Письма в ЖЭТФ, том 60, вып.6, стр.392 - 396 © 1994г. 25 сентября

СУЩЕСТВУЕТ ЛИ ДРАМАТИЧЕСКОЕ ПОДАВЛЕНИЕ $n\bar{n}$-ПЕРЕХОДОВ В СРЕДЕ?

В.И.Назарук[1)]

Институт ядерных исследований РАН

117312 Москва, Россия

Поступила в редакцию 8 июля 1994 г.

Показано, что $n\bar{n}$-переходы в ядерной материи подавлены только фактором 0,5 по сравнению с осцилляциями в вакууме. Отсюда следует ограничение на период $n\bar{n}$-осцилляций в вакууме $\tau_{n\bar{n}} > 3 \cdot 10^{31}$ лет, что превосходит существующие ограничения на 31 порядок.

Расчеты $n\bar{n}$-переходов в среде основаны на потенциальной модели (см., например, [1-7]). Ее суть состоит в следующем. Нейтрон находится в самосогласованном потенциале U_n. Антинейтрону соответствует оптический потенциал $U_{\bar{n}}$. Энергетическая щель $\delta U = U_{\bar{n}} - U_n$ приводит к очень сильному подавлению $n\bar{n}$-переходов. С точки зрения микроскопической модели (динамической $n\bar{n}$-переход [8], аннигиляция) причины драматического подавления процесса не ясны. В любом случае желательно выполнить расчет вне рамок потенциальной модели, что и делается ниже.

Рассмотрим $n\bar{n}$-переходы в ядерной материи. Потенциал U_n включим в волновую функцию нейтрона $n(x)$:

$$n(x) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{-i\epsilon_n t + i\mathbf{p}_n \mathbf{x}}, \qquad \epsilon_n = \mathbf{p}_n^2/2m + U_n. \tag{1}$$

Гамильтониан взаимодействия имеет вид

$$H_I(t) = H(t) + H_{n\bar{n}}(t). \tag{2}$$

Здесь $H_{n\bar{n}}$ – гамильтониан осцилляций:

$$H_{n\bar{n}}(t) = \epsilon \int d^3x (\bar{\Psi}_{\bar{n}} \Psi_n + \bar{\Psi}_n \Psi_{\bar{n}}), \tag{3}$$

где $\Psi_n, \Psi_{\bar{n}}$ – соответственно поля нейтрона и антинейтрона; $\epsilon = (m_2 - m_1)/2$, где $m_{1,2}$ – массы стационарных состояний. Гамильтониан H возьмем в общем виде: $H(t) =$ (все взаимодействия $\bar{n}$ – среда) – U_n.

На рис.1 представлен $n\bar{n}$-переход, аннигиляция. Амплитуда процесса сингулярна

$$\epsilon \frac{1}{\epsilon_n - \mathbf{p}_n^2/2m - U_n} M \sim \frac{1}{0}. \tag{4}$$

Это инфракрасная расходимость, обусловленная нулевой передачей импульса в вершине $n\bar{n}$-перехода. Механизма компенсации радиационными поправками нет. Для устранения расходимостей предлагается рассмотреть задачу на конечном интервале по времени $(t, 0)$. Вторая особенность задачи состоит в

[1)]E-mail: nazaruk@inr.msk.su.

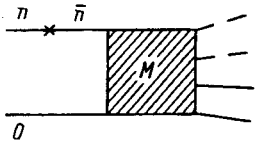

Рис.1

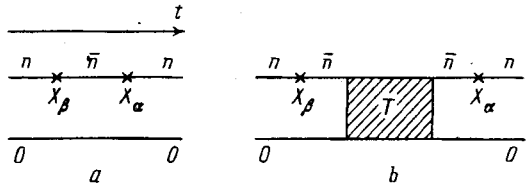

Рис.2

Рис.1. $n\bar{n}$-переход, аннигиляция в ядерной материи
Рис.2. $n\bar{n}$-переходы в среде

следующем. Как станет ясно из дальнейшего, требуется найти точную зависимость от t. Поэтому модели типа приведенной на рис.1 недостаточно. На интервале $(t, 0)$ необходимо вычислить матричный элемент, учитывая все члены формального разложения оператора $T\exp\{-i\int\limits_0^t dt_1 H(t_1)\}$. В низшем порядке по $H_{n\bar{n}}$ U-матрица имеет вид

$$< 0n_p|\hat{U}(t,0) - I|n_p 0 >= iT_{ii}(t,0) = i(T^a_{ii}(t,0) + T^b_{ii}(t,0)), \tag{5}$$

$$iT^a_{ii}(t,0) =< n_p|(-i)^2 \int\limits_0^t dt_\alpha \int\limits_0^{t_\alpha} dt_\beta H_{n\bar{n}}(t_\alpha) H_{n\bar{n}}(t_\beta)|n_p >, \tag{6}$$

$$iT^b_{ii}(t,0) = \sum_{k=1}^{\infty} < 0n_p|(-i)^{k+2} \int\limits_0^t dt_\alpha \int\limits_0^{t_\alpha} dt_1 ... \int\limits_0^{t_{k-1}} dt_k \int\limits_0^{t_k} dt_\beta H_{n\bar{n}}(t_\alpha) H(t_1) ...$$

$$...H(t_k) H_{n\bar{n}}(t_\beta)|0n_p > . \tag{7}$$

Здесь $|0n_p >$ – вектор состояния среды, содержащей нейтрон с 4-импульсом $p = (\mathrm{p}_n^2/2m + U_n,\ \mathrm{p}_n)$. Выражениям (6), (7) отвечают рис.2a и b. Блок T раскрыт на рис.3. Если представить H через гамильтонианы рассеяния и аннигиляции: $H = H_a + H_s$, то $\| H_a \| \gg \| H_s \|$. Чтобы подчеркнуть это обстоятельство, аннигиляционные диаграммы сгрупированы в первую сумму (рис.3b, 3c,..). В случае S-матричной постановки задачи $(t, 0) \to (\infty, -\infty)$ и выражения (6), (7) содержат сингулярные пропагаторы антинейтрона.

Функцию Грина возьмем в виде

$$G(x - x_1) = -i \int \frac{d^3 p_n}{(2\pi)^3} e^{i\mathrm{p}_n(\mathrm{x}-\mathrm{x}_1) - i(t-t_1)(\mathrm{p}_n^2/2m + U_n)} \theta(t - t_1). \tag{8}$$

Для рис.2a имеем

$$iT^a_{ii}(t,0) = (-i)^2 \int\limits_0^t dt_\alpha \int\limits_0^{t_\alpha} dt_\beta \int d^3x_\alpha d^3x_\beta n_p^*(x_\alpha) \epsilon i G(x_\alpha - x_\beta) \epsilon n_p(x_\beta) = -\epsilon^2 t^2/2. \tag{9}$$

Это выражение следует из формального определения функции Грина, однако с помощью (8) можно вычислять и многохвостки. Мы получили естественную

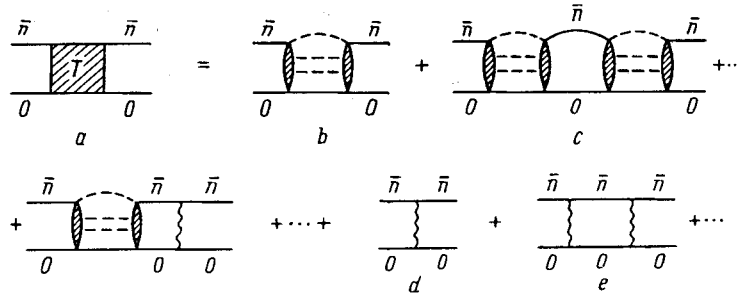

Рис.3. Диаграммы для распада $\bar{n}$-ядерного состояния

регуляризацию. Если $t \to \infty$, то (9) расходится так же, как и квадрат модуля (4).

Матричный элемент T^b_{ii} можно выразить через матричный элемент $T^{\bar{n}}_{ii}$, соответствующий распаду $\bar{n}$-ядра (рис.3):

$$iT^{\bar{n}}_{ii}(t_\alpha, t_\beta) = \sum_{k=1}^{\infty}(-i)^k < 0\bar{n}_p| \int\limits_{t_\beta}^{t_\alpha} dt_1 ... \int\limits_{t_\beta}^{t_{k-1}} dt_k H(t_1)...H(t_k)|0\bar{n}_p >, \tag{10}$$

где $|0\bar{n}_p >$ – вектор состояния среды, содержащей антинейтрон с 4-импульсом, равным 4-импульсу исходного нейтрона. Действительно, выделяя функции Грина антинейтрона между блоком T и ϵ-вершинами и учитывая соотношение

$$\int d^3x_\beta < T(\Psi_{\bar{n}}(x_k)\Psi^+_{\bar{n}}(x_\beta)) > n(x_\beta) = \bar{n}(x_k) \tag{11}$$

(шредингеровские поля), получим

$$iT^b_{ii}(t, 0) = \epsilon^2 \sum_{k=1}^{\infty}(-i)^{k+2} \int\limits_0^t dt_\alpha \int\limits_0^{t_\alpha} dt_1 ... \int\limits_0^{t_{k-1}} dt_k \int\limits_0^{t_k} dt_\beta < 0\bar{n}_p|H(t_1)...H(t_k)|0\bar{n}_p > . \tag{12}$$

С помощью формулы

$$\int\limits_a^b dx \int\limits_a^x dy f(x, y) = \int\limits_a^b dy \int\limits_y^b dx f(x, y) \tag{13}$$

последовательно меняем порядок интегрирования. Имеем

$$T_{ii}(t, 0) = i\epsilon^2 t^2/2 - \epsilon^2 \int\limits_0^t dt_\alpha \int\limits_0^{t_\alpha} dt_\beta T^{\bar{n}}_{ii}(t_\alpha, t_\beta). \tag{14}$$

Приравнивая мнимые части и используя условие унитарности $\dot{U}U^+ = 1$, которое означает сохранение вероятности на интервале $(t, 0)$, получим

$$W(t) = \epsilon^2 t^2 - \epsilon^2 \int\limits_0^t dt_\alpha \int\limits_0^{t_\alpha} dt_\beta W_{\bar{n}}(t_\alpha, t_\beta). \tag{15}$$

Здесь $W(t)$ – вероятность всего процесса, $W_{\bar{n}}(t_\alpha, t_\beta)$ – вероятность распада состояния $\bar{n}$ – среда за время $\tau = t_\alpha - t_\beta$ ($\tau = 0$ – момент образования состояния). Таким образом двух-ступенчатый процесс сведен к распаду $\bar{n}$ ядра, который удовлетворяет экспоненциальному закону распада

$$W_{\bar{n}}(t_\alpha, t_\beta) = 1 - e^{-\Gamma(t_\alpha - t_\beta)}, \tag{16}$$

где $\Gamma \sim 100$ МэВ – аннигиляционная ширина $\bar{n}$-ядра. Окончательно получим

$$W(t) = \epsilon^2 t^2 \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{\Gamma t} + \frac{1}{\Gamma^2 t^2}(e^{-\Gamma t} - 1)\right]. \tag{17}$$

Если $\Gamma t \ll 1$ (низкоплотностной предел), то $W(t) = \epsilon^2 t^2$, что совпадает с вероятностью $n\bar{n}$-перехода в вакууме. Нас интересует режим сильного поглощения $\Gamma t \gg 1$. Имеем $W(t) = \epsilon^2 t^2/2$. Фактор подавления в среде – $1/2$. Для рассеяния на черном ядре также появляется фактор $1/2$: $\sigma_{abs} = \sigma_{tot}/2$. Этого и следовало ожидать, хотя при выводе (15) из (5) никаких предположений и не делалось. $\bar{n}$-ядро получилось автоматически. Закон распада (16) также не вызывает сомнений.

Ограничение на период $n\bar{n}$-осцилляций в вакууме $\tau_{n\bar{n}} = 1/\epsilon$ следует из условия $W(T) < 1$, где T – ограничение на аннигиляционное время жизни ядер. Для $T = 4{,}3 \cdot 10^{31}$ лет [9] получим

$$\tau_{n\bar{n}} > T/\sqrt{2} = 3 \cdot 10^{31} \text{ лет}. \tag{18}$$

Существующие теоретические и экспериментальные ограничения соответственно равны $\tau_{n\bar{n}} > 1$ года [1-7,10] и $\tau_{n\bar{n}} > 10^7$ с [11]. Кратко остановимся на причинах расхождения с потенциальной моделью:

$$(i\partial_t + \nabla^2/2m - U_n)n(x) = \epsilon\bar{n}(x),$$

$$(i\partial_t + \nabla^2/2m - U_{\bar{n}})\bar{n}(x) = \epsilon n(x). \tag{19}$$

Для $U_n = \text{const}$, $U_{\bar{n}} = \text{const}$ в низшем порядке по ϵ вероятность процесса, полученная с помощью (19), имеет вид

$$W_{pot}(t) = 2\text{Im}i(\epsilon/\delta U)^2(1 - i\delta U t - \exp\{-i\delta U t\}). \tag{20}$$

В то же время, рассмотрим только диаграммы с перерассеянием $\bar{n}$ на угол нуль (рис.3d, e,..). Исходя из выражений (5) – (7), явно вычисляем блок T, применяя стандартные приближения – импульсное и замороженности среды и используем условие унитарности (хотя $U_{\bar{n}}$, скорее, "антиэрмитов"). В результате получим (20). Следовательно: 1)подход с конечными временами проверен на примере точно решаемой модели; 2) с точки зрения микроскопической теории потенциальная модель означает бесконечнократное перерассеяние $\bar{n}$ на угол нуль. (В стандартной S-матричной теории многократного рассеяния этот факт известен.)

Ясно, что такая схема может быть удовлетворительной в задачах, где реализуется режим слабого поглощения $x = \Gamma t < 1$. Действительно, из рис.4 видно, что потенциальная модель применима в области $x < (5 - 10)$. В экспериментах по $K^0\bar{K}^0$-, $\nu_\alpha\nu_\beta$-осцилляциям выполняется условие $\Gamma t = \rho\sigma_t v t \ll 1$. В подавляющем большинстве задач, где используется $\bar{N}$-ядерный

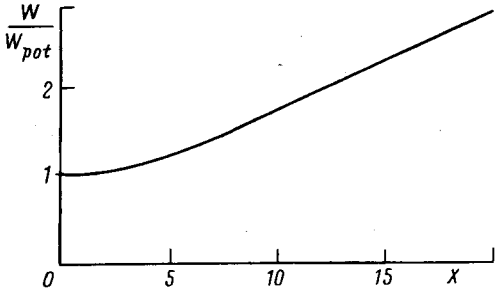

Рис.4. Отношение вероятности $n\bar{n}$-перехода в среде, полученное в этой работе (17), к вероятности процесса, найденной с помощью потенциальной модели (20) для $\delta U = -i\Gamma/2$

оптический потенциал, параметр Γt или его аналог не превосходят 10. В рассмотренной задаче реализуется режим предельного поглощения $\Gamma t \to \infty$.

В настоящее время доказаны также следующие утверждения. 1. Вкладом поправок к модели (это процессы, которые нельзя включить в T или U_n) можно пренебречь. 2. Результаты, приведенные выше, справедливы и для обобщенной модели ядра. 3. Рассмотрены условия, при которых ограничение (18) "испортится". Для этого исследована связь S-матричной теории и подхода с конечными временами для диаграмм различного типа. Сильное подавление возможно, когда вершиной $n\bar{n}$-перехода является 3-хвостка (то есть $q \neq 0$), что означает другой гамильтониан осцилляций в вакууме. Эти и другие результаты будут опубликованы в отдельной работе.

Если ограничение (18) представляется слишком радикальным, то материал, представленный выше, можно рассматривать под следующим углом зрения. Причиной подавления процесса являлась энергетическая щель. Показано, что этот фактор является издержкой потенциальной модели. В режиме $\Gamma t \gg 1$ она не верна. Существуют ли другие механизмы подавления? Это предмет дальнейших исследований. Мы считаем, что таких механизмов нет (см. предыдущий абзац).

Автор выражает глубокую признательность В.А.Кузьмину и В.А.Матвееву за многочисленные обсуждения.

---

1. K.G.Chetyrkin, M.V.Kazarnovsky, V.A.Kuzmin, and M.E.Shaposhnikov, Phys. Lett. **B99**, 358 (1981).
2. P.G.H.Sandars, J. Phys. **G6**, L1161 (1980).
3. W.M.Alberico, J.Bernabeu, A.Bottino, and A.Mollinary, Nucl. Phys. **A429**, 445 (1984).
4. C.B.Dover, A.Gal, and J.M.Richard, Phys. Rev. **C31**, 1423 (1985).
5. C.J.Batty, M.Fidecaro, and H.B.Prosper, Nucl. Phys. **A466**, 473 (1987).
6. W.M.Alberico, A.De.Pace, and M.Pignone, Nucl. Phys. **A523**, 488 (1991).
7. M.V.Kazarnovsky, V.A.Kuzmin, and M.E.Shaposhnikov, Pis'ma Zh. Exsp. Theor. Fiz. **34**, 49 (1981).
8. S.L.Glashow, Preprint HUTP-79/A059, Harvard, 1979; R.E.Marshak and R.N.Mohapatra, Phys. Rev. Lett. **44**, 1316 (1980).
9. M.V.Takita, K.Arisaka, T.Kajita et al. (Komiokande), Phys. Rev. D **34**, 902 (1986).
10. В.И.Назарук, ЯФ **56**, 153 (1993).
11. M.Baldo-Ceolin et al., Phys. Lett. **B236**, 95 (1990).