Прикладная физика, 2003. №3. с. 10 – 13.

УДК 541.139

О возможности легкого, лептонного магнитного монополя, способного влиять на слабые взаимодействия

Жорж Лошак

Georges Lochak, Fondation Louis de Broglie, 23 rue Marsoulan F-75012 Paris

ABSTRACT

We show that there is room, in the Dirac equation, for a massless leptonic magnetic monopole. The basic idea is that the Dirac equation admits a second electromagnetic minimal coupling associated with the chiral gauge exp ($i\gamma_5\theta$), which is only valid for a massless particle, but satisfies the symmetry laws predicted by Pierre Curie for a monopole. In the problem of the diffusion on a central electric field, we find (both in classical and in quantum formalism) the Poincare equation. We find the Dirac relation in a new form: eg/c=m' ħ, where m'ħ is the projection of the total angular momentum on the symmetry axis defined by the magnetic and the electric charges. The angular motion of this system is exactly the one of a quantum symmetric top with a motion “a la Poinsot”. Finaly, it is shown that, in the case if m` is an integer (the total moment is then n+1/2), such a monopole is a magnetically excited state of the neutrino, and it is suggested that this monopole can play the same role as the neutrino, in the weak interactions, which could be the case in the recent low energy transmutations observed by Urutskoev's group and confirmed by Kuznetsov's group.

АННОТАЦИЯ

В статье показано, что уравнение Дирака допускает существование безмассового лептонного магнитного монополя. Идея основана на том, что уравнение Дирака допускает вторую электромагнитную минимальную связь, благодаря киральной калибровке exp($i\gamma_5\theta$), которая требует нулевую массу, но удовлетворяет всем законам симметрии Пьера Кюри для магнитного монополя. В случае диффузии на Кулоновском центре, мы получаем (как в классическом так и в квантовом случае) уравнение Пуанкаре. Соотношение Дирака получается в новом

виде $eg/c=m'\hbar$, где $m'\hbar$ есть проекция орбитального момента количества движения на ось симметрии, определённой магнитным и электрическим зарядами. Угловое движение системы этих зарядов тождественно движению симметрического волчка Пуансо. Наконец, когда m' целое число (полный момент будет n+1/2), можно смотреть на монополь как на магнито-возбуждённое состояние нейтрино. Тогда такой монополь может рассматриваться как нейтрино и участвовать в слабых взаимодействиях, что, может быть, и проявляется в трансмутациях при низких энергиях, обнаруженных группой Уруцкоева и подтверждённых группой Кузнецова.

Настоящий обзор не содержит новых результатов, он только резюмирует работы автора, перечисленные в библиографии [1]…[7].

Излагаемая теория основана на идее существования магнитного монополя как частицы, подобной электрону: вроде симметричной ему частицы. Теория Дирака допускает такую возможность, благодаря тому, что матрицы γ_μ (μ=1,…..,4) и база Клиффорда: $\Gamma_N=\{I,\ \gamma_\mu,\ i\gamma_\mu\gamma_\nu,\ i\gamma_\mu\gamma_5,\ \gamma_5=\gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4\}$, (N=1,…..,16) связаны соотношениями [8]:

$$\gamma_\mu\Gamma_N\gamma_\mu=\pm\,\Gamma_N \qquad (1)$$

(знак ± зависит от μ и N). Из этого следует, что две и только две матрицы Γ_N, одинаково коммутируют со всеми матрицами γ_μ: $\Gamma_1=I$ (со знаком +) и $\Gamma_{16}=\gamma_5$ (со знаком -). Первая определяет обычную фазовую калибровку $\psi\rightarrow e^{i\vartheta}\psi$ уравнения Дирака:

$$\gamma_\mu\partial_\mu\psi+\frac{m_0c}{\hbar}\psi=0 \qquad (2)$$

Вторая матрица определяет другую калибровку:

$$\psi\rightarrow e^{i\frac{e}{\hbar c}\gamma_5\vartheta}\psi \qquad (3)$$

того же уравнения, но с нулевой массой:

$$\gamma_\mu\partial_\mu\psi=0 \qquad (4)$$

Как известно, благодаря фазовой калибровке в уравнение (2) вводятся ковариантная производная и локальная калибровка:

$$\nabla_\mu = \partial_\mu - i\frac{e}{\hbar c}A_\mu; \psi \to e^{i\frac{e}{\hbar c}\phi}\psi, A_\mu \to A_\mu + \partial_\mu \phi\,, \tag{5}$$

которые определяют обычное уравнение электрона Дирака:

$$\gamma_\mu\left(\partial_\mu - i\frac{e}{\hbar c}A\mu\right)\psi + \frac{m_0 c}{\hbar}\psi = 0 \tag{6}$$

По аналогии, исходя из (3), мы определим для уравнения (4) другую

что приведет к новому уравнению:

$$\gamma_\mu\left(\partial_\mu - i\frac{g}{\hbar c}\gamma_5 B\mu\right)\psi = 0 \tag{8}$$

Дальше увидим, что это уравнение – есть уравнение магнитного монополя (с нулевой массой). Из-за присутствия в (7) и (8) *псевдоскалярной* матрицы γ_5, величина B_μ является *псевдопотенциалом,* а ϕ – *псевдофазой.* Зато <u>магнитный заряд</u> *g* <u>будет скалярным</u> вопреки тому, что обычно принято. Здесь псевдоскалярность – *киральность магнетизма* выражается через зарядовый оператор

$$G=g\gamma_5 \tag{9}$$

где g является скаляром, как все физические константы.

Также как (6) влечёт за собой сохранение электрического тока: $\partial_\mu J_\mu = 0$ $\left(J_\mu = i\bar{\psi}\gamma_\mu\psi\right)$, новое уравнение (8) влечет за собой сохранение магнитного тока (где $\sum_\mu$ не вектор, а *псевдовектор* ($\sum_\mu = i\bar{\psi}\gamma_\mu\gamma_5\psi$))*:*

$$\partial_\mu \sum\nolimits_\mu = 0\,, \tag{10}$$

а J_μ и $\sum_\mu$ связаны между собой алгебраическими формулами:

$$J_\mu \sum\nolimits_\mu = 0; \quad -J_\mu J_\mu = \sum\nolimits_\mu \sum\nolimits_\mu = \Omega_1^2 + \Omega_2^2\,, \tag{11}$$

здесь $\Omega_1 = \bar{\psi}\psi$, и $\Omega_1 = -i\bar{\psi}\gamma_5\psi$ инвариант и псевдо инвариант Дирака. Из (11) следует, что, тогда как J_μ *временноподобный* ток (как и следовало ожидать), наоборот, ток $\sum_\mu$ будет *пространственноподобным,* что может казаться катастрофой, но это не так. Для того, чтобы в этом убедиться, перейдём к представлению Вейля:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(\gamma_4+\gamma_5)\psi=\begin{pmatrix}\xi\\ \eta\end{pmatrix} \qquad (12)$$

Уравнения (8) разделяются на два, левое и правое:

$$\left(\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}-s.\nabla-i\frac{g}{\hbar c}(W+s.B)\right)\xi=0,$$

$$(13)$$

$$\left(\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}+s.\nabla+i\frac{g}{\hbar c}(W-s.B)\right)\zeta=0$$

где s матрицы Паули, iB_μ ={B,iW}, $\vec{B}$ псевдовектор и *W* псевдоскаляр в R^3 *(*трехмерном пространстве). Компонента B_4 вещественная, потому что B_μ аксиальный вектор.

Теперь сохраняются два киральных тока: правый и левый, оба изотропны, что

$$X_\mu=\{\xi^+\xi,-\xi^+s\xi\},Y_\mu=\{\zeta^+\zeta,\zeta^+s\zeta\} \qquad (14)$$

Что касается предыдущих токов J_μ и $\sum_\mu$, получаем:

$J_\mu=X_\mu+Y_\mu$ и $\Sigma_\mu=X_\mu-Y_\mu$ (15)

Итак, $\sum_\mu$ не магнитный ток, а разница между двумя токами: его *пространственноподобность* исходит из того, что: $X_\mu-Y_\mu=4|\xi^+\zeta|^2\geq 0$, но не противоречит принципу причинности[1]

Законы симметрии: наши уравнения CPT инвариантны. Убедиться в этом можно, исходя из представления Вейля (13). Имеем:

P: $g\to g, x_k\to -x_k, t\to t,$

$$B_k\to B_k, W\to W, \xi\leftrightarrow\zeta$$

T: $g\to g, x_k\to x_k, t\to -t,$

$$(16)$$

$$B_k\to -B_k, W\to W, \xi\leftrightarrow s_2\xi^*, \zeta\to s_2\zeta^*$$

C: $g\to g, \xi\to -is_2\zeta^*, \zeta\to is_2\xi^*$

Заряд g не меняется. P обменивает ξ иζ: антимонополь, это образ

[1] Из суммы и разницы двух изотропных векторов, всегда одна временноподобна, а другая пространственноподобна,

монополя в зеркале. Т не меняет киральности, а С меняет.

Но почему это монополь?

- Во-первых, есть теоретические аргументы:

а) Симметрии P, T, C находятся в согласии [3] с законами Кюри для монополя.

б) Псевдопотенциалы iB_μ ={B,iW}, автоматически появляются из-за калибровки (7) и соответствуют потенциалам, введенным в [9], другим способом и которые появляются в теории магнитного фотона [6].

- Во вторых, есть экспериментальные аргументы. Первый из них: эффект Биркеланда – Пуанкаре. Этот эффект описывает движение катодных лучей (электронов) вблизи магнитного полюса (монополя), что классически объяснил Пуанкаре. Но то же движение должен совершать монополь вокруг кулоновского электрического центра. Значит, мы должны найти уравнение Пуанкаре как предел геометрической оптики наших уравнений. Действительно, введем в первое уравнения (13): $\xi = ae^{is/\hbar}$. В нулевом порядке по ħ, получим

$$\left[\frac{1}{c}\left(\frac{\partial S}{\partial t} - gW\right) - \left(\Delta S + \frac{g}{c}B\right).s\right]a = 0\,, \qquad (17)$$

откуда, в качестве условия для того, чтобы $a \neq 0$, получим уравнение

$$\frac{1}{c^2}\left(\frac{\partial S}{\partial t} - gW\right)^2 - \left(\Delta S + \frac{g}{c}B\right)^2 = 0 \qquad (18)$$

После несложных выкладок и введения кулоновского поля, отсюда

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\lambda \frac{1}{r^3}\frac{dr}{dt} \times r; \quad \lambda = \frac{egc}{E} \qquad (19)$$

Знак минус происходит из-за выбора левого монополя. У Пуанкаре $\lambda = \dfrac{eg}{mc}$ потому, что импульс равен $p = mv$. У нас m = 0. но так как энергия сохраняется, имеем $p = \dfrac{E}{c^2}v$, откуда и следует наше выражение для λ.

Ось симметрии r двух зарядов описывает конус Пуанкаре, при вращении

У Дирака, именно сумма временноподобна: по этому можно её трактовать как электрический или вероятностный ток.

вокруг сохраняющегося полного момента количества движения:

$$\Lambda = \mathbf{r} \times \frac{d\mathbf{r}}{dt} + \lambda \frac{\mathbf{r}}{r} \tag{20}$$

Член $\lambda \frac{\mathbf{r}}{r}$ представляет момент электромагнитного поля, который не равняется нулю из-за киральности монополя. На самом деле, конус Пуанкаре просто является конусом Пуансо, потому что угловое движение монополя вокруг электрического заряда тождественно движению симметрического волчка Пуансо. Отличие состоит только в радиальном движении. Тот факт, что всё это можно получить из (13), даже в классическом пределе, уже есть первый аргумент в пользу монополя. Теперь мы решим ту же задачу в квантовом случае, но здесь ограничимся угловой частью (полное решение приведено в цитированной библиографии). Известно, что по Дираку следовало бы писать в кулоновском случае:

$$B_x = \frac{e}{r}\frac{-y}{r+z}, \qquad B_y = \frac{e}{r}\frac{x}{r+z}, \qquad B_z = 0 \tag{21}$$

но этот потенциал лишён P-симметрии. Из-за этого выберем формулы, которые отличаются от (21) только калибровкой, но подчиняются законам

$$B_x = \frac{e}{r}\frac{yz}{x^2+y^2}, \qquad B_y = \frac{e}{r}\frac{-xz}{x^2+y^2}, \qquad B_z = 0 \tag{22}$$

Из (13) получаем левый и правый момент количества движения

$$\mathbf{J}_\xi = \hbar\left[\Lambda^+ + \frac{1}{2}s\right], \qquad \mathbf{J}_\zeta = \hbar\left[\Lambda^- + \frac{1}{2}s\right]$$

(23)

$$\Lambda^\pm = r \times \left(-i\nabla \pm DB\right) \pm D\frac{r}{r},$$

$\left(D = \frac{eg}{\hbar c}, \mathrm{B} = eB\right)$, где *D* - число Дирака, $\Lambda^\pm$ = квантовое выражение моментов Пуанкаре (20). Можно показать, что собственные функции инфинитозимальных операторов группы вращений в R^3, будут являться матричными элементами представлений группы вращений:

$D_y^{m^+m}(\theta,\varphi,0)$. Известно также, что они являются и собственными состояниями симметрического квантового волчка. Последнее обстоятельство прямо даёт квантовый аналог толкования уравнения Пуанкаре.

Добавим несколько замечаний:

1) Благодаря формулам (22), мы избавились от громоздких вычислений, так называемых «гармоник монополя».

2) В $D_y^{m^+m}(\theta,\varphi,0)$ угол χ собственного вращения равняется нулю потому, что волчок бесконечно тонкий (это прямая e-g).

3) Но все это имеет смысл только при условии, что собственные функции оператора $\Lambda^{\pm}$ непрерывны на группе вращений, что требует в (23);

$$D = \frac{eg}{\hbar c} = m^1, \quad m^1 = \pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2}, ..., J = \frac{2n+1}{2}, \text{ или } m^1=0, \pm 1, \pm 2, \ldots, j=n \qquad (24)$$

Это уточняет известное соотношение Дирака, между e и g. Всё у нас исходит из требования непрерывности группы вращений и из условия квантования проекции $\hbar m'$ момента количества движения на ось симметрии волчка. Целые и полуцелые значения m^1 и их максимум *j*, соответствуют порядку представлений. Видно, что при данном электрическом заряде e магнитный заряд g может принимать либо положительные значения, либо отрицательные, что связано не с антимонополем, а со значением угла ($< \frac{\pi}{2}$ или $> \frac{\pi}{2}$) между осью симметрии и моментом количествам движения.

4) По формулам (24) можно сказать, что магнитный заряд является проекцией углового момента волчка-монополя на ось, которая проходит через него и через какой-то электрический заряд. Во втором случае формул (24), когда *j = n,* среди возможных проекций момента количества движения, есть и нулевая (случай ортогональности). Тогда магнитный заряд равняется нулю: g=0 и уравнение (13) переходит в уравнение нейтрино, Значит, нейтрино есть частный случай монополя. Но тогда можно выдвинуть следующую гипотезу ([1], [2], [3], [7]): раз эти монополи

есть магнито возбуждённые состояния нейтрино, то можно заключить, что они могут участвовать в слабых взаимодействиях. Это означает, что они могут рождаться при β-распадах или индуцировать обратные β-распады.

5) В недавних экспериментах группы Л.И. Уруцкоева [11], подтверждённые группой В.Л. Кузнецова [12], при электровзрывах фольг в жидкостях наблюдались искажения изотопного состава металлических фольг. Изотопные искажения возникали за счет «исчезновения» одного (как правило, четно-четного) из изотопов и, соответственно, уменьшения его удельного вклада в природное распределение изотопов. Вместо «исчезнувших» атомов во взрывной камере фиксировалось появление атомов химических элементов, ранее не содержащихся в элементах конструкции и материале фольги. Авторы [11, 12] отмечают, что количество обнаруженных новых атомов пропорционально величине изотопного искажения. Более того, суммарная энергия связи появившихся новых химических элементов с точностью до неизбежной экспериментальной ошибки совпадает с суммарной энергией связи «исчезнувших» изотопов. Одновременно с этим на ядерных эмульсиях фиксируются достаточно необычные следы [11].

Возникла гипотеза о возможном влиянии магнитных монополей. Пока нет окончательного доказательства: это только намёки природы. Но если эти результаты подтвердятся, должны существовать другие классы монополей: мы только говорили о е-монополях, но должны быть μ-монополи и τ-монополи.

Библиография:

1. G. Lochak, Sur un monopole de masse nulle decrit par l'equation de Dirac, et sur une equation generale non lineaire qui contient des monopoles de spin 1/2 Annales de la Fondation Louis de Broglie, **8**, 1983, p. 345 (I). **9**, 1984, p. 5 (II).
2. G. Lochak, Wave equation for a magnetic monopole, IJTP, **24**, 1985, p. 1019.

3. G. Lochak, The symmetry between electricity and magnetism and the wave equation of a spin 1/2 magnetic monopole, in: Information, complexity and control in quantum physics Springer, Wien, 1987.
4. G. Lochak, Etats electriques dans le champ de Majorana, Annales de la Fondation Louis de Broglie, **12**, 1987, p. 135.
5. G. Lochak, Un monopoole magnetique dans le champ de Dirac (etats magnetiques dans le champ de Majorana), Annales de la Fondation Louis de Broglie, **17**, 1992, p. 203.
6. G. Lochak, Sur la presence d'un second photon dans la theorie de la lumiere de Louis de Broglie, Annales de la Fondation Louis de Broglie, **20**, 1995, p. 111.
7. G. Lochak, The Symmetry between Electricity and Magnetism and the Problem of the Existence of a Magnetic Monopole, contribution au recueil : Advanced Electromagnetism, Ed. T.W. Barrett, D.M. Grimes, World Scientific, Singapore, 1995, p. 105-148.
8. W. Pauli, Annales de l'Institut Henri Poincare, **6**, 1936, p. 109.
9. N. Cabibbo & G. Ferrari, Nuovo Cimento, **23**, 1962, p. 1147.
10. H. Poincare, Comptes rendus, **123**, 1896, p. 530.
11. Уруцкоев Л.И., Ликсонов В.И., Циноев В.Г. «Экспериментальное обнаружение «странного» излучения и трансформации химических элементов», Прикладная физика, 2000. В.4. стр.83-100.
12. Кузнецов В.Д., Мышинский Г.В., Жеменник В.И., Арбузов В.И «Проверочные эксперименты по наблюдению эффекта холодной трансмутации элементов», Материалы 8-ой Российской Конференции по холодной трансмутации ядер химических элементов. Москва, 2001, стр.308-332.