

УНИФИКАЦИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ТЕОРИИ ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА

Шипов Г.И.

1 Введение

Все физические теории можно разделить на два класса – фундаментальные и описательные.

Фундаментальные теории основаны на физических принципах, имеющих всеобщую приложимость, а решения их уравнений приводят к потенциалам, наблюдаемым на опыте. В современной физике таких теорий поля всего две, одна из них приводит к потенциалу Ньютона, а другая к потенциалу Кулона. Действительно, теория гравитации Ньютона и ее релятивистское обобщение – теория Эйнштейна представляет статическое гравитационное поле массы M через потенциал Ньютона¹

$$\varphi_N = -\frac{MG}{r}. \quad (1)$$

С другой стороны, решение уравнений классической электродинамики Максвелла-Лоренца, а также их квантовое обобщение² приводят к описанию статического поля заряда Ze через потенциал Кулона

$$\varphi_K = \frac{Ze}{r}. \quad (2)$$

Потенциалы (1) и (2) порождаются точечным распределением материи, что бесспорно является идеализацией и ограничивает область их применения.

Замечательным признаком фундаментальных теорий является точное совпадение результатов теоретических расчетов с опытными данными в той области, где эта теория справедлива. Именно это делает фундаментальную теорию незаменимым инструментом в познании окружающего мира и позволяет эффективно использовать наши знания для улучшения жизни человека.

Все другие экспериментально открытые взаимодействия в настоящее время являются описательными. К описательным теориям поля в области микромира относятся теории сильных и слабых взаимодействий, а также теория электромагнитных формфакторов³. Характерным свойством описательных теорий является присутствие в них "подгоночных" параметров. Например, Рарита и Швингер в качестве потенциальной энергии, описывающей тензорный характер ядерных сил, выбрали (не в результате решения уравнений теории, а просто "ввели в теорию руками", исходя из опытных фактов) соотношение [1]

¹В теории гравитации Эйнштейна потенциал Ньютона выражается через гравитационный радиус r_g согласно соотношению $\varphi_N = -c^2 r_g / 2r$.

²В квантовой электродинамике имеются незначительные изменения кулоновского потенциала, вызванные электрон-позитронными флуктуациями вакуума.

³Потенциалы (1) и (2) получены для точечных частиц. Если же опыт показывает отклонение от потенциалов (1) и (2), зависящее от формы источника, то вводится формфактор, учитывающий распределение плотности материи источника.

$$V = \begin{cases} V_0 \{(1 - g/2) + g(\boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\sigma}_2)/2 + \gamma S_{12}\} & \text{при } r < r_0 \\ 0 & \text{при } r > r_0 \end{cases},$$

$$S_{12} = 3(\boldsymbol{\sigma}_1 \mathbf{n})(\boldsymbol{\sigma}_2 \mathbf{n}) - (\boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\sigma}_2).$$

Здесь \mathbf{n} - единичный вектор, $\boldsymbol{\sigma}$ - матрицы Паули, а подгоночные параметры g и γ находятся из условий эксперимента.

Использование подгоночных параметров в теории приводит к ограничению ее предсказательной силы. Кроме того, при своем развитии описательная теория становится необозримой, поскольку приходится включать в нее все больше разрозненных экспериментальных фактов, что делает теорию бессодержательной. Понятно, что описательная теория представляет собой первый шаг в познании новых явлений. Основной целью теоретической физики должно быть создание содержательных, т.е. фундаментальных теорий, при этом в процессе развития фундаментальной теории преобладает дедуктивный подход в противовес индуктивному, используемому при построении теории описательной.

Одной из причин застоя в современной теории элементарных частиц оказывается ее описательный характер со всеми присущими подобной теории недостатками. Такая фундаментальная частица как протон может участвовать в сильных, слабых, электромагнитных и гравитационных взаимодействиях, поэтому теория протона должна объединять все перечисленные взаимодействия. Даже на пути построения описательной теории сделать это не удается до сих пор.

В свое время А. Эйнштейн отмечал, что при построении сложной теории должен преобладать дедуктивный подход, предполагающий выдвижение некоторого общего физического принципа, на базе которого ведется поиск новых фундаментальных уравнений физики. Именно этот путь был выбран автором для объединения известных современной физике взаимодействий. В результате решения задач, поставленных перед теоретической физикой А.Эйнштейном, удалось показать, что унификация известных взаимодействий представляет собой лишь некоторую часть эйнштейновской программы единой теории поля, которая, в свою очередь, составляет один из разделов теории физического вакуума [2].

Настоящая работа показывает, что уравнения теории физического вакуума, основанной на всеобщем принципе относительности [2], позволяют получить решение, в результате которого был получен суперпотенциал, объединяющий в себе гравитационные, электромагнитные, сильные и слабые взаимодействия. Из анализа аналитического выражения суперпотенциала видно, что природа формфакторов элементарных частиц связана со слабыми взаимодействиями, которые, в свою очередь, имеют торсионную (т.е. спиново-вращательную) природу.

2 Реализация эйнштейновской программы единой теории поля

В начале века А.Эйнштейн сформулировал теоретическую программу по созданию единой теории поля, которая подразумевает существование некоторых уравнений, объ-

единяющих в себе все виды взаимодействий [3]. В рамках этой программы подразумевалось решить две задачи:

а) как минимум найти уравнения геометризованной электродинамики, которые затем необходимо объединить с геометризованными уравнениями гравитационного поля – уравнениями Эйнштейна;

б) как максимум необходимо геометризовать поля материи, стоящие в правой части уравнений Эйнштейна (т.е. геометризовать уравнения квантовой теории поля) с тем, чтобы в конечном итоге объединить общую теорию относительности с квантовой теорией поля.

Краткое изложение решения этих задач автором представлено ниже.

2.1 Решение проблемы геометризации уравнений электродинамики

Уравнения электродинамики, как классической, так и квантовой, далеки от совершенства, поскольку содержат в себе ряд нерешенных трудностей. К ним относятся проблема расходимостей, излучения ускоренного заряда и проблема ограниченности специального принципа при описании движения зарядов в сильных электромагнитных полях ($E \geq 10^{16}$ ед. СГСЭ) или при большой энергии частиц [2].

Указанные трудности удастся снять, если в электродинамике наряду с лоренцовыми системами отсчета ввести ускоренные локально лоренцовы системы, связанные с зарядами [4], при этом уравнения электродинамики оказываются геометризованными. Пространство событий такой электродинамики оказывается римановым, а уравнения поля и уравнения движения пробного заряда аналогичны уравнениям теории гравитации Эйнштейна и имеют вид

$$R_{jm} - \frac{1}{2}g_{jm}R = \frac{8\pi e}{mc^4}T_{jm}, \quad (3)$$

$$\frac{d^2x^i}{ds^2} + \frac{e}{mc^2}E^i{}_{jk}\frac{dx^j}{ds}\frac{dx^k}{ds} = 0, \quad (4)$$

$$R^i{}_{jkm} = -\frac{2e}{mc^2}E^i{}_{j[m,k]} + \frac{2e^2}{m^2c^4}E^i{}_{s[k}E^s{}_{|j|m]}, \quad (5)$$

$$E^i{}_{jk} = -\frac{c^2}{2}g^{im}(a_{mj,k} + a_{mk,j} - a_{jk,m}), \quad (6)$$

$$i, j, k, \dots = 0, 1, 2, 3,$$

где сильные электромагнитные поля $E^i{}_{jk} = E^i{}_{kj}$ определяются через метрический тензор общерелятивистской электродинамики

$$g_{ik} = \eta_{ik} + \frac{e}{m}a_{ik} \quad (7)$$

и имеют в общем случае нетензорный закон преобразования

$$\frac{e}{mc^2}E^{k'}{}_{j'i'} = \frac{\partial^2x^k}{\partial x^{i'}\partial x^{j'}}\frac{\partial x^{k'}}{\partial x^k} + \frac{\partial x^i}{\partial x^{i'}}\frac{\partial x^j}{\partial x^{j'}}\frac{\partial x^{k'}}{\partial x^k}\frac{e}{mc^2}E^k{}_{ji}, \quad (8)$$

т.е. выбором координат x^i могут быть обращены (локально) в нуль.

Тензор энергии-импульса заряженной материи записывается в виде

$$T_{jm} = \rho_e c^2 u_j u_k, \quad u^i u_i = 1, \quad (9)$$

где плотность заряженной материи ρ_e представлена через δ -функцию Дирака

$$\rho_e = e\delta(\mathbf{r}). \quad (10)$$

В результате решения уравнений поля (3) для пространства событий физической ситуации, в которой происходит взаимодействие пробного заряда e с массой m и полем заряда Ze с массой M , получаем метрику

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_e}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{r_e}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2), \quad (11)$$

где

$$r_e = \frac{2Ze^2}{mc^2} \quad (12)$$

– электромагнитный радиус. Из соотношения (12) видно, что для взаимодействия пары электрон–позитрон электромагнитный радиус равен двойному классическому радиусу электрона.

Анализ уравнений поля (3) показал, что они обладают следующими свойствами:

- 1) переходят в уравнения электродинамики Максвелла в приближении слабых полей ($E \ll 10^{16}$ ед. СГСЭ) и при не слишком больших скоростях⁴;
- 2) допускают ускоренное безызлучательное движение зарядов в поле центральных сил (общерелятивистский аналог принципа Бора), т.е. один из основных квантовых принципов содержался как следствие в уравнениях (3);
- 3) решения вакуумных уравнений ($R_{ik} = 0$) общерелятивистской электродинамики позволяли получить не только потенциал Кулона, но и новые статические потенциалы;
- 4) энергия электростатического кулоновского поля заряда, описываемого метрикой (11) оказывалась конечной величиной;
- 5) с помощью нового потенциала удалось фундаментальным образом описать открытое Э.Резерфордом отклонение от кулоновского рассеяния α -частиц на ядрах (ядерные взаимодействия), что привело к естественному объединению электромагнитных и ядерных взаимодействий на уровне потенциалов [8],[9].

2.2 Решение проблемы геометризации полей материи

Уравнения поля общерелятивистской электродинамики (3), так же как и уравнения поля теории гравитации Эйнштейна, содержат в правой части тензор энергии-импульса материи, не имеющий геометрической природы. Геометризацию этого тензора удастся осуществить, если ввести полное описание ускоренной системы отсчета. Дело в том, что в общем случае ускоренная система имеет 10 степеней свободы: четыре трансляционных, описываемых трансляционными координатами x_0, x_1, x_2, x_3 , и шесть вращательных, представленных тремя пространственными углами $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ и тремя псевдоевклидовыми

⁴Отметим, что отклонение от кулоновского рассеяния α -частиц на ядрах было обнаружено Э.Резерфордом [5] в полях $E \approx 10^{16}$ ед. СГСЭ, а при больших скоростях электронов отклонение от кулоновского рассеяния на ядрах было обнаружено Э.Кинзингером [6] и Р.Хофштадтером [7].

угла $\theta_1, \theta_2, \theta_3$. Это обстоятельство потребовало расширить общий принцип относительности, дополнив его вращательной относительностью.

Простейшим десятимерным многообразием, описывающим все степени свободы произвольно ускоренной системы отсчета, оказывается пространство, наделенное геометрией абсолютного параллелизма (геометрия Вайценбека). Эта геометрия характеризуется двумя метриками: трансляционной (метрика Римана)

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k = \eta_{ab} e^a_i e^b_k dx^i dx^k, \quad \eta_{ab} = \text{diag}(1 - 1 - 1 - 1),$$

$$a, b, c \dots = 0, 1, 2, 3,$$

и вращательной (метрика Киллинга-Картана)⁵

$$d\tau^2 = -De^a_i De^i_a.$$

В этой метрике шесть независимых компонент тетрады e^a_i представляют собой «вращательные координаты».

Замечательным свойством геометрии Вайценбека является то, что кручение

$$\Omega_{jk}^{\cdot\cdot i} = -\Omega_{kj}^{\cdot\cdot i}$$

имеет «потенциал»

$$\Omega_{jk}^{\cdot\cdot i} = e^i_a e^a_{[k,j]} = \frac{1}{2} e^i_a (e^a_{k,j} - e^a_{j,k}). \quad (13)$$

в качестве которого выступает тетрада e^a_k .

Вместо уравнений Эйнштейна и уравнений общерелятивистской электродинамики (3) на десятимерном многообразии действуют уравнения

$$R_{jm} - \frac{1}{2} g_{jm} R = \nu T_{jm}, \quad (14)$$

где тензор энергии-импульса материи

$$T_{jm} = -\frac{2}{\nu} \{ (\nabla_{[i} T^i_{|j|m]} + T^i_{s[i} T^s_{|j|m]}) - \frac{1}{2} g_{jm} g^{pn} (\nabla_{[i} T^i_{|p|n]} + T^i_{s[i} T^s_{|p|n]}) \}, \quad T_{[jm]} = 0 \quad (15)$$

имеет геометрическую природу и посредством величин

$$T^i_{jk} = -\Omega_{jk}^{\cdot\cdot i} + g^{im} (g_{js} \Omega_{mk}^{\cdot\cdot s} + g_{ks} \Omega_{mj}^{\cdot\cdot s}) \quad (16)$$

определяется через кручение (13) геометрии Вайценбека.

Поля материи (16) ведут себя как тензор при преобразовании трансляционных координат, но имеют нетензорный закон преобразования относительно координат вращательных, что является отражением вращательной относительности.

Уравнения (14) формально подобны уравнениям Эйнштейна, если положить $\nu = \nu_g = 8\pi G/c^4$, или уравнениям общерелятивистской электродинамики (3), если считать, что $\nu = \nu_e = 8\pi e/mc^4$. С другой стороны, множитель ν в уравнениях (14) сокращается

⁵В метрике через D обозначен абсолютный дифференциал относительно символов Кристоффеля.

после подстановки соотношения (15) в уравнения (14), поэтому уравнения поля (14) первоначально не содержат никаких физических констант.

Движение пробной частицы в полностью геометризованной теории описывается десятью уравнениями, четыре из которых описывают ее поступательное движение

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} = -\Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} - T^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds}, \quad (17)$$

а оставшиеся шесть

$$\frac{de^i_a}{ds} = -\Gamma^i_{jk} e^j_a \frac{dx^k}{ds} - T^i_{jk} e^j_a \frac{dx^k}{ds} \quad (18)$$

ее вращения.

На основе принципа соответствия между уравнениями (17) и уравнениями движения классической механики в ускоренных системах отсчета удалось установить [10], что поля T^i_{jk} , образующие тензор материи в полностью геометризованных уравнениях (14), называются *полями инерции*. Эти поля порождают силы инерции в ускоренных системах отсчета. Оказалось также, что уравнения (17) описывают движение ускоренных локально неинерциальных систем отсчета, которые становятся инерциальными при условии, что сила инерции

$$F^i_1 = -m T^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds}.$$

Можно также показать, что хотя в инерциальных (и локально инерциальных) системах отсчета силы инерции равны нулю, поле инерции отлично от нуля (в силу свойств симметрии поля инерции T^i_{jk} , которые определяются соотношением (16)).

Этот результат заставил обратить внимание на проблему полей и сил инерции в теоретической физике, начиная с классической механики и кончая современной теорией поля. Оказалось, что эта проблема, сформулированная еще И. Ньютоном, до сих пор является *наименее разработанной частью современной физики* [11].

Основные выводы, полученные в результате решения проблемы геометризации полей материи, следующие:

- 1) пространство событий в теории поля, учитывающей вращательную относительность, образует десятимерное многообразие со структурой геометрии абсолютного параллелизма;
- 2) поля материи – это *торсионные поля*⁶, являющиеся источником нового вида взаимодействий – торсионных;
- 3) в инерциальных системах отсчета плотность материи точечных источников, образованных полем материи, имеет корпускулярно-волновую природу;
- 4) проблема движения корпускулярно-волновых источников приводит к волновым уравнениям типа Шредингера с произвольной « квантовой константой »;
- 5) торсионные поля T^i_{jk} в механике порождают силы инерции;
- 6) обнаружены ускоренные локально инерциальные системы отсчета второго рода и предсказана возможность построения движителя принципиально нового типа;
- 7) на базе геометризованных уравнений (14) произошло объединение электромагнитных и гравитационных взаимодействий. В частности, кулон-ньютоновское решение уравнений (14) для точечной частицы с массой M и зарядом Ze описывается римановой метрикой

⁶Название *торсионные поля* происходит от английского слова *torsion*, что означает кручение.

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2\Psi^0}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2\Psi^0}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2), \quad (19)$$

где

$$2\Psi^0 = r_e + r_g = k \frac{2Ze}{c^2} + \frac{2MG}{c^2} \quad (20)$$

и $k = e/m$ – удельный заряд пробной частицы.

Таким образом, геометризация полей материи позволила обнаружить глубокую связь между:

- а) полевой структурой элементарных частиц;
- б) полями инерции и;
- в) волновой функцией квантовой теории.

Теперь мы имеем подтверждение интуитивным догадкам А.Эйнштейна о том, что «совершенная квантовая теория» будет найдена на пути развития принципа относительности.

3 Основные принципы и уравнения теории физического вакуума

Добиваясь максимального расширения принципа относительности, автор выдвинул в 1988 г. *принцип всеобщей относительности* [12], который требует относительности всех физических полей и включает в себя поступательную, вращательную (калибровочную, киральную) и конформную относительность. Это привело к обобщению эйнштейновской программы единой теории поля и к выдвижению в 1988 г. новой научной программы – *программы всеобщей относительности и теории физического вакуума* [13] с уравнениями вакуума следующего вида:

$$\nabla_{[k} e^a_{m]} - e^b_{[k} T^a_{|b|m]} = 0, \quad (A)$$

$$R^a_{bkm} + 2\nabla_{[k} T^a_{|b|m]} + 2T^a_{c[k} T^c_{|b|m]} = 0, \quad (B)$$

$$i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3, \quad a, b, c \dots = 0, 1, 2, 3,$$

допускающими также конформную инвариантность.

Уравнения (A) и (B) записаны в векторном базисе, при этом матрицы e^a_m , T^a_{bm} и R^a_{bkm} выступают как основные калибровочные потенциалы и поля теории физического вакуума. Выберем в качестве системы наблюдения комплексную световую тетраду z^a_k [14], связанную со световой волной. Тогда уравнения вакуума (A) и (B) могут быть записаны в спинорном базисе в виде геометризированной системы фундаментальных физических уравнений – спинорных уравнений Гайзенберга–Эйнштейна–Янга–Миллса следующего вида [2]:

Геометризированные уравнения Гайзенберга

$$\begin{aligned} \nabla_{\beta\dot{\chi}} \theta_\alpha &= \gamma_{\alpha\beta} \theta_{\dot{\chi}} - \alpha_{\alpha\beta} \theta_{\dot{\chi}} - \beta_{\alpha\beta} \theta_{\dot{\chi}} + \varepsilon_{\alpha\beta} \theta_{\dot{\chi}} - \tau_{\alpha\beta} \theta_{\dot{\chi}} + \\ &+ \rho_{\alpha\beta} \theta_{\dot{\chi}} + \sigma_{\alpha\beta} \theta_{\dot{\chi}} - \kappa_{\alpha\beta} \theta_{\dot{\chi}}, \end{aligned} \quad (\overset{+}{A}{}^{s+}.1)$$

$$\nabla_{\beta\dot{\chi}} \iota_\alpha = \nu_{\alpha\beta} \iota_{\dot{\chi}} - \lambda_{\alpha\beta} \iota_{\dot{\chi}} - \mu_{\alpha\beta} \iota_{\dot{\chi}} + \pi_{\alpha\beta} \iota_{\dot{\chi}} - \gamma_{\alpha\beta} \iota_{\dot{\chi}} +$$

$$+\alpha\iota_\alpha o\beta\bar{\iota}_\chi + \beta\iota_\alpha\iota_\beta\bar{o}\bar{\iota}_\chi - \varepsilon\iota_\alpha\iota_\beta\bar{\iota}_\chi, \quad (\overset{+}{A}{}^{s+}.2)$$

Геометризированные уравнения Эйнштейна

$$2\Phi_{AB\dot{C}\dot{D}} + \Lambda\varepsilon_{AB}\varepsilon_{\dot{C}\dot{D}} = \nu T_{A\dot{C}B\dot{D}}; \quad (\overset{+}{B}{}^{s+}.1)$$

Геометризированные уравнения Янга-Миллса

$$C_{AB\dot{C}\dot{D}} - \partial_{\dot{C}\dot{D}}T_{AB} + \partial_{A\dot{B}}T_{\dot{C}\dot{D}} + 0(T_{\dot{C}\dot{D}})_A{}^F T_{F\dot{B}} + (T^+_{\dot{D}C})^{\dot{F}}{}_{\dot{B}} T_{A\dot{F}} - \\ - (T_{A\dot{B}})_C{}^F T_{F\dot{D}} - (T^+_{\dot{B}A})^{\dot{F}}{}_{\dot{D}} T_{C\dot{F}} - [T_{A\dot{B}}, T_{\dot{C}\dot{D}}] = -\nu J_{AB\dot{C}\dot{D}}, \quad (\overset{+}{B}{}^{s+}.2)$$

$$\alpha, \beta\dots = 0, 1, \quad \dot{\chi}, \dot{\mu}\dots = \dot{0}, \dot{1}; \quad A, C\dots = 0, 1, \quad \dot{B}, \dot{D}\dots = \dot{0}, \dot{1},$$

Эти уравнения описывают потенциальное состояние всех видов материи. Их решения соответствуют рожденным из вакуума квадригам Терлецкого [15], а не парам частиц (частицы и античастицы), как это имеет место в обычной квантовой теории поля.

Основные свойства уравнений вакуума таковы:

- 1) они не содержат никаких физических констант, поскольку вакуум не может быть охарактеризован чем-либо конкретным;
- 2) из них следуют полностью геометризированные уравнения (14), дающие решение эйнштейновской программы единой теории поля;
- 3) решения уравнений вакуума носят триплетный характер, описывая частицы и поля, которые движутся с досветовыми, световыми и сверхсветовыми скоростями;
- 4) уравнения предсказывают существование *первичных торсионных полей*, которые:

- имеют нулевой тензор энергии-импульса,
- мгновенную скорость распространения,
- высокую проникающую способность,
- меняют энергию системы в связанном состоянии;

5) решения уравнений описывают вакуумные возбуждения, обладающие гравитационными, электромагнитными, слабыми, кварковыми и другими пока не идентифицированными взаимодействиями.

4 Суперпотенциал и его свойства

Найти какое-либо решение уравнений вакуума можно с помощью метода спиновых коэффициентов Ньюмена-Пенроуза [10], хотя правильной было бы говорить о конструировании решений вакуумных уравнений [2].

В обозначениях, принятых в работе [10], решение вакуумных уравнений, из которого следует суперпотенциал, имеет вид

(21)

- 1) координаты: $x^0 = u$, $x^1 = r$, $x^2 = \theta$, $x^3 = \varphi$;

2) компоненты символов Ньюмена–Пенроуза:

$$\begin{aligned}\sigma_{00}^i &= (0, 1, 0, 0), \quad \sigma_{11}^i = \rho\bar{\rho}(\Sigma, -\Pi, 0, r_s), \\ \sigma_{0i}^i &= -\frac{\bar{\rho}}{\sqrt{2}}(ir_s \sin \theta + 2ir_N \operatorname{ctg} \theta, 0, 1, i \operatorname{cosec} \theta), \quad \sigma_{i0}^i = \overline{\sigma_{0i}^i}, \\ \Sigma &= r^2 + r_N^2 + r_s^2, \quad \Pi = (r^2 - r_N^2 + r_s^2 - 2\Psi^0 r)/2, \\ r_N &= \operatorname{const}, \quad r_s = \operatorname{const}, \quad 2\Psi^0 = r_e + r_g = \operatorname{const};\end{aligned}$$

3) спинорные компоненты коэффициентов вращения Риччи:

$$\begin{aligned}\rho &= -(r + ir_N - ir_s \cos \theta)^{-1}, \quad \beta = \bar{\rho}\beta^0, \quad \pi = \rho^2\bar{\tau}^0, \\ \alpha &= \rho\alpha^0 + \rho^2\bar{\tau}^0, \quad \tau = \rho\bar{\rho}\tau^0, \\ \mu &= \rho/2 + \rho\Psi^1/2 + \rho\bar{\rho}\bar{\Psi}^1/2 + \rho^2\bar{\rho}\tau^0\bar{\tau}, \\ \gamma &= \rho^2\Psi^1 + \rho\bar{\rho}(\tau^0\alpha^0 + \bar{\tau}^0\beta^0) + \rho^2\bar{\rho}\tau^0\bar{\tau}^0, \\ \Psi^1 &= \Psi^0 + ir_N, \\ \bar{\alpha}^0 &= -\beta^0, \quad \beta^0 = -\frac{1}{4}(2)^{1/2}\operatorname{ctg} \theta, \quad \tau^0 = -\frac{1}{2}ir_s(2)^{1/2}\sin \theta;\end{aligned}$$

4) спинорные компоненты тензора Римана:

$$\Psi_2 = \Psi = \Psi^1\rho^3.$$

Отличные от нуля компоненты метрического тензора g_{ij} имеют вид

$$\begin{aligned}g_{uu} &= \rho\bar{\rho}(r^2r - r_N^2 + r_s^2 \cos^2 \theta), \\ g_{ur} &= 1, \\ g_{u\varphi} &= -2\rho\bar{\rho}r_N \cos \theta \Pi + 2\rho\bar{\rho}r_s \sin^2 \theta (\Psi^0 r + r_N^2), \\ g_{r\varphi} &= -r_s \sin^2 \theta - 2r_N \cos \theta, \\ g_{\theta\theta} &= -r^2 - (r_N - r_s \cos \theta)^2, \\ g_{\varphi\varphi} &= \rho\bar{\rho}\Pi(r_s \sin^2 \theta + 2r_N \cos \theta)^2 - \rho\bar{\rho} \sin^2 \theta \Sigma^2.\end{aligned}\tag{22}$$

Потенциальная энергия взаимодействия систем островного типа, поле которых на бесконечности обращается в нуль, вычисляется по формуле [2]

$$U = T - L = -mc \left[\left(\eta_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2} - \left(g_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2} \right],\tag{23}$$

где $\eta_{ik} = \operatorname{diag}(1 - 1 - 1 - 1)$ – метрический тензор плоского пространства.

Для качественного исследования потенциальной энергии достаточно использовать приближенную нерелятивистскую формулу

$$U = \frac{mc^2}{2}(g_{00} - 1).\tag{24}$$

Как правило, эта простая формула позволяет определить основную тенденцию исследуемого взаимодействия. Решение (21) с метрическим тензором (22) описывает вакуумное возбуждение, имеющее потенциальную энергию взаимодействия вида

$$U = -mc^2 \frac{\Psi^0}{r} \left[1 + \frac{r}{\Psi^0} \frac{r_N^2 - r_N r_s \cos\theta}{r^2 + (r_N - r_s \cos\theta)^2} - \frac{(r_N - r_s \cos\theta)^2}{r^2 + (r_N - r_s \cos\theta)^2} \right], \quad (25)$$

в которой константа $2\Psi^0 = r_e + r_g$ отвечает за кулон-ньютоновскую часть взаимодействия, причем для элементарных частиц, как правило, выполняется неравенство

$$|r_e| \gg r_g. \quad (26)$$

Константы r_N и r_s в (25) связаны с короткодействующими добавками к кулон-ньютоновской потенциальной энергии $U_0 = -mc^2\Psi^0/r$, а θ – угол между осью z и радиус-вектором \mathbf{r} .

Из решения (21) следует, что r_N определяет мнимую часть комплексной функции источника

$$\Psi^1 = \Psi^0 + ir_N, \quad (27)$$

т.е. мнимую часть массы или заряда, в то время как r_s описывает механическое вращение источника – спин вакуумного возбуждения.

4.1 Фундаментальный подход к описанию сильных взаимодействий

Потенциальная энергия (25) обладает всеми признаками потенциальной энергии, используемой для феноменологического описания сильных взаимодействий, а именно:

а) она имеет короткодействующие добавки к кулон-ньютоновскому взаимодействию, убывающие с расстоянием от источника как $1/r^2$ и $1/r^3$;

б) является зарядовонезависимой, поскольку при обращении заряда источника в нуль (и при условии (26)) принимает вид

$$U = -mc^2 \frac{r_N^2 - r_N r_s \cos\theta}{r^2 + (r_N - r_s \cos\theta)^2}; \quad (28)$$

в) обладает сильной зависимостью от направления спина источника;

г) содержит короткодействующую добавку торсионной природы, приводящую к отталкиванию на малых расстояниях и объясняющую свойство насыщения ядерных сил.

Значения кулон-ньютоновских констант, входящих в (25), определяются на основе принципа соответствия с уравнениями Максвелла-Лоренца и Эйнштейна. Их вид дается соотношением (20). При решении квантовых задач электромагнитный радиус удобно представлять в виде

$$r_e = \pm 2Zz\alpha \frac{h}{mc}, \quad (29)$$

где знак $-$ соответствует притяжению, а $+$ отталкиванию между зарядом пробной частицы ze и зарядом источника Ze и $\alpha = e^2/hc$ – постоянная тонкой структуры. Например, при решении задачи об упругом рассеянии протона на ядре меди, расчет по формуле (29) дает

$$r_e^{(Cu-p)} = 0,89 \times 10^{-14} \text{ см.}$$

Не существует фундаментальных уравнений для определения констант r_N и r_s через принцип соответствия, поэтому оценить числовое значение этих констант можно теоретически или на основе анализа экспериментальных данных по упругому рассеянию нейтронов и протонов (или других элементарных частиц) на ядрах различных элементов.

Из структуры потенциальной энергии (25) видно, что для того, чтобы константы r_N и r_s оказывали значительное влияние на ее изменение, они должны быть величинами того же порядка, что и r_e . На рис. 1 показаны графики зависимости потенциальной энергии

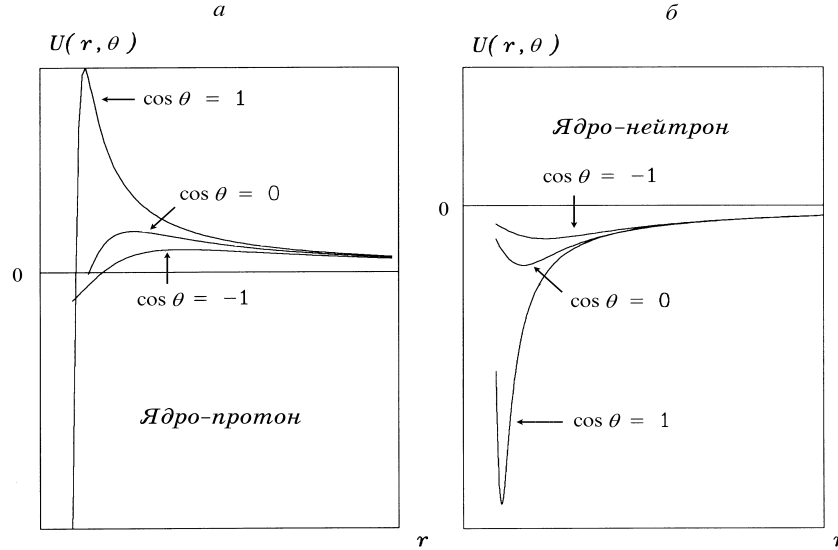


Рис. 1: Графики зависимости потенциальной энергии от ориентации спина a – потенциальная энергия рассеяния протонов на поляризованной мишени при $r_e/r_N = -2$, $r_N/r_s = 1,5$; b – то же, для нейтронов при $r_e/r_N = 0$, $r_N/r_s = 1,5$

(25) от r_e , r_s и ориентации трехмерного спина источника поля при заданном r_N .

Для определения r_N из экспериментальных данных А.Н.Сидоровым и Е.А.Губаревым [8] было проведено сравнение теоретических расчетов по упругому рассеянию нейтронов и протонов на ядрах различных элементов с использованием потенциальной энергии (25). В предположении, что $r_s = 0$ и

$$U = -mc^2 \frac{\Psi^0}{r} \left[1 + \frac{r}{\Psi^0} \frac{r_N^2}{r^2 + r_N^2} - \frac{(r_N)^2}{r^2 + r_N^2} \right],$$

была решена классическая задача упругого рассеяния.

Сравнение теоретической кривой дифференциального сечения рассеяния на малые углы, вычисленной для незаряженных частиц, с экспериментальными данными по рассеянию нейтронов на ядрах различных элементов, дало возможность определить константу r_N . Оказалась, что $r_N = 0,56 \times 10^{-14}$ см. На рис. 2 представлены экспериментальные точки логарифма дифференциального сечения рассеяния (в барнах b на стеррадиан sr) нейтронов с кинетической энергией 3,7 МэВ на ядрах железа [16] и теоретическая кривая с $r_e = 0$, $r_N = 0,56 \times 10^{-14}$ см..

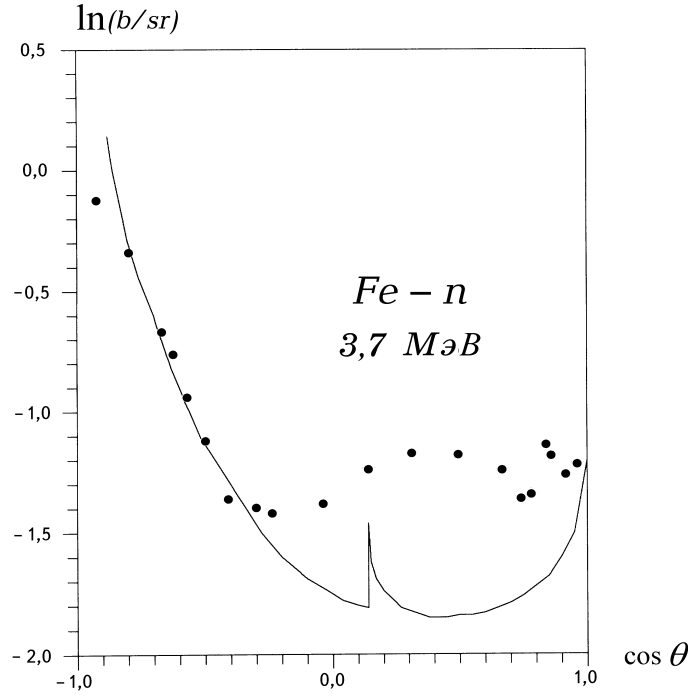


Рис. 2: Классическое рассеяние нерелятивистских нейтронов с кинетической энергией 3,7 МэВ на ядрах железа

Острый пик на кривой объясняется сечением рассеяния частиц, совершивших более одного оборота вокруг рассеиваемого центра.

Из полученного значения ядерного радиуса r_N , определяющего «горизонт событий» при $r_e = 0$, радиус действия ядерных сил $R_{Я}$ можно оценить как

$$R_{Я} \sim (10 - 20)r_N \sim 10^{-13} \text{ см.}, \quad (30)$$

что соответствует общепринятым оценкам.

На рис.2 видно, что теоретическое значение упругого сечения рассеяния классических частиц совпадает с экспериментальным сечением только на малых углах рассеяния, для которых классическое и квантовое описания рассеяния дают одинаковые результаты.

Для описания рассеяния на большие углы была построена квантовая теория рассеяния частиц [17, 18]. Из сравнения квантового сечения рассеяния незаряженных частиц с экспериментальными данными были определены значения r_N для различных элементов [17]. Было установлено, что соблюдается эмпирический закон ядерной физики

$$r_N \sim A^{1/3}, \quad (31)$$

где A – массовое число ядра, при этом «ядерный радиус» r_N не зависит от энергии рассеиваемых частиц.

Найденное из решения квантовой задачи значение r_N (уточненное после выхода работы [17]) было использовано затем в задаче по расчету сечения рассеяния квантовой частицы, взаимодействующей с источником поля электроядерным образом ($r_e \neq 0$, $r_N \neq 0$)

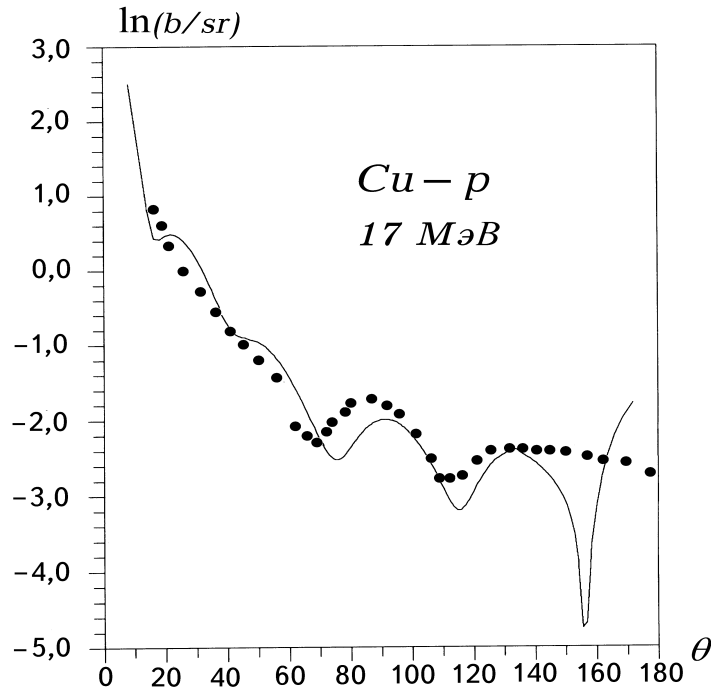


Рис. 3: Упругое рассеяние протонов с кинетической энергией 17 МэВ на ядрах меди

). Значения r_e определялись из формулы для электромагнитного радиуса, которая для рассеиваемых протонов принимает вид: $r_e = -2Z\alpha h/m_p c$, где m_p – масса протона.

На рис. 3 теоретическая кривая представляет собой [19] дифференциальное сечение рассеяния протона с энергией покоя 938,5 МэВ, кинетической энергией 17 МэВ. Параметр $\delta = r_N mc/h = 0,15$, что соответствует $r_N = 0,315 \times 10^{-14}$ см, параметр $G = r_e/r_N = -2,8$, что соответствует $|r_e| = 0,89 \times 10^{-14}$ см. Экспериментальные точки – дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов энергии 17 МэВ на ядрах меди [20].

Таким образом, исследования показали хорошее соответствие экспериментальных и теоретических данных в квантовой картине рассеяния частиц, обладающих ядерным взаимодействием. Кроме того, теория позволяет обосновать наблюдаемую на опыте зависимость (31). Это дает нам право утверждать, что потенциальная энергия (25), полученная из решения (21) вакуумных уравнений (А) и (В), описывает ядерные и электроядерные взаимодействия.

Еще более перспективной для описания ядерных взаимодействий представляется потенциальная энергия, содержащая радиус r_s . Этот радиус порожден трехмерным вращением источника поля. Такие фундаментальные свойства ядерных взаимодействий, как зависимость от спина и тензорная структура, описываются (пока качественно) радиусом r_s .

Потенциальная энергия (25) предоставляет широкие возможности для фундаментального описания взаимодействий в области микромира и позволяет предположить, что некоторые экспериментальные эффекты, кажущиеся аномальными даже для общепринятых феноменологических теорий, могут быть проинтерпретированы в рамках теории

физического вакуума. Например, это опыты А. Криша [21], показывающие значительную левую и правую асимметрии в рассеянии протонного пучка высокой энергии на поляризованной протонной мишени.

4.2 Возможный подход к фундаментальному описанию слабых взаимодействий

Под слабыми взаимодействиями обычно подразумеваются процессы с участием нейтрино. Простейшим из таких процессов является «чистый» β -распад нейтрона по схеме



где p – протон, e^- – электрон и $\bar{\nu}$ – антинейтрино.

Из опытов по рассеянию электронов на ядрах и протонах известно, что электрон не обладает ядерным взаимодействием, поэтому было непонятно, каким образом электрон удерживается протоном на расстоянии $\sim 10^{-13}$ см., образуя нейтрон. Кроме того, при распаде системы, состоящей из заряженных частиц, должны излучаться γ -кванты, а не гипотетический антинейтрино.

Если частицы не обладают ядерным взаимодействием, то $r_N = 0$ и потенциальная энергия (25) принимает вид

$$U = -mc^2 \frac{\Psi^0}{r} \left[1 - \frac{r_s^2 \cos^2 \theta}{r^2 + r_s^2 \cos^2 \theta} \right]. \quad (33)$$

Предполагается, что торсионный параметр r_s для элементарных частиц совпадает с комптоновской длиной волны источника. В частности, для протона мы имеем

$$r_s = \lambda_p = \frac{h}{m_p c} = 2,108 \times 10^{-14} \text{ см.} \quad (34)$$

Поскольку для взаимодействующей системы протон-электрон в формуле потенциальной энергии (33) $2\Psi^0 = r_e = 2e^2/mc^2 = 5,6 \times 10^{-13}$ см., то $r_e/r_s = 26,8$.

Качественные графики потенциальной энергии (33) для взаимодействия протона с электроном и позитроном показаны на рис. 4.

Из этих графиков видно, что на расстоянии порядка r_s от центра протона находится дно «торсионной ямы», в которую «скатывается» электрон, когда он совместно с протоном образует нейтрон. Глубина этой ямы очень сильно зависит от ориентации трехмерного спина протона (яма исчезает при $\cos \theta = 0$), и поэтому из-за вакуумных флуктуаций связь электрона с протоном оказывается неустойчивой. Кроме того, по мере приближения к протону, торсионные силы отталкивания возрастают и начинают преобладать над кулоновскими силами притяжения. Видимо, этими обстоятельствами объясняется неустойчивость свободного нейтрона, а также непрерывный спектр энергий электрона при его распаде.

Предлагаемая модель нейтрона рассматривает нейтрино как излучение безмассового торсионного поля, которое возникает при выходе электрона из торсионной ямы. Особо важно отметить, что торсионная потенциальная энергия (33) обращается в нуль, когда

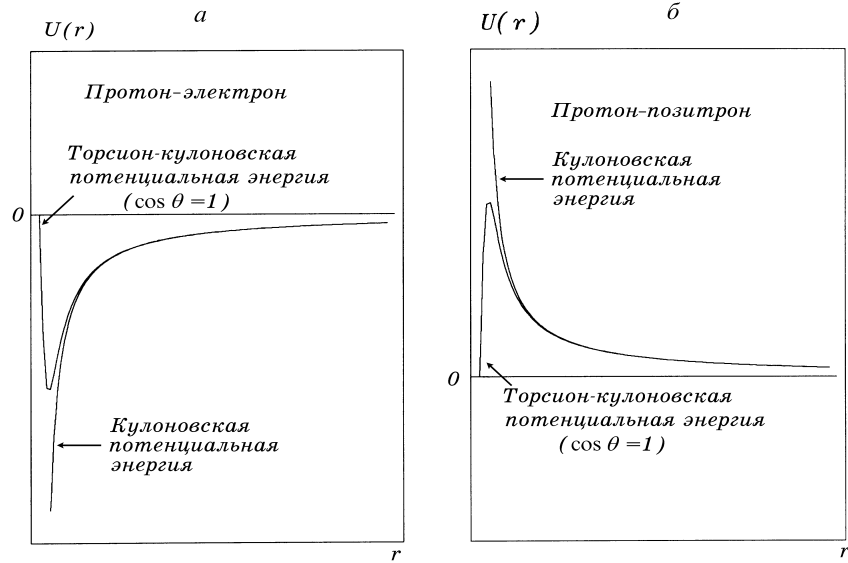


Рис. 4: Потенциальная энергия поляризованных протонов *a* – потенциальная энергия взаимодействия электрона с протоном при $r_e/r_s = 26,8$; *б* – то же, с позитроном

$r_e = 0$. Это означает, что свободное торсионное излучение проходит через материальные среды без взаимодействия. Таким образом, нейтрино представляет собой разновидность материального торсионного поля, переносящего энергию, но не взаимодействующего (или слабо взаимодействующего) с обычной материей. Высокую проникающую способность нейтрино можно теперь объяснить равенством нулю потенциальной энергии чисто торсионного излучения.

4.3 Проблема формфакторов и насыщения ядерных сил

Изучая рассеяние электронов, Е. Кинзингер [6] и Р. Хофштадтер [7] обнаружили отклонение от кулоновского взаимодействия при упругом рассеянии электронов на ядрах (отклонение от формулы Мотта [22]).

Поскольку кулоновский потенциал порождается точечным зарядом, то Р. Хофштадтер [7] предложил смоделировать аномальное рассеяние электронов введением некоторого феноменологического распределения заряда ядра, отличного от точечного. Таким образом, рассеяние электронов стало зависеть от формы распределения заряда в ядре. Явный вид распределения зарядов вводится в теорию искусственно, поскольку не существует каких-либо фундаментальных уравнений, из которых его можно получить.

Например, одно из многих феноменологических распределений заряда, используемых в теории электромагнитных формфакторов [23], имеет вид

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp((r - R)/a)}.$$

Это двухпараметрическое распределение используется для описания рассеяния на тяжелых ядрах. Параметры распределений не являются раз и навсегда установленными константами для одного сорта ядер, а зависят от внешних условий, например от диапазона энергии рассеиваемых электронов. Поэтому теория электромагнитных формфакторов

является, также как и современная теория ядерных сил, описательной теорией.

Фундаментальный подход к проблеме электромагнитных формфакторов возможен на основе потенциальной энергии (33). Из экспериментов следует, что на малых расстояниях между протоном (или ядрами) и электроном возникает отталкивание, которое интерпретируется как существование ядра у протона.

Из рис. 4а видно, что при взаимодействии электронов с протонами или другими положительно заряженными частицами, например с ядрами, на малых расстояниях возникают силы отталкивания, порожденные, как это видно из (33), спином источника. Поэтому при упругом рассеянии электронов на протонах и ядрах должно наблюдаться отклонение от кулоновского рассеяния на малых расстояниях.

Эти же силы отталкивания позволяют (пока качественно) объяснить насыщение ядерных сил. Дело в том, что число одинаково ориентированных по спину нуклонов в ядре тяжелых элементов может быть достаточно большим, и «спиновый заряд» для N ориентируемых одинаковым образом по спину нуклонов, равный

$$S = Nr_s,$$

таков, что «торсионные силы» отталкивания в потенциальной энергии (25) преобладают над ядерными силами притяжения.

5 Торсионные поля и взаимодействия

Одним из следствий теории физического вакуума оказалось открытие торсионного поля - нового физического объекта (16). Это поле описывает вращательные свойства материи. Оно порождено кручением пространства Вайценбека (13) и имеет в общем случае 24 независимых компоненты. Кроме того, тензор кручения Ω_{jk}^i разлагается на сумму трех неприводимых частей – вектор Ω_j , псевдовектор $\hat{\Omega}_j$ и бесследовую часть кручения $\bar{\Omega}_{jk}^i$, определяемые как

$$\begin{aligned}\Omega_j &= \Omega_{.ji}^i, & \hat{\Omega}_j &= \frac{1}{2}\varepsilon_{jins}\Omega^{ins}, \\ \bar{\Omega}_{.js}^s &= 0, & \bar{\Omega}_{ijs} + \bar{\Omega}_{jsi} + \bar{\Omega}_{sij} &= 0.\end{aligned}$$

При переходе к спинорному Δ – базису торсионное поле T_{jk}^i записывается в спинорном виде как [2]

$$\begin{aligned}T_{ABC\dot{C}} &= \frac{1}{2}\left(A_{ABC\dot{C}} + \frac{1}{3}(\varepsilon_{AC}\alpha_{B\dot{C}} + \varepsilon_{BC}\alpha_{A\dot{C}})\right), \\ A, C\dots &= 0, 1, & \dot{B}, \dot{D}\dots &= \dot{0}, \dot{1},\end{aligned}$$

где спинор $A_{ABC\dot{C}}$ полностью симметричен по нештрихованным индексам

$$A_{ABC\dot{C}} = A_{(ABC)\dot{C}},$$

а спинор $\alpha_{B\dot{C}}$ может быть разложен на эрмитову и антиэрмитову части:

$$\alpha_{A\dot{C}} = \kappa_{A\dot{C}} - i\mu_{A\dot{C}}.$$

Спинор $A_{ABC\dot{C}}$ преобразуется по $D(3/2, 1/2)$ неприводимому представлению группы $SL(2, C)$ и описывает торсионное поле спина $3/2$. Соответственно, спиноры $\kappa_{A\dot{C}}$ и $\mu_{A\dot{C}}$

преобразуются по $D(1/2, 1/2)$ неприводимым представлениям группы $SL(2, C)$, при этом спинор $\kappa_{A\dot{C}}$ соответствует торсионному полю со спином 1, а спинор $\mu_{A\dot{C}}$ спина 1/2.

В полностью геометризованных уравнениях поля (14) тензор энергии-импульса T_{kn} определяется через торсионное поле согласно соотношению (15). В инерциальной системе отсчета поле $T^i{}_{jk}$ антисимметрично по всем трем индексам и при этом тензор (15) запишется как [2]

$$T_{jm} = \frac{1}{\nu} \left(\hat{\Omega}_j \hat{\Omega}_m - \frac{1}{2} g_{jm} \hat{\Omega}^i \hat{\Omega}_i \right).$$

или, в спинорном виде

$$T_{A\dot{B}C\dot{D}} = \frac{1}{\nu} \left(\mu_{A\dot{B}} \mu_{C\dot{D}} - \frac{1}{2} \varepsilon_{AC} \varepsilon_{\dot{B}\dot{D}} \mu_{P\dot{Q}} \mu^{P\dot{Q}} \right).$$

Поэтому в инерциальной системе отсчета «плотность спинорной материи» выражается через четыре компоненты торсионного поля спина 1/2 и имеет следующий вид [2]:

$$\rho = -\frac{1}{\nu c^2} \mu_{P\dot{Q}} \mu^{P\dot{Q}}. \quad (35)$$

В то же время, решение уравнений (14), из которого следует переменный во времени кулон-ньютоновский потенциал, в предельном переходе к стационарному решению приводит к точечному распределению плотности материи [2]

$$\rho = \frac{8\pi \Psi^0}{\nu c^2} \delta(\mathbf{r}). \quad (36)$$

Соотношения (35) и (36) указывают на корпускулярно-волновой дуализм вакуумных возбуждений, природа которого связана с полевой структурой рожденных из вакуума частиц.

Используя обозначения формализма Ньюмена-Пенроуза [14], можно представить спинор $\mu_{A\dot{C}}$ в виде

$$\mu_{A\dot{C}} = i/2 \begin{pmatrix} (\rho - \bar{\rho}) - (\varepsilon - \bar{\varepsilon}) & (\tau - \beta) - (\bar{\alpha} - \bar{\pi}) \\ -(\bar{\tau} - \bar{\beta}) + (\alpha - \pi) & (\gamma - \bar{\gamma}) - (\mu - \bar{\mu}) \end{pmatrix}.$$

Здесь $\mu, \gamma, \beta, \dots$ – спинорные компоненты торсионного поля. В слабых торсионных полях для изучения поведения компонент спинора $\mu_{A\dot{C}}$ можно использовать волновой анализ [2]. Оказалось, что в линейном приближении описание движения чисто полевых частиц, обладающих корпускулярно-волновым дуализмом вида (35)-(36), естественным образом порождает основные положения квантовой теории, а именно:

- а) гильбертово пространство состояний,
- б) оптико-механическую аналогию,
- в) соотношение неопределенности

Стационарные, безызлучательные состояния при движении частиц (например, зарядов в центральном поле атомного ядра) объясняется тем, что в вакуумной электродинамике существуют ускоренные локально инерциальные систем отсчета, связанные с зарядами. Такие заряды движутся во внешних электромагнитных полях ускоренно, но без излучения.

Дискретность энергии электрона в казалось бы первоначально "классической" теории объясняется следующим образом; в теории вакуума нет понятия пробной (без учета собственного поля) частицы. Реальная частица это протяженный объект. Движение "классического" протяженного чисто полевого объекта в ограниченном пространстве естественным образом приводит к дискретному спектру его возможных состояний. В нашем случае полевая структура частицы описывается через торсионное поле, которое определяет плотность материи (35). Поэтому из дискретности торсионного поля следует дискретность энергии частицы.

В линейном нерелятивистском приближении проблема движения плотности материи (35) сводится к решению уравнения типа Шредингера

$$ic_1 \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{c_1^2}{2m} \nabla^2 \psi + U(r)\psi = 0 \quad (37)$$

с произвольной «константой квантования» c_1 . В этом уравнении волновая функция ψ представляет собой одну из компонент нормированного на единицу торсионного поля $\mu_{A\dot{C}}$. Следовательно «квантовая механика» вакуумных возбуждений, основанная на уравнении (37), в линейном приближении описывает динамику торсионных полей.

Торсионные поля разделяются на статические и динамические. Статические торсионные поля возникают при вращении объектов с неизменным угловым моментом и их описание связано с торсионными добавками в потенциальной энергии взаимодействия (например, добавки в энергии (33)).

Кроме того, торсионные поля разделяются на первичные и вторичные. Первичные торсионные поля порождены кручением пространства с нулевой римановой кривизной, причем их тензор энергии-импульса изначально равен нулю. Такие поля материальны, но не являются обычным веществом.

Вторичные торсионные поля – поля инерции, связаны с веществом через их инерциальные свойства. Их описание дается уравнениями квантовой теории поля (в нерелятивистском случае уравнениями типа Шредингера (37)). Примером вторичного торсионного поля оказывается нейтрино, уравнение которого (уравнение Вейля) записывается в виде

$$\gamma^i \partial_i \Psi = 0 \quad (38)$$

где Ψ – спинорное поле Дирака. В уравнении (38) через γ^i обозначены матрицы

$$\gamma_0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}, \quad \gamma_\alpha = \begin{pmatrix} 0 & -\sigma_\alpha \\ \sigma_\alpha & 0 \end{pmatrix},$$

-связанные через матрицы Паули σ_α со спином s_α как

$$s_\alpha = \frac{\hbar}{2} \sigma_\alpha, \quad \alpha = 1, 2, 3.$$

Ранее было отмечено, что (анти) нейтрино образуется при распаде нейтрона, когда электрон выходит из «торсионной ямы» (см. рис. 4а), образованной спином протона. Спин протона создает внутри нейтрона короткодействующее статическое торсионное поле. В момент распада нейтрона образуется динамическое торсионное поле – (анти) нейтрино, переносящее только спин.

5.1 Статические торсионные поля

Существует две разновидности статических торсионных полей:

- 1) торсионные поля, создаваемые геометрией объекта;
- 2) поля, возникающие в результате стационарного вращения объекта.

Основываясь на фитонной модели вакуума, А.Акимов предсказал возможность поляризации вакуума по спину [24]. В последствии на опыте было установлено, что геометрические поверхности, сделанные из различных материалов, поляризуют вакуум по торсионному полю, создавая правые и левые торсионные поля одновременно. Этот процесс можно объяснить расщеплением вакуума на правые и левые вакуумные торсионные поляризации, причем правые T_{jk}^+ и левые T_{jk}^- торсионные поля связаны соотношением [2]

$$T_{jk}^+ + T_{jk}^- = 0.$$

Эксперименты показывают [24], что торсионную поляризацию вакуума можно вызвать искусственным образом, поместив в вакуум какой-либо материальный объект. Например, полый конус, изготовленный из любого материала, вызывает торсионную поляризацию [25], изображенную на рис. 5.

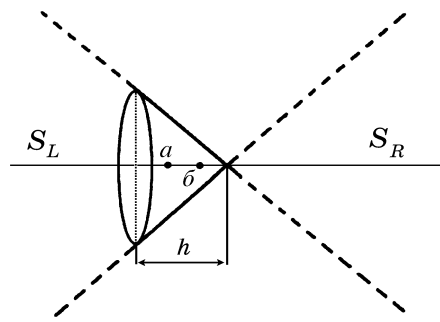


Рис. 5: Торсионная поляризация вакуума, создаваемая конусом. Точки a и b обозначают максимумы левого торсионного поля S_L

Диаграмма направленности, точки максимумов и киральность статического торсионного поля были определены по воздействию торсионной поляризации на объекты, в которых шли процессы со спиновой поляризацией, например кристаллизация мицеллярных структур [25]. Этот эффект, получивший название «эффект форм», описан многими исследователями [26, 27] и даже запатентован [28, 29].

5.1.1 Макростатические торсионные поля

Стационарные торсионные поля, создаваемые вращением макрообъектов описываются, например, решением (21). Если вращается некая однородная

сферически симметричная масса M вокруг оси z с постоянной угловой частотой ω , то нерелятивистская потенциальная энергия ее взаимодействия с пробной частицей массы m имеет вид

$$U = -\frac{mMG}{r} \left[1 - \frac{r_s^2 \cos^2 \theta}{r^2 + r_s^2 \cos^2 \theta} \right]. \quad (39)$$

Если выразить параметр вращения r_s через собственный угловой момент вращения L массы M как

$$r_s = \left(\frac{5L}{2M\omega} \right)^{1/2},$$

то видно, что торсионная добавка к ньютоновской потенциальной энергии на расстояниях $r > r_s$ определяется радиусом r_s . Она максимальна по оси z и обращается в нуль в экваториальной плоскости вращающегося тела. Торсионная добавка имеет нерелятивистскую природу, поэтому при умелой постановке эксперимента формула (39) может быть проверена в лабораторных условиях. Но прежде необходимо найти надежный способ регистрации макростатических торсионных полей.

5.1.2 Микростатические торсионные поля

Источником микростатического торсионного поля является спин элементарной частицы. Для электрона эта величина измеряется полуцелым числом постоянных Планка

$$s_z = \pm \frac{h}{2}. \quad (40)$$

Поскольку электрон обладает зарядом, то его собственное вращение порождает магнитный момент электрона⁷

$$\mathbf{M} = -\frac{e}{mc} \mathbf{s}. \quad (41)$$

Принимая во внимание, что $r_s = h/mc$, и используя формулы (40) и (41), получим следующее соотношение

$$r_s = \frac{2}{e} M_B, \quad (42)$$

где $M_B = \pm(e\hbar)/2mc$ – магнетон Бора. Эти соотношения указывают на глубокую связь между магнитными и торсионными явлениями в области микромира. Более того, опыт Эйнштейна и де Гааса, фактически является первым торсионным экспериментом, связывающим макроскопические вращательные (т.е. торсионные) механические явления с квантовыми микроскопическими.

Из квантовой теории атома известно, что существование спина у электрона расщепляет энергетические уровни электрона во внешнем магнитном поле (эффект Зеемана) за счет взаимодействия магнитного момента (41) с магнитным полем. Это взаимодействие происходит на расстояниях порядка 10^{-8} см. от центра ядра. С другой стороны, торсионное поле ядра действует (согласно (34) и (39)) на расстояниях порядка 10^{-14} см. Поэтому торсионные поправки ядра к энергетическим уровням в атоме имеют порядок сравнимый с поправками, получаемыми за счет электромагнитных формфакторов ядра.

Соотношение (41) указывает на то, что интенсивным источником торсионного статического поля являются магниты, в которых суммируются не только однонаправленные магнитные моменты отдельных атомов, но и их торсионные поля. Это теоретическое рассуждение подтверждается многочисленными экспериментами [24].

⁷Знак минус связан со знаком заряда электрона, который, как известно, равен $-e$.

Таблица 1:

Планета	n	r_T	$r_{\mathcal{E}}$	Δr
Меркурий	1	0,43	0,39	-0,04
Венера	2	0,71	0,72	+0,01
Земля	3	1,00	1,00	0,00
1А	4	1,28	1,28	0,00
Марс	5	1,56	1,52	-0,04
1Б	6	1,85	1,89	+0,04
1	8	2,42	2,40	-0,02
2	9	2,71	2,68	-0,03
3	10	2,99	3,02	+0,03
Юпитер	18	5,27	5,20	-0,07
Гидальго	20	5,84	5,82	-0,02
Сатурн	33	9,55	9,54	-0,01
Уран	67	19,24	19,19	-0,05
Нептун	105	30,08	30,07	-0,01
Плутон	138	39,49	39,52	+0,03

5.2 Динамические торсионные поля второго рода

Большинство уравнений квантовой теории поля описывают динамику торсионных полей (полей инерции) или их потенциалов. Кроме того, такие поля возникают при изменении ориентации или величины собственного углового момента объекта и допускают как квантовое так и классическое описание.

5.2.1 Макроквантовые торсионные поля

Согласно чисто полевым уравнениям (14), тензор энергии-импульса любого вещества выражается через торсионные поля, которые физически интерпретируются как поля инерции. Инерция является самым универсальным свойством материи, поэтому не удивительно, что уравнение Шредингера (37), которое простейшим образом описывает динамику полей инерции, одинаково успешно применимо для изучения электромагнитных, ядерных, слабых и других взаимодействий как микро, так и макромира.

Ранее было показано, что уравнение поля нейтрино (38) представляет собой пример торсионного поля, проявляющего себя в микромире. В макромире квантовые торсионные поля позволяют описывать движение планет. Например, описание движения гравитирующих объектов (планет Солнечной системы) с помощью квантового уравнения (37), в которое в качестве волновой функции входит нормированное поле инерции Ψ , можно обосновать тем, что поле инерции характеризует любую материю универсальным образом. Поскольку планету образует не только вещество, из которого состоит масса планеты, но и ее гравитационное поле, то именно благодаря универсальности поля инерции появляется возможность изучать движение планеты как целостного протяженного объекта, с учетом ее собственного гравитационного поля.

Эти простые соображения позволяют построить квантовую модель Солнечной си-

стемы наподобие атомной, используя динамику полей инерции, тем более, что хорошо известны опытные данные по дискретной структуре Солнечной системы [30, 31].

Уравнение (37) позволяет дать теоретическое обоснование наблюдаемым данным. Действительно, если применить уравнение (37) для описания движения планет вокруг Солнца, то из этого уравнения следует известная полуклассическая формула (формула Бора) квантования углового импульса планет

$$p = mvr = c_1(n + 1/2), \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (43)$$

где m – масса планеты, v – ее скорость и r – среднее расстояние до Солнца. Отсюда находим квантовую формулу для r следующего вида

$$r = r_0(n + 1/2) \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (44)$$

где $r_0 = c_1/mv$ – длина волны де Бройля планеты, которая у всех планет оказывается равной 0,2851 а.е.⁸

Средние расстояния, рассчитанные по формуле (44), приведены в табл. 1. Как видим, формула (44) достаточно хорошо описывает дискретное распределение материи в Солнечной системе.

Отличие квантования в Солнечной системе от квантования атомных систем состоит в том, что в атоме электроны имеют одинаковые массы и заряды, в то время как планеты обладают различными массами. Кроме того, из формулы (43) следует, что квантовая «константа» c_1 для планет принимает различные значения. Это очевидное отсутствие универсальности, присущее атомной физике, требует дальнейших исследований, которые, вероятно, приведут к тому, что массы планет будут «проквантованы» и, скорее всего, будут выражаться через массу наиболее легкой планеты⁹.

5.2.2 Электроторсионное излучение

Классическое описание торсионных взаимодействий возможно посредством шести вращательных уравнений (18), которые до появления теории физического вакуума не были известны науке. Эти уравнения описывают изменение ориентации вращающегося объекта при движении во внешних (электромагнитных, гравитационных и т.д.) полях. Используя уравнения (18), можно показать, что в трехмерном приближении собственное вращение объекта связано с третьей производной координаты по времени [32]. В электродинамике третья производная входит в уравнения движения

$$m\ddot{\mathbf{x}} = e\mathbf{E} + \frac{e}{c}[\dot{\mathbf{x}}\mathbf{H}] + \frac{2e^2}{3c^3}\ddot{\mathbf{x}}, \quad (45)$$

включающие силу радиационного трения $\mathbf{F}_{rad} = (2e^2/3c^3)\ddot{\mathbf{x}}$.

Переходя в уравнениях (18) к трехмерному представлению¹⁰ и выбирая в качестве параметра время t , находим с их помощью следующее выражение для силы радиационного трения

$$\mathbf{F}_{rad} = \frac{2e^2}{3c^3} \left\{ \left(\frac{d\kappa}{dt} \mathbf{e}_2 - \kappa^2 \mathbf{e}_1 + \kappa \chi \mathbf{e}_3 \right) v^3 + 3(-\kappa \mathbf{e}_1 + \chi \mathbf{e}_3) va + \frac{da}{dt} \mathbf{e}_1 \right\}, \quad (46)$$

⁸Эта константа определена путем анализа экспериментальных данных.

⁹В Солнечной системе квантуется также угол наклона оси вращения планет к плоскости экватора Солнца, при этом косинус угла наклона принимает значения близкие к 0, 1/2 и 1.

¹⁰Трехмерная часть уравнений (18) представляет собой известные уравнения Френе [32].

где κ и χ кривизна и кручение траектории заряда, v и a его скорость и ускорение, $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$ – вектора трехгранника Френе.

Из этих уравнений видно, что сила радиационного трения имеет сложную структуру, при этом она содержит члены, порождаемые не только электромагнитными (определяемые кривизной κ), но и торсионными (зависящими от кручения χ) взаимодействиями. Действительно, третий и пятый члены в правой части равенства (46) содержат кручение χ , поэтому *ускоренная частица, обладающая спином, излучает одновременно как электромагнитные, так и торсионные поля*. Этот теоретический вывод блестяще подтверждается многочисленными экспериментальными фактами [24].

Основываясь на соотношении (46), можно произвести приближенную оценку величины силы электроторсионного взаимодействия и сравнить ее с силами электромагнитного и гравитационного взаимодействия. Для электрона, который излучает вблизи первой круговой боровской орбиты ($E \approx 10^8$ В/см). Легко подсчитать силу электромагнитного F_e и гравитационного F_g взаимодействия электрона с ядром:

$$F_e = \frac{e^2}{r_0^2} \approx 4,8 \times 10^{-2} \text{ дин},$$

$$F_g = \frac{\gamma m M_{\text{Я}}}{r_0^2} \approx 0,6 \times 10^{-42} \text{ дин}.$$

Из равенства (46) для силы электроторсионного взаимодействия в нашем случае находим оценочное значение силы электроторсионного взаимодействия

$$F_{\kappa\chi} \approx 2,9 \times 10^{-4} \text{ дин}.$$

Таким образом, *сила электроторсионного излучения электрона в ядре оказывается слабее силы электростатического и сильнее силы гравитационного взаимодействия*, что также наблюдается в эксперименте [24].

Руководствуясь этими выводами, можно предложить следующую схему простейшего генератора торсионного излучения (рис. 6), реализованную А.Е.Акимовым [24]. Внутри заземленного металлического корпуса 1 находится генератор электромагнитных колебаний G с перестраиваемой частотой собственных колебаний¹¹. Выходной контур Z имеет конденсатор C и индуктивность L . В конденсаторе C вместо диэлектрика используется ферромагнетик 4. Меняя полярность на обкладках конденсатора, мы заставляем электроны ферромагнетика менять ориентацию спинов, что порождает электроторсионное излучение. При работе генератора за пределами заземленного металлического корпуса имеет место только электроторсионная компонента, поскольку электромагнитная часть излучения отсекается за счет экранировки. Торсионное излучение формируется конусом 5. Понятно, что частота излученного торсионного сигнала совпадает с частотой задающего генератора. Изменение частоты электромагнитных колебаний задающего генератора 2 приводит к изменению частоты выходного торсионного сигнала, поэтому управление торсионным генератором осуществляется с помощью электромагнитных полей. На рис. 7 показан один из генераторов Акимова, широко используемый в торсионных экспериментах.

В настоящее время в России разработаны и производятся торсионные генераторы с широким набором регулируемых параметров. Такие генераторы допускают плавную

¹¹Для некоторых экспериментов используются статические генераторы торсионного поля.

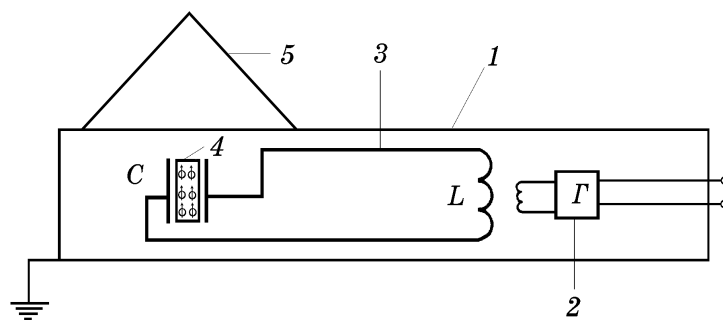


Рис. 6: Принципиальная схема торсионного генератора Акимова 1 – заземленный цельнометаллический корпус; 2 – генератор электромагнитных колебаний; 3 – выходной контур; 4 – ферромагнетик; 5 – конус, формирующий диаграмму направленности торсионного поля

перестройку торсионных частот, введение модуляций различных типов, возможность генерации правых (S_R) и левых (S_L) торсионных полей, осуществляют плавную регулировку «интенсивности» выходного торсионного сигнала и т.д. В генераторах используются всевозможные рабочие среды как источники торсионного сигнала: потоки электронов, плазма, ферромагнетики и т.д.

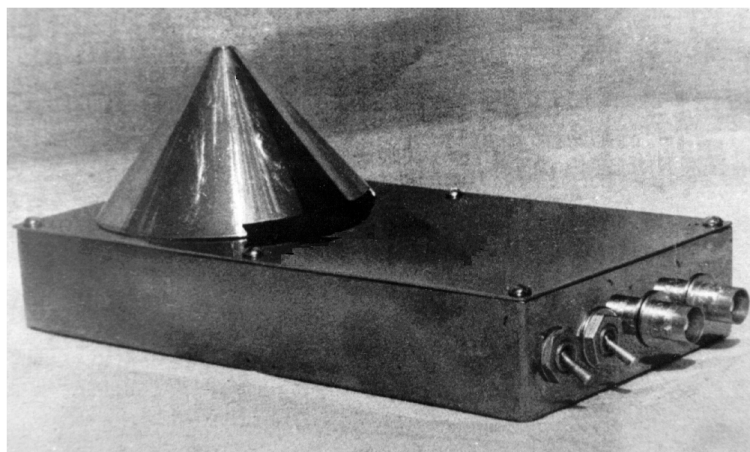


Рис. 7: Внешний вид генератора Акимова со средними функциональными возможностями и широкой диаграммой направленности. Генератор допускает генерацию статического торсионного поля и торсионного излучения на частотах до 100 МГц в режимах S_R и R_L

5.3 Первичные торсионные поля

Особый вид материи представляют собой первичные торсионные поля. Такие поля возникают первыми из «Абсолютного Ничто», перенося информацию без переноса энергии, при этом риманова кривизна пространства равна нулю, а кручение отлично от нуля. При этих условиях тензор энергии-импульса материи (15) оказывается равным нулю во

всех областях пространства. В результате мы получаем нулевое значение энергии и импульса для первичного торсионного поля.

Полагая в уравнениях вакуума тензор Римана $R^i{}_{ijk}$ равным нулю, получим уравнения первичных торсионных полей следующего вида

$$\nabla_{[k} T^i{}_{|j|m]} + T^i{}_{s[k} T^s{}_{|j|m]} = 0. \quad (47)$$

Поле $T^i{}_{jk}$ несет информацию, поскольку траектория пробной частицы в первичном торсионном поле будет изменяться под действием поля в соответствии с уравнениями движения (17) и (18). Важно отметить, что при этом взаимодействии энергия и импульс поля равны нулю.

Для исследования их квантового поведения удобно использовать нелинейные спинорные уравнения ($\overset{+}{A}{}^{s+}.1$) и ($\overset{+}{A}{}^{s+}.2$). В эти уравнения в качестве волновой функции входит не само торсионное поле, а его *спинорные потенциалы*, представленные через 2^x компонентные спиноры o^α и i^α , ($\alpha = 0, 1$), которые фактически являются спинорным представлением вращательных координат [2]. В случае чисто торсионного решения, содержащего один лишь торсионный параметр r_s , уравнения ($\overset{+}{A}{}^{s+}.1$) и ($\overset{+}{A}{}^{s+}.2$) принимают вид

$$\nabla_{\beta\dot{\chi}} o_\alpha = \gamma o_\alpha o_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} - \alpha o_\alpha o_\beta \bar{l}_{\dot{\chi}} - \beta o_\alpha l_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} - \tau l_\alpha o_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} + \rho l_\alpha o_\beta \bar{l}_{\dot{\chi}}, \quad (48)$$

$$\nabla_{\beta\dot{\chi}} l_\alpha = \pi o_\alpha l_\beta \bar{l}_{\dot{\chi}} - \mu o_\alpha l_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} - \gamma l_\alpha o_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}} + \alpha l_\alpha o_\beta \bar{l}_{\dot{\chi}} + \beta l_\alpha l_\beta \bar{o}_{\dot{\chi}}, \quad (49)$$

где спинорные компоненты торсионного поля определяются как:

$$\begin{aligned} \rho &= -(r - ir_s \cos \theta)^{-1}, \quad \beta = -\text{ctg } \theta \bar{\rho} / (2)^{3/2}, \\ \pi &= ir_s \sin \theta \rho^2 / (2)^{1/2}, \quad \alpha = \pi - \bar{\beta}, \quad \mu = Y \rho^2 \bar{\rho}, \\ \gamma &= \mu + r \rho \bar{\rho} / 2, \quad \tau = ir_s \sin \theta \rho \bar{\rho} / (2)^{1/2}, \quad Y = (r^2 + r_s^2) / 2. \end{aligned}$$

В этих уравнениях торсионный параметр r_s уже не может иметь смысла комptonовской длины волны, поскольку у первичного торсионного поля нет массы покоя и массы движения.

Запись уравнения поля нейтрино (38) через двухкомпонентные спиноры (в декартовой системе координат) имеет вид

$$\partial_{\beta\dot{\chi}} o_\alpha = 0, \quad \partial_{\beta\dot{\chi}} l_\alpha = 0.$$

Эти уравнения слишком просты, поскольку не содержат никаких физических параметров. Поэтому, скорее всего, истинными уравнениями нейтрино являются уравнения (48) и (49), содержащие «вращательную информацию» через торсионный параметр r_s . При такой интерпретации нейтрино не должно переносить энергию, что вновь поднимает вопрос о сохранении энергии в процессах типа (32).

Проблему сохранения энергии можно снять, если использовать для описания процесса распада нейтрона потенциальную энергию (33). Эта энергия обращается в нуль при $e = 0$ и $M = 0$, хотя $r_s \neq 0$, что указывает на высокую проникающую способность нейтрино. Кроме того, существование торсионной ямы обеспечивает «торсионный дефект масс», учет которого восстанавливает закон сохранения энергии.

5.4 Основные свойства торсионных излучений

Когда мы говорим о торсионных излучениях, то подразумеваем под этим свободные волновые поля, образованные, вообще говоря, источниками, характеризуемыми константой r_s в потенциальной энергии (25). Эта потенциальная энергия обращается в нуль, когда все входящие в нее физические параметры, кроме r_s , равны нулю. Отсюда следует, что:

торсионное излучение обладает высокой проникающей способностью.

Торсионные излучения разделяются на первичные и вторичные, причем первичные торсионные поля всегда оказываются излучениями. Как было показано выше, энергия и импульс первичного торсионного поля (по крайней мере их действительные части) равны нулю. Поэтому говорить о скорости распространения первичного торсионного поля не имеет смысла, поскольку:

первичное торсионное поле если оно есть, то оно есть сразу везде и всегда.

Вторичное торсионное излучение обладает, скорее всего, мнимой энергией и отличным от нуля импульсом, т.е. является тахионом. Этот вывод следует из анализа решения (25). В этом решении функция источника (27) представляет собой комплексную величину, мнимая часть которой интерпретируется как мнимая масса или заряд. Именно такими характеристиками обладают тахионы. Из (27) видно, что тахионные свойства материи связаны с параметром r_N . Однако известно [33], что параметры r_N и r_s имеют одинаковую природу в том смысле, что решение, содержащее их может быть получено из кулон-ньютоновского решения путем сдвига по радиальной координате

$$\rho = -(r + ir_N - ir_s \cos \theta)^{-1}$$

в комплексную область¹². Следовательно:

существуют вторичные торсионные поля - тахионы, имеющие сверхсветовую скорость распространения.

Возможность регистрации сверхсветовых сигналов обсуждалась в научной литературе (см. например, [34]), а об их астрономическом наблюдении сообщается тремя независимыми группами [35, 36, 37].

Список литературы

- [1] *Rarita W., Schwinger J.* // Phys. Rev. 1941. Vol. 59. P. 436.
- [2] *Шипов Г.И.* Теория физического вакуума. М.: Наука, 1997, с.450.
- [3] *Эйнштейн А.* // Собр. научн. тр. М.: Наука, 1966. Т.2. С.63.
- [4] *Шипов Г.И.* // Изв. вузов. Физика. 1972. №10. С. 98–104.
- [5] *Rutherford E.* // Philos. Mag. 1919. Vol. 37. P.537.
- [6] *Kinzingler E.* // Ztschr. Naturforsch. A. 1949. Bd.4. S.88.

¹²Таким образом можно ввести монополь Дирака, используя потенциал Кулона.

- [7] *Hofstadter R.* // Rev. Mod. Phys. 1956. Vol. 28, №3. P.814.
- [8] *Губарев Е., Сидоров А., Шипов Г.* // Труды 5^{го} семинара «Гравитационная энергия и гравитационные волны». Дубна. 1993. С. 232.
- [9] *Шипов Г.* // Труды 5^{го} семинара «Гравитационная энергия и гравитационные волны». Дубна. 1994. С. 141.
- [10] *Шипов Г.И.* // Изв. вузов. Физика. 1977. №6. С. 142.
- [11] *Пайс А.* Научная деятельность и жизнь Альберта Эйнштейна. М.: Наука, 1989. 280 с.
- [12] *Шипов Г.И.* // Материалы VII Всесоюз. конф. «Современные теоретические и экспериментальные проблемы теории относительности и гравитации». Ереван, 1988. С. 233–235.
- [13] *Шипов Г.И.* Программа всеобщей относительности и теория вакуума. М., 1988. Деп. в ВИНТИ, N 6947–В88.
- [14] *Newman E., Penrose R.* // J. Math. Phys. 1962. Vol. 3, №3. P.566 – 587.
- [15] *Терлецкий Я.П.* // Материалы VII Всесоюз. конф. «Современные теоретические и экспериментальные проблемы теории относительности и гравитации». Ереван, 1988. С. 457.
- [16] *Machwe M.K., Kent P.W., Snowdon S.C.* // Phys. Rev. 1959. Vol. 114, №6. P. 1563.
- [17] *Губарев Е.А., Сидоров А.Н., Шипов Г.И.* Фундаментальные модели элементарных взаимодействий и теория физического вакуума. М.: МНТЦ ВЕНТ, 1992. 68 с.
- [18] *Губарев Е.А., Сидоров А.Н.* // Тез. докл. XXVIII науч. конф. фак. физ.-мат. и естеств. наук Ун-та дружбы народов. М., 1992. Доп. вып. С. 3.
- [19] *Губарев Е.А., Сидоров А.Н.* // Тез. докл. VIII Рос. гравитац. конф. «Теоретические и экспериментальные проблемы гравитации». М.: Рос. гравитац. ассоц., 1993. С. 251.
- [20] *Валантэн Л.* Субатомная физика: Ядра и частицы: В 2 т. М.: Мир, 1986.
- [21] *Кришн А.Д.* // В мире науки. 1987. №10. С.12.
- [22] *Mott N.* // Proc. Roy. Soc. London A. 1929. Vol. 124. P. 425.
- [23] *Федянин В.* Электромагнитная структура ядер и нуклонов. М.: Высш. шк., 1968.
- [24] *Акимов А.Е.* Эвристическое обсуждение проблемы поиска дальнодействий. EGS - концепция. М.: МНТЦ ВЕНТ, 1991. 63 с.
- [25] *Акимов А.Е., Курик М.В., Тарасенко В.Я.* // Биотехнология. 1991. №3. С. 69.
- [26] *Pagot J.* Radiesthesie et emission de forme. P.: Malonie, 1978. 277 p.

- [27] *Winter D.* // The Seed and the EGG. A Galacti context. Cristal hill farm. Eden, N.Y., 1988. P. 219.
- [28] *Schweitzer P.* Pat. P3320518.3. (Bundesrepublic Deuschland). Publ. 13.12.84.
- [29] *Fantuzzi G.* Pat. 250943.9. (Bundesrepublic Deuschland). Publ. 18.09.75.
- [30] *Гулак Ю.К.* // Изв. вузов. Физика. 1971. №10. С. 46,52; 1973. №4, С.51.
- [31] *Чечельницкий А.М.* Экстремальность, устойчивость, резонансность в астродинамике и космонавтике. М.: Машиностроение, 1980.
- [32] *Шитов Г.И.* Теоретическая оценка электроторсионного излучения. М.: Препринт №1. МИТПФ, 1995, 21 сс.
- [33] *Фролов В.* // Тр. ФИАН. 1977. Т. 96. С. 72-180.
- [34] *Терлецкий Я.П.* Парадоксы теории относительности. М.: Наука, 1966.
- [35] *Козырев Н.А.* // Астрономические наблюдения посредством физических свойств времени. Вспыхивающие звезды. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1977. С. 168–179.
- [36] *Лаврентьев М.М., Еганова И.А., Луцет М.К. и др.* // ДАН СССР. 1990. Т. 314, N 2. С. 352–354.
- [37] *Акимов А.Е. Пугач А.Ф.* К вопросу о возможности обнаружения торсионных волн астрономическими методами. М., 1992. 19 с. Препр. МНТЦ ВЕНТ; №17.