

Обобщение
уравнений квантовой
механики на величины 20
порядков меньше часть 1

Якубовский Е.Г.

e-mail yakubovski@rambler.ru

Оглавление

Часть 1

Аннотация.....	3
Глава 1. Необходимость возникновения частиц вакуума и их свойства.....	5
1.1 Описание мнимой кинематической вязкости вакуума и вывод основных свойств частиц вакуума.....	5
1.2 Коммутационные соотношения для частиц вакуума.....	24
1.3 Описание газообразного, жидкого и твердого состояния элементарных частиц.....	30
1.4 Описание границы между корпускулярными и волновыми свойствами.....	49
1.5 Описание образования кварков из частиц вакуума.....	59
1.6 Алгоритм вычисления массы элементарных частиц по свойствам частиц вакуума.....	76
1.7 Образование спина элементарных частиц с помощью свойств частиц вакуума.....	90
1.8 Описание потенциала ядра и его собственной энергии.....	99
Список литературы.....	111

Аннотация

В данной книге описано обобщение уравнений квантовой механики. Квантовая механика следует как частный случай уравнения Навье-Стокса. Автор объясняет основные положения квантовой механики с помощью свойств частиц вакуума, которые подчиняются уравнению Навье-Стокса с мнимой кинематической вязкостью. Но квантовая механика определяет некоторые эмпирические свойства, например, при заполнении элементов таблицы Менделеева, которые пока не удалось объяснить с помощью свойств частиц вакуума, но такая задача может быть разрешена. Но для совпадения со свойствами квантовой механики на уравнение Навье-Стокса наложены условия, потенциальность скорости. Отсюда следует обобщение квантовой механики на комплексное значение постоянной Планка, определяющее комплексную кинематическую вязкость. Кроме того, если использовать полное решение уравнения Навье-Стокса в комплексном пространстве, то придется отказаться от волновой функции. Комплексное пространство описывает вероятностные свойства элементарных частиц, мнимая часть параметров равна среднеквадратичному отклонению, а действительная часть среднему значению. По потенциальному комплексному решению, удастся восстановить волновую функцию, т.е. среднее, дисперсия плюс потенциальность скорости определяют волновую функцию. Автором разработан новый метод решения уравнения Навье-Стокса в турбулентном режиме. Это решение в комплексной плоскости.

Использование частиц вакуума дало новый толчок к решению уравнений квантовой механики и квантовой электродинамики. Это переход к детерминированным решениям относительно введенного комплексного импульса. Но предстоит еще много работы. Вычисления произведены качественные и усреднение свойств частиц вакуума не основано на свойствах статистической физики, а является в основном качественным, с совпадением некоторых свойств элементарных частиц с экспериментом по порядку

величины. При этом параметры определяются с точностью до множителя. Например, геометрическое сечение реакции частицы вакуума невозможно определить с помощью одного числа, это сложная формула. Но при переходе к квантовой механике этот множитель сокращается. Поэтому формулы квантовой механики получаются точные, например, формула для значений энергии атома водорода получена точная. Но имеются и новые формулы, в которые входит плотность вакуума, которую надо взять из эксперимента. Для получения результатов влияния размера частиц вакуума 10^{-54} см был уточнен этот множитель по размеру электромагнитной массы электрона. Автор считает, что комплексный размер атома такая же характеристика элементарной частицы, как и размер тел в макромире. Книга не охватывает весь материал, разработанный автором, так не вошло получение приближенных формул по вычислению собственной энергии произвольных атомов при учете релятивистских поправок. Не описаны структура тензора ОТО и электромагнитного поля состоять из частиц вакуума. Но эта информация опубликована в интернете.

Это позволяет описывать квантовые системы с помощью частиц вакуума. Но одновременное изучение свойств частиц вакуума позволяет заглянуть на свойства материи на 20 порядков меньшие, чем свойства элементарных частиц. Достоверность этих свойств косвенная, с их помощью удастся определить свойства элементарных частиц. Но и свойства элементарных частиц получены на основе косвенной информации и свойствах макротел. Основывалась информация на основе комплексного пространства, действительная часть которого описывает среднее значение, а мнимая часть среднеквадратичное отклонение. Микромир полон определения дисперсии параметров. поэтому он должен описываться комплексным пространством.

Глава 1. Необходимость возникновения частиц вакуума и их свойства

1.1 Описание мнимой кинематической вязкости вакуума и вывод основных свойств частиц вакуума

Опишем частицы вакуума как непрерывную среду, подчиняющуюся уравнению Навье – Стокса. Для модели разреженного газа с малой скоростью движения, моделирующей свойства вакуума, справедливо уравнение Навье – Стокса.

$$\frac{\partial V_l}{\partial t} + V_k \frac{\partial V_l}{\partial x_k} = - \frac{\partial p}{\rho \partial x_l} + \nu \Delta V_l.$$

Причем кинематическая вязкость вакуума считаем равной

$$\nu = i \frac{\hbar}{2m}. \quad (1.1.1)$$

При этом скорость потока мельчайших частиц вакуума равна $V_l = -\frac{i\hbar}{m} \nabla_l \ln \psi$, где ψ волновая функция системы. Решение уравнения Навье – Стокса должно удовлетворять условию $\frac{\partial V_l}{\partial x_k} - \frac{\partial V_k}{\partial x_l} = 0, \text{rot} \mathbf{V} = 0$. Для выполнения этого условия решение уравнения Навье – Стокса должно удовлетворять условию $V_l = V(x^1 + x^2 + x^3)$. Т.е. получается, что решение уравнения Шредингера, это частный случай решения уравнения Навье – Стокса.

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 импульса, и удовлетворяет условию интегрирования. Т.е. градиент волновой функции представляет сумму трех функций

$$p_r(r) = -i\hbar \frac{\partial \ln R_{nl}(r)}{\partial r}, L_\theta(\theta) = p_\theta(\theta) r \sin \theta = -i\hbar \frac{\partial \ln P_l^m(\theta)}{\partial \theta} = i\hbar \sin \theta \frac{\partial \ln P_l^m(\theta)}{\partial \cos \theta},$$

$$L_\varphi = p_\varphi r = -i\hbar \frac{\partial i m \varphi}{\partial \varphi} = m\hbar$$

удовлетворяющих условию интегрирования.

Покажем, что скорость частицы, описываемая законом движения Ньютона для жидкости, непосредственно связана с волновой функцией, описываемой квантовой механикой. Подставим это значение скорости в уравнение Навье – Стокса

$$\frac{\partial i \frac{\hbar}{m} \nabla \ln \psi}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{m^2} \frac{\partial \ln \psi}{\partial x_i} \frac{\partial \nabla \ln \psi}{\partial x_i} = \frac{i\hbar}{2m} \frac{\partial^2 i \frac{\hbar}{m} \nabla \ln \psi}{\partial x_i^2} + \nabla \int_{t_0}^t \frac{\partial p}{\rho \partial x^k} V_k dt.$$

Где интеграл берется вдоль линии тока частиц вакуума $V_k dt = dx_k$,

$$\int_{t_0}^t \frac{\partial p}{\rho \partial x^k} V_k dt = \int_{(x_1^0, x_2^0, x_3^0)}^{(x_1, x_2, x_3)} \frac{\partial p}{\rho \partial x^k} dx_k. \quad \text{Причем частная производная от этого}$$

интеграла вдоль линии тока, равна

$$\frac{\partial}{\partial x_l} \int_{(x_1^0, x_2^0, x_3^0)}^{(x_1, x_2, x_3)} \frac{\partial p}{\rho \partial x^k} dx_k = \frac{d}{V_l dt} \int_{t_0}^t \frac{\partial p}{\rho \partial x^k} V_k dt = \frac{\partial p}{V_l \rho \partial x^k} V_k = \frac{dp}{V_l \rho dt} = \frac{\partial p}{\rho \partial x^l}$$

Это уравнение можно записать в виде

$$\nabla \left[\frac{\partial i \frac{\hbar}{m} \ln \psi}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{m^2} \left(\frac{\partial \ln \psi}{\partial x_i} \right)^2 / 2 + \frac{\hbar^2}{2m^2} \frac{\partial^2 \ln \psi}{\partial x_i^2} - \int_{t_0}^t \frac{\partial p}{\rho \partial x^k} V_k dt \right] = 0.$$

Проинтегрируем градиент, получим

$$i \frac{\hbar}{m} \frac{\partial \ln \psi}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2m^2} \left(\frac{\partial \ln \psi}{\partial x_l} \right)^2 = - \frac{\hbar^2}{2m^2} \frac{\partial^2 \ln \psi}{\partial x_l^2} + \int_{t_0}^t \frac{\partial p}{\rho \partial x^k} V_k dt = - \frac{\hbar^2}{2m^2} \frac{\partial^2 \ln \psi}{\partial x_l^2} + U/m.$$

Умножим на массу $m\psi$, перенесем второй член в правую часть, получим

$$\text{уравнение Шредингера, причем справедливо } \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_l^2} = \psi \left[\frac{\partial^2 \ln \psi}{\partial x_l^2} + \frac{1}{\psi^2} \left(\frac{\partial \psi}{\partial x_l} \right)^2 \right]$$

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} &= - \frac{\hbar^2}{2m} \psi \left[\frac{\partial^2 \ln \psi}{\partial x_l^2} + \frac{1}{\psi^2} \left(\frac{\partial \psi}{\partial x_l} \right)^2 \right] + \psi \int_{t_0}^t \frac{\partial p}{\rho \partial x^k} V_k dt = \\ &= - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_l^2} + U\psi; U = m \int_{t_0}^t \frac{\partial p}{\rho \partial x^k} V_k dt \end{aligned}$$

Т.е. для скорости частиц вакуума получено уравнение Шредингера, причем волновая функция этого уравнения связана со скоростью частиц

соотношением $V_l = - \frac{i\hbar}{m} \nabla \ln \psi$ или $\psi = c \exp(i \int m V_l dx_l / \hbar)$, где потенциал равен

$$U = -m \int_{t_0}^t \frac{\partial p}{\rho \partial x^k} V_k dt = -m \int_{(x_1^0, x_2^0, x_3^0)}^{(x_1, x_2, x_3)} \frac{\partial p}{\rho \partial x^k} dx_k. \text{ Решение можно представить в виде}$$

локальной плоской волны

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp[-i(E\Delta t - \mathbf{p}_0 \Delta \mathbf{r}) / \hbar] [1 + O(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)^3].$$

Эта формула является решением уравнения Шредингера в окрестности точки

\mathbf{r}_0 и при подстановке ψ в этом виде в уравнение Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_l^2} + U_0 \psi + O(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \psi$$

Получаем равенство

$$E\psi = \left[\frac{p_0^2}{2m} + U_0 + O(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \right] \psi$$

Это) сводится к тождеству $E = \frac{p_0^2}{2m} + U_0$. А величина скорости равна

$\mathbf{V} = \frac{\mathbf{p}_0}{m} + O(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)^2$ в окрестности точки \mathbf{r}_0 .

Вычислим скорость среды в атоме водорода

$$V_r = -i \frac{\hbar}{m} \left(\frac{\partial \ln R_{nl}}{\partial r} + \frac{1}{r} \right) = -i \frac{\hbar}{m} \left(\sum_{n=1}^{n_r} \frac{1}{r - \alpha_n} + \frac{l+1}{r} - \frac{1}{n} \right)$$

Для вычисления потока среды надо умножить скорость на плотность вероятности

$$R_{nl}^2 V_r = -i \frac{\hbar}{m} R_{nl}^2 \left(\frac{\partial \ln R_{nl}}{\partial r} + \frac{1}{r} \right) = -i \frac{\hbar}{m} R_{nl}^2 \left(\sum_{n=1}^{n_r} \frac{1}{r - \alpha_n} + \frac{l+1}{r} - \frac{1}{n} \right)$$

Тогда особенность скорости устраняется и образуется непрерывный поток.

Аналогичное выражение для угловой скорости

$$V_\theta = -i \frac{\hbar}{mr} \frac{\partial \ln P_l(\cos \theta)}{\partial \cos \theta} = -i \frac{\hbar}{mr} \sum_{n=1}^l \frac{1}{\cos \theta - \beta_n}$$

Поток среды равен

$$P_l^2(\cos \theta) V_\theta = -i \frac{\hbar}{mr} P_l^2(\cos \theta) \frac{\partial \ln P_l(\cos \theta)}{\partial \cos \theta} = -i \frac{\hbar}{mr} P_l^2(\cos \theta) \sum_{n=1}^l \frac{1}{\cos \theta - \beta_n}$$

Особенность потока уничтожается. При изменении квантового числа скорость изменяется медленно, а волновая функция быстро. Это приводит к тому, что возникает сингулярность и образуется квант электромагнитной энергии.

С математической строгостью доказано, что уравнение Шредингера является частным случае среды, описываемой уравнением Навье-Стокса с

кинематической вязкостью $\nu = i \frac{\hbar}{2m}$.

В общем случае надо изучать среду с этими свойствами, и свойства этой среды являются обобщением свойств квантовой механики. Этому и посвящены остальные главы этой книги.

В общем случае надо изучать среду с этими свойствами, и свойства этой среды являются обобщением свойств квантовой механики. Но в том то и состоит вся прелесть свойств частиц вакуума, что они описываются по законам классической физики в комплексном пространстве. И только после усреднения классических частиц вакуума в комплексном пространстве

появляются квантовые свойства. Это подтверждается описанием их свойств уравнением Навье-Стокса при мнимой кинематической вязкости.

Кинематической вязкости вакуума ν , полученной из предположения (1.1.1) соответствует формула

$$\nu = i \frac{\hbar}{2m_\gamma} = \Lambda c / 3, \quad (1.1.2)$$

где получается, что длина свободного пробега Λ выражается через массу частицы вакуума (кинематическая вязкость газа равна $\nu = c\Lambda/3$). При этом окажется, что вычисленная далее по тексту масса частицы вакуума равна $m_\gamma = 5.04 \cdot 10^{-98} \text{ g}$

$$\Lambda = \frac{3i\hbar}{2m_\gamma c},$$

что позволяет оценить длину свободного пробега, которая будет определена по массе частицы, равна величине $\Lambda = 9.09 \cdot 10^{59} \text{ cm}$. Вакуум является разреженным газом с большой длиной свободного пробега и мнимой кинематической вязкостью.

Отметим, что виртуальные частицы вакуума не определяют кинематические свойства вакуума в силу связанного состояния. В случае их свободного состояния скорость и концентрация этих частиц мала, и они не участвуют в кинематической вязкости вакуума и в плотности вакуума. Я уже не говорю о том, что они не могут группироваться в элементарные частицы и поля.

При этом группируясь в элементарные частицы, плотность вакуума возрастает, мнимая кинематическая вязкость надо разделить на величину m_{pl}/m_γ , длина свободного пробега уменьшается, так как играет роль масса элементарных частиц, и он приобретает действительную кинематическую вязкость с малой длиной свободного пробега с учетом скорости возмущения. Длина свободного пробега в газах, жидкости и твердом теле разная. При этом

в газах скорость возмущения равна скорости звука, а в жидкости и твердом теле скорости света. При этом формула для кинематической вязкости

$$\Lambda < V > (1 - \alpha) / 3 + i\hbar\alpha / m, \alpha = \frac{\exp\left[-\frac{\hbar^2}{(m_{pl}\Lambda < V >)^2}\right]}{\exp\left[-\frac{\hbar^2}{(m_{pl}\Lambda < V >)^2}\right] + \exp\left[-\frac{(m_{pl}\Lambda < V >)^2}{\hbar^2}\right]};$$

Для разреженного газа длина свободного пробега Λ велика и вязкость становится мнимой, для малой длины свободного пробега получаем действительную вязкость. При этом вязкость разреженного газа пропорциональна плотности, а для малой длины свободного пробега от плотности практически не зависит, так как длина свободного пробега обратно пропорциональна плотности. При этом скорость возмущения в газах равна скорости звука, а в твердых телах и в жидкости скорости света. В твердых телах и жидкости вместо длины свободного пробега надо использовать характерный размер см. [1].

Но мнимая кинематическая вязкость вакуума равна $\nu = i\hbar / (2m_\gamma) = i \frac{10^{-27}}{5.04 \cdot 10^{-982}} = 9.09 \cdot 10^{69} \text{ cm}^2 / \text{sec}$. Вязкость вакуума равна $\mu = \rho_\gamma \nu = 9.09 \cdot 10^{40} \frac{\text{g}}{\text{cm sec}}$, что сравнимо с вязкостью твердого тела. Где величина $\rho_\gamma = 10^{-29} \text{ g/cm}^3$ плотность вакуума. Вязкость железа при температуре 30°C равна $\mu = 14 \cdot 10^{10} \frac{\text{g}}{\text{cm sec}}$, см. [5], стр.37.

Используется для скорости движения возмущения средний квадрат этой скорости, который равен скорости света. Вакуум состоит из диполей, образованных частицей и античастицей с массой Планка.

При этом эта частица не стабильна, как и позитроний, что следует из его описания как водородоподобной системы, состоящей из электрона и его античастицы, позитрона. Но при энергии частицы с массой Планка, равной

$4.54 \cdot 10^{-77}$ erg, эта частица является стабильной. Эта энергия частицы соответствует сближению частицы и античастицы массы Планка и образованию диполя.

При этом энергия этой частицы изменится, определяясь по формуле $e^2 l_\gamma / [r - (\mathbf{r}, \mathbf{V})/c]^2$ вместо величины e^2/r , следовательно, волновая функция этой частицы изменится и, судя по энергии покоя этой частицы, она в этом случае является стабильной частицей. При этом волновая функция вакуума будет представлять одну частицу с малой массой, определенной из дальнейших описаний. Возможен предельный переход при условии $l_\gamma \rightarrow 0$, в отличие от энергии электрона, у которого радиус конечен.

Источником массы частицы и античастицы с массой Планка является его электрическая энергия, равная $m_{Pl}c^2 = e^2 / r_g$.

Предполагается, что за основу теории частиц вакуума взята элементарная частица, электрон. Но он не описывает полный спектр излучения электромагнитных волн. Существуют космическое излучение электромагнитных волн, фотоны которых имеют энергию 10^{22} эВ. Для описания таких энергий надо использовать вместо массы электрона, нашей области пространства, массу Планка. Тогда максимальная энергия равна

$$E = \frac{m_{Pl}e^4}{2\hbar^2} = \frac{m_{Pl}c^2}{2 \cdot 137^2} = 13.6 \cdot 2.2 \cdot 10^{-5+27} / 0.9 / \sqrt{137} = 2.84 \cdot 10^{22} \text{ эВ}.$$

Параметры Планка известны с точностью до коэффициента пропорциональности. Правильное значение постоянной Планка надо разделить на корень из 137. В случае квантовой электродинамики надо вместо массы электрона использовать массу Планка. Тогда масса электрона сравнивается с зарядом электрона в одинаковых единицах $m_{Pl}\sqrt{G} = \sqrt{\hbar c / 137} = e$ и будут играть существенную роль гравитационное поле в микромире. Существует частица и античастица с массой Планка. Остальные параметры Планка тоже надо разделить на $\sqrt{137}$

По мере уменьшения потенциальной энергии этой частицы, частица и античастица с массой Планка сближаются на расстояние меньше их радиуса r_{pl} , компенсируя заряды, образуя диполь. По порядку величины, эту связь можно записать в виде $m_\gamma c^2 = e^2 l_\gamma / r_g^2$. Энергия этого диполя определяется по формуле

$$m_\gamma c^2 = eU_\gamma = e^2 \left(\frac{1}{r_{g+}} - \frac{1}{r_{g-}} \right) = e^2 \frac{r_{g-} - r_{g+}}{r_{g-} r_{g+}} = e^2 \frac{l_\gamma}{r_g^2}.$$

При этом волновые функции зарядов пересекаются, но между их центрами есть расстояние l_γ . При рассмотрении взаимодействия положительного заряда с диполем, заряд которого эквивалентен отрицательному, и притягивается к положительному заряду и имеем неравенство $r_{g-} > r_{g+}$, т.е. величина энергии в правой части равенства положительна. При взаимодействии с отрицательным зарядом, диполь становится положительным, приближается к отрицательному заряду, и значит, имеем неравенство $r_{g+} > r_{g-}$.

$$m_\gamma c^2 = eU_\gamma = e^2 \left(\frac{1}{r_{g-}} - \frac{1}{r_{e+}} \right) = e^2 \frac{r_{g+} - r_{g-}}{r_{g-} r_{g+}} = e^2 \frac{l_\gamma}{r_g^2}$$

При этом энергия диполя отрицательна, так как справедливо $m_\gamma c^2 - e^2 \frac{l_\gamma}{r_g^2} = 0$

Величину $r_\gamma = r_g$ назовем образующим радиусом диполя. В случае атома водорода образующий радиус состоит из двух разных диполей, диполя, образующего массой Планка и диполя образующего электронами и ядром атома. Средний эффективный радиус диполя равен $r_\gamma = \sqrt{r_g a_0}$, где a_0 это радиус Бора. В случае ядра атома, образующий радиус кварка равен $r_\gamma = \sqrt{r_g r_d}$, $r_d = e^2 / (9m_d c^2)$ и образован двумя диполями, кварк и анти-кварк, частица и античастица с массой Планка. По образующему радиусу диполя определяются эффективные свойства частиц вакуума по формулам (6), (8).

Объяснить введение образующего радиуса частицы вакуума можно следующим образом. Формула для потенциала мультипольного момента имеет вид

$$U_k = \frac{e^2 l^k}{R_0^{k+1}} P_k(\cos \chi).$$

При условии $k=0$ эта формула описывает электромагнитное взаимодействие частицы и античастицы. Она является членами разложения потенциала

$$U = \frac{e^2}{|\mathbf{R}_0 - \mathbf{l}|} = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{e^2 l^k}{R_0^{k+1}} P_k(\cos \chi).$$

Формула для взаимодействия двух одинаковых мультиполей имеет вид

$$U_k = -\frac{e^2 l^k}{R_0^{k+1}} \sqrt{P_k(\cos \chi_1) P_k(\cos \chi_2)}$$

В случае электрона в атоме окружность, в которой расположены эти углы делится на k частей. Площадь каждой части составляет $1/k^2$ площади сферы.

Итого имеем энергию взаимодействующих частиц вакуума надо умножить на величину $1/k^2$. Значит, имеем значение потенциала (

$$\sqrt{P_k(\cos \chi_1) P_k(\cos \chi_2)} = \frac{1}{k^2}$$

$$U_k = -\frac{e^2 l^k}{k^2 R_0^{k+1}}.$$

Где энергия U_k соответствует энергии электрона в поле ядра атома.

Описание мультиполя с приближенной потенциальной энергий

$$\frac{e^2 l_\gamma^k}{k^2 r^{k+1}} \cong \frac{e^2}{k^2 r} \left(\frac{l_\gamma}{a_0}\right)^k, \text{ можно представить, как величину заряда } e\sqrt{(l_\gamma/a_0)^k}$$

электрона, вращающегося в поле ядра с тем же зарядом. Радиус r_B , соответствующий радиусу Бора, полученный решением для атома водорода с

таким зарядом $e\sqrt{(l_{\gamma k}/a_0)^k}$ ядра и электрона, равен

$$r_B = \frac{\hbar^2}{m_{Pl}e^2} \frac{m_{\gamma k}}{m_e} = \frac{\hbar^2}{m_{Pl}e^2} \left(\frac{a_0}{l_{\gamma k}}\right)^k \frac{m_{\gamma k}}{m_e} = 137^2 r_{Pl} \left(\frac{a_0}{l_{\gamma k}}\right)^k \frac{m_{\gamma k}}{m_e}. \quad \text{Откуда энергия частицы}$$

вакуума, равна $\frac{e^2}{k^2 r_B} = \frac{e^2 l_{\gamma k}^k}{137^2 k^2 r_{Pl} a_0^k} \frac{m_e}{m_{\gamma k}} = \frac{m_e c^2}{137^2 k^2}$, где используем формулу (1.1.8)

$$\frac{l_{\gamma k}^k}{m_{\gamma k}} = \frac{c^2}{e^2} r_{\gamma}^{k+1}, \quad \text{где образующий радиус электронов в атоме водорода равен}$$

среднему геометрическому между радиусом Бора электрона a_0 и электрическим радиусом массы Планка r_{Pl} , т.е. $r_{\gamma} = (a_0^k r_{Pl})^{\frac{1}{k+1}}$.

Потенциальная энергия диполя с вращающимся плечом определяется по формуле

$$E = \sqrt{\frac{e^2 l \exp(i\theta)}{r^2} \frac{e^2 l \exp(-i\theta)}{r^2}} = \frac{e^2 l}{r^2}$$

Представляя угол в экспоненциальной форме получим энергию диполя.

Определим размер мультиполя. Напряженность поля мультиполя частицы

вакуума равна $E = \frac{-(k+1)el_{\gamma k}^k}{(r+i\lambda)^{k+2}}$. Электромагнитная масса мультиполя равна

$m_{\gamma} c^2 = \int_0^{\infty} \frac{E^2}{8\pi} 4\pi r^2 dr$. Значение электромагнитной массы электрона

$$\begin{aligned} m_{\gamma k} c^2 &= \int_0^{\infty} \frac{(k+1)^2 e^2 l_{\gamma k}^{2k}}{2(r+i\lambda)^{2k+4}} [(r+i\lambda)^2 - 2i\lambda(r+i\lambda) - \lambda^2] dr = \\ &= \frac{(k+1)^2 e^2 l_{\gamma k}^{2k}}{2} \left[-\frac{1}{(2k+1)(r+i\lambda)^{2k+1}} + \frac{2i\lambda}{(2k+2)(r+i\lambda)^{2k+2}} + \frac{(i\lambda)^2}{(2k+3)(r+i\lambda)^3} \right] \Big|_0^{\infty} = \\ &= \frac{e^2 (k+1)^2 l_{\gamma k}^{2k}}{2(i\lambda)^{2k+1}} \left[\frac{1}{2k+1} - \frac{1}{k+1} + \frac{1}{2k+3} \right] = \frac{e^2 (k+1) l_{\gamma k}^{2k}}{2(i\lambda)^{2k+1} (2k+1)(2k+3)} \end{aligned}$$

Значение электромагнитной массы частицы вакуума мнимое, как это следует из формулы (6). При этом размер частицы вакуума определяется по формуле

$$\lambda_k = \left[\frac{e^2 l_{\gamma k}^{2k} (k+1)}{2m_{\gamma} c^2 (2k+1)(2k+3)} \right]^{\frac{1}{2k+1}} / i = \left[\frac{r_{\gamma}^{k+1} l_{\gamma k}^k (k+1)}{2(2k+1)(2k+3)} \right]^{\frac{1}{2k+1}} / i \quad (1.1.3)$$

Размер частицы вакуума комплексный, что означает колебание или вращение с амплитудой, равной мнимой части размера. Получен новый результат, электромагнитный размер частицы вакуума зависит от новой константы, плеча мультиполя.

Где комплексная величина $l_{\gamma k}$ считается по формуле (1.1.8), и справедлива формула для образующей $r_{\gamma} = (a_0^k r_{Pl})^{\frac{1}{k+1}}$, где вместо a_0 используется величина радиуса Бора, или радиус кварка, или радиус массы Планка. Может определяться радиусом частица или античастица. При упрощении выражения для радиуса частицы использовалась формула (1.1.9). При условии $k=0$ получаем радиус равный $\frac{e^2}{6im_{Pl}c^2}$. Модуль этого радиуса меньше границы применимости электродинамики $\frac{e^2}{m_{Pl}c^2}$, для частиц с массой Планка. Но в комплексной плоскости электродинамика остается справедливой, особенность потенциала устраняется.

Сечение образовавшейся частицы вакуума в системе центра инерции при образовании диполя, со средним расстоянием между частицами, равным величине l_{γ} , состоящего из частицы и античастицы с массой Планка «радиуса» $r_g = 1.35 \cdot 10^{-34} \text{ cm}$, равно по порядку величины

$$\sigma = \pi \lambda_k^2.$$

σ сечение образования пары частица античастица с массой Планка в виде мультиполя. В квантовой механике используется величина эффективного сечения $d\sigma$, которое зависит от углов, энергии массы и прочих свойствах частиц. Проинтегрированное значение эффективного сечения для

элементарных частиц является одним числом в не релятивистском случае, а не функцией. Так полное сечение упругого рассеяния равно

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \delta_l$$

Парциальное сечение рассеяния представляется каждым членом этой суммы.

В ультрарелятивистском случае появляется зависимость сечения от энергии в случае элементарных частиц. Мнимый размер частиц вакуума, много больший плеча мультиполя l_{jk} нивелирует дипольные и мультипольные свойства частиц вакуума, превращая их в шарики с мнимым радиусом, характеризующих их колеблющиеся свойства. В случае частиц вакуума, комплексное значение сечения описывает колеблющуюся величину, что свойственно частицам вакуума и не отражено в эффективном сечении элементарных частиц. Теории описывающей сечение рассеяния частиц вакуума не существует, поэтому используем первое приближение в виде комплексного размера, которое работает в случае нерелятивистских частиц. Но это первое приближение является достаточным для описания свойств частиц вакуума по классическим законам в комплексном пространстве см. комментарий на стр. 5.

Релятивистская формула рассеяния электронов и позитронов на электроне имеет вид

$$d\sigma = r_e^2 \frac{m^2 c^4 (\varepsilon^2 + \mathbf{p}^2 c^2)^2}{4 \mathbf{p}^4 c^4 \varepsilon^2} \left[\frac{4}{\sin^4 \theta} - \frac{3}{\sin^2 \theta} + \left(\frac{\mathbf{p}^2 c^2}{\varepsilon^2 + \mathbf{p}^2 c^2} \right)^2 \left(1 + \frac{4}{\sin^2 \theta} \right) \right] d\Omega, r_e = \frac{e^2}{mc^2}$$

При релятивистских скоростях площадь сечения рассеяния стремится к малой величине, так как имеется дисперсия скорости. При малых скоростях стремится к большой величине, так как имеется дисперсия скорости. Среднеквадратичное отклонение скорости, это мнимая часть скорости. Имеется комплексное эффективное значение радиуса электрона, которое

совпадает с вычисленным комплексным радиусом электрона (1.1.3) и которое соответствует усреднению формулы для сечения рассеяния в комплексном пространстве. У импульса мнимое среднеквадратичное отклонение mc , учитывая модуль импульса, получим $\int_{mc^2}^{\infty} \frac{m^2 c^4 4\varepsilon^4}{4\varepsilon^6} d\varepsilon / mc^2 = 1$.

Параметры $l_{\gamma k}$ определится из формулы (1.1.7), параметр $r_{\gamma} = \frac{e^2}{m_{\gamma} c^2} = 1.35 \cdot 10^{-34} cm$, причем эти параметры вычислены в случае массы Планка. В этом случае $m_{\gamma} = m_{Pl}$ равно массе Планка.

Параметры $l_{\gamma k}$ определится из формулы (1.1.8), параметр $r_{\gamma} = \frac{e^2}{m_{\gamma} c^2}$, причем эти параметры вычислены в случае электрон, позитронной пары. В этом случае $m_{\gamma} = m_{Pl}$ равно массе электрона или позитрона.

Произведем те же вычисления, но с массой Планка, вместо массы электрона.

Значение концентрации определяем после вычисления массы частицы вакуума m_{γ} . Кроме того, нужно определить расстояния между частицей и античастицей с массой Планка в составе частицы вакуума l_{γ} .

Электромагнитный радиус массы Планка равен значению

$$r_{\gamma} = r_g = \hbar / 137 m_{Pl} c = l_{Pl} / \sqrt{137}.$$

$$n = \frac{1}{4\sqrt{2}\sigma\Lambda} = \frac{m_{\gamma k} c}{6\sqrt{2}\pi\lambda_k^2 i\hbar} = \frac{m_{\gamma k} c}{-d_k (r_{\gamma}^{k+1} l_{\gamma}^k)^{\frac{2}{2k+1}} i\hbar} = \frac{\rho_{\gamma}}{m_{\gamma k}},$$

$$d_k = 6\sqrt{2}\pi \left[\frac{(k+1)}{2(2k+1)(2k+3)} \right]^{\frac{2}{2k+1}}; d_{\infty} = 6\sqrt{2}\pi$$

Откуда имеем

$$\left(\frac{c}{-\rho_\gamma i \hbar d_k}\right)^{\frac{2k+1}{2k}} \frac{m_{\gamma k}^{\frac{2k+1}{k}}}{r_\gamma^{\frac{k+1}{k}}} = l_{\gamma k} \quad (1.1.4)$$

При этом можно определить массу частицы вакуума, и значит величину размера мультиполя, образующего частицу вакуума

$$m_{\gamma k} c^2 = e^2 l_{\gamma k}^k / r_\gamma^{k+1} \quad (1.1.5)$$

Подставляя в (1.1.5) значение $l_{\gamma k}$ получим величину массы частицы вакуума m_γ

$$\begin{aligned} m_{\gamma k} &= (-i \rho_\gamma r_\gamma^3 d_k \frac{\hbar}{c r_\gamma})^{1/2} \left(-\frac{137 i \rho_\gamma r_\gamma^4 c^2 d_k}{e^2}\right)^{\frac{1}{4k}} = \\ &= (-137 i \rho_\gamma r_\gamma^3 m_{Pl} d_k)^{1/2} \left(-\frac{137 i d_k E_\gamma}{E_{em}}\right)^{\frac{1}{4k}} = m_{Pl} (-i \rho_\gamma d_k / \rho_{Pl})^{\frac{1}{2} + \frac{1}{4k}}. \quad (1.1.6) \\ m_{\gamma \infty} &= m_{Pl} (-i \rho_\gamma d_k / \rho_{Pl})^{1/2}, 137 E_\gamma = \rho_\gamma m_{Pl} c^2 / \rho_{Pl}, \\ \rho_{Pl} &= m_{Pl} / l_{Pl}^3; E_{em} = m_{Pl} c^2, r_\gamma = l_{Pl} = \sqrt{\frac{\hbar G}{137 c^3}}, m_{Pl} = \sqrt{\frac{\hbar c}{137 G}} \end{aligned}$$

Отметим что плотность вакуума входит в формулы с отрицательной мнимой единицей. Это означает, что плотность вакуума - это среднеквадратичное отклонение плотности при среднем нулевом значении. Плотность вакуума не постоянная, а колеблется относительно нулевого значения. При условии $k = 1$ фаза массы частицы вакуума равна $\arg m_\gamma = -3\pi/8$. Это значение фазы частицы вакуума обеспечивает отношение действительной и мнимой части массы равное 2.41, при экспериментальном значении 2.55.

Масса частицы вакуума комплексная, что описывает темную энергию и темную материю.

Частицы вакуума обладают всеми свойствами темной энергии и темной материи. Их плотность в свободном пространстве постоянна. Это связано с тем, что частицы вакуума при больших расстояниях между ними расталкиваются из-за мнимой массы. При малых расстояниях между диполями, между ними действуют электрические силы. Граница определяется из равенства $\frac{m_\gamma^2 G}{r^2} = \frac{e^2 l_\gamma \exp(-r/a_0)}{r^3}$. Граничное расстояние, начиная с которого

гравитационные силы будут больше электромагнитных сил $r = a_0 \ln \frac{e^2 l_\gamma}{m_\gamma^2 G a_0 \ln \frac{e^2 l_\gamma}{a_0 m_\gamma^2 G}} = a_0 \ln \frac{c^2 r_\gamma^2}{a_0 m_\gamma G \ln \frac{e^2 l_\gamma}{a_0 m_\gamma^2 G}} = 169.5 a_0$. Это новый результат, в

формулу вошли новые константы.

При этом концентрация частиц вакуума равна

$$n = \frac{\rho}{m_{\gamma k}} = \frac{\rho}{m_{Pl} (-i\rho_\gamma d_k / \rho_{Pl})^{\frac{1}{2} + \frac{1}{4k}}} \quad (1.1.7)$$

Где ρ плотность системы из элементарных частиц, например, плотность частицы с массой Планка в атоме равна $\rho = \frac{3m_{Pl}}{4\pi a_0^3}$, где m_{Pl} масса Планка, a_0 радиус Бора с массой Планка. Мнимая часть концентрации описывает ее колебание и в сумме равна нулю, так как имеется комплексно-сопряженные члены.

При этом величина размера диполя равна

$$\begin{aligned} l_{\gamma k} &= \left(\frac{c}{-\rho_\gamma i \hbar d_k} \right)^{1 + \frac{1}{2k}} \frac{m_{\gamma k}^{2 + \frac{1}{k}}}{r_\gamma^{1 + \frac{1}{k}}} = \frac{c m_{\gamma k}^2}{-\rho_\gamma i \hbar r_\gamma d_k} \left(\frac{c m_{\gamma k}^2}{-\rho_\gamma i \hbar r_\gamma^2 d_k} \right)^{\frac{1}{2k}} = \\ &= r_\gamma \left(-\frac{137 i \rho_\gamma r_\gamma^4 c^2 d_k}{e^2} \right)^{\frac{1}{2k} + \frac{1}{4k^2}} = \quad . \quad (1.1.8) \\ &= r_\gamma (-i\rho_\gamma d_k / \rho_{Pl})^{\frac{1}{2k} + \frac{1}{4k^2}}; E_\gamma = \rho_\gamma r_\gamma^3 c^2, E_{em} = e^2 / r_\gamma \end{aligned}$$

Величина размера частиц вакуума равна

$$\lambda_k = r_\gamma (d_k / 6\sqrt{2}\pi)^{1/2} (-i\rho_\gamma d_k / \rho_{Pl} \sqrt{137})^{\frac{1}{2(2k+1)} + \frac{1}{4k(2k+1)}} / i$$

При бесконечности индекса имеем следующие значения параметров

$$l_{\gamma k} = \left(\frac{c}{-\rho_\gamma i \hbar d_k} \right)^{1 + \frac{1}{2k}} \frac{m_{\gamma k}^{2 + \frac{1}{k}}}{r_\gamma^{1 + \frac{1}{k}}} = \frac{cm_{\gamma k}^2}{-\rho_\gamma i \hbar r_\gamma d_k} \left(\frac{cm_{\gamma k}^2}{-\rho_\gamma i \hbar r_\gamma^2 d_k} \right)^{\frac{1}{2k}} = r_\gamma (-i\rho_\gamma d_k / \rho_{Pl})^{\frac{1}{2k} + \frac{1}{4k^2}} = r_\gamma$$

Вычислим величину $\frac{l_{\gamma k}^k}{m_{\gamma k}}$, $k \geq 1$, которая потребуется в дальнейшем, и которая

является действительной величиной. Свойства массы и размера могут быть определены с точностью до множителя, но используемые в квантовой механике параметры (1.1.9) не зависят от этого множителя.

$$\frac{l_{\gamma k}^k}{m_{\gamma k}} = \frac{c^2 r_\gamma^{k+1}}{e^2} = \frac{r_\gamma^k}{m_{Pl}} = \frac{l_{Pl}^k}{m_{Pl}}. \quad (1.1.9)$$

Введем экспоненциальный множитель у энергии частиц вакуума

$$E(r) = -\frac{m_e}{m_{\gamma 1}} e^2 l_{\gamma 1} \exp(-\alpha_m r) / \tilde{\lambda}_e^2 r^2 = -m_e c^2 r_{\gamma 1}^2 \exp(-\alpha_m r) / \tilde{\lambda}_e^2 r^2 = -\frac{m_e c^2}{137^2 r^2} \exp(-\alpha_n r)$$

При этом у частиц вакуума имеем соотношение $\frac{l_{\gamma 1}}{m_{\gamma 1}} = \frac{c^2}{e^2} r_\gamma^2$ см. формулу

(1.1.9) и имеем $r_\gamma = \frac{e^2}{mc^2}$; $\tilde{\lambda} = \frac{\hbar}{mc}$. Величина радиуса r нормирована на радиус

Бора, имеем для потенциальной энергии

$$E(r) = -\frac{m_e c^2 \exp(-\alpha_n r)}{137^2 r^2}; \exp(-\alpha_n) = 1 - \frac{\alpha_n}{n^2}; \lim_{n \rightarrow \infty} \alpha_n = n^2.$$

$$\alpha_n = n^2 [1 - \exp(-\alpha_n)] = n^2 [1 - \exp(-n^2)]$$

При этом показатель экспоненты у плеча частицы вакуума определяется по формуле $-l_\gamma \exp(-\alpha_n r)$.

$$\int_0^1 E(r)r^2 dr = -\int_0^1 \frac{m_e c^2}{137^2} \exp(-\alpha_n r) dr = \frac{m_e c^2}{137^2} \frac{\exp(-\alpha_n) - 1}{\alpha_n} = -\frac{m_e c^2}{137^2 n^2}.$$

При интегрировании от нуля до бесконечности, асимптотическое выражение для показателя экспоненты переходит в точное значение

$$\int_0^\infty E(r) dr = -\int_0^\infty \frac{m_e c^2}{137^2} \exp(-n^2 r) dr = -\frac{m_e c^2}{137^2 n^2}.$$

Этот результат является подтверждением свойств квантовой механики, в него не вошли новые константы.

Постоянство плотности энергии при расширяющемся объеме Вселенной приводит к нарушению закона сохранения энергии в обычном смысле. Но оказывается, что если учитывать пред-историю системы, то можно определить закон сохранения энергии см. [31]. Расширение Вселенной описывают уравнения ОТО и уравнение 4 мерного ковариантного ускорения, которые переходят в обычные законы движения и гравитации Ньютона для малой массы частиц. Решая эти уравнения получим закон сохранения энергии с пред-историей и учетом излучения. Причем решение уравнения второго порядка описывает расширение Вселенной см. [31].

При рассмотрении макро-размеров наблюдаются другие закономерности. Взаимодействие происходит под действием гравитационного поля. Излучение гравитационных волн мало и им можно пренебречь. Гравитационные поля статические. Начальная потенциальная энергия макротел положительна, так как масса темной энергии больше массы темной материи и действительная часть энергии положительная большая. Потенциальная энергия макротел на расстоянии гравитационного радиуса, равна

$$\sum_{k,n} 2G \frac{\text{Im}m_k \text{Im}m_n - \text{Re}m_k \text{Re}m_n}{r_{gk} + r_{gn}} =$$

$$= \sum_{k,n} \frac{\text{Im}m_k \text{Im}m_n - \text{Re}m_k \text{Re}m_n}{\sqrt{[\text{Im}(m_k + m_n)]^2 + [\text{Re}(m_k + m_n)]^2}} c^2 \sim c^2 \sum_k \text{Im}m_k / 2$$

Образовавшиеся тела имеют радиус, равный гравитационному. Потенциальной энергии достаточно, чтобы все тела приобрели скорость близкую к скорости света $V/c = \sqrt{5}/3$. Это граница перехода элементарных частиц в два гамма кванта

$$\frac{2mc^2}{\sqrt{1-5/9}} = 2(1+1/2)mc^2 = 3mc^2 = 2\hbar\omega$$

Где условие границы образования двух гамма квантов из двух элементарных частиц удовлетворяется $\frac{V}{c} = \sqrt{1 - m^2 c^4 / \hbar^2 \omega^2}$ см. [2] задачу к §88 и раздел 1.3.

Мнимая масса темной энергии имеет разные знаки и мнимая часть энергии в сумме равна нулю. Темная энергия образовалась после образования макротел и начала их расталкивать. Макротела сначала имеют нулевую скорость и значит, начальная кинетическая энергия материи нулевая. По мере расширения Вселенной кинетическая энергия растет, а положительная потенциальная убывает, в силу увеличения расстояния между частицами темной энергии и уменьшения взаимодействия между частицами. Наличие положительной потенциальной энергии приводит к свободному состоянию макротел и они, двигаясь с ускорением, разлетаются. Частицы вакуума, группируясь в элементарные частицы образуют действительные массы и взаимодействие между массами получается гравитационное.

Для скорости границы области скорость разбегания галактик имеет вид $\mathbf{V} = H\mathbf{r}$. Это соотношение справедливо для частиц вакуума, для которых до усреднения справедливо преобразование координат Галилея. После усреднения частиц вакуума справедливо релятивистское выражение для

скорости. При условии $\frac{dr}{ds} = \frac{Hr/c}{\sqrt{1-(rH/c)^2}}$, наблюдается ускорение границы

Вселенной по релятивистской формуле с возможностью движения больше скорости света в вакууме. При больших радиусах внутри горизонта событий наблюдается большое ускоренное движение.

$$\begin{aligned} \frac{d^2\mathbf{r}}{ds^2} &= \frac{H}{\sqrt{1-(rH/c)^2}} \frac{d\mathbf{r}/c}{ds} + \frac{rH^2/c}{[1-(rH/c)^2]^{3/2}} \frac{dr/c}{ds} = \\ &= \left[\frac{1}{1-(rH/c)^2} + \frac{rH/c}{[1-(rH/c)^2]^2} \right] H^2 \mathbf{r} / c^2 \sim \\ &\sim H^2 \mathbf{r} [1 + rH/c + (rH/c)^2 + 2(rH/c)^3 + \dots] / c^2; ds = c dt \sqrt{1 - V^2/c^2} \end{aligned}$$

На малых расстояниях наблюдается стандартное расширение Вселенной с малым ускорением. При больших расстояниях наблюдается ускоренное движение с большим ускорением.

Использование данной формулы для скорости разбегания галактик, не только определяет большое ускорение, но и спасает специальную теорию относительности, согласно которой скорость макротел не может быть больше скорости света, но четырехмерная скорость может быть больше единицы, что означает скорость больше скорости света. При превышении радиуса горизонта событий, имеется недоступная область, так как скорость разбегания в ней мнимая, что означает переход через бесконечную скорость вращения частиц с радиусом, равным радиусу горизонта событий. При дальнейшем увеличении радиуса формулы нашего пространства не применимы и надо строить новые формулы, но в пределах радиуса, меньшего горизонта событий, формулы применимы.

Темная материя и темная энергия не взаимодействуют с электромагнитным излучением, так как их поле быстро затухает. Их мнимая часть описывает темную энергию и обладает антигравитационными свойствами. Это приводит к ускорению расширения галактик.

Отношение плотности темной энергии к плотности темной материи удовлетворяет эксперименту. Формула энергии равномерного излучения определяет максимум излучения при частоте $\frac{\hbar\omega}{kT} = 2.82$. Реликтовое излучение соответствует большому значению главного квантового числа. При этом фаза массы равна $\pi/4$ и концентрация действительной и мнимой части массы одинакова. Но в момент после образования Вселенной температура была больше $4000^\circ K$ и могли излучать частицы с главным квантовым числом 1. Отношение массы темной энергии к массе темной материи равно $\tan(\arg m_{\gamma_1}) = \tan(3\pi/8) = 2.41$

1.2 Коммутационные соотношения для частиц вакуума

Теория частиц вакуума должна включать в себя коммутационное соотношение. Иначе она бы не заменяла уравнения квантовой механики. Докажем, что для потока частиц вакуума справедливо коммутационное соотношение. Для отдельных частиц вакуума оно не справедливо.

Согласно аналогии между уравнением Шредингера и уравнением Навье-Стокса см. раздел 1.1 с кинематической вязкостью $i\frac{\hbar}{2m}$, их решения связаны соотношением

$$V_l = -i\frac{\hbar}{m} \frac{\partial \ln \psi}{\partial x_l}$$

Где ψ волновая функция уравнения Шредингера, V_l скорость потока частиц уравнения Навье-Стокса. Эту формулу можно переписать в виде

$$p_l = -i\hbar \frac{\partial \ln \psi}{\partial x_l}. \quad (1.2.1)$$

Запишем коммутационное соотношение, и вычислим, чему оно равно

$$x_k p_l - p_l x_k = -i\hbar x_k \frac{\partial \ln \psi}{\partial x_l} + i\hbar \frac{\partial \ln \psi x_k}{\partial x_l} = -i\hbar \frac{\partial \ln \psi}{\partial x_l} \delta_{lk}. \quad (1.2.2)$$

Или вычисляя частную производную, получим коммутационное соотношение для значений координат и импульса. В квантовой механике им надо присвоить знак оператора.

$$(x_k p_l - p_l x_k)\psi = -i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial x_l} \delta_{lk}.$$

Но это условие говорит о потоке частиц вакуума. Для отдельной частицы оно не справедливо. Если произведение двух величин минус переставленное произведение не равно нулю, то справедливо соотношение неопределенности. Если оно равно нулю, то возможны собственные значения двух величин. Проверяется путем усреднения частиц вакуума, или потоков частиц вакуума.

Рассматривая функции-оператор $(f_l \hat{g}_k - \hat{g}_k f_l)\psi$, $(\hat{f}_l g_k - g_k \hat{f}_l)\psi$ видим, что они не обязательно равны нулю. Найдем условие, когда они равны нулю. Совершенно аналогично переменным координата импульс, записывается соотношение для произвольных переменных, где одна из переменных рассматривается как независимый аргумент, а другая удовлетворяет аналогии между уравнением Шредингера и Навье-Стокса условию, которое можно формально записать в виде $\hat{g}_k = -i\hbar \frac{\partial}{\partial f_k} = g_k(f_k)$, причем f_l, g_k комплексные переменные (при этом функция $\hat{g}_k = g_k$ и переменная f_l не перестановочны в общем случае). Такая запись используется в линейных дифференциальных уравнениях с постоянными коэффициентами, когда оператору $\frac{d^n}{dt^n} = p^n$ ставится в соответствие функция комплексного аргумента, при этом обращаются с оператором, как с аргументом, так как она действует на постоянные коэффициенты, а экспонента, которой пропорционально решение

сокращается. В данном случае коэффициенты не постоянны, поэтому произведение не перестановочно. Чтобы выражение было перестановочно, один из коэффициентов должен быть равен константе.

$$(f_l \hat{g}_k - \hat{g}_k f_l) \psi = -i\hbar f_l \frac{\partial \psi}{\partial f_k} + i\hbar \frac{\partial \psi f_l}{\partial f_k} = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial f_k} \delta_{lk}.$$

При коммутации имеем

$$\hat{g}_k f_l \psi - f_l \hat{g}_k \psi = \hat{g}_k f_l \psi - f_l g_k \psi = 0.$$

Если величина f_l переменная, то равенства нулю не будет, значит эта величина константа $f_l = const$, и тогда коммутационное соотношение равно нулю. При этом и другое собственное значение равно константе $g_k(f_k) = const$

Аналогично выбирая независимую переменную g_l , а другая удовлетворяет согласно аналогии между уравнением Шредингера и Навье-Стокса $\hat{f}_l = -i\hbar \frac{\partial \ln \psi}{\partial g_l} = f_l$, причем f_l, g_k комплексные переменные

$$(\hat{f}_l g_k - g_k \hat{f}_l) \psi = -i\hbar \frac{\partial \psi g_k}{\partial g_l} + i\hbar g_k \frac{\partial \psi}{\partial g_l} = -i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial g_l} \delta_{lk}.$$

Аналогично доказывается, что переменная удовлетворяет равенству $g_k = const$, тогда коммутационное соотношение равно нулю. Другая переменная при этом равна константе.

Если переменные не удовлетворяют коммутационному соотношению, то по крайней мере одна переменная является функцией, и не равна константе. Возможна ситуация, когда переменные не коммутируют, но связаны функциональной зависимостью. Тогда измерив одну величину, определится другая, хотя уравнению коммутации они не удовлетворяют. Эта связь является комплексной и так как определяется модуль комплексного числа, можно определить модуль другой не коммутируемой величины. Знание модуля не

позволяет определить действительную и мнимую часть, фаза остается неизвестной. Значит условие коммутации работает, среднее измерено с точностью до дисперсии. Если в результате вычислений в комплексном пространстве получилось два действительных значения двух величин, значит они коммутируют. Если получились комплексные величины, то они не обязательно коммутируют. Так, например, можно вычислить одновременно комплексные импульс и координату, хотя они не коммутируют. Это следует из того, что измеряется модуль величины, и экспериментально определить действительную и мнимую часть невозможно, хотя можно вычислить несколько ветвей значений этих величин.

Задача может иметь произвольное количество переменных, уравнение Шредингера и Навье-Стокса могут иметь произвольную размерность.

При этом для уравнения $-i\hbar \frac{\partial \ln \psi}{\partial g_l} = f_l(g_l)$ собственная функция должна удовлетворять условию $f_l(g_l)$, чтобы определялась потенциальная волновая функция. Собственные значения не обязательно являются константами и не обязательно являются гладкими, например, для атома водорода, радиальная часть импульса равна

$$P_r = -i\hbar \left(\frac{\partial \ln R_{nl}}{\partial r} + \frac{1}{r} \right) = -i\hbar \left(\sum_{n=1}^{n_r} \frac{1}{r - \alpha_n} - \frac{l-1}{r} - \frac{1}{n} \right) \quad (1.2.3)$$

При этом импульс не имеет собственное значение, равное константе, а является комплексной функцией и существует связь между радиусом и импульсом, причем не тот ни другой не является константой. Т.е. значение импульса и координаты не коммутирует. Импульс содержит определяемую константу, как координату положения равновесия из решения уравнения Навье-Стокса в координатном представлении см. [3] и раздел 2.1, но она не является собственным значением. Модуль и проекция орбитального момента импульса имеет собственное значение, а орбитальная координата не определена и не является константой.

Координаты положения равновесия для координатного решения уравнения Навье-Стокса равны p_k , где решение ищем в виде

$$P_n(x_n) = -i\hbar \frac{\partial \ln \psi}{\partial x_n} = \frac{\partial \ln \exp[i \sum_{k=1}^N p_k \int_{x_n^0}^{x_k} \varphi_k(x_k) dx_k / \hbar]}{\partial x_n} =$$

$$= -i\hbar \frac{\partial [i \sum_{k=1}^N p_k \int_{x_n^0}^{x_k} \varphi_k(x_k) dx_k / \hbar]}{\partial x_n} = p_n \varphi_n(x_n)$$

Решением, зависящим от радиуса, этого уравнения с помощью уравнения Шредингера и Навье-Стокса в случае атома водорода является функция

$$\varphi_r(r) = \varepsilon + \frac{\lambda}{r} + \sum_{k=1}^{n_r} \frac{1}{r - \beta_k}$$

Тогда имеем $P(r) = p_r \varphi_r(r) = p_r [\varepsilon + \frac{\lambda}{r} + \sum_{k=1}^{n_r} \frac{1}{r - \beta_k}]$. Это разложение

соответствует решению (1.2.3) при условии $p_r = i$, $\varepsilon = -\frac{1}{n}$, $\lambda = l + 1$, $\beta_k = a_k$, и не является действительной константой, как и значение радиуса, значит переменные не коммутируют. Ставится задача по нахождению этих коэффициентов. В статье [3] и в разделе 2.1, разработан метод нахождения этих коэффициентов в случае уравнения Шредингера и Навье-Стокса.

Воспользуемся определением момента импульса

$$i\hbar \mathbf{l} = [\mathbf{r}, \mathbf{p}] = -i\hbar [\mathbf{r}, \nabla]$$

Где квадратные скобки соответствуют векторному произведению. Это определение потока вращающихся частиц вакуума, для отдельной частицы оператор импульса не справедлив, и импульс одной частицы не имеет такого вида. С помощью этого определения путем непосредственных вычислений получаем

$$[l_p, x_q] = ie_{pqs} x_s$$

$$[l_p, p_q] = ie_{pqs} p_s$$

$$[l_p, l_q] = ie_{pqs} l_s$$

Где квадратные скобки соответствуют коммутационному соотношению. На основании этих свойств выводятся и остальные свойства оператора импульса квантовой механики, такие как вычисление квадрата импульса, повышающий и понижающий оператор импульса уравнений квантовой механики. Значение матрицы оператора понижающего и повышающего момента импульса квантовой механики. Вычисление координатной формулы с частными производными по углам операторов проекции момента импульса и оператора квадрата импульса.

Но все это справедливо для потоков частиц вакуума. Для одиночной частицы вакуума это не оправданная экстраполяция. Интересно получить, не прибегая к аналогии между уравнением Навье-Стокса и уравнения Шредингера эти результаты. Но уравнение Навье-Стокса - это усреднение закона движения Ньютона в комплексном пространстве на множества частиц с учетом вязкости, которая соответствует переходу частиц между разными уровнями скорости потока. В случае получения комплексного решения эти величины не коммутируют, имеется дисперсия решения и нет действительных собственных значений. Можно описывать единичный акт решения, для одной частицы вакуума, не заботясь о коммутационных соотношениях и в результате суммирования частиц вакуума в комплексном пространстве должен получиться правильный результат квантовой механики действительное решение. если переменные коммутируют, и комплексное решение если не коммутируют. Два исследуемых параметра можно сделать сопряженными, один обозначить как координаты, а другой как импульс. Волновые функции сопряженных параметров связаны преобразованием Фурье. Найдем импульсную волновую функцию, зависящую от радиуса для атома водорода

$$\begin{aligned}
a(p_r) &= \int_0^{\infty} \exp\left\{i \int_0^r [\varphi_r(r) dr - p_r r]\right\} r^2 dr = \\
&= \int_0^{\infty} \prod_{n=1}^{n_r} (r - \beta_n) r^{\lambda+2} \exp[i(i\varepsilon - p_r)r] dr = \\
&= \int_0^{\infty} r^{i\lambda+2} \exp[i(i\varepsilon - p_r)r] dr = \frac{\lambda+2}{i(i\varepsilon - p_r)} \frac{\lambda+1}{i(i\varepsilon - p_r)} \dots \frac{\lambda-m+2}{i(i\varepsilon - p_r)} \times \\
&\quad \times \int_0^{\infty} r^{\lambda-m} \exp[i(i\varepsilon - p_r)r] dr = \frac{\Gamma(\lambda+3)}{[i(i\varepsilon - p_r)]^{\lambda+1}} = \\
&= \prod_{k=1}^N \frac{(\lambda+2)^{\lambda+2} \exp(-\lambda-2) \sqrt{2\pi(\lambda+2)}}{[i(i\varepsilon - p_r)]^{\lambda+1}} \left(1 + \frac{1}{12(\lambda+2)} + \dots\right); n_r = 0
\end{aligned}$$

Эта волновая функция содержит особенность $i\varepsilon = p_r$. Причем координата равна

$$r = i \frac{\partial \ln a}{\partial p_r} = i \frac{\partial (\lambda+1) \ln(i\varepsilon - p_r)}{\partial p_r} = -i \frac{\lambda+1}{i\varepsilon - p_r} = i \frac{\lambda+2}{\frac{i}{n} + p_r}$$

Это значение радиуса комплексное и связано с координатой, причем ни радиус ни импульс не являются константами, значит переменные не коммутируют. Это решение уравнения Шредингера и Навье-Стокса в импульсном представлении.

1.3 Описание газообразного, жидкого и твердого состояния элементарных частиц

Макротела, состоящие из элементарных частиц, могут находиться в газообразном, жидком, кристаллическом - твердом и плазменном состоянии. Частицы вакуума, образующие элементарные частицы тоже могут находиться в газообразном, жидком, кристаллическом и электромагнитном состоянии. Так электрон в атоме образует газообразное облако с малой плотностью, состоящее из частиц вакуума. Так как электроны находятся в поле ядра, имеющего множество минимумов потенциальной энергии, электроны

группируются внутри минимумов потенциальной энергии. Ядро атома образует твердое кристаллическое образование с большой плотностью.

Такая характеристика элементарных частиц позволяет выявить фазовые переходы между разными состояниями. Эти фазовые переходы определяются как энергия ионизации, при переходе из газообразного состояния электрона в атоме твердого тела в жидкое состояние внутри твердого тела. Из жидкого состояния внутри твердого тела в кристаллическое, квантовое состояние при удалении из твердого тела при фотоэффекте. При фотоэффекте эта энергия называется энергией выхода.

Переход из газообразного, волнового состояния в квантовое, кристаллическое, твердое тело тоже должен сопровождаться изменением энергии. Электрон в атоме в поле ядра находится в газообразном состоянии. Но рассматриваемый в свободном пространстве, он может образовывать твердую, кристаллическую структуру. Находящийся в твердом теле свободный электрон образует жидкое состояние с определенным объемом. В самом деле, образуются в твердом теле три волны. Одна продольная и две поперечные. При этом, отразившись от края тела эти волны образуют стоячую волну внутри тела. Т.е. электрон колеблется вокруг среднего положения и занимает определенный объем. Значит, электрон проявляет жидкостные свойства. При этом возможны фазовые переходы между разными состояниями. Так фазовый переход между жидким почти свободным состоянием электрона в твердом теле и газообразном состоянии атома в том же твердом теле называется потенциалом ионизации.

Если пересчитать макро-температуру частицы, в температуру частиц вакуума, то получится величина $\frac{kT}{m_e c^2} m_e c^2 = 10^{-56} T = kT_\gamma$ и малый вклад в температуру частиц вакуума. При температуре Кельвина, равной 300 градусов

имеем $10^{-22} m_\gamma c^2 = kT_\gamma$. При этом температура фазовых переходов гораздо меньше средней энергии частиц вакуума $m_\gamma c^2$.

Можно ввести понятие температура частиц вакуума, определяющая газовое, жидкостное и твердое-кристаллическое состояние элементарных частиц. Тогда момент фазового перехода между этими состояниями будет определяться температурой. Тогда температура фазового процесса ионизации

равна $\frac{m_{Pl} c^2}{\sqrt{1-1/137^2} m_{Pl} / m_\gamma} - m_\gamma c^2 = \frac{m_\gamma c^2}{2 \cdot 137^2} = kT_\gamma$, чуть меньше температуры вакуума

$$m_\gamma c^2 = kT_0.$$

При этом электроны в атоме водорода в процессе испускания электромагнитной волны перестраивает свою структуру, из частиц вакуума, образующих элементарную частицу электрон, в частицы вакуума образующие электромагнитную волну. Опять затрачивается энергия ионизации, т.е.

фазового перехода. При этом меняется и $ka = 2\pi \frac{a}{\lambda}$, за счет образования

нестационарного состояния с эффективной длиной волны $\lambda = c\tau = c \frac{\hbar}{\Gamma}$, где

величина Γ , это мнимая часть энергии частицы. При этом имеем $ka = 2\pi \frac{a\Gamma}{\hbar c}$.

Следовательно, эта величина увеличивает длину волны по сравнению со

стационарным состоянием, так как действительная часть $ka = 2\pi \frac{aE}{\hbar c}$ энергии

E больше мнимой части Γ , и вызывает переход к волновым свойствам.

При этом температура частиц вакуума соответствует порогу реакции

$\frac{\Gamma_n}{E_n} m_\gamma c^2 = \frac{m_\gamma c^2}{2 \cdot 137^2} = kT_\gamma$, что является реальной цифрой естественной

дисперсии длины волны спектральных линий $\delta\lambda/a_0 \sim 10^{-4}$.

Покинувший твердое тело электрон переходит в твердое состояние, для этого фазового перехода требуется энергия, которая называется работой выхода при фотоэффекте. При этом твердому состоянию электрона соответствует его корпускулярное состояние.

На самом деле работа выхода, это температура фазового перехода определяется его значением энергии, при котором происходит переход

$$\frac{h\nu_0}{m_e / m_\gamma} = \frac{m_\gamma c^2}{10^5} = kT_\gamma ; h\nu_0 = 4.84 \text{эВ}.$$

Газообразному состоянию соответствует волновое описание. Граница определяется количеством частиц вакуума в одном кванте энергии. Граница соответствует определенной температуре частиц вакуума. Газообразное состояние частицы, называют волновым, а твердое состояние корпускулярным. Для перехода из одного состояния в другое нужно либо затратить, либо получить энергию фазового перехода см. далее по тексту.

Газообразному состоянию соответствует волновое описание. О границе между корпускулярными и волновыми свойствами см. раздел 1.4. Граница определяется количеством частиц вакуума в одном кванте энергии. Граница соответствует определенной температуре частиц вакуума. Газообразное состояние частицы, называют волновым, а твердое состояние корпускулярным. Для перехода из одного состояния в другое нужно либо затратить, либо получить энергию фазового перехода см. далее по тексту.

Энергия фотона равна $E = \hbar\omega(N + 1/2)$. Но комптоновская частота фотона определяется по формуле $E = \hbar\omega = mc^2$. Как же выйти из этого противоречия?

В произвольной системе отсчета скорость образовавшихся частиц - электрона и позитрона относительно центра инерции двух столкнувшихся

фотонов равна величине $V/c = \sqrt{1 - \frac{m^2 c^4}{\hbar^2 \omega^2}}$, см. [2] задача к §88, где ω частота фотона. Т.е. энергия электрона и позитрона равна $\frac{2mc^2}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} = 2(1 + 1/2)\hbar\omega = 3mc^2$. Причем границе между корпускулярными и волновыми свойствами соответствует скорость $V/c = \sqrt{5}/3$, т.е. электрон и позитрон образуются из двух квантов электромагнитного поля $3mc^2 = 2\hbar\omega$. На образование двух фотонов требуется аннигиляция электрон-позитронной пары, т.е. энергия $2\hbar\omega$. Куда же девается энергия твердого тела, равная $3mc^2 - 2\hbar\omega = mc^2$? Переход от корпускулярных свойств к волновым, это фазовый переход между корпускулярным «твердым телом» и «газообразным» волновым объемом сопровождается выделением дополнительной энергии. Эта энергия и равна дополнительной величине энергии «твердого тела», которая переходит в энергию фазового перехода, добавляясь к энергии электромагнитной волны. Т.е. имеем равенство $3mc^2 = 2\hbar\omega + \hbar\omega$, где $\lambda = \hbar\omega/2$ теплота фазового перехода, одного кванта света. Эта теплота нулевых колебаний кванта света.

При этом температура частиц вакуума этого перехода определяется энергией, при которой произошел переход $\frac{3m_{pl}c^2}{m_{pl}/m_\gamma} - 2m_\gamma c^2 = m_\gamma c^2 = kT_\gamma$ минус 2 энергии покоя, при температуре вакуума $m_\gamma c^2 = kT_0$, вычисленной как средняя температура частиц вакуума.

Температура фазового перехода газ-жидкость, больше температуры жидкость-твердое тело и меньше температуры перехода электромагнитной волны в твердое тело.

Этот процесс объясняет преобразование высокочастотных колебаний в элементарные частицы с уничтожением нулевого колебания

электромагнитной волны. Но как быть с нулевыми колебаниями низкой частоты. При образовании частиц вакуума, так как их масса мала $m_\alpha c^2 = \hbar\omega$ ликвидируются нулевые колебания низкой частоты. Причем масса частиц вакуума стремится к нулю, образуя все более мелкие частицы и соответствие справедливо при любой частоте.

Обобщением частиц вакуума являются частицы с массой $m_\alpha = m_\gamma \left(\frac{m\sqrt{G}}{e}\right)^\alpha$ и размером $l_\alpha = l_\gamma \left(\frac{m\sqrt{G}}{e}\right)^\alpha$, где величины m_γ, l_γ это масса частиц вакуума, а второй параметр - это плечо мультиполя, величина m, e это масса и заряд элементарной частицы, G гравитационная постоянная, $\alpha \geq 1$.

Так как постоянная Планка для этих частиц равна нулю $\hbar_{\gamma\gamma} = v_{\gamma\gamma} m_{\gamma\gamma}$, а новая мнимая кинематическая вязкость мала, они подчиняются только законам движения Ньютона. В силу отсутствия трения и, значит, равенства нулю постоянной Планка, назовем эти частицы идеальными. Причем эти идеальные частицы, без трения, группируясь, образуют частицы вакуума по законам классической механики с гравитационным взаимодействием в действительном пространстве. При малом радиусе между частицами и почти ($l_{\gamma\gamma} \ll l_\gamma$). скомпенсированном электрическом заряде возможно гравитационное взаимодействие. В самом деле, имеет формулу движения Ньютона $G\rho^2 a^6 / r^2 = \rho a^3 a \ddot{\xi}$, где ρ плотность тела, a размер тела, r расстояние между телами, ξ безразмерный радиус $\xi = r/a$.

Тогда ускорение, безразмерное по расстоянию, равно $\ddot{\xi} = G\rho a^2 / r^2 = G\rho / \xi^2$. Т.е. безразмерное уравнение движения не зависит от размера тел и расстояний между ними. Вакуумное пространство имеет среднюю плотность $\rho_\gamma = 10^{-29} \text{ g/cm}^3$. Но плотность тел гораздо выше. Это плотность вакуума, но плотность тел отличается от плотности вакуума. Произведение $G\rho$ определяет частоту протекания процесса, чем больше

плотность, тем частота больше. Но так как плотность вакуума одинакова, значит, у пространства с идеальными частицами, скорость течения времени в зависимости от безразмерного значения метрического интервала совпадает со скоростью течения в нашем декартовом пространстве.

1.3.1 Образование газообразного состояния вещества в минимумах потенциальной энергии или проявление волновых свойств электрона

Докажем, что облако частиц вакуума, образующее электроны в ядре атома, находится в минимуме потенциальной, электрической энергии ядра. Для этого выведем из уравнения ОТО волновое уравнение с калибровочной производной. Уравнение общей теории относительности с учетом электромагнитного поля имеет вид (см. [26], [27])

$$R_{ik} = \frac{8\pi\gamma}{c^4} \left(1 + \frac{e^2}{m^2\gamma}\right) \left(T_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} T\right),$$

R_{ik} – свернутого тензора Риччи кривизны пространства, T_{ik} тензор энергии-импульса единицы объема тела. Запишем его в виде

$$\frac{g^{pq}}{2} \frac{\partial^2 g_{ik}}{\partial x^p \partial x^q} + R_{ik} - \frac{g^{pq}}{2} \frac{\partial^2 g_{ik}}{\partial x^p \partial x^q} = \frac{8\pi\gamma}{c^4} \left(1 + \frac{e^2}{m^2\gamma}\right) \left(T_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} T\right). \quad (1.3.1.1)$$

Где выделен главный волновой член, при малом отличии метрического тензора от тензора Галилея сумма второго и третьего члена в левой части формулы (1), мала.

Запишем калибровочное волновое уравнение

$$\frac{g^{pq}}{2} \left(\delta_i^n \frac{\partial}{\partial x^p} + P_{ip}^n\right) \left(\delta_k^m \frac{\partial}{\partial x^q} + P_{kq}^m\right) g_{nm} = \frac{8\pi\gamma}{c^4} \left(T_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} T\right).$$

Где P_{ip}^n, P_{kq}^m неизвестные функции, которые если их определить, делают уравнение общей теории относительности волновым. Распишем это уравнение

$$\begin{aligned} \frac{g^{pq}}{2} \left(\frac{\partial^2 g_{ik}}{\partial x^p \partial x^q} + P_{ip}^n \frac{\partial g_{ik}}{\partial x^q} + \frac{\partial}{\partial x^p} P_{kq}^m g_{im} + P_{ip}^n P_{kq}^m g_{nm} \right) = \\ = \frac{8\pi\gamma}{c^4} \left(1 + \frac{e^2}{m^2\gamma} \right) \left(T_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} T \right) \end{aligned} \quad (1.3.1.2)$$

Воспользовавшись формулой $\frac{\partial g_{nk}}{\partial x^q} = \Gamma_{n,kq} + \Gamma_{k,nq}$, и опустив индекс третьего и четвертого члена левой части (1.3.1.2), получим

$$\frac{g^{pq}}{2} \frac{\partial^2 g_{ik}}{\partial x^p \partial x^q} + \frac{g^{pq}}{2} P_{ip}^n (\Gamma_{n,kq} + \Gamma_{k,nq} + P_{n,kq}) + \frac{g^{pq}}{2} \frac{\partial P_{i,kq}}{\partial x^p} = \frac{8\pi\gamma}{c^4} \left(1 + \frac{e^2}{m^2\gamma} \right) \left(T_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} T \right).$$

Приравняем два выражения

$$R_{ik} - \frac{g^{pq}}{2} \frac{\partial^2 g_{ik}}{\partial x^p \partial x^q} = \frac{g^{pq}}{2} g^{ns} P_{s,ip} (\Gamma_{n,kq} + \Gamma_{k,nq} + P_{n,kq}) + \frac{g^{pq}}{2} \frac{\partial P_{i,kq}}{\partial x^p}.$$

Откуда определим величины $P_{n,ip}$ через величины $x^p, p = -4, \dots, 1, 1, \dots, 4$. Пространство считаем восьмимерным. Произведя вычисления метрического тензора в этом пространстве, полагаем $x^l = x^{-l}$, т.е. переходим к четырехмерному пространству. Имеем систему из 512 неизвестных при 64 уравнениях. Определим 64 неизвестных G_{ik} по формуле $P_{i,kk} = \sum_n G_{ik} Q_{i,k}^k$, остальные $P_{i,kk}$ положим равными нулю, и подставим в дифференциальное уравнение. Это один из видов калибровки волнового уравнения. Тогда система дифференциальных уравнений разбивается на систему из 64 уравнений, каждое из которых содержит частные производные первого порядка относительно G_{ik} . При этом $512-64=448$ неизвестных окажутся определенными. Решаем эту систему дифференциальных уравнений методом характеристик. Оно сводится к системе 64 уравнениям в частных производных

первого порядка, где в каждом уравнении имеется частная производная от одной функции

$$g^{pq} Q_{ik}^k \frac{\partial G_{ik}}{\partial x^p} = H_{ik}(G_{uv}, x_p).$$

где имеем характеристики

$$\frac{dx_{ik}^p}{ds_4} = g^{pq} Q_{ik}^k. \quad (1.3.1.3)$$

Индексы координат i, k соответствуют уравнению с этими индексами и впоследствии определяют функцию G_{ik} . Начальные условия зададим в виде $G_{ik}(s_4^0, s_3, \dots, s_1, s_{-1}, \dots, s_{-4}) = g_{ik}(s_4^0, s_3, \dots, s_1, s_{-1}, \dots, s_{-4})$, т.е. эта функция близка к метрическому тензору. Начальные условия для координат зададим в виде $x_{ik}^p = x^p(s_4^0, s_3, \dots, s_1, s_{-1}, \dots, s_{-4})$, где для вектора x^p определяется множество начальных значений координат $s_4^0, s_3, \dots, s_1, s_{-1}, \dots, s_{-4}$, т.е. задача описывает множество тел. Тогда подставляя уравнение характеристик, получим обыкновенное дифференциальное уравнение

$$\frac{dG_{ik}}{ds_4} = H_{ik}(G_{uv}, x_{ik}^p) \quad (1.3.1.4)$$

Решая эти дифференциальные уравнения характеристик (1.3.1.3), (1.3.1.4) при начальных условиях, зависящих от семи параметров, получим 64 решений

$$G_{ik} = h_{ik}(s_4, \dots, s_1, s_{-1}, \dots, s_{-4}) \quad x^p = g_{ik}^p(s_4, \dots, s_1, s_{-1}, \dots, s_{-4})$$

Или получаем зависимость $G_{ik} = G_{ik}(x^4, \dots, x^1, x^{-1}, \dots, x^{-4})$. Т.е. одному значению G_{ik} соответствует совокупность значений $x^4, \dots, x^1, x^{-1}, \dots, x^{-4}$. Значит, знаем значение тензора $P_{n,kq}(x^l)$ и имеем волновое уравнение

Пространство считаем восьмимерным $x^{-4}, \dots, x^{-1}, x^1, \dots, x^4$. Произведя вычисления метрического тензора в этом пространстве, полагаем $x^l = x^{-l}$, т.е. переходим к четырехмерному пространству. Имеем систему из 512 неизвестных P_{ip}^n при 64 уравнениях.

$$\frac{g^{pq}}{2} D_{ip}^n D_{kq}^m g_{nm} = \frac{8\pi\gamma}{c^4} (T_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} T) \quad (1.3.1.5)$$

$$D_{ip}^n = \delta_i^n \frac{\partial}{\partial x^p} + P_{ip}^n(x^q) = \delta_i^n \frac{\partial}{\partial x^p} + g^{ns} P_{s,ip}(x^q)$$

Где справа в уравнении (1.3.1.5) стоит дельта функция точечной частицы. Величина метрического тензора g_{nm} играет роль потенциала.

Решать уравнение с калибровочной производной нужно с помощью оператора

$$D_{ip}^n = \delta_i^n \frac{\partial}{\partial x^p} + P_{ip}^n(x^q) = \delta_i^n \frac{\partial}{\partial y^p}.$$

которое сводится к уравнению при подстановке вместо неизвестной функции значения y^n . При этом величину y^n можно будет определить.

$$\delta_i^n \frac{\partial y^p}{\partial x^q} + P_{qi}^n(x^s) y^p = \delta_i^n \delta_q^p. \quad (1.3.1.6)$$

В самом деле, можно записать равенство

$$\frac{D_i^n z_k(y^l)}{\partial x^q} = \frac{D_i^n z_k(y^l)}{\partial y^p} \frac{D_i^n y^p}{\partial x^q} = \frac{D_i^n z_k(y^l)}{\partial y^q}.$$

где в правой части выбрано значение y^q таким образом, что калибровочная производная совпадает с обычной. Это равенство разрешаем относительно,

$\frac{D_i^n y^p}{\partial x^q}$ получаем уравнение

$$\frac{D_i^n y^p}{\partial x^q} = \delta_i^n \delta_q^p.$$

Следовательно, получено уравнение (6).

При условии $i \neq n$ получим 448 уравнений $P_{pi}^n(x^q) = 0$, останется 64 условия, которые надо наложить на функции P_{pn}^n для интегрируемости системы уравнений, так как имеется 512 неопределенных функций P_{pi}^n .

Имеем систему уравнений

$$\frac{\partial y^p}{\partial x^q} = -P_{qn}^n(x^s)y^p + \delta_q^p = -G_{mn}Q_{qn}^n y^p + \delta_q^p.$$

Эта система уравнений накладывает 56 связей, которые определяют 56 коэффициентов Q_{qn}^n .

Существует теорема Фробениуса, которая утверждает, что уравнение Пфаффа

$$\omega(x) = a_1(\mathbf{x})dx_1 + \dots + a_N(\mathbf{x})dx_N$$

приводится к виду $\omega(x) = \mu dU$ в случае выполнения условия $d\omega \wedge \omega = 0$ с помощью решения обыкновенных дифференциальных уравнений. При этом образуется связь между переменными x в виде функции $U(\mathbf{x}) = const$.

Запишем эту систему уравнений в виде системы уравнений Пфаффа

$$dy^p + P_{qn}^n(x^s)y^p dx^q - \delta_q^p dx^q = dy^p + \sum_q (G_{mn}Q_{qn}^n y^p - \delta_q^p) dx^q = 0.$$

при 8 уравнениях Пфаффа, каждое зависит от 9 аргументов $y^p, x^{-4}, \dots, x^{-1}, x^1, \dots, x^4$. Имеем 8 оставшихся неизвестными функции Q_{qn}^n , вычисление значений которых обеспечит 8 условий интегрируемости уравнений Пфаффа. В результате получим 8 связей $U_p(y^p, x^{-4}, \dots, x^{-1}, x^1, \dots, x^4) = const, p = -4, \dots, -1, 1, \dots, 4$.

Отметим, что в случае пространства слабо отличающегося от пространства Галилея величина тензора $P_{pi}^n(x^q) = 0$, и уравнение (4) удовлетворяется тождественно и справедлива не калибровочная производная, а глобальная производная.

Уравнение (7) сводится к уравнению

$$\frac{g^{pq}}{2} \frac{\partial^2 g_{ik}}{\partial y^p \partial y^q} = \frac{8\pi\gamma}{c^4} \left(1 + \frac{e^2}{m^2\gamma}\right) \left(T_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} T\right).$$

которое решается, как волновое линейное уравнение, определяя колеблющееся решение относительно неизвестного тензора g_{ik} в зависимости от переменных y^p . Далее решается линейное уравнение (6), откуда определится связь между величинами y^p и величинами x^k с помощью преобразования $y^p = y^p(x^{-4}, \dots, x^{-1}, x^1, \dots, x^4)$, $p = -4, \dots, -1, 1, \dots, 4$. Далее определяем зависимость метрического тензора от координат $x^{-4}, \dots, x^{-1}, x^1, \dots, x^4$.

Оценим величину расстояния, на котором электростатическая энергия электрона имеет минимум. Волновая форма уравнения общей теории относительности по существу сводится к добавке к величине квадрата волнового числа выражения $\frac{ie}{mc^2} \frac{\partial^2 A}{\partial r^2}$.

Это получается при учете произведения операторов D_{ip}^n . Квадратичный член $\frac{e^2}{m^2 c^4} \left(\frac{\partial A}{\partial r}\right)^2 \sim \frac{r_B^2}{137^4 a^4}$ имеет меньший порядок величины. Известно, что квадрат эффективного волнового числа, соответствующий эффективной длине волны излучения электрона в атоме, находящегося на расстоянии r_B от ядра атома, равен, как показывает расчет величине $k^2 = 4\pi^2 / (r_B 137)^2$. Это квадрат эффективного волнового числа излучения для атома водорода.

Добавка при учете уравнения общей теории относительности к ковариантному метрическому тензору общей теории относительности, равна отрицательному выражению $\frac{2ieie}{mc^2} \left(\frac{1}{a^3} - \frac{1}{r_B^3} \right) = \frac{-2r_B}{137^2} \left(\frac{1}{a^3} - \frac{1}{r_B^3} \right), a < r_B$.

Участвуют заряды разного знака, и как это следует из волнового уравнения, поле A_k пропорционально величине $-ie$. Добавка получается при использовании формулы $\frac{ie}{mc^2} \frac{\partial^2 A}{\partial a^2}$.

Складывая квадрат волнового числа излучения с добавкой $\frac{-2r_B}{137^2} \left(\frac{1}{a^3} - \frac{1}{r_B^3} \right) + \frac{4\pi^2}{(r_B 137)^2} = 0$, получим эффективное нулевое волновое число.

Откуда получаем значение $a = r_B / \sqrt[3]{2\pi^2 + 1}$ для среднего расстояния для начала затухания поля в атоме. Ведь при дальнейшем уменьшении радиуса вращения электрона величина эффективного волнового числа становится мнимой и это приведет к затуханию поля. При этом на расстоянии $a = r_B / \sqrt[3]{2\pi^2 + 1}$ имеется нуль электромагнитного поля, и электрон располагается в минимуме статической энергии между этим нулем и нулевым полем на бесконечности.

Эффективная длина волны волнового уравнения, полученного из уравнений общей теории относительности, с увеличением расстояния между частицами будет увеличиваться, за счет компенсации члена

$$\begin{aligned} \frac{g^{pq}}{2} (\delta_i^n \frac{\partial}{\partial x^p} + P_{ip}^n) (\delta_k^m \frac{\partial}{\partial x^q} + P_{kq}^m) g_{nm} &= \frac{g^{\alpha\beta}}{2} (\delta_i^n \frac{\partial}{\partial x^\alpha} + P_{i\alpha}^n) (\delta_k^m \frac{\partial}{\partial x^\beta} + P_{k\beta}^m) g_{nm} + \\ + \frac{g^{\alpha 1}}{2} (\delta_i^n \frac{\partial}{\partial x^\alpha} + P_{i\alpha}^n) (\delta_k^m \frac{\partial}{\partial ct} + P_{k1}^m) g_{nm} &+ \frac{g^{1\beta}}{2} (\delta_i^n \frac{\partial}{\partial ct} + P_{i1}^n) (\delta_k^m \frac{\partial}{\partial x^\beta} + P_{k\beta}^m) g_{nm} + \\ + \frac{g^{11}}{2} (\delta_i^n \frac{\partial}{\partial ct} + P_{i1}^n) (\delta_k^m \frac{\partial}{\partial ct} + P_{k1}^m) g_{nm} & \end{aligned}$$

Причем последний член при задании угловой зависимости $g_{nm} \sim h_{nm} \exp(i\omega t)$ равен

$$\begin{aligned} & \frac{g^{11}}{2} (\delta_i^n \frac{i\omega}{c} + P_{i1}^n) (\delta_k^m \frac{i\omega}{c} + P_{k1}^m) h_{nm} = \\ & = -\frac{g^{11}}{2} \frac{\omega^2}{c^2} [\delta_i^n \delta_k^m + i(\delta_i^n Q_{k1}^m + \delta_k^m Q_{i1}^n) + Q_{i1}^n Q_{k1}^m] h_{nm} = -(k_{ik}^{nm})^2 h_{nm} \end{aligned} \quad (1.3.1.7)$$

При этом частота ω соответствует излученной волне, волновое число которой равно $k^2 = 4\pi^2 / (r_B 137)^2$.

Причем на больших расстояниях комплексные величины Q_{k1}^m, Q_{i1}^n малы и наблюдается стандартное статическое электромагнитное поле. По мере уменьшения радиуса рассматриваемой точки, уменьшается длина волны, так как квадратная скобка в (1.3.1.7), растет. При этом наблюдается рост волнового числа до величины $k^2 = 4\pi^2 / r_B^2$. При этом период стоячей волны равен радиусу Бора. Т.е. в точках $r = nr_B$ имеется минимум энергии и расположены электроны в водородоподобном атоме.

В точках стационарного положения электрона в атоме с большим зарядом ядра, имеется минимум электромагнитной энергии на расстояниях, кратных радиусу Бора, обеспечивающий устойчивое положение электрона. Причем импульс при вращательном движении, величина мнимая и равная $(ip)^2 / (2m) = -\hbar^2 k^2 / (2m) = -\hbar^2 4\pi^2 / (2n^2 m r_B^2) = -me^4 / (2n^2 \hbar^2)$. Введена мнимая единица, так как скорость движения вращательная, вращательному движению соответствует мнимая скорость.

1.3.2. Образование кристаллической структуры элементарных частиц

Частицы вакуума в элементарных частицах образуют кристаллическую структуру с большой вязкостью, т.е. электрон имеет строго определенное положение взаимодействующих частиц вакуума и отклонения от положения равновесия мало, так как мало расстояние между частицами вакуума. Причем в случае кристаллической решетки, образованной атомами элементарных

частиц, возможно путем ионизации возникновение свободных электронов. При образовании кристаллической решетки частицами вакуума в элементарных частицах, частицы вакуума не делятся, и свободных зарядов нет. Есть чередование частиц вакуума, приводящее к огромной величине вязкости.

Определим свойства кристаллической решетки, образованной частицами вакуума в электроны. Силы, действующие на отдельную частицу вакуума, со стороны соседних частиц равны

$$F_+ = \frac{e^2 \rho_e l_\gamma}{r^4 \rho_\gamma} (u_{n+1} - u_n)$$

$$F_- = \frac{e^2 \rho_e l_\gamma}{r^4 \rho_\gamma} (u_{n-1} - u_n)$$

Где смещение в периодической решетке определяется по формуле $u_n = u_0 \exp(iknd - i\omega t)$, где k волновое число колебаний решетки, d период решетки, n целое число, определяющее положение частицы вакуума. Введен множитель, учитывающий увеличение плотности частиц вакуума по сравнению с плотностью в свободном пространстве. При этом уравнение движения Ньютона для колебаний решетки имеет вид

$$m_\gamma \ddot{u}_n = F_+ + F_- = \frac{e^2 l_\gamma}{r^4} (u_{n+1} + u_{n-1} - 2u_n).$$

Подставим в это уравнение формулу для смещения, получим

$$-m_\gamma \omega^2 = \frac{e^2 l_\gamma}{r^4} [\exp(ikd) + \exp(-ikd) - 2]. \quad (1.3.2.2)$$

Используя свойство частиц вакуума $\frac{l_\gamma}{m_\gamma} = \frac{137 r_\gamma^2 c}{\hbar} = \frac{r_\gamma^2 c^2}{e^2}$ см. (1.1.9), где

образующая частиц вакуума равна $r_\gamma = \frac{e^2}{m_e c^2}$, где используется масса электрона

или позитрона. При этом расстояние между частицами вакуума, равно

$$r = \frac{1}{\sqrt[3]{n_\gamma}} = \sqrt[3]{\frac{|m_\gamma|}{\rho_\gamma}} = 10^{-23} \text{ cm}. \text{ Подставляя приведенные формулы в (2), получим}$$

закон дисперсии линейных волн в элементарных частицах

$$\omega = \frac{2\hbar}{m_{Pl}} \left(\frac{\rho_\gamma}{|m_\gamma|} \right)^{2/3} |\sin kd/2| = \frac{2\hbar n_\gamma^{2/3}}{m_{Pl}} |\sin kd/2| \sim 10^{23} |\sin kd/2| / s$$

При этом согласно формуле (1.6.2) частота вращения частиц вакуума для обеспечения спина электрона равна

$$\omega_\gamma = \frac{c}{r_\gamma} = \frac{\omega}{2n_\gamma^{2/3} r_\gamma r_{Pl}} = \frac{\omega}{2.33 \cdot 10^{-19}},$$

Частота вращения частиц вакуума больше, чем частота колебаний частиц вакуума в кристаллической решетке, из которой состоят частицы вакуума.

Причем волновое число определено с точностью вектора обратной решетки. Аналогично определится частота колебаний в многомерном случае, амплитуда колебаний u_0 не определяется. Ее можно определить, используя квантовое описание системы. Но дело в том, что частицы вакууму описываются обычной механикой Ньютона в комплексном пространстве см. раздел 1.1, и определять это смещение надо из обычной механики Ньютона. Для этого надо записать уравнения движения с учетом следующих членов, определяющих действующую силу при смещении частицы

$$m_\gamma \ddot{u}_l = \frac{e^2 l_\gamma}{r^4} \left(u_l - \frac{u_l^2}{r} + \frac{u_l^3}{r^2} - \frac{u_l^{n+1}}{r^n} \right).$$

Откуда получаем алгебраическое уравнение по определению амплитуды смещения для частиц вакуума для $u_l = u_0 \sin \omega t$, причем члены с нечетной степенью при усреднении уйдут. Получим формулу для амплитуды смещения

$u_0 \sim r = i\sqrt[3]{\frac{|m_\gamma|}{\rho_\gamma}} = i \cdot 10^{-23} \text{ cm}$, т.е. смещение будет комплексным, так как

определяется четными, положительными членами. Комплексность смещения означает хаотическое колебание с амплитудой, равной мнимой части. Причем амплитуда колебаний меньше, чем расстояние между частицами. Скорость колебаний $V/c = u_0 \omega/c = \frac{2\hbar}{m_{pl}c} \left(\frac{\rho_\gamma}{|m_\gamma|}\right)^{1/3} \approx 1 \cdot 10^9$.

$$V/c = u_0 \omega/c = \frac{2\hbar}{m_{pl}c} \left(\frac{\rho_\gamma}{|m_\gamma|}\right)^{1/3} \approx 1 \cdot 10^9.$$

Причем формулы справедливы не только для электрона, а для любой образованной из частиц вакуума элементарной частицы. Т.е. кристаллические свойства частиц вакуума могут быть реализованы в элементарных частицах, причем спин элементарных частиц одинаков.

Выводы

В разделах 1 и 2 показано, что элементарные частицы имеют либо корпускулярные - твердое, кристаллическое состояние, либо волновые свойства – газообразный объем и состоят из частиц вакуума, обеспечивающих корпускулярные и волновые свойства элементарных частиц. Также описана структура частиц вакуума. Они состоят из идеальных частиц, без заряда и вязкости. Они подчиняются законам движения Ньютона при постоянной Планка, равной нулю. Взаимодействуют с помощью гравитационного поля, и образуют частицы вакуума, также как планеты образуют Солнечную систему и подчиняются уравнению ОТО. По-видимому, следующий уровень деления - это образование из идеальных частиц, аналог макротел, заряженных частиц, из которых состоят идеальные частицы. Образование новой постоянной Планка и квантовой механики, и как следствие образование частиц вакуума, описывающих квантовую механику. Образование идеальных частиц и далее процесс деления повторится.

Описание такого повторяющегося деления, основано на том, что идеальные частицы обладают свойствами макротел с постоянной Планка, равной нулю.

1.4 Описание границы между корпускулярными и волновыми свойствами

Электромагнитные волны могут проявлять корпускулярные и волновые свойства. Найдем границу, когда волновые свойства невозможны, т.е. когда электромагнитные волны превращаются в элементарные частицы. Звуковая волна может распространяться в газе, если длина волны больше расстояния между частицами газа. Более того, длина волны должна составлять как минимум несколько расстояний между частицами: ведь она должна включать как области сгущения, так и область разрежения. Для распространения звуковой волны, которая является электромагнитной волной, образованной частицами вакуума, расстояние между частицами должно быть, по крайней мере, несколько раз меньше длины волны излучения. Электромагнитные волны - это звуковое движение частиц вакуума, что было доказано в предыдущем разделе.

Найдем среднее расстояние между частицами вакуума, для чего вычислим их концентрацию относительно частиц нашего пространства

$$n_k = \frac{\rho_\gamma}{m_{\gamma k}} = \frac{\rho_\gamma}{m_{Pl}(-i\rho_\gamma d_k / \rho_{Pl})^{\frac{1}{2} + \frac{1}{4k}}} = 2.36 \cdot 10^{27} / \text{cm}^3$$

см. формулы 1 раздела. Квантовое число $k = 1.717$ Образующий радиус $r_\gamma = r_{Pl}$ равен радиусу массы Планка. При описании дифракции атомов гелия образующий радиус считался по формуле $r_{\gamma k} = (r_e a_0^k)^{\frac{1}{k+1}}$ при квантом числе

$k = 1.813$ и масса частицы вакуума с массой Планка оказалась равной $m_{\gamma 1} = 2.12 \cdot 10^{-50} g$. Эту цифру будем использовать в дальнейшем. При вычислении отношения массы темной энергии к массе темной материи использовалось дипольное приближение. Тогда среднее расстояние между частицами вакуума $\Lambda = \frac{1}{(4\pi m_1 / 3)^{1/3}} = 4.65 \cdot 10^{-10} cm$.

Длина волны должна равняться, по крайней мере, двум расстояниям между частицами, чтобы на длине волны умещалось область сжатия и разрежения между частицами.

При этом энергия или масса, соответствующая этой длине волны равна $m = 4\pi\hbar / (c\Lambda) = 4\pi \cdot 10^{-27} / (3 \cdot 10^{10} \cdot 4.65 \cdot 10^{-10}) \cdot 2 = 1.79 \cdot 10^{-27} g$ при необходимой массе – энергии рождения электрон-позитронной пары $2m_e = 1.8 \cdot 10^{-27} g$. Где m_e это масса электрона или позитрона. При этом независимое определение границы распространения электромагнитной волны, совпало с границей рождения электрон-позитронных пар. Совпадение является достаточным, учитывая приближенное значение критерия распространения звуковой волны в газе.

При этом гамма квант и рентгеновское излучение, образованное за счет излучения ядра или излучения элементарных частиц, имеют меньшую длину волны и проявляют квантовые свойства, т.е. их механизм распространения не является волновым. В этой связи можно сказать, что гамма и рентгеновские лучи образованы частицами вакуума со свойством

$$N_{cr} = \frac{m}{m_{\gamma}} = \frac{10^{-27}}{2.2 \cdot 10^{-55}} = 4.2 \cdot 10^{27},$$

и являются переходными между частицами и электромагнитными волнами. При этом гамма и рентгеновские кванты могут превращаться в элементарные частицы. Элементарные частицы состоят из

$$\text{большого числа частиц вакуума } N_{cr} = m_e / m_{\gamma} = \frac{10^{-27}}{2.2 \cdot 10^{-55}} = 4.2 \cdot 10^{27},$$

где m это масса элементарной частицы, электрона и m_{γ} масса частицы вакуума.

Но каков не волновой механизм движения системы? Это движение по инерции. При этом в переходной зоне сумма двух гидродинамических сил потока, образованного частицами вакуума, равна нулю

$$\rho V^2 / 2 + \mu \frac{dV}{dx} = 0, \mu / \rho = i\hbar / (2m).$$

Решение этого уравнения при начальной скорости системы равной скорости света и результирующая скорость равна постоянной, конечной скорости движения по инерции, равно $\frac{1}{V} = \frac{1}{c} + \frac{\Delta x \rho}{2\mu} = \frac{1}{c} + \frac{\Delta x m}{i\hbar}$, где величина Δx

соответствует переходу от постоянной скорости света, к постоянной скорости частицы $\Delta x = i\lambda = i \frac{\hbar}{m} \left(\frac{1}{V} - \frac{1}{c} \right)$. Расстояние, на котором произошел этот переход

мнимое. Т.е. этот переход произошел на среднеквадратичном отклонении координаты вновь образовавшейся элементарной частицы, так как мнимая часть размера частицы равна среднеквадратичному отклонению по физическому смыслу мнимой величины. Длина волны частицы определяет среднеквадратичное отклонение. Образуется длина волны λ элементарной частицы, равная длине волны де Бройля и модулю среднеквадратичного отклонения координаты. Эта длина волны соответствует переходу от электромагнитной волны к длине волны массы m двигающейся с поступательной скоростью V .

Но масса частицы - это константа, когда же она начинает приводить к проявлению волновых свойств? Проявление волновых свойств де Бройля связано со скоростью частицы. Длина волны де Бройля зависит от скорости частицы $\lambda = h/p = h/mV$. Более точная формула $\lambda = \frac{h}{m} \left(\frac{1}{V} - \frac{1}{c} \right)$, учитывающая конечную скорость частицы, причем меньшую скорости света. Еще более точная формула $p = \hbar k$. С изменением скорости частицы меняется и ее кинетическая энергия. При этом критическое значение параметра,

определяющего переход из волнового состояния в корпускулярное состояние для волн де Бройля считается по формуле, где нужно учитывать, что формула записана для массы Планка $ka = R = \frac{Va}{v} = \frac{mVa}{\hbar} = N_{cr} = \frac{4m}{m_\gamma} \left(\frac{1}{\sqrt{1-V^2/c^2}} - 1 \right)^2, v = \frac{\hbar}{m}$, где k определяется волной де Бройля, a характерный размер препятствия. При этом наблюдается равенство критерия перехода границы между электромагнитной волной и материей и критерия перехода границы между материей и волной де Бройля.

Это равенство реализуется при скорости частиц вакуума на границе перехода волна-материя равной величине $V/c = \sqrt{5}/3$ см. раздел 1.3. Оно получается из формулы $\frac{2}{\sqrt{1-V^2/c^2}} - 2 = 1$.

При этой скорости частиц вакуума частота электромагнитной волны равна комптоновской частоте излучения $3mc^2 = 2\hbar\omega + \hbar\omega$, что приводит к рождению электрон-позитронной пары.

Образование электрон-позитронной пары приводит к другой границе между корпускулярными и волновыми свойствами. К границе между волнами де Бройля и корпускулярными свойствами вещества.

Значение однородного электрического поля, при котором происходит рождение электрон-позитронной пары из вакуума удовлетворяет условию

$$|E| > \frac{m^2 c^3}{|e| \hbar}. \text{ Оно отличается от перехода гамма кванта в электрон-позитронную}$$

пару. Этот переход соответствует изменению волновых свойств в корпускулярные. Это соответствует невозможности существования волны в связи большим расстоянием между частицами вакуума по сравнению с длиной волны, и переходу к равномерному движению элементарных частиц.

Критерий $|E| > \frac{m^2 c^3}{|e| \hbar}$ соответствует рождению из вакуума электрона и позитрона в постоянном поле и соответствует образованию нелинейного члена электромагнитного поля.

В электромагнитной волне скорость частиц вакуума зависит от векторного потенциала, при фазовой скорости в вакууме, равной скорости света. В волне де Бройля фазовая скорость больше скорости света и равна c^2/V , где V скорость частицы, а приведенная длина волны определяется по формуле $\lambda = \frac{\hbar}{mV}$, $p = \hbar k$, где V скорость элементарной частицы, и равная ей скорость частиц вакуума.

При большой скорости частица проявляет себя как квант энергии, при малой скорости как волна. Причем граница резкая по скорости частицы. По-видимому, это связано с критическим числом Рейнольдса. Число Рейнольдса для волны де Бройля запишется в виде $R = \frac{Va}{\nu} = \frac{Va}{\hbar/(2m)} = \frac{2a}{\lambda} = ka$, $\nu = \hbar/(2m)$, где величина $\nu = \hbar/(2m)$ модуль кинематической вязкости вакуума. Для данных условий эксперимента существует критическая скорость частицы, когда происходит переход между двумя режимами, турбулентным и ламинарным. Турбулентный, комплексный режим соответствует корпускулярному описанию свойств частицы как твердого тела, а действительный, ламинарный режим плавному, волновому см. [7] стр.7, как газообразному образованию. Предельный случай турбулентного режима - это твердое тело с увеличивавшейся плотностью, а значит уменьшающейся кинематической вязкостью, т.е. ростом числа Рейнольдса. Причем плотность газообразного тела, проявляющего волновые свойства, равна плотности вакуума $\rho = 10^{-29} \text{ g/cm}^3$, а плотность квантовой частицы огромна.

При этом пространство микромира комплексно в обоих режимах см. формулу (4.1). Турбулентный режим с трудом создает интерференционную картину, в силу наличия дисперсии, а значит не постоянства свойств, а ламинарный когерентный режим создает просто. Интерференционная картина создается при стационарном состоянии интеграла

$$y^l = \int_{s_0}^s \frac{dx^l}{du} \exp\left\{i \int_{\varphi_0}^u \left(P_k \frac{dx^k}{d\varphi} / \hbar - n\right) d\varphi\right\} du. \quad (1.4.1)$$

При этом пространство y^l всегда комплексно при комплексной фазе. Фаза равна нулю при поступательном движении тела при отсутствии внешнего поля см. [8], стр.16-17. При наличии точки стационарной фазы определяется стабильная интерференционная картина при действительных значениях x^k, P_k , что приводит к появлению интерференции. Метод перевала соответствует турбулентному режиму и комплексным значениям пространства x^k, P_k , причем его реализация проблематична, и получение интерференционной картины сложная задача в силу свойства мнимой части комплексных параметров. Мнимая часть параметров переменна как в пространстве, так и во времени, хотя описывается как одно мнимое число.

При этом электроны в атоме водорода в процессе испускания электромагнитной волны перестраивает свою структуру, из частиц вакуума, образующих элементарную частицу электрон, в частицы вакуума образующие электромагнитную волну. Опять затрачивается энергия ионизации, т.е.

фазового перехода. При этом меняется и $ka = 2\pi \frac{a}{\lambda}$, за счет образования

нестационарного состояния с эффективной длиной волны $\lambda = c\tau = c \frac{\hbar}{\Gamma}$, где

величина Γ , это мнимая часть энергии частицы. При этом имеем $ka = 2\pi \frac{a\Gamma}{\hbar c}$.

Следовательно, эта величина увеличивает длину волны по сравнению со

стационарным состоянием, так как действительная часть $ka = 2\pi \frac{aE}{\hbar c}$ энергии

E больше мнимой части Γ , и вызывает переход к волновым свойствам.

При этом температура частиц вакуума соответствует порогу реакции

$\frac{\Gamma}{E} m_\gamma = m_\gamma c^2 / (2 \cdot 137^2) = k\Delta T$, что является реальной цифрой естественной

дисперсии линии $\delta\lambda/a_0 = 2 \cdot 10^{-4}$.

При этом этот критерий соответствует наличию картины интерференции

элементарных частиц $ka = \frac{mVa}{\hbar}$, которая для электрона соответствует 2π , а

для атомов гелия масса определяется значение $4 \cdot 1836$ масс электронов. В

опыте, описанном в статье [9], размер щели $s_1 = 2a = 2\mu m = 2 \cdot 10^{-4} cm$. При этом

длина волны $\lambda = 0.103 nm = 1.003 \cdot 10^{-8} cm$. При этом размер системы

$\frac{mVa}{\hbar} = 2\pi \frac{a}{\lambda} = N_{cr} = \frac{4m}{m_\gamma} \left(\frac{1}{\sqrt{1-V^2/c^2}} - 1 \right)^2 = 4\pi 10^4 = 1.256 \cdot 10^5$. Откуда скорость равна

$V = 9.5 \cdot 10^4 cm/s$. Тогда критическое значение параметра равно

$N_{cr} = \frac{4 \cdot 4 \cdot 1836 \cdot 10^{-27}}{2.12 \cdot 10^{-50}} \frac{9.5^4 10^{16}}{4 \cdot 9^2 \cdot 10^{40}} = 1.258 \cdot 10^5$. Образующая для частицы состоит из

радиуса Планка и величине радиуса Бора при квантом числе $k = 1.813$. Отмечу

неожиданный результат эксперимента. Для образования дифракционной

картины в случае электромагнитной или звуковой волны достаточно $ka = 2\pi$

. Но у атомов гелия образование дифракционной картины произошло при

размерах $ka = \frac{mVa}{\hbar}$ в 10000 раз больших, что является свойством волны де

Бройля. Это объясняется следующим образом. Образование

интерференционной картины с помощью частиц вакуума зависит от порога,

так же, как и в гидродинамике есть резко отличающийся ламинарный и

турбулентный режим. Но критерий N_{cr} имеет разное значение, так как масса

частицы и ее скорость разная. Поэтому получаем значение этого критерия

зависящего от массы частицы. Т.е. при условии

$$ka = \frac{mVa}{\hbar} = N_{cr} = \frac{4m}{m_\gamma} \left(\frac{1}{\sqrt{1-V^2/c^2}} - 1 \right)^2$$

имеется граница между корпускулярными свойствами и волновыми, где V скорость частицы относительно неподвижного центра инерции системы. При уменьшении ka проявляются волновые свойства. При этом критерий перехода к волновым свойствам в обоих случаях описания увеличился относительно электрона в $0.7 \cdot 10^4 \sim 4 \cdot 1836$.

$$\text{При этом граница } \frac{2}{\sqrt{1-V^2/c^2}} - 2 = 1; \frac{V}{c} = \frac{\sqrt{5}}{3}$$

соответствует рождению частицы и античастицы. Но при этом имеются корпускулярные свойства волны де Бройля в случае $ka < N_{cr}$. При величине расстояния между частицами больше граничного расстояния должны проявляться корпускулярные свойства электромагнитного поля. Значит, при переходе

$$\text{через границу } \frac{V}{c} = \frac{\sqrt{5}}{3}$$

должны проявиться корпускулярные электромагнитные свойства, т.е. образовываться пары частица-античастица.

Докажем, что квантовую частицу может сопровождать электромагнитная волна. Для этого запишем равенство

$$[\hbar(\omega_q + \omega_{em})]^2 = [\hbar(k_q + k_{em})]^2 c^2 + m^2 c^4.$$

Где индекс q означает квантовую волну де Бройля, а индекс em электромагнитную волну. Эта формула эквивалентна двум формулам

$$\begin{aligned} (\hbar\omega_q)^2 &= (\hbar k_q)^2 c^2 + m^2 c^4 \\ 2\hbar^2 \omega_q \omega_{em} + (\hbar\omega_{em})^2 &= 2\hbar^2 k_q k_{em} c^2 + (\hbar k_{em})^2 c^2 \end{aligned}$$

Откуда для волнового числа электромагнитной волны имеем формулу

$$k_{em} = -k_q + \sqrt{k_q^2 + 2\omega_q\omega_{em}/c^2 + \omega_{em}^2/c^2} = \omega_{em}/c_1$$

$$\frac{c}{c_1} = \sqrt{1 + \frac{k_q^2 c^2}{\omega_{em}^2} + \frac{2\omega_q}{\omega_{em}}} - \frac{k_q c}{\omega_{em}} = \sqrt{\left(1 + \frac{\omega_q}{\omega_{em}}\right)^2 - \frac{m^2 c^4}{\hbar^2 \omega_{em}^2}} - \sqrt{\left(\frac{\omega_q}{\omega_{em}}\right)^2 - \frac{m^2 c^4}{\hbar^2 \omega_{em}^2}}.$$

Элементарную частицу сопровождает электромагнитная волна с такой фазовой скоростью c_1 . Причем частота электромагнитной волны и волны де Бройля совпадает. Имеем

$$\frac{c}{c_1} = \sqrt{4 - \frac{m^2 c^4}{\hbar^2 \omega_q^2}} - \sqrt{1 - \frac{m^2 c^4}{\hbar^2 \omega_q^2}} \cong 1 + \frac{3m^2 c^4}{8\hbar^2 \omega_q^2},$$

$$k_{em} = \frac{\omega_q}{c} \left(\sqrt{4 - \frac{m^2 c^4}{\hbar^2 \omega_q^2}} - \sqrt{1 - \frac{m^2 c^4}{\hbar^2 \omega_q^2}} \right) = \frac{\omega_q}{c} \left(1 + \frac{3m^2 c^4}{8\hbar^2 \omega_q^2} \right)$$

Сопутствующее элементарную частицу электромагнитное поле имеет частоту $\hbar\omega > mc^2$. При достижении скорости $\frac{V}{c} = \frac{\sqrt{5}}{3}$ связанная с частицей электромагнитная волна образует пару частица-античастица при условии $\hbar\omega = mc^2$.

Выводы

Существует единый механизм, объединяющий волновое и корпускулярное описание частиц и электромагнитного поля. Электромагнитные волны и элементарные частицы состоят из частиц вакуума. Элементарные частицы - это сгустки частиц вакуума. Причем сгустки бывают газообразными (облако частиц в атоме), жидкими и кристаллическими - корпускулярными, и между этими состояниями происходят фазовые переходы, которые сопровождаются изменением энергии. Физический смысл потенциала электромагнитного поля - это поток частиц вакуума. Граничное значение количества частиц вакуума

эквивалентно массе электромагнитной волны $p = \hbar k$ равно $\frac{m}{m_\gamma} = N_{cr}$. При превышении этого количества частиц вакуума электромагнитная волна проявляет корпускулярные свойства, например, рентгеновское и гамма излучение, и могут рождаться электрон-позитронные пары. Критическое значение для волны де Бройля разного сорта элементарных частиц это величина разная и равна $N_{cr} = \frac{4m}{m_\gamma} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} - 1 \right)^2$, где скорость частицы определяется относительно скорости движения неподвижного центра инерции, но эта формула справедлива для волн де Бройля. При превышении скорости $\frac{V}{c} = \frac{\sqrt{5}}{3}$ могут проявляться корпускулярные электромагнитные свойства частиц и рождаться пары частица-античастица с выделением или поглощением энергии.

1.5 Описание образования кварков из частиц вакуума

Элементарные частицы состоят из кварков. Опишем физический смысл кварков, как особого решения уравнения сохранения энергии, определяющего совокупности частиц вакуума.

Решение уравнения Шредингера и уравнения Навье – Стокса связаны соотношением $p_l = -i\hbar\partial_l \ln \psi$, где ψ волновая функция уравнения

Шредингера, а p_l импульс, определяемый из решения уравнения Навье – Стокса с мнимой кинематической вязкостью $\nu = i \frac{\hbar}{2m}$ см. раздел 1.1. Значит, задачу квантовой механики можно описать с помощью комплексного решения уравнения Навье – Стокса.

Взаимодействие диполей определяется не однозначно. Потенциальная энергия одного диполя равна $U = \frac{e^2 l_\gamma}{r^2}$. Если усреднить эту потенциальную энергию по некоторой малой области, то получим эффективный заряд диполя $q = e \sqrt{l_\gamma / r}$ и взаимодействие двух областей по закону $U = e^2 \sqrt{l_{\gamma 1} l_{\gamma 2}} / r^2$. Формула при учете одинаковых потенциалов переходит в потенциал одного диполя. Но можно рассматривать потенциал $\varphi = \frac{e l_\gamma}{r^2} = \frac{q}{r}$ и тогда без учета усреднения по области получим энергию взаимодействия $U = \frac{e^2 l_{\gamma 1} l_{\gamma 2}}{r^3}$. Эта формула переходит в поле взаимодействия диполя с частицей с зарядом $q = e, r = l_{\gamma 2}$. Стоит проблема применения двух разных формул при взаимодействии диполей, описывающих частицы вакуума. Если стоит проблема взаимодействия двух объемов частиц вакуума, то каждый из них образуется независимо, происходит образование каждого объема со скаляром дипольным плечом и надо применять первую формулу. Если же при усреднении надо использовать взаимодействие частиц вакуума, то надо использовать вторую формулу с плечом в виде вектора. Результат решения от этого не изменится. Первая формула позволяет уменьшить количество суммируемых членов, за счет предварительного усреднения.

При этом количество эффективных объемов равно m/m_0 , где вычисленная энергия пропорциональна mc^2 , а количество членов в сумме определяется массой группы, в которой произошло усреднение частиц вакуума, эта масса

равна $m_0 = m_\gamma \frac{r_\gamma}{l_\gamma} = m_e \frac{r_e}{r_\gamma} = m_e \sqrt{\frac{r_e}{r_m}} = m_e \sqrt{\frac{m}{m_e}}$, при этом количество членов ряда

равно $P = \sqrt{\frac{m}{m_e}}$.

Сила статического взаимодействия между двумя диполями, в системе центра инерции, при отсутствии в этой координатной системе сил, пропорциональных скорости определяется по формуле

$$F_p = -\nabla_p \frac{q^2}{r_{pq}} = -\nabla_p \frac{e^2 l_\gamma}{r_{pq}^2} = \frac{2e^2 l_\gamma \mathbf{r}_{pq}}{r_{pq}^4}$$

Закон движения Ньютона для диполей имеет вид

$$\frac{d^2 \mathbf{r}_p}{d\tau^2} = \frac{e^2 l_\gamma}{m_\gamma c^2 r_A^2} \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq p}}^P \frac{2\mathbf{r}_{pq}}{r_{pq}^4} = \frac{r_\gamma^2}{r_A^2} \mathbf{f}_p = \lambda \mathbf{f}_p$$

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

Безразмерные величины \mathbf{r}_p, τ определяются по формуле

$\mathbf{u}_p = \mathbf{r}_p \cdot r_A; t = \tau \frac{r_A}{c}, r_A = 1.3 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ и имеют порядок единицы. Переменная

\mathbf{u}_p это декартова координата p частицы.

При этом характерное время для описания процесса перестройки частиц вакуума равно $\frac{\tau}{\sqrt{\lambda}} = \frac{r_A}{c\sqrt{\lambda}} = \frac{10^{-23} \text{ s}}{\sqrt{\lambda}} = 10^{-23} \text{ s}, \lambda \sim 1$ для процесса образования элементарной частицы из частиц вакуума. Константа λ считается с помощью формул, приведенных в разделе 1.1. Характерное время перестройки элементарных частиц по порядку величины равно 10^{-18} s . Т.е. частицы вакуума при образовании элементарных частиц могут перестраиваться множество раз, и доступно только чередование состояний частиц вакуума, т.е. элементарные частицы могут одновременно находиться в разных состояниях, что является

свойством частиц квантовой механики. Не смотря на неустойчивость координат положения равновесия состояний при второй производной по времени (появляется не устойчивая зависимость $\exp(\pm\sqrt{\lambda}t)$, где λ собственное число, линеаризованной матрицы в окрестности положения равновесия), координаты положения равновесия определяют собственные числа соответствующей задачи квантовой электродинамики и существуют одновременно.

Решение относительно скорости и давления уравнения Навье – Стокса ищется в виде $\mathbf{V}(t, \mathbf{r}) = \sum_n \mathbf{a}_n(t) \varphi_n(\mathbf{r}), p(t, \mathbf{r}) = \sum_n b_n(t) \varphi_n(\mathbf{r})$. Подставляем это выражение в уравнение Навье – Стокса, умножаем уравнение на функцию $\varphi_m(\mathbf{r})$ и интегрируем по пространству. Получаем систему обыкновенных дифференциальных уравнений относительно величин $\mathbf{a}_n(t), b_n(t)$. Если решение этой дифференциальной системы уравнений стремится к координатам положения равновесия, то координаты положения равновесия определяют собственные функции уравнения Шредингера. Но они в случае хаотического решения являются функцией времени. Энергия системы равна

$$E_{kin} = \int \rho V^2 / 2 dx dy dz, \dot{E}_{kin} = -\frac{\eta}{2} \int \left(\frac{\partial V_l}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_l} \right)^2 dx dy dz, \quad (1.5.1)$$

где η вязкость жидкости см. [10] §16. При этом энергия несжимаемой идеальной жидкости равна $E = \int (p + \rho V^2 / 2) dx dy dz$, где p давление в жидкости. Подставляя в это уравнение значение скорости и аналогичную формулу для давления, получаем $E = c_{nm} a_n(t) a_m(t) + c_n b_n(t), c_{nm} = const, c_n = const$, т.е. энергия функция времени, если решение не стремится к координатам положения равновесия. Если решение стремится к координатам положения равновесия, имеем $\lim_{t \rightarrow \infty} a_n(t) = const$ и энергия сохраняется. В случае хаотического изменения

величины $a_n(t)$ кинетическая энергия плюс потенциальная энергия в общем случае не сохраняется, имеется формула аналогичная (1.5.1) и надо учитывать взаимодействие со средой. Кинетическая энергия плюс потенциальная энергия соответствует собственной энергии в квантовой механике $H(p, q)$. Потенциальная энергия соответствует энергии давления см. раздел 1.1. Получается, что значения энергии в квантовой механике вычисляется без учета взаимодействия со средой, т.е. потенциал неизменен.

Как же описывать элементарные частицы, если импульс и энергия не являются их собственным значением? Но, собственные значения скорости хаотически меняются во времени, и значит, энергия хаотически меняется. Система находится во взаимодействии со средой, и поэтому ее параметры хаотически меняются. Элементарные частицы состоят из совокупности частиц вакуума, и они не успевают сформироваться как независимые частицы. Элементарные частицы взаимодействуют с частицами вакуума, из которых состоят. Поэтому необходимо перейти на другой уровень рассмотрения, и включить в рассмотрение частицы вакуума. Причем частицы вакуума не обязательно приводят к диссипации энергии по формуле (1.5.1). Скорость у них комплексная, так как они колеблются и вращаются см. раздел 1.1, и квадрат градиента скорости может иметь отрицательную действительную часть.

Запишем изменение энергии в случае несжимаемой среды. Среду можно считать не сжимаемой, в случае если ее скорость меньше скорости звука. В данном случае скорость света является скоростью звука, и рассматриваются не релятивистские скорости.

$$\dot{E}_{kin} = -\frac{\eta}{2} \int \left(\frac{\partial V_l}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_l} \right)^2 dx dy dz$$

Кинематическая вязкость вакуума равна $\hbar/m_{pl} + i\hbar/(2m_\gamma)$. Внутренние свойства элементарных частиц не зависят от взаимодействия с другими элементарными частицами, значит, кинематическая вязкость среды не участвует в диссипации энергии в элементарных частицах. За диссипацию энергии ответственна действительная и мнимая часть кинематической вязкости вакуума, которая у частиц вакуума равна $\hbar/m_{pl} + i\hbar/(2m_\gamma)$. При этом $m_{pl} = 2 \cdot 10^{-5} g$, а масса частиц вакуума, которые определяют мнимую кинематическую вязкость $m_\gamma = 10^{-54} g$ см. [1]. Т.е. мнимая кинематическая вязкость по абсолютной величине больше действительной вязкости. При этом плотность материи у элементарных частиц равна $\rho = \frac{3m_p}{4\pi r_A^3} = \frac{3 \cdot 1838 \cdot 0.9 \cdot 10^{-27}}{4\pi \cdot 1.3^3 \cdot 10^{-39}} = 1.8 \cdot 10^{14} g/cm^3$. Плотность материи для произвольной частицы равна $\rho = \frac{3m^4 c^3}{4\pi\hbar^3}$. При этом действительная вязкость вакуума равна $\eta = 1.8 \cdot 10^{-8} g/(cm \cdot s)$ при вязкости воздуха $1.8 \cdot 10^{-4} g/(cm \cdot s)$. Мнимая часть вязкости в 10^{49} раз больше. При этом баланс энергии следующий

$$\begin{aligned}
\operatorname{Re} \dot{E}_{kin} + i \operatorname{Im} \dot{E}_{kin} &= -\frac{\operatorname{Re} \eta + i \operatorname{Im} \eta}{2} \int \left\{ \operatorname{Re} \left(\frac{\partial V_l}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_l} \right)^2 - \operatorname{Im} \left(\frac{\partial V_l}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_l} \right)^2 + \right. \\
&\quad \left. + 2i \operatorname{Re} \left(\frac{\partial V_l}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_l} \right) \operatorname{Im} \left(\frac{\partial V_l}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_l} \right) \right\} dx dy dz = \\
&= \frac{\operatorname{Re} \eta}{2} \int \left\{ \operatorname{Re} \left(\frac{\partial V_l}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_l} \right)^2 - \operatorname{Im} \left(\frac{\partial V_l}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_l} \right)^2 \right\} dx dy dz - \\
&\quad - 2 \int \frac{\operatorname{Im} \eta}{2} \operatorname{Re} \left(\frac{\partial V_l}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_l} \right) \operatorname{Im} \left(\frac{\partial V_l}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_l} \right) dx dy dz - \\
&\quad - i \operatorname{Re} \eta \int \left\{ \operatorname{Re} \left(\frac{\partial V_l}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_l} \right) \operatorname{Im} \left(\frac{\partial V_l}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_l} \right) \right\} dx dy dz \\
&\quad - i \operatorname{Im} \eta / 2 \int \left\{ \operatorname{Re} \left(\frac{\partial V_l}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_l} \right)^2 - \operatorname{Im} \left(\frac{\partial V_l}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_l} \right)^2 \right\} dx dy dz
\end{aligned}$$

Имеем формулу

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \dot{E}_{kin} = & \frac{\operatorname{Re} \eta}{2} \int \left\{ \operatorname{Re} \left(\frac{\partial V_l}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_l} \right)^2 - \operatorname{Im} \left(\frac{\partial V_l}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_l} \right)^2 \right\} dx dy dz - \\ & - \int \operatorname{Im} \eta \operatorname{Re} \left(\frac{\partial V_l}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_l} \right) \operatorname{Im} \left(\frac{\partial V_l}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_l} \right) dx dy dz \end{aligned}$$

Т.е. действительная часть энергии ядра может расти, а может убывать.

Вычислим мнимую часть

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} \dot{E}_{kin} = & \operatorname{Re} \eta \int \left\{ \operatorname{Re} \left(\frac{\partial V_l}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_l} \right) \operatorname{Im} \left(\frac{\partial V_l}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_l} \right) \right\} dx dy dz \\ & + \frac{\operatorname{Im} \eta}{2} \int \left\{ -\operatorname{Re} \left(\frac{\partial V_l}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_l} \right)^2 + \operatorname{Im} \left(\frac{\partial V_l}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_l} \right)^2 \right\} dx dy dz \end{aligned}$$

Составим дифференциальное уравнение, вводя $\operatorname{Re} V_l = \alpha(t) f_l(\mathbf{r})$, $\operatorname{Im} V_l = \beta(t) g_l(\mathbf{r})$. Подставим в уравнение баланса энергии (1.5.1), получим (некоторые константы подразумеваем равными единице для простоты записи)

$$\begin{aligned} \alpha \dot{\alpha} - \beta \dot{\beta} &= \alpha \beta \operatorname{Im} \eta + \operatorname{Re} \eta (c_1 \alpha^2 + c_2 \beta^2) \\ \dot{\alpha} \beta + \alpha \dot{\beta} &= \operatorname{Im} \eta (c_1 \alpha^2 + c_2 \beta^2) + \alpha \beta \operatorname{Re} \eta \end{aligned}$$

Разрешаем относительно $\dot{\alpha}, \dot{\beta}$, получим

$$\begin{aligned} (\alpha^2 + \beta^2) \dot{\alpha} &= \alpha [\alpha \beta c_3 \operatorname{Im} \eta + \operatorname{Re} \eta (c_1 \alpha^2 + c_2 \beta^2)] + \\ &+ \beta [\operatorname{Im} \eta (c_1 \alpha^2 + c_2 \beta^2) + \alpha \beta c_3 \operatorname{Re} \eta] = F_1(\alpha, \beta) \\ (\alpha^2 + \beta^2) \dot{\beta} &= \alpha [\operatorname{Im} \eta (c_1 \alpha^2 + c_2 \beta^2) + \alpha \beta c_4 \operatorname{Re} \eta] - \\ &- \beta [\alpha \beta c_4 \operatorname{Im} \eta + \operatorname{Re} \eta (c_1 \alpha^2 + c_2 \beta^2)] = F_2(\alpha, \beta) \end{aligned} \quad (1.5.2)$$

Где $\alpha(t), \beta(t)$ действительны. С учетом соотношения $\operatorname{Im} \eta \gg \operatorname{Re} \eta$ это соотношение запишется в виде

$$\begin{aligned}\dot{\alpha} &= \frac{\text{Im}\eta}{\rho c \Lambda} [\alpha^2 c_3 + (c_1 \alpha^2 + c_2 \beta^2)] \frac{\beta}{\alpha^2 + \beta^2} \\ \dot{\beta} &= \frac{\text{Im}\eta}{\rho c \Lambda} [(c_1 \alpha^2 + c_2 \beta^2) - c_4 \beta^2] \frac{\alpha}{\alpha^2 + \beta^2}; \\ \frac{\text{Im}\eta}{\rho c \Lambda} &= \frac{\hbar}{c \Lambda m_\gamma} = \frac{\rho}{\rho_\gamma} = \frac{10^{14}}{10^{-29}} = 10^{43}\end{aligned}$$

Где величина Λ , это длина свободного пробега частиц вакуума в элементарных частицах см. раздел 1.1, ρ, ρ_γ плотность частиц вакуума в элементарных частицах и в свободном пространстве. Т.е. характерное время для электрона, за которое происходит изменение безразмерного времени на единицу равно

$$\tau = \frac{\Lambda}{c} = \frac{\hbar \rho_\gamma}{c^2 m_\gamma \rho} = \frac{10^{-27}}{9 \cdot 10^{20-27}} = 10^{-21} \text{ s}. \quad (1.5.3)$$

При этом время существования частицы обратно пропорционально ее плотности, т.е. обратно пропорционально четвертой степени ее массы. Т.е. вероятность распада пропорциональна $\Gamma \sim m^5$ см. [12].

При этом безразмерные значения констант

$$\begin{aligned}c_1 &= \int \left(\frac{\partial f_l}{\partial y^k} + \frac{\partial f_k}{\partial y^l} \right)^2 dx dy dz / \int f_l^2 dx dy dz; \\ c_2 &= \int \left(\frac{\partial g_l}{\partial y^k} + \frac{\partial g_k}{\partial y^l} \right)^2 dx dy dz / \int g_l^2 dx dy dz \\ c_3 &= \int \left(\frac{\partial g_l}{\partial y^k} + \frac{\partial g_k}{\partial y^l} \right) \left(\frac{\partial f_l}{\partial y^k} + \frac{\partial f_k}{\partial y^l} \right) dx dy dz / \int f_l^2 dx dy dz \\ c_4 &= \int \left(\frac{\partial g_l}{\partial y^k} + \frac{\partial g_k}{\partial y^l} \right) \left(\frac{\partial f_l}{\partial y^k} + \frac{\partial f_k}{\partial y^l} \right) dx dy dz / \int g_l^2 dx dy dz\end{aligned}$$

Где y_l безразмерные координаты. Т.е. чем меньше изменяется скорость частиц вакуума, тем константы c_l меньше, а время существования больше.

Система уравнений (1.5.2) после определения координат положения равновесия сводится к виду

$$\begin{aligned} \frac{dx_l}{dt} &= \exp[G_l(t)] \prod_{k=1}^6 (x_l - \alpha_l^k); \\ \exp[G_l(t)] &= \frac{F_l(x_1, x_2)/(x_1^2 + x_2^2)}{\prod_{k=1}^6 (x_l - \alpha_l^k)}. \end{aligned} \quad (1.5.4)$$

Где величины α_l^k удовлетворяют уравнению $F_l(\alpha_1^k, \alpha_2^k) = 0, l = 1, 2$. Причем имеется три пары комплексно сопряженных координат положения равновесия. Причем величина $\exp[G_l(t)]$ в ноль в координатах положения равновесия не обращается. Подстановка значения $\exp[G_l(t)]$ в первое уравнение (1.5.4) приводит к записи уравнения (2). Вводя новую переменную $dh_l = \exp[G_l(t)]dt$, получим уравнение

$$\frac{dx_l}{dh_l} = \prod_{k=1}^6 (x_l - \alpha_l^k)$$

Где пары величин α_l^k комплексно сопряженные. Приведем это дифференциальное уравнение к виду

$$\sum_{k=1}^6 \frac{\Lambda_k dx_l}{x_l - \alpha_l^k} = dh_l; \Lambda_k = \frac{1}{\frac{d}{dx_l} \prod_{k=1}^6 (x_l - \alpha_l^k) \Big|_{x_l = \alpha_l^k}}.$$

Тогда решение представимо в виде

$$\sum_{k=1}^6 \left\{ \Lambda_k \ln \left| \frac{x_l - \alpha_l^k}{x_l^0 - \alpha_l^k} \right| + \operatorname{Re} \left[\Lambda_k \left(i \arg \frac{x_l - \alpha_l^k}{x_l^0 - \alpha_l^k} \pm 2i\pi \Delta n_k \right) \right] \right\} = h_l - h_{l0}.$$

Это решение можно представить в виде (причем $\Delta n_k = 0$ до образования перехода в другое состояние). При этом длительность существования элементарных частиц определяется значением α . При малом α требуется

большое безразмерное время $h_l - h_{l0}$, чтобы тангенс устремился к бесконечности). Причем если фаза положительна, нужно выбирать один знак у целой части логарифма, если фаза комплексно сопряженная, то другой знак. Действительное решение этого уравнения стремится к бесконечности как величина $x_l(t) = \operatorname{Re} \alpha_l^k + \operatorname{Im} \alpha_l^k \tan[\alpha(h_l - h_{l0}) + \beta]$ в силу

$$\arg(x_l - \alpha_l^k) = \mp \arctan\left(\frac{x_l - \operatorname{Re} \alpha_l^k}{\operatorname{Im} \alpha_l^k}\right). \text{ При этом длительность существования}$$

элементарных частиц определяется значением α . При малом α требуется большое безразмерное время $h_l - h_{l0}$, чтобы тангенс устремился к бесконечности. Но рост этого решения все время тормозится перескоком решения. Определяем значение $h_l = h_{l1}$, когда действительное решение будет удовлетворять

$$\sum_{k=1}^6 \left\{ \Lambda_k \ln \left| \frac{x_l(h_{l1}) - \alpha_l^k}{x_l^0 - \alpha_l^k} \right| + \operatorname{Re}[\Lambda_k i \arg \frac{x_l(h_{l1}) - \alpha_l^k}{x_l^0 - \alpha_l^k}] \right\} = 4 \operatorname{Re} i \pi \Lambda_s \quad (1.5.5)$$

При этом при достижении h_{l1} значения, удовлетворяющего (1.5.5) происходит изменение величины n_s на добавленную единицу и перескок решения на другое значение x_l . При этом новое значение x_l^1 соответствует новому начальному моменту времени h_{l1} и скачкообразно измененное значение x_l^1 , получим из уравнения

$$\sum_{k=1}^6 \left\{ \Lambda_k \ln \left| \frac{x_l^1 - \alpha_l^k}{x_l^0 - \alpha_l^k} \right| + \operatorname{Re}[\Lambda_k i \arg \frac{x_l^1 - \alpha_l^k}{x_l^0 - \alpha_l^k}] \right\} = h_{l1} - h_{l0}.$$

Так как при условии $h_l = h_{l1}$ должно получиться $x_l = x_l^1$. При этом действительное решение будет продолжено по измененной формуле до нового скачка

$$\sum_{k=1}^6 \{ \Lambda_k \ln \left| \frac{x_l - \alpha_l^k}{x_l^0 - \alpha_l^k} \right| + \operatorname{Re} [\Lambda_k i \arg \frac{x_l - \alpha_l^k}{x_l^0 - \alpha_l^k} \pm 2i\pi \Delta n_k \Lambda_k] \} = h_l - h_{l0}; \Delta n_s \neq 0$$

Причем величина Δn_k имеет разные знаки для комплексно сопряженных значений Λ_k .

При этом решение этого уравнения существует конечное время, время растёт и перескоки прекращаются, решение относительно $x_l(t)$ стремится к бесконечности, что приводит к бесконечности коэффициентов $\alpha(t), \beta(t)$. Но эта бесконечность энергии длится бесконечно малое время в соответствии с соотношением неопределенности и свойствами тангенса. Но периодичность решения в виде тангенса может сохраняться, а может исчезнуть. Может произойти переход к комплексным значениям $x_l(t)$ см. [11], что невозможно по построению решения и частица прекращает свое существование. Но имеются частицы, в которых величина $h_l(t)$ периодическая функция времени, и эти частицы существуют долго. При этом необходимо, чтобы величины, обозначенные $\exp[G_l(t)]$ обратились в ноль в разные моменты времени. За интервал безразмерного времени равного единице при отсутствии перескоков время существования элементарной частицы $10^{-37} s$ см. формулу (1.5.3). Но существование элементарных частиц и как следствие перескоки длятся длительное безразмерное время, что удлиняет жизнь элементарных частиц. Длительность безразмерного времени при периодической величине $h_l(t)$ может быть бесконечной.

В случае трех различных комплексно сопряженных координат положения равновесия имеется три разных состояния, говорят, что имеется три кварка по числу квантовых чисел n_k , и образуются барионы. В случае перескока между двумя квантовыми числами, имеется два состояния, имеется 2 кварка, и образуются мезоны. В случае отсутствия перескоков реализуются лептоны,

при действительных координатах положения равновесия. При действительных координатах положения равновесия нет тангенциального роста решения, и имеется сходимости к положению равновесия см. [11]. При этом мюон и тау-лептон имеют малую мнимую часть у координат положения равновесия, поэтому существуют дольше мезонов и барионов, но конечное время.

Выводы.

Описаны свойства кварков, их возникновение из частиц вакуума как новое решение дифференциального уравнения. Причем решения этого дифференциального уравнения чередуются, на протяжении характерного времени квантовой механики. Причем происходит обмен энергии между элементарными частицами и частицами вакуума.

Элементарные частицы, это группировка частиц вакуума. Покажем, что в кристаллической структуре элементарных частиц, имеется группировка из частиц вакуума, аналогов кварков, как у мезонов, так и у барионов. При этом по массе протона и нейтрона вычислена масса верхнего и нижнего кварка. Из уточненных масс кварков получены массы элементарных частиц, мезонов и барионов.

В первой части этого раздела, описан физический смысл кварков как решения уравнения сохранения энергии с учетом взаимодействия элементарных частиц и частиц вакуума. При этом в зависимости от разных координат положения равновесия описываются барионы, мезоны и лептоны. В предлагаемой статье описана структура кварков, как особого образования кристаллической решетки. При этом докажем, что кристаллическая структура, это наиболее устойчивое расположение частиц с большим потенциалом, описываемым одной формулой парного взаимодействия, с помощью решения задачи N тел.

Энергия взаимодействия двух диполей с безразмерными переменными равна см. начало раздела 1.5

$$U = -\frac{e^2 l_\gamma}{m_\gamma c^2 r_\gamma^2} \frac{1}{r_{kp}^2}$$

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

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

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

Где величина \mathbf{d}_p будет определена позднее. 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

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

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. Максимальное

количество членов ряда $P = \sqrt{\frac{m}{m_e}}$, см. начало раздела. Получим нелинейное,

фундаментальное уравнение относительно величин k, p . Получим уравнение

$$\sum_{\substack{k=-p \\ k \neq p}}^p \frac{3(k\mathbf{d}_k - p\mathbf{d}_p)}{\{(k-p)^2 + 2kp[1 - (\mathbf{d}_k, \mathbf{d}_p)]\}^2} = 0.$$

Из этого уравнения получаем параллельность единичных векторов $\mathbf{d}_k = \mathbf{d}_p$, что справедливо, если приравнять нулю члены под знаком суммы. Если провести плоскость, перпендикулярную этому направлению на расстоянии $su_0/3, 2su_0/3; s = -p, \dots, p$ на отрезке u_0 , то, переходя в ортогональную систему координат, эти плоскости образуют две сферы, радиуса $u_0/3$ и $2u_0/3$.

В результате получим две частицы одну с зарядом $q = \pm 2e/3$, а другую с зарядом $q = \pm e/3$. Для первой частицы справедливо соотношение $\Delta s = \frac{(2e)^2}{9(2m)c^2} = \frac{2e^2}{9mc^2}$, а для второй частицы соотношение $\Delta s = \frac{e^2}{9mc^2}$. Таким образом, образуются мезоны, состоящие из двух элементов кварков.

Если положить $k = \pm 2si/3, s = -p, \dots, p$, или $2k = \pm si/3, s = -p, \dots, p$, на расстоянии $su_0/3, \pm 2siu_0/3, 2su_0/3, \pm siu_0/3, s = -p, \dots, p$, на отрезке u_0 , то получим барионы, с тремя кварками и с зарядом $\pm 2e/3, \pm e/3$.

В результате умножение числа s на величину $\exp(2\pi i m/3), m = -1, 0, 1$ получаем три разных цвета кварков.

Как поведут себя кварки в двигающейся с большой скоростью системе координат. Размер частиц вакуума не изменится из-за преобразования координат, так как частицы вакуума подчиняются преобразованию Галилея. При этом элементарные частицы подчиняются преобразованию Лоренца и размер элементарных частиц уменьшится. При этом масса частиц вакуума неизменна, а масса элементарных частиц увеличится с ростом скорости. Размер элементарных частиц равен $u_0 m/m_\gamma$ увеличится с ростом энергии частицы. Но на увеличение размера элементарных частиц накладывае

сокращение размера из-за преобразования Лоренца. Следовательно, количество членов ряда, описывающих энергию элементарных частиц, увеличится, но размер элементарной частицы неизменен. Значит, расстояние между частицами вакуума u_0 сократится, при этом размер частиц вакуума неизменен. При этом часть частиц вакуума перейдет из формирования кварков в энергию электромагнитного поля большой энергии, говорят, что образуются глюоны.

При этом получаем модель для расчета элементарных частиц, расположение частиц вакуума строго определено в случае произвольной системы кварков. Потенциальная энергия p частицы вакуума равна

$$U_p = -\frac{e^2 l_\gamma}{2m_\gamma c^2 r_\gamma^2} \sum_{\substack{k=-p \\ k \neq p}}^p \left[\frac{1}{(k-p)^2} + \frac{1}{(k+p)^2} \right].$$

Это дискретный уровень энергии кварка. Причем таких уровней энергии имеется m/m_0 . Причем частицы вакуума, как фермионы, занимают нижние уровни энергии.

Суммарная потенциальная энергия равна

$$U_p = -mc^2 \sum_{p=1}^P \sum_{\substack{k=-p \\ k \neq p}}^p \left[\frac{1}{(k-p)^2} + \frac{1}{(k+p)^2} \right], P = \sqrt{\frac{m}{m_e}}.$$

Где величина m это масса кварка. Например, сумма потенциальной энергии нижнего кварка равна

$$\begin{aligned}
U_d &= -m_d c^2 \sum_{p=1}^P \sum_{\substack{k=-p \\ k \neq p}}^p \left[\frac{1}{\left(\frac{2k}{3} + p\right)^2} + \frac{1}{\left(\frac{2k}{3} - p\right)^2} \right] = -3m_d c^2 / 2 \sum_{p=1}^P \int_{-2p/3}^{2p/3} \left[\frac{dx}{(x+p)^2} + \frac{dx}{(x-p)^2} \right] = \\
&= 3m_d c^2 \sum_{p=1}^P \left[\frac{1}{(2p/3 + p)} + \frac{1}{(2p/3 - p)} \right] = -3m_d c^2 \left[\int_1^P \frac{dx}{x} + \int_1^P \frac{dx}{x} \right] = \\
&\sim -3 \cdot 6/5 m_d c^2 \ln \frac{m_d}{m_e} = -3 \cdot 1.2 \cdot 4.79 \ln \frac{4.79}{0.5} = -38.9 \text{Mev} \\
U_u &= -m_u c^2 \sum_{p=1}^P \sum_{\substack{k=-p \\ k \neq p}}^p \left[\frac{1}{\left(\frac{k}{3} + p\right)^2} + \frac{1}{\left(\frac{k}{3} - p\right)^2} \right] = -9/4 m_u c^2 \ln P \\
U_u &= -9/8 m_u c^2 \ln \frac{m_u}{m_e} = -9/4 \ln \frac{2}{0.5} = -3.1 \text{Mev} \\
U_{\Sigma n} &= -45 \text{Mev}, E_{nkin} = -U_{\Sigma n} / 2 = 22.6 \text{Mev} \\
U_{\Sigma p} &= -81 \text{Mev}, E_{pkin} = -U_{\Sigma p} / 2 = 40.5 \text{Mev}; E_{avkin} = 31.5 \text{Mev}
\end{aligned}$$

Согласно теореме вириала кинетическая энергия равна половине потенциальной энергии с обратным знаком. При вычисленной в [17] кинетической энергии нуклона в атоме 30Mev . Средняя арифметическое этой энергии протона и нейтрона равна 31.5Mev . В силу большого различия значений энергии протона и нейтрона, для вычисления средней энергии, нужно вычислять среднее геометрическое значений энергии, которое равно 30.26Mev с точностью 8%. При вычислении среднего от логарифма логарифма получаем энергию 29.88Mev с точностью 7%. Оба результата имеют одинаковую достоверность, при близких значениях величин, поэтому берем среднее арифметическое, получаем величину энергии 30.07Mev с точностью 0.62%. Вычисление с помощью логарифма дает среднее 30.07Mev с достоверностью 0.18%. Т.е. значение с помощью среднего геометрического величин 30.26Mev и 29.88Mev , не изменяет значения среднего арифметического этих величин в пределах погрешности. Дальнейшее увеличение точности невозможно. При этом среднее арифметическое используется для логарифма величины, который имеет близкие значения. Суммарная по всем частицам вакуума собственная энергия протона и нейтрона равна

$$E_p = U_{\Sigma p} / 2 = -40 \text{ Mev}; E_n = U_{\Sigma n} / 2 = -22.6 \text{ Mev}$$

Имеем уравнения, определяющие равенство нулю сил, действующих на каждую частицу вакуума в нуклоне (эта формула получается из рассмотрения диполей без усреднения по области)

$$\sum_{\substack{k=-\infty \\ k \neq p}}^{\infty} \left[\frac{1}{(k-p)^3} + \frac{1}{(k+p)^3} \right] = 0, p = -\infty, \dots, \infty$$

При любом p эта сумма равна нулю, и это приведет к удовлетворению системе нелинейных уравнений с величиной k, p, q , образующим арифметическую прогрессию. Т.е. получаем равноотстоящие координаты положения равновесия.

Если не приравнять нулю члены под знаком суммы, то получим нелинейное уравнение, описывающее элементарные частицы без образования кварков

$$\sum_{\substack{k=-P \\ k \neq p}}^P \frac{2(k\mathbf{d}_k - p\mathbf{d}_p)}{|(k-p)^2 + 2kp[1 - (\mathbf{d}_k, \mathbf{d}_p)]|^{3/2}} = 0$$

Если рассматривать решение уравнения общего вида, то определяются значения $\mathbf{d}_p = \mathbf{d}_p(p, k_{-N}, \dots, k_N), k_n = n$ 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 уравнений

$$\sum_{\substack{k=-P \\ k \neq p}}^P \frac{2k - p\delta_{kp}}{|(k-p)^2 + 2kp[1 - (\mathbf{d}_k, \mathbf{d}_p)]|^{5/2}} \mathbf{d}_k = 0$$

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

Эта система нелинейных уравнений имеет $2P+1$ разных комплексных значений \mathbf{d}_k . Т.е. имеем $3(2P+1)^2$ значений $\mathbf{d}_{k\alpha}, k, \alpha = -P, \dots, P$. Для существования не нулевого решения этой задачи имеем нулевое значение определителя $|A_{pk}| = 0$.

Начальное приближение значения определителя определяется при условии $(\mathbf{d}_p, \mathbf{d}_k) = \delta_{pk}$. Из равенства нулю определителя определяем начало отсчета кристаллической решетки. Каждому направлению, зависящему от величины α кристаллической решетки, соответствует свое начало отсчета. При определителе равном нулю, определяем с точностью до множителя $\mathbf{d}_{k\alpha}$, нормированного на единицу.

Причем величины удовлетворяют условию $(\mathbf{d}_{k\alpha})_x = (\mathbf{d}_{k\alpha})_y = (\mathbf{d}_{k\alpha})_z$. Сделаем ортогональное преобразование координат, получим те же проекции $(\mathbf{d}_{k\alpha})_x = (\mathbf{d}_{k\alpha})_y = (\mathbf{d}_{k\alpha})_z$, направленные под углом $\pi/4$ относительно декартовых осей системы координат. Построим плоскость, ортогональную этим векторам. Пересечение этих плоскостей образует сферы, расстояние между сферами определяется, периодом равным единице, вернее вычисленной амплитудой колебаний u_0 . Центр сферы произволен. Так же как в ОТО, где расширение пространства идет из произвольной точки, периодичность сферического решения исходит из произвольной точки, выбранной за начало координат.

Если выбрать систему координат, то определятся направления $\mathbf{d}_{k\alpha}$, в которых решение будет периодическим, с периодом единица, вернее равным u_0 . 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 $\text{Im} \mathbf{d}_{k\alpha}$.

Можно конечно и в этом случае определить $k = \pm 2si/3, s = -p, \dots, p$, или $2k = \pm si/3, s = -p, \dots, p$, на расстоянии $su_0/3, \pm 2siu_0/3, 2su_0/3, \pm siu_0/3, s = -p, \dots, p$, на отрезке u_0 , то получим лептоны, с тремя кварками и с зарядом $\pm 2e/3, \pm e/3$. Но тогда кварк будет иметь сложную структуру с энергией

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

Разной у разных ветвей решения $\mathbf{d}_{k\alpha}$ получим разное значение энергии у кварка, и его нельзя рассматривать как одну частицу.

Выводы

Кварки являются особым видом кристаллической структуры, образующей элементарные частицы из частиц вакуума. При этом эти структуры состоят из двух образований (образуя мезоны), из трех образований (образуя барионы), или из бесконечного числа образований (образуя лептоны).

1.6 Алгоритм вычисления массы элементарных частиц

по свойствам частиц вакуума

Элементарные частицы состоят из частиц вакуума. При этом частота вращения частиц вакуума определяется энергией частиц, из которых они были образованы. Это накладывает ограничение на количество частиц вакуума, образующих спин частицы. Частицы вакуума в элементарных частицах расположены хаотически плюс имеются частицы, расположенные с параллельными осями вращения. Это позволяет получить степень когерентности элементарных частиц. Определив хаотическую и когерентную часть решения имеется принципиальная возможность определить массы

элементарных частиц, причем при неравенстве нулю определителя, определяющего плечо диполя, плечо диполя равно нулю. При этом частицы вакуума не существуют, и массы элементарных частиц равны нулю. При равенстве нулю определителя системы линейных уравнений плечо диполя определяется, и частицы спонтанно обретают массу, в силу нарушения симметрии.

Спин элементарной частицы равняется моменту импульса частиц вакуума

$$\hbar s = \frac{|m_\gamma| r_\gamma^2 \omega_\gamma N}{2\sqrt{1 - r_\gamma^2 \omega_\gamma^2 / c^2}}. \quad (1.6.1)$$

Для частиц вакуума имеем $N = \begin{cases} \frac{\rho}{\rho_0} \frac{1}{\alpha} + (1 - \frac{1}{\alpha}) \sqrt{\frac{\rho}{\rho_0}}, \alpha > 1 \\ \frac{\rho}{\rho_0}, \alpha = 1 \\ \frac{\rho}{\rho_0} \alpha + (1 - \alpha) \sqrt{\frac{\rho}{\rho_0}}, \alpha < 1 \end{cases}$ и для частоты

колебаний частиц вакуума имеем формулу из закона сохранения энергии при образовании частиц вакуума, т.е. энергия электронов и позитронов, образующих частицу вакуума, равна энергии вращения

$$2^k m c^2 / k^2 = m_\gamma c^2 / (1 - r_\gamma^2 \omega_\gamma^2 / c^2).$$

При этом энергию одной пары электрон-позитрон, надо разделить на квадрат числа степеней свободы, или ранг мультиполя, который равен главному квантовому числу. Причем один мультиполь образует 2^k электрон-позитронов. Откуда имеем

$$\frac{r_\gamma^2 \omega_\gamma^2}{c^2} = 1 - \frac{k^2 m_\gamma}{2^k m}, \quad (1.6.2)$$

Из (1.6.1) используя (1.6.2) имеем (1.6.3) количество когерентных частиц вакуума, образующих спин

$$N = \begin{cases} \frac{\rho}{\rho_0} \frac{1}{\alpha} + (1 - \frac{1}{\alpha}) \sqrt{\frac{\rho}{\rho_0}}, \alpha > 1 \\ \frac{\rho}{\rho_0}, \alpha = 1 \\ \frac{\rho}{\rho_0} \alpha + (1 - \alpha) \sqrt{\frac{\rho}{\rho_0}}, \alpha < 1 \end{cases} = \frac{2 \cdot 137 sk \sqrt{1/2^k}}{\sqrt{m_\gamma / m}} = 137 \sqrt{\frac{m}{m_\gamma}} \sqrt{2^{2-k}} sk. \quad (1.6.2)$$

Если отношение плотностей, учитывает, что они могут быть взяты при разных условиях, одна газ, а другая кристаллическое тело, то отношение масс величина фиксированная. Тогда имеем формулу для плотности газа

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{[\alpha - 1 \pm \sqrt{(\alpha - 1)^2 + 4\alpha 137 \sqrt{\frac{m}{m_\gamma}} \sqrt{2^{2-k}} sk}]^2}{4\alpha^2}$$

Количество частиц вакуума образующих спин самой легкой частицы в 10^{17} раз меньше общего количества частиц вакуума в элементарной частице. При этом спин образуют хаотически двигающиеся частицы вакуума. Причем у электрона, фотона и нейтрино разный процент когерентных частиц вакуума, образующих спин. У фотона и нейтрино процент когерентных частиц вакуума, образующих спин, больше, поэтому и масса меньше.

При определении количества когерентных частиц вакуума нужно учитывать, что среди хаотически расположенных частиц вакуума имеется и когерентные частицы вакуума. Формулы для определения количества частиц,

определяющих спин $\frac{\sqrt{\rho n m_\gamma}}{\rho_0} \alpha + (1 - \alpha) \sqrt{\frac{n m_\gamma}{\rho_0}} = 2 \cdot 137 sk \sqrt{1/2^k}$; . Получается,

что плотность частицы определяется ее степенью когерентности, спином и

главным квантовым числом, причем для элементов таблицы Менделеева масса не равна нулю и определяется по формуле

$$\frac{m}{m_{pl}} = \frac{\left[\sqrt{1 + \frac{(\sqrt{\alpha} - 1/\sqrt{\alpha})^2}{4 \cdot 137 \sqrt{2^{2-k}} sk}} \sqrt{\frac{m_\gamma}{m}} \pm \frac{\sqrt{\alpha} - 1/\sqrt{\alpha}}{\sqrt{4 \cdot 137 \sqrt{2^{2-k}} sk}} \sqrt[4]{\frac{m_\gamma}{m}} \right]^4}{\alpha^2},$$

Формула инвариантна относительно преобразования $\sqrt{\alpha} \Leftrightarrow 1/\sqrt{\alpha}$, получаются частицы с большой и малой массой.

причем минимальная масса элементарных частиц равна нулю получается для когерентных частиц $\alpha \rightarrow \infty$, образующих элементарную частицу с малой массой и большим размером.

1.6.1 Определение хаотической и когерентной части диполей

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

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \mathbf{r}_p}{d\tau^2} &= \frac{e^2 l_\gamma^2}{m_\gamma c^2 r_A^3} \sum_{\substack{k=-N \\ k \neq p}}^N \exp(-n^2 r_{kp} / a_0) \left[\frac{n^2 \mathbf{r}_{kp}(\mathbf{r}_{kp}, \mathbf{d}_p)(\mathbf{r}_{pk}, \mathbf{d}_k)}{a_0 r_{kp}^5} + \right. \\ &+ \left. \frac{3\mathbf{r}_{kp}(\mathbf{r}_{kp}, \mathbf{d}_p)(\mathbf{r}_{kp}, \mathbf{d}_k)}{r_{kp}^6} - \frac{\mathbf{d}_p(\mathbf{r}_{pk}, \mathbf{d}_k)}{r_{kp}^4} + \frac{\mathbf{d}_k(\mathbf{r}_{kp}, \mathbf{d}_p)}{r_{kp}^4} \right] = \quad (1.6.1.1) \\ &= \frac{e^2 l_\gamma^2 N}{2m_\gamma c^2 r_A^3} \mathbf{f}_p = F_p(x_1, \dots, x_N); \mathbf{r}_{kp} = \mathbf{r}_k - \mathbf{r}_p, \mathbf{d}_p = \mathbf{l}_p / l, \end{aligned}$$

Теорема Ирншоу для неустойчивости системы точечных частиц при отсутствии внешнего воздействия не применима, так как рассматриваются диполи, а не точечные частицы, кроме того имеется внешнее воздействие. Где

безразмерная величина $a_0 = 1 + v^2 m^2 / \hbar^2$ зависит от кинематической вязкости элементарных частиц. Эта величина при кинематической вязкости частиц вакуума $v = \hbar m / (137^{3k} |m_\gamma| m_{pl}) = 10^6 / 137^{3k}$, $m = m_e$ определяет свойства состояния элементарной частицы, где используется масса Планка, где m масса элементарной частицы, $k=0$ в случае если элементарные частицы образуют твердое тело, $k=1$ в случае жидких элементарных частиц, $k=2$ в случае газа, $m = |m_\gamma|$ в случае электромагнитной волны. Аналогичное равенство получается при использовании уравнения Навье - Стокса, описывающее квантовую систему. Уравнение Навье-Стокса, соответствующее уравнению Шредингера, выглядит таким образом

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

Эквивалентность уравнения Шредингера и Навье – Стокса 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. Используем непосредственное усреднение диполей, без их группировки. Приравнивая нулю действующую силу

$$\sum_{\substack{k=-N \\ k \neq p}}^N \exp(-n^2 r_{kp} / a_0) \left[\frac{n^2 \mathbf{r}_{kp}(\mathbf{r}_{kp}, \mathbf{d}_p)(\mathbf{r}_{pk}, \mathbf{d}_k)}{a_0 r_{kp}^5} + \frac{3 \mathbf{r}_{kp}(\mathbf{r}_{kp}, \mathbf{d}_p)(\mathbf{r}_{kp}, \mathbf{d}_k)}{r_{kp}^6} - \frac{\mathbf{d}_p(\mathbf{r}_{kp}, \mathbf{d}_k)}{r_{kp}^4} - \frac{\mathbf{d}_k(\mathbf{r}_{kp}, \mathbf{d}_p)}{r_{kp}^4} \right] = 0.$$

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 не приравнять нулю члены под знаком суммы, то получим нелинейное уравнение

$$\sum_{\substack{k=-N \\ k \neq p}}^N \sum_{m=p}^k \exp(-n^2 r_{mp} / a_0) \left\{ \frac{n^2 \mathbf{r}_{kp} (\sum_{s=p}^k \mathbf{d}_s, \mathbf{d}_p) (\sum_{s=k}^p \mathbf{d}_s, \mathbf{d}_m)}{a_0 [(\sum_{s=p}^k \mathbf{d}_s)^2]^{5/2}} + \right. \\ \left. + \frac{3 \mathbf{r}_{kp} (\sum_{s=p}^k \mathbf{d}_s, \mathbf{d}_p) (\sum_{s=p}^k \mathbf{d}_s, \mathbf{d}_m)}{[(\sum_{s=p}^k \mathbf{d}_s)^2]^3} - \frac{\mathbf{d}_p (\sum_{s=p}^k \mathbf{d}_s, \mathbf{d}_m)}{[(\sum_{s=p}^k \mathbf{d}_s)^2]^2} + \frac{\mathbf{d}_k (\sum_{s=p}^k \mathbf{d}_s, \mathbf{d}_m)}{[(\sum_{s=p}^k \mathbf{d}_s)^2]^2} \right\} = 0$$

Если рассматривать решение уравнения общего вида, то определяются значения $\mathbf{d}_p = \mathbf{d}_p(p, k_{-N}, \dots, k_N), k_n = n$ 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

Опишем кристаллическую структуру твердой элементарной частицы

$$\sum_{k=-N}^N \exp(-n^2 r_{kp} / a_0) \left\{ \frac{\sum_{m=p}^k (\sum_{s=p}^m \mathbf{d}_s + |m-p| \mathbf{G}_\alpha, \mathbf{d}_p) (\sum_{s=p}^m \mathbf{d}_s + |m-p| \mathbf{G}_\alpha, \mathbf{d}_m)}{a_0 [(\sum_{s=p}^m \mathbf{d}_s + |m-p| \mathbf{G}_\alpha)^2]^{5/2}} + \right. \\ \left. + \frac{4 \sum_{m=p}^k (\sum_{s=p}^m \mathbf{d}_s + |m-p| \mathbf{G}_\alpha, \mathbf{d}_p) (\sum_{s=p}^m \mathbf{d}_s + |m-p| \mathbf{G}_\alpha, \mathbf{d}_m)}{[(\sum_{s=p}^m \mathbf{d}_s + |m-p| \mathbf{G}_\alpha)^2]^3} - \right. \\ \left. - \left[\frac{\sum_{m=p}^k \delta_{mp} (\sum_{s=p}^m \mathbf{d}_s + |m-p| \mathbf{G}_\alpha, \mathbf{d}_m)}{[(\sum_{s=p}^m \mathbf{d}_s + |m-p| \mathbf{G}_\alpha)^2]^2} - \frac{\sum_{m=p}^k \delta_{mk} (\sum_{s=p}^m \mathbf{d}_s + |m-p| \mathbf{G}_\alpha, \mathbf{d}_p)}{[(\sum_{s=p}^m \mathbf{d}_s + |m-p| \mathbf{G}_\alpha)^2]^2} \right] \right\} \mathbf{d}_m = 0$$

Если рассматривать решение уравнения общего вида, то определяются значения $\mathbf{d}_p = \mathbf{d}_p(p, k_{-N}, \dots, k_N), k_n = n$ при целых значениях p, k . Будет 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

$$\sum_{m=-N}^N A_{pm} \mathbf{d}_{m\alpha} = 0$$

Эта система нелинейных уравнений имеет $2N + 1$ разных комплексных значений \mathbf{d}_m . Имеем $3N^2$ значений $\mathbf{d}_{m\alpha} = \mathbf{d}_{-m-\alpha}^*, \mathbf{G}_\alpha = \mathbf{G}_{-\alpha}^*, m, \alpha = 1, \dots, N$.

Начальное приближение значения определителя определяется при условии $(\mathbf{d}_p, \mathbf{d}_k) = \delta_{pk}$. Из равенства нулю определителя определяем постоянную составляющую кристаллической решетки $\sum_{s=p}^m \mathbf{d}_s + |m - p| \mathbf{G}_\alpha, p = -N, \dots, N$. Каждому направлению, зависящему от величины α кристаллической решетки, соответствует своя постоянная составляющая. При определителе равном нулю, определяем с точностью до множителя величины $\mathbf{d}_{m\alpha}$.

Так как потенциал системы равен константе, волновая функция системы определится из равенства

$$\psi_{k\alpha} = \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} + i\mathbf{H}\mathbf{r}). \quad (1.6.1.2)$$

Величина \mathbf{H}_α это безразмерный вектор обратной решетки и равен $\mathbf{H}_{3\alpha} = \frac{[\mathbf{G}_{1\alpha}, \mathbf{G}_{2\alpha}]}{(\mathbf{G}_{1\alpha}, \mathbf{G}_{2\alpha}, \mathbf{G}_{3\alpha})}$. Остальные значения вектора обратной решетки получаются путем перестановки.

Величины $\mathbf{d}_{k\alpha}$ окажутся комплексные, т.е. пространство микромира является комплексным. При неравенстве нулю определителя матрицы A_{pk} имеется 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 \mathbf{G}_α мнимом большом образуется газ с не постоянным объемом, так как волновая функция затухает на большом расстоянии. Оценены предельные размеры собственного числа $\text{Im}\mathbf{G}_\alpha = a_0/l_0$; $\text{Re}\mathbf{G}_\alpha = \sqrt{a_0/l_0}$, где $a_0 = \hbar^2/me^2 = 137\hbar/mc$ это радиус Бора. При мнимой части \mathbf{G}_α несколько меньше образуется жидкость, которая не твердая, но растекается, заполняя объем тела, причем образуется $|\text{Im}\mathbf{G}_\alpha|/|\text{Re}\mathbf{G}_\alpha| > 1$; $|\text{Im}\mathbf{G}_\alpha| = \sqrt{a/l_0}$, где величина $a \sim \hbar/mc$ размер занимаемой области. При $|\text{Re}\mathbf{G}_\alpha| \sim \sqrt{a/l_0}$; $|\text{Im}\mathbf{G}_\alpha| \sim 1$, и действительной части больше мнимой части, образуется твердая элементарная частица $a/l_0 \gg |\text{Re}\mathbf{G}_\alpha| = \sqrt{a/l_0} \gg |\text{Im}\mathbf{G}_\alpha|$, $a = e^2/mc^2$. Но плотность элементарной частицы различна в разных состояниях, газообразном, жидком или кристаллическом-твердом. Масса постоянна, но размер занимаемой области меняется от радиуса Бора, до электромагнитного размера $e^2/mc^2 = \hbar/137mc$. Разброс плотностей для одной элементарной частице в разных состояниях определяется величиной 137^6 . Это приводит к тому, что образуется газообразная элементарная частица, с распределенным по объему атома частицами вакуума. В основном газообразное распределение электрона образуется в газах при малой вязкости системы и большом мнимом значении \mathbf{G}_α при большом размере частицы $137^2 e^2/mc^2$. В твердом теле вязкость велика и энергия электрона в атоме мала, имеется кристаллическая решетка и частицы вакуума образуют электрон, причем частицы вакуума более

сконцентрированы в электроне, так как имеют большую плотность, они образуют жидкое состояние и несколько меньшую мнимую часть G_α , чем в случае газа при меньшем размере $137 e^2 / mc^2$. Если электрон покидает твердое тело, то в свободном состоянии он образует твердую корпскулу с большой плотностью и занимает минимальный объем, так как мнимая часть G_α мало и волновая функция быстро затухает и размер электрона равен его гравитационному радиусу e^2 / mc^2 . Все эти свойства электрона определяются собственным числом G_α его значением действительной и мнимой части. Аналогия с макротелами, образованными элементарными частицами, полная см. [32].

За степень когерентности элементарных частиц можно принять величину $\alpha = \frac{|\operatorname{Re} \mathbf{H}_\alpha|}{|\operatorname{Im} \mathbf{H}_\alpha|}$. Эта степень когерентности для разных состояний элементарной частицы газообразных, жидких и твердых разная. Она определяется кинематической вязкостью частиц вакуума, относительная доля которой стоит перед каждым членом суммы (1.6.1.1). Если частицы вакуума имеют одинаковую кинематическую вязкость, то отношение плотностей равняется отношению масс. Собственные частицы вакуума при одинаковой температуре имеют одинаковую кинематическую вязкость. В элементарной частице могут быть разные состояния газообразное, жидкое и кристаллическое с разными концентрациями в зависимости от температуры частиц вакуума. Сумма, стоящая в формуле (1.6.1.1) соответствует концентрации вакуума, который имеет одинаковую кинематическую вязкость. Определять массу элементарной частицы надо в случае вакуума, так как масса частицы вакуума получена в случае вакуума.

Используя характерный радиус элементарных частиц и массивных тел, получаем уравнение $\lambda_\alpha = \frac{2\gamma m_\alpha}{c^2} + \frac{2e^2}{m_\alpha c^2}$, описывающее сумму гравитационного

радиуса электромагнитного и гравитационного поля. Имеем в общем случае два корня, равных

$$m_{\alpha} = +\frac{\lambda_{\alpha} c^2}{4\gamma} \pm \sqrt{\left(\frac{\lambda_{\alpha} c^2}{4\gamma}\right)^2 - \frac{e^2}{\gamma}}.$$

Причем при большой величине $\frac{\lambda_{\alpha} c^2}{2\gamma}$, что соответствует размеру элементарных

частиц, имеем два действительных корня $m_{\beta} = \frac{\lambda_{\alpha} c^2}{2\gamma}$, $m_{\alpha} = \frac{2e^2}{\lambda_{\alpha} c^2}$, т.е. при

величине

$$\lambda_{\alpha} = r_{ge} = \frac{2e^2}{m_e c^2}, \quad (5.11)$$

равной радиусу электрона, получим две частицы. Одна с массой электрона, а другая массивная частица

$$m_{\beta} = \frac{\lambda_{\alpha} c^2}{2\gamma} = \frac{e^2}{m_e \gamma} = \frac{\hbar c}{137 m_e \gamma} = \frac{m_{pl}^2}{137 m_e} \approx \frac{(2.2 \cdot 10^{-5})^2}{137 \cdot 10^{-27}} = 3.53 \cdot 10^{15} \text{ g}.$$

Другая частица имеет размер $\lambda_{\beta} = \frac{2e^2}{m_{\beta} c^2} = \frac{2\gamma m_e}{c^2} = \frac{2 \cdot 6.67 \cdot 10^{-7-27}}{9 \cdot 10^{20}} = 1.4 \cdot 10^{-54} \text{ cm}$,

т.е. малую поверхность рассеяния. Если подставить значение массы m_{β} в

уравнение для радиуса $\lambda_{\beta} = \frac{2\gamma m_{\beta}}{c^2} = \frac{2e^2}{m_e c^2}$, т.е. получим радиус первой

частицы, т.е. электрона. Т.е. такая подстановка не корректна.

По этим формулам каждой элементарной частице можно поставить в соответствие массивную частицу, имеющую малую поверхность рассеяния, т.е. трудно обнаруживаемую, в связи с малыми размерами и не рассеивающие электромагнитное излучение.

При этом массе частицы, равной $m = m_{Pl} / \sqrt{137} = \sqrt{\frac{\hbar c}{137G}}$, соответствует такая же масса парной частицы. При этом длина Планка равна $l_{Pl} = \lambda_\alpha = \frac{\sqrt{137}e^2}{m_{Pl}c^2} = \frac{\sqrt{137}\hbar}{m_{Pl}c137} = \sqrt{\frac{\hbar G}{137c^3}}$. Величина времени Планка равна $t_{Pl} = \sqrt{\frac{\hbar G}{137c^5}}$. При этом константы Планка определены с точностью до множителя. Соображения, описанные выше, позволяют оценить этот множитель.

При одинаковой температуре частиц вакуума у них общая концентрация собственных частиц $n_\gamma = \frac{\rho}{m} = \frac{\rho_\gamma}{m_\gamma}$ и разная концентрация относительно одной частицы вакуума $n_l = \frac{\rho_l}{m_\gamma} = \frac{n_\gamma m_l}{m_\gamma}$. Из этой формулы следует, что отношение концентраций, вычисленных при одинаковой массе частиц вакуума, равно отношению масс и отношению плотностей.

Для значения степени когерентности α_0 имеем значение массы Планка, вычисленное с разными значениями квадратного корня

$\frac{m_{Pl}}{m_0} = \frac{[\alpha_0 - 1 \pm \sqrt{(\alpha_0 - 1)^2 + 4\alpha_0 137 \sqrt{\frac{m_{Pl}}{m_\gamma}} \sqrt{2^{2-k}} sk}]^2}{4\alpha_0^2}$. Откуда определяем значение $\alpha_0 = 1$ и значение массы m_0

$$m_0 = \frac{\sqrt{m_{Pl} m_\gamma}}{137 \cdot \sqrt{2^{2-k}} sk}$$

Тогда формула для массы элементарной частицы в разных состояниях будет выглядеть таким образом

$$\frac{m}{\sqrt{m_{Pl}m_\gamma}} = \frac{[\alpha - 1 \pm \sqrt{(\alpha - 1)^2 + 4\alpha 137 \sqrt{\frac{m}{m_\gamma}} \sqrt{2^{2-k}} sk}]^2}{4\alpha^2 137 \cdot \sqrt{2^{2-k}} sk}.$$

Перепишем эту формулу в виде, умножив на величину $\sqrt{\frac{m_\gamma}{m}}$ и возведя в квадрат

$$\frac{m}{m_{Pl}} = \frac{[\sqrt{1 + \frac{(\alpha - 1)^2}{4 \cdot 137 \sqrt{2^{2-k}} sk \alpha} \sqrt{\frac{m_\gamma}{m}}} \pm \frac{\alpha - 1}{\sqrt{4 \cdot 137 \sqrt{2^{2-k}} sk \alpha}} \sqrt{\frac{m_\gamma}{m}}]^4}{\alpha^2}$$

При использовании этой формула $0 < \alpha < \infty$. Минимальная масса элементарных частиц равна $m_{\min} = \frac{\sqrt{m_{Pl}m_\gamma}}{4 \cdot 137 \sqrt{2^{2-k}} sk}$, максимальная масса не ограничена.

Образуются парные частицы с одинаковой степенью когерентности, но разными массами. Асимптотика этой формулы при средней степени

когерентности $\frac{m}{m_{Pl}} = \frac{1}{\alpha^2} [1 + O(\frac{\alpha - 1}{\sqrt{4 \cdot 137 \sqrt{2^{2-k}} sk \alpha}} \sqrt{\frac{m_\gamma}{m}})^4]$. Поправка к этой

формуле велика при степени когерентности стремящейся к бесконечности или к нулю. Частицы с обратной степенью когерентности имеют постоянное

произведение масс $\frac{m_\alpha m_{1/\alpha}}{m_{Pl}^2} = 1$. Используем массу Планка, равную $m_{Pl} / \sqrt{137}$,

и получим совпадение формул, вычисленных с помощью гравитационного радиуса. Величина $m_{Pl} \sqrt{G} / \sqrt{137} = e$ равна заряду электрона. Массы элементарных частиц равны заряду электрона, но с учетом его степени когерентности. Масса элементарной частицы пропорциональна массе Планка, или заряду электрона в других единицах. Заряды элементарных частиц не подразделяются на степень когерентности и все одинаковы. Но предлагаемые

формулы позволяют оценивать массу частицы по степени когерентности. Правильные формулы получаются при использовании вместо массы Планка формулу $m_{pl}/\sqrt{137}$, равной заряду электрона, но в других единицах. Замечательно, что в практически важные формулы не вошла масса частицы вакуума, так как она определяется с точностью до множителя, который удалось определить.

Определим число Рейнольдса $R = \frac{\rho_b Va}{\mu + i\hbar\rho_b/(2m)}$, определим модуль числа

Рейнольдса, а фазу внесем в определение скорости. Отметим, что скорость в газе определяет среднеквадратичное отклонение, и значит является мнимой. Откуда получаем формулу для температуры. Отметим, что хаос и порядок частицы определяется с помощью температуры среды. Она равна $kT = \frac{m \langle (iV)^2 \rangle \exp\{-2i \arg[\mu + i\hbar\rho_b/(2m)]\}}{2}$. У частиц с большой массой, но с

большой плотностью температура положительна, что приводит к возрастанию энтропии. Определяющим параметром является плотность частиц. Если элементарные частицы имеют большую плотность, и, следовательно, положительную температуру, то живые организмы малую плотность при большой массе частицы и значит температура отрицательна. В живом организме температура колебательных и вращательных степеней свободы отрицательна. что приводит к убыванию энтропии. Но при убывании энтропии возникает порядок, кристаллическая структура частиц вакуума, которая имеет малую вязкость и большую плотность. Температура становится положительной, энтропия возрастает, кристаллическая структура разрушается, и снова возникает отрицательная температура. Цикл замкнулся.

Проведем классификацию существующих квантовых теорий поля. Калибровочные теории - это приближение с точностью $m\sqrt{\gamma}/e$, где используется отношение массы частицы, умноженной на корень из

гравитационной постоянной, и деленную на заряд частицы см. [14]. В этой статье доказывается, что соленоидальное мнимое поле определяется классическим электромагнитным полем, пропорциональным мнимым зарядом частицы. А дополнительный произвольный в теории Максвелла член потенциалов пропорционален массе частицы, и определяет гравитационное поле. При этом, так как масса частицы мала, появляется произвольное калибровочное поле. Причем мнимое соленоидальное поле переведено в действительное поле при действительном заряде. Совершенно аналогично в стандартной модели все дополнительные калибровочные члены не содержат произвольную функцию, так как она имеет малое значение, пропорциональное массе частицы. При этом ее рассматривают как произвольную.

Не фундаментальная стандартная модель использует калибровочную производную с точностью $m\sqrt{\gamma}/e$ и не содержит новых фундаментальных констант, а использует множество эмпирических констант, без которых построение теории невозможно. Кроме того, точность вычисления стандартной модели ограничена. Квантовая механика использует одну новую фундаментальную константу, постоянную Планка и очень точно описывает взаимодействие частиц, и поэтому является более точной, чем стандартная модель.

Но комплексное пространство проявляется и в квантовой механике, описание которого дается в [15]. Следующий уровень познания материи и полей - это переход в комплексное пространство, без произведения комплексно-сопряженных членов. Причем для описания квантовых эффектов используются частицы вакуума в комплексном пространстве, как более высокий уровень строения материи. Пока точность вычислений с помощью частиц вакуума не велика, но теория частиц вакуума находится в разработке и уже дополняет квантовую механику.

Предлагаемая теория частиц вакуума по одной дополнительной константе, плотности вакуума в свободном пространстве позволяет, зная массу лептонов - электрона и мюона определить массу остальных элементарных частиц с определением времени распада. Не используя инвариантные свойства Лагранжиана, которые удовлетворяются с точностью $m\sqrt{\gamma}/e$, можно построить модель элементарных частиц с их возможными взаимодействиями. При этом вводить квантовые числа, запрещающие некоторые реакции нет необходимости. Возможно также интерполировать потенциал ядра атома см. раздел 3.1, раздел 2.1. В разделе 3.1 на основе свойств частиц вакуума получен угол рассеяния и массы рассеянного, определяемого количества рассеянных элементарных частиц при падении одной элементарной частицы на произвольный потенциал. Задавая параметры потенциала можно решить обратную задачу. В разделе 2.1 на основе метода перехода к свойствам частиц вакуума, получена формула для потенциала ядра, в случае вращения электрона в водородоподобном атоме и определена собственная энергии электрона с учетом потенциала ядра.

1.7 Образование спина элементарных частиц с помощью свойств частиц вакуума

Для решения уравнения Шредингера с учетом спина электрона нужно описание спиновой части волновой функции электрона. Для этого используется телесный угол и аналог азимутального угла. Телесный угол имеет период 4π и описывает полуцелый спин. Форма вращения частиц вакуума, образующих элементарную частицу является тором с сомкнувшимся центром, частицы вакуума вращаются, проходя через центр тора и огибая его, описывая два угла. Вращение частиц вакуума, которые совпадают с центром телесного угла, в двух плоскостях, параллельной большой плоскости тора, и

перпендикулярной ей и проходящей через центр тора. Такое описание спина позволяет получить формулы, описывающие спин элементарных частиц. Угловая часть волновой функции, описывающей спин образует сферическую функцию нечетного порядка с соответствующими углами.

Основным свойством телесного угла является равенство см. [16] глава III, раздел 54.

$$\text{grad}\Omega = \oint \frac{[d\mathbf{l}, \mathbf{r}]}{r^3}.$$

Причем при вращении вершины телесного угла, по замкнутому пути, проходящем через поверхность, натянутой на замкнутый контур телесный угол получает приращение 4π .

$$\oint (\text{grad}\Omega, dx) = 4\pi(n + 1/2) = \Omega + 4\pi n.$$

Слагаемое $1/2$ является следствием нахождения начальной вершины телесного угла на поверхности, натянутой на заданный контур.

При этом имеем $\psi^1 = \exp(i\Omega/2), \psi^2 = \exp(-i\Omega/2), \psi = \left\| \begin{array}{l} \exp(i\Omega/2) \\ \exp(-i\Omega/2) \end{array} \right\|$.

Причем справедливо

$$\begin{aligned} (s_x \psi)^1 &= \frac{\psi^2}{2}; (s_y \psi)^1 = -\frac{i\psi^2}{2}; (s_z \psi)^1 = \frac{\psi^1}{2} \\ (s_x \psi)^2 &= \frac{\psi^1}{2}; (s_y \psi)^2 = \frac{i\psi^1}{2}; (s_z \psi)^2 = -\frac{\psi^2}{2} \end{aligned}$$

Где s_x, s_y, s_z это матрицы Паули. Это аналог вращения угла в одной плоскости вокруг заданной точки. При вращении вокруг точки по замкнутому пути угол получает приращение 2π . При вращении вершины телесного угла проходя поверхность, натянутую на заданную кривую, получается приращение 4π .

Тогда волновая функция собственного вращения равна $\exp[is\oint (grad\Omega, dx)] = \exp[i(\Omega + 4\pi k)s] = \exp(i\Omega s), s = 1/2$.

При этом телесный угол определяет спиновый оператор поворота вокруг произвольной оси

$$\begin{aligned} R_n(\Omega) &= \exp(i\Omega s_n) = \exp(i\Omega \sigma_n / 2) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(i\Omega/2)^k}{k!} \sigma_n^k = \\ &= E \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(i\Omega/2)^{2k}}{(2k)!} + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(i\Omega/2)^{2k+1}}{(2k+1)!} \sigma_n = E \cos \Omega/2 + i \sigma_n \sin \Omega/2 = \\ &= \left\| \begin{array}{cc} \cos \Omega/2 + i n_z \sin \Omega/2 & i n_- \sin \Omega/2 \\ i n_+ \sin \Omega/2 & \cos \Omega/2 - i n_z \sin \Omega/2 \end{array} \right\|, \sigma_n = (\sigma_i, n_i) = \left\| \begin{array}{cc} n_z & n_x - i n_y \\ n_x + i n_y & -n_z \end{array} \right\| \end{aligned}$$

А производная по телесному углу определяет собственное значение

$$-i \frac{\partial R_n(\Omega)}{\partial \Omega} = s_n R_n(\Omega) = s R_n(\Omega); R_n(\Omega) = \exp(is_n \Omega)$$

Но как определить азимутальный угол. Для этого продолжим угол θ на величину $\Theta = 2\pi(l + 1/2)$. Тогда половина этого угла определит положительный радиус телесного угла. На следующем периоде координата x_3 изменит свой знак, т.е. будет описана и отрицательная проекция σ_z . Формула преобразования координат

$$\sigma_i x_i = \left\| \begin{array}{cc} x_3 & x_1 - i x_2 \\ x_1 + i x_2 & -x_3 \end{array} \right\| = r \left\| \begin{array}{cc} \cos \Theta/2 & \sin \Theta/2 \exp(-i\Omega/2) \\ \sin \Theta/2 \exp(i\Omega/2) & -\cos \Theta/2 \end{array} \right\|.$$

с центром электрона в точке О, лежащим в центре окружности. и образовать поверхность, натянутую на эту окружность В,С. Причем окружность и натянутая на эту окружность поверхность В,С должны лежать в одной произвольной плоскости, перпендикулярной плоскости рисунка. При этом вершина телесного угла А, начальная точка которого, находящаяся на этой поверхности В,С в центре окружности, будет двигаться перпендикулярно

натянутой поверхности вдоль прямой, проходящей через центр электрона и окружности точка O . Телесный угол при возврате в начальную точку вблизи поверхности, снизу от нее равен 2π , а сверху от нее равен -2π и испытает скачок 4π проходя через поверхность, как и угол φ сферической системы координат испытает скачок 2π при возврате в начальную точку и его надо продолжить как многозначную функцию. Так же как угол φ лежит в одной плоскости, перпендикуляр, который описывает вершина телесного угла Ω , изменяется снизу на отрезке $[0, 2\pi]$, а сверху на отрезке $[-2\pi, 0]$. Тогда центр электрона является центром поворота на угол $\varphi = \Omega/2$, в плоскости, перпендикулярной рисунку. Проекция этой окружности отрезок BOC . образуем угол поворота на $2\theta = \Theta \in [0, 2\pi]$, лежащий в произвольной плоскости, ортогональной натянутой на окружность поверхности, и проходящей через центр электрона. Вершина телесного угла вращается по окружности B, C . Половина этого угла соответствует углу сферической системы координат $\theta = \Theta/2$. Этот угол не периодический, как и его аналог сферический угол системы координат. Вращение вершины телесного угла и соответствующее ей вращение угла лежат в разных плоскостях, см. формулу (1.7.1), (1.7.2). Движение в одной плоскости огибает траекторию в другой плоскости, если несколько уменьшить радиус вращения.

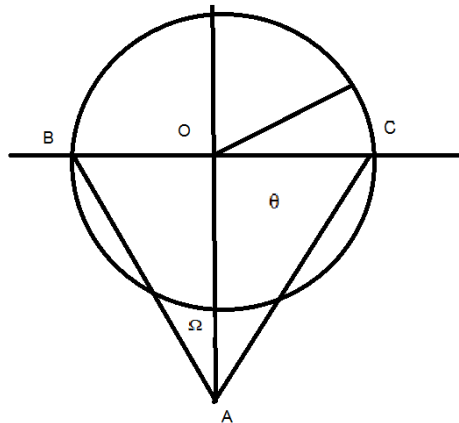


Рис.1 Изображение телесного угла

Точка O центр электрона. Точки B, C проекция окружности, с плоскостью, перпендикулярной плоскости рисунка, на которую натянута поверхность BC . Точка A вершина телесного угла $\varphi = \Omega/2$. Угол φ описывает окружность, плоскость которой перпендикулярна плоскости рисунка, и проекция которой отрезок BOC . Угол $\theta = \Theta/2$.

При этом частицы вакуума или центр телесного угла, из которого видна окружность, вращаются в плоскостях, параллельных плоскости окружности B, C с телесным углом Θ относительно центра окружности B, C . Этот телесный угол не периодический и меняется на отрезке $\Theta \in [0, 2\pi]$.

Но почему угол Θ не периодический? Тор получается из сферы, путем ее растяжения в одном направлении, и замыкания. В точке замыкания «азимутальный» угол рвется.

Вращающиеся частицы вакуума образуют бублик, или тор без дырки, которая сомкнулась, где происходит вращение по круговой поверхности тора, пересекая эту окружность или поверхность тора, проходя через сомкнувшийся центр тора, получая приращение телесного угла на 4π . Кроме того, частицы вакуума вращаются внутри тора по окружности B, C . Происходит вращение вокруг двух окружностей тора, одно внутри тора, другое по его поверхности, вокруг окружности B, C в плоскости перпендикулярной окружности B, C . При этом изменяются два угла $\theta = \Theta/2$ и $\varphi = \Omega/2$. Из этого равенства следуют формулы для описания спина, как вращение в сферической системе координат.

Согласно [18], протон при ультразвуковых скоростях представляет форму двояковогнутой линзы. При этом при малых скоростях протон имеет форму плоского диска. Но можно сделать заключение, что элементарные частицы описываются частицами вакуума, вращаются по траекториям в форме тора в двух плоскостях, одна проходящая параллельно большой плоскости тора и

осуществляющая вращение внутри тора, а другая плоскость перпендикулярная этой большой плоскости тора и проходящей через центр тора $\theta = \Theta/2$ и $\varphi = \Omega/2$. Половинки углов равны углам сферической системы координат, и поэтому образуют сферическую функцию.

Существует представление, что спин описывает движение со сверхсветовой скоростью, поэтому модель спина невозможна. Но если ввести релятивистский знаменатель, то скорость света не будет превзойдена, и получится скорость трехмерного движения, близкой к скорости света. При

этом четырехмерная скорость света $u^l = \left(\frac{1}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}, \frac{\mathbf{V}/c}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} \right), l = 0, \dots, 3,$

будет больше единицы.

Имеем свойство спина, которое называют спиральностью $(\mathbf{j}, \mathbf{n}) = (\mathbf{s}, \mathbf{n}), \mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}, \mathbf{l} = [\mathbf{r}, \mathbf{p}]; \mathbf{n} = \mathbf{p}/|\mathbf{p}|$. Проекция орбитального и спинового момента импульса на направление вектора импульса совпадают. Значит, проекция орбитального момента на это направление равна нулю. При этом $(\mathbf{l}, \mathbf{s}) \neq 0, [\mathbf{l}, \mathbf{s}] \neq 0$. Так как спиновая переменная описывается углами, половина которых образует сферическую систему координат сохраняется проекция собственного значения спина и его модуль. Но в силу того, что используется половина угла, нечетное значение проекции момента импульса надо разделить на два $s_z = \sigma_z/2$, а модуль определять по формулам $|\mathbf{s}|^2 = \frac{\sigma}{2} \left(\frac{\sigma}{2} + 1 \right) = s(s+1)$. При этом проекция спина одного электрона равна $1/2$ или $-1/2$. Так же как четность координатной части волновой функции определяется орбитального момента определяется $(-1)^l$, четность спиновой части определяется $(-1)^\sigma$, т.е. спиновая часть волновой функции с полуцелым спином всегда нечетная.

В книге [16] глава III, раздел 55 приведена формула

$$\int_{12} \mathbf{B} ds = \frac{I}{c} (\Omega_2 - \Omega_1). \quad (1.7.1)$$

Перепишем эту формулу в виде в случае если изменение координаты происходит в одной плоскости

$$B_\varphi r(\varphi) d\varphi = \frac{I}{c} d\Omega. \quad (1.7.2)$$

Полагая все коэффициенты равными константе, получаем

$$d\varphi = K d\Omega, K = const$$

В силу значения периода угла φ , равного 2π и периода у телесного угла, равного 4π , получаем связь между коэффициентами $\varphi = \Omega/2$.

В этом уравнении используются введенные углы спиноров, и оператор Лапласа выглядит таким образом

$$\begin{aligned} \Delta &= \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta}) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right] + \\ &+ \frac{\alpha}{4r^2} \left[\frac{1}{\sin \Theta_\alpha / 2} \frac{\partial}{\partial \Theta_\alpha / 2} (\sin \Theta_\alpha / 2 \frac{\partial}{\partial \Theta_\alpha / 2}) + \frac{1}{\sin^2 \Theta_\alpha / 2} \frac{\partial^2}{\partial (\Omega_\alpha / 2)^2} \right] = \\ &= \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{l(l+1) + \alpha L(L+1)}{r^2}, L_{eff}(L_{eff} + 1) = l(l+1) + \alpha L(L+1); \end{aligned}$$

$$\alpha = \mp \left(\frac{e}{\sqrt{\hbar c}} \right)^{L/2} = \mp \frac{1}{137^{L/2}}, E_n = - \frac{me^4}{2\hbar^2 (n_r + L_{eff} + 1)^2}$$

$$\frac{1}{\sin \Theta_\alpha / 2} \frac{\partial}{\partial \Theta_\alpha / 2} (\sin \Theta_\alpha / 2 \frac{\partial}{\partial \Theta_\alpha / 2}) - \frac{S^2}{\sin^2 \Theta_\alpha / 2} + L(L+1) = 0$$

$$\psi(r, \Theta_\alpha, \Omega_\alpha) = R_{n_r, L_{eff}}(r) Y_{lm}(\theta) Y_{LS}(\Theta_\alpha / 2) \exp(iS\Omega_\alpha)$$

$$R_{n_r, L}(r) = F(-n_r, L_{eff}, r) = \frac{1}{L_{eff}(L_{eff} + 1) \dots (L_{eff} + n_r - 1)} z^{1-L_{eff}} \times$$

$$\times \exp(r) \frac{d^{n_r}}{dr^{n_r}} [\exp(-r) r^{n_r + L_{eff} - 1}];$$

Где величина L, S определяют суммарный модуль спина электронов, и его проекцию. Сферические функции полуцелого порядка определяются полиномом Лежандра полуцелого порядка $Y_{LS}(\Theta/2) \sim P_L^S(\cos\Theta/2)$ и описаны в разделе (2.1). Дело в том, что телесный угол имеет период 4π , и значит, описывает полуцелый спин.

Целый спин описывается углами сферической системы координат. Например, собственные функции ψ_{jm} могут быть приведены в соответствие с компонентами ковариационного спинора ранга $2j$ по формулам (1.7.3). Собственные функции целочисленного момента j являются шаровые функции.

$$\begin{aligned}
 Y_{10} &= i\sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cos\theta = i\sqrt{\frac{3}{4\pi}} n_z = ia_z = \sqrt{2}\psi^{12} \\
 Y_{1\pm 1} &= \mp i\sqrt{\frac{3}{8\pi}} \sin\theta \exp(\pm i\phi) = \mp i\sqrt{\frac{3}{8\pi}} (n_x \pm in_y) = \mp (a_x \pm ia_y) \\
 \psi^{11} &= (a_x - ia_y)/\sqrt{2}; \psi^{22} = -(a_x + ia_y)/\sqrt{2} \\
 Y_{jm}(\theta, \varphi) &= \psi_{jm} = \sqrt{\frac{(2j)!}{(j+m)!(j-m)!}} \psi_{j+m, j-m}^{11\dots 122\dots 2}
 \end{aligned} \tag{1.7.3}$$

Формулы можно записать в виде

$$a_z = i\sqrt{2}\psi^{12}; a_x = (\psi^{22} - \psi^{11})/\sqrt{2}; a_y = (\psi^{11} + \psi^{22})/\sqrt{2}.$$

Эту формулу можно переписать с помощью матриц Паули в виде

$$\mathbf{a} = i\sqrt{2}\mathbf{s}_\mu^\lambda \psi_\lambda^\mu \quad \psi_\lambda^\mu = -i\sqrt{2}\mathbf{a}\mathbf{s}_\lambda^\mu$$

Все последние формулы взяты из [17]§57.

Если часть частиц вакуума образует полуцелый спин, а часть частиц вакуума образует целый спин, то образуется система с произвольным спином. Описывать их надо с долей целой шаровой функцией α и с долей нечетной

шаровой функцией $1 - \alpha$, зависящей от половины телесного угла, тогда спин будет равен

$$S = m\alpha + (1 - \alpha)s_z, s_z = (2k + 1)/2; L(L + 1) = j(j + 1)\alpha + (1 - \alpha)s(s + 1)$$

а сферическая функция равна

$$\psi = \alpha P_j^m(\cos \theta) \exp(im\varphi) + (1 - \alpha) P_s^{s_z}(\cos \Theta / 2) \exp(is_z \Omega),$$

Причем с такой волновой функцией имеются проблемы с СРТ инвариантностью, спиновая функция при инверсии умножается на положительную или отрицательную мнимую единицу. Ее четность равна $\widehat{P}\psi(t, \mathbf{r}) = (-1)^s \psi(t, -\mathbf{r}); \widehat{P}^4 = 1$. Это соответствует внутренней симметрии частиц и античастиц. Заметим, что произошел выбор между представлением $\widehat{P}^2 = -1$ и между $\widehat{P}^2 = 1$, в пользу первого преобразования. СРТ преобразование спинора волновой функции определяется выражением (1.7.4) и соответствует умножению волновой функции на положительное или отрицательное значение мнимой единицы

$$\begin{aligned} \widehat{CPT}\psi(t, \mathbf{r}) &= [\alpha E + (1 - \alpha)\gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3] \psi(-t, -\mathbf{r}) = [\alpha E + (1 - \alpha)i\gamma^5] \psi(-t, -\mathbf{r}) \\ &(\gamma^5)^2 = 1; \gamma^5 \gamma^\mu + \gamma^\mu \gamma^5 = 0, \end{aligned} \quad (1.7.4)$$

В спинорном представлении имеем

$$i\gamma^5 = \begin{vmatrix} -i & 0 \\ 0 & i \end{vmatrix}, \xi^\alpha \rightarrow -i\xi^\alpha, \eta_{\dot{\alpha}} \rightarrow i\eta_{\dot{\alpha}}.$$

Для частиц вакуума с произвольным спином можно было воспользоваться одной угловой частью волновой функцией. Для этого надо ввести углы

$$\cos \Theta_\alpha = [j(j + 1)\cos \theta + s(s + 1)\cos(\Theta / 2)] / L(L + 1), \exp(iS\Omega_\alpha) = \exp[i(m\varphi + s_z \Omega)]$$

$$S = m + s_z, s_z = (2k + 1)/2; L(L + 1) = j(j + 1) + s(s + 1)$$

и определять сферические функции с квантовыми числами S, L в итоге получим волновую функцию $Y_L^S(\Theta_\alpha, \Omega_\alpha) = P_L^S(\cos\Theta_\alpha) \exp(iS\Omega_\alpha)$. Но как удовлетворить условиям СРТ теоремы с такой волновой функцией? Угловая часть волновой функции при инверсии умножается на комплексную величину $\pm(-1)^L$, где величина L действительная в общем случае. Модуль этой величины равен единице. Знак плюс-минус появился из-за зарядового сопряжения заряда.

Экспериментально определена и приведена в [17] поправка к возбужденному состоянию атома гелия при условии $L = 0, 1, 2$ и суммарному спину $S = 0, 1$. При условии $S = 0$ поправка равна нулю, поэтому считалась удвоенная поправка при $S = 1/2$.

При суммарном спине электронов равном $S = 0$.

L	0	1	2
$\Delta_L, \text{эксперимент}$	-0.14	0.012	-0.0022
$\Delta_L, \text{теория}$	-0.137	0.0428	-0.00219

При суммарном спине электронов равном $S = 1$.

L	0	1	2
$\Delta_L, \text{эксперимент}$	-0.296	-0.068	-0.0029
$\Delta_L, \text{теория}$	-0.21	-0.058	-0.00292

При положительной поправки Ридберга наблюдается расхождение с экспериментом. При орбитальном квантовом числе, равном $L = 3$ поправка равна $\Delta_{L=3} = -10^{-7}$, поэтому ее экспериментальное значение не приведено в [17].

1.8 Описание потенциала ядра и его собственной энергии

Наряду с уравнением ОТО, описывается уравнение ОТО для электромагнитного поля см. [26], [27]. Для ОТО электромагнитного поля существует понятие гравитационного радиуса $r_g = \frac{e^2}{mc^2}$ и черной дыры. Во вращающейся черной дыре останавливается собственное время, для тех ее частей, которые вращаются с определенной скоростью, остальные частицы испаряются, так как для них собственное время не остановилось см. [30] Собственное время перестало расти и превратилось в обычную декартову координату. Время состояло из двух компонент, одна растущая, а другая комплексная, разная в разных точках пространства-времени. Первая компонента остановилась, а вторая превратилась в обычную координату. Образовалось 4 мерное комплексное декартово пространство внутри черной дыры, т.е. внутри элементарных частиц, и в частности внутри ядра атома. Так как дисперсия координаты сравнима с размерами элементарной частицы или ядра, образовалось четырехмерное комплексное пространство. Размер мнимой части совпадает с размером системы, значит образуется полноценное восьмимерное пространство. Частицы вакуума образуют мультиполь ранга 7, при восьмимерном пространстве. Не даром матрицы Гелл-Манна имеют размерность 8. Такая размерность действует только внутри элементарных частиц, или ядра атома. Вне этого 8 мерного пространства существует обычное 4 мерное комплексное пространство-время. Внутри этого пространства имеется потенциал мультиполей ранга 7. Энергия взаимодействия двух мультиполей 7 ранга убывает как $1/r^7$, при росте поверхности 8 мерной сферы как величина r^7 . Значит вся энергия переносится до границы системы и далее не распространяется.

Внутри системы имеется область, где частицы вакуума, создающие потенциал, не находятся см. [30]. Это сфера радиуса, удовлетворяющая условию $r < r_g / 3$. Частицы вакуума находятся вне этой сферы и в силу

сферической симметрии системы могут только создавать постоянный потенциал внутри этой сферы. Это означает, что в этой области имеется свободное от действующих сил пространство и перемещение в этой области свободное. Частицы не могут долго находиться в этой области, так как время для них не остановилось в этой области. Имеется особенность комплексной скорости вращения, носящая устранимый характер при усреднении $1/i\sqrt{r}$. Но комплексная скорость вращения не реализуется длительное время, она приводит к комплексным координатам, которые растут, увеличивая дисперсию координат, и, следовательно, реализуется выход из системы, являющейся черной дырой - элементарной частицей или ядром атома.

Периферийные частицы вакуума с рангом мультиполя, меньше 7 образуют большую относительную энергию на периферии системы, так как потенциал пропорционален $r^{7-\alpha}/r_{eq}^7$, ранг частиц вакуума $2 \leq \alpha < 7$, где $r_{eq} = l_\gamma^{1/2} r_\gamma^{1/2}$ размер частицы вакуума см. раздел 1.1. Это создает потенциальную яму, для притягивающихся частиц вакуума, так как вне черной дыры пространство-время четырехмерное и эта часть потенциала черной дыры исчезает. Для образования подобного потенциала, нужна большая плотность частиц вакуума на границе частицы. В силу большой скорости собственного вращения элементарной частицы за счет образуемого спина, частицы вакуума расталкиваются на периферию, создавая потенциал, противодействующий расталкиванию. В силу небольшой области объема элементарной частицы такая ситуация возможна.

Произведем количественные оценки потенциала $\frac{m_u}{m_\gamma}$ диполей. Он равен

$$\varphi(\mathbf{r}_k) = \sum_p -\frac{e(\mathbf{r}_{kp}, \mathbf{d})}{r_{kp}^3} \frac{m_u}{m_\gamma} \frac{r_{kp}^7}{r_{eq}^7} = \sum_p -\frac{e^2(\mathbf{r}_{kp}, \mathbf{d})}{r_{eq}^7} \frac{m_u}{m_\gamma} r_{kp}^4, \mathbf{r}_{kp} = \mathbf{r}_k - \mathbf{r}_p.$$

Величина $r_g/3 < r_k < r_g$ меньше размера черной дыры. Потенциал черной дыры в $\frac{r_{kp}^7}{r_{eq}^7} \gg 1$ раз больше потенциала диполя в свободном пространстве,

величина $r_{eq} = (l_\gamma r_u^k)^{\frac{1}{k+1}}$, см. раздел 1.1. Плечо диполя \mathbf{d} пропорционально спине частицы вакуума. Вокруг плеча диполя имеется собственное вращение частиц вакуума. Мультиполи с рангом больше 7 образуют сингулярность, и поэтому не реализуются в элементарных частицах и ядре атома.

В книге [17] §117 имеется выражение для потенциальной энергии ядра атома, куда входит спин нуклонов. Но коэффициенты этого выражения не вычислены. Приведем алгоритм, позволяющий вычислить эти коэффициенты. Кроме того, предполагается, что описываются частицы со спином $1/2$. На самом деле описывается поле с целым спином. Оказалось, что потенциальная энергия ядра соответствует энергии мультиполя, где тензор мультиполя составлен из спина частиц вакуума, или поля глюона. Потенциал мультиполя l ранга для восьмимерного пространства имеет вид в восьмимерном пространстве

$$\varphi^{(l)} = \frac{d^{\alpha_1 \dots \alpha_l} n_{\alpha_1} \dots n_{\alpha_l}}{l! R_0^{l+1}}.$$

где $d^{\alpha_1 \dots \alpha_l}$ - 2^l -польный момент системы зарядов, представляющий собой неприводимый тензор l -го порядка. Этот тензор симметричен по любой паре индексов и обращается в нуль при сворачивании по любой паре индексов. Элементами этого тензора, умноженного на нормали, являются

$$d^{\alpha_1 \dots \alpha_l} n_{1\alpha_1} \dots n_{l\alpha_l} = l_\gamma^k \prod_{m,n=1}^k [C_l(\widehat{\mathbf{s}}_m, \mathbf{n}_{\alpha_m})(\widehat{\mathbf{s}}_n, \mathbf{n}_{\alpha_n}) - (\widehat{\mathbf{s}}_m, \widehat{\mathbf{s}}_n) \delta_{\alpha_m \alpha_n}] \sqrt{n_{1\alpha_m} n_{l\alpha_n}},$$

$$C_l(\widehat{\mathbf{s}}_m, \mathbf{n}_{\alpha_m})^2 = (\widehat{\mathbf{s}}_m, \widehat{\mathbf{s}}_m)$$

имеющие разное направление нормали. В силу симметрии этого тензора, квадрат корня из произведения нормалей равен произведению нормалей.

Взаимодействие двух мультиполей ранга $m, k - m$ определяет плечо

$$d^{\alpha_1 \dots \alpha_m} n_{1\alpha_1} \dots n_{1\alpha_m} d^{\beta_1 \dots \beta_{k-m}} n_{2\beta_1} \dots n_{2\beta_{k-m}} =$$

$$= l_\gamma^k \prod_{p,u=1}^m [C_l(\widehat{\mathbf{s}}_{1p}, \mathbf{n}_{1\alpha_p})(\widehat{\mathbf{s}}_{1u}, \mathbf{n}_{1\alpha_u}) - (\widehat{\mathbf{s}}_{1p}, \widehat{\mathbf{s}}_{1u}) \delta_{(1\alpha_p)(1\alpha_u)}] \sqrt{n_{1\alpha_p} n_{1\alpha_u}} \times$$

$$\times \prod_{v,q=1}^{k-m} \delta_{(1\alpha_u)(2\beta_v)} [C_l(\widehat{\mathbf{s}}_{2v}, \mathbf{n}_{2\beta_v})(\widehat{\mathbf{s}}_{2q}, \mathbf{n}_{2\beta_q}) - (\widehat{\mathbf{s}}_{2v}, \widehat{\mathbf{s}}_{2q}) \delta_{(2\beta_v)(2\beta_q)}] \sqrt{n_{2\beta_v} n_{2\beta_q}}$$

причем образуется скаляр в восьмимерном пространстве. Формула справедлива для $k > 1$. В случае взаимодействия двух диполей имеем

$$d^\alpha n_\alpha d^\beta n_\beta = l_\gamma [C_l(\widehat{\mathbf{s}}_1, \mathbf{n}_\alpha)(\widehat{\mathbf{s}}_2, \mathbf{n}_\beta) - (\widehat{\mathbf{s}}_1, \widehat{\mathbf{s}}_2) \delta_{\alpha\beta}]^2 n_\alpha n_\beta$$

Формула для такого взаимодействия

$$U(\mathbf{r}_k) = \sum_p \frac{e^2 l_\gamma [C_l(\widehat{\mathbf{s}}_1, \mathbf{n}_\alpha)(\widehat{\mathbf{s}}_2, \mathbf{n}_\beta) - (\widehat{\mathbf{s}}_1, \widehat{\mathbf{s}}_2) \delta_{\alpha\beta}]^2 n_\alpha n_\beta}{(l_\gamma r_u)^{7/2}} \frac{m_u}{m_\gamma} r_{kp}^5, r_u = \frac{e^2}{m_u c^2}.$$

Где m_u масса кварка. Самый большой вклад в энергию ядра определяет взаимодействие диполей. Взаимодействие квадруполь имеют потенциал в $\frac{l_\gamma^{19/12}}{r_u^{7/12} r_{kp}} \ll 1$ раз меньший. Возможно также взаимодействие трех и более частиц вакуума – мультиполей, но оно мало. Получается, что в ядре атома взаимодействуют только диполи.

При спине, равном $\frac{1}{2}$ получается выражение, упрощающееся до приведенного в [17] §117, но с известными коэффициентами. Но спин частиц, глюонов, описывающих поле ядерных сил целый и равен 1, как и спин частиц вакуума. Поле ядерных сил описывает и самодействие, что свойственно глюонам.

Образуется особенность типа седло, по одному направлению кварки притягиваются, а по-другому отталкиваются. Объединиться кварки не могут, так как имеется направление, где энергия взаимодействия имеет максимум.

Максимум и минимум имеют резкое изменение значений, в силу деления значения энергии на малое плечо диполя. Энергия экстремума потенциальной энергии равна нулю. Приближаются к точке экстремума свободные частицы, а удаляются из экстремума связанные частицы с отрицательной энергией. Расположение частиц зависит от направления. Возможно вращение частиц, но по определенным соотношениям между их направлениями, при одновременном изменении направлении двух нормалей для сохранения отрицательной энергии взаимодействия. Величина $[C_l(\hat{\mathbf{s}}_1, \mathbf{n}_\alpha)(\hat{\mathbf{s}}_2, \mathbf{n}_\beta) - (\hat{\mathbf{s}}_1, \hat{\mathbf{s}}_2)\delta_{\alpha\beta}]^2 n_\alpha n_\beta$ может иметь как положительное, так и отрицательное значение.

Условие положения равновесия, при котором энергия нулевая $n_\alpha = n_0(1 + \delta), n_\beta = n_0(1 - \delta)$ при малом отклонении от положения равновесия квадратичная форма равна

$$U(\mathbf{r}_k) = \sum_p \frac{e^2 l_\gamma [(\hat{\mathbf{s}}_1 n_0)(\hat{\mathbf{s}}_2 n_0)\delta - (\hat{\mathbf{s}}_2 n_0)(\hat{\mathbf{s}}_1 n_0)\delta - (\hat{\mathbf{s}}_1 n_0)(\hat{\mathbf{s}}_2 n_0)\delta^2]^2}{(l_\gamma r_u)^{7/2}} \frac{m_u}{m_\gamma} r_{kp}^5.$$

Получаем
$$U(\mathbf{r}_k) = \sum_p \frac{e^2 l_\gamma (\hat{\mathbf{s}}_1 n_0)^2 (\hat{\mathbf{s}}_2 n_0)^2 \delta^4}{(l_\gamma r_u)^{7/2}} \frac{m_u}{m_\gamma} r_{kp}^5 = \sum_p \frac{e^2 l_\gamma m_1^2 m_2^2 \delta^4}{(l_\gamma r_u)^{7/2}} \frac{m_u}{m_\gamma} r_{kp}^5.$$
 При

условии $m_k = 0$, получаем тождественный ноль и потенциал в нулевом приближении равен нулю. Спин глюонов равен единице. Спин частиц вакуума равен единице или нулю, используется спин единица.

1.8.1 Определение собственной энергии

элементарной частицы или ядра

Имеем уравнение Шредингера при фиксированном радиусе $R[r_{kp}(1 \pm \delta)] = R(r_{kp}) + R(\delta), |R(r_{kp})| \gg |R(\delta)|$

$$\frac{d^2 R}{d\delta^2} - l(l+1) \pm \varepsilon_{em} + \varepsilon - \varepsilon_1 \delta^4 = 0,$$

$$\varepsilon = \frac{2m_u r_{kp}^2}{\hbar^2} E, \varepsilon_1 = \frac{2m_u e^2 l_\gamma r_{kp}^7}{(l_\gamma r_u)^{7/2} \hbar^2} \frac{m_u}{m_\gamma} \exp(-\alpha_n r), \varepsilon_{em} = \frac{2m_u r_{kp} e^2}{\hbar^2} = \frac{2r_{kp}}{137^2 r_u}.$$

Параметр α_n определится из уравнения $\exp(-\alpha_n) = 1 - \alpha_n / 2n^2$ см. раздел 1.1.

Частицы вращаются при совпадающем направлении радиус вектора, проведенного из центра системы имея орбитальное квантовое число l . Откуда

$$R(0) = 0, \frac{dR}{d\delta} \Big|_{\delta=0} = 0, R(\delta) = [l(l+1) \pm \varepsilon_{em} - \varepsilon] \delta^2 / 2 + \varepsilon_1 \delta^6 / 30. \quad \text{Волновая}$$

функция допускает одновременное значение $\pm \delta$, значит коэффициент

линейного члена равен нулю, т.е. $\frac{dR}{d\delta} \Big|_{\delta=0} = 0$. При $\delta = 0$ потенциал системы

равен нулю, значит равна нулю и волновая функция, в частности постоянный член $R(0) = 0$. Собственное значение определим из условия нормировки

$$\int_0^\alpha R^2(\delta) d\delta = 1.$$

Откуда получаем квадратное уравнение по определению собственной энергии

$$[l(l+1) \mp \varepsilon_{em} - \varepsilon]^2 - 2[l(l+1) \mp \varepsilon_{em} - \varepsilon] \alpha^4 \varepsilon_1 / 27 + \varepsilon_1^2 \alpha^8 / 585 = 1 / \alpha^4.$$

Имеем значение энергии

$$\varepsilon = l(l+1) \mp \varepsilon_{em} + \varepsilon_1 \alpha^4 / 27 - \sqrt{1 / \alpha^4 - \varepsilon_1^2 \alpha^8 / (585 \cdot 81)}.$$

Величину второго члена дискриминанта полагаем равной $1/\lambda$ и определяем

степень отклонения от значения нормалей $\alpha = \lambda \left(\frac{l_\gamma}{r_u} \right)^{7/8}$

$$1/\lambda = \varepsilon_1 \alpha^4 \frac{4}{9\sqrt{585}} = \frac{2m_u e^2 l_\gamma r_{kp}^7}{(l_\gamma r_u)^{7/2} \hbar^2} \frac{m_u}{m_\gamma} \frac{4 \exp(-\alpha_n r)}{9\sqrt{585}} \alpha^4 = \frac{m_u}{137^2 m_e} \frac{4}{9\sqrt{585}} \frac{r_{kp}^7}{r_u^7} \exp(-\alpha_n r)$$

Отношение $\frac{l_\gamma}{m_\gamma} = r_\gamma^2 \frac{c^2}{e^2} = r_e r_u \frac{c^2}{e^2}$ см. раздел 1.1 выражение для r_γ и выражение

$$\text{для } \frac{l_\gamma}{m_\gamma}, r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}, r_u = \frac{e^2}{m_u c^2}.$$

Откуда можно вычислить величины

$$\varepsilon_1 \alpha^4 / 27 = \frac{\sqrt{585}}{12\lambda} = \frac{m_u}{137^2 m_e} \frac{\exp(-\alpha_n r)}{27} \frac{r_{kp}^7}{r_u^7}$$

$$1/\alpha^2 = \left(\frac{r_u}{l_\gamma}\right)^{7/4} \left(\frac{m_u \exp(-\alpha_n r)}{137^2 m_e} \frac{1}{27} \frac{r_{kp}^7}{r_u^7}\right)^2$$

Получается отрицательное значение энергии

$$E_l = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m_u r_{kp}^2} \mp \frac{e^2}{r_{kp}} + \frac{\hbar^2 \exp(-\alpha_n x)}{137^2 2m_e} \frac{1}{27} \frac{r_{kp}^5}{r_u^7} - \left(\frac{r_u}{l_\gamma}\right)^{7/4} \frac{\hbar^2}{2m_u r_{kp}^2} \left(\frac{m_u \exp(-\alpha_n x)}{137^2 m_e} \frac{1}{27} \frac{r_{kp}^7}{r_u^7}\right)^2$$

Введем безразмерное неизвестное $x = \frac{r_{kp}}{r_u}$

$$E_l = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m_u r_u^2 x^2} \mp \frac{e^2}{r_u x} + \frac{\hbar^2 \exp(-\alpha_n x)}{137^2 2m_e r_u^2} \frac{1}{27} x^5 - \left(\frac{r_u}{l_\gamma}\right)^{7/4} \frac{\hbar^2}{2m_u r_u^2} \left(\frac{m_u \exp(-\alpha_n x)}{137^2 m_e} \frac{1}{27}\right)^2 x^{12}$$

Откуда получим алгебраическое уравнение по определению радиуса из условия минимума энергии

$$l(l+1) \mp \frac{m_u r_u e^2 x}{\hbar^2} - \frac{5m_u \exp(-\alpha_n x)}{137^2 2m_e} \frac{1}{27} x^6 + 6 \left(\frac{r_u}{l_\gamma}\right)^{7/4} \left(\frac{m_u \exp(-\alpha_n x)}{137^2 m_e} \frac{1}{27}\right)^2 x^{14} = 0.$$

В результате вычислений получилось $\alpha_n x = 4$, и производная от экспоненты в 3 раза меньше производной от степенной функции. Значение энергии зависит

от расстояния между кварками, и минимум энергии определяется без учета электромагнитной энергии. Откуда имеем значение радиуса

$$x = \sqrt[7]{\frac{137^2 \cdot 27m_e \exp(\alpha_n x)}{\sqrt{6}m_u}} \sqrt{l(l+1)} \left(\frac{l_\gamma}{r_u}\right)^{1/8} = \alpha\beta^{1/8} \quad (1.8.1.1)$$

Сингулярность энергии соответствует $r_{kp} = 0$. Это значение реализуется при условии $l = 0$. Имеются малые отклонения от максимального значения энергии, поэтому энергия протона велика.

Собственная энергия равна

$$E_l = \frac{\hbar^2}{m_e a_0^2} \frac{m_e a_0^2}{m_u r_u^2} \left[-\frac{5l(l+1)\exp(-2\alpha_n \alpha\beta^{1/8}/7)}{2\alpha^2 \beta^{1/4}} \mp \frac{\exp(-\alpha_n \alpha\beta^{1/8}/7)}{\alpha\beta^{1/8}} + \right. \\ \left. + \frac{1}{137^2 2} \frac{\alpha^5 \exp(5\alpha_n \alpha\beta^{1/8}/7) \beta^{5/8}}{27} \right] = \frac{\hbar^2}{m_u r_u^2} \left[-\frac{5[l(l+1)]^{6/7} \exp(-2\alpha_n \alpha\beta^{1/8}/7) \sqrt[7]{6m_u^2}}{2\sqrt[7]{(137^2 \cdot 27m_e)^2}} \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{r_u}{l_\gamma}\right)^{1/4} \mp \frac{1}{137^2} \frac{\exp(-\alpha_n \alpha\beta^{1/8}/7) \sqrt[7]{\sqrt{6}m_u}}{\sqrt[7]{137^2 \cdot 27m_e} \sqrt{l(l+1)}} \left(\frac{r_u}{l_\gamma}\right)^{1/8} \right]$$

Отметим, что величина плеча диполя имеет мнимой значение $l_\gamma = \frac{137i\rho_\gamma r_\gamma^5 c^2}{e^2}$

где $\rho_\gamma = 10^{-29} \text{ г/см}^3$ плотность вакуума, $r_\gamma^2 = r_e r_u$.

При этом константа сильного взаимодействия определяется по формуле см. [28]

$$\alpha_s(q^2) = \begin{cases} \frac{g_\pi^2}{\hbar c} = 14, r > r_p \\ \left(\ln \frac{q^2}{\Lambda^2}\right)^{-1}, r < r_p \end{cases} = \begin{cases} \frac{g_A^2}{e^2} = 14, r > r_p \\ \left(\ln \frac{q^2}{\Lambda^2}\right)^{-1}, r < r_p \end{cases} .$$

Откуда имеем $g_\pi = 43.8e$; $g_A = 3.74e$. Вне протона имеем константу сильного взаимодействия по отношению к константе электромагнитного

взаимодействия $\alpha_s(q^2)/\alpha_{em} = 14 \cdot 137 = 1918$. Вычислим константу сильного взаимодействия для электромагнитной силы, являющейся константой вне протона. Получается

$$\alpha_s(q^2)/\alpha_{em} = \left[\frac{137^4 m_u}{m_e} \frac{1}{137^2} \frac{\sqrt[7]{\sqrt{6} m_u \exp(-\alpha_n \alpha \beta^{1/8} / 7)}}{\sqrt[7]{137^2 \cdot 27 m_e \sqrt{l(l+1)}}} \left(\frac{r_u}{l_\gamma}\right)^{1/8} \right]^{1/2} = 1912, \quad \text{что}$$

совпало с константой сильного взаимодействия вне протона с учетом электромагнитного поля. Формула считалась при средних зарядах нижнего и верхнего кварков и средней массе кварков. Орбитальное квантовое число равно $l = 58.62935$, размер плеча диполя $l_\gamma = 7.6 \cdot 10^{-48} \text{ cm}$ раздел 1.1. При превышении орбитального квантового числа решение не считается, решение методом итераций нелинейного уравнения расходится. Это значение орбитального квантового числа соответствует

$$r_{kp} = r_u \sqrt[7]{\frac{137^2 \cdot 27 m_e}{\sqrt{6} m_u} \sqrt{l(l+1)}} \left(\frac{l_\gamma}{r_u}\right)^{1/8} = 3.68 \cdot 10^{-3} r_u, \quad \text{т.е. находится в пределах}$$

протона с учетом его дисперсии.

В самом деле размер адрона меньше размера кварка. Адрон состоит из кварков. Это возможно при условии, что среднеквадратичное отклонение радиуса адрона больше размера кварка.

Барионы и лептоны состоят из кварков. При этом размер адрона меньше

$$\text{размера кварка } r_H = \frac{e^2}{m_H c^2} < \frac{e^2}{m_q c^2} = r_q. \quad \text{Получается, что часть величины}$$

больше целого значения величины. Это возможно только при условии, что дисперсия целого больше дисперсии части. Значит справедливо

$$\sqrt{(\text{Re} r_H)^2 + (\text{Im} r_H)^2} > \sqrt{(\text{Re} r_q)^2 + (\text{Im} r_q)^2}. \quad \text{Это возможно, если}$$

$$\text{Im} r = \frac{\hbar}{m_{pl} c} \left(\frac{m_u}{m_\gamma}\right)^{1/2} = l_{pl} \left(\frac{m_u}{m_\gamma}\right)^{1/2}, \quad \text{где используется масса Планка и размер Планка.}$$

Это означает, что для вычисления мнимой части радиуса адрона мнимая часть размера частицы вакуума суммируясь, умножается на корень из числа частиц, образующих адрон. Комплексный радиус частицы вакуума равна $r_{eq} = \sqrt{l_\gamma r_e} = 10^{-33} (1+i) \text{ см} \sim l_{Pl} (1+i)$ см. раздел 1.1. Для адронов эта масса

$$\text{равна} \quad \alpha_{em} m_{Pl} \sqrt{\frac{m_\gamma}{m}} = 2.2 \cdot 10^{-5} \sqrt{\frac{10^{-64}}{1835 \cdot 10^{-27}}} / 137 \text{ г} = 10^{-27} \text{ г} = m_e, \quad \text{т.е.}$$

среднеквадратичная величина радиуса адрона равна размеру электрона. Среднеквадратичный размер кварка меньше среднеквадратичного размера адрона или размера электрона в $\sqrt{\frac{1835}{12}} = 12$ раз и равен размеру кварка, где масса кварка равна $12m_e$. Радиус кварка будет меньше радиуса адрона и кварк поместится в адроне.

Но возникает вопрос, почему при больших переданных энергиях константа связи сильного взаимодействия стремится к нулю. Ведь получается, что свойства коэффициентов сильного взаимодействия зависят от переданного импульса q , т.е. от радиуса кварков внутри нуклона $q \sim 1/r$. Концентрация частиц вакуума имеет максимум в максимуме константы сильного взаимодействия. т.е. формула для константы сильного взаимодействия имеет вид

$$\alpha_s(r) = \frac{12\pi}{(33 - 2f) \ln q^2 / \Lambda^2} = \frac{6\pi}{(33 - 2f) \ln r_0 / r}.$$

см. [29], где f число типов (ароматов кварков). Функция имеет максимум при условии $r = r_0 < r_p = 1.4 \cdot 10^{-13} \text{ см}$, при потенциале, образующем положительный барьер, и переходит в значение -14 при уменьшении переданного импульса, т.е. при увеличении радиуса r кварка. Радиус r_0 это характерный радиус сильного взаимодействия. При этом кварки существуют

только внутри нуклонов, как определенное расположение частиц вакуума в нуклонах.

Характерный радиус взаимодействия определим из условия непрерывности константы взаимодействия

$$\alpha_s(r) = \frac{6\pi}{(33 - 2f) \ln r_0 / r_p} = -14.$$

Откуда имеем $\frac{r_0}{r_p} = \exp\left[-\frac{6\pi}{14(33 - 2f)}\right] = 0.95$. При этом характерный импульс

равен $\Lambda = \frac{\hbar}{r_0} = \frac{10^{-27}}{1.4 \cdot 10^{-13}} \exp\left[\frac{6\pi}{14(33 - 2f)}\right] = 142.8 \text{ Mev}/c$ при условии $f = 3$. Но

реальные переданные импульсы кварков порядка величины характерного импульса $\Lambda = 100 - 300 \text{ Mev}/c$ и тогда константа взаимодействия стремится к бесконечности.

Бесконечное значение реализуется при значении радиуса $r = r_0$, которое

определяется из формулы $\frac{r_0}{r_p} = \exp\left[-\frac{6\pi}{14(33 - 2f)}\right] = 0.95$ при $f = 3$. С ростом

орбитального квантового числа радиус равен $r(l) = r_0 + r_{kp}(l); r(l) = r_0 - r_{kp}(l)$,

где относительное расстояние между двумя кварками, зависящее от орбитального квантового числа, определяется по формуле (2.1). При этом радиус кварка не должен попадать в запрещенную зону $r(l) > r_p / 3$.

Четырехмерная скорость кругового вращения U относительно оси z определится из равенства $\hbar m_z = m_u cr(l)U$. Трехмерная скорость вращения V

определится из равенства $V = \frac{cU}{\sqrt{1+U^2}}, U = \frac{\hbar m_z}{m_u cr(l)}, |m_z| \leq l$

В барионах вращаются две пары, одна взаимодействующая пара с одинаковым зарядом, и другая взаимодействующая пара с разными зарядами, имеющие

разную энергию и разный радиус. В мезонах вращается одна взаимодействующая пара.

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., Пятаевский 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. *В. 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. Кривожикин, 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/Репан/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>