

АСТРОФИЗИЧЕСКИЙ S-ФАКТОР РЕАКЦИИ ${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$

А.М. Мухамеджанов, Н.К. Тимофеев

Рассчитан астрофизический S-фактор $S_{1\gamma}(0)$ реакции ${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$ с учетом информации о вершинной константе. Полученное значение $S_{1\gamma}(0) = 0,0155$ кэВ · бн.

Астрофизический S-фактор реакции ${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$ $S_{1\gamma}(E_p)$ при энергии падающих протонов $E_p \lesssim 20$ кэВ является величиной фундаментальной важности при расчете потока солнечных нейтрино, регистрируемых в эксперименте Девиса. Принятое в настоящее время значение астрофизического S-фактора при нулевой энергии $S_{1\gamma}(0) = 0,024 \pm 0,002$ кэВ · бн¹ является результатом усреднения значений $S_{1\gamma}(0)$, найденных с помощью экстраполяции различных экспериментальных данных в точку $E_p = 0$. Теоретические расчеты дают различные значения $S_{1\gamma}(0)$. Мы хотели бы отметить значение $S_{1\gamma}(0) = 0,030$ кэВ · бн, полученное в рамках метода генераторной координаты (МГК)², $S_{1\gamma}(20 \text{ кэВ}) = 0,0254$ кэВ · бн, найденное в рамках метода резонирующих групп (МРГ)³ и значения $S_{1\gamma}(0)$, лежащие в интервале $0,012 \div 0,020$ кэВ · бн, которые были вычислены в потенциальной модели прямого захвата с использованием параметров, полученных из подгонки рассчитанных сечений радиационного захвата тепловых нейтронов ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$ к экспериментальным^{4, 5}. Учитывая имеющиеся разногласия в оценках $S_{1\gamma}(0)$, найденных различными методами, и важное значение этого астрофизического S-фактора, мы предлагаем новый метод вычисления $S_{1\gamma}(0)$.

Основная идея метода — использовать тот факт, что, в силу очень маленькой энергии отделения p от ${}^8\text{B}$ ($\epsilon = 136$ кэВ), захват протона ядром ${}^7\text{Be}$ происходит на достаточно больших расстояниях от этого ядра. Сечение захвата σ_{1s} в канале с заданным спином s содержит радиальный интеграл перекрытия волновых функций ${}^8\text{B}$ и ${}^7\text{Be}$ $I_{1s}^{(r)}$, асимптотика которого дается выражением⁶

$$I_{1s}^{(r)} \approx C_{1s} \exp(-\kappa r - \eta \ln 2\kappa r)/r, \quad (1)$$

где l — орбитальный момент относительного движения p и ${}^7\text{Be}$ в ${}^8\text{B}$, $\kappa = \sqrt{2\mu\epsilon}$, $\eta = Ze^2\mu/\kappa$ — кулоновский параметр связанного состояния $p + {}^7\text{Be}$, μ — приведенная масса p и ${}^7\text{Be}$, Ze — заряд ядра ${}^7\text{Be}$, C_{1s} — нормировочный коэффициент асимптотики (НКА) радиального интеграла перекрытия, связанный с вершинной константой (ВК) G_{1s} виртуального распада ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ соотношением⁶

$$G_{1s} = -\exp(i\pi(l + \eta)/2)\sqrt{\pi}C_{1s}/\mu. \quad (2)$$

Здесь множитель, возникающий от учета эффектов антисимметризации между p и нуклонами ${}^7\text{Be}$, включен в C_{1s} . Везде используется система единиц, в которой $\hbar = c = 1$. В силу поверхностного характера реакции ${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$, с учетом (1) и (2) получаем:

$$\sigma_{1s} = |G_{1s}|^2 \tilde{\sigma}_{1s}. \quad (3)$$

Приведенное сечение $\tilde{\sigma}_{1s}$ определяется матричным элементом, выражающемся через асимптотику радиального интеграла перекрытия $r^{-1} \exp(-\kappa r - \eta \ln 2\kappa r)$, и не зависит от структуры ядра, вся информация о которой сосредоточена в $|G_{1s}|^2$. В обычном же подходе сечение поверхностной реакции σ_{1s} параметризуется через произведение $C_{1s}^2 = S_{1s} b^{2-1}$, где S_{1s} — спектроско-

1) Искусственность такого разбиения следует из того факта, что, по определению, S_{1s} есть квадрат нормы интеграла перекрытия, в которую доминирующий вклад дает область малых r , в то время как C_{1s} определяет нормировку асимптотики интеграла перекрытия.

пический фактор (СФ), — НКА одночастичной волновой функции протона в ядре ${}^8\text{B}$. Поскольку в выборе S_{I_s} и b имеется неопределенность, приходится прибегать к различным косвенным методам, например, к анализу зеркальной реакции ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$ ^{4, 5}.

В работе ⁷ в рамках микроскопического подхода рассчитаны ВК ядер $1p$ -оболочки, в том числе и ВК G_{I_s} для виртуального распада ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$: $|G_{11}|^2 = 0,012 \text{ Фм}$, $|G_{12}|^2 = 0,065 \text{ Фм}^2$

Отметим, что рассчитанные в ⁷ ВК очень хорошо согласуются с надежно установленными эмпирическими значениями ВК для отделения нейтрона от ядер ${}^{13}\text{C}$ и ${}^{14}\text{N}$. В данной работе мы вычислили значение астрофизического S -фактора $S_{1\gamma}(E) = E \exp(2\pi\eta) \sigma_{1\gamma}(E)$ при нулевой энергии, вводя информацию о ВК с помощью (3). Приведенные сечения $\sigma_{1\gamma}$ брались из работ ⁸ и ⁴. Соответствующие S -факторы получились равными $S_{1\gamma}(0) = 0,0157 \text{ кэВ} \cdot \text{бн}$ и $S_{1\gamma}(0) = 0,0153 \text{ кэВ} \cdot \text{бн}$.

Уже отмечалось, что в работе ⁴ получен интервал значений $S_{1\gamma}(0)$. Неоднозначность в значениях $S_{1\gamma}(0)$ связана с неопределенностью в выборе СФ S_{I_s} и геометрических параметров r_0 и a потенциала Вудса—Саксона связанного состояния β в ядре ${}^8\text{B}$, от которых зависит значение b . В работе ⁴ S_{I_s} , r_0 и a варьировались так, чтобы воспроизвести экспериментальное сечение реакции ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$ при низких энергиях. При этом различный выбор параметров S_{I_s} , r_0 и a в вершине ${}^8\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Li} + n$ дал значения $|G_{11}|^2 + |G_{12}|^2$, лежащие в интервале от 0,063 до 0,073 Фм и согласующиеся с вычисленным нами значением 0,068 Фм ⁷.

Итак, среднее значение найденных нами астрофизических S -факторов $S_{1\gamma}(0) = 0,0155 \text{ кэВ} \cdot \text{бн}$. Если учесть, что принятое в стандартных расчетах потока борных нейтрино значение $S_{1\gamma}(0) = 0,024 \text{ кэВ} \cdot \text{бн}^{-1}$, и что борные нейтрино составляют 75% от общего потока солнечных нейтрино высокой энергии, то теоретический поток этих нейтрино уменьшается в 1,4 раза при использовании полученного нами значения $S_{1\gamma}(0)$.

В заключение мы считаем необходимым указать на одно важное обстоятельство. В настоящее время считается, что наиболее надежные теоретические значения астрофизического S -фактора могут быть получены в рамках МРГ или его разновидности МГК, причем $S_{1\gamma}(0)$ уже рассчитывался в рамках трехкластерного МРГ ². В случае поверхностной реакции радиационного захвата ${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$ сложный аппарат МРГ используется только для нахождения C_{I_s} (или G_{I_s}). Но для корректного определения НКА интеграла перекрытия необходимо правильно рассчитывать волновую функцию ядра ${}^8\text{B}$ не только во внешней, но и во внутренней области. Однако, во внутренней области, где из-за сильного перекрытия кластеры теряют свою индивидуальность, сам МРГ может быть неадекватен. Кроме того, значение НКА C_{I_s} зависит от выбора NN -потенциала, фигурирующего в МРГ. Различные потенциалы могут одинаково хорошо воспроизводить фазы рассеяния в рамках МРГ (в этом смысле они фазово-эквивалентны), но давать различные значения C_{I_s} . Сравнение значений C_{I_s} , полученных в МРГ, с вычисленными нами микроскопически, позволяет проверить надежность МРГ в определении НКА (или ВК) и отобрать, если это возможно, те NN -потенциалы, которые дают значения C_{I_s} близкие к микроскопическим или к надежно установленным феноменологическим значениям C_{I_s} .

Литература

1. *Fillippone B.W.* Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1986, 36, 717.
2. *Desouvetout P., Baye D.* Nucl. Phys. A., 1988, 487, 420.
3. *Kolbe E. et al.* Phys. Lett. B, 1988, 214, 169.
4. *Barker F.G.* Aust. J. Phys., 1980, 33, 177.
5. *Tombrello T.A.* Nucl. Phys., 1965, 71, 459.

²) В работе ⁷ приведены значения ВК G_{I_s} для виртуального распада $A \rightarrow B + p$, связанные с G_{I_s} соотношением $G_{I_s} = \sum_s (-1)^{J_B + 1/2 - s} s^A W(J_B \frac{1}{2} J_A l, s) G_{I_s}$, где J — полный момент переданного протона, J_i — спин ядра i , а W — коэффициент Рака. При этом $\sum_s |G_{I_s}|^2 = \sum_l |G_{I_l}|^2$.

6. *Блохинцев Л.Д. и др. ЭЧАЯ, 1977, 8, 1189.*
7. *Мухамеджанов А.М., Тимофеев Н.К. ЯФ, 1990, 51, 679.*
8. *Christy R.F., Duck. I. Nucl. Phys., 1961, 24, 89.*

Институт ядерной физики
Академии наук Узбекской ССР

Поступила в редакцию
1 февраля 1990 г.
