

ВОЗМОЖНОЕ НОВОЕ ДАЛЬНОДЕЙСТВИЕ И СПОСОБЫ ЕГО ОБНАРУЖЕНИЯ

А.А. Ансельм

Обсуждается возможность существования стабильной безмассовой 0^- голдстоуновской частицы, имеющей полуслабое взаимодействие с фермионами ("арион"). Отмечается, что для детектирования арионного дальнего действия можно использовать любые методы детектирования слабого магнитного поля в эксперименте, в котором присутствуют ориентированные спины, если с помощью сверхпроводящей защиты подавить создаваемое ими истинное магнитное поле.

В работе ¹ была отмечена возможность существования безмассовой голдстоуновской частицы, соответствующей спонтанному нарушению киральной лептонной симметрии ("безмассовый аксион"). В качестве конкретной модели была рассмотрена схема с тремя дублетами хиггсовских полей, каждый из которых дает массу фермионам с данным электрическим зарядом. В принципе, допустимо, однако, существование хиггсовских полей, не взаимодействующих с фермионами. В этом случае возможно появление добавочных (спонтанно нарушенных) симметрий и, следовательно, новых безмассовых голдстоуновских частиц.

Рассмотрим 3 случая: а) когда все фермионы получают массу от одного хиггсовского дублета φ_1 (минимальная модель); б) когда φ_1 дает массу кваркам с зарядом $-1/3$ и лептонам, а φ_2 — кваркам с зарядом $2/3$ (как это обычно предполагается в теории стандартного аксиона и предписывается теориями великого объединения) и в) когда φ_1 дает массу нижним кваркам, φ_2 — верхним кваркам, а φ_3 — лептонам (как в ¹). Кроме того, допустим, что имеется произвольное число других дублетов φ_i , $i \leq n$, не взаимодействующих с фермионами. Тогда нетрудно показать, что если возможно независимое вращение фаз всех хиггсовских полей, то в теории могут появиться кроме массивного аксиона $a(x)$ безмассовые голдстоуны $a(x)$, $a'(x)$ со следующими лагранжианами взаимодействия с фермионами (для случаев а), б), в)):

$$\mathcal{L} = \frac{i}{v} [m_d (\bar{d} \gamma_5 d) - m_u (\bar{u} \gamma_5 u) + m_e (\bar{e} \gamma_5 e)] \sqrt{\frac{v^2}{v_1^2} - 1} a, \quad (1a)$$

$$\mathcal{L} = \frac{i}{v} [m_d (\bar{d} \gamma_5 d) + m_e (\bar{e} \gamma_5 e)] \left[\frac{v v_2}{v_{12} v_1} a + \sqrt{\frac{v^2}{v_{12}^2} - 1} a \right] + \frac{i}{v} m_u (\bar{u} \gamma_5 u) \left[\frac{v v_1}{v_{12} v_2} a - \sqrt{\frac{v^2}{v_{12}^2} - 1} a \right], \quad (15)$$

$$\mathcal{L} = \frac{i}{v} m_d (\bar{d} \gamma_5 d) \left[\frac{v v_2}{v_{12} v_1} a + \sqrt{\frac{v^2}{v_{12}^2} - 1} a \right] + \frac{i}{v} m_u (\bar{u} \gamma_5 u) \left[\frac{v v_1}{v_{12} v_2} a - \sqrt{\frac{v^2}{v_{12}^2} - 1} a \right] + \frac{i}{v} m_e (\bar{e} \gamma_5 e) \left[-\frac{1}{\sqrt{\frac{v^2}{v_{12}^2} - 1}} a + \frac{v}{v_3} \frac{\sqrt{v^2 - v_{123}^2}}{\sqrt{v^2 - v_{12}^2}} a' \right], \quad (16)$$

$$v_k = \sqrt{2} \langle \varphi_k^0 \rangle, \quad v_{12}^2 = v_1^2 + v_2^2, \quad v_{123}^2 = v_1^2 + v_2^2 + v_3^2, \quad v^2 = \sum_{k=1}^n v_k^2 = (G_F \sqrt{2})^{-2}$$

В формулах (1) для краткости выписаны только фермионы первого поколения. Голдстоун $a(x)$ в (16) представляет собой "безмассовый аксион", рассмотренный в работе ¹. Случай (1a) иллюстрирует тот факт, что безмассовый голдстоун может существовать даже в отсутствие массивного аксиона, ситуация с которым остается неясной: хотя в известных работах ² имеются указания на его существование, выдвигаются и серьезные возражения (см., например, ³). Во всяком случае, независимо от деталей теории представляется интересным рассмотреть возможность существования стабильной безмассовой 0^{-+} голдстоуновской частицы a , имеющей полуслабое диагональное по ароматам взаимодействие с фермионами с константой связи $x_f m_f / v$, где $v = (G_F \sqrt{2})^{-1/2}$, m_f — масса фермиона, а x_f — параметр ~ 1 . Чтобы отличить эту гипотетическую частицу от массивного аксиона, мы будем называть ее "арион" ("arion" ⁵). Заметим, что хотя стандартная аргументация, приведшая к гипотезе аксиона, не распространяется на случай симметрий, отвечающих появлению арионов, в ряде теорий эти симметрии действительно присутствуют. Таковы, например, многочисленные модели техницвета, в которых почти неизбежно появляется большое число голдстоуновских (и псевдоголдстоуновских) бозонов, построенных из различных техникварков ⁴.

Обратимся к экспериментальному статусу ариона. Поскольку арионы стабильны, все опыты по поискам аксиона по 2γ -распаду не имеют отношения к делу. Наиболее опасным для гипотезы существования арионов представляется отсутствие распадов $\psi \rightarrow a \gamma$ ⁵, $K^+ \rightarrow \pi^+ a$ ⁶ и астрофизические соображения, основанные на оценке скорости аксионного излучения энергии Солнцем и красными гигантами ⁷. Однако ограничение на скорость распада $\psi \rightarrow a \gamma$ согласно утверждению самих авторов эксперимента ⁵ указывает лишь, что $x_c < 1$ (если определить константу связи ариона с c -кварком как $x_c m_c / v$), а экспериментальный предел ⁶ на распад $K^+ \rightarrow \pi^+ a$ является существенно менее ограничительным для ариона, чем для обычного аксиона. Дело в том, что арионы взаимодействуют с дивергентцией изовекторного аксиального тока, и поэтому к распаду $K^+ \rightarrow \pi^+ a$ применимо правило отбора $\Delta I = 1/2$.

Весьма серьезное возражение против существования ариона — потеря энергии Солнцем. Любопытно, однако, что обычная оценка длины свободного пробега ариона, определяемая по реакции $a + e \rightarrow \gamma + e$, оказывается на три порядка большей длины свободного пробега, связанной с тройными столкновениями, при которых имеет место кулоновский обмен с третьей частицей — протоном или электроном. Хотя этого оказывается недостаточно для того, чтобы обеспечить сильное поглощение арионов, кажется, что ситуация неслишком ясна и заслуживает более внимательного рассмотрения. В частности, арионы, рожденные в относительно холодных слоях, могли бы поглощаться весьма сильно.

В настоящей статье я хочу обсудить возможность обнаружения статического дальнего действующего арионного поля. Обмен арионами приводит к тензорному потенциалу взаимодействия между двумя фермионами f_1 и f_2 (кварками или лептонами) вида

$$V_a(r) = x_{f_1} x_{f_2} \frac{G_F}{8\pi\sqrt{2}} \frac{1}{r^3} \left(\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 - 3(\vec{\sigma}_1 \mathbf{n})(\vec{\sigma}_2 \mathbf{n}) \right). \quad (2)$$

Здесь x_f — множители порядка единицы, стоящие в выражениях (1) перед полями a и a' . В (2) легко перейти от взаимодействия кварков к взаимодействию нуклонов. Для этого достаточно ввести в (2) $x_{p,n} = x_{u,d}(-g_A)$, где $g_A = -1,25$ — слабый аксиальный формфактор¹.

Взаимодействие (2) совершенно аналогично взаимодействию двух магнитных моментов. Два намагниченных ферромагнетика имеют арионное взаимодействие, составляющее величину $x_e^2 G_F m_e^2 / 2\pi\sqrt{2} a = 4,7 \cdot 10^{-11} \frac{1}{e^2}$ от обычного магнитного взаимодействия, причем зависимость от расстояния, ориентации намагниченностей и т.д. совершенно такая же, как для обычного магнетизма. Интересно, что арионное нуклон-нуклонное, нуклон-электронное и электрон-электронное взаимодействия — все имеют один порядок величины в отличие от их магнитных взаимодействий.

Можно ли экранировать обычное магнитное взаимодействие двух постоянных магнитов с такой точностью, чтобы почувствовать арионное взаимодействие? По-видимому, единственный способ состоит в том, чтобы окружить магниты сверхпроводящими экранами так, чтобы в результате эффекта Мейсснера магнитное поле не проникало за экран. Решающим обстоятельством является здесь то, что сверхпроводящий слой не будет экранировать арионное поле, так как последнее взаимодействует только со спинами ($\mathcal{L}_{int} = (x_f / 2v) \vec{\nabla} a (\psi^* \vec{\sigma} \psi)$), тогда как мейсснер-эффект для обычного магнитного поля возникает в результате взаимодействия, связанного с заменой: $\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p} - e \mathbf{A}$.

Схематически можно представить себе, например, опыт типа Кэвендиша, в котором защищенная сверхпроводящим экраном магнитная стрелка, прикрепленная к крутильным весам, взаимодействует с массивным магнитом. Можно раскачивать крутильный (или обычный) маятник, перемагничивая закрепленный массивный магнит. Момент силы, действующий на стрелку, легко найти, используя приведенную выше цифру $4,7 \cdot 10^{-11} x_e^2$, дающую отношение магнитного и арионного взаимодействия:

$$M = 4,7 \cdot 10^{-11} x_e^2 \mu_{Bohr} N H = 4,37 \cdot 10^{-31} N H x_e^2 \left(\frac{\text{дин} \cdot \text{см}}{\text{Гс}} \right), \quad (3)$$

где N — число ориентированных спинов в стрелке, а H — магнитное поле. При $x_e = 1, N = 10^{23}, H = 10^3$ Гс, $M = 5 \cdot 10^{-5}$ дин · см, что, по-видимому, доступно для детектирования.

Сравним арионные и гравитационные силы. Отношение этих сил для двух маленьких железных образцов с учетом того, что на один атом Fe в гравитации участвуют 58 нуклонов, а в арионном взаимодействии ~ 2 электрона с ориентированными спинами, составляет:

$$F_a / F_g = x_e^2 \left(\frac{9 \text{ см}}{r} \right)^2. \quad (4)$$

Таким образом, арионное взаимодействие сравнивается с гравитационным примерно на 10 см. Такие же масштабы расстояний характерны и для реалистических образцов конечных размеров.

Вообще, поскольку при спин-спинном взаимодействии арионные силы абсолютно эквивалентны слабым магнитным силам, для детектирования арионного дальнего действия можно использовать любые методы детектирования слабого магнитного поля (магнетометры), если с помощью сверхпроводящей защиты подавить создаваемое спинами истинное магнитное поле. В принципе, если бы арионное дальнее действие существовало, его изучение как макроскопическими, так и микроскопическими методами, могло бы стать широкой областью исследований, подобной физике магнитных явлений. Количественное обсуждение возникающих здесь раз-

личных эффектов, например, арионного зееман-эффекта, прецессии спинов в арионном поле и т.д., требует учета конкретных экспериментальных возможностей и выходит за рамки настоящей статьи. Отметим лишь, что величина эффекта во всех случаях определяется произведением "арионных магнитных моментов" рассматриваемых частиц, равных $x_f / (G_F / 8 \pi \sqrt{2})^{1/2}$, и выпишем отношения арионного и истинного магнитных моментов для электрона, протона и нейтрона:

$$\rho_e = -x_e \left(\frac{G_F m_e^2}{2 \pi \sqrt{2} a} \right)^{1/2} = -x_e \cdot 0,685 \cdot 10^{-5}, \quad \rho_p = x_u \left(\frac{-g_A}{\mu_p} \right) \left(\frac{G_F m_p^2}{2 \pi \sqrt{2} a} \right)^{1/2} = x_u \cdot 0,563 \cdot 10^{-2},$$

$$\rho_n = x_d \left(\frac{-g_A}{\mu_n} \right) \left(\frac{G_F m_p^2}{2 \pi \sqrt{2} a} \right)^{1/2} = -x_d \cdot 0,823 \cdot 10^{-2}, \quad x_u = -x_d. \quad (5)$$

Интересно, что в варианте теории (1в) в арионном взаимодействии электрона с нуклонами сокращается неизвестный множитель ($x_e = x_u^{-1}$). В этом случае в единицах соответствующих магнитных моментов

$$\rho_e \rho_n = -0,564 \cdot 10^{-7}, \quad \rho_e \rho_p = -0,386 \cdot 10^{-7}. \quad (6)$$

Идея настоящей статьи возникла в процессе совместной работы с Н.Г.Уральцевым, которому я приношу глубокую благодарность. Я благодарен А.Г.Аронову, А.И.Вайнштейну, М.И.Высоцкому, А.Д.Долгову, Д.И.Дьяконову, В.М.Лобашеву, А.Н.Москалеву, Л.Б.Окуню, А.М.Полякову, А.П.Сереброву и О.И.Сумбаеву за многочисленные полезные обсуждения.

Литература

1. *Anselm A.A., Uraltsev N.G.* Preprint LNPI-720, November 1981; Phys. Lett. (to be published).
2. *Faissner H., Frenzel E. et al.* Phys. Lett., 1981, 103B, 234; *Faissner H.* Invited Talk at the Neutrino Conf., 1981 at Maui (Hawaii), 1.7 - 8.7.81; International Symp. on Photon-Lepton Interactions at High Energy, Bonn, 28 August 1981; Proceedings of the Symposium, ed. *Heinloth K. and Pfeil*, p.797.
3. *Zehnder A., Gabathuler K., Vuillenmier J.-L.*, Preprint SIN PR-81-01, January 1982.
4. *Peskin M.E.* Nucl. Phys., 1980, B 175, 197; *Preskill J.* Nucl. Phys., 1980, B177, 21; *Ансельм А.А., Уральцев Н.Г.* ЖЭТФ, 1982, 82, 1725.
5. *Porter F.C.* Preprint SLAC-PUB-2785, August 1981.
6. *Nagashima Y. et al.* Proc. ν -81 Conference, Maui, Hawaii, 1981.
7. *Высоцкий М.И., Зельдович Я.Б., Чечеткин В.М.* Письма в ЖЭТФ, 1978, 27, 533; *Dicus D.A., Kolb E.W. et al.* Phys. Rev., 1978, D18, 1829.