

ТЕТОНЫ

Л.Б.Окунь

Рассмотрены некоторые наблюдаемые следствия гипотезы о существовании нового типа элементарных частиц, калибровочное взаимодействие между которыми имеет макроскопический радиус невылечения. Кванты соответствующего калибровочного поля — тетоны — безмассовые векторные частицы, аналогичные глюонам.

Цель этой статьи — рассмотреть гипотезу о существовании нового неабелевого калибровочного поля, кванты которого — нейтральные безмассовые векторные частицы (мы называем их тетонами и обозначаем буквой θ) имеют макроскопический радиус конфайнмента. Начнем с пояснения того, почему гипотеза о существовании тетонного взаимодействия не кажется неправдоподобной. Затем кратко обсудим, почему оно до сих пор не обнаружено и как его можно было бы найти на опыте.

Как известно, калибровочные теории электрослабого [1] и сильно-го [2, 3] взаимодействий, основанные на группе $U(1) \times SU(2)_W \times SU(3)_C$, предполагают существование, наряду с фотонами, W - и Z -бозонов и глюонов. Более того, модели Великого объединения [4] ($SU(5)_C$, $SO(10)_C$ и т. д.) предсказывают существование большого числа других калибровочных частиц. Модель составных хиггсовых бозонов ("технокolor" [5]) предполагает существование "техноглюонов" с радиусом конфайнмента $\approx 10^{-3}$ ГэВ $^{-1}$. Так что сегодня гипотеза о существовании нескольких дополнительных калибровочных бозонов не кажется чересчур смелой.

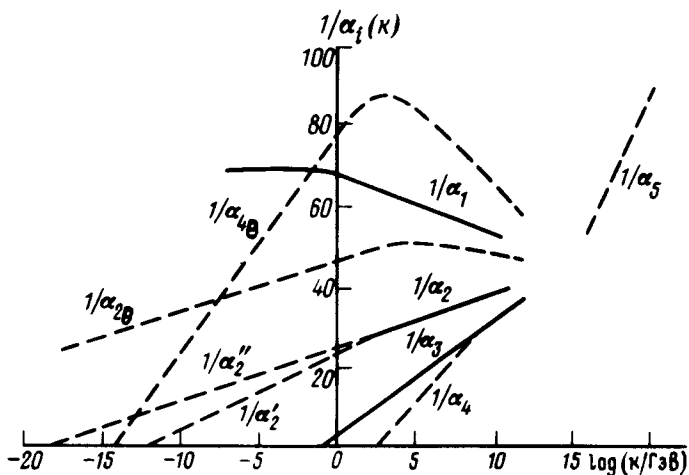
Как мы сейчас увидим, не кажется неправдоподобной и гипотеза о макроскопическом радиусе конфайнмента, поскольку он экспоненциально зависит от числа калибровочных полей и числа фермионов. Напомним, что для бегущей константы взаимодействия α_N калибровочной группы $SU(N)$ зависимость от импульса k имеет вид [3]:

$$\alpha_N(k) = \frac{2\pi}{b_N(k) \ln k/\Lambda} \quad (1)$$

Здесь k — импульс, $1/\Lambda$ — радиус конфайнмента,

$$b_N(k) = \frac{11}{3} N - \frac{2}{3} n_f(k), \quad (2)$$

где $n_f(k)$ — число сортов фермионов с $m_f \ll k$, взаимодействующих с калибровочными полями. На рисунке схематически изображено поведение величин $1/\alpha_1, 1/\alpha_2, 1/\alpha_3, 1/\alpha_4, 1/\alpha_5$, отвечающих группам $U(1), SU(2)_W, SU(3)_C, SU(4)_t, SU(5)_G$, соответственно.



Кроме того, на рисунке изображено возможное поведение бегущей константы θ -взаимодействия $1/\alpha_{2\theta}$ и $1/\alpha_{4\theta}$ для групп $SU(2)_\theta$ и $SU(4)_\theta$, соответственно. Из выражений для $a_N(k)$ и $b_N(k)$ и из рисунка видно, что при разумных значениях величин N и $n_f(k)$ нетрудно получить такое поведение $a_{N\theta}(k)$, при котором на малых расстояниях $a_{N\theta}$ больше или порядка α ($\alpha = 1/137$), и в то же время радиус конфайнмента $1/\Lambda_\theta$ лежит в пределах от размеров атомного ядра до размеров Вселенной. (Заметим, что если бы в модели электрослабого взаимодействия [1] промежуточные бозоны не приобретали хиггсовы массы, то радиус конфайнмента для них был бы порядка миллиметра; а если бы были безмассовы и все лептоны и кварки, то радиус был бы порядка километра; см. линии $1/\alpha_2'$ и $1/\alpha_2''$ на рисунке)!

Подобно тому как глюоны должны образовывать глюоний, так и тетоны должны образовывать θ -нейтральные системы — тетонии, состоящие из двух или трех тетонов: $\delta_{ik}\theta_i\theta_k, f_{ikl}\theta_i\theta_k\theta_l, d_{ikl}\theta_i\theta_k\theta_l; i, k, l = 1, 2, \dots, N^2 - 1$. Наиболее легкие уровни этих систем должны иметь квантовые числа $J^P = 0^+, 1^- \dots$. Их массы должны быть порядка Λ_θ , а размеры порядка $1/\Lambda_\theta$. Сечение взаимодействия тетониев друг с другом порядка Λ_θ^{-2} . Тот факт, что θ -взаимодействие до сих пор не обнаружено, можно было бы легко объяснить, если предположить, что фермионы, обладающие тетозарядами, — тяжелые, скажем, тяжелее 15 ГэВ (порог, достигнутый на встречных e^+e^- -лучках). Загиб траекторий $1/\alpha_{2\theta}$ и $1/\alpha_{4\theta}$ в правой части рисунка связан с предположением,

что существует много таких θ -фермионов. (То, что все известные сегодня частицы θ -нейтральны, следует из того, что у них нормальная связь спина и статистики). Назовем тетолептонами l_θ фермионы, взаимодействующие с θ , W , Z , (γ) , а тетокварками q_θ , фермионы, взаимодействующие, кроме того, с глюонами g . В силу тетоинвариантности самые легкие из l_θ и q_θ должны быть стабильны.

Петли q_θ дают эффективное взаимодействие тетонов с глюонами типа

$$a_\theta a_s m_{q_\theta}^{-4} \theta_{\mu\nu}^i \theta_{\mu\nu}^i G_{\rho\sigma}^a G_{\rho\sigma}^a, \quad i = 1, 2, \dots, N^2 - 1; \quad a = 1, 2, \dots, 8,$$

и фотонами:

$$a_\theta a m_{q_\theta}^{-4} \theta_{\mu\nu}^i \theta_{\mu\nu}^i F_{\rho\sigma} F_{\rho\sigma}, \quad a_\theta^{3/2} a^{1/2} m_{q_\theta}^{-4} d_{ikl} \theta_{\mu\alpha}^i \theta_{\alpha\beta}^k \theta_{\beta\nu}^l F_{\mu\nu}.$$

(Здесь $\theta_{\mu\nu}$, $G_{\mu\nu}$ и $F_{\mu\nu}$ — напряженности тетонного, глюонного и фотонного поля, соответственно). В два последних взаимодействия дают вклад и l_θ , их вклад пропорционален $m_{l_\theta}^{-4}$. Из этих выражений следует,

что время жизни тетония по отношению к распаду на фотоны практически бесконечно ($\Gamma \sim a^4 \Lambda_\theta^2 m_{l_\theta}^{-8}$). Из этих же выражений следует, что пока мы имеем дело с энергиями, существенно меньшими, чем пороги $2m_{q_\theta}$ или $2m_{l_\theta}$, взаимодействие обычного вещества с тетонами очень слабо. Таким образом, существование тетония могло остаться незамеченным.

Рождение пары $l_\theta^+ l_\theta^-$ на встречных пучках $e^+ e^-$ при $\sqrt{s} > 2m_{l_\theta}$ должно дать большой вклад в полное сечение ($\Delta R \rightarrow N$). Новорожденные частицы l_θ^+ и l_θ^- должны интенсивно излучать тетонии. По мере разлета, между ними натягивается тетонная нить диаметром Γ/Λ_θ с удельной линейной плотностью $\Lambda_\theta^2 \text{ см}^{-1}$, на создание которой расходуется оставшаяся часть кинетической энергии частиц $x E_{kin}$. В результате частицы затормозятся на расстоянии $L \approx x E_{kin} / \Lambda_\theta^2$.

Описанные выше свойства теточастиц могли бы сильно измениться, если бы существовали тетонейтрино ν_θ с нулевыми лагранжевыми массами. Мезоноподобные состояния $\nu_\theta \tilde{\nu}_\theta$ имели бы массы, вообще говоря, порядка Λ_θ , однако основное псевдоскалярное состояние $\nu_\theta \tilde{\nu}_\theta$ (назовем его π_θ) имело бы массу, равную нулю (это голдстоны, отвечающие спонтанному нарушению киральной инвариантности). В результате тетоний с $J^P = 0^+(0^-)$ распадался бы на $2\pi_\theta(3\pi_\theta)$. В описанном выше опыте θ -лептоны образовывали бы θ -нейтральные системы $l_\theta^+ \nu_\theta$ и $l_\theta^- \tilde{\nu}_\theta$ за счет подхвата из вакуума пары $\nu_\theta \tilde{\nu}_\theta$ и в таком нейтрализованном виде могли бы разлетаться сколь угодно далеко.

Очень интересны возможные космологические проявления θ -взаимодействия. Реликтовые тетонии, выгорание которых мы рассмотрим отдельно, могут существовать сегодня в недиссоциированном состоянии, только если их размеры меньше длины волны реликтового излучения ($1/\Lambda_\theta < 1 \text{ см}$). Данные по распространенности гелия исключают возможность большого числа сортов тетонов, так что в $SU(N)_\theta$ $N \lesssim 4$ (см. [6]). Тот факт, что на опыте допустимая концентрация аномального водорода очень мала ($\lesssim 10^{-21}$ по отношению к нормальному, см.

[7]), налагает серьезные ограничения на свойства l_θ и, возможно, исключает существование q_θ , поскольку оценки концентрации реликтовых l_θ и q_θ дают значения примерно на 10 порядков большие, чем экспериментальная верхняя граница. При $\Lambda_\theta \lesssim 10$ эВ тетонные нити не могли бы вырвать атомы, включающие l_θ или q_θ из содержащих их тел и поэтому различные тела (в том числе и живые организмы) были бы связаны между собой θ -нитями. Существование таких тетонных нитей могло бы проявиться в опытах типа Этвеша — Дике — Брагинского.

Возможность существования тетонов следует иметь в виду при интерпретации экспериментов, где обнаруживается утечка энергии, или новые проникающие частицы (в нейтринных экспериментах на ускорителях или в подземных экспериментах с космическими лучами).

Я благодарен М.Б.Волошину, В.Н.Грибову, И.Ю.Кобзареву, А.Б.Мигдалу, А.М.Полякову, М.Ю.Хлопову, М.А.Шифману и особенно Я.Б.Зельдовичу за интересные обсуждения.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
19 декабря 1979 г.

Литература

- [1] S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 19, 1264, 1967; A.Salam. In: Elementary Particle Theory/Ed. N.Svartholm — Stockholm, Almquist and Wiksef, 1968, p. 367; S.Glashow. Nucl. Phys., 22, 579, 1961.
- [2] H.Fritsch, M.Gell-Mann. In: Proc. 16-th Int. Conf. on High Energy Phys. Chicago, Batavia 1972, vol. 2, p. 135.
- [3] H.D.Politzer. Phys. Rev. Lett., 30, 1346, 1973; D.Gross, F.Wilczek. Phys. Rev. Lett., 30, 1343, 1973.
- [4] H.Georgi, S.Glashow. Phys. Rev. Lett., 32, 438, 1974; H.Georgi, H.Quinn, S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 33, 451, 1974; H.Fritsch, P.Minkowski. Ann. Phys., 93, 193, 1975.
- [5] L.Susskind. Preprint SLAC-PUB-2142, 1978; S.Dimopoulos, L.Susskind. Nucl. Phys., B155, 237, 1979; S.Weinberg. Phys. Rev., D13, 974, 1976.
- [6] В.Ф.Шварцман. Письма в ЖЭТФ, 9, 315, 1969; G.Steigman, D.Schramm, J.Gunn. Phys. Lett., 66B, 202, 1977.
- [7] Г.Кукавадзе, Л.Мемелова, Л.Суворов. ЖЭТФ, 49, 389, 1965; R.Muller, L.Alvarez, W.Holley, E.Stephenson. Science, 196, 521, 1977; P.Smith, J.Bennet. Nuclear Phys., B149, 525, 1979.