

## МЕХАНИЗМ $\bar{p}n$ -ПЕРЕХОДОВ В ЛЕГКИХ ЯДРАХ

В. И. Назарук

Для  $\bar{p}n$ -переходов в легких ядрах предлагается модель, альтернативная существующим моделям.

Все опубликованные работы по  $\bar{p}n$ -переходам в среде [1—6] основаны на потенциальном подходе. По причинам, которые будут сформулированы ниже, в настоящей работе предлагается альтернативная модель. Весь процесс — образование виртуального нейтрона,  $\bar{p}n$ -переход, аннигиляция — рассматривается как прямой (рис. 1). Здесь получены соответствующие формулы, проведено сравнение модели с потенциальными подходами и проанализированы результаты.

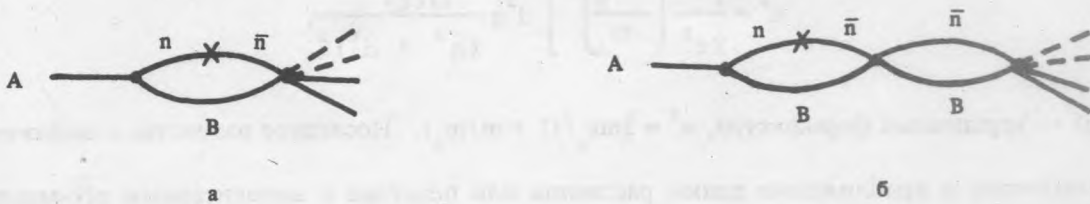


Рис. 1.  $\bar{p}n$ -переход в ядре.

Обозначим  $A = (N, Z)$ ,  $B = (N - 1, Z)$  — начальное и промежуточное ядра,  $M$  — амплитуда виртуального распада  $A \rightarrow B + n$ ,  $M_a^{(n)}$  — амплитуда  $\bar{p}B$ -аннигиляции с ( $n$ ) мезонами в конечном состоянии,  $\epsilon_n$  — энергия связи полюсного нейтрона;  $m$ ,  $m_A$ ,  $m_B$  — соответственно массы нейтрона и ядер  $A$  и  $B$ . Для диаграммы рис. 1а амплитуда имеет вид

$$M^{(n)} = - \frac{i m m_B}{2 \pi^4} \epsilon \int d^3 q dE \frac{M(q) M_a^{(n)}(m_A)}{(q^2 - 2mE - i0)^2 [q^2 + 2m_B(E + \epsilon_n) - i0]}$$

Здесь  $\epsilon = 1/\tau_{\bar{p}n} = (m_2 - m_1)/2$ ,  $\tau_{\bar{p}n}$  — период  $\bar{p}n$ -осцилляций в вакууме,  $m_{1,2}$  — массы стационарных состояний. При  $E \rightarrow 0$  имеем  $\sigma_a(\bar{p}, p) = c_1/v$ , где  $c_1 = 36$  мб, тогда

$$R = \frac{\sigma_a(\bar{n}p)}{\sigma_s(\bar{n}p)} = \frac{0,25}{v} \gg 1,$$

где  $\sigma_a(\bar{n}p)$ ,  $\sigma_s(\bar{n}p)$  — соответственно сечения  $\bar{n}p$ -аннигиляции и упругого рассеяния,  $v$  — относительная скорость. При больших энергиях, когда закон  $1/v$  нарушается, по-прежнему  $R \gtrsim 2,5$ , поэтому вкладом диаграммы, показанной на рис. 16, можно пренебречь (из оценок следует, что он составляет  $< 20\%$ ).

Для полной ширины процесса  $\Gamma$  получим

$$\Gamma = \epsilon^2 T_R. \quad (1)$$

Величина  $T_R$  содержит всю информацию о ядерной части задачи

$$T_R = c^2 v \sigma_a \simeq c^2 (A - 1) c_1. \quad (2)$$

Здесь  $\sigma_a$ ,  $v$  — соответственно сечение  $\bar{n}B$ -аннигиляции и относительная скорость антинейтрона и ядра  $B$ ,

$$c^2 = \frac{1}{2\pi^3} \left( \frac{mm_B}{m_A} \right)^2 \int d^3q \frac{G(q)}{(q^2 + \alpha^2)^2},$$

где  $G(q)$  — вершинный формфактор,  $\alpha^2 = 2m\epsilon / (1 + m/m_B)$ . Последнее равенство в выражении (2) можно получить в приближении длины рассеяния или переходя к элементарным  $\bar{n}N$ -амплитудам /8/.

В формулы (1), (2) введем ширину аннигиляционного распада антинейтронного ядра  $\Gamma_a$  и вероятность  $\bar{n}n$ -перехода в вакууме за время  $t$ :  $P_{\bar{n}n}(t) = \epsilon^2 t^2$ . Тогда

$$\Gamma = P_{\bar{n}n}(t_{\text{eff}}) \Gamma_a, \quad t_{\text{eff}} = c^2 \Omega. \quad (3)$$

Здесь  $\Omega$  — объем ядра,  $t_{\text{eff}}$  — эффективное время  $\bar{n}n$ -перехода в ядре. Структура (3) характерна для прямых процессов.

В потенциальной модели зависимость от основного параметра задачи  $\Gamma_a$  существенно иная. Характерный результат имеет вид /1—3/

$$\Gamma_{\text{pot}} = \epsilon^2 \frac{\langle \Gamma_a \rangle}{(\text{Re } \delta \langle U \rangle)^2 + (\langle \Gamma_a \rangle / 2)^2}, \quad (4)$$

где  $\sigma U = U_{\bar{n}} - U_n$ ;  $U_n$ ,  $U_{\bar{n}}$  — потенциалы нейтрона и антинейтрона. Если  $\Gamma_a / 2 \ll |\text{Re } \delta U|$ , то

$\Gamma_{\text{pot}} \sim \Gamma_a$ . Более реалистичен обратный случай  $\Gamma_a/2 \gg |\text{Re } \delta U|$  (см., например, табл. 1 из работы /4/). Тогда  $\Gamma_{\text{pot}} \sim 1/\Gamma_a$ . В рассмотренной модели  $\Gamma \sim \Gamma_a$  и с ростом  $\Gamma_a$  точность результата увеличивается, поскольку уменьшается вклад отброшенных диаграмм. Подчеркнем, что при больших  $\Gamma_a$  поведение решения в обеих моделях противоположно. Различие в структуре  $\Gamma$  и  $\Gamma_{\text{pot}}$  отражает отличия механизмов процесса в рассматриваемых моделях. В потенциальной модели антинейтрону соответствует состояние с потенциалом  $U_{\bar{n}} \neq U_n$ . Однако собственно энергетическая часть  $\Sigma = \delta U$  возникает в процессе перерассеяния антинейтрона в среде. Если исходить из полной многочастичной задачи осциллирующая частица — среда, то знаменатель в выражении (4) появляется в результате суммирования ряда теории многократного рассеяния. Строго говоря, потенциальный подход предполагает, что за характерное время  $\Delta t$  происходит большое число обменов со средой. В нашем случае  $\Delta t \sim 1/\Gamma_a \sim 4 \cdot 10^{-24}$  с и, поскольку  $R \gg 1$ , более реалистичей представляется обратная картина.

Несмотря на перечисленные различия, обе модели дают близкие численные результаты. Действительно, рассмотрим  $\bar{p}\bar{n}$ -переходы в дейтроне. Для формфактора, соответствующего хьюльтеновской волновой функции, получим

$$t_{\text{eff}}(d) = \frac{1}{\sqrt{6} \epsilon_n} = 14,4 \cdot 10^{-23} \text{ с}, \quad T_R(d) = \frac{m^{3/2} c_1}{8\pi \sqrt{\epsilon_n}} = 4,6 \cdot 10^{-23} \text{ с}, \quad (5)$$

при  $\epsilon_n = 2,2$  МэВ. В работе /2/  $\bar{p}\bar{n}$ -переходы рассматривались в рамках потенциальной модели. На основании результатов работы /2/ находим  $T_R(d) = 4,2 \cdot 10^{-23}$  с, что согласуется с (5).

Для ядра  $^{16}\text{O}$  возьмем вершинный формфактор из работы /9/. Получим  $T_R = 0,9 \cdot 10^{-23}$  с, что находится в области значений, полученных в рамках потенциальных моделей /3—6/:  $0,37 \cdot 10^{-23} \text{ с} < T_R < 2,17 \cdot 10^{-23} \text{ с}$ .

Нижняя граница для периода  $\bar{p}\bar{n}$ -осцилляций в вакууме  $\tau_{\text{min}}$  определяется выражением:  $\tau_{\text{min}} = \sqrt{TT_R}$ , где  $T$  — ограничение на время жизни ядер по отношению к аннигиляционному распаду. Для  $T = 4,3 \cdot 10^{31}$  лет /10/ получим  $\tau_{\text{min}} = 1,1 \cdot 10^8$  с, что согласуется с существующими ограничениями.

Близость численных результатов в обеих моделях можно объяснить только тем, что параметры потенциалов ( $\bar{n}\bar{N}$  и  $\bar{p}$ -ядерного) определяются исходя из данных низкоэнергетической антипротонной физики. Здесь мы имеем пример того, как альтернативные модели могут давать близкие численные результаты при определенных значениях параметров. Низкая точность параметров не позволяет прийти к более точному заключению.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Chetyrkin K. G. et al. Phys. Lett., **B99**, 358 (1981).
2. Sandars P. G. H. J. Phys., **G6**, L161 (1980).
3. Alberico W. M. et al. Nucl. Phys., **A429**, 445 (1984).
4. Dover C. B., Gal A., Richard J. M. Phys. Rev., **C31**, 1423 (1985).
5. Batty C. J., Fidicaro M., Prosper H. B. Nucl. Phys., **A466**, 473 (1987).
6. Alberico W. M., De Pace A., Pignone M. Nucl. Phys., **A523**, 488 (1991).
7. Mutchlev G. S. et al. Phys. Rev., **D38**, 742 (1988). Вручкер W. et al., Preprint CERN-EP/89-105, Geneve, 1989. Грач И. Л., Кебриков Б. О. ЯФ, **52**, 818 (1990).
8. Nazaruk V. I., Phys. Lett., **B229**, 348 (1989); Phys. Lett., **B155**, 323 (1985).
9. Мухамеджанов А. М. и др. ЯФ, **52**, 704 (1990).
10. Takita H. et al. (Komiokande), Phys. Rev., **D34**, 902 (1986).

Институт ядерных исследований РАН

Поступила в редакцию 2 ноября 1992 г.