

## СУЩЕСТВУЮТ ЛИ ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ В СИСТЕМЕ ДВУХ НЕЙТРОНОВ?

Д.В.Александров, Е.Ю.Никольский, Б.Г.Новацкий, Д.Н.Степанов, Р.Вольски\*<sup>1)</sup>

Российский научный центр "Курчатовский институт"  
123182 Москва, Россия

\* Институт ядерной физики, 31342 Краков, Польша

Поступила в редакцию 23 апреля 1998 г.

Экспериментально исследовано взаимодействие в системе двух нейтронов ( $2n$ ) в реакции  $T(d, {}^3\text{He})$  при энергии  $E_d = 31$  МэВ. В интервале углов от  $6$  до  $13^\circ$  с большими поперечными сечениями ( $d\sigma/d\Omega(6^\circ) \sim 10$  мб/ср в с.ц.м.) наблюдается ядернонестабильный  ${}^2n$  с распадной шириной  $\Gamma = (1.1 \pm 0.2)$  МэВ. В спектрах ядер  ${}^3\text{He}$  обнаружены два широких энергетических максимума. Сделано предположение о возбуждении в  $n-n$ -системе широких резонансов с энергиями  $E^* = (3.6 \pm 0.3)$  и  $E^* \sim 11.8$  МэВ, зачисляемых в реакции  $T(d, {}^3\text{He})$ . Их энергетическое положение удовлетворяет правилу интервалов  $E_4 : E_2 \cong 3.3$ , указывающему на возможное существование "вращательной полосы" с характеристиками  $2^+$  и  $4^+$ . Из  $\Delta E = \hbar^2 l(l+1)/2\mu R^2$  получена оценка "радиуса" динейтрона, равная  $\sim 8$  Фм.

PACS: 24.10.-i

Вопрос о силах, действующих между двумя частицами, является фундаментальной проблемой классической и квантовой физики, и именно решение этой проблемы позволило понять природу электромагнитных и гравитационных сил. Хорошо известно, что наличие многочисленных возбужденных состояний в атоме водорода явилось ключом для построения "планетарной" модели атома Бора. Ядерные силы резко отличаются от электромагнитных очень коротким радиусом действия, и дейтрон – простейшая ядерная система с аномально малой энергией связи ( $\epsilon = 2.22$  МэВ) – не имеет подобно атому водорода связанных возбужденных состояний.

Однако из экспериментального изучения  $pn$  и  $pp$ -рассеяния твердо установлено взаимодействие в конечном состоянии в этих системах с изоспином  $T = 1$  и показано, что синглетные  $d$  и  $2p$ -системы имеют виртуальные уровни, лежащие вблизи порога распада. В 60-е и 70-е годы была экспериментально проверена гипотеза о зарядовой независимости и симметрии нуклон-нуклонных взаимодействий в измерениях длин рассеяния. Найдено небольшое отличие в  $n-n$  и  $p-n$ -взаимодействиях:  $a_{nn} = -16.6$  Фм и  $a_{np} = -23.7$  Фм (см., например, обзор [1]). Из-за отсутствия нейтронных мишеней основным способом изучения  $n-n$ -взаимодействия, в отличие от рассеяния  $p-p$  и  $p-n$ , служили реакции:  $D(n, p)$ ,  $T(n, d)$ ,  $D(d, 2p)$ ,  $T(d, {}^3\text{He})$  и  $T(t, {}^4\text{He})$ . Заметим, что акцент в этих исследованиях был поставлен на подтверждение гипотезы зарядовой независимости и симметрии ядерных сил, а не на поиски возбужденных состояний нестабильного  ${}^2n$ . Спектры, как правило, были получены в узком энергетическом диапазоне в районе нулевой энергии связи динейтрона [2]. В физике высоких энергий, наоборот, велись поиски "узких" дибарионных резонансов ( ${}^2p$ ) с энергиями в десятки и даже сотни МэВ, традиционно далекими от энергий возбуждения, характерных для ядерной физики низких энергий [3].

<sup>1)</sup> R. Wolski

Цель данной работы – поиск возбужденных состояний динейтрона в реакции  $T(d, {}^3\text{He})$  обычными методами ядерной спектроскопии в интервале от основного состояния  ${}^2n$  и до максимально возможных энергий, допустимых условиями опыта ( $E^* \sim 15$  МэВ). Из трех вариантов поиска дибарионных резонансов ( $2n, 2p, np$ ) выбор пал на первый, так как в этом случае проявляется чисто ядерное взаимодействие двух тождественных частиц.

Работа выполнена на циклотроне РИЦ "Курчатовский институт" при максимальной энергии пучка дейтронов  $E = 31$  МэВ. Измерение спектров  ${}^3\text{He}$  из реакции  $T(d, {}^3\text{He})$  проведено в диапазоне углов  $6 - 13^\circ$ . Это накладывало жесткое ограничение на интенсивность падающего пучка из-за огромного фона упруго рассеянных дейтронов. Средний ток ионов дейтерия на мишенях составлял  $\sim 0.01$  мкА.

Мишенями служили две самоподдерживающиеся титановые фольги одинаковой толщины  $5.1$  мг/см<sup>2</sup>, одна из которых была насыщена тритием. Содержание трития в Ti-T мишени и наличие примесей в ней определялось специальными измерениями на циклотроне по упругому рассеянию дейтронов с  $E = 13$  МэВ. Величины сечений упругого рассеяния дейтронов на тритии взяты из работы [4]. В результате измерений было установлено содержание трития в облучаемой Ti-T фольге – 38.4% (по числу атомов относительно Ti).

Продукты реакции регистрировались телескопом из полупроводниковых кремниевых счетчиков толщинами  $30$  мкм ( $\Delta E$  – детектор ионизационных потерь) и  $1.2$  мм ( $E$  – детектор полного поглощения), включенных в спектрометрическую систему многомерного анализа. Телесный угол детектирующей системы составлял  $1.3 \cdot 10^{-4}$  ср.

Спектры ядер  ${}^3\text{He}$  измерены в энергетическом диапазоне  $5 - 35$  МэВ с хорошей статистической точностью, причем для каждого угла осуществлялся последовательный набор спектров на мишенях Ti-T и Ti. Реперами для энергетической калибровки служили реакция  ${}^{48}\text{Ti}(d, {}^3\text{He})$  и ядра отдачи  ${}^3\text{He}(d, {}^3\text{He})D$  на небольшой примеси  ${}^3\text{He}$  (4 – 5%) в Ti-T мишени (пик в дискретной части спектров в районе 29 МэВ). Присутствие такого количества ядер  ${}^3\text{He}$  связано с  $\beta$ -распадом трития. На рис.1 показаны энергетические спектры ядер гелия из реакции  $T(d, {}^3\text{He})$  после вычитания примеси от реакции  $(d, {}^3\text{He})$  на титане, сечения на котором оказались на порядок меньше, чем на тритии. Спектры измерены под углами  $6, 8, 10$  и  $13^\circ$  в лабораторной системе координат. В жесткой части спектров отчетливо виден интенсивный пик, соответствующий взаимодействию двух нейтронов в конечном состоянии. На рисунке он обозначен стрелкой с надписью  ${}^2n$ , и дальше в тексте мы будем говорить о нем, как об основном состоянии динейтрона. В "мягкой" части спектров, слева от основного состояния, наблюдается широкий бамп с центром в области 23 МэВ. Последующий анализ – аппроксимация бампа нормальным распределением Гаусса – установил плавное смещение его центра в сторону низких энергий с увеличением угла измерения. Данное смещение соответствует известной кинематической зависимости энергия – угол для бинарной реакции, которую можно объяснить наличием широкого резонанса в ядерной системе  ${}^2n$ . Помимо указанных особенностей, во всем измеренном энергетическом диапазоне присутствует непрерывное распределение с максимумом в районе 14 МэВ, относительный вклад которого резко возрастает с увеличением угла и становится доминирующим при  $13^\circ$  (рис. 1d). Подобная кар-

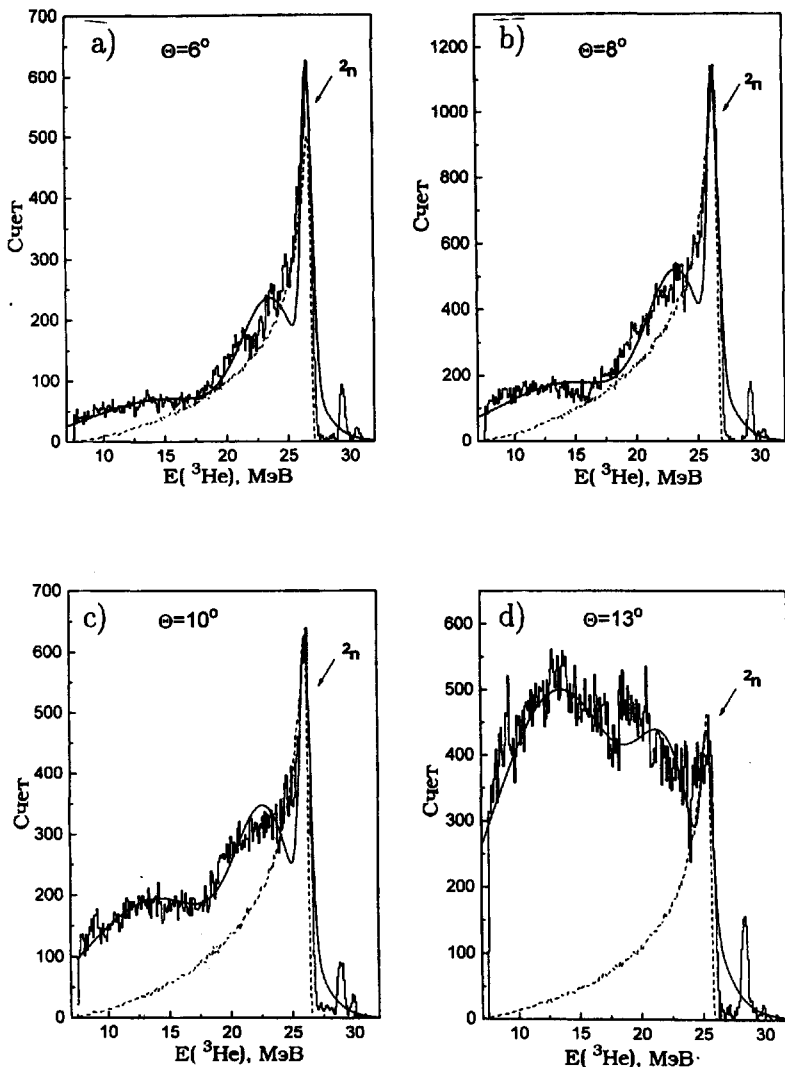


Рис.1. Энергетические спектры ионов  ${}^3\text{He}$  из реакции  $T(d, {}^3\text{He})2n$  под углами  $6 - 13^\circ$  в л.с. Пунктирные линии – расчет по теории Мигдала – Ватсона при  $a_{nn} = -16$  Фм. Сплошными кривыми показаны результаты подгонки тремя нормальными распределениями Гаусса

тина наблюдалось ранее и в измерениях спектров реакции  $T(d, {}^3\text{He})$  при энергии дейтронов 11 МэВ [5].

Нами была предпринята попытка объяснить сложную структуру полученных спектров известными механизмами взаимодействий в легчайших ядрах.

1. В спектрах продуктов ядерных реакций, идущих на легких ядрах, могут проявляться резонансноподобные структуры, которые связаны с различными двухступенчатыми процессами. Вероятность двухстадийного механизма реакции  $D + T$  зависит от кинематических условий опыта, и априори нельзя исключить появления широких максимумов в спектре  ${}^3\text{He}$  в канале реакции  $D + T \rightarrow n + {}^4\text{He}^*$  с образованием возбужденных уровней ядра  ${}^4\text{He}$  и последующим распадом  ${}^4\text{He}^* \rightarrow {}^3\text{He} + n$ .

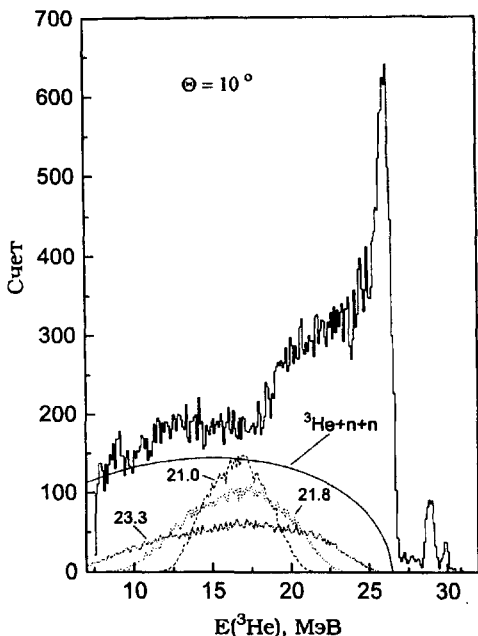


Рис.2. Энергетический спектр ядер  ${}^3\text{He}$  из реакции  $T(d, {}^3\text{He})2n$ , измеренный под углом  $10^\circ$ . Сплошная кривая соответствует трехчастичному фазовому объему системы  ${}^3\text{He} + n + n$  в выходном канале. Пунктирными линиями показаны результаты расчета процесса  $T + D \rightarrow n + {}^4\text{He}^* \rightarrow {}^3\text{He} + n + n$ , идущего через уровни ядра  ${}^4\text{He}$  с  $E^* = 21.0; 21.8$  и  $23.3$  МэВ

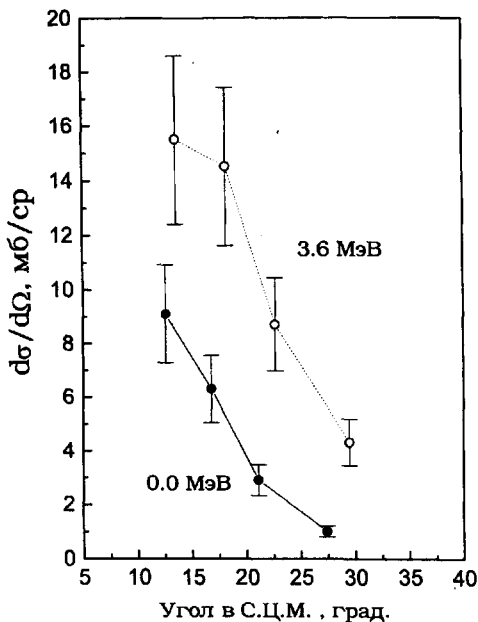


Рис.3. Экспериментальные угловые распределения  ${}^3\text{He}$  из реакции  $T(d, {}^3\text{He})$  для основного состояния  ${}^2n$  и резонанса с  $E = 3.6$  МэВ

Моделирование этого процесса по методу Монте-Карло с учетом возбуждения уровней  $E^* = 21; 21.8$  и  $23.3$  МэВ в ядре  ${}^4\text{He}$  [6] установило несоответствие по энергиям положений и ширин наблюдаемых максимумов с теоретическими кривыми, которые приведены на рис.2 пунктирными линиями (расчетные кривые не нормированы на экспериментальные данные).

2. В приближении Мигдала – Ватсона (МВ) выполнен расчет непрерывных распределений под всеми измеренными углами. На рис.1 пунктирными линиями показаны расчетные кривые при значении длины рассеяния  $a_{nn} = -16$  Фм. Получено удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных распределений лишь для области высоких энергий. Под углом  $13^\circ$  методом МВ удалось описать только резкий подъем в жесткой части спектра.

3. Особенности измеренных спектров не воспроизводятся и расчетами трехчастичного фазового распределения  $D + T \rightarrow {}^3\text{He} + n + n$  (сплошная линия на рис.2).

Итак, ни один из рассмотренных процессов не воспроизвел полученных непрерывных распределений ядер  ${}^3\text{He}$ . Нами предложена гипотеза, по которой в реакции  $T(d, {}^3\text{He})$ , помимо основного состояния динейтрона, происходит заселение двух широких резонансов, связанных с возбуждением  $n - n$ -системы. Для проверки этого предположения была выполнена компьютерная подгонка непрерывных спектров тремя гауссианами с автоматической вариацией положений, ширин и площадей ис-

комых резонансов по наименьшим значениям  $\chi^2$ . Результаты проведенных расчетов показаны на рис.1 сплошными линиями. Получено удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных распределений. После перевода в с.д.м. определены энергии возбуждения резонансов, равные  $E^* = (3.6 \pm 0.3)$  МэВ и  $E^* \sim 11.8$  МэВ относительно основного состояния  ${}^2n$ . Эти значения в пределах ошибок согласуются между собой под всеми измеренными углами. Их энергетическое положение удовлетворяет известному правилу интервалов  $E_4 : E_2 \cong 11.8 : 3.6 = 3.3$ , указывающему на возможное существование "вращательных" возбужденных состояний динейтрона с квантовыми характеристиками  $2^+$  и  $4^+$ . Значения спина и четности резонанса  $E^* = 3.6$  МэВ в  ${}^2n$  не противоречат и систематике всех четно-четных ядер, согласно которой их первые уровни, за исключением магических, имеют характеристики  $2^+$ . Из момента инерции системы  $n - n$   $\Delta E = \hbar^2 l(l+1)/2\mu R^2$  получена оценка "радиуса" динейтрона, равная  $\sim 8$  Фм. Эта величина близка к значениям радиусов валентных нейтронов в слабосвязанных нейтронноизбыточных ядрах, таких как ( ${}^{11}\text{Li}$ ,  ${}^{11}\text{Be}$ ) [7, 8].

Таким образом, в данной работе, по-видимому, обнаружены широкие резонансы в  ${}^2n$ . Отметим ряд благоприятных факторов и условий, приведших к полученным результатам.

I. Определяющим для поиска дибарионных резонансов явился выбор  $n - n$ -системы: а) в  $p - p$ -взаимодействии, помимо ядерных, необходим учет кулоновских сил и эффектов их интерференции. Поскольку искомые резонансы лежат в области континуума, то кулоновское отталкивание двух протонов должно привести к размытию их распадных ширин ( $\Gamma \gg 1$  МэВ). Для примера укажем на нестабильные  $2^+$  уровни ближайших изобар-аналоговых ядер с  $T = 1$ :  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^6\text{Be}$ , ширины которых равны  $\Gamma = 0.113$  МэВ, 0.540 и 1.16 МэВ, соответственно [9]; б) в  $n - p$ -рассеянии и в реакциях, где синглетный дейтрон исследуется по спектрам сопутствующих частиц, анализ сильно усложняется вкладом изобар-аналогового взаимодействия с  $T = 0$ . Так, сечение  $n - p$ -рассеяния в синглетном состоянии  $\sigma_s$ , из-за статфактора входит в формулу для полного сечения с коэффициентом 1/4; в) в  ${}^2n$  проявляется чисто ядерное взаимодействие тождественных частиц и интерпретация уровней в  $n - n$  существенно упрощена по сравнению с  $n - p$ - и  $p - p$ -системами.

II. Отметим преимущество выбора реакции  $T(d, {}^3\text{He})$  для обнаружения резонансов в динейтроне. Механизм реакции наиболее прост – прямая реакция подхвата одного нуклона. На это указывают большие величины поперечных сечений ( $d\sigma/d\Omega(6^\circ) \sim 10$  мб/ср в с.д.м.) и их резкая вытянутость вперед. Это видно из рис.3, где приведены экспериментальные угловые распределения реакции  $T(d, {}^3\text{He})$ . На рисунке черными кружками отмечены дифференциальные сечения для основного состояния  ${}^2n$ , а светлыми – для резонанса с  $E = 3.6$  МэВ. Наоборот, паразитный процесс  $T(d, {}^4\text{He}^*)$ , идущий с образованием нестабильных уровней  ${}^4\text{He}^*$  и их последующей диссоциацией на  ${}^3\text{He} + n$  более сложен (реакция подхвата двух нуклонов). Более того, как видно из таблицы распадных ширин, приведенных в [6], диссоциация  ${}^4\text{He}^*$  идет преимущественно с вылетом тритона, а не ядра  ${}^3\text{He}$ .

Главные результаты работы приведены в таблице, где в первой колонке даны энергии возбуждения гипотетических резонансов в  ${}^2n$ , во второй – предложенные значения спинов и четностей и в третьей – оценки их распадных ширин. Тем не менее, авторы считают, что для подтверждения полученных результатов необходимо

проведение дополнительных экспериментов при большей энергии падающих дейтронов (50 – 60 МэВ).

$E^*$ (МэВ)	$J^\pi$	$\Gamma$ (МэВ)
0.0	$0^+$	$1.1 \pm 0.2$
$3.6 \pm 0.3$	$2^+$	$5.6 \pm 0.5$
$\sim 11.8$	$4^+$	$\geq 11$

Авторы благодарят М.В.Жукова и И.М.Павличенкова за полезные обсуждения и ряд ценных замечаний, а также СКТБ ЭП НАН Украины за приготовление титан-трибиевых мишеней.

Данная работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований 96-02-17298а.

- 
1. Б.Кюн, ЭЧАЯ, 1975, с.378.
  2. E.Baumgartner, H.E.Conzett, E.Shield, and R.J.Slobodrian, Phys. Rev. Lett. **16**, 105 (1966).
  3. Ю.А.Троян, А.В.Никитин, В.Н.Печенов и др., Препринт ОИЯИ, Р1-90-78, Дубна, 1990; ЯФ **54**, 1301 (1991).
  4. M.Ivanovich, P.G.Joung, and G.G.Ohlsen, Nucl. Phys. **A110**, 441 (1968).
  5. H.T.Larson, A.D.Bacher, K.Nagatini and T.A.Tombrello, Nucl. Phys. **A149**, 161 (1970).
  6. D.R.Tilley, H.R.Weller, and G.M.Hale, Nucl. Phys. **A541**, 19 (1992).
  7. P.G.Hansen, A.S.Jensen, and B.Jonson, Annual Rev. of Nucl. and Part. Science **45**, 591 (1995).
  8. I.Tanihata, J. Phys. G., Nucl. Part. Phys. **22**, 157 (1996).
  9. F.Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. **A413**, 1 (1984).