ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2874/2-81

15/6-81

P2-81-206

Х.Намсрай

РАСПАД ПРОТОНА В ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ И ГИПОТЕЗА О ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ ДЛИНЕ

Направлено в "Physics Letters A"

1981

Посвящается совместному
советско-монгольскому космическому
полету

В настоящее время интенсивно обсуждается проблема распада протона в рамках калибровочной теории большого объединения (см., например,[1]). Возможность распада протона не только важна для теории большого объединения, но и представляет значительный интерес с точки зрения космологии и общефилософской проблемы о структуре материи. Поэтому за последние годы усилился интерес к экспериментальному и теоретическому исследованию этой проблемы, основанному на различных предположениях и гипотезах. В частности, в работах [2] рассмотрены гипотезы об осцилляции нейтрона и эффективные многофермионные операторы для распада протона. В различных лабораториях мира планируются сверхчувствительные эксперименты по поиску распада протона.

В данной заметке мы изучаем распад протона в рамках гипотезы о существовании фундаментальной длины в природе, т.е. попытаемся связать механизм распада протона со свойством пространства и времени. Известен тот факт (вытекающий из теории большого объединения), что если протон распадается, то это происходит, по крайней мере, в области, определяемой шкалой $M \sim 10^{14} - 10^{15}$ ГэВ (или $\ell = \frac{1}{M} \sim 10^{-28} - 10^{-29}$ см). Отсюда мы делаем предположение, что структура пространства и времени (т.е. эффект гравитационного взаимодействия) может играть существенную роль при механизме распада протона.

Более того, на основе нелокальной стохастической электродинамики, построенной в рамках гипотезы о стохастическом пространстве [3], показано, что введение фундаментальной длины в спектр электромагнитного фонового поля приводит к ограничению плотности материи значением $\rho_\ell \sim \pi^{-2} \ell^{-4} \hbar / c$ [4]. Отсюда сделан вывод о том, что существование сверхплотного объекта может выявить пространственно-временную структуру в общей теории относительности (см. также[5]). В этом отношении нам кажется, что изучение свойства протона заслуживает внимания. Это связано, во-первых, с тем, что существует экспериментальное указание /6/ на возможность существования более плотного ядра у протона. Во-вторых, согласно сегодняшнему уровню понимания структуры материи, протон представляет сверхустойчивый составной объект, из которого состоит наш мир.

Наши основные предположения заключаются в следующем:

1) Существует фундаментальная длина в природе.

2) Распадный механизм протона весьма чувствителен к значению фундаментальной длины ℓ.

3) В явлениях микромира структура пространства и времени (т.е. гравитационное взаимодействие) проявляется через осцилляции элементарных частиц, в частности, нейтрона.

Наш подход основан на новой теории гравитации, разработанной недавно Альфаро, Фубини и Фурланом /7/. Рассмотрим теорию однокомпонентного скалярного поля с массой m. Тогда взаимодействие поля $\varphi(x)$ с гравитацией определяется с помощью лагранжиана

$$\mathcal{L}_M=\frac{1}{2}\, g^{\mu\nu}\partial_\mu\varphi(x)\partial_\nu\varphi(x), \tag{I}$$

где $g^{\mu\nu}$ – метрический тензор. Полное инвариантное действие, включая гравитацию и материальное поле $\varphi(x)$, имеет вид

$$A=\int d^4x\sqrt{-g}\,\mathcal{L}(x), \quad \mathcal{L}(x)=\mathcal{L}_E(x)+\mathcal{L}_M(x).$$

Здесь $\mathcal{L}_E=-\frac{1}{4}R$ – лагранжиан гравитации Эйнштейна.

Полная функция Грина для скалярного поля при наличии гравитации определяется формулой

$$\mathcal{D}(x-y)=\langle 0|T\left(\varphi(x)\varphi(y)S_M\right)|0\rangle / \langle 0|S_M|0\rangle,$$
$$S_M=T\exp\left\{i\int d^4x\sqrt{-g}\,\mathcal{L}_M(x)\right\}. \tag{2}$$

Согласно де Альфаро и др., мы будем изучать гравитационный эффект в плоском пределе

$$g^{\mu\nu}\to\left[g^{\mu\nu}\right]_n=\ell^2\delta^{\mu\nu}, \tag{3}$$

где $\delta^{\mu\nu}$ - галилеева метрика, ℓ - некоторая универсальная константа размерности длины. Будем называть ее фундаментальной длиной. Пока мы не будем отождествлять величину ℓ с постоянной ℓ_0, определяемой формулой [7]

$$\ell_0 = \sqrt{4\pi(K\hbar/c^3)} = 5{,}72\cdot 10^{-33}\,см, \tag{4}$$

где K - ньютоновская постоянная. Напомним, что между возможными значениями $\ell_{exp} \lesssim 10^{-16}\,см$, вытекающими из результатов физики высоких энергий (см., например, [8]), и длиной ℓ_0 имеется еще колоссальная область, которую предстоит изучить в физике. Вполне возможно, что начиная с некоторого значения $\ell \gg \ell_0$, пространственная и временная структура (мелкомасштабная структура пространства-времени, предположенная Уилером) может играть существенную роль в процессах микромира. Такая возможность может быть интерпретирована формально как проявление некоторой сильной гравитации с константой связи $K_s = \ell^2 c^3/4\pi\hbar$.

Заметим, что при переходе к пределу (3) надо одновременно сделать замену $\varphi \to m\varphi$ для поля $\varphi(x)$ в выражении (I). Тогда полная функция Грина (2) принимает вид

$$\mathcal{D}(x-y) = \langle 0|T\left\{\varphi(x)\varphi(y)\left[T\exp\left(i\frac{m^2\ell^2}{2}\int d^4x\, \delta^{\mu\nu}\partial_\mu\varphi(x)\partial_\nu\varphi(x)\right)\right]\right\}|0\rangle\cdot$$
$$\cdot/\langle 0|S_M|0\rangle.$$

Используя обобщенную теорему Вика (см., например [9]), мы имеем

$$\mathcal{D}(x-y) = \Delta_0(x-y) + m^2\ell^2\Delta_1(x-y) + m^4\ell^4\Delta_2(x-y) + \cdots, \tag{5}$$

где
$$\Delta_0(x) = \frac{1}{(2\pi)^4}\frac{1}{i}\int d^4p\,\frac{e^{-ipx}}{m^2-p^2-i\varepsilon}$$

- обычная функция Грина свободного скалярного поля, а

$$\Delta_1(x) = \frac{1}{(2\pi)^4}\frac{1}{i}\int d^4p\, e^{-ipx}\frac{p^2}{[m^2-p^2-i\varepsilon]^2} \tag{6}$$

и т.д. Здесь $(m^2\ell^2)^n\Delta_n(x)$ $(n=1,2,\ldots)$ члены более высокого порядка малости, которые ответственны за гравитационное взаимодействие скалярного поля $\varphi(x)$. Интересно подсчитать гравитационный потенциал двух скалярных частиц. В статическом пределе потенциал определяется формулой (6)

$$\varphi_g(r)=\frac{1}{(2\pi)^3}\int d^3p\, e^{-i\vec{p}\vec{r}}\frac{\vec{p}^2}{[m^2+\vec{p}^2]^2}=-\frac{m^2\ell^2}{8\pi r}(2-rm)e^{-mr}. \tag{7}$$

Если положить $\ell=\ell_0$, то получаем модифицированный потенциал Ньютона

$$\varphi_g\Big|_{\ell=\ell_0}=-\frac{Km^2}{r}\left(1-\frac{rm}{2}\right)e^{-mr}. \tag{8}$$

Строго говоря, выражения (7) и (8) для потенциала (понятие потенциала вообще) справедливы на расстояниях $r\gg\ell$ и $r\gg\ell_0$ соответственно.

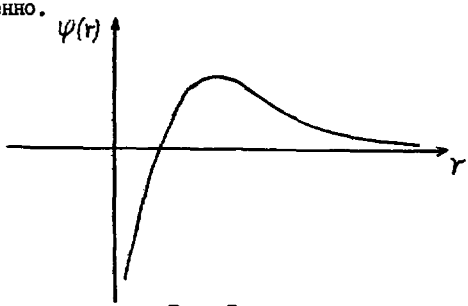

Рис. I.

Мы видим, что реальные поправки за счет структуры пространства-времени к физическим процессам микромира (т.е. гравитационный эффект) очень малы, порядка $m^2\ell^2$ или даже $m^4\ell^4$.

Перейдем теперь к изучению механизма распада протона в рамках нашей гипотезы. Для этого сначала определим обобщенное понятие осцилляции частицы. Движение частицы от точки к точке в пространстве формально можно рассматривать как многократные осцилляции частицы. Матричный элемент перехода частицы самой в себя при наличии гравитации определяется формулой

$$M(p\to p') = \langle 0| a^-(p)\, S_M\, a^+(p')|0\rangle =$$

$$= \delta(p-p')\left[1+im^2\ell^2\right] = \delta(p-p')\,T(p\to p').$$

Тогда по определению время осцилляции равно

$$\tau = \frac{1}{|T|^2}\,\frac{1}{m} = \frac{1}{1+m^4\ell^4}\cdot\frac{1}{m} = \frac{1}{m}\left(1-m^4\ell^4\right)$$

(мы учли, что фазовый объем одной частицы равен m). Под временем осцилляции свободной частицы мы подразумеваем время, за которое частица успеет пройти расстояние, равное его комптоновской длине, т.е.

$$\tau = \frac{\lambda}{c}\ , \quad \lambda = \frac{\hbar}{mc}\ .$$

Такое формальное определение времени осцилляции легко обобщается на более общий случай, когда частица в течение своей эволюции в пространстве совершает переход в совершенно другую частицу. Например, $n\to\tilde{n}$ $\nu_e\to\nu_\mu\to\nu_\tau$ и даже $n\to\pi^0$, K^0 и т.д. Для описания таких странных переходов необходимо вводить понятие суперполя, обеспечивающее указанные переходы. В мультиплет суперполя входят частицы (и их античастицы) с разными спинами и массами. Например,

$$\Psi_c = \sum_i \left(\alpha_i \varphi_i + \beta_i \frac{1}{\sqrt{M_i}}\psi_i\right)\ ,$$

где φ_i и ψ_i - бозонные и фермионные полевые операторы, соответственно, а α_i и β_i - произвольные числа. Появление множителя $1/\sqrt{M_i}$ во втором члене для суперполя Ψ_c вытекает из соображений размерности. Простой лагранжиан суперполя в гравитации определяется выражением

$$\mathcal{L}_c = \frac{1}{2} g^{\mu\nu}\frac{\partial\overline{\Psi}_c}{\partial x_\mu}\,\frac{\partial\Psi_c}{\partial x_\nu}\ . \tag{9}$$

Тогда полная функция Грина типа (2) для перехода $n\to\tilde{n}$ принимает вид

$$\mathcal{D}_{n\tilde{n}}(x-y)=\langle 0|T\left(\overline{\psi}_n(x)\,\psi_{\tilde{n}}(y)\,S_c\right)|0\rangle \Big/ \langle 0|S_c|0\rangle =$$

$$=m_p^2\ell^2\int d^4z\,\delta^{\mu\nu}\,\frac{\partial\Delta_{nc}(x-z)}{\partial z_\mu}\cdot\frac{\partial\Delta_{\tilde{n}c}(z-y)}{\partial z_\nu}+\ldots=$$

$$=\frac{M_p\ell^2}{(2\pi)^4 i}\int d^4p\, e^{-ip(x-y)}\frac{p^2}{[m-\hat{p}]^2}+O(M_p^4\ell^4), \qquad (10)$$

где

$$\Delta_{nc}(x-z)\overset{\text{опр.}}{=}\langle 0|T\left(\psi_c(x)\overline{\psi}_n(z)\right)|0\rangle=\frac{1}{(2\pi)^4}\frac{1}{i\sqrt{M_p}}\int d^4p\,\frac{e^{-ip(x-z)}}{m-\hat{p}-i\varepsilon}.$$

Здесь положено $\beta_n=\beta_{\tilde{n}}=1$. Заметим, что поскольку в свободном состоянии непосредственный переход между состояниями n и $\tilde{n}$ невозможен, член $\Delta_{n\tilde{n}}(x-y)$ типа $\Delta_0(x-y)$ в (5) не появляется в выражении (10) для $n\tilde{n}$ - перехода.

В случае осцилляции нейтрона легко убедиться, что время осцилляции для $n\tilde{n}$ -перехода равно

$$\tau_{n\tilde{n}}=\frac{1}{M_p^4\ell^4}\cdot\frac{1}{M_p}. \qquad (11)$$

Мы видим, что если осцилляция $n\to\tilde{n}$ существует, то она целиком ответственна за структуру пространства-времени (т.е. гравитацию). Время осцилляции $\tau_{n\tilde{n}}$ должно быть $\gtrsim 10^{30}$ лет. В противном случае наблюдался бы распад протона с временем жизни меньше экспериментального значения /10/. Благодаря осцилляции нейтрона n в антинейтрон $\tilde{n}$, который, в свою очередь, аннигиллирует с другими нуклонами в ядре материи, возникают распады с изменением барионного числа, например, $(A,Z)\to(A-2,Z)+\pi^+\pi^-$. Заметим, что в рамках нашей гипотезы возможны даже распады

$$p\to\pi e e^+ \quad \text{и т.д.},$$

нарушающие сохранение спиральности из-за перехода $n\to K_L^0$ и т.д.

Получим теперь ограничение на величину фундаментальной длины ℓ. Из неравенства $\tau_{n\tilde{n}}\gtrsim 10^{30}$ лет и (11) следует, что

$$\ell\lesssim 10^{-29}\ \text{см}.$$

Согласно нашему полуэмпирическому подходу /II/, следующие возможные длины равны

$$\ell_1 = 1{,}8 \cdot 10^{-31} \text{ см} \qquad \text{и} \qquad \ell_2 \sim \ell_0 = 6 \cdot 10^{-33} \text{ см.}$$

Соответствующее этим значениям ℓ время жизни протона равно

$$\tau_p^1 \sim 10^{38} \text{ лет} \qquad \text{и} \qquad \tau_p^g \sim 10^{43} \text{ лет.}$$

Последняя возможность означает, что распад протона идет целиком за счет гравитационного взаимодействия.

В заключение автор выражает глубокую благодарность проф. Б.М.Барбашову, Г.В.Ефимову, а также П.Экснеру, В.Г.Малышкину и М.Динейхану за полезные обсуждения и ценные замечания.

Литература

1. Ellis J., Gaillard M.K., Nanopoulos D.V. and Rudaz S. Nucl. Phys. 1980, B176, p. 61-99.
2. Казарновский М.В., Кузьмин В.А., Четыркин К.Г., Шапошников М.Е. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, с. 88;

   Mohapatra R.N. and Marshak R.E. Phys. Lett., 1980, 94B, p. 183; Pati J.C. and Salam A. and Strathdee. Preprint ICTP, IC-80-183, Trieste (1980); Chang L-N and Chang N-P Phys. Lett., 1980, 92B p. 103; Weinberg S. Phys. Rev. Lett., 1979, 43, p. 1566; Wilczek F and Zee A. Phys. Rev. Lett., 1979, 43, p. 1571; Sawada O. and Fukugita M., Preprint Nat. Lab. High Energy Physics, KEK TH-19, Tsukuba (1980); Смирнов А.Ю. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, с. 781.
3. Namsrai Kh. Found. Phys., 1980, 10, p. 353, 731.
4. Namsrai Kh. Phys. Lett., 1981, to be published.
5. Гинзбург В.Л. Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, с. 514.
6. Miettinen H.I. and Thomas G.H. Nucl. Phys., 1980, B166, p. 365.
7. de Alfaro V., Fubini S. and Furlan G. Nuovo Cimento, 1980, 57B, p. 227.

8. Flugge G. Recent e^+e^- physics in Proceedings of the 8 th Interm. winter meeting in fundamental Physics, Ronda, Spain, 1980, p. 169.
9. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Введение в теорию квантованных полей. "Наука", М., 1973.
10. Reines F., Learned J. and Soni A. Phys. Rev. Lett., 1979, 43, p. 907; Reines F. and Crouch M.F. Phys. Rev. Lett., 1974, 32, p. 483.
11. Намсрай Х. ОИЯИ, Р2-80-634, Дубна, 1980.
Inter. Jour. of Theoret. Phys., 1981, to be published.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 марта 1981 года.