УДК 541.139

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

Ж. Лошак
Фонд им. Луи де Бройля, Париж, Франция

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 $m'\hbar$ — проекция орбитального момента количества движения на ось симметрии, определенной магнитным и электрическим зарядами. Угловое движение системы этих зарядов тождественно движению симметрического волчка Пуансо. Когда m' — целое число (полный момент будет $n + 1/2$), можно смотреть на монополь как на магнитовозбужденное 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 Л. И. Уруцкоева и подтвержденных группой В. Д. Кузнецова.

Данная работа не содержит новых результатов, она только резюмирует работы автора [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 ($\mu = 1, ..., 4$) 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]:

$$\gamma_\mu\Gamma_N\gamma_\mu = \pm\,\Gamma_N$$

(знак $\pm$ 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 матрица определяет обычную фазовую калибровку $\psi \to e^{i\vartheta}\psi$ уравнения Дирака:

$$\gamma_\mu\partial_\mu\psi + \frac{m_0c}{\hbar}\psi = 0\,. \qquad (1)$$

Вторая матрица определяет другую калибровку

$$\psi \to e^{i\frac{e}{\hbar c}\gamma_5\vartheta}\psi \qquad (2)$$

того же уравнения, но с нулевой массой:

$$\gamma_\mu\partial_\mu\psi = 0\,. \qquad (3)$$

© Лошак Ж., 2003

Как известно, благодаря фазовой калибровке в уравнение (1) вводятся ковариантная производная и локальная калибровка

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

которые определяют обычное уравнение электрона Дирака

$$\gamma_\mu\left(\partial_\mu - i\frac{e}{\hbar c}A_\mu\right)\psi + \frac{m_0c}{\hbar}\psi = 0. \qquad (4)$$

По аналогии с (2) определим для уравнения (3) другую ковариантную производную и локальную калибровку

$$\nabla_\mu = \partial_\mu - i\frac{g}{\hbar c}\gamma_5 B_\mu;$$

$$\psi \to e^{i\frac{e}{\hbar c}\gamma_5\phi}\psi, B_\mu \to B_\mu + \partial_\mu\phi\,, \qquad (5)$$

что приведет к новому уравнению

$$\gamma_\mu\left(\partial_\mu - i\frac{g}{\hbar c}\gamma_5 B_\mu\right)\psi = 0\,. \qquad (6)$$

Это уравнение — уравнение магнитного монополя (с нулевой массой). Из-за присутствия в (5) и (6) псевдоскалярной матрицы γ_5 величина B_μ является псевдопотенциалом, а ϕ — псевдофазой. Зато магнитный заряд g будет скалярным вопреки тому, что обычно принято. Здесь псевдоскалярность — киральность магнетизма выражается через зарядовый оператор $G = g\gamma_5$, где g является скаляром, как все физические константы.

Так же как (4), влечет за собой сохранение электрического тока $\partial_\mu J_\mu = 0$ ($J_\mu = i\psi\gamma_\mu\psi$), а новое уравнение (6) влечет за собой сохранение магнитного тока (где Σ_μ не вектор, а псевдовектор $(\Sigma_\mu = i\bar{\psi}\gamma_\mu\gamma_5\psi)$: $\partial_\mu\Sigma_\mu = 0$,

а J_μ и Σ_μ связаны между собой алгебраическими формулами:

$$J_\mu\Sigma_\mu = 0; \quad -J_\mu J_\mu = \Sigma_\mu\Sigma_\mu = \Omega_1^2 + \Omega_2^2, \tag{7}$$

где $\Omega_1 = \bar{\psi}\psi$ и $\Omega_1 = -i\bar{\psi}\gamma_5\psi$ — инвариант и псевдо- инвариант Дирака.

Из (7) следует, что тогда как J_μ временноподобный ток (как и следовало ожидать), ток Σ_μ, наоборот, будет пространственноподобным, что может казаться катастрофой, но это не так. Чтобы в этом убедиться, перейдем к представлению Вейля

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

Уравнение (6) разделяется на два: левое и правое:

$$\begin{aligned}&\left(\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t} - s\nabla - i\frac{g}{\hbar c}(V + sB)\right)\xi = 0;\\ &\left(\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t} + s\nabla + i\frac{g}{\hbar c}(W - sB)\right)\zeta = 0,\end{aligned} \tag{8}$$

где s — матрицы Паули; $iB_\mu = \{B, iW\}$; $\vec{B}$ — псевдовектор; 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 они изотропны, что вполне естественно для безмассовых частиц:

$$X_\mu = \{\xi^+\xi, -\xi^+ s\xi\}; \quad Y_\mu = \{\zeta^+\zeta, \zeta^+ s\zeta\}.$$

Что касается предыдущих токов J_μ и Σ_μ, то получаем

$$J_\mu = X_\mu + Y_\mu; \quad \Sigma_\mu = X_\mu - Y_\mu.$$

Итак, Σ_μ — 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*.

Законы симметрии: уравнения CPT инвариантны, в чем можно убедиться, исходя из представления Вейля (8).

Имеем:

$$\begin{aligned}&P: g \to g,\ x_k \to -x_k,\ t \to t,\\ &B_k \to B_k,\ W \to W,\ \xi \leftrightarrow \zeta.\\ &T: g \to g,\ x_k \to x_k,\ t \to -t,\\ &B_k \to -B_k,\ W \to W,\ \xi \leftrightarrow s_2\xi^*,\ \zeta \to s_2\zeta^*.\\ &C: g \to g,\ \xi \to -is_2\zeta^*,\ \zeta \to is_2\xi^*.\end{aligned} \tag{9}$$

Заряд g не меняется; P обменивает ξ и ζ: антимонополь, это образ монополя в зеркале; T — не меняет киральности, а C — 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 $iB_\mu = \{B, iW\}$ автоматически появляются из-за калибровки (5) 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, который описывает движение катодных лучей (электронов) вблизи магнитного полюса (монополя), что классически объяснил Пуанкаре [10]. То же самое движение должен совершать монополь вокруг кулоновского электрического центра, а значит, мы должны найти уравнение Пуанкаре как предел геометрической оптики наших уравнений. Действительно, введем в первое уравнения (8): $\xi = ae^{is/\hbar}$. В нулевом порядке по $\hbar$ получим однородную систему

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

откуда при условии $a \neq 0$ получим уравнение Гамильтона-Якоби (с нулевой массой):

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

После несложных выкладок и введения кулоновского поля, получаем уравнение Пуанкаре

$$\frac{d^2r}{dt^2} = -\lambda\frac{1}{r^3}\frac{dr}{dt}r; \qquad \lambda = \frac{egc}{E}.$$

* Из суммы и разницы двух изотропных векторов всегда одна временноподобна, а другая — пространственноподобна. У Дирака именно сумма временно-подобна, поэтому ее можно трактовать как электрический или вероятностный ток.

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

Ось симметрии r двух зарядов описывает конус Пуанкаре при вращении вокруг сохраняющегося полного момента количества движения:

$$\Lambda = r\frac{d\mathbf{r}}{dt} + \lambda_r^{\mathbf{r}} . \qquad (10)$$

Член $\lambda_r^{\mathbf{r}}$ представляет собой момент электромагнитного поля, который не равняется нулю из-за киральности монополя. На самом деле конус Пуанкаре просто является конусом Пуансо, так как угловое движение монополя вокруг электрического заряда тождественно движению симметрического волчка Пуансо. Отличие состоит только в радиальном движении. Тот факт, что все это можно получить из (8), даже в классическом пределе, уже есть первый аргумент в пользу монополя.

Теперь решим эту же задачу в квантовом случае, но здесь ограничимся угловой частью.

Известно, что по Дираку в кулоновском случае следовало бы писать

$$B_x = \frac{e}{r}\frac{-y}{r+z}; \quad B_y = \frac{e}{r}\frac{x}{r+z}; \quad B_z = 0, \qquad (11)$$

но этот потенциал лишен P-симметрии. Поэтому выберем формулы, которые отличаются от (11) только калибровкой, но подчиняются законам симметрии (9), благодаря чему все формулы упрощаются:

$$B_x = \frac{e}{r}\frac{yz}{x^2+y^2}; \quad B_x = \frac{e}{r}\frac{-xz}{x^2+y^2}; \quad B_z = 0. \qquad (12)$$

Из (8) получаем левый и правый моменты количества движения

$$J_\xi = \hbar\left[\Lambda^+ + \frac{1}{2}s\right]; \quad J_\xi = \hbar\left[\Lambda^- + \frac{1}{2}s\right];$$

$$\Lambda^\pm = r\left(-i\nabla \pm DB\right) \pm D_r^{\mathbf{r}}, \qquad (13)$$

$$\left(D = \frac{eg}{\hbar c},\ B = eB\right),$$

где D — число Дирака; $\Lambda^\pm$ — квантовое выражение моментов Пуанкаре (10).

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 дает квантовый аналог толкования уравнения Пуанкаре.

Добавим несколько замечаний.

1. Благодаря формулам (12) мы избавились от громоздких вычислений, так называемых “гармоник монополя”.

2. В $D_y^{m^+m}(\theta, \varphi, 0)$ угол χ собственного вращения равняется нулю, так как волчок бесконечно тонкий.

3. Два первых замечания имеют смысл только при условии, что собственные функции оператора $\Lambda^\pm$ непрерывны на группе вращений, что требует в (13);

$$D = \frac{eg}{\hbar c} = m^1,$$

$$m^1 = \pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2}, \ldots, J = \frac{2n+1}{2}, \qquad (14)$$

$$\text{или} \quad m^1 = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, j = n .$$

Это уточняет известное соотношение Дирака между e и g, и все это исходит из требования непрерывности группы вращений и 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 количества движения.

4. Из формул (14) следует, что магнитный заряд является проекцией углового момента волчка-монополя на ось, которая проходит через него и через какой-то электрический заряд. Во втором случае в формуле (14), когда $j = n$, среди возможных проекций момента количества движения есть и нулевая (случай ортогональности). Тогда магнитный заряд равняется нулю: $g = 0$, и уравнение (8) переходит в уравнение нейтрино. Значит, нейтрино есть частный случай монополя. Но тогда можно выдвинуть следующую гипотезу [1—3, 7]: раз эти монополи есть магнитовозбужденные состояния нейтрино, то они могут участвовать в слабых взаимодействиях. Это оз-

начает, что они могут рождаться при β-распадах или индуцировать обратные β-распады.

5. В экспериментах, проведенных группой Л. И. Уруцкоева [11], подтвержденные группой В. Д. 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. В работах [11, 12] отмечено, 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 намеки природы. Но если эти результаты подтвердятся, должны существовать другие классы монополей, мы говорили только о e-монополях, но должны быть μ-монополи и τ-монополи.

Литература

1. *Lochak G.* 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, 1983. № 8. P. 345 Часть I ; 1984. № 9. P. 5 Часть II .
2. *Lochak G.* Wave equation for a magnetic monopole// IJTP, 1985. № 24. P. 1019.
3. *Lochak G.* 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. *Lochak G.* Etats electriques dans le champ de Majorana// Annales de la Fondation Louis de Broglie, 1987. № 12. P. 135.
5. *Lochak G.* Un monopoole magnetique dans le champ de Dirac (etats magnetiques dans le champ de Majorana)// Ibid. 1992. № 17. P. 203.
6. *Lochak G.* Sur la presence d'un second photon dans la theorie de la lumiere de Louis de Broglie// Ibid, 1995. № 20. P. 111.
7. *Lochak G.* 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. *Pauli W.* Annales de l'Institut Henri Poincare, 1936. № 6. P. 109.
9. *Cabibbo N., Ferrari G.* Nuovo Cimento, 1962. № 23. P. 1147.
10. *Poincare H.//* Comptes rendus, 1896. № 123. P. 530.
11. *Уруцкоев Л. И., Ликсонов В. И., Циноев В. Г.* Экспериментальное обнаружение "странного" излучения и трансформации химических элементов// Прикладная физика, 2000. № 4. С. 83—100.
12. *Кузнецов В. Д., Мышинский Г. В., Жеменник В. И., Арбузов В. И.* Проверочные эксперименты по наблюдению эффекта холодной трансмутации элементов: Матер. 8-й Российской конф. по холодной трансмутации ядер химических элементов. — М., 2001. С. 308—332.

About an opportunity of a light magnetic monopole, which is capable to influence on weak couplings

G. Lochak

Louis de Broglie Foundation, Paris, France

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: $eg/c = m\hbar$, where $m\hbar$ 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.