

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-84-821

В.В.Буров, В.М.Дубовик, С.Г.Кадменский,¹
Л.А.Тосунян,² Ю.М.Чувильский²

ВЕРОЯТНОСТЬ

ЗАПРЕЩЕННЫХ ПО ЧЕТНОСТИ ПРОЦЕССОВ

${}^6\text{Li}^*(J^\pi = 0^+, T = 1, E^* = 3,56 \text{ МэВ}) \leftrightarrow \alpha + d$

Направлено в "Journal of Physics"

¹ Воронежский государственный университет

² Научно-исследовательский институт ядерной
физики, МГУ

1984

ВВЕДЕНИЕ

Среди ядерных процессов, идущих с несохранением пространственной четности /НЧ-процессы/, особое место занимают те, в которых изменение изоспина равно $\Delta T=1$. Эти процессы протекают вследствие существования нейтральных токов, представляющих первостепенный интерес для дальнейшего развития теории объединения калибровочных полей.

Хотя из-за наличия механизмов усиления НЧ-эффекты значительно больше в тяжелых ядрах, исследование НЧ-переходов предпочтительнее проводить на малонуклонных системах, в которых интересные нас эффекты наиболее просто выделить /теоретически/ на фоне ядерных взаимодействий. Изучение НЧ-эффектов в малонуклонных процессах стало реальным с появлением сильноточных ускорителей. По-видимому, недалеко то время, когда можно будет провести полный анализ спин-изоспиновой структуры слабого НЧ-потенциала NN-взаимодействий. К сожалению, плохое знание сильных волновых функций может мешать выполнению основной задачи: извлечению из экспериментальных данных НЧ-констант, рассчитываемых методами кварковой физики. За исключением, может быть, расчетов низкоэнергетических двухнуклонных процессов, теоретические расчеты ядерных переходов часто носят характер оценок, содержат "факторы неувязки", подгоночные параметры и т.п. Причиной этого, помимо недостатка экспериментальной информации, является многосторонность явлений, на фоне которых протекают слабые процессы.

Одним из процессов, которые давно пытаются обнаружить, является процесс распада $0^+ T=1$, $E^*=3,56$ МэВ ядра по каналу ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$ и обратный процесс $\alpha + d \rightarrow {}^6\text{Li}$. Последний экспериментально исследовался в работах^{/1,2/}. Ведутся исследования и в настоящее время^{/3,4/}.

В данной работе проведен реалистический, на уровне современных значений, расчет ширины Γ этих двух процессов. Предварительные результаты опубликованы в^{/5/}.

Конкретные свойства ядра ${}^6\text{Li}$ и структура волновой функции /ВФ/ непрерывного αd -спектра приводят к тому, что данный процесс имеет ряд особенностей, резко отличающихся от аналогичных процессов в более тяжелых ядрах, например, ${}^{16}\text{O}^* / 2^-, T=0, E^*=8,88$ МэВ $\rightarrow {}^{12}\text{C} + \alpha$. Поэтому в разд. 1 мы подробно обсудим эти особенности и причины их возникновения. В разд. 2 опишем математический аппарат, разработанный нами для преодоления возникающих вычислительных затруднений, а в разд. 3 обсудим получившийся

результат и проанализируем масштаб возможных изменений величины Γ в зависимости от используемых приближений.

1. СТРУКТУРА НАЧАЛЬНОГО И КОНЕЧНОГО СОСТОЯНИЙ. ОСОБЕННОСТИ АМПЛИТУДЫ ПЕРЕХОДА

Рассмотрим схему уровней ядра ${}^6\text{Li}$ с полным моментом $J=0^{+6/}$, изображенную на рис.1. Существенно, что кроме интересующего нас уровня $E^*=3,56$ МэВ в ней отсутствуют другие 0^+ -уровни. Нет и 0^- -уровней. Исключение составляет ${}^3\text{H} + {}^3\text{He}$ -резонанс $E^*=21,5$ МэВ с изоспином $T=1$, имеющий в связи с этим очень малую ширину распада в αd -канал. Пренебрегая примесью ВФ этого состояния в ВФ $/0^+$, $E^*=3,56/$, а также слабой связью с закрытым каналом $\alpha p n$, получим чистую задачу, в которой единственный резонанс с $J^\pi = 0^+$ оказывается погруженным в непрерывный αd -спектр противоположной четности, т.е. задачу "один уровень - один канал" $/7/$, где связь осуществляется только через несохраняющий четность V^{HC} оператор. Ширина распада Γ имеет вид

$$\Gamma = 2\pi |M|^2, \quad /1/$$

а амплитуда

$$M = \langle \hat{A} \Psi_\alpha \Psi_d \phi(\rho) | V^{HC} | \Psi_{6\text{Li}} \rangle. \quad /2/$$

Здесь $\Psi_{6\text{Li}}$ - волновая функция исследуемого уровня 0^+ $E^*=3,56$ МэВ ядра ${}^6\text{Li}$; Ψ_α, Ψ_d - антисимметризованные внутренние волновые функции α -частицы и дейтрона, содержащие нуклоны с номерами $1 \div 4$ и $5 \div 6$ соответственно; $\phi(\rho)$ - волновая функция их относительного движения с орбитальным моментом $\ell=1$, четностью

$\pi = /- /$, энергией $E = E^* - E_{\text{порог}} = 2,09$ МэВ; $\hat{A} = \left(\frac{6}{2}\right)^{-1/2} (1 + \sum (-1)^P \hat{P})$ - оператор антисимметризации шестинуклонной волновой функции. Ввиду того, что Ψ_α и Ψ_d уже антисимметризованы по перестановкам индексов содержащихся в них нуклонов, оператор \hat{A} включает в себя только перестановки индексов одного нуклона /двух нуклонов/ из α -частицы и одного нуклона /двух нуклонов/ из дейтрона, например $\hat{P}_{1,5} (\hat{P}_{12,56})$. Такие перестановки будем называть в дальнейшем двухчастичными /четырёхчастичными/. Символ $(-1)^P$ характеризует четность перестановки.

Таким образом, отсутствие в спектре возмущений ядра ${}^6\text{Li}$ уровней 0^- с заметной шириной распада в αd -канал приводит к первой существенной особенности: процесс носит безрезонансный характер, оператор V^{HC} связывает состояние 0^+ ядра ${}^6\text{Li}$ непосредственно с непрерывным αd -спектром.

$$E(\text{МэВ}) \quad J^\pi T$$

$$\underline{21,5} \quad 0^- 1$$

$$\underline{3,56} \quad 0^+ 0$$

$$\underline{0,00} \quad 1^+ 0 \quad \frac{1,47}{\alpha + d}$$

Рис.1. Уровни ядра ${}^6\text{Li}$ с $J=0$.

В качестве волновых функций $\Psi_\alpha, \Psi_d, \Psi_{6\text{Li}}$ используем волновые функции осцилляторной трансляционно-инвариантной модели оболочек /ТИМО/ $/8/$:

$$\Psi_\alpha = |A_1 = 4 \quad N_1 = 0 \quad [f_1] = [4] \quad L_1 = 0 \quad S_1 = 0 \quad T_1 = 0 : J_1 = 0^+ \rangle, \quad /3/$$

$$\Psi_d = |A_2 = 2 \quad N_2 = 0 \quad [f_2] = [2] \quad L_2 = 0 \quad S_2 = 1 \quad T_2 = 0 : J_2 = 1^+ \rangle, \quad /4/$$

$$\Psi_{6\text{Li}} = |A = 6 \quad N = 2 \quad [f] = [42] \quad L = 0 \quad S = 0 \quad T = 1 : J = 0^+ \rangle. \quad /5/$$

Здесь A - массовое число ядра, N - суммарное главное квантовое число /число квантов/, $[f]$ - схема Юнга, определяющая симметрию пространственной части волновой функции относительно перестановок нуклонов, L, S, T и J - орбитальный, спиновый, изоспиновый и полный моменты рассматриваемой системы. Осцилляторные параметры $\hbar\omega$ волновых функций $/3/$, $/4/$, $/5/$ считаем одинаковыми. В $/9/$ для волновой функции $\Psi_{6\text{Li}}$ получено выражение, содержащее, кроме компоненты $/5/$ с весом $\alpha_1 = 0,973$, также и небольшую компоненту

$$\Psi_{6\text{Li}}' = \alpha_2 |A = 6 \quad N = 2 \quad [f] = [411] \quad L = 1 \quad S = 1 \quad T = 1 : J = 0^+ \rangle \quad /6/$$

с весом $\alpha_2 = 0,230$. В данном расчете мы пренебрегаем ее вкладом, полагая $\alpha_1 = 1, \alpha_2 = 0$.

Радиальная часть волновой функции относительного движения $\phi(\rho)$ была получена путем численного решения уравнения Шредингера с потенциальной энергией, выбранной в виде $/10/$:

$$V_{\alpha d}(\rho) = \frac{V_0}{1 + \exp[(\rho - \rho_0)/a]} + V_{\text{coul}}(\rho) + V_c^{\ell=1}(\rho), \quad /7/$$

где $V_0 = -72,5$ МэВ, $\rho_0 = 1,85$ фм, $a = 0,71$ фм, $V_{\text{coul}}(\rho)$ - кулоновский, а $V_c^{\ell=1}(\rho)$ - центробежный потенциал αd -взаимодействия. Такой выбор соответствует концепции глубокого притягивающего кластер-кластерного потенциала с запрещенными состояниями $/10,11/$. Вид функции $\phi(\rho)$ приведен на рис.2 /сплошная линия/. Наличие узла при $\rho = 2,7$ фм показывает, что для данного потенциала в P -волне имеется низколежащее запрещенное состояние, волновая функция которого не имеет узлов и отвечает конфигурации

ПРОИЗВОЛЬНЫЕ ЕДИНИЦЫ

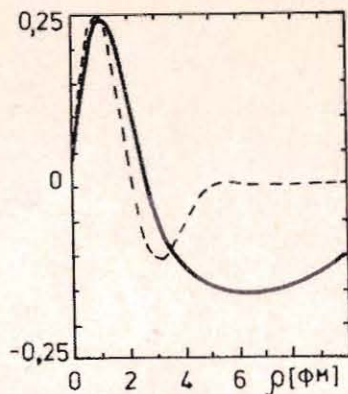


Рис.2. Волновые функции относительного движения α и d с угловым моментом $l=1$, $\pi=(-)$ и энергией $E = E^* - E_{thr} = 2,09$ МэВ $\phi(\rho)$ /сплошная линия/ и с учетом $V^{HЧ} \phi'(\rho) = \sum_n \phi'_n(\rho)$ /23/ /пунктир/, масштаб произвольный.

шести нуклонов s^5_p . Волновая функция в правой обкладке матричного элемента /2/ ортогональна этому состоянию, имеет отрицательную четность и поэтому ортогональна и состоянию s^4_p .

Ввиду того, что система многочастичных осцилляторных функций образует полный набор, можно формально разложить по этому набору и волновую функцию $|\hat{A} \Psi_\alpha \Psi_d \phi(\rho)\rangle$ причем разложение будет содержать лишь функции с суммарным числом квантов $N \geq 3$. Подробное описание этой процедуры мы приведем в разд.2.

Вернемся к исследованию амплитуды /2/. Воспользуемся представлением

$$V^{HЧ} = \sum_{i < j} V_{ij}^{HЧ} \quad /8/$$

и тем фактом, что волновые функции обкладок являются антисимметричными. Тогда

$$M = \left(\begin{matrix} 6 \\ 2 \end{matrix} \right)^{1/2} \langle \hat{A} \Psi_\alpha \Psi_d \phi(\rho) | V_{56}^{HЧ} | \Psi_{6Li} \rangle. \quad /9/$$

Рассмотрим в амплитуде /9/ необменную часть, которая отвечает единичному оператору в выражении для \hat{A} . Оператор $V_{56}^{HЧ}$ при этом действует лишь на нуклоны из дейтрона. Но главное квантовое число /характеризующее Ψ_d / $N_2=0$, поэтому на произведение $\Psi_\alpha \phi(\rho)$ приходится не менее трех осцилляторных квантов. В то же время Ψ_{6Li} характеризуется $N=2$. Поэтому вклад необменной части

амплитуды равен нулю /из правил отбора по главному квантовому числу/. По той же причине равен нулю и вклад той части амплитуды, которая содержит четырехчастичные перестановки между α -частицей и дейтроном. Поэтому единственными ненулевыми членами являются матричные элементы /МЭ/, содержащие операторы двухчастичных перестановок между α и d . Этот вывод не является, однако, модельно независимым, а является следствием выбора в качестве Ψ_{6Li} волновой функции /5/ и пренебрежения различием осцилляторных параметров Ψ_{6Li} , Ψ_α и Ψ_d . Обсуждение влияния этих, а

также других приближений проведем в разд.3, однако уже приведенные выше аргументы показывают, что необменная часть амплитуды оказывается сильно подавленной.

Две указанные особенности процесса: его безрезонансный характер и сильное подавление необменной части амплитуды, вследствие принципа Паули, в конечном итоге и определяют как физические результаты - малость величины Γ , сильное влияние NN-корреляций на малых расстояниях, большой вклад диаграмм ω -мезонного обмена и др., так и математические трудности, возникающие при вычислении амплитуды - ввиду важности учета обменной части амплитуды систему приходится рассматривать как шестинуклонную, причем в одной из обкладок /2/ движение по координате ρ является инфинитным.

Расчет производится с помощью стандартного слабого потенциала одномезонного обмена, в котором учитываются π , ρ , ω -мезоны:

$$V_{OBE}^{HЧ} = V_{\pi}^{HЧ} + V_{\nu}^{HЧ} \quad /10/$$

$$V_{\pi}^{HЧ} = \frac{i}{2\sqrt{2}} g_{\pi} h_{\pi} (\vec{\tau}_1 \times \vec{\tau}_2) (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \left[\frac{\vec{p}}{M_N}, f_{\pi}(r) \right], \quad /11/$$

$$V_{\nu}^{HЧ} = -g_{\rho} (h_{\rho} \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2 + h_{\rho}^1 \frac{\tau_1^3 + \tau_2^3}{2} + h_{\rho}^2 \frac{3\tau_1^3 \tau_2^3 - \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2}{2\sqrt{6}}) \times \\ \times ((\vec{\sigma}_1 - \vec{\sigma}_2) \left\{ \frac{\vec{p}}{M_N}, f_{\nu}(r) \right\} + i(1 + \chi_{\nu}) (\vec{\sigma}_1 \times \vec{\sigma}_2) \left[\frac{\vec{p}}{M_N}, f_{\nu}(r) \right] + \\ + g_{\rho} h_{\rho}^1 \frac{\tau_1^3 - \tau_2^3}{2} (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \left\{ \frac{\vec{p}}{M_N}, f_{\nu}(r) \right\} - g_{\omega} (h_{\omega}^0 + h_{\omega}^1 \frac{\tau_1^3 + \tau_2^3}{2}) \times \quad /12/$$

$$\times ((\vec{\sigma}_1 - \vec{\sigma}_2) \left\{ \frac{\vec{p}}{M_N}, f_{\nu}(r) \right\} + i(1 + \chi_s) (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \left[\frac{\vec{p}}{M_N}, f_{\nu}(r) \right] - \\ - g_{\omega} h_{\omega}^1 \frac{\tau_1^3 - \tau_2^3}{2} (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \left\{ \frac{\vec{p}}{M_N}, f_{\nu}(r) \right\}.$$

Здесь $\vec{p} = \frac{\vec{p}_1 - \vec{p}_2}{2}$, $f_B = \frac{e^{-m_B r}}{4\pi r}$, и мы положим $m_{\rho} = m_{\omega} = m_{\nu}$. Пионный по-

тенциал имеет эффективный радиус $\bar{r}_{\pi} = 3$ фм и определяет дальнюю действующую часть $V_{OBE}^{HЧ}$. Потенциал $V_{\nu}^{HЧ}$, обусловленный обменом векторными мезонами, составляет короткодействующую часть: $\bar{r}_{\nu} = 0,6$ фм; $|g_{\pi}| = 13,4$; $g_{\rho} = 1/2 f_{\rho}$, $g_{\omega} = 3g_{\rho} f_{\rho} = 5,1$; $\chi_{\nu} = \mu_{\rho} - \mu_n - 1 = 3,7$, $\chi_s = \mu_p + \mu_n - 1 = -0,12$, где μ_N - магнитные мо-

менты нуклонов. В качестве слабых констант $h_{\nu}^{\Delta T}$ используются вычисленные самосогласованным образом в^{12,13} без подгоночных параметров значения $h_{\pi}^0 = 1,3 \cdot 10^{-7}$, $h_{\rho}^0 = 8,3 \cdot 10^{-7}$, $h_{\omega}^0 = 0,39 \cdot 10^{-7}$, $h_{\pi}^1 = -6,7 \cdot 10^{-7}$, $h_{\omega}^1 = -3,9 \cdot 10^{-7}$ и $h_{\rho}^1 = -2,2 \cdot 10^{-7}$. Исследуемый переход является чистым по ΔT переходом и, естественно, его расчет требует знания лишь констант h_{π}^1 , h_{ρ}^1 и h_{ω}^1 .

2. ВЫЧИСЛЕНИЕ АМПЛИТУДЫ. ГЕНЕАЛОГИЧЕСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ ДЛЯ НЕСВЯЗАННЫХ СИСТЕМ

Рассмотрим амплитуду /9/. Для вычисления подобных МЭ требуется разложить волновые функции правой и левой обкладок в сумму произведений, антисимметричных лишь внутри подсистем волновых функций четырех /с номерами 1-4, например/ и двух /с номерами 5,6 соответственно/ нуклонов. Коэффициенты такого разложения называются двухчастичными генеалогическими коэффициентами /ГК/¹⁴. Методы вычисления ГК для связанных систем нуклонов хорошо разработаны. Так, ГК ТИМО для случая $A=6$, необходимые для разложения волновой функции $\Psi_{6, Li}$, приведены в⁸. Наличие аналогичных результатов для ГК функции, содержащейся в левой обкладке матричного элемента /9/, позволило бы вычислять М с помощью формулы:

$$M = \left(\begin{array}{c} 6 \\ 2 \end{array} \right)^{1/2} \sum \langle A=6 \ N=2 [42] L^R=0 \ S^R=0 \ T^R=1 \ J=0 \ \mathbb{M}_T |$$

$$| A_1 = 4 N_1 [f_1] L_1 S_1 T_1, n \ell \{ \mathcal{L} \}; A_2 = 2 N_2' [f_2'] L_2' S_2' T_2' \rangle$$

$$\langle \hat{A} \Psi_{\alpha} \Psi_{\beta} \phi(\rho) L^L=1 \ S^L=1 \ T_2=0 \ J=0 | A_1 = 4 N_1 [f_1] L_1 S_1 R_1, n \ell \{ \mathcal{L} \};$$

$$A_2 = 2 [f_2] L_2 S_2 T_2 \rangle \langle A_2 = 2 N_2 [f_2] L_2 S_2 T_2 J_2 \mathbb{M}_{T_2} | V_{56}^{H4} | A_2 = 2$$

/13/

$$2 N_2' [f_2'] L_2' S_2' T_2' J_2' \mathbb{M}_{T_2'} \rangle$$

$$\begin{pmatrix} \mathcal{L} & L_2' & L^R \\ S_1 & S_2' & S^R \\ J_1 & J_2' & J \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathcal{L} & L_2 & L^L \\ S_1 & S_2 & S^L \\ J_1 & J_2 & J \end{pmatrix} (T_1 \mathbb{M}_{T_1} T_2 \mathbb{M}_{T_2} | T \mathbb{M}_T) (T_1 \mathbb{M}_{T_1} T_2' \mathbb{M}_{T_2'} | T' \mathbb{M}_{T'})$$

Здесь учтено, что оператор V^{H4} - псевдоскалярный. Верхний индекс означает, что данное квантовое число характеризует левую (L) или правую (R) обкладку M.

$$\begin{pmatrix} A_1 & A_2 & A \\ B_1 & B_2 & B \\ C_1 & C_2 & C \end{pmatrix} = \sqrt{(2A+1)(2B+1)(2C_1+1)(2C_2+1)} \begin{pmatrix} A_1 & A_2 & A \\ B_1 & B_2 & B \\ C_1 & C_2 & C \end{pmatrix}$$

/14/

где $\begin{Bmatrix} A_1 & A_2 & A \\ B_1 & B_2 & B \\ C_1 & C_2 & C \end{Bmatrix} - g_j$ - символ Вигнера.

Первый множитель под знаком суммирования - генеалогический коэффициент ТИМО волновой функции $\Psi_{6, Li}$, второй - ГК шестинуклонной волновой функции в непрерывном спектре, третий - двухчастичный матричный элемент МЭ оператора V_{56}^{H4} , последние два множителя - коэффициенты Клебша-Гордана. Индексами суммирования в /13/ являются

$$N_1 [f_1] L_1 S_1 T_1 J_1 \mathbb{M}_{T_1} N_2 [f_2] L_2 S_2 T_2 J_2 \mathbb{M}_{T_2} N_2' [f_2'] L_2' S_2' T_2' J_2' \mathbb{M}_{T_2'}$$

Проблема вычисления генеалогических коэффициентов несвязанных систем до сих пор не обсуждалась, однако близкие проблемы решены в¹⁵, где предложена версия метода резонирующих групп, когда функция относительного движения кластеров ищется в виде расходящегося ряда осцилляторных функций. Первый шаг при получении необходимых нам ГК несвязанных систем практически аналогичен. Разложим волновую функцию $\phi(\rho)$ по осцилляторным функциям

$$\phi(\rho) = \sum_{n=1,3,\dots}^{\infty} \langle n \ell = 1 | \phi(\rho) \rangle | n \ell = 1 \rangle. \quad /15/$$

После этого возникает задача: найти ГК связанных, но имеющих специфический вид шестинуклонных волновых функций

$$\Psi_n = \hat{A} | \Psi_{\alpha} \Psi_{\beta} \phi_{n \ell = 1}(\rho) \rangle. \quad /16/$$

Эта задача также имеет близкие аналоги в литературе. В¹⁶ изучалась проблема спектроскопических амплитуд каналов $\alpha + d^*$ и $\alpha^* + d$, отличающихся от ГК ТИМО лишь численными множителями, в модели нуклонных ассоциаций. Волновая функция основного состояния ядра 6Li в этой модели отличается от волновой функции левой обкладки матричного элемента /2/, во-первых, тем, что $\phi(\rho)$ является функцией дискретного спектра, во-вторых, орбитальным моментом $\ell=0$ и четностью $\pi = +/+$ и, в-третьих, нормировочным множителем. В¹⁶ также использовалось разложение $\phi(\rho)$ по осцилляторным функциям, которое в этом случае является сходящимся. В результате ГК волновых функций модели нуклонных ассоциаций сводились к ГК функций, отличающихся от Ψ_n лишь моментом и четностью.

Интересующий нас ГК является матричным элементом оператора антисимметризации \hat{A} . Для случая $A_1=4$, $A_2=2$ и произвольных квантовых чисел в обкладках ГК

$$G = \langle A_1 = 4 N_1 [f_1^L] L_1^L S_1^L T_1^L, n^L \ell^L \{ \mathcal{L}^L \}; A_2 = 2 N_2 [f_2^L] \rangle,$$

допустимого принципом Паули, ГК ТИМО могут быть выражены через ГК обычной модели оболочек^{/19/}.

Отметим еще, что ряд ГК несвязанной системы является расходящимся. Лишь фиксация внутренней волновой функции "кора" $|a_1^L\rangle$ и относительного движения двух нуклонов $|n_1^L n_1^L\rangle$ в выражении для МЭ приводит к сходимости ряда для М.

Вернемся к расчету ширины Γ . Как указано выше, антисимметризация волновой функции из /16/ приводит к тому, что $n_{\min} = 3$, поэтому члены, отвечающие тривиальной и четырехчастичной перестановкам, вклада в МЭ /13/ не дают. Все восемь вариантов двухчастичных перестановок $\hat{P}_{i,j}$ дают одинаковый вклад. Вычислим пространственную часть матричного элемента $\hat{P}_{4,6}$ Матрица $\|y\|$ имеет следующий вид:

$$\|y\| = \begin{vmatrix} -3/4 & 1/4 & \sqrt{3}/2\sqrt{2} \\ 1/4 & -3/4 & \sqrt{3}/2\sqrt{2} \\ \sqrt{3}/2\sqrt{2} & \sqrt{3}/2\sqrt{2} & 1/2 \end{vmatrix} \quad /20/$$

Требуемая трансформационная скобка Якоби:

$$\begin{aligned} <00, n_1\{1\}; 00: \mathcal{L} = 1 \|y\| n_1^R \ell_1^R, n_2^R \ell_2^R; \mathcal{L} = 1 \rangle = \\ &= \langle (n_0) \mathcal{L} | (n_1^R + n_2^R) \mathcal{L} (n_1^R \ell_1^R, n_2^R \ell_2^R) \rangle \langle (n_1^R + n_2^R) \mathcal{L} | \\ &| (n_1^R \ell_1^R, n_2^R \ell_2^R) \rangle \langle (00) (n_0) (00) : (n_0) \mathcal{L} = 1 \|y\| (n_1^R), \\ &(n_2^R) \{ (n_1^R + n_2^R) \}; (n_2^R) : (n_0) \mathcal{L} = 1 \rangle, \end{aligned} \quad /21/$$

где первые два множителя - коэффициенты Клебша-Гордана /ККГ/ группы SU(3) очень простого типа, а третий - ТСЯ в SU(3). Выражения для таких ККГ можно найти, например, в^{/20/}, а данный вид ТСЯ исследован в^{/16/}. Конкретно:

$$\begin{aligned} <(00) (n_0) (00) : (n_0) \mathcal{L} = 1 \|y\| (n_1^R) (n_2^R) \{ (n_1^R + n_2^R) \}; (n_2^R) \rangle = \\ &= \left(\frac{n!}{n_1^R! n_2^R!} \right)^{1/2} \left(-\frac{3}{4} \right)^{n_1^R} \left(\frac{1}{4} \right)^{n_2^R} \left(\frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2}} \right)^{n_2^R}. \end{aligned} \quad /22/$$

Все ГК, вносящие вклад в МЭ /13/, удовлетворяют правилам отбора по главному квантовому числу. Число квантов N в волновой функции /6/ равно двум, поэтому сумма $n_1^R + n_2^R$ может принимать значения 0, 1, 2. Анализ матричного элемента /13/ показывает, что ненулевой вклад дают лишь члены, удовлетворяющие условию $n_1^R + n_2^R = 1$. Следовательно, сходимость выражения /13/ определяется

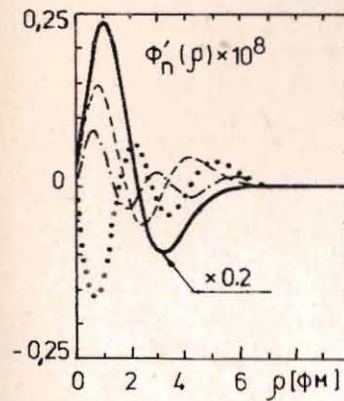


Рис. 4. Парциальные волновые функции $\phi'_n(\rho) / 23$ с учетом $V^{HЧ}$, $\phi'_3(\rho)$ здесь уменьшена в пять раз /сплошная/; $\phi'_5(\rho)$ - точечная; $\phi'_7(\rho)$ - пунктир; $\phi'_9(\rho)$ - штрихпунктир.

множителем $\sqrt{n} \left(\frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2}} \right)^{n-1}$. Иллюстрацией этой сходимости является

рис. 4, где представлены:

$$\phi'_n(\rho) = \langle \hat{A} \Psi_\alpha \Psi_d \phi_{n_2^R \ell_2^R = 1}(\rho) | V^{HЧ} | \Psi_{6, Li} \rangle \phi_{n_2^R \ell_2^R = 1}(\rho). \quad /23/$$

Вычисление всех остальных элементов выражения /13/ не представляет трудности.

В итоге для матричного элемента М получаем:

$$\begin{aligned} M &= -(0,29 h_\pi - 0,22 h_\rho^1 - 0,38 h_\omega^1) \cdot 10^1 \cdot i \cdot (\text{эВ})^{1/2} = \\ &= -1,1 \cdot 10^{-6} i (\text{эВ})^{1/2}, \end{aligned}$$

а для ширины Γ рассматриваемого процесса: $\Gamma = 0,8 \cdot 10^{-11}$ эВ.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Итак, в результате расчета получено чрезвычайно малое значение ширины Γ . Выясним причину этого. Сравним прежде всего ширины безрезонансного и некоторого гипотетического резонансного переходов. Для ширины последнего справедливо выражение

$$\Gamma_r = \frac{|\langle \Psi_r | V^{HЧ} | \Psi_{6, Li} \rangle|^2}{(\Delta E)^2} \Gamma_0, \quad /24/$$

где Ψ_r - волновая функция гипотетического резонанса, Γ_0 - его ширина, ΔE - энергетическая щель между уровнями. Для реальной ширины /1/ используем разложение волновой функции непрерывного спектра по волновым функциям Ψ_n /16/. Коэффициенты этого разложения, вычисленные в помощь формулы /15/, приведены в таблице. Как следует из таблицы, абсолютные величины C_n ($n \geq 3$) не слишком сильно зависят от n . Учтя, что основной вклад в матричный

Таблица
Коэффициенты разложения волновой функции непрерывного
спектра $\phi(\rho)$ по осцилляторным /15/

n	1	3	5	7	9
$C_n [\text{МэВ}^{-1/2}] \cdot 10^1$	-0,052	-0,258	0,248	-0,300	0,361

элемент M из-за сильной деструктивной интерференции остальных компонент и убывания $\sqrt{n} \left(\frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2}} \right)^{n-1}$ дает член с $n = 3$, пренебрежем остальными и выделим в /2/ множитель C_3 перед ним:

$$\Gamma = 2\pi |C_3|^2 | \langle \Psi_3 | V^{H^4} | \Psi_{6Li} \rangle |^2. \quad /25/$$

Нормированную волновую функцию Ψ_3 , имеющую вид /16/, используем в /24/ в качестве Ψ_r :

$$\Psi_r = \frac{1}{Q_3} \Psi_3. \quad /26/$$

Для оценки достаточно того обстоятельства, что нормировка Q_3 близка к 1. Приравнявая Γ и Γ_r , получим

$$\Gamma_0 / (\Delta E)^2 = 2\pi (C_3)^2. \quad /27/$$

Гипотетический резонанс, удовлетворяющий соотношению /27/, назовем эквивалентным резонансом. Ввиду того, что исследуемый процесс является надбарьерным /высота барьера $\approx 0,8$ МэВ/, его типичная ширина $\Gamma_0 \sim 1$ МэВ, а $\Delta E \sim 15$ МэВ. Эта оценка, во-первых, оправдывает пренебрежение связью с резонансом $E^* = 21,5$ МэВ, во-вторых, показывает, что безрезонансная связь с непрерывным спектром невелика /типичные ΔE - сотни кэВ для известных резонансных процессов с несохранением четности/. Исключение составляет процесс распада $^{16}O^*/2^- T=0 E^* = 8,88$ МэВ $\rightarrow ^{12}C + \alpha$ с малой шириной, $\Gamma = 1,04 \cdot 10^{-10}$ эВ, где $\Delta E \approx 2$ МэВ. Для этого процесса безрезонансный переход, видимо, может играть заметную роль.

Исследуем теперь следствия обменного характера процесса. Допустим, что в волновой функции исследуемого ядра 6Li содержится компонента, дающая вклад в необменный МЭ. Она выглядит следующим образом:

$$\Psi_{str} = \frac{1}{Q} \hat{A} | \Psi_\alpha \Psi_{d^*} \phi_{n \ell=1}(\rho) \rangle, \quad /28/$$

где $n = 1, 3, \dots$

$$\Psi_{d^*} = | A = 2N [11] L = 1 S = 1 T = 1 J = 0 \rangle, \quad /29/$$

а $N = 1, 3, \dots$. Рассмотрим для определенности случай $N = 1$. По-прежнему для оценок полагаем $Q = 1$. В этом случае:

$$M_{str} = \left(\frac{6}{2} \right)^{-1/2} \langle \hat{A} \Psi_\alpha \Psi_{d^*} \phi_{n \ell=1}(\rho) | V^{H^4} | \Psi_{str} \rangle \approx 14,2 M. \quad /30/$$

Из формулы /30/ следует, что величина Γ , отвечающая обменно-МЭ, приблизительно в 200 раз меньше ширины распада, отвечающей необменно-МЭ. Сделанная оценка, во-первых, демонстрирует еще одну причину сильного занижения вероятности исследуемого перехода, и во-вторых, указывает на содержащиеся в задаче "опасные члены". Присутствие таких членов даже с малым весом β может сильно влиять на величину Γ . Проанализируем возможные источники "опасных членов". Прежде всего, это волновая функция Ψ_{6Li} , за-

данная формулой /6/. Ввиду того, что реально Ψ_d описывается осцилляторной волновой функцией не слишком точно, произведение $\Psi_\alpha \Psi_{d^*} \phi_{n=1, \ell=1}(\rho)$ содержит с небольшим весом члены, не исчезающие под действием оператора антисимметризации \hat{A} . По правилам отбора по главному квантовому числу именно эти члены и дадут вклад в необменный МЭ. Однако несложный расчет показывает, что в связи с малостью α_2 и C_n при $n = 1$ /см. таблицу/, этот вклад невелик. Исследуем теперь компоненты Ψ_{6Li}^N , отличающиеся от Ψ_{6Li}^6 лишь главным квантовым числом $N = 4, 6, \dots$. Два источника малости вклада Ψ_{6Li}^N - малость C_n и зануление основных компонент из-за принципа Паули - для вклада Ψ_{6Li}^N отсутствуют. Ясно, что суммарный вес этих компонент β заметно меньше α_2 , но таких данных в литературе нет. Причиной этого является прежде всего плохая обусловленность величин весов: изменение малого веса даже в два раза слабо сказывается на наблюдаемых. Все же, имея в виду, что $\beta < \alpha_2$ и то обстоятельство, что для $N \geq 4$ перекрытие $\langle \Psi_{6Li}^N | \Psi_{str} \rangle \ll 1$ из-за большого числа членов генеалогического разложения волновой функции Ψ_{6Li}^N , можно сказать, что вклад этих компонент в матричный элемент M по крайней мере не больше вклада учтенных в расчете членов.

Исследуем другие источники неточности полученного результата. Учет кластеризации данного состояния ядра 6Li не вносит никаких принципиальных изменений. Это хорошо видно, если использовать предположенное в /18/ разложение волновой функции модели нуклонных ассоциаций в ряд по Ψ_n /16/. Не появляются при этом и "опасные члены". /Вообще на присутствие "опасных членов" исследованы

все сокращающиеся компоненты, которые в более реалистичной схеме могут в сумме не давать точного нуля/. В целом, учет кластеризации может изменить результат ~ на 20%.

Еще одним источником неопределенности рассчитанной нами величины Γ могут являться неточности определения констант h_π и h_ω^1 /вклад h_ρ^1 , как показано, невелик/. Подчеркнем, что обе константы вычисляются практически безмодельным образом ^{/12,13/}. Из них первая пропорциональна фундаментальному параметру непертурбативной КХД-плотности вакуумного конденсата, $\langle 0 | \bar{q} q | 0 \rangle \sim /150 \div 260/ \text{ МэВ}^3$. Этим обстоятельством, с одной стороны, определяется интерес к измерению h_π , с другой — неточность его современного знания вносит существенную погрешность $\Delta h_\pi = 0,62 \div 3,0/$ в нашу оценку Γ . Вторую константу h_ω^1 можно считать найденной практически точно, т.к. она выражается через хорошо известные феноменологические параметры низкоэнергетической адродинамики и параметры теории электрослабых взаимодействий. Кварк-глюонными взаимодействиями константа h_ω^1 , как показано в ^{/12/}, фактически не перенормируется.

В целом, из-за неточности в h_π вычисленное нами значение Γ известно с точностью до фактора $0,7 \div 2$.

Еще одним источником неопределенности для вероятности процесса является неоднозначность потенциала $V_{\alpha d}$.

Во-первых, существует диапазон вариации параметров αd -потенциала V_0, ρ_0, a , отвечающий экспериментальным фазам αd -рассеяния /непрерывная неоднозначность/. Величина Γ меняется слабо при такой вариации параметров. Во-вторых, выбор фазово-эквивалентного потенциала из другого класса /дискретная неоднозначность/ может сильно повлиять на величину МЭ. Это видно из рис.2. На нем вместе с $\phi(\rho)$ изображена волновая функция $\phi'(\rho) = \sum_n \phi'_n(\rho)$. Видно, что волновые функции $\phi(\rho)$ и $\phi'(\rho)$ имеют узлы, близко расположенные друг к другу. Выбор потенциала $V_{\alpha d}$ из другого класса потенциалов может сильно изменить поведение $\phi(\rho)$ и вместе с ним величину интеграла перекрытия $M = \langle \phi'(\rho) | \phi(\rho) \rangle$. Однако для вычисления обменных МЭ необходимо, чтобы шестинуклонная волновая функция $|\Psi_\alpha \Psi_d \phi(\rho)\rangle$ являлась собственной функцией оператора антисимметризации \hat{A} , а такому требованию удовлетворяют лишь потенциалы, подобные выбранному нами. В этом смысле использование других типов потенциалов представляется нам концептуально неадекватным.

Сравнение модельного /без учета NN-корреляций на малых расстояниях/ и реального /с их учетом/ расчетов показывает, что величина Γ меняется при этом ~ в 30 раз / $\Gamma_{\text{модельный}} = 2,5 \cdot 10^{-10}$ эВ/, в то время как двухчастичные МЭ потенциала $V_{\text{нч}}$ меняются, как обычно, ~ на 50% в s-волне при обмене π -мезоном, и ~ в 10 раз при обмене векторными мезонами, практически не меняются в d-волне при обмене π -мезоном и зануляются при обмене векторными мезонами. Сильное изменение величины Γ связано при этом с боль-

шим вкладом ω -мезонного члена и с деструктивной интерференцией s- и d-волн в π -мезонном обмене. Такое изменение Γ естественно и должно быть характерно для обменного процесса, в который основной вклад вносят расстояния, меньшие чем для необменного процесса. Следствием этого является и высокая чувствительность результата к выбору конкретного вида корреляционной функции. Именно поэтому $\chi(r)$ выбрана из совершенно независимых данных — сечений рассеяния быстрых электронов на ядрах ^{/21/}:

$$\chi(r) = 1 - \exp(-\kappa r^2), \quad \kappa = 1,78 \text{ фм}^{-2}.$$

/31/

Однако, по-видимому, выбором $\chi(r)$ можно, не вступая в противоречие с этими данными, изменить величину Γ в несколько раз, т.е. именно это и является главным источником неопределенности величины Γ .

В итоге, ясно, что проделанный расчет является оценкой, неопределенность которой в рамках современных представлений может менять величину Γ в несколько раз. Однако и этот результат позволяет сделать следующие выводы:

1. Масштаб величины Γ не позволяет в настоящее время надеяться на ее измерение.

2. Попытка измерения даже линейных эффектов НЧ для данного уровня ядра ${}^6\text{Li}$ может встретиться с серьезными затруднениями.

3. Появление в дальнейшем экспериментальных возможностей для измерения этого процесса сделает его чрезвычайно интересным ввиду его высокой чувствительности к константам слабого взаимодействия /из-за аномально большого вклада константы h_ω^1 /.

С методической точки зрения показано, что:

1. Интенсивность безрезонансного перехода в непрерывный спектр за счет оператора $V_{\text{нч}}$ невелика и может, по-видимому, конкурировать с резонансными лишь в случае подавления последних.

2. Обменный характер процесса довольно сильно снижает его вероятность.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность В.З.Гольдбергу, Р.А.Эрамжану, Ф.А.Гарееву, Г.Я.Коренману, В.И.Кукулину и В.М.Лобашеву за ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Barette J. et al. Nucl. Phys., 1975, A238, p. 176.
2. Bellotti E. et al. Nuovo Cim., 1975, A29, p. 106.
3. Robertson R.G.H. et al. Chalk River Progress Report, PR-F-124, 1980, p. 2.3.
4. Robertson R.G.H. Science Series Neutrino Physics and Astrophysics. ed. E.Fiorini (N.Y.Plenum), 1982, pp.219-240.

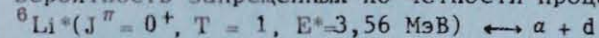
5. Burov V.V. et al. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1984, 10, p. L21.
6. Ajzenberg-Selove P. Nucl.Phys., 1979, A320, p.1.
7. Mahaux C., Weidenmüller H. Shell-Model Approach to Nuclear Reactions, 1969 (Amsterdam: North-Holland), p. 46.
8. Kurdyumov I.V. et al. Nucl.Phys., 1970, A145, p. 593.
9. Бояркина А.Н. Структура ядер Ip-оболочки. М, Изд-во МГУ, 1973.
10. Kurdyumov I.V., Neudatchin V.G., Smirnov Yu.F. Phys.Lett., 1972, 40B, p. 607.
11. Neudatchin V.G. et al. Nuovo Cim.Lett., 1972, 5, p. 834.
12. Dubovik V.M., Zenkin S.V. JINR, E2-83-611, Dubna, 1983.
13. Dubovik V.M., Zenkin S.V. JINR, E2-83-615, Dubna, 1983.
14. Jahn H.A. van Vieringen H. Proc.Roy.Soc., 1951, A209, p. 502.
15. Филиппов Г.Ф., Охрименко И.П. ЯФ, 1980, 32, с. 932.
16. Smirnov Yu.F., Tchuvil'sky Yu.M. Czechosl.Journ.Phys., 1983, B33, p. 1215.
17. Эфрос В.Д. ЯФ, 1976, 23, с. 715.
18. Smirnov Yu.F. Nucl.Phys., 1962, 27, p. 177.
19. Smirnov Yu.F., Tchuvil'sky Yu.M. Phys.Rev., 1977, C15, p. 84.
20. Ichimura M. et al. Nucl.Phys., 1973, A204, p. 225.
21. Джибути Р.И., Кезерашвили Р.Я. ЯФ, 1974, 20, с. 33.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 декабря 1984 года.

Буров В.В. и др.

P2-84-821

Вероятность запрещенных по четности процессов



Исследована ширина Γ процессов ${}^6\text{Li}^*(J^\pi = 0^+, T = 1, E^* = 3,56 \text{ МэВ}) \rightarrow \alpha + d$, которые идут за счет смешивания нарушающим четность оператором V^{nc} волновых функций 0^- -состояний непрерывного αd -спектра и рассматриваемого 0^+ -состояния ядра ${}^6\text{Li}$. Основной вклад в процессы вносят обменные члены, для вычисления которых необходимо знать двухчастичные генеалогические коэффициенты шестинуклонной системы в непрерывном спектре. Разработан достаточно общий аппарат вычисления таких коэффициентов. В результате проведенных вычислений получено крайне малое значение Γ . Обсуждаются причины малости и возможные источники неопределенности этой величины.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

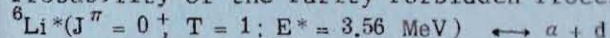
Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Burov V.V. et al.

P2-84-821

Probability of the Parity-Forbidden Processes



The width Γ of the processes ${}^6\text{Li}^*(J^\pi = 0^+, T = 1; E^* = 3,56 \text{ MeV}) \rightarrow \alpha + d$ is calculated, which proceed due to the mixing by the parity nonconserving operator of the wave functions of the 0^- -states of the continuous αd -spectrum with the considered 0^+ -state of nucleus ${}^6\text{Li}$. The main contribution to the processes comes from the exchange terms, for the calculations of which it is necessary to know two-particle fractional parentage coefficients of a six-nucleon system in the continuous spectrum. A sufficiently general apparatus is elaborated for the evaluation of such coefficients. As a result of the calculations carried out an extremely small value Γ is obtained. The reasons for the smallness and the possible sources of the ambiguity of the value Γ are discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984