

ЭМИССИЯ "ДИНЕЙТРОНА" ИЗ ВОЗБУЖДЕННОГО СОСТОЯНИЯ ЯДРА ${}^6\text{He}$

*О.В.Бочкарев, А.А.Коршенинников, Е.А.Кузьмин,
И.Г.Муха, А.А.Оглоблин, Л.В.Чулков, Г.Б.Яньков*

В работе экспериментально исследовался распад возбужденного состояния 2^+ ядра ${}^6\text{He}$, образованного в реакции ${}^7\text{Li}(d, {}^3\text{He}){}^6\text{He}^*$ при энергии дейтронов 30,5 МэВ. Показано, что механизм эмиссии динейтрона 2n ($T = 1, S = 0$) объясняет 45% случаев распада.

Принципиальная возможность двунейтронного распада конкретных ядерных состояний является таким же следствием взаимодействия двух нуклонов во внешней оболочке, как и двупротонный распад ¹. Отличие заключается только в том, что отсутствует кулоновский барьер и распадные свойства нестабильного уровня определяются центробежным барьером. Трехчастичный распад возбужденного состояния ${}^6\text{He}(2^+)$ – весьма удобный объект для исследования корреляций между нуклонами при подбарьерном распаде. Имеющиеся экспериментальные данные указывают на существенную роль взаимодействия двух нейтронов в конечном состоянии при распаде этого уровня ². В настоящей работе возбужденное состояние ядра ${}^6\text{He}$ заселялось в реакции ${}^7\text{Li}(d, {}^3\text{He}){}^6\text{He}^*$. Для выделения нужного канала применялся метод ${}^3\text{He} - \alpha$ совпадений. Регистрация ${}^3\text{He}$ в нужном диапазоне энергий указывала на факт образования ${}^6\text{He}^*$, а спектр α -частиц его распада давал информацию о характере происходящих процессов.

Измерения проводились на изохронном циклотроне ИАЭ им. И.В.Курчатова. Ускоренные до энергии $30,5 \pm 0,3$ МэВ ионы дейтерия направлялись на мишень из металлического лития толщиной $1,3 \text{ мг/см}^2$ с обогащением изотопом ${}^7\text{Li}$ 99,7%. Регистрация и идентификация α -частиц и ${}^3\text{He}$ проводилась двумя $\Delta E - E$ телескопами (телесные углы $2,2 \cdot 10^{-4}$ и $8,7 \cdot 10^{-4}$ ср соответственно), включенными на совпадения. Толщины ΔE и E кремниевых детекторов в каждом телескопе составляли 30 и 500 мкм. Угол регистрации ${}^3\text{He}$ был выбран равным 80° . Детектор α -частиц располагался в одном случае по направлению вылета ${}^6\text{He}^*$ (-40°), в другом – смещался относительно плоскости реакции по азимутальному углу на 9° , что соответствует углу к направлению вылета распадающегося ядра $5,8^\circ$ (максимальный угол вылета α -частиц при распаде – 10°). Положение детекторов и пучка дейтерия относительно плоскости реакции контролировалось регистрацией совпадений ${}^3\text{He}$ с ядром ${}^6\text{He}$ в основном состоянии в реакции ${}^7\text{Li}(d, {}^3\text{He}){}^6\text{He}$. Сигналы детекторов обрабатывались измерительно-вычислительным комплексом на основе ЭВМ ЕС-1010. Отбор α - ${}^3\text{He}$ совпадений осуществлялся с помощью методики быстро-медленных совпадений. Отобранные совпадения последовательно записывались на магнитную ленту в виде параметрических событий, включающих удельные потери ΔE и полные энергии E двух частиц, а также разность времен их регистрации T . При последующей обработке в координатах $T - E$ выделялись истинные совпадения частиц, в $\Delta E - E$ координатах отбирались α -частицы и ${}^3\text{He}$, а в $E_\alpha - E_{\text{He}}$ – интересный канал реакции.

На рис. 1 и рис. 2 представлены экспериментальные спектры α -частиц распада ${}^6\text{He}^*$ в лабораторной системе координат (точки с указанием статических ошибок). Спектр на рис. 1 соответствует положению детекторов в плоскости реакции. В жесткой части спектра на фоне широкого распределения заметен характерный пик, отвечающий взаимодействию двух нейтронов в конечном состоянии.

Для анализа полученных данных был применен формализм последовательного распада через нестабильную систему, развитый в работе ³. Рассматривались два канала распада – через систему 2n или ядро ${}^5\text{He}$. Спектр ядер отдачи на первой стадии распада воспроизводился соотношением:

$$\frac{d\tilde{\sigma}}{dE} \sim k|M|^2 \rho(E),$$

где $|M|$ — матричный элемент, определяющий вероятность распада, а $\rho(E)$ — обобщенная плотность конечных состояний, описывающая нестабильную систему, которая образовалась на первой стадии процесса ⁴. Выражение для $\rho(E)$ в случае эмиссии ²n близко к полученному в теории Мигдала — Ватсона ⁴, и в случае однонуклонного распада совпадает с соотношением, используемым в R-матричном подходе ⁵. В расчетах полагалось, что вероятность распада пропорциональна проницаемости центробежного барьера для разделения системы ⁴He — ²n с относительным моментом 2 при распаде на динейтрон и системы ⁵He — n с относительным моментом 1 при последовательном однонуклонном распаде. В последнем случае для расчета спектров α -частиц предполагается изотропный распад ⁵He. Обобщенная плотность конечных состояний выражается через сдвиг фаз рассеяния частиц, составляющих нестабильную систему. Для вычисления сдвига фаз n-n-рассеяния использовалось разложение по эффективному радиусу с параметрами: длина рассеяния — 23,7 Ф, параметр $r_0 = 2,65$ Ф. Сдвиг фаз рассеяния для системы ⁴He — n ($\delta_{3/2}^1$) был взят из работы ⁶.

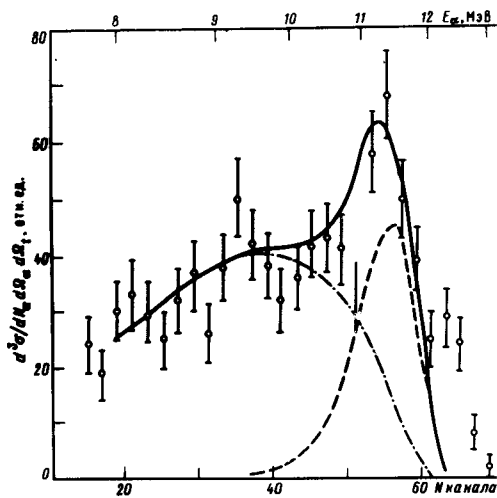


Рис. 1

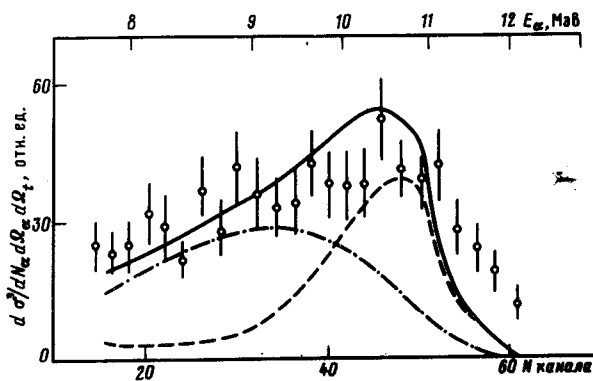


Рис. 2

Рис. 1. Спектр α -частиц из распада ⁶He*(2⁺) в лабораторной системе координат ($\theta_{3\text{He}} = -80^\circ$, $\theta_\alpha = 40^\circ$, $\varphi_\alpha = 0^\circ$)

Рис. 2. То же, что на рис. 1 при $\theta_{3\text{He}} = -80^\circ$, $\theta_\alpha = 40^\circ$, $\varphi_\alpha = 9^\circ$

Расчет спектров α -частиц в лабораторной системе координат проводился методом Монте-Карло, при этом были учтены геометрические характеристики пучка, размеры детекторов и потери энергии детектируемых частиц в материале мишени. Нормировочные параметры (соотношение между каналами распада и абсолютная величина сечения) для рассчитанных распределений были определены аппроксимацией экспериментального спектра. На долю эмиссии ²n можно отнести $45 \pm 10\%$ случаев распада. На рис. 1 пунктирной кривой показан спектр α -частиц, рассчитанный в предположении о вылете ²n, штрих-пунктирная линия соответствует последовательному однонуклонному распаду. Сплошной линией показана сумма двух процессов.

Для проверки правильности модельных приближений был измерен спектр при смещенном относительно направления вылета ⁶He* детекторе α -частиц. Этот спектр представлен на рис. 2, там же приведены результаты расчетов динейтронного и последовательного распадов с норми-

ровочными параметрами, найденными при подгонке основного спектра на рис. 1. Как видно из рисунков, результаты расчетов хорошо воспроизводят особенности обоих спектров и их изменение при различных положениях детекторов.

➤ Суммируя, можно сказать, что полученные данные свидетельствуют о том, что распад состояния 2^+ ядра ${}^6\text{He}$ примерно в половине случаев происходит путем эмиссии dineйтрона.

Литература

1. Гольданский В.И. ЖЭТФ, 1960, 39, 497; УФН, 1965, 87, 255.
2. Абрамович С.Н., Моркин Л.А., Перешивкин В.А., Серов В.И. Изв. АН СССР, сер. физ., 1970, 34, 1727.
3. Phillips G.C., Griffy T.A., Biedenharn L.C. Nucl. Phys., 1960, 21, 327.
4. Мигдал А.Б. ЖЭТФ, 1955, 28, 3; Watson K.M. Phys. Rev., 1952, 88, 1163.
5. Lane A.M., Thomas R.G. Rev. Mod. Phys., 1958, 30, 257.
6. Stommbach Th., Walter R.L. Nucl. Phys., 1972, A180, 225.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
20 августа 1985 г.