловую зависимость волновой функции по заданному модулю орбитального момента. Построим полиномы Лежандра не целого порядка, для чего рассмотрим дифференциальное уравнение

$$(1-z^2)\frac{d^2P(z)}{dz^2} - 2z\frac{dP(z)}{dz} + bP(z) = 0. \qquad (2.1.5)$$

Решение будем искать в виде $P(z) = z^{\mu}(a_0 + ... + a_n z^n + ...), z = \cos\theta$, зная угловую часть волновой функции с нулевой проекцией орбитального числа, можно определить волновую функцию с произвольной проекцией.

$$[(\mu + n + 2)(\mu + n + 1)a_{n+2} + a_n[b - (\mu + n)(\mu + n + 1)] = 0.$$

При заданном модуле момента b определим величину N, решая квадратное уравнение $\mu = -1/2 + \sqrt{1/4 + b} - 2N$. Где величина n удовлетворяет условию $N = \mathrm{int}[(-1/2 + \sqrt{1/4 + b})/2], |\mu| < 1$. Таким образом при условии $b = l(l+1)$ получаем $\mu = 1$ при нечетном значении l значение $2N = l$ и ряд надо строить по нечетным значениям индекса, и получается у ряда множитель z. При четном значении l ряд надо строить по четным степеням z и имеем $\mu = 0$. Получаем для полинома Лежандра при произвольном орбитальном числе $P(z) = z^{\mu}(1 + ... + a_{2N} z^{2N}) = z^{\mu} \prod_{n=1}^{N} (z^2 - \alpha_n^2)$.

Разделим уравнение (2.1.5) на неизвестную функцию и воспользуется равенством

$$\frac{d^2P(z)}{P(z)dz^2}=\frac{d^2\ln P(z)}{dz^2}+[\frac{d\ln P(z)}{dz}]^2.$$

Подставим выражение для второй производной, получим

$$(1-z^2)(\frac{dk}{dz}+k^2)-2zk+b=0;k=\frac{d\ln P(z)}{dz}. \qquad (2.1.6)$$

Величина $$k(z)=\frac{d[\mu\ln z+\sum_{n=1}^{p}\ln(z^2-\alpha_n^2)]}{dz}=\frac{\mu}{z}+\sum_{n=1}^{N}(\frac{1}{z+\alpha_n}+\frac{1}{z-\alpha_n}).$$

Подставляя решение в дифференциальное уравнение (2.1.6) имеем $N+1$ неизвестный коэффициент при $N+1$ уравнениях. Рассмотрим случай произвольного модуля момента импульса для $N=1$

$$\begin{gathered}(1-z^2)[\frac{\mu^2}{z^2}+\frac{1}{(z+\alpha_n)^2}+\frac{1}{(z-\alpha_n)^2}+\frac{2\mu}{z}(\frac{1}{z+\alpha_n}+\frac{1}{z-\alpha_n})+\\+\frac{2}{(z+\alpha_n)(z-\alpha_n)}-\frac{\mu}{z^2}-\frac{1}{(z+\alpha_n)^2}-\frac{1}{(z-\alpha_n)^2}]-2\mu-\frac{4z^2}{z^2-\alpha^2}+b=0\end{gathered}.$$

Это уравнение приводится к виду

$$\frac{\mu^2-\mu}{z^2}+\frac{4\mu+2-(4\mu+6)\alpha_n^2}{z^2-\alpha_n^2}-\mu^2+\mu-6\mu-6+b=0$$

$$\frac{(\mu^2-\mu)(z^2-\alpha_n^2)+[4\mu+2-(4\mu+6)\alpha_n^2]z^2}{z^2(z^2-\alpha_n^2)}-\mu^2+\mu-6\mu-6+b=0$$

$$4\mu+2-(4\mu+6)\alpha_n^2+\mu^2-\mu=0;(\mu^2-\mu)\alpha_n^2=0:b=\mu^2+5\mu+6$$

Возможны три варианта решения $\mu=0,\mu=1$. Имеем три решения $P(z)=\begin{cases}z(z^2-3/5),\mu=1,l=3,b=12\\z^2-1/3,\mu=0,l=2,b=6\end{cases}$. Имеем квадратное уравнение в третьем случае $\mu^2+3\mu+2=0$, $\alpha_n=0$. Полином Лежандра имеет вид $P(z)=\begin{cases}z,\mu=-1,b=2,l=1\\1,\mu=-2,b=0,l=0\end{cases}$.

В общем случае при конечном числе членов ряда задача сведется к решению системы нелинейных алгебраических уравнений

$$\begin{gathered}\mu(\mu-1)\prod_{s=1}^{N}(z^2-\alpha_s^2)+Q_{N-1}(z^2)z^2=0\\ b=\mu^2+\mu+4N^2+4\mu N+2N\end{gathered}. \qquad (2.1.7)$$

Уравнение (2.1.7) содержит свободный член, пропорциональный $\mu(\mu-1)\prod_{s=1}^{N}\alpha_s^2$ он равен нулю, в случае если равен нулю один из сомножителей. Если первые члены $\mu(\mu-1)=0$ равны нулю, то получаем стандартное разложение решения с целым орбитальным моментом

$$\begin{gathered}b(\mu=0)=2N(2N+1)=l(l+1), l=2N;\\ b(\mu=1)=(2N+1)(2N+1+1)=l(l+1), l=2N+1\end{gathered}. \quad (2.1.8)$$

Причем формула учитывает квадратичный характер аргумента в волновой функции и учитывает четный и нечетный момент волновой функции. Если равно нулю значение α_s , то определятся остальные значения коэффициентов α_s из системы уравнений $N-1$ степени с $N-1$ количеством неизвестных коэффициентов. При $N=1$ получается уравнение нулевой степени, и коэффициент α_s только один и равен нулю.

Величина b определяется по формуле

$$b=(2N+\mu)(2N+\mu+1)=l(l+1), l=2N+\mu.$$

При $\mu=1$ образуется элементарная частицы с нечетным орбитальным моментом. Таким образом формула справедлива и для полуцелого спина при этом величина $\mu=(2k+1)/2$.

Тогда величина μ определится из второго уравнения (2.1.7) по произвольному положительному числу $b\geq(2N+1)2N$ по формуле

$$\mu = -(4N+1)/2 + \sqrt{[(4N+1)/2]^2 - 4N^2 - 2N + b} = -(4N+1)/2 + \sqrt{1/4+b}\,.$$

2.2 Взрывное решение уравнения Дирака

Уравнение Дирака путем его преобразования, сводится к зависимости от импульса. Причем импульс зависит от суммы координат. На этой основе получено новое решение уравнения Дирака.

Уравнение Дирака получено из уравнения Клейна – Гордона путем извлечения квадратного корня из волнового оператора $(\gamma^{\mu}\hat{p}_{\mu})(\gamma^{\nu}\hat{p}_{\nu})\psi = m^2c^2\psi = \hat{p}^2\psi$. При этом образуется два уравнения Дирака с четырьмя компонентами спинора. При этом возникают 4 компоненты спинора, которые описывают 4 колеблющиеся по каждой из трех осей сгустки частиц вакуума. Движение одной частицы сводится к совокупности движений множества частиц вакуума. При этом движение этого множества частиц вакуума, свелось к движению 4 частиц с одинаковой массой, но разным импульсом и скоростью. При этом колебание по пространственным осям можно свести к вращению вокруг оси. Кроме того, решение уравнения Дирака описывает образование дискретных объемов. Причем описано образование, как элементарных частиц, так и планет и звезд. При этом внутри таких тел имеется источник энергии, имеющий мощность, варьируемую в зависимости от условий от малой величины до бесконечности.

Уравнение Дирака, в случае наличия электромагнитного поля, выглядит таким образом см. [2]

$$\gamma^{\mu}_{ik}(i\hbar\partial_{\mu} - \frac{e}{c}A_{\mu})\psi_k = mc\psi_i$$

Запишем это уравнение в виде

$$[\gamma_{ik}^{\mu}(i\hbar\partial_{\mu}\ln\psi_k-\frac{e}{c}A_{\mu})-mc\delta_{ik}]\psi_k=0$$

Представим его в виде нелинейного уравнения для детерминированного движения частиц вакуума

$$\{\gamma_{ik}^{\mu}[p_{k\mu}(\Omega_k)+\frac{e}{c}A_{\mu}(\Omega_k)]+mc\delta_{ik}\}\exp[-i\int_{s_0}^{s}p_{k\mu}(\Omega_k)ds/\hbar]=0$$

$$\Omega_k=(x_{k0},x_{k1},x_{k2},x_{k3}),p_{k\mu}(\Omega_k)=-i\hbar\partial_{\mu}\ln\psi_k(\Omega_k)$$

Дополним это уравнение $m\frac{dx_{k\mu}}{ds}=p_{k\mu}(\Omega_k)$, где величина k означает описание компоненты спинора, а величина μ означает компоненту пространства Минковского.

Т.е. вероятностное уравнение Дирака с помощью подстановки $p_{k\mu}(\Omega_k)=-i\hbar\partial_{\mu}\ln\psi_k$ свели к уравнению относительно импульса четырех тел, при этом проекции импульса на разные оси координат одинаковы. Т.е. в каждой системе координат частицы вакуума движутся как единая трехмерная плоскость, с направлением $\pi/4$, относительно осей координат, перпендикулярным трехмерной плоскости. В другой системе координат наблюдается та же картина. Пересечение этих движений частиц вакуума и образует картину образования элементарных частиц. Дополнительные уравнения $\frac{\partial p_{k\mu}}{\partial x^{\nu}}-\frac{\partial p_{k\nu}}{\partial x^{\mu}}=0$. Итого имеется 4 уравнение Дирака и $4\cdot4=16$ уравнений, являющихся условием вычисления потенциала ψ_k. Итого 20 уравнений. Этим 16 условиям вычисления потенциалов удовлетворяют функции $p_{k\mu}=p_k(x_0+x_1+x_2+x_3)=p_k(s)$, причем величина s инвариантна и соответствует метрическому интервалу. Отметим, что величина

$s = x_0\sqrt{1 - V^2/c^2}$ как значение инвариантной величины, и положение пересечения этих плоскостей неизменно в пространстве, в случае если скорость этого пересечения равна нулю. Осталось 4 уравнения с 4 неизвестными с четырьмя импульсами. Решение надо искать в одинаковом виде, как в другой инерциальной системе координат, так и в повернутой системе координат.

Но каким образом описать решение для водородоподобного атома, используя предлагаемую идеологию. Для этого импульс надо представить в виде $p_k = p_k(x_k)$, при этом для волновой функции справедливо разделение переменных. Логарифм волновой функции $\ln\psi(r,\theta) = \ln R_{nl}(r) + \ln P_l^m(\theta) + \ln\exp(i\, m\varphi)$ является потенциалом для значения градиента, и удовлетворяет условию интегрирования. Т.е. градиент логарифма волновой функции представляет сумму трех функций $p_r(r) = \dfrac{\partial \ln R_{nl}(r)}{\partial r}, L_\theta(\theta) = \dfrac{\partial \ln P_l^m(\theta)}{\partial \theta}, L_\varphi = \dfrac{\partial i m\varphi}{\partial \varphi} = im$, удовлетворяющих условию интегрирования.

Волновая функция представляется в виде $\psi_k = \exp(-i\int \mathbf{p}_k d\mathbf{x}/\hbar), k = 1,2,3,4$. Решим это уравнение в случае отсутствия переменного векторного и скалярного потенциала электромагнитного поля.

$$\sum_{k=1}^{4} \{\sum_{\mu=1}^{3} [\gamma_{ik}^{\mu} p_k(s)] + mc\delta_{ik}\}\exp[-i\int_{s_0}^{s} p_k(s)ds/\hbar] = 0;$$
.
$$s = x_0 + x_1 + x_2 + x_3; p_{k\mu} = p_k(s)$$

Чтобы система уравнений имела решение, необходимо, чтобы ее определитель равнялся нулю

$$|\sum_{\mu=0}^{3}[\gamma_{ik}^{\mu}p_k(s)]+mc\delta_{ik}|=0\,.$$

Откуда получаем связь между импульсами. Распишем эти равенства

$$\gamma^0=\begin{Vmatrix}0 & 1\\ 1 & 0\end{Vmatrix}\qquad \vec{\gamma}=\begin{Vmatrix}0 & -\sigma\\ \sigma & 0\end{Vmatrix}\qquad \sigma_x=\begin{Vmatrix}0 & 1\\ 1 & 0\end{Vmatrix}\qquad \sigma_y=\begin{Vmatrix}0 & -i\\ i & 0\end{Vmatrix}\qquad \sigma_z=\begin{Vmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{Vmatrix}$$

Тогда матрица $\sum_{\mu=0}^{3}[\gamma_{ik}^{\mu}p_k(s)]+mc\delta_{ik}$ запишется в виде

$$\sum_{\mu=0}^{3}[\gamma_{ik}^{\mu}p_k(s)]+mc\delta_{ik}=\begin{Vmatrix}mc & 0 & -p_3 & ip_4\\ 0 & mc & -ip_3 & p_4\\ p_1 & (2-i)p_2 & mc & 0\\ (2+i)p_1 & -p_2 & 0 & mc\end{Vmatrix}.$$

Определитель этой матрицы равен

$$(mc)^4+2(mc)^2q+9p_1p_2p_3p_4=0;2q=p_2p_4+p_2p_3+p_1p_3+p_1p_4-2ip_1p_4$$

Тогда корень этого уравнения равен импульсу частиц вакуума mc

$$mc=\sqrt{-q\pm\sqrt{q^2-9p_1p_2p_3p_4}}\,.$$

При условии, что один из импульсов мал, например, $p_1=0$, получим значение импульса $mc=\sqrt{-p_2p_4-p_2p_3}$ и при условии $p_3+p_4\to 0$, получим $p_2\to\infty$.

Откуда получим решение системы уравнений с точностью до множителя, т.е. определятся величины $\exp[-i\int\limits_{s_0}^{s} p_k(s)ds/\hbar]$ с точностью до множителя. Одну из этих величин положим равную единице, получим

$$|\sum_{\mu=1}^{3}[\gamma_{ik}^{\mu}p_k(s)]+mc\delta_{ik}|=0.$$

Откуда получим $p_4(s)=g[p_1(s),p_2(s),p_3(s)]$ связь между импульсами. Причем эта связь будет отличаться от связи $p_4^2=\sum_{l=1}^{3}p_l^2+m^2c^2$ в силу отличия формулы от $|\sum_{\mu=1}^{3}[\gamma_{ik}^{\mu}p_{\mu}(s)]+mc\delta_{ik}|=0$. Откуда получим решение системы уравнений с точностью до множителя, т.е. определятся величины $\exp[-i\int\limits_{s_0}^{s} p_k(s)ds/\hbar]$ с точностью до множителя. Одну из этих величин положим равную единице, получим систему линейных уравнений

$$\sum_{k=1}^{3}D_{ik}\exp[-i\int\limits_{s_0}^{s}p_k(s)ds/\hbar]=-[\sum_{\mu=1}^{3}[\gamma_{i2}^{\mu}p_2(s)]+mc\delta_{i2}]$$

Где величина $D_{ik}=\sum_{\mu=0}^{3}[\gamma_{ik}^{\mu}p_k(s)]+mc\delta_{ik}, i,k=0,1,3$, где величина p_2 имеет наибольшее значение

$$\int\limits_{s_0}^{s}p_k(s)ds=i\ln\frac{|p_2D_k^b|}{mc|D|}, k=1,\ldots,3 \qquad (2.2.1)$$

Дифференцируя по величине s, получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений

$$p_k(s)=\sum_{n=0}^{3} i(\frac{p_2\partial D_k^b}{mcD_k^b\partial p_n}+\frac{mcD_k^b}{p_2}\delta_{2n}-\delta_{kn}\frac{\partial D}{D\partial p_n})\frac{dp_n}{ds}=\sum_{n=0}^{3} i\frac{p_2\partial G_k}{mc\partial p_n}\frac{dp_n}{ds}, k=1,3,4\,,$$

которая имеет единственное решение при условии $|\frac{p_2\partial G_k}{mc\partial p_n}|=|\frac{p_2\partial D_k^b}{mcD_k^b\partial p_n}+\frac{mcD_k^b}{p_2}\delta_{2n}-\delta_{kn}\frac{\partial D}{D\partial p_n}|\neq 0$. Откуда имеем в случае равенства нулю определителя матрицы $\left|\frac{p_2\partial G_k}{\partial p_n}\right|$, получим уравнение $\frac{dp_n}{ds}=-i\frac{mcH_{n2}^{-1}}{(s-s_1)},\frac{p_2\partial G_n}{mc\partial p_2}=\frac{p_2}{mc}H_{n2}(s-s_1)$. Возможны другие конфигурации системы, при которых выполняется $|\frac{\partial G_n}{\partial p_k}|=|H_{nk}|(s-s_1)$ с другим значением s_1.

$$\frac{dp_n}{ds}=-imcH_{n2}^{-1}(\frac{1}{s-s_1+\Delta s_1+is_0}-\frac{1}{s-s_1-\Delta s_1-is_0})=-2\pi mcH_{n2}^{-1}\delta(s-s_1) \quad (2.2.2)$$

Где величина H_{nk} безразмерна, увеличение импульса пропорционально mc в случае одного большого импульса, величина $|\Delta s_1+is_0|<<|s_1|$.

Это уравнение можно переписать в виде

$$\frac{dk_n}{ds}=-i\frac{mcH_{n2}^{-1}}{\hbar}(\frac{1}{s-s_1+\Delta s_1+is_0}-\frac{1}{s-s_1-\Delta s_1-is_0})=-2\pi\frac{mcH_{n2}^{-1}}{\hbar}\delta(s-s_1).$$

Если воспользоваться экстраполяцией дельта функции, то получим комплексное значение дисперсии и свойства дельта функции сохранятся при стремлении модуля дисперсии к нулю, просто интегрировать дельта функцию нужно вдоль фазы комплексного числа $-i\Delta s_1+s_0$.

Величина Δs_1 соответствует среднему приращению величины s, соответствующему выделившейся энергии, равной энергии покоя частицы среды. Мнимая величина s_0 соответствует степени шероховатости или среднеквадратичному отклонению величины s см. [13]. Причем, так как величина s_0 мала, импульс частицы в соответствии с принципом неопределенности определяется не точно. Сумма этих величин в этой формуле мала, и в результате образуется дельта функция. Интегрируя это уравнение, получим скачок импульса и энергии на величину

$$k_n(s_1 + \Delta s_1 + is_0) - k_n(s_1 - \Delta s_1 - is_0) = -2\pi \frac{mcH_{n2}^{-1}(s_1, \Delta s_1 + is_0)}{\hbar}$$

Зная скачок трех импульсов, можно определить скачок четвертого импульса. Причем скачки импульса происходят с интервалом времени $\tau = |\Delta s_1 + is_0| / c$, определяемым шагом дискретизации, где c скорость света. Причем количество скачков импульса определяется количеством начальных условий $p_k^0(s^0)$, причем это счетное количество начальных условий.

Импульс частицы после многократных скачков и непрерывного изменения волнового числа k_{n0} изменяется по формуле $k_{nq} = k_{n0} - 2\pi \sum \frac{mcH_{n2}^{-1}}{\hbar}$, mc импульс образовавшейся частицы. Причем при конечном значении матрицы H_{nk} может возникнуть ситуация, когда p_2 велико, тогда приращение импульса равно mcH_{n2}^{-1}. Причем согласно $\lambda = \frac{\hbar}{mc}$ размер такой образовавшейся частицы мал. Процесс скачков качественно изменится при условии $H_{n2}^{-1}(s_1) = 0$, причем получим

$$\frac{dk_n}{ds} = -i\frac{mc}{\hbar G_n(s_1)}[\frac{1}{(s-s_1+is_0)^2} - \frac{1}{(s-s_1-is_0)^2}] = \frac{2mc}{\hbar G_n(s_1)}\pi\delta'(s-s_1),$$

$$k_n = k_{n0} + \frac{2mc}{\hbar G_n(s_1)}\pi\delta(s-s_1)$$

т.е. получится точечная частица с массой $\pi m\delta(s-s_1)/G_n$. При этом однократно образуется точечная частица с большой массой, и снова начнут генерироваться частицы вакуума. Эта частица с большой массой состоит из частиц вакуума. Причем ее масса при малом значении G_n велика и может быть, как положительной, так и отрицательной. Если масса образовавшейся частицы положительна и велика, то вокруг нее будут собираться частицы вакуума, образуя массивные тела.

Причем знак фазы экспоненты определяется $\mp ip_{nq}(s-s_1)/\hbar$, так что экспоненциального возрастания амплитуды не бывает, бывает только затухание. При этом образуется наряду с дискретным изменением импульса, дискретное изменение энергии. Причем мнимая часть энергии частицы означает колебание энергии, с амплитудой, равной мнимой части. В связи с большой амплитудой колебания импульса, и мнимой частью волнового числа, равного $k = p_{nq}/\hbar$, частица имеет экспоненциально убывающую вероятность состояния, по мере удаления от начального положения частицы. Т.е. частица локализована.

Причем координаты данной частицы лежат в одной плоскости $s_1 \pm (\Delta s_1 + is_0) = x_0 + x_1 + x_2 + x_3$. Совершая ортогональное преобразование системы координат, получим новую совокупность точек $s_1 \pm (\Delta s_1 + is_0) = x_0 + x'_1 + x'_2 + x'_3$, связанную ортогональным преобразованием $x'_l = \sum_{k=1}^{3} \alpha_{lk} x_k$. Мнимая часть s описывает колебания действительной части. Причем величина $\Delta s_1 + is_0$ это расстояние между плоскостями $s_1 \pm (\Delta s_1 + is_0) = x_0 + x_1 + x_2 + x_3$. Образуется сфера колеблющегося радиуса $s_1 \pm (\Delta s_1 + is_0)$, причем плоскости $s_1 \pm (\Delta s_1 + is_0) = x_0 + x_1 + x_2 + x_3$ касаются этой сферы. Отметим, что величина $s_1 = x_0\sqrt{1 - V^2 / c^2}$ и положение сферы неизменно в пространстве, в случае если рассмотрение введется в собственной системе координат. Причем на сфере происходит определяемый скачок импульса. В другой точке происходит такое же образование сферы, но с другим радиусом $s_1 \pm (\Delta s_1 + is_0)$. Пересечение этих сфер и является элементарной частицей.

Причем в случае $|(\Delta s_1 + is_0)| << 1$ происходит суммирование импульсов разных направлений, что приводит к нулевому суммарному импульсу, но так как энергия велика, происходит образование массы. При этом энергия постоянно генерируется, и в зависимости от малости значения $|\Delta s_1 + is_0|$ образуются либо планеты, либо звезды с выделением энергии внутри тела, либо произойдет Большой взрыв при условии $|\Delta s_1 + is_0|$, равному минимальному значению. При этом имеется условие, когда произойдет взрыв.

На этом масштабе величин существует граничное значение $\Delta s_1 + is_0$, при котором образовался Большой взрыв. Оно образуется при уменьшении действительного значения для величины $\Delta s_1 + is_0$ или увеличении мнимой части. Если комплексное значение величины $\Delta s_1 + is_0$ приводило к постоянной составляющей у значения выделяющейся энергии при условии $\Delta s_1 > s_0$, то в случае $\Delta s_1 < s_0$, пульсации преобладают над постоянной составляющей, и образуется бесконечная мощность выделения энергии, т.е.

взрыв. Но энергия этого взрыва зависит от величины модуля $|\Delta s_1 + is_0|$ и от импульса частицы.

Характерное время процесса между постоянным выделениям энергии, равно минимальному размеру $|\Delta s_1 + is_0|$, деленному на скорость света $\tau = |\Delta s_1 + is_0| / c$.

Масса частицы вакуума, определяющая среднюю энергию частиц вакуума равна $m_\gamma = 10^{-54} g$. Определение массы частиц вакуума см. раздел 1.1. Но может возникнуть ситуация, когда импульс образовавшейся частицы может иметь большое значение, при этом рост импульса mc. Значит, выделяемая мощность $N = \frac{mc^2}{\tau} = \frac{mc^3}{\Delta s_1 + is_0}$. Эта формула оправдана формулой (2) для скачка импульса. Для скачка энергии имеем формулу для мощности $N = \frac{mc^2}{\tau} = \frac{mc^3}{\Delta s_1 + is_0}$.

При энергии выделения Солнца $N = 3.9 \cdot 10^{26} W$ величина $|\Delta s_1 + is_0|$ должна равняться величине $|\Delta s_1 + is_0| = \frac{m_\gamma c^3}{N} = \frac{10^{-54} 27 \cdot 10^{30}}{4 \cdot 10^{33}} = 6.9 \cdot 10^{-57} cm$ в случае, если квант выделившейся энергии равен энергии покоя частицы вакуума. Этот механизм выделения энергии соответствует термоядерным реакциям, протекающим в недрах звезд. Но он описан с другой точки зрения, описывающей реакции и в недрах планет, и описывающий Большой взрыв.

При мощности излучателя, равной $3.9 \cdot 10^{10} W$ требуется значение $|\Delta s_1 + is_0| = 6.9 \cdot 10^{-41} cm$. При характерных размерах квантовой механики $|\Delta s_1 + is_0| = 6.9 \cdot 10^{-12} cm$ мощность излучения энергии $N = 3.9 \cdot 10^{-19} W$.

Создать условия для реализации расстояния $|\Delta s_1 + is_0| = 6.9 \cdot 10^{-41} cm$, на котором происходит выделение энергии очень сложно.

Чем меньше значение $|\Delta s_1 + is_0|$, тем образующееся тело будет выделять больше энергии и, следовательно, образовывать тело с большей массой. Элементарные частицы образуются при взаимодействии с большим значением $|\Delta s_1 + is_0|$, суммарный импульс у них не нулевой и энергия конечна. Пусть частица вакуума приобрела определенный импульс. Она сместится с положения приобретения импульса и на ее месте другая частица приобретет тот же импульс. Т.е. создастся среда с картиной дискретного течения, но без выделения большой энергии. Причем образуются частицы, как с малым импульсом, и соответственно малой энергией, так и с большим импульсом, с большой энергией. При этом генерируются элементарные частицы, и частицы с большой массой, но малым сечением реакции, в силу малости размера, которые являются кандидатами в частицы темной материи.

Всегда имеется точка пространства, в которой импульс и энергия системы изменяется скачком. Причем этот скачок соответствует другой частице. В результате получим изменение комплексного импульса, разное, для разных частиц $p_{k\mu} = p_k(x_0 + x_1 + x_2 + x_3)$, в котором все четыре оси равноправны и происходит колебание с большим количеством периодов, одинаковое вдоль разных осей. Причем пространственные колебания сводятся к одинаковым вращениям вокруг произвольной оси. Причем решение в другой декартовой инерциальной системе координат будет иметь тот же вид при отсутствии выделенного направления внешнего поля.

Материя давно создана, минимальные значения $\Delta s_1 + is_0$ реализованы. Будут ли образовываться новые небесные тела? Как же образовать новые значения $\Delta s_1 + is_0$? Это произошло, когда величина $\Delta s_1 + is_0 = x_1 + x_2 + x_3$ была мала.

Расстояние между частицами с минимальным радиусом $|\Delta s_1 + is_0|$ - это расстояние между звездами. Возможно, раньше это расстояние было мало, и частицы с радиусом $|\Delta s_1 + is_0|$ были плотно упакованы, причем эти радиусы $|\Delta s_1 + is_0|$ не расширяются, а пространство расширяется. Как же найти эти $|\Delta s_1 + is_0|$? Эти величины $|\Delta s_1 + is_0|$ должны себя проявлять в выходе энергии. Можно ли этот минимальный радиус $|\Delta s_1 + is_0|$ создать искусственно? Он образуются во время взрыва, с образованием комплексного пространства. Нужно создать большую плотность комплексных частиц вакуума. Расстояние между частицами вакуума $\Lambda = \frac{3\hbar\rho_\gamma}{m_\gamma c\rho}$, где ρ_γ, m_γ плотность и масса частиц вакуума, ρ плотность созданной среды. Получим $\Lambda = 10^{-27-10+50-29-15} = 10^{-31} cm$, где взяли плотность атома водорода $\rho = \frac{1836 \cdot 10^{-27}}{10^{-39}} = 10^{15} g/cm^3$. Т.е. один атом водорода сможет производить энергию $4 \cdot 10^5 W$, если окажется $|\Delta s_1 + is_0| = \Lambda$.

Вероятность нахождения минимального радиуса $|\Delta s_1 + is_0|$ между частицами в объеме планеты, равна отношению объема планеты к объему Солнечной системы, т.е. $\frac{6378^3 km^3}{5910^3 10^{3 \cdot 6} km^3} = 10^{-18}$.

Вероятность получить минимального радиуса $|\Delta s_1 + is_0|$ в лаборатории размером $6m$, заполненным водородом равна $\frac{6^3 m^3}{6378^3 10^9 m^3} 10^{-18} = 10^{-36}$.

Но это вероятность получить в одном ядре водорода мощности $4 \cdot 10^5 W$. Сближение частиц вакуума в ядре атома водорода имеет значение радиуса $10^{-31} cm$.

Причем это вероятность микровзрыва, длящегося бесконечное время. Водород не подходит для образования энергии с помощью этого процесса. Необходимо другое вещество. Но чтобы получить эффект в одной лаборатории, нужно использовать 10^{36} лабораторий.

Может ли произойти новый Большой взрыв? Если образуется минимальное значение радиуса $|\Delta s_1 + is_0|$ или сочетание импульсов, один из которых имеет большую энергию, то Большой взрыв возможен. За счет энергии частиц вакуума, которые будут непрерывно поступать в точку Большого взрыва со средней скоростью их движения, скоростью света. Но вероятность этого процесса мала.

2.3 Решение уравнения Шредингера при произвольном потенциале, зависящем от радиуса

Уравнение Шредингера имеет решение для частных случаев потенциала. Получим его решение в общем виде при произвольном потенциале, зависящем от модуля радиуса.

Уравнение Шредингера при произвольном потенциале, зависящем от радиуса, приводится к виду относительно безразмерных коэффициентов см. [17]

$$\frac{d^2R}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{dR}{dr} + R[2E - 2U(r) - \frac{l(l+1)}{r^2}] = 0. \qquad (2.3.1)$$

Используем равенство $\frac{d^2R}{dr^2} = R[\frac{d^2\ln R}{dr^2} + (\frac{d\ln R}{dr})^2]$. Подставляя равенство в уравнение (2.3.1), получим

$$\frac{d^2\ln R}{dr^2} + (\frac{d\ln R}{dr})^2 + \frac{2}{r}\frac{d\ln R}{dr} + 2E - 2U(r) - \frac{l(l+1)}{r^2} = 0. \quad (2.3.2)$$

Сделаем подстановку $k(r) = \frac{d\ln R(r)}{dr}$, получим уравнение

$$\frac{dk}{dr} + k^2 + \frac{2k}{r} + 2E - 2U(r) - \frac{l(l+1)}{r^2} = 0$$

Определим линейную часть решения по формуле $k(r) = \frac{c}{r^2}$. Получим дифференциальное уравнение относительно новой переменной

$$\frac{dc}{dr} + \frac{c^2}{r^2} + 2Er^2 - 2U(r)r^2 - l(l+1) = 0. \quad (2.3.3)$$

Найдем решение нелинейного уравнения $\frac{1}{c} - \frac{1}{c_0} = \frac{1}{r_0} - \frac{1}{r}$. Разрешим относительно неизвестной функции $c(r) = \frac{1}{\frac{1}{c_0} + \frac{1}{r_0} - \frac{1}{r}}$. Запишем решение этого дифференциального уравнения

$$c(r) = \frac{1}{\frac{1}{c^0} - \int\limits_{r_0}^{r} \frac{2Ey^2 - 2U(y)y^2 - l(l+1)}{i}[\frac{1}{c_l^0} + \alpha(y) + \frac{1}{r_0} - \frac{1}{y}]^2 dy + \frac{1}{r_0} - \frac{1}{r}} \quad (2.3.4)$$

Где величина $\alpha(y)$ неизвестная функция. Причем энергия состояния E меньше чем потенциальная энергия на бесконечности $\min\limits_r U(r) < E < U(\pm\infty)$.

Причем точке минимума потенциала соответствует координата r_0. В случае монотонного потенциала берется наименьшее, возможное значение r_0. В случае атома водорода, этот наименьший радиус равен размеру ядра. Подстановка этого решения в дифференциальное уравнение (3) приведет к равенству

$$\frac{[\frac{1}{c^0}+\alpha(r)+\frac{1}{r_0}-\frac{1}{r}]^2}{\{\frac{1}{c^0}-\int\limits_{r_0}^{r}[2Ey^2-2U(y)y^2-l(l+1)][\frac{1}{c^0}+\alpha(y)+\frac{1}{r_0}-\frac{1}{y}]^2/idy+\frac{1}{r_0}-\frac{1}{r}\}^2}=1$$

Откуда имеем интегральное уравнение по определению функции $\alpha(r)$

$$\alpha(r)=-\int\limits_{r_0}^{r}[2Ey^2-2U(y)y^2-l(l+1)][\frac{1}{c^0}+\alpha(y)+\frac{1}{r_0}-\frac{1}{r}]^2/idy.$$

Которое сводится к дифференциальному уравнению

$$\frac{d\alpha(r)}{dr}=-[-2Er^2+2U(r)r^2+l(l+1)][\frac{1}{c^0}+\alpha(y)+\frac{1}{r_0}-\frac{1}{r}]^2/i$$

Начальное условие задачи Коши для этого дифференциального уравнения $\alpha(r_0)=0$.

При этом волновая функция равна $\psi_l(r,t)=\exp\{-i[Et/\hbar-\int\limits_{r_0}^{r}k(u)du]\}$, и зависит от двух констант c_l^0,E.

Для реализации состояния ищется минимум действия. Действие должно иметь минимум. Для реализации минимума действия при импульсе, удовлетворяющем условию (4), необходимо $k=\frac{1}{r^2}$. Тогда действие равно $S=-1/r$ и в точке $r=0$ стремится к минус бесконечности, т.е. реализуется минимум. Из нуля знаменателя в точке минимума действия при условии $c\to\infty$ в формуле (4) получаем

$$2E = \frac{\frac{1}{c^0} + \int\limits_{r_0}^{r} [2U(y)y^2 + l(l+1)][\frac{1}{c_l^0} + \alpha(y) + \frac{1}{r_0} - \frac{1}{y}]^2 / idy + \frac{1}{r_0} - \frac{1}{r}}{\int\limits_{r_0}^{r} 2y^2[\frac{1}{c_l^0} + \alpha(y) + \frac{1}{r_0} - \frac{1}{y}]^2 / idy} =$$

Определяем координату r и начальный импульс c^0, чтобы числитель и знаменатель дроби равнялся нулю, причем эти значения возможно комплексные. При этом определится величина начального значения c^0

$$\frac{1}{c^0} = -b \pm \sqrt{b^2 - c}; c^0 = (-b \mp \sqrt{b^2 - c})/c$$

$$b = \frac{-4\int\limits_{r_0}^{r} y^2[\alpha(y) + \frac{1}{r_0} - \frac{1}{r}]dy}{(r^2 - r_0^2) - \frac{2}{3}\frac{(r^3 - r_0^3)}{r_0}}; c = \frac{-\int\limits_{r_0}^{r} 2y^2[\alpha(y) + \frac{1}{r_0} - \frac{1}{r}]^2 dy}{r^2 - r_0^2 - \frac{2}{3}\frac{r^3 - r_0^3}{r_0}}.$$

Подставляем значение импульса в числитель, получим одно уравнение с одним неизвестным r

$$b \pm \sqrt{b^2 - c} + \int\limits_{r_0}^{r} [2U(y)y^2 + l(l+1)][b \pm \sqrt{b^2 - c} + \alpha(y) + \frac{1}{r_0} - \frac{1}{r}]^2 / idy + \frac{1}{r_0} - \frac{1}{r} = 0$$

Интеграл от корня $\sqrt{b^2 - c}$ содержит функцию, зависящую от целого числа. При этом величина корня равна $\sqrt{b^2 - c} = (r - r_0)\sqrt{P(r)}$, где $P(r)$ удовлетворяет $P(r) \neq 0$. Значит, величина r зависит от целого числа, и имеем счетное количество комплексных корней.

Тогда значение энергии E определится по правилу Лопиталя, и будет равно (запишем ее в размерном виде)

$$E = U(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2} + \frac{i\hbar^2 r_0^2}{2mr^4[1 + \frac{r_0}{c_l^0} + \alpha(r) r_0 - \frac{r_0}{r}]^2}.$$

Из этой формулы определится комплексная собственная энергия системы.

Глава 3. Теория рассеяния элементарных частиц с помощью частиц вакуума

3.1 Неупругое рассеяние на произвольном потенциале

Аннотация

Уравнение Шредингера при рассеянии элементарных частиц на произвольном потенциале надо описывать в комплексном пространстве с комплексной энергией. Существует точное решение для неупругого резонансного сечения рассеяния заряженных частиц только в случае потенциала Кулона. Предлагается решение для неупругого резонансного сечения рассеяния при произвольном потенциале, зависящем от радиуса. При этом можно определить скорость частиц вакуума, а по ней плотность частиц вакуума. Зная плотность частиц вакуума, можно определять массу образовавшейся элементарной частицы. Зная возможные реакции образования элементарных частиц, идентифицируем плотность частиц вакуума с определенной элементарной частицей.

Уравнение Шредингера имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi + U\psi$$

Уравнение для волновой функции рассеянной волны $\psi = \exp(ikz) + \exp(ikr) f(\theta) / r$. Преобразуем его к виду

$\psi = \sum_{l=1}^{\infty} A_l \exp[-iE_l t/\hbar + i\int_{r_0}^{r} k_l(u)du] f_l(\theta)/[(k_l - E_l/c\hbar)r]$, где величина A_l определяется из уравнения $\exp(ikz) = \sum_{l=1}^{\infty} A_l \exp(ik_l z)$, $k_l = \lim_{r\to\infty} k_l(r)$. Полагая $z = 0$, получим равенство $\sum_{l=1}^{\infty} A_l = 1$.

При этом скорость потока частиц вакуума определяется по формуле (формула для скорости и свойств частиц вакуума см. раздел 1.1)

$$V_l = \frac{\hbar}{im}\frac{\partial \ln\psi}{\partial x_l} = \lim_{t\to\infty}\frac{\hbar}{im}\frac{\partial \ln \sum_{l=1}^{\infty} A_l \exp[-iE_l t/\hbar + i\int_{i\,\mathrm{Im}\, r_{\min}}^{r+r_{\min}} k_l(u)du] f_l(\theta)/[(k_l - E_l/c\hbar)r]}{\partial x_l} =$$

$$= \frac{\hbar}{m}k_q(r)\frac{x_l}{r} - i\frac{\hbar}{m}[\frac{\partial[\ln P_q(\cos\theta)]}{\partial x_l} - \frac{x_l}{r^2}]$$

Где имеем

$$k(r) = \frac{1}{\frac{1}{k_l^0} + \int_{i\,\mathrm{Im}\, r_{\min}}^{r+r_{\min}} 2[u(r)-\varepsilon][\frac{1}{k_l^0} + \alpha(y) - \frac{y - r_0^l}{i}]^2/idy + \frac{r - r_0^l}{i}}.$$

Тогда траектории частиц вакуума определятся из уравнения, где интегрирование осуществляется по действительным значениям комплексной координаты $x_l + x_{l\min}$, при этом удается избежать особенности интегрирования сингулярности $1/r$.

$$\frac{dx_l}{dt} = V_l(x_1, x_2, x_3).$$

При этом потенциальная энергия ядерных сил см. раздел 1.1, (потенциал ядерных сил моделируется множеством диполей, образуемых частицами вакуума и сумма этих диполей представлена одним членом, умноженным на количество диполей) непрерывно переходящих в закон Кулона, равен

$$U(r)=\begin{cases}-\dfrac{e^2 l}{r_{\min}^2}\dfrac{m_p}{m_\gamma}, r<\dfrac{r_{\min}^2 m_\gamma}{l m_p}\\ -\dfrac{e^2}{r}, r>\dfrac{r_{\min}^2 m_\gamma}{l m_p}\end{cases}=\begin{cases}-\dfrac{r_\gamma^2}{r_{\min}^2}m_p c^2, r<\dfrac{r_{\min}^2\hbar}{137 r_\gamma^2 c m_p}\\ -\dfrac{e^2}{r}, r>\dfrac{r_{\min}^2\hbar}{137 r_\gamma^2 c m_p}\end{cases}, \frac{l}{m_\gamma}=\frac{137 r_\gamma^2 c}{\hbar}$$

Где $r_{\min}$ определено далее по тексту. Определение образующей частиц вакуума r_γ см. раздел 1.1. Зная скорость частиц вакуума можно определить их плотность из уравнения

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\mathrm{div}\rho\mathbf{V}=0$$
$$\frac{\partial\ln\rho}{\partial t}+\frac{\partial\ln\rho}{\partial x_l}\mathrm{V}_l=\frac{d\ln\rho}{dt}=-\mathrm{div}\mathbf{V}.$$

Откуда зная плотность частиц в момент времени t_0 с координатой $\mathbf{r}$, определим плотность частиц вакуума $\rho(t,\mathbf{r})$. При этом плотность частицы определится из дифференциального уравнения равной $\rho=\rho_\gamma\dfrac{E}{m_\gamma c^2}$, где E энергия частицы, $m_\gamma c^2$ средняя энергия частицы вакуума. Плотность частиц вакуума в свободном пространстве равна $\rho_\gamma=10^{-29} g/cm^3$. Такая формула для плотности частиц вакуума получается из закона сохранения энергии, где также сохраняется количество частиц вакуума, равное $\dfrac{E}{m_\gamma c^2}$. Для сохранения количества частиц вакуума, необходимо прибегать к такой формуле для количества частиц вакуума. После чего можно идентифицировать образовавшуюся элементарную частицу из частиц вакуума по формуле $\rho=\dfrac{3m^4c^5}{4\pi e^6}$. При этом если плотность частиц вакуума соответствует массе элементарных частиц и реакция по образованию элементарной частицы возможна, образуется совокупность элементарных частиц. Плотность нейтрино и фотона равна $\rho=\dfrac{3\cdot 137^3\hbar k^4}{4\pi c}$. При этом проясняется физический смысл барионного квантового число, которые вводятся для предотвращения прохождения определенных реакций. Дело в том, что ничего не мешает образованию элементарных частиц из частиц вакуума, кроме соответствия плотности и свойств частиц вакуума. Образующая частиц вакуума может образовываться из размеров кварков и электронов, электрона и позитрона, электрона и ядра атома. Это будут разные частицы вакуума, и образуют они разные элементарные частицы. Барионы образуют частицы вакуума, размер образующей которых состоит из размера кварков и электрона.

Эффективное сечение рассеяния внутри телесного угла $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$

$$d\sigma(r,t) = \frac{|\sum_{l=1}^{\infty} A_l \exp[-iE_l t/\hbar + i\int_{r_0}^{r} k_l(u)du] f_l(\theta)/(k_l - E_l/c\hbar)|^2}{|\sum_{q=1}^{\infty} A_q \exp[-iE_q t/\hbar + i\int_{r_0}^{r} k_q(u)du]|^2} d\Omega .$$

При этом неупругое полное сечение рассеяния равняется

$$\sigma(r,t) = 2\pi \frac{\int_0^{\pi} |\sum_{l=1}^{\infty} A_l \exp[-iE_l t/\hbar + i\int_{r_0}^{r} k_l(u)du] f_l(\theta)/(k_l - E_l/c\hbar)|^2 \sin\theta d\theta}{|\sum_{q=1}^{\infty} A_q \exp[-iE_q t/\hbar + i\int_{r_0}^{r} k_q(u)du]|^2} .$$

$$= 2\pi \frac{\sum_{l=1}^{\infty} |A_l \exp[-iE_l t/\hbar + i\int_{r_0}^{r} k_l(u)du]/(k_l - E_l/c\hbar)|^2}{|\sum_{q=1}^{\infty} A_q \exp[-iE_q t/\hbar + i\int_{r_0}^{r} k_q(u)du]|^2}$$

Нормированные полиномы Лежандра $f_l(\theta)$ интегрируются. Произойдет резонансное рассеяние энергии при волновом числе $k_l = E_l / c\hbar$. При этом знаменатель дроби будет определять интерференционную картину рассеяния между разными состояниями частицы. При большом времени и большом расстоянии в сечении рассеяния будут преобладать члены с малой мнимой частью в фазе. При этом получим

$$\sigma = 2\pi / |(k_l - E_l / c\hbar)|^2 .$$

Т.е. произойдет резонансное рассеяние, выделение значения энергии.

В случае столкновения двух одинаковых частиц имеем формулу, причем если суммарный спин сталкивающихся частиц - четный, имеем знак плюс, если не четный знак минус.

$$\psi = \exp(ikz) \pm \exp(-ikz) + \exp(ikr)[f(\theta) \pm f(\pi - \theta)] / r .$$

И сечение рассеяний равно

$$\sigma(r,t) = 2\pi \frac{\int_0^\pi |\sum_{l=1}^\infty \exp[-iE_l t/\hbar + i\int_{r_0}^r k_l(u)du][A_l f_l(\theta) \pm A_l^* f_l(\pi-\theta)]/(k_l - E_l / c\hbar)|^2 \sin\theta d\theta}{|\sum_{l=1}^\infty 2\operatorname{Re} A_l \exp[-iE_l t/\hbar + i\int_{r_0}^r k_l(u)du]|^2}.$$

Т.е. наблюдается интерференционная картина. Можно построить формулы, когда суммарный спин не определен, и необходимо произвести усреднение, считая спиновые состояния равновероятными. Тогда надо различать полу целое и целое значение спина отдельной частицы.

Подставим данное решение в дифференциальное уравнение, получим

$$E\psi = \frac{\hbar^2}{2m}(k^2 - i\frac{dk}{dr})\psi + U\psi + \frac{\hbar^2}{2mr^2 \sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\{\sin\theta \frac{\partial\psi}{\partial\theta}\}.$$

Переменные разделились, представим волновую функцию в зависимости от радиуса и угла, получим

$$\begin{gathered} E = \frac{\hbar^2}{2m}(k^2 - i\frac{dk}{dr}) + U(r) + \frac{\lambda\hbar^2}{2mr^2} \\ \frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\{\sin\theta\frac{\partial f(\theta)}{\partial\theta}\} = \lambda f(\theta), \lambda = l(l+1) \end{gathered}.$$

Покажем, что собственное значение оператора импульса может быть комплексным. Радиальная проекция оператора импульса определяется по формуле

$$\hat{p}_r\psi = -i\hbar(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r})\psi \; .$$
$$\psi = \exp(ip_r r/\hbar)/r$$

При комплексном значении $p_r, \operatorname{Im} p_r > 0$, получаем комплексное, ограниченное значение эрмитова оператора. Справедливость формулы для радиальной проекции оператора импульса следует из соотношения

$$\hat{p}_r^2\psi = -\hbar^2(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r})(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r})\psi = -\hbar^2(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial}{\partial r})\psi$$

Причем как доказано в [19] задача 59, эта проекция оператора импульса является эрмитовой в действительном пространстве, но ничто не мешает определить собственное число комплексным, с положительной мнимой частью. В комплексном пространстве для волновой функции надо ввести область определения.

Покажем, что собственное значение энергии может быть комплексным. Так для ямы постоянной глубины U_0 размером a, см. задачу в [17] к параграфу §22. Вне ямы решение имеет вид $\psi_n = b\exp(\pm\chi_n x), \chi_n = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2m(U_0 - E_n)}$. Внутри ямы решение ищем в виде $\psi_n = c\sin(k_n x + \delta), k_n = \frac{\sqrt{2mE_n}}{\hbar}$.

Условие непрерывности волновых функций ψ_n' / ψ_n на границе ямы, определяет решение

$$\sin\delta = \frac{k_n\hbar}{\sqrt{2mU_0}} \qquad \sin(k_n a + \delta) = -\frac{k_n\hbar}{\sqrt{2mU_0}}$$

Вычисления надо производить аккуратно, с учетом всех тонкостей периодических функций. При этом имеем одинаковые ветви у арксинуса

$\delta = (-1)^p \arcsin \frac{k_n \hbar}{\sqrt{2mU_0}} + \pi p, k_n a + \delta = -(-1)^p \arcsin \frac{k_n \hbar}{\sqrt{2mU_0}} + \pi p$. При условии p нечетном, получаем уравнение, где в неявном виде задано значение энергии

$$k_n a = 2\arcsin \frac{k_n \hbar}{\sqrt{2mU_0}} = \frac{\sqrt{2mE_n}}{\hbar} a = 2\arcsin \sqrt{\frac{E_n}{U_0}} \qquad (3.1.1)$$

Откуда определится конечное число действительных и счетное количество комплексных значений энергии E_n во всем пространстве. Комплексное значение E_n получается при значении аргумента у арксинуса больше единицы.

При комплексной энергии образуются квазистационарные состояния с комплексной волновой функцией. Это состояние продлится не долго, частица перейдет на действительные уровни энергии. Обозначим $y = \arcsin(\frac{(4n + 2\varphi_n)\pi\hbar}{a\sqrt{2mU_0}})$, перепишем эту формулу для аргумента, больше единицы

$$y = -i\ln[i\frac{(4n + 2\varphi_n)\pi\hbar}{a\sqrt{2mU_0}} + \sqrt{1 - (\frac{(4n + 2\varphi_n)\pi\hbar}{a\sqrt{2mU_0}})^2}] + 2\pi n,$$

откуда имеем

$$k_n a = 4\pi n + 2\varphi_n, \varphi_n = \arg[\sqrt{1 - (\frac{(4n + 2\varphi_n)\pi\hbar}{a\sqrt{2mU_0}})^2} + i\frac{(4n + 2\varphi_n)\pi\hbar}{a\sqrt{2mU_0}}].$$

Где величина φ_n определится из нелинейного уравнения.

Для комплексного корня имеем значение $y = \arcsin(\frac{(4n + 1)\pi\hbar}{a\sqrt{2mU_0}})$

$y = -i\ln\{i\frac{(4n+1)\pi\hbar}{a\sqrt{2mU_0}}[1+\sqrt{1-(\frac{a\sqrt{2mU_0}}{(4n+1)\pi\hbar})^2}]\} + 2\pi n + O(\frac{a\sqrt{2mU_0}}{(4n+1)\pi\hbar})$, где для арксинуса использовано главное значение, как для квадратного корня, а для образовавшегося логарифма имеется счетное количество ветвей. Асимптотика решения для комплексного корня равна

$$k_n a = 4\pi n - 2i\ln\{i\frac{(4n+1)\pi\hbar}{a\sqrt{2mU_0}}[1+\sqrt{1-(\frac{a\sqrt{2mU_0}}{(4n+1)\pi\hbar})^2}]\} + O(\frac{a\sqrt{2mU_0}}{(4n+1)\pi\hbar}) = \\ = \pi(4n+1) - 2i\ln\frac{(4n+1)\pi\hbar}{a\sqrt{2mU_0}} + O(\frac{a\sqrt{2mU_0}}{(4n+1)\pi\hbar}).$$

Причем для комплексного корня при большом значении n выполняется $\frac{(4n+1)\pi\hbar}{a\sqrt{2mU_0}} >> 1$. Т.е. имеем

$$\chi_n = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2m(U_0 - E_n)} = \sqrt{-a+bi} = \sqrt{a^2+b^2}\exp(i\varphi), \varphi \in [\pi/4, \pi/2],$$

при условии, что мнимая часть b положительная. При этом вне стационарной ямы знак величины b определяется знаком $\mathrm{Im}(U_0 - E_n)$, т.е. этот знак положителен в силу отрицательной мнимой части у величины $E_n = \frac{k_n^2\hbar^2}{2m}$. Имеем условие $\mathrm{Re}\,\chi_n > 0$ в силу условия на фазу χ_n, и значит, затухание сохранится при колебательном решении. При этом ветви всех функций, входящих в одну формулу, одинаковы. Внутри стационарной ямы волновая функция равна

$$\psi_n = c[\sin(\mathrm{Re}\,k_n x + \delta)\cosh(\mathrm{Im}k_n x) + i\cos(\mathrm{Re}k_n x + \delta)\sinh(\mathrm{Im}\,k_n x)] = \\ = c\sqrt{\sin^2(\mathrm{Re}k_n x + \delta) + \sinh^2(\mathrm{Im}\,k_n x)}\exp(i\varphi), 0 < x < a.$$

Получается, что комплексное решение при любом n имеет физический смысл.

Мнимость эрмитова оператора говорит о том, что модель действительного пространства, описывающего микромир, не объясняет всех экспериментов квантовой механики. Для описания всех экспериментов квантовой механики необходим переход в комплексное пространство.

Проверим данную формулу, подставив в уравнение волновую функцию основного состояния атома водорода. Задача сводится к уравнению $2\exp(-r) = \exp[i\int k(u)du]/r, ik(r) = -1 + 1/r$. Подставляем в формулу (3.1.2), получим $2\varepsilon = -1 + 2/r - 1/r^2 + 1/r^2 - 2/r = -1$

$$2mE/\hbar^2 = 2\varepsilon = k^2 - i\frac{dk}{dr} + 2u(r); u(r) = \frac{2mU(r)}{\hbar^2} + \frac{l(l+1)}{r^2} . \qquad (3.1.2)$$

Запишем решение этого дифференциального уравнения

$$k(r) = \frac{1}{\frac{1}{k_l^0} + \int\limits_{r_0}^{r} 2[u(r) - \varepsilon][\frac{1}{k_l^0} + \alpha(y) - \frac{y - r_0^l}{i}]^2 / idy - \frac{r - r_0^l}{i}} . \qquad (3.1.3)$$

Где величина $\alpha(y)$ неизвестная функция. Причем энергия состояния ε меньше чем потенциальная энергия на бесконечности $\min_y u(y) < \varepsilon < u(\infty)$, причем точке минимума потенциала соответствует координата r_0. При учете ядерных сил имеем $r_0 = i\,\mathrm{Im}\, r_{\min}$, где $r_{\min}$ будет определено ниже по тексту. Подстановка этого решения в дифференциальное уравнение (3.1.2) приведет к равенству

$$\frac{[\frac{1}{k_l^0} + \alpha(r) - \frac{r - r_0^l}{i}]^2}{\{\frac{1}{k_l^0} + \int\limits_{r_0}^{r} 2[u(y) - \varepsilon][\frac{1}{k_l^0} + \alpha(y) - \frac{y - r_0^l}{i}]^2 / idy - \frac{r - r_0^l}{i}\}^2} = 1$$

Откуда имеем интегральное уравнение по определению функции $\alpha(r)$

$$\alpha(r) = \int\limits_{r_0}^{r} 2[u(y)-\varepsilon][\frac{1}{k_l^0} + \alpha(y) - \frac{y-r_0^l}{i}]^2 / idy.$$

Которое сводится к дифференциальному уравнению

$$\frac{d\alpha(r)}{dr} = 2[u(r)-\varepsilon][\frac{1}{k_l^0} + \alpha(r) - \frac{r-r_0^l}{i}]^2 / i$$

Начальное условие задачи Коши для этого дифференциального уравнения $\alpha(r_0) = 0$. Причем на бесконечности радиуса $\alpha(r) - \frac{r-r_0^l}{i} \to c$, причем константа определяется из уравнения $\frac{1}{i} = 2[u(\infty)-\varepsilon](\frac{1}{k_l^0} + c)^2 / i$. При этом имеем на бесконечности радиуса $k_l = \frac{1}{\frac{1}{k_l^0} + c_1}$, где величина c_1 может иметь как положительный, так и отрицательный знак.

Из (3) получим

$$\frac{1}{k} - \frac{1}{k_0} + \frac{r-r_0}{i} = \alpha(r)$$

следует выражение для $\alpha(r)$ для основного состояния атома водорода, которая равна

$$\alpha(r) = \frac{r-r_0}{i} - \frac{1}{k_l^0} + \frac{ir}{r-1}$$

При этом волновая функция равна $\psi_l(r) = \exp(iS/\hbar) = \exp\{-i[E_l t/\hbar - \int\limits_{r_0^l}^{r} k_l(u)du]\}/r$, и зависит от двух констант k_l^0, E.

Для реализации состояния ищется минимум действия. Действие должно иметь минимум. Для реализации минимума действия при импульсе, удовлетворяющем условию (3.1.3), необходимо $k = \frac{1}{r - r_{\min}^l}$. Тогда действие равно $S = \ln(r - r_{\min}^l)$ и в точке $r = r_{\min}^l$ стремится к минус бесконечности, т.е. реализуется минимум. Из формулы (3) получаем

$$2\varepsilon^l = \frac{\frac{1}{k_l^0} + \int_{r_0^l}^{r_{\min}^l} 2u(y)[\frac{1}{k_l^0} + \alpha(y) - \frac{y - r_0^l}{i}]^2 / idy - \frac{r_{\min}^l - r_0^l}{i}}{\int_{r_0^l}^{r_{\min}^l} [\frac{1}{k_l^0} + \alpha(y) - \frac{y - r_0^l}{i}]^2 / idy}. \tag{3.1.5}$$

При этом собственное значение энергии системы равно

$$2\varepsilon^l = \frac{\frac{1}{k_l^0} + \int_{r_0^l}^{r_{\min}^l} 2u(y)[\frac{1}{k_l^0} + \alpha(y) - \frac{y - r_0^l}{i}]^2 / idy - \frac{r_{\min}^l - r_0^l}{i}}{\int_{r_0^l}^{r_{\min}^l} [\frac{1}{k_l^0} + \alpha(y) - \frac{y - r_0^l}{i}]^2 / idy}$$

Определяем координату $r_{\min}^l$ и начальный импульс k_l^0, чтобы числитель и знаменатель дроби равнялся нулю, причем эти значения возможно комплексные. При этом определится комплексная величина начального импульса

$$\frac{1}{k_l^0 - k_l^{00}} = b \pm \sqrt{b^2 - c}; k_l^0 - k_l^{00} = (b \mp \sqrt{b^2 - c})/c$$

$$b = \frac{\int_{r_0}^{r_{\min}^l} [\frac{y - r_0^l}{i} - \alpha(y)]dy}{r_{\min}^l - r_0^l}; c = \frac{\int_{r_0}^{r_{\min}^l} [\frac{y - r_0^l}{i} - \alpha(y)]^2 dy}{r_{\min}^l - r_0^l}.$$

Где k_l^{00} импульс системы до начала взаимодействия, который учитывает кинетическую энергию элементарной частицы до взаимодействия, k_l^0 импульс элементарной частицы в результате взаимодействия плюс импульс до взаимодействия. Т.е. формула учитывает взаимодействие частиц при малой кинетической энергии до столкновения рассеивающихся элементарных частиц. При этом частицы при движении в потенциале приобретут кинетическую энергию, тогда сечение рассеяния имеет конечное значение.

Подставляем значение импульса в числитель, получим одно уравнение с одним неизвестным

$$\frac{1}{k_l^{00}+(b\mp\sqrt{b^2-c})/c}+\int_{r_0^l}^{r_{\min}^l} u(y)[\frac{1}{k_l^{00}+(b\mp\sqrt{b^2-c})/c}+b\pm\sqrt{b^2-c}+\alpha(y)-\frac{y-r_0^l}{i}]^2/idy-$$
$$-\frac{(r_{\min}^l-r_0^l)}{i}=0$$

Интеграл от корня $\sqrt{b^2-c}$ содержит функцию, зависящую от целого числа. При этом величина корня равна $\sqrt{b^2-c}=(r-r_0^l)\sqrt{P(r)}$, где $P(r)$ удовлетворяет $P(r_0^l)\neq 0$. Значит, комплексная величина r зависит от целого числа, если между положением r_0^l и $r_{\min}^l$ произошло излучение, и имеем счетное количество комплексных корней.

Значение энергии ε^l определится по правилу Лопиталя, и будет равно

$$\varepsilon^l=u(r_{\min}^l)+\frac{(k_l^0)^2}{2[1+\alpha(r_{\min}^l)k_l^0-\frac{r_{\min}^l-r_0^l}{i}k_l^0]^2}. \qquad (3.1.6)$$

Из этой формулы определится комплексная постоянная собственная энергия системы.

При этом собственное значение энергии системы равно

$$2\varepsilon^l=\frac{\frac{1}{k_l^0-k_l^{00}}-\int_{r_0^l}^{r_{\min}^l}2u(y)\frac{y^2}{(y-1)^2}/idy-\frac{r_{\min}^l-r_0^l}{i}}{-\int_{r_0^l}^{r_{\min}^l}\frac{y^2}{(y-1)^2}idy}.$$

Подставляя значение энергии системы получим уравнение по определению координаты $r_{\min}^l$ и начального импульса k_l^0

$$-2\varepsilon = \frac{\dfrac{i}{k_l^0 - k_l^{00}} + \int\limits_{r_0^l}^{r_{\min}^l} 2\dfrac{y}{(y-1)^2}dy - (r_{\min}^l - r_0^l)}{\int\limits_{r_0^l}^{r_{\min}^l} \dfrac{y^2}{(y-1)^2}dy}.$$

Знаменатель этого выражения обращается в ноль, только при условии равенства верхнего и нижнего предела. Значит $k_l^0 - k_l^{00} \to \infty$ По правилу Лопиталя последняя дробь равна нулю, так как верхний предел в интегралах переменный, а нижний константа.

$$\frac{2\dfrac{r_{\min}^l}{(r_{\min}^l - 1)^2} - 1}{\dfrac{(r_{\min}^l)^2}{(r_{\min}^l - 1)^2}} = 1$$

Корень этого уравнения $r_{\min}^l = \dfrac{1+\sqrt{2}}{2}$. При этом получаем равенство энергии основного состояния электрона в атоме водорода $\varepsilon = -1/2$, значит, алгоритм правильно определяет энергию основного уровня атома водорода.

В случае рассеяния нейтронов, они имеют нулевой заряд, но образуют кварки с положительным и отрицательным знаком заряда. При этом если на оболочке атома, нейтроны не рассеиваются, то за счет ядерных сил рассеиваются. Ядерные силы проявляются во взаимодействии частиц вакуума, образующих диполи. Эти частицы вакуума образуют элементарные частицы, и в частности нейтрон, через образования кварков. Т.е. нейтрон можно представить, как диполь, с отрицательным потенциалом при нулевом заряде. Взаимодействие с электроном нейтрона, можно представить, как слабое взаимодействие см. [20].

Выводы

Данная формула (4) представляет определение энергии частицы в потенциале U с учетом диссипации энергии, но это уравнение записано в комплексном пространстве при комплексном импульсе. Получена формула для сечения рассеяния при произвольном потенциале в зависимости от энергии состояния частицы, волнового числа и от ее орбитального квантового числа.

3.2 Неупругое рассеяние на произвольном потенциале с вычислением количества образованных элементарных частиц и их масс при определяемом угле рассеяния

Уравнение Шредингера эквивалентно уравнению Навье-Стокса с мнимой кинематической вязкостью $i\frac{\hbar}{2m}$, см. раздел 1.1. При этом построить решение уравнения Навье-Стокса бывает проще, чем решить уравнение Шредингера при произвольном потенциале. Построив волновую функцию в произвольном потенциале, найдем ее среднее значение при интегрировании по углам. Образуются несколько точек стационарной фазы вблизи от рассеивающего центра, каждая из которых соответствует образовавшейся элементарной частице. При этом точка стационарной фазы зависит от радиуса вблизи от рассеивающего центра. Процесс перестройки решения происходит вблизи от рассеивающего центра, а вдали осуществляется движение по инерции согласно амплитуде рассеяния. Угол рассеяния каждой частицы вычисляемая величина в зависимости от значения собственной энергии системы. При этом по известной скорости частицы из уравнения неразрывности определяется плотность частицы. Плотность совокупности точек стационарной фазы усредняются по радиусу и получается разная средняя плотность разных частиц. Эта плотность частицы идентифицируется с плотностью элементарной частицы. Т.е. идентифицируется образовавшаяся частица.

Уравнение Навье-Стокса, соответствующее уравнению Шредингера, выглядит таким образом

$$\frac{\partial V_l}{\partial t} + V_k \frac{\partial V_l}{\partial x_k} = -\frac{1}{m}\frac{\partial U}{\partial x_l} + \nu \Delta V_l, \nu = i\frac{\hbar}{2m}, V_l = -i\frac{\hbar}{m}\frac{\partial \ln \psi}{\partial x_l}.$$

Для учета спина частицы надо записать уравнение Навье-Стокса с учетом спина частицы см. [22]. Где величина ψ волновая функция уравнения Шредингера. Величина массы m совпадает с массой падающей частицы. Ищем волновую функцию в виде $\psi = \exp[im\int_0^{x_l} V_l(z/L_l)dz/\hbar]$, т.е. имеем $V_l(x_l/L_l) = \sum_{n=-N}^{N} a_{nl}\exp(inx_l/L_l)$. Где величина $r^2 = x_1^2 + x_2^2 + x_3^2$, $L = \sqrt{L_1^2 + L_2^2 + L_3^2}$. Потенциал, например, надо задавать в виде $U(r) = -\frac{c}{r^4+\delta} - \frac{1}{r+\delta} + \frac{l(l+1)}{2(r^2+\delta)}, \delta = a_0/L$.

Где величина a_0, это радиус Бора или радиус атома в зависимости от значения члена потенциала. Где радиус задан в атомных единицах. Направление оси x_1 совпадает с направлением падающих частиц.

В случае, если $V_l(x_l/L_l)$ непрерывная функция коэффициенты ряда Фурье изменяются как величина $a_{nl} \sim \frac{1}{n^2}$ и ряд Фурье является сходящимся. Подставим это решение в уравнение Навье-Стокса, умножая на величину $\exp(-inx_l/L_l)$ и проинтегрируем по пространству. Получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений с коэффициентами F_{npqlm}, G_{np}

и спектральной функцией градиента потенциала H_{nl}. При этом введем одномерный массив по формуле $a_{nl} = c_{n+N+1+(2N+1)(l-1)}, n = -N,...,N; l = 1,...,3$

При этом энергия равна $U(r) + \frac{l(l+1)}{2r^2} + \frac{p^2}{2m} = E; U(r) = -\frac{c}{r^4} - \frac{Ze^2}{r}$. При условии $E - U(r) - \frac{l(l+1)}{2r^2} > 0$ импульс действительный. Внутри ядра при малом радиусе и при нулевом импульсе имеется два пары сопряженных корней $\frac{1}{r_{crA}} = a_A \pm \sqrt{b_A}, \frac{1}{r_{cr}} = a \pm \sqrt{b}$, $r_{cr} > r_{crA}$, свободное состояние $r < r_{crA}$, и при большем радиусе $r > r_{crA}$, имеется связанное состояние.

Корни этого уравнения вне ядра (энергией ядра пренебрегаем) соответствующие $p = 0$ приближенно равны $\frac{1}{r_{cr}} = [1 \pm \sqrt{1 + 2El(l+1)}]/l(l+1)$ при условии $E > \frac{-1}{2l(l+1)}$ действительны и между корнями импульс действительный. При условии $\frac{1 - \sqrt{1 + 2El(l+1)}}{l(l+1)} < \frac{1}{r} < \frac{1 + \sqrt{1 + 2El(l+1)}}{l(l+1)}$, импульс действительный в случае связанного состояния, удовлетворяющего условию $E > \frac{-1}{2l(l+1)}$. В случае свободного состояния импульс также является действительным при тех же условиях. Строим изменение радиуса по закону $\frac{1}{r} = (\frac{1}{r_{cr-}} + \frac{1}{r_{cr+}})/2 + (\frac{1}{r_{cr+}} - \frac{1}{r_{cr-}})\frac{1}{2\lambda}$, причем в точках $\lambda = 1, \lambda = -1$ получаем нулевой импульс. Подставляем в уравнение закона сохранения энергии и выбираем связь между действительной и мнимой частью λ, чтобы импульс был действительный, при этом радиус окажется комплексный. При этом в точке сингулярности $r = 0$ нарушается непрерывность решения, энергия и орбитальное квантовое число изменятся. Имеем в сингулярности $\lambda = 0$ и чтобы убрать сингулярность, надо определить условие равенства

$\frac{1}{r_{cr+}}=\frac{1}{r_{cr-}}$, откуда имеем уравнение $l^2+l+1/(2E)=0$, откуда имеем комплексное орбитальное число $l_{\pm}=-\frac{1}{2}\pm\sqrt{\frac{1}{4}-\frac{1}{2E}}$, причем величина l^2+l действительна. С этим орбитальным моментом, решаем уравнение Навье – Стокса и получаем новое значение энергии E_+. Отраженный сигнал считаем по новым формулам рассеянной волны. Орбитальное квантовое число изменится в точке сингулярности. Но может и не меняться, такой вариант тоже возможен.

При этом система уравнений запишется с разным орбитальным квантовым числом, и как следствие с разной собственной энергией в виде

$$\frac{da_{nl}}{dt}=\sum_{p}F_{np(n-p)ll}a_{pl}a_{n-p,l}+\sum_{\substack{m\\ l\neq m}}F_{nn0lm}a_{nl}a_{0m}+\sum_{p}G_{np(n-p)l}a_{p,l}a_{n-p,l}+$$

$$+G_{nl}a_{nl}+\sum_{\substack{m\\ l\neq m}}G_{nm}a_{0m}+H_{nl}; \qquad .(3.2.1)$$

$$H_{nl}=-\int_{-L_3}^{L_3}\int_{-L_2}^{L_2}\int_{-L_1}^{L_1}\frac{\partial U(x_1,x_2,x_3)}{m\partial x_l}\exp(-inx_l/L_l)dx_1dx_2dx_3/8L_1L_2L_3$$

При этом оказывается, что уравнения с индексом n и $-n$ комплексно сопряженные с изменением знака индекса при одинаковых значениях a_{nl} при этом $a_{nl}=a^{*}_{-nl}, a_{0l}=a^{*}_{0l}$, т.е. коэффициенты с нулевым индексом являются действительные. При этом ряд Фурье является действительный. Кроме того, уравнения с комплексным импульсом определяют комплексные коэффициенты a_{nl}, а с действительным импульсом определяют действительные коэффициенты a_{nl}.

Причем величина $H_n \sim 1/n$. Предлагается следующий способ решения этого уравнения. Решение является непрерывной функцией. В n уравнение подставляется значение $a_{kl}=\frac{\alpha_{nl}}{k^2+1}$, которое правильно интерполирует поведение решения на бесконечности индекса и описывает большой резонансный член с нулевым показателем экспоненты. Определив все значения α_{nl} из квадратных уравнений, получим решение $a_{kl} = \frac{\alpha_{kl}}{k^2 + 1}$. Численные оценки этого метода решения определяют ошибку невязки в 1% относительно среднеквадратичного значения свободного члена. Далее можно уточнять решение по более высоким степеням индекса, учитывая уменьшающуюся ошибку решения.

При этом решая систему обыкновенных дифференциальных уравнений в комплексной плоскости с начальными условиями, полученную из уравнения Навье – Стокса, детерминированным образом нельзя определить ветвь решения, так как решение является согласно теореме 2,3 из [21] хаотическим в случае наличия кратных координат положения равновесия. Даже если во всех направлениях устойчивый фокус, кроме одного направления с нулевым собственным числом, решение может не стремиться к координате положения равновесия, а быстро отскочит от него. При бесконечном количестве членов ряда-решения, всегда имеется член с приближенно кратным корнем и значит хаотическое решение. Но квантовая механика позволяет выбрать из возможных решений одно измеренное, соответствующее координате положения равновесия. Для выбора ветви координаты положения равновесия нужно численно решать уравнение (3.2.1), и радиусе равном $(\frac{1}{r_{cr-}} + \frac{1}{r_{cr+}})/2$, получим значение момента времени реализации сингулярности. Таким образом можно определить моменты времени, в которых произошел переход и зная координаты этой точки, можно определить координаты положения равновесия, наименее отклоняющиеся от этой точки, т.е. определить наиболее вероятные ветви решения. Отметим, что значение скорости, определяемое (3.2.1) действительное, следовательно, может попадать в точку $(\frac{1}{r_{cr-}}+\frac{1}{r_{cr+}})/2$, которая соответствует $\frac{1}{r_{cr+}}=\frac{1}{r_{cr-}}$.

При этом существует $6N+4$ корней этого уравнения. Докажем это. Представим решение в виде $y_k = a_{nl} + c_k^p; k = n + N + 1 + (2N+1)(l-1)$, и подставим в нелинейное уравнение. Получим систему уравнений

$$\sum_{n=1}^{6N+3} A_{kn}(c_1^p,...,c_N^p)c_n^p = 0, k = 1,...,6N+3,$$

Для существования не нулевого решения этого уравнения, необходимо, чтобы определитель этой системы уравнений равнялся нулю. Тогда коэффициенты c_n^p, определятся с точностью до множителя. Этот множитель определится из равенства нулю определителя этого уравнения. Имеется $6N+3$, значений этого множителя, значит это уравнение имеет $6N+4$ корней.

Итак, получено решение уравнения Навье-Стокса при произвольном потенциале и решение уравнения Шредингера, имеющее вид

$$\psi = \sum_{p=1}^{6N+4} A_p \exp\{im[a_{0l}^p x_l + \varphi^p(r,\theta,\varphi)]/\hbar\} \qquad (3.2.2)$$

Где A_p определится из уравнения $\exp(ikx_1) = \sum_{p=1}^{6N+4} A_p \exp(im\sum_{l=1}^{3}\int_0^{x_l} V_l{}^p dx_l/\hbar)$.

Интегрируя по углам (3.2.2) для каждого члена ряда и применяя метод стационарной фазы, получим асимптотику каждого члена волновой функции. Асимптотика этого решения

$$\psi = A_p \exp\{im[\sqrt{\sum_{l=1}^{3}(a_{0l}^p)^2}\,r + \varphi^p(r,\theta,\varphi)]/\hbar - i\pi/4]\}\sin\theta/$$

$$/(\sqrt{\begin{vmatrix} \frac{\partial^2\psi^p}{\partial\theta^2} & \frac{\partial^2\psi^p}{\partial\theta\partial\varphi} \\ \frac{\partial^2\psi^p}{\partial\varphi\partial\theta} & \frac{\partial^2\psi^p}{\partial\varphi^2} \end{vmatrix}})|_{\theta=\theta_0,\varphi=\varphi_0}; \psi^p = m[a_{0l}^p x_l + \varphi^p(\theta,\varphi)]/\hbar \quad .$$

При этом величина параметра метода стационарной фазы определяется значением $\frac{mV_l r}{\hbar}$ и на бесконечности радиуса принимает большое значение. При малом радиусе, при определении образовавшихся частиц, применение метода стационарной фазы является приближенным, но физически оправданным, определяющим количество образовавшихся частиц при достаточно большом радиусе. При меньшем радиусе частицы не образуются, а имеется линейная комбинация различных волновых функций, соответствующих разным состояниям частиц.

Определим значение большого параметра для малого радиуса системы

$$\int_0^{x_l} p_l(x_l / L_l) dx_l / \hbar = \int_0^{x_l} mV_l(x_l / L_l) dx_l / \hbar = \\ = \frac{mV_l r}{\hbar}; \frac{mVr}{\hbar} = R ,$$

где величина R это значение большого параметра метода стационарной фазы. При этом большой параметр равен $R = \sqrt{l(l+1)}$ при малом значении радиуса.

Зная комплексно-сопряженные корни уравнения Навье – Стокса можно определить энергию, соответствующей каждой ветви корня, т.е. каждому квантовому состоянию. Оно равно

$$E_p = mc^2 + \int_{-L_3}^{L_3} \int_{-L_2}^{L_2} \int_{-L_1}^{L_1} \{m[\sum_{n=-N}^{N} a_{nl}^p \exp(inx_l / L_l)]^2 / 2 + \\ + U(x_1, x_2, x_3)\} dx_1 dx_2 dx_3 / 8L_1 L_2 L_3 .$$

При этом так как модуль волновой функции каждого состояния системы равен единице классическая формула для энергии среды совпадает с квантовой формулой.

Где точки стационарной фазы удовлетворяют действительным уравнениям $\frac{\partial \psi^p[r, \theta_0(r), \varphi_0(r)]}{\partial \theta} = 0; \frac{\partial \psi^p[r, \theta_0(r), \varphi_0(r)]}{\partial \varphi} = 0$. Эти два уравнения сводятся к определению двух действительных углов. Причем эти два угла определяются вне зависимости от наличия большого параметра. Следующий член асимптотического ряда изменяется как величина $1/r^2$ и его вероятность мала. При этом реализуется одно из состояний системы, имеющее максимум модуля волновой функции с индексом p. При этом точки стационарной фазы зависят от радиуса, и линии тока определятся по формулам $\theta_0 = \theta_0(r), \varphi_0 = \varphi_0(r)$. Каждой точке стационарной фазы соответствует своя частица. Причем состояние p продолжается до бесконечности радиуса. Кроме того, для каждой частицы p состояния по коэффициентам a_{0l}^p определяется направление рассеяния каждой частицы $\tan\theta_0 = \pm\frac{\sqrt{(a_{01}^p)^2 + (a_{02}^p)^2}}{a_{03}^p}$, $\varphi_0 = \arg(a_{02}^p + i a_{01}^p)$ при действительных значениях a_{0l}^p и действительных углах θ_0, φ_0.

В системе центра инерции частицы разлетятся вдоль одной линии с определяемым направлением. Где $\mathbf{V}$ относительная скорость частиц относительно центральной точки потенциала. Импульсы и энергия вычислены в системе центра инерции.

Отметим возрастание значения волновой функции в точке, где определитель знаменателя близок к нулю. Это соответствует резонансному рассеянию, причем при этом выделяется член с индексом p. Причем задействованы все члены асимптотического ряда с индексом p. При этом если определитель знаменателя равен нулю, это означает, что одно из собственных чисел квадратичной формулы, образующую показатель экспоненты, равно нулю. Тогда при уменьшении собственного числа член асимптотического ряда растет, до тех пор, пока не вступит в действие следующий член показателя экспоненты. При этом, член с нулевым определителем в знаменателе заменяется следующим членом асимптотического ряда, с зависимостью $1/r^{3/2}$. Т.е. резонансный член сначала растет, а потом убывает по мере стремления знаменателя к нулю. Т.е. происходит сначала выделение члена, а потом перестройка его структуры, он становится мал и уступает другому резонансному члену с той же энергией, тогда происходит упругое рассеяние энергии, и система не меняется. Если же происходит переход к резонансному члену с другой энергией, то происходит перестройка системы и не упругое рассеяние.

Резонансными являются разные значения собственной энергии системы и значит, разные каналы реакции. При этом имеется несколько точек метода стационарной фазы вблизи от центра рассеивающей системы. Вдали от центра рассеивающей системы точки стационарной фазы совпадают.

Но как идентифицировать образовавшуюся частицу. Зная скорость частиц вакуума можно определить их плотность из уравнения $\mathrm{div}\rho\mathbf{V} = 0; \frac{\partial \ln\rho}{\partial x_l}\mathrm{V}_l = -\mathrm{div}\mathbf{V}$. Откуда зная плотность падающей частицы $\rho(\mathbf{r})$ с координатой $\mathbf{r}_0$, определим плотность рассеянных частиц вакуума $\rho(\mathbf{r})$. Находим среднюю плотность данной точки стационарной фазы, т.е. данной частицы $\ln\rho = 3\int_0^a \ln\rho[r,\theta_0(r),\varphi_0(r)]r^2 dr/a^3$, где размер области интегрирования равен величине $a = \hbar/137mc$, масса определится по плотности частицы. После чего можно идентифицировать образовавшуюся элементарную частицу из частиц вакуума по формуле $\rho = \frac{3Em^3c^3}{4\pi e^6c^2}$. При этом можно будет определить массу нейтрино и фотона. При этом если плотность частиц вакуума соответствует массе элементарных частиц и реакция по образованию элементарной частицы возможна, образуется совокупность элементарных частиц.

Отметим физический смысл полученного решения. Решение уравнения Навье-Стокса описывает среду с кинематической вязкостью $i\hbar/(2m)$. Свойства этой среды описаны в разделе 1.1. Элементарные частицы являются сгустками этой среды. Частицы, которые образуют эту среду можно назвать частицами вакуума.

Выводы

Из полученной формулы для волновой функции можно определить количество образовавшихся частиц из рассеяния одной частицы на заданном потенциале. Также можно определить массу образовавшихся частиц при неупругом рассеянии и угол рассеяния. Так можно определить массу фотона и нейтрино, если известен потенциал рассеяния. Из эксперимента имея угол рассеяния образовавшихся частиц можно получить формулу для рассеивающего потенциала. Но для этого надо решить обратную задачу, по углу неупругого рассеяния разных вновь образовавшихся частиц и по массам образовавшихся частиц определить параметры потенциала.

3.3 Определение времени жизни элементарных частиц по свойствам частиц вакуума

В данной статье определена граница времени жизни элементарных частиц и предложен алгоритм определяющий время жизни элементарных частиц по свойствам частиц вакуума, образующих эти элементарные частицы. Для этого нужно решить линеаризованное уравнение движения N частиц вакуума и по собственным числам этого решения определять время жизни частицы. При этом возможно определение бесконечного времени жизни частицы, что с помощью вероятностных методов квантовой теории поля невозможно. Это продолжение темы определения массы элементарных частиц см. раздел 1.3.

Формула для вероятности состояния находящегося в жидкости тела при учете вязкости жидкости принимает вид

$$\psi \sim \exp[Et/(m_b \nu + i\hbar \rho_b / \rho_l)],$$

ν кинематическая вязкость жидкости, где ρ_b плотность двигающейся частицы, ρ_l плотность среды, жидкости или газа. При условии $\nu = 0$, величина энергии E должна быть действительной, для того чтобы модуль ψ не зависел от системы координат, и равнялся единице. Величина кинематической вязкости вводится как средняя величина, которая при переходе на уровень расстояния, соответствующего частицам вакуума теряет свой смысл. Поэтому уравнение Шредингера для вязкой жидкости надо использовать как уравнение, описывающее величины, усредненные по множеству частиц вакуума, и тогда вязкость является определяемой величиной. При условии $\hbar \neq 0$, величина энергии E должна иметь фазу $\arg E = \pi / 2 + \arg(m_b \nu + i\hbar \rho_b / \rho_l)$. Т.е. при условии равенства нулю вязкости, получим отрицательное значение энергии связанного состояния, что справедливо при нерелятивистском описании квантовых систем. При вычислении вязкости жидкости имеем формулу $\nu + i\dfrac{\rho_b \hbar}{m_\gamma \rho_l}$.

Если записать формулу относительно количества частиц вакуума

$$\omega t = \int_0^t c(v)/a dv = \int_0^t c \exp[i \arg(\nu + i\frac{nr^3\hbar}{m_\gamma})/2 - i\arg(\nu + i\frac{n_0 r^3 \hbar}{m_\gamma})/2] dt / a,$$

При этом получаем фазу комплексной скорости в материальном теле $\arg c = \arg(\nu + i\frac{nr^3\hbar}{m_\gamma}) - \arg(\nu + i\frac{n_0 r^3\hbar}{m_\gamma})$, где n_0 концентрация частиц вакуума при действительной частоте, r - средний радиус, соответствующий расстоянию между частицами вакуума, в случае электрона имеем $nr_{\gamma e}^3 = 1$.

В классической электродинамике частота электромагнитного поля считается заданным параметром. Но при описании внутренних свойств тела, частота определяется уровнями энергии, энергия которых определяется значением постоянной Планка, которая получила дополнительное слагаемое. При этом можно пользоваться обычным значением постоянной Планка, но ввести поправку на частоту излучения, сделав ее комплексной.

Из формулы для величин $\omega \cdot t$, воспользовавшись формулой $\arg(1+iN) = \pi/2 - 1/N$, при больших значениях N, получаем условие, чему равна частота колебания

$$\omega = \frac{c[1 - i\nu m_\gamma(1/n - 1/n_0)/r^3\hbar)]}{a}$$

Из этой формулы, получаем время, начиная с которого упругие свойства частиц вакуума исчезают

$$T = \frac{1}{\operatorname{Im}\omega} = \frac{a}{c\nu}\frac{\hbar r^3}{m_\gamma}\frac{nn_0}{n-n_0} = \frac{a}{c\nu}\frac{\hbar m_e^3}{m_\gamma m^3}\frac{n_0}{n-n_0}, \qquad (3.3.1)$$

Величина $\frac{n_0}{n-n_0} = const \sim 1$. Имеем $r^3 = r_{\gamma e}^3\frac{m_e^3}{m^3}$. Определим время существования элементарной частицы, т.е. время, когда напряжение электромагнитного поля уменьшилось в 2.73 раз. При этом величина a меняется в широких пределах от значения, равного $a = l_\gamma = 2.2\cdot 10^{-59} cm$ см.

раздел 1.1, до значения $a = r_\gamma = \frac{e^2}{mc^2}$. Последняя величина для электрона равна $a = 2.84 \cdot 10^{-13} cm$. Точное значение a должна определять точная теория, определяющая время жизни частицы. Пока удалось оценить только границы изменения a.

Вычислим граничные значения времени жизни. Имеем из раздела 1.1 $\frac{l_\gamma^k}{m_\gamma} = \frac{c^2}{e^2} r_\gamma^{k+1}$ для кварков, причем для диполя $k = 1$. Таким образом при условии $a = l_\gamma$ имеем

$$T_{\min} = \frac{c\hbar}{\nu e^2} \frac{m_e^3}{m^3} r_\gamma^2 = \frac{137}{0.1} 2.84^2 10^{-26} \frac{m_e^5}{m^5} s = 1.1 \cdot 10^{-22} \frac{m_e^5}{m^5} s .$$

Частицы вакуума создают кинематическую вязкость воздуха равную $\nu = 0.1 cm^2 / s$. Верхняя граница величины времени жизни $T_{\max} = 1.43 \cdot 10^{24} \frac{m_e^5}{m^5} s$, где величина m это масса кварков. Но почему эту верхнюю границу не обнаружили у протона. Протон распадается не на элементарные частицы, а на частицы вакуума, поэтом этот канал реакции не обнаруживается.

Существует понятие степени когерентности энергии частиц вакуума. Но к сожалению электрон, не состоящий из кварков, образуют не когерентные частицы вакуума, а протон образуют когерентные и не когерентные частицы вакуума. Кварки являются когерентным решением, а лептоны, не состоящие из кварков, образуются из не когерентных частиц вакуума. Но электрон и протон имеют большое время жизни. Так что подобная классификация по степени когерентности не проходит.

К системе нелинейных дифференциальных уравнений сводится система уравнений движений Ньютона, описывающие в комплексной плоскости задачу движения для N диполей, под действием сильного электромагнитного поля диполей. Частицы вакуума образуют диполи. Уравнение движения с учетом сил, действующих между диполями, имеет вид

$$\frac{d^2\mathbf{r}_p}{d\tau^2} = \frac{e^2 l_\gamma}{m_\gamma c^2 r_A^2}\sum_{\substack{k=-P \\ k\neq p}}^{P}\frac{2\mathbf{r}_{kp}}{r_{kp}^4} = \frac{e^2 l_\gamma N}{2m_\gamma c^2 r_A^2}\mathbf{f}_p = F_p(x_1,...,x_N)$$

$$\mathbf{r}_{kp} = \mathbf{r}_k - \mathbf{r}_p, \mathbf{d}_p = \mathbf{l}_p / l,$$

Аналогичное равенство получается при использовании уравнения Навье - Стокса, описывающее квантовую систему. Уравнение Навье-Стокса, соответствующее уравнению Шредингера, выглядит таким образом

$$\frac{\partial V_l}{\partial t} + V_k\frac{\partial V_l}{\partial x_k} = -\frac{1}{m}\frac{\partial U}{\partial x_l} + \nu\Delta V_l, \nu = i\frac{\hbar}{2m}, V_l = -i\frac{\hbar}{m}\frac{\partial \ln\psi}{\partial x_l}.$$

Эквивалентность уравнения Шредингера и Навье – Стокса см. раздел 1.1. При равенстве градиента потенциала нулю образуется постоянное значение скорости всей системы при определяемом расстоянии между частицами вакуума.

Координаты положения равновесия для этой системы нелинейных уравнений при большом количестве неизвестных образуют равно отстоящие координаты положения равновесия, т.е. кристаллическую структуру. Приравнивая нулю действующую силу

$$\sum_{k=-P}^{P}\frac{2\mathbf{r}_{kp}}{r_{kp}^4} = 0.$$

Для координат $\mathbf{r}_{kp}$ получим стационарное распределение, равное $\mathbf{r}_{kp} = k\mathbf{d}_k - p\mathbf{d}_p; k, p \in [-\infty,\infty]$, где $k, p \in [-\infty,\infty]$ некоторые числа, так как растяжение величины $\mathbf{d}_p$ не меняет систему уравнений. Получим нелинейное, фундаментальное уравнение относительно величин k, p.

Если рассматривать решение уравнения общего вида, то определятся значения $\mathbf{d}_P = \mathbf{d}_P(p, k_{-N}, ..., k_N), k_n = n$ при целых значениях p, k. Причем будут выделено счетное количество направлений $\mathbf{d}_p$, вдоль которых имеется дискретная структура. Дефекты в кристалле связаны с соотношением неопределенности, когда невозможно определить координату частицы. Запишем систему нелинейных уравнения

$$\sum_{k=-P}^{P} \frac{2k - 2p\delta_{ko}}{|(k-p)^2 + 2kp[1 - (\mathbf{d}_k, \mathbf{d}_p)]|} \mathbf{d}_k = 0$$

$$\sum_{k=-P}^{P} A_{pk} \mathbf{d}_{k\alpha} = 0$$

Эта система нелинейных уравнений имеет $2P+1$ разных комплексных значений $\mathbf{d}_k$. Т.е. имеем $3(2P+1)^2$ значений $\mathbf{d}_{k\alpha}, k, \alpha = -P, ..., P$. Чтобы система линейных уравнений относительно $\mathbf{d}_k$ имела решение необходимо нулевое значение определителя $|A_{pk}| = 0$, где матрица A_{pk} антисимметрична, Начальное приближение значения определителя определяется при условии $(\mathbf{d}_p, \mathbf{d}_k) = \delta_{pk}$. Из равенства нулю определителя определяем начало отсчета кристаллической решетки $p - s = \lambda_\alpha, s = -P, ..., P$. Дробная часть значения собственного числа будет характеризовать минимальное расстояние между частицами вакуума. Каждому направлению, зависящему от величины α кристаллической решетки, соответствует свое начала отсчета, или собственное число. При определителе равном нулю, определяем с точностью до множителя величины $\mathbf{d}_{k\alpha}$, нормированные на единицу.

Если выбрать систему координат, то определятся направления $\mathbf{d}_{k\alpha}$, в которых решение будет периодическим, с периодом единица. Причем величины $\mathbf{d}_{k\alpha}$ окажутся комплексные, т.е. пространство микромира является комплексным.

При этом в действительном пространстве имеется колебание или вращение с амплитудой $\mathrm{Im}\,\mathbf{d}_{k\alpha}$.

При неравенстве нулю определителя матрицы A_{pk} имеется симметричное решение $\mathbf{d}_{k\alpha}=0$. При равенстве нулю определителя происходит спонтанное нарушение симметрии и образуется счетное количество решений, выделяющих направление в конфигурационном пространстве. При этом образуются не нулевые значения $\mathbf{d}_{k\alpha}$, которые ответственны за образование массы элементарной частицы. Зная значения $\mathbf{d}_{k\alpha}$ можно определить массу элементарной частицы см. раздел 1.7.

Получив значение дипольного момента, т.е. зная массу элементарной частицы, можно решать уравнение движения относительно радиуса

$$\frac{d^2\mathbf{r}_p}{d\tau^2}=\frac{e^2 l_\gamma}{m_\gamma c^2 r_A^2}\sum_{\substack{k=-P\\ k\neq p}}^{P}\frac{2\mathbf{r}_{kp}}{r_{kp}^4}=\frac{r_\gamma^2}{r_A^2}\mathbf{f}_p=F_p(x_1,\ldots,x_N)$$

$$\mathbf{r}_{kp}=\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_p$$

Для этого необходимо линеаризовать систему уравнений, найдя координаты положения равновесия. Но как сказано выше степень когерентности не определяет большое время жизни протона и электрона. Время жизни связано с устойчивостью и не устойчивостью уравнений движения. Координаты положения равновесия определяются по формуле $\mathbf{r}_k=\mathbf{a}_{k\alpha}=k\mathbf{d}_{k\alpha}$. Линеаризованная система уравнений сводится к виду

$$\frac{d^2\mathbf{r}_p}{d\tau^2}=\frac{\partial F_p(x_1,\ldots,x_N)}{\partial x_k}\Big|_{x_l=a_{l\alpha}}(x_k-a_{k\alpha}).$$

Для заданной частицы, т.е. для заданного α, нужно вычислить собственные числа матрицы $\frac{\partial F_p(x_1,\ldots,x_N)}{\partial x_k}\Big|_{x_l=a_{l\alpha}}$.

Собственные значения уравнения второго порядка определяются как квадратный корень из собственного числа. Поэтому устойчивы отрицательные собственные значения, образующие мнимую часть квадратного корня. Если имеется действительная часть, то корень из действительной части может быть положителен и система живет конечное время. В случае, если собственное число не отрицательно, время жизни равно $\tau = 1/\operatorname{Re}\sqrt{\lambda}$ и далее частица распадается, ее координата стремится к бесконечности, что является нарушением условий близости к координате положения равновесия.

3.4 Вычисление скорости движения и массы фотона

Рассмотрим скорость распространения фотона с учетом его переменной частоты. При этом масса фотона переменная и зависит от частоты фотона. Оказалось, что статическому состоянию фотона соответствует нулевая масса покоя, и нулевая скорость распространения. Нулевая скорость фотона, как это требует равенство бесконечности величины статической длины волны не реализуется, скорость фотона стремится к нулю при бесконечной длине волны и нулевой массе.

Переносчиками электромагнитной энергии являются частицы вакуума. естественно принять за массу одного кванта фотона массу частицы вакуума. Масса фотона мнимая, причем ее малое значение определяет большое время жизни. Справедлива формула

$$\frac{m_F V}{p\sqrt{1 - V^2/c^2}} = 1, V/c = 1/\sqrt{1 + (\frac{m_F c \bar{\lambda}}{\hbar})^2} = 1/\sqrt{1 + (\frac{\bar{\lambda}}{\bar{\lambda}_{\max}})^2}, \qquad (3.4.1)$$

что определяет максимальную длину волны электромагнитного поля $\lambda_{\max} = \frac{\hbar}{cm_F} = \frac{\hbar}{cm_\gamma} = \frac{10^{-27}}{3 \cdot 10^{10} i 10^{-67}} = -3.3i \cdot 10^{29} cm = -3.3i \cdot 10^{24} km$ при максимальной длине волны $100km$ сверхдлинных электромагнитных волн. Масса частицы вакуума определяется по приближенной формуле $m_F = m_\gamma = 137 i \rho_\gamma r_\gamma^3$, где плотность вакуума равна $\rho_\gamma = 10^{-29} г / см^3, r_\gamma = \frac{e^2}{m_e c^2}$ см. раздел 1.1. Где λ это длина волны де Бройля у кванта света – фотона. Она равна $\lambda = \hbar / p + 137 mG / c^2 = \hbar / mc + 137 mG / c^2$, где величина G гравитационная постоянная. Статическое поле формируется при его образовании, а далее статическое поле неизменно. Не даром вектор Умова-Пойнтинга для статического электрического поля равен нулю. Статическому полю соответствует длина волны, стремящаяся к бесконечности при мнимой массе фотона, равной $m = m_F (\frac{Gm_e^2}{e^2})^\alpha$ см. [23] или раздел 3.4. Такое определение массы также описывает частоту фотона с мнимой большой массой, значит имеющий малое время жизни. Значит и скорость фотона V определяется по формуле $V / c = 1 / \sqrt{1 + [(\frac{e^2}{m_e^2 G})^\alpha - \frac{137 | m_F^2 | G}{\hbar c} (\frac{Gm_e^2}{e^2})^\alpha]^2}$ в статическом поле $\alpha \to \infty$ равна нулю. При условии $\mathrm{Re}\alpha = \ln \frac{137 m_F^2}{m_{Pl}^2} / 2 \ln (\frac{m_{Pl}^2}{137 m_e^2}) = -0.651$ скорость фотона равна скорости света в вакууме. Масса фотона при этом равна $m = 5.9 \cdot 10^{-40} g$. Частота электромагнитного поля равна $\omega_\alpha = \frac{m_F c^2}{\hbar} (\frac{m_e \sqrt{G}}{e})^{2\alpha} = 5.35 \cdot 10^8 / s$. Условие рождения электрона $\lambda = \frac{\hbar}{m_e c}$, значит граничное значение параметра α равно $\mathrm{Re}\alpha < -\ln \frac{m_e}{| m_F |} / 2 \ln \frac{e}{m_e \sqrt{G}} = -0.94$. Значит в этом случае элементарные частицы не рождаются. Диапазон изменения параметра при существовании электромагнитного поля $\mathrm{Re}\,\alpha \in [-0.94, \infty]$. При выходе из этого диапазона рождаются элементарные частицы. Скорость фотона равна его фазовой скорости, и является величиной меньше скорости света в вакууме.

Но массу имеет фотон, являющийся калибровочным решением-константой уравнения Максвелла. Волновое решение обладает другими свойствами и не имеет массы покоя, если так можно сказать, не взирая на Окуня и распространяется со скоростью света.

Необходимо уточнить формулировки относительно массы фотона. В случае суммирования импульсов электромагнитной волны, образуется дефект импульса и не нулевая масса электромагнитной волны согласно соотношению см. [25]

$$(\hbar\omega)^2 = (\hbar\omega_n)^2 + (c\hbar k_n)^2 \ . \qquad (3.4.2)$$

При этом образуется электромагнитная напряженность поля. Так как калибровочная часть электромагнитной напряженности равна нулю, делается вывод, что поле обусловлено соленоидальной частью электромагнитного поля, которая является не калибровочной и не обладает массой. Но согласно [24], градиентная, калибровочная часть электромагнитного поля дает вклад в напряженности, и для нее справедливо квантовое представление энергии и импульса электромагнитного поля. Значит в волноводах распространяется градиентная, калибровочная часть электромагнитного поля. В [25] считается, что только плоская бесконечная волна не обладает массой, а стоячие волны имеют массу. Но соленоидальная часть электромагнитного поля не описывается квантовыми соотношениями с учетом постоянной Планка, и для них формула (3.4.2) не применима. Поэтому не только плоские волны не имеют «массу покоя», но и соленоидальные волны не имеют «массу покоя». В волноводах используется калибровочная градиентная часть электромагнитного поля и для них формула (3.4.2) применима.

Для тензора электромагнитного поля справедливо

$$F_{pq} = \begin{Vmatrix} \chi_{00} & \chi_{01} + iE_1 & \chi_{02} + iE_2 & \chi_{03} + iE_3 \\ \chi_{10} - iE_1 & \chi_{11} & \chi_{12} - iH_3 & \chi_{13} + iH_2 \\ \chi_{20} - iE_2 & \chi_{21} + iH_3 & \chi_{22} & \chi_{23} - iH_1 \\ \chi_{30} - iE_3 & \chi_{31} - iH_2 & \chi_{32} + iH_1 & \chi_{33} \end{Vmatrix}.$$

Где справедливо $F_{lk} = \frac{\partial \operatorname{Re} A_l}{\partial x^k} + \frac{\partial \operatorname{Re} A_k}{\partial x^l} + i(\frac{\partial \operatorname{Re} A_l}{\partial x^k} - \frac{\partial \operatorname{Re} A_k}{\partial x^l})$, $\frac{\partial \operatorname{Re} A_l}{\partial x^k} + \frac{\partial \operatorname{Re} A_k}{\partial x^l} = \frac{\partial^2 \chi}{\partial x^l \partial x^k} = \chi_{lk}$. Не даром, для возбуждения калибровочных волн в волноводах используют электромагнитное поле, а не ускорение электрона. Градиентная, калибровочная часть электромагнитного поля является фотоном, имеющим «массу покоя». Соленоидальная часть электромагнитного поля массы не имеет.

Список литературы

1. Якубовский Е.Г. Вычисление вязкости твердого тела и жидкости. «Энциклопедический фонд России», 2015, 3стр. http://russika.ru/userfiles/390_1440699433.pdf

2. *Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Квантовая электродинамика, т.IV, М.,- «Наука»,1989 г., 727

3. Якубовский Е.Г. Определение потенциала ядра с помощью решения уравнения Шредингера. «Энциклопедический фонд России». 2017г. 7 стр. http://russika.ru/sa.php?s=1316

4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля т.II, Наука, М.,1973,564с.

5. *Кикоин И.К.* Таблицы физических величин. Справочник. М.: «Атомиздат», 1976г.,1009с.

6. Матвеев А.Н. Молекулярная физика. М.: «Высшая школа», 1981, 400стр.

7. *Якубовский Е.Г.* Исследование решений уравнения Навье – Стокса, "Энциклопедический фонд России", 2014, 60с., http://russika.ru/sa.php?s=868

8. *Якубовский Е.Г.* Квантование энергии тел, описываемых уравнением ОТО. «Энциклопедический фонд России», 2014. http://russika.ru/userfiles/390_1423751359.pdf

9. *O. Carnal and J. Mlynek* Young's double-slit experiment with atoms: A simple atom interferometer Phys. Rev. Lett. 66, 2689 – Published 27 May 1991

10. *Л.Д.Ландау, Е.М. Лифшиц* Гидродинамика, т.VI, М.-, «Наука», 1988г., 736стр

11. *Якубовский Е.Г.* Комплексные ограниченные решения уравнений в частных производных. Материалы международной научно-практической конференции. Теоретические и практические аспекты естественных и математических наук. Новосибирск: Изд. «Сибак»,

2012, с. 19-30. http://sibac.info/index.php/2009-07-01-10-21-16/5809-2013-01-17-07-57-12

12. *Окунь* Л.Б. Лептоны и кварки. М.: Наука, 1990г., 325с.

13. *Якубовский Е.Г.* ЧАСТИЦЫ ВАКУУМА, ОПИСЫВАЮЩИЕ СВОЙСТВА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И ПОЛЯ Реферативный журнал «Научное обозрение» 2016,т.2, стр.58-80, http://science-review.ru/abstract/pdf/2016/2/662.pdf

14. Якубовский Е.Г. Добавление новых членов в уравнение Максвелла, позволяющих описывать квантовые эффекты и определяющих комплексное решение. «Энциклопедический фонд России», 2015, 22 стр. http://russika.ru/sa.php?s=989 статья имеется в scholar.google

15. Якубовский Е.Г. Квантовая механика в комплексном пространстве. «Международный журнал экспериментального образования», №9, часть 2, 2016, стр.255-268 http://www.expeducation.ru/pdf/2016/9-2/10491.pdf статья имеется в scholar.google

16. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. III. Электричество Физматлит, 2004, 656стр.

17. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика Нерелятивистская теория т.III, Наука, М.,1969,768с.

18. B. Blok, L. Frankfurt, M. Strikman. On the shape of a rapid hadron in QCD // препринт arXiv:0811.3737 [hep-ph] (23 November 2008)

19. Flugge S. Practicle Quantum Mechanics. Berlin: Springer-Verlag, 1971, 338

20. Якубовский Е.Г. Происхождение потенциала сильного и слабого взаимодействия «Энциклопедический фонд России», 2016, 5стр. http://www.russika.ru/userfiles/390_1460830174.pdf

21. *Якубовский Е.Г.* Исследование решения уравнения Навье – Стокса, «Реферативный журнал. Научное обозрение», т.1, 2016, стр. 46-80 http://science-review.ru/abstract/pdf/2016/1/632.pdf

22. *Якубовский Е.Г.* Уравнение Навье - Стокса в электромагнитном поле с учетом квантовых эффектов «Энциклопедический фонд России», 2016, стр. 6 http://russika.ru/userfiles/390_1463731493.pdf
23. Якубовский Е.Г. Частицы вакуума, обладающие свойствами сверхтекучей фазы явления сверхтекучести. «Энциклопедический фонд России», 2016, 4 стр. http://russika.ru/sa.php?s=1213
24. Якубовский Е.Г. Точность аппроксимации калибровочных производных в стандартной модели. «Энциклопедический фонд России», 2016, 30стр., http://russika.ru/sa.php?s=1233
25. Ривкин Л.А. Равна ли нулю масса фотона? Квантовая электроника. 1992.Т. 19, №8, стр. 830-832,
26. Якубовский Е.Г. Общая теория гравитационного и электромагнитного поля. «Энциклопедический фонд России», 2015, 17 стр., http://russika.ru/sa.php?s=434
27. *Якубовский Е.Г.* Описание электромагнитного поля с помощью уравнений общей теории относительности. Инженерная физика. 2015.№4, стр. 33-39
28. Общие свойства фундаментальных взаимодействий. Электронный ресурс. http://nuclphys.sinp.msu.ru/elp/elp02.htm
29. В.Г. Кривожихин, А.В. Котиков Структурные функции нуклонов и определение константы связи сильного взаимодействия. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 2009, т. 40, вып. 7, стр.225-298 http://www1.jinr.ru/Pepan/2009-v40/v-40-7/04_kr.pdf
30. Якубовский Е.Г. Квантовая теория гравитации. «Энциклопедический фонд России», 2016, 16 стр., http://russika.ru/sa.php?s=919
31. Якубовский Е.Г. Образование из частиц вакуума излучения и кристаллических элементарных частиц. «Энциклопедический фонд России», 2017, 5 стр., http://russika.ru/sa.php?s=1328
32. Якубовский Е.Г. Образование твердого, жидкого, газообразного и

плазменного состояния тела. «Энциклопедический фонд России», 2017, 19 стр., http://russika.ru/sa.php?s=1283