

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

95-309

P4-95-309

В.А.Пшеничный¹, Ю.М.Гледенов

ВЕРОЯТНОСТИ ПРОТОННОГО РАСПАДА
СОСТАВНОГО ЯДРА ^{51}V

¹Институт ядерных исследований АН Украины, Киев

Проведен анализ протонного распада составного ядра на основе расчетов волновой функции протона с использованием потенциала Саксона-Вудса.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И.М.Франка ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований, Дубна, 1995

Перевод авторов

Pshenichnyi V.A., Gledenov Yu.M.

P4-95-309

The Probability of the Proton Decay of the ^{51}V Compound Nucleus

Analysis of proton decay by calculating of the proton wave function using the Saxon-Woods potential for the ^{51}V compound nucleus was carried out.

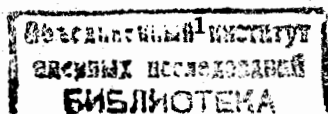
The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Редкий изотоп $^{50}_{23}\text{V}$ относится к весьма немногочисленной группе нечетно-нечетных ядер. При захвате нейтрона образуется составное ядро ^{51}V с магическим числом нейтронов ($N=28$), что должно способствовать испусканию непарного протона.

Наблюдение реакции $^{50}\text{V}(n,p)^{50}\text{Ti}$ на тепловых нейтронах [1-3] означает, что составное ядро ^{51}V с энергией возбуждения $B_n = 11,05$ МэВ испытывает протонный распад с орбитальным моментом $L = 6$. Действительно, спин и четность основного состояния $^{50}\text{V}I^\pi = 6^+$ и составное ядро ^{51}V может находиться в двух состояниях с $J^\pi = 13/2^+$ и $11/2^+$, дочернее ядро ^{50}Ti - в состоянии 0^+ . Столь высокий момент вылетающего протона как бы объясняет малое наблюдаемое сечение данной реакции при $E_n = 0,025$ эВ: (400 ± 20) мкб [1], (277 ± 42) мкб [2] и (710 ± 40) мкб [3], а существующее понимание протонного распада указывает, что если бы протон уносил меньший орбитальный момент L , то вероятность реакции в некоторых случаях была бы больше, так как проницаемость потенциального барьера увеличивается для меньших величин L [4]. Это можно проверить наблюдением выхода протонов из указанной выше реакции в измерениях на нейтронных пучках с энергиями несколько десятков и сотен кэВ, при которых возможно образование составного ядра от р- или d-нейтронных волн, а значит, возможен протонный распад с орбитальным моментом, меньшим 6.

Авторами были проведены длительные поиски данной реакции при энергиях нейтронов 55 и 144 кэВ на реакторе ВВР-М в Киеве. Если сечение реакции больше 100 мкб, то можно было бы надежно ее наблюдать. Однако эти поиски, как и группы в Лос-Аламосе, проводившей измерения методом времени пролета в диапазоне до 100 кэВ [5], не увенчались успехом. Отметим, что расчеты усредненного сечения реакции $^{50}\text{V}(n,p)^{50}\text{Ti}$ при энергии нейтронов 30 кэВ [6] $\langle \sigma_{np} \rangle_{30} = 480$ мкб. Эти обстоятельства заставляют пересмотреть более тщательно вопрос о протонном распаде составного ядра ^{51}V .

Мы провели вычисление волновых функций протона с энергией несколько МэВ для реалистичного потенциала ядра ^{51}V и оценку постоянной протонного распада. Был применен потенциал Вудса-Саксона с параметрами для области $35 \leq A \leq 65$ [7]. Использовалась трехточечная схема решения радиальной части уравнения Шредингера [8]. Для доказательства реалистичности выбранного потенциала для ядра ^{51}V были



вычислены положения одночастичных протонных уровней при $E_p < 0$ (в МэВ): $1s_{1/2}-33, 28$; $1p_{3/2}-26, 3$; $1p_{1/2}-23, 3$; $1d_{5/2}-17, 99$; $2s_{1/2}-12, 64$; $1d_{3/2}-12, 57$; $1f_{7/2}-8, 33$; $2p_{3/2}-2, 44$; $1f_{5/2}-0, 93$; $2p_{1/2}-0, 61$. Подобная последовательность получена и в расчетах других авторов (см., напр., [9]). К данной последовательности уровней близка последовательность одночастичных уровней ^{50}V , с помощью которых легко объясняются спины основных состояний $^{50}V J = 6^+$ (по одному нечетному протону и нейтрону на уровне $1f_{7/2}$) и $^{51}V J^\pi = 7/2^-$ (один нечетный протон на уровне $1f_{7/2}$). Эти доказательства традиционны для оболочечной модели.

Другим, более тонким доказательством правильности расчетов с выбранным потенциалом служит расчет энергии одночастичного протонного состояния в непрерывном спектре для возбуждения, соответствующего захвату тепловых нейтронов ^{50}V . В случае, если на одном протоне сконцентрируется вся энергия возбуждения, то энергия этого протона, отсчитанная от уровня $1f_{7/2}$, должна быть равной 2,72 МэВ. Из масс ядер энергия изучаемой реакции $Q_p = 2, 989 \pm 0, 003$ МэВ [10], экспериментальная величина $Q_p = 2, 984 \pm 0, 010$ МэВ [3].

Постоянную распада можно вычислить, используя уравнение непрерывности (см., напр., [11]):

$$\lambda = \frac{i \frac{\hbar^2}{2M} \left\{ U \frac{dU^*}{dr} - U^* \frac{dU}{dr} \right\}_{r=R}}{\int_0^R U^* U dr}, \quad (1)$$

где U и U^* - комплексно-сопряженные решения радиального уравнения в виде:

$$U'' + \frac{2M}{\hbar^2} \left(U - E - \frac{\hbar^2}{2M} \frac{L(L+1)}{r^2} \right) U = 0. \quad (2)$$

Существуют два независимых решения уравнения (2): F - регулярное и G - нерегулярное при $r=0$. Комбинации двух этих функций в виде

$$\frac{U}{r} = \frac{F + iG}{r} \quad \text{и} \quad \frac{U}{r} = \frac{F - iG}{r} \quad (3)$$

дают общие решения радиальной части уравнения Шредингера, которые при $r \rightarrow \infty$ имеют конкретный физический смысл - выходящей и

входящей волн. Применить решения (3) для вычисления λ не позволяет нерегулярность G в нуле. Но внутри ядра функция G из нерегулярности при $r=0$ быстро падает к значению, близкому нулю, так что внутри ядра $F \gg G$, поэтому для расчетов λ использовалась замена нижнего предела интеграла в (1) на некоторую величину $r_{нач} = 0, 15 \div 0, 55$ фм. Нахождение F и G можно выполнить с помощью трехточечной схемы [8] решения дифференциального уравнения (2). В качестве начальных значений функций F и G при $r_{нач}$ использовались их выражения через элементарные функции для значения потенциала $U(r_{нач})$ и соответствующей энергии E . Нормировка функций F и G состоит в том, что при $r \rightarrow \infty$ их максимальные значения нормируются на 1.

Рассчитанная постоянная протонного распада для ^{51}V при $E=3$ МэВ находится в области значений $\lambda_p^{расч} = 10^{16} \div 10^{19} c^{-1}$ ($\Gamma_p^{расч} = 6 \div 6000$ эВ). Постоянная γ -распада для этого ядра $\lambda_\gamma^{экср} = 10^{15} c^{-1}$ ($\Gamma_\gamma^{экср} = 0, 6$ эВ). Соотношение $\lambda_p^{расч} > \lambda_\gamma^{экср}$ является разумным в том смысле, что если бы неравенство было другого знака, то реакция $^{50}V(n, p)$ была бы невозможной.

В области непрерывного спектра при $E > 0$ существуют состояния, волновые функции которых обладают следующими особенностями: максимум ее находится внутри ядра, а в области потенциального барьера она имеет вид экспоненты - это так называемые квазистационарные состояния, отличающиеся от одночастичных состояний в области $E < 0$ только распадом, связанным с проникновением частицы через потенциальный барьер (рис.1а). Но волновые функции подавляющей части состояний непрерывного спектра имеют такой вид, когда максимум волновой функции находится вне пределов ядра (рис.1б).

На рис.1в показан полный потенциал ядра ^{51}V для протона с $L = 4$, $J^\pi = 9/2^+$, на рис. 1а, 1б - регулярная часть волновой функции для этого состояния и энергий протона $E=1.86$ МэВ и $E=3$ МэВ. Поскольку значительная часть состояний имеет максимум волновой функции за пределами ядра, то при вычислении λ величина R в формуле (1) была принята равной 40 фм. Расчеты λ показали, что для $L \leq 3$ для качественных оценок хорошим приближением является зависимость между λ_p и коэффициентом проницаемости $P(E, L)$:

$$\lambda_p = 1, 27 \cdot 10^{20} \exp\{-1, 33 \cdot P(E, L)\} (c^{-1}), \quad (4)$$

где

$$P(E, L) = \int \sqrt{\frac{2M}{\hbar^2} (U - E - \frac{\hbar^2 L(L+1)}{2Mr^2})} dr.$$

На рис.2 сплошной кривой показана зависимость λ от L , а ломаной расчет λ по формуле (1) для $E=3$ МэВ и состояний с $L+1/2$. Сильное различие между двумя зависимостями связано с тем, что начиная с $L=4$, отталкивающий потенциал производит большее воздействие на протон, чем притяжение, и поэтому протон выталкивается за пределы ядра. Для ^{51}V протон с $E=3$ МэВ и $L=6$ ($J^\pi = 11/2^+$) имеет постоянную протонного распада $\lambda_p^{\text{расч.}} = 3,4 \cdot 10^{17} \text{с}^{-1}$ ($\Gamma_p^{\text{расч.}} = 224$ эВ). Если все наблюдаемое сечение реакции $^{50}\text{V}(n, p)$ в тепловой области приписать отрицательному резонансу с $J^\pi = 11/2^+$ и энергией $E_0 = -16$ эВ, то $\Gamma_p^{\text{эксп.}} = 4,4$ мкэВ. Сравнивая $\Gamma_p^{\text{расч.}}$ с $\Gamma_p^{\text{эксп.}}$, можно говорить о вероятности образования в ^{51}V одночастичной протонной конфигурации $i11/2$ с энергией 3 МэВ:

$$\xi = \Gamma_p^{\text{эксп.}} / \Gamma_p^{\text{расч.}} \approx 2 \cdot 10^{-8}.$$

На рис.3 показана энергетическая зависимость λ для состояний с $L=0$ ($J^\pi = 1/2^+$) и $L=4$ ($J^\pi = 9/2^+$). Если для $L=0$ постоянная распада увеличивается с ростом E , достигая предела $\sim 5 \cdot 10^{20} \text{с}^{-1}$, что соответствует времени пролета протоном расстояния $20 \div 30$ фм, то для $L=4$ характер поведения постоянной распада иной. Это связано с наличием квазистационарного состояния при $E=1,86$ МэВ. Точки 2 и 3 на рис.3 отдалены от точки 1 на величину ± 1 эВ. Постоянная протонного распада для этого квазистационарного состояния $i11/2$ с энергией $E_p = 1,86$ МэВ равна $\lambda_p = 1,6 \cdot 10^{16} \text{с}^{-1}$ ($\Gamma_p = 12$ эВ). Если считать, что для ^{51}V радиационная ширина $\Gamma_\gamma = 0,6$ эВ, то даже для квазистационарного состояния протонный распад является преобладающим - скорость его распада примерно в 20 раз выше, чем для гамма-распада по всем возможным конфигурациям.

Из вышеизложенного можно сделать следующие выводы.

1. Оценка вероятности (n,p)-реакций для величины орбитального момента больше $L=2$ по проницаемости барьера для легких и средних ядер (формула(4)) не всегда обоснована из-за значительного возрастания

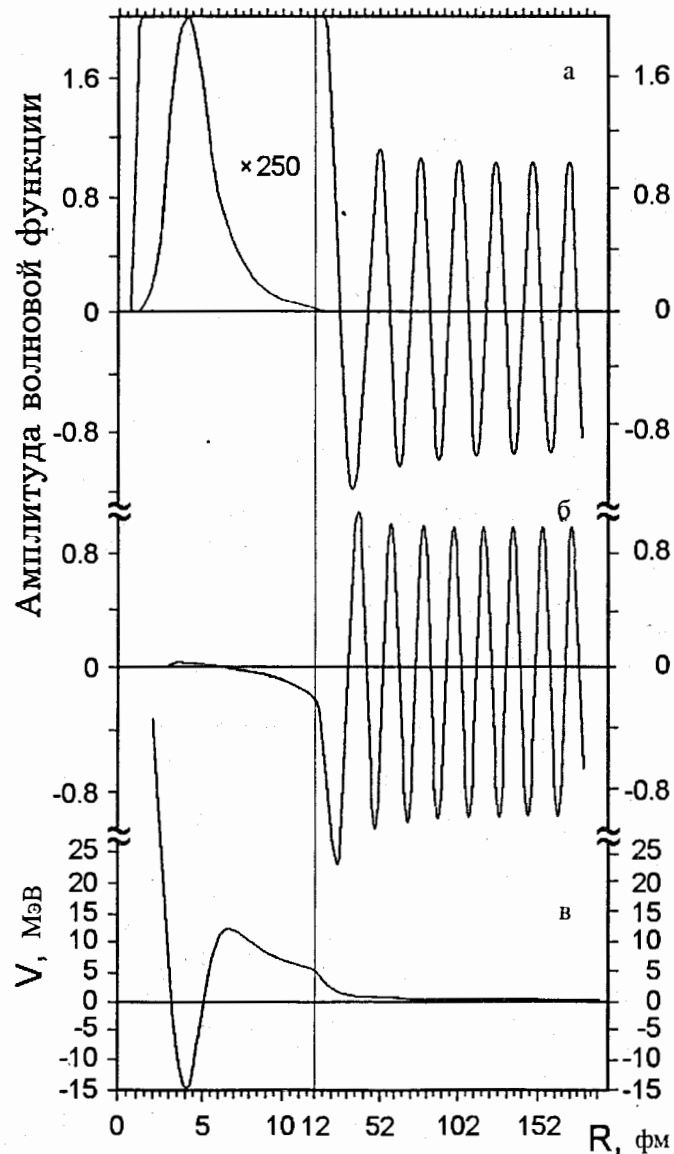


Рис. 1. Регулярная часть волновой функции ядра ванадия-51

А - $L=4, J^\pi = \frac{9^+}{2}, E_p=1.86$ МэВ;

В - $L=4, J^\pi = \frac{9^+}{2}, E_p=2.7$ МэВ;

С - потенциал для протона с $L=4, J^\pi = \frac{9^+}{2}$

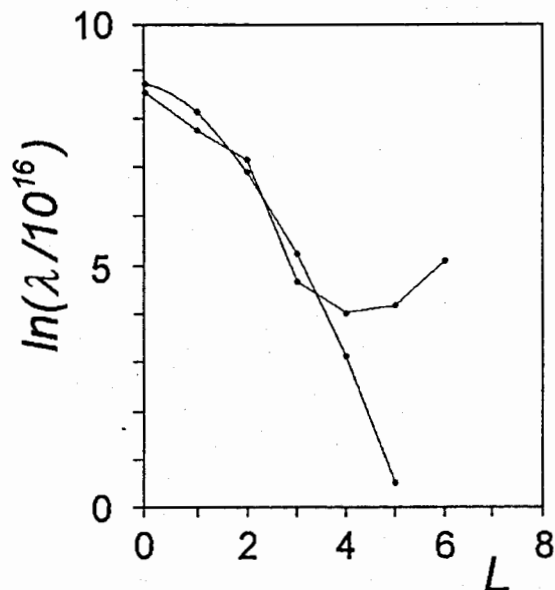


Рис. 2. Постоянная протонного распада $\lambda(c-1)$ ванадия-51 в зависимости от орбитального момента

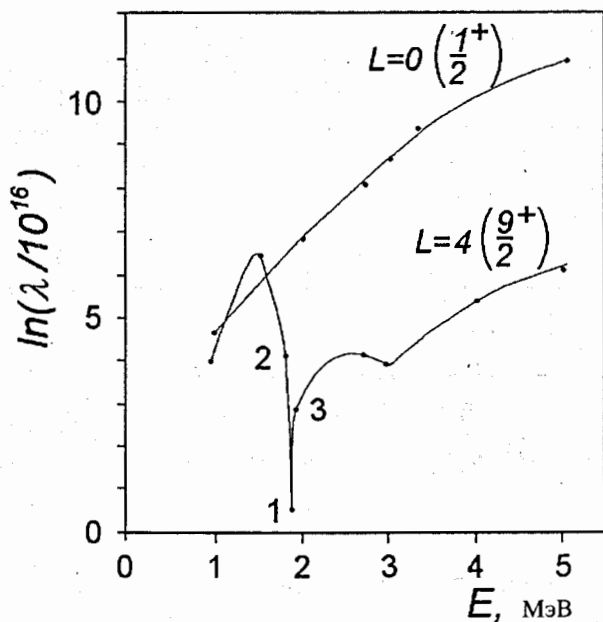


Рис. 3. Энергетическая зависимость постоянной протонного распада $\lambda(c-1)$ для $L=0$ и $L=4$

отталкивающего потенциала в ядре. По этой причине протон с большим орбитальным моментом быстрее выталкивается из ядра несмотря на увеличение центробежного барьера (см.рис.2: плавная кривая - расчет по формуле (4), ломаная - расчет по формуле(1)).

2. Величины постоянных протонного распада намного больше постоянных гамма-распада. Поэтому мы наблюдаем реакцию (n,p) на легких и средних ядрах, когда вся энергия возбуждения ядра сконцентрируется на одном протоне.

3. Поиск реакции $(n, \gamma p)$ нужно вести на объектах, где постоянные распада для парциальных гамма-переходов сравнимы с постоянной протонного распада.

4. Величины сечений реакции (n,p) , определение Γ_p и их сравнение с постоянными протонного распада, выполненными с помощью подобных расчетов, дают возможность оценки вероятности образования одночастичных протонных состояний с определенными J^π в конфигурациях составного ядра.

Эта работа выполнена в рамках программы исследований, поддержанной Международным научным фондом (грант № RFI000).

ЛИТЕРАТУРА

1. P.D'hondt et al. Proc.Int.Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Antwerp., 1982, p.147.
2. Ю.Андреевский и др. Сообщение ОИЯИ РЗ-91-244, Дубна, 1991.
3. C.Wagemans, S.Druyts, P.Geltenbort. Phys.Rev., 1994, v.C50, p.487.
4. А.Ф.Дадакина, Л.А.Головач. Бюллетень информационного центра по ядерным данным. Атомиздат, вып.4, 1967, с.20.
5. P.Koehler. Private communication, 1992.
6. S.E.Woosley et al. At.Data Nucl.Data Tables, 1978, v.22, p.371.
7. D.J.Millener, P.E.Hodgson. Nucl.Phys., 1973, v.A209, p.59.
8. С.М.Ермаков, В.Е.Колесов, Г.И.Марчук. В кн.: "Нейтронная физика", М., 1961, с.314.
9. О.Бор, Б.Моттelson. Структура ядра, М., 1971, т.1.
10. G.Audi, A.Wapstra. Nucl.Phys., 1993, v.A565, p.1.
11. В.В.Маляров. Основы теории атомного ядра. М., 1959.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 июля 1995 года.