

О тяжелых изотопах водорода и нейтрона

Н. А. Власов, Л. Н. Самойлов

Рассмотрены новейшие экспериментальные данные о состояниях 4- и 5-нуклонных ядер. Они подтверждают существование трех несвязанных возбужденных состояний He^4 :

He^4 (20,1 Мэв, 0^+ , $T = 0$),

He^4 (22 Мэв, 2^- , $T = 0$),

He^4 (24—25 Мэв, 1^- , $T = 1$).

Соответственно изобарные ядра H^4 и Li^4 не имеют связанных состояний, и время их жизни порядка 10^{-22} сек. Ядро H^5 также не имеет связанного состояния и распадается на $H^3 + n$ с энергией $Q > 1$ Мэв и временем жизни порядка 10^{-22} сек. Сообщение о наблюдении радиоактивности H^5 ошибочно. Анализ энергий связи ядер с известными массами указывает на отсутствие связанного состояния также и у тетранейтрона. Ядра H^4 , H^5 и n^4 , а также более тяжелые изотопы водорода и нейтрона находятся за пределами границы устойчивости относительно распада с испусканием нуклонов.

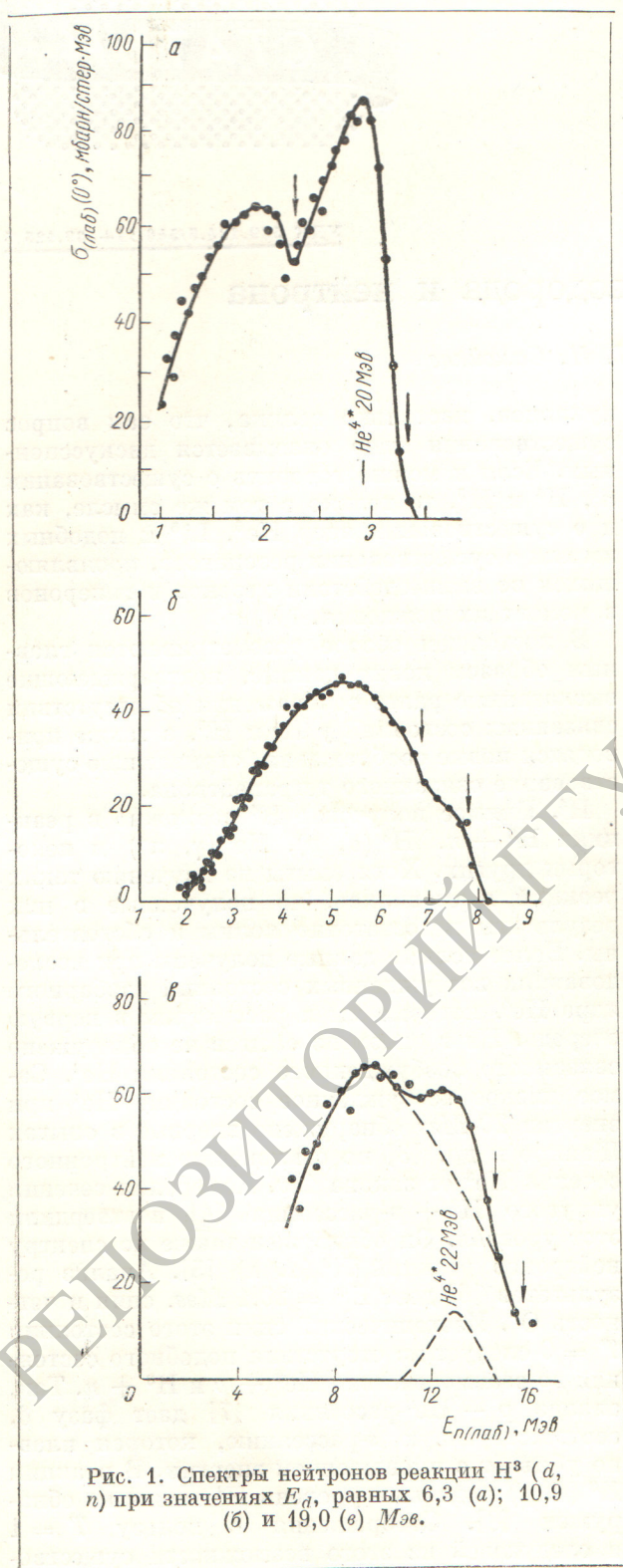
Возможность существования новых, более тяжелых чем H^3 , изотопов водорода и чисто нейтронных ядер (изотопов нейтрона) представляет большой интерес для ядерной физики и астрофизики. Этот вопрос ставился и обсуждался уже давно. В последнее время в связи с некоторыми новыми сообщениями интерес к нему возрос и охватил не только научные, но и широкие общественные круги.

Рассмотренные на Московских конференциях 1957 г. [1] и 1960 г. [2] результаты экспериментов указали на отсутствие связанных состояний у H^4 и H^5 . Новые опыты позволяют уточнить оценки энергии основных состояний H^4 , H^5 и тетранейтрона n^4 и высказать более определенные заключения о характере их распада. Некоторые из новых опытов были довольно широко вещательно, но незаслуженно названы открытиями новых изотопов водорода. В действительности и в настоящее время нет оснований говорить о существовании n^4 , H^4 и H^5 в связанных состояниях. Виртуальные состояния H^4 и H^5 действительно обнаружены в некоторых опытах, но ширина этих состояний, из которых возможен распад с испусканием

нуклонов, настолько велика, что сам вопрос существования ядер оказывается дискуссионным. Если и можно говорить о существовании n^4 , H^4 и H^5 , то только в том же смысле, как и о существовании ядер He^5 , Li^5 и подобных им или о существовании резонансов, проявляющихся во взаимодействии мезонов и гиперонов в момент их рождения.

В настоящем обзоре рассматриваются главным образом новые данные, подтверждающие высказанные ранее соображения об отсутствии связанных состояний у H^4 и H^5 , а также приводятся новые соображения, отрицающие существование связанного тетранейтрона.

H^4 . Прямое получение H^4 возможно в реакциях $H^3 + n$, $H^3(d, p)$, $He^4(\gamma, \pi^+)$ и некоторых других. Хотя опыты по изучению таких реакций и ставились, но полученные в них результаты недостаточно полны и обстоятельны. Более полные данные получены при исследованиях возбужденных состояний изобарного ядра He^4 , которые мы и рассмотрим в первую очередь. Ни в одном из опытов не обнаружено связанного возбужденного состояния He^4 . Самое низкое возбужденное состояние He^4 при энергии 20 Мэв обнаружено впервые в опытах Шапиро и др. [3] по отклонению нейтронного сечения He^3 от закона $1/v$. Измерения сечений упругого $H^3 + p$ -рассеяния [4] подтвердили этот уровень. Он обнаружен также по спектру нейтронов реакций $H^3(d, n)$ [5]. Анализ результатов [6] дает $E^* = 20,1$ Мэв, спин и четность 0^+ . Изотопический спин этого состояния $T = 0$ следует из отсутствия подобного состояния во взаимодействии $He^3 + p$ и $H^3 + n$. Так, анализ $p - He^3$ -рассеяния [7] дает фазу δ , соответствующую s -рассеянию, которая плавно убывает с уменьшением энергии. В реакции $H^3(d, p)$ подобный уровень H^4 также не обнаружен [8]. Соображения в пользу $T = 1$ и следующей из этого возможности существо-



вания связанного H^4 [9], по-видимому, неосновательны. Теоретические возражения против такого соображения высказаны в работе [10]. Измерения сечения образования радиоактивного H^4 в реакции $H^3(n, \gamma) H^4$ [11] дали малое значение, противоречащее существованию связанного H^4 . Для окончательного решения вопроса об изотопическом спине уровня He^4 (20,4 Мэв) представляют интерес измерения полного нейтронного сечения H^3 для медленных нейтронов. Такие опыты предлагаются.

На рис. 1 показаны спектры нейтронов реакции $H^3(d, n)$, наблюдаемые при трех значениях энергии дейтона: 6,3; 10,9 Мэв [5] и 19,0 Мэв [1, 12]. Интересно, что сечение образования группы нейтронов, связанной с состоянием He^4 (20,4 Мэв, 0^+), имеет резонансный ход с максимумом при $E_d \approx 5,9$ Мэв. При $E_d = 11$ Мэв группа практически исчезает. При $E_d = 19$ Мэв наблюдается другая группа, соответствующая более высокому возбужденному состоянию He^4 (22 Мэв, $2^-, T = 0$). Это состояние проявляется в резонансном ходе сечения реакции $H^3(p, n) He^3$ [13] и нейтронного сечения He^3 [14]. Недавно в работе [46] измерены спектры протонов, неупруго рассеянных на He^4 , при начальной энергии 55 Мэв. Обнаружена группа, соответствующая возбужденному состоянию He^4 с энергией $22,5 \pm \pm 0,7$ Мэв. Этот результат хорошо согласуется с предыдущими и подтверждает существование уровня He^4 (22 Мэв). Спин и четность 2^- определены [15] путем анализа дифференциальных сечений реакции $H^3(p, n) He^3$. Изотопический спин $T = 0$ следует из того, что в реакции $He^3(d, n)$ при $E_d = 19$ Мэв не наблюдается группы нейтронов, соответствующей этому состоянию. Кроме того, в нейтронном сечении H^3 также не обнаруживается резонанса при подходящей энергии [14].

Максимум полного нейтронного сечения H^3 обнаруживается при $E_n \approx 3,5$ Мэв. Если предположить, что он имеет резонансный характер, то его положению соответствует возбужденное состояние He^4 с энергией около 24 Мэв. Широкое состояние при $E^* \geq 24$ Мэв со спином и четностью 1^- и изотопическим спином $T = 1$ было необходимо для объяснения угловых распределений нейтронов реакции $H^3(p, n) He^3$ [15]. Это состояние также обнаруживалось в реакциях $H^3(p, \gamma) He^4$ [16] и $He^4(\gamma, p) H^3$ [17].

Показанная на рис. 2 схема уровней содержит три несвязанных возбужденных состояния He^4 , которые обнаружены в различных опы-

тах. Естественно, что время жизни He^4 в этих состояниях очень мало, поэтому ширина уровней велика, и резонансные эффекты выражены не настолько ясно, чтобы быть бесспорными. Неудивительно поэтому и то, что уровни обнаруживаются не во всех опытах. Так, например, опыты по неупругому рассеянию He^4 (p, p') дают разноречивые результаты [18, 19]. С приведенной на рис. 2 схемой уровней хорошо согласуются результаты недавних измерений

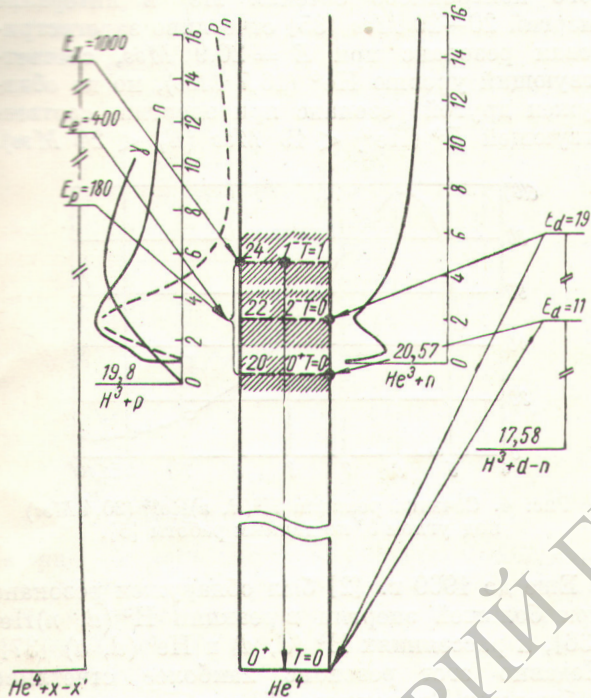


Рис. 2. Схема уровней He^4 (значения энергии везде в мегаэлектронвольтах).

поляризации нейтронов реакции $\text{H}^3(p, n)\text{He}^3$ [20, 21], показанные на рис. 3. Положение первого максимума поляризации при $E_p = 3 \text{ Мэв}$ совпадает с максимумом сечения, а знак поляризации соответствует максимальному вкладу состояния $P_{3/2}$ нуклона, которое вместе со спином $\frac{1}{2}$ H^3 или He^3 образует резонансное состояние He^4 ($22 \text{ Мэв}, 2^-$). Предполагавшийся большой вклад в сечение состояния $P_{1/2}$ при большей энергии должен привести к изменению знака поляризации, что действительно наблюдается при $E_p = 5 \text{ Мэв}$. Следовательно, резонансу в состоянии $P_{1/2}$ (если он существует) соответствует $E_p > 5 \text{ Мэв}$ и $E^*(\text{He}^4) > 23,6 \text{ Мэв}$. Это вполне согласуется

с указанным на рис. 2 уровнем He^4 ($24-25 \text{ Мэв}, 1^-, T = 1$). Похожие изменения знака поляризации нейтронов обнаружены в реакциях (p, n) с ядрами Li^7 и Be^9 [22, 23]. По-видимому, во всех этих случаях ход поляризации объясняется аналогичной зависимостью фаз $P_{3/2}$ и $P_{1/2}$ от энергии.

Наименее очевидный третий уровень He^4 ($24-25 \text{ Мэв}$) подтверждается результатами широко известных опытов [24], в которых наблюдалась реакция $\text{He}^4 + \gamma \rightarrow \pi^+ + \text{H}^4$. В этих опытах обнаружено образование H^4 в виртуальном состоянии, и для энергии распада по схеме $\text{H}^4 \rightarrow \text{H}^3 + n$ получено положитель-

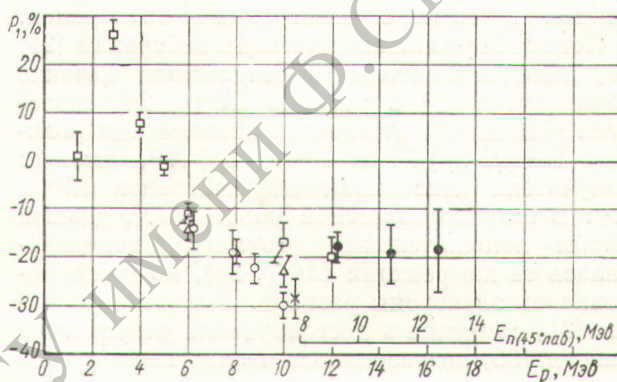


Рис. 3. Зависимость поляризации нейтронов реакции $\text{H}^3(p, n)\text{He}^3$ от энергии по данным разных работ: □ — [20] (45° с. п. м.); Δ — [20] (40° лаб.); \circ — [21] (40° лаб.); \times — [21] (40° лаб.); \bullet — [21].

ное значение в пределах $3,5-7 \text{ Мэв}$, соответствующее энергии возбуждения He^4 в области $24-27 \text{ Мэв}$. Опыты по $p - \text{He}^3$ -рассеянию [7] и их упрощенный фазовый анализ указывают на существование резонанса при $E_p = 3 \div 5 \text{ Мэв}$ в P -состоянии и в системе, образующей виртуальный Li^4 . Кроме того, в работе [25] обнаружен максимум поляризации протонов, рассеянных на He^3 , приблизительно при той же энергии. Предположение о том, что состоянию He^4 (24 Мэв) соответствует изотопический спин $T = 2$ [26], сделано без достаточных оснований и противоречит чередованию и величине расщепления уровней с различными изотопическими спинами.

Возбужденное состояние He^4 ($24-25 \text{ Мэв}$), по-видимому, является самым низким состоянием с изотопическим спином $T = 1$, поэтому основные состояния H^4 и Li^4 нестабильны относительно испускания нуклона с запасом энергии около 3 Мэв . Ширина этих состояний

очень велика, поэтому время жизни H^4 и Li^4 порядка 10^{-22} сек.

H^5 . Если бы ядро H^5 имело связанное состояние, то оно испытывало бы β^- -распад с энергией около 19 Мэв и периодом порядка 10^{-2} сек. Каждый акт распада сопровождался бы испусканием запаздывающего нейтрона, так как конечное ядро He^5 не имеет связанного состояния. Эти соображения, высказанные в работе [27], вызвали серию опытов, в которых делалась попытка получить H^5 и обнаружить его либо по запаздывающим нейтронам, либо по быстрым β -частицам. Следует заметить, что методически опыты с регистрацией запаздывающих нейтронов значительно чище и эффективнее, чем опыты с регистрацией β -электронов.

Поиски H^5 по запаздывающим нейтронам [28, 29] дали отрицательные результаты. Сечение образования H^5 в реакции $Li^7(\gamma, 2p)$ оказалось меньше 1% от сечения аналогичных реакций $B^{11}(\gamma, 2p) Li^9$ и $F^{19}(\gamma, 2p) N^{17}$, дающих излучатели запаздывающих нейтронов Li^9 и N^{17} . В широко известной работе [30], давшей якобы положительный результат, использовалась та же реакция $Li^7(\gamma, 2p)$, но регистрировались электроны распада. Высказанное нами [31] сомнение в достоверности результатов работы [30] подтвердилось последующими опытами [32]. В этих опытах для получения H^5 использовалась реакция $Li^7(p, 3p)$ при энергии протонов около 2 Гэв. Результат опытов сводился к определению отношения сечений

$$\frac{\sigma(Li^7 + p \rightarrow H^5)}{\sigma(B^{11} + p \rightarrow Li^9)} \leq 5 \cdot 10^{-4},$$

которое оказалось в 100 раз меньше, чем в работе [30]. Такой же отрицательный результат дали проведенные в работе [33] поиски H^5 среди продуктов деления.

Отрицательные результаты прямых поисков H^5 не будут удивительными, если учесть имеющиеся данные о возбужденных состояниях изобарных ядер, в частности He^5 . Как отмечено в работе [27], устойчивость или неустойчивость H^5 определяется положением уровня He^5 с изотопическим спином $T = \frac{3}{2}$. Для существования связанного H^5 необходимо, чтобы уровень He^5 ($T = \frac{3}{2}$) был при энергии $E^* < 19$ Мэв, т. е. не более чем на $2,2$ Мэв выше уровня He^5 ($16,7$ Мэв, $3/2^+$, $T = \frac{1}{2}$), хорошо известного по резонансу реакции $H^3(d, n) He^4$ при $E_d \approx 0,1$ Мэв. Ни в одном

опыте до сих пор не обнаружено уровня He^5 в интервале энергий $16,7-19$ Мэв, хотя реакция $H^3(d, n)$ и рассеяния H^3-d и He^3-d изучались довольно тщательно. Следует напомнить [34] о том, что правила отбора по изотопическому спину не ограничивают величины резонансного сечения, а сказываются лишь на ширине резонанса, поэтому при наличии уровня резонанс был бы обнаружен. В проведенных недавно довольно тщательных измерениях полного нейтронного сечения He^4 в интервале энергий $20-29$ Мэв [35] отчетливо зарегистрирован резонанс при $E = 20,9$ Мэв, соответствующий уровню He^5 ($16,7$ Мэв), но не обнаружен другой резонанс при энергии, соответствующей $E^*(He^5) < 19$ Мэв ($E_n < 24$ Мэв).

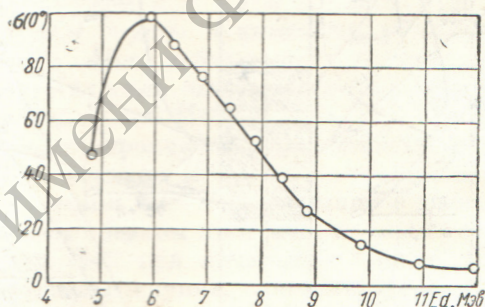
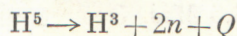


Рис. 4. Сечение реакции $H^3(d, n)He^{4*}$ ($20,4$ Мэв) под углом 0° по данным работы [5].

Еще до 1960 г. [2] был обнаружен резонанс при большей энергии в реакции $H^3(d, n)He^4$ [36], и рассеяниях $H^3(d, d)$ и $He^3(d, d)$ [37]. Недавно этот резонанс наиболее отчетливо наблюдается в Висконсине [5] при изучении реакции $H^3(d, d) He^{4*}$ (20 Мэв). На рис. 4 показан ход сечения $\sigma(0^\circ)$, полученного по висконсинским данным путем приближенного выделения нейтронной линии из сплошных спектров, измеренных под углом 0° . Резонансный характер кривой очевиден. Этот резонанс интересен прежде всего тем, что он проявляется в реакции стриппинга (d, n) на очень легком ядре. Кроме того, в нем обнаруживается сильное структурное сходство состояний He^4 (20 Мэв, 0^+) и резонансного состояния He^5 . Положению резонанса соответствует $E_d = 5,8$ Мэв, следовательно, $E^*(He^5) = 20,1$ Мэв. Если это состояние He^5 ($20,1$ Мэв) подобно основному состоянию H^5 и, следовательно, изотопический спин его $T = \frac{3}{2}$, то основное состояние H^5 виртуально и распадет по схеме



идет с энергией $Q \approx 1$ Мэв и со временем жизни порядка 10^{-22} сек, которое следует из большой ширины уровня. Если изотопический спин $T \neq \frac{3}{2}$, то такой уровень находится еще выше и энергия распада H^5 $Q > 1$ Мэв.

Заключение об отсутствии связанных состояний у H^4 и H^5 можно сделать на основе анализа зависимости энергии связи ϵ_n N -го нейтрона у известных ядер от числа протонов Z [2].

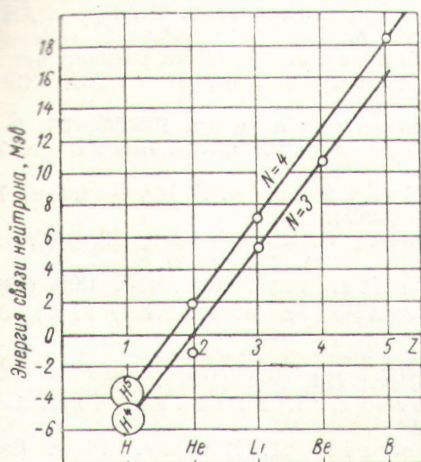


Рис. 5. Зависимость ϵ_n от Z для ядер с тремя и четырьмя нейтронами.

На рис. 5 показана такая зависимость для ядер с тремя ($N = 3$) и четырьмя ($N = 4$) нейтронами. Монотонный и почти линейный рост $\epsilon_n(Z)$ и $\epsilon_p(N)$ следует из хорошо известных полуэмпирических формул ядерных масс, содержащих изотопический член вида $\beta(N - Z)^2$. В случае легких ядер были бы неувидительны отклонения зависимости $\epsilon_n(Z)$ от линейной, но, как видно на рис. 5, и здесь они невелики, если исключить из рассмотрения ядра, кратные α -частице. Линейная экстраполяция $\epsilon_n(Z)$ к $Z = 1$ дает отрицательные значения для обоих изотопов H^4 и H^5 , т. е. связанные состояния отсутствуют. Это заключение вполне согласуется с данными об уровнях изобарных ядер. Напомним также известное сообщение [38] о неустойчивости H^5 .

Тетранейтрон. Как уже упомянуто, предположение [26] об изотопическом спине $T = 2$ для состояния He^4 (24 Мэв) сделано без достаточных оснований. Следовательно, неоснователен и вывод о возможности существования связанного тетранейтрона. Наоборот, можно показать, что оно маловероятно, если не исключено полностью.

Исходя из свойств H^5 , условие существования связанного тетранейтрона можно представить в виде

$$\epsilon_p(H^5) < \epsilon_p(H^3) - Q(H^5 \rightarrow H^3 + 2n).$$

Здесь $\epsilon_p(x)$ — энергия связи протона в ядре x ; Q — энергия распада $H^5 \rightarrow H^3 + 2n$. Так как дейтрон виртуален, то тетранейтрон может быть связанным только при условии, что связь протона с четырьмя нейтронами H^5 меньше связи протона с двумя нейтронами H^3 по крайней мере на величину Q . Так как $Q \approx 1$ Мэв,

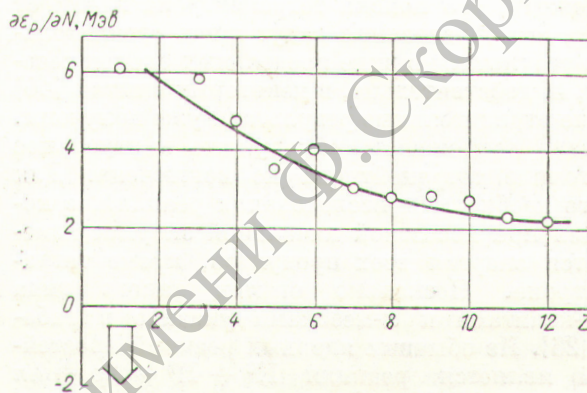


Рис. 6. Зависимость величины $\partial\epsilon_p/\partial N$ от Z и условие устойчивости тетранейтрона (стрелка).

то это условие противоречит универсальной изотопической зависимости энергии связи. Это противоречие наиболее наглядно иллюстрируется на рис. 6, где показана зависимость производной энергии связи протона по числу нейтронов $\partial\epsilon_p/\partial N$ от Z . Величина $\partial\epsilon_p/\partial N$ найдена по известным массам легких ядер как

$$\frac{\epsilon_p(N+K) - \epsilon_p(N)}{K},$$

где N соответствует изотопу данного элемента с минимальным числом нейтронов, а $N + K$ — изотопу с максимальным числом нейтронов, для которого известна величина ϵ_p .

С уменьшением Z величина $\partial\epsilon_p/\partial N$ растет и при $Z = 1$ достигает ~ 6 Мэв. Для существования связанного тетранейтрона необходимо

$$2 \frac{\partial\epsilon_p}{\partial N} < -Q (Q \geq 1 \text{ Мэв}).$$

Во всей совокупности известных ядер нет ни одного случая, чтобы связь протона не увеличивалась при добавлении двух нейтронов, поэтому условие существования связанного тетранейтрона можно считать невыполнимым.

В работе [39] на основе анализа расщепления энергии основных состояний ядер по величине изотопического спина оценена энергия состояния He^4 с изотопическим спином $T = 2$ и получено значение $E^*(\text{He}^4) = 34,12 \text{ Мэв}$. Если эта оценка верна, то основное состояние тетранейтрона лежит приблизительно на 6 Мэв выше границы связанного состояния, и он распадается на свободные нейтроны за время, характерное для простых ядерных столкновений, т. е. за время порядка 10^{-20} сек .

На основании этих соображений можно предположить, что поиски тетранейтрона вдали от места его образования дадут лишь отрицательные результаты в виде предельных оценок сечения, и, действительно, в некоторых опытах [40] такие отрицательные результаты уже получены. Однако возможность обнаружить виртуальное состояние тетранейтрона не исключена. Для этого необходимы исследования реакций, в которых при известной начальной энергии измеряется энергия всех продуктов, кроме тетранейтрона. Несколько опытов такого типа с γ -квантами и π -мезонами указано в работе [26]. Из обычных ядерных реакций простейшей является реакция $\text{H}^3 + \text{H}^3 \rightarrow 2p + 4n$ с порогом 34 Мэв. Спектр суммарной энергии двух протонов, очевидно, зависит от спектра состояний тетранейтрона.

Таким образом, рассмотренные результаты экспериментов последних лет подтверждают сделанные раньше [2] выводы об отсутствии связанных состояний у тяжелых изотопов водорода H^4 и H^5 . На основании закономерностей в энергиях связи известных ядер можно предсказать также отсутствие связанного состояния и у тетранейтрона. Эти три ядра, а также более тяжелые изотопы водорода и нейтрона находятся за пределами границы устойчивости относительно распада с испусканием нуклонов. Тем не менее определение энергии виртуальных состояний этих и других неустойчивых ядер представляет интерес, во-первых, для уточнения положения границы устойчивости и определения изотопических спинов возбужденных состояний изобарных устойчивых ядер; во-вторых, в связи с интересным вопросом, поставленным в работе [41], о возможности существования нейтронных капель с плотностью, меньшей ядерной.

В связи с результатами изучения реакции $\text{He}^3 + d \rightarrow \text{H}^3 + 2p$ [42] возник якобы новый вопрос о дипротоне или He^2 . В действительности, здесь также наблюдается неустойчивое состояние пары протонов, которое раньше

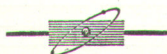
наблюдалось в нескольких лабораториях [43, 44] при изучении реакции $D(p, n)2p$ и было объяснено [45] взаимодействием протонов, хорошо известным из исследований парных столкновений в $p-p$ -рассеянии.

Поступила в редакцию 13/II 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Ф. Богданов и др. Ядерные реакции при малых и средних энергиях. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 8.
2. Н. А. Власов. Ядерные реакции при малых и средних энергиях. М., Изд-во АН СССР, 1962, стр. 3.
3. А. А. Бергман и др. ЖЭТФ, 33, 9 (1957); А. А. Бергман, Ф. И. Шапиро. ЖЭТФ, 40, 1270 (1961).
4. Ю. Г. Балашко, А. Б. Куренин. ЖЭТФ, 44, 610 (1963).
5. C. Poppe, C. Holbrow, R. Borchers. Phys. Rev., 129, 733 (1962).
6. C. Werntz. Phys. Rev., 128, 1336 (1962).
7. T. Tombrello et al. Nucl. Phys., 39, 541 (1962).
8. L. Stewart, J. Brolley, L. Rosen. Phys. Rev., 119, 1649 (1960).
9. C. Werntz, I. Breunan. Phys. Lett., 6, 113 (1963).
10. T. Stovall, M. Danos. Phys. Lett., 7, 278 (1963).
11. N. Grench et al. Bull. Amer. Phys. Soc., 7, 268 (1962).
12. Н. А. Власов и др. Proceedings of the International Conference on the Neutron Interactions with Nucleus. Columbia University, N. Y., 1957, p. 236.
13. Н. А. Власов и др. ЖЭТФ, 28, 639 (1955).
14. D. Hughes, J. Harvey. Neutron Cross Section. BNL. Upton — N. Y., 1955.
15. А. И. Базь, Я. А. Смородицкий. ЖЭТФ, 27, 382 (1954).
16. J. Perry, S. Vame. Phys. Rev., 99, 1368 (1955).
17. А. Н. Горбунов, В. М. Спиридонов. ЖЭТФ, 34, 862 (1958).
18. R. Eisberg. Phys. Rev., 102, 1104 (1956); A. Wickersham. Phys. Rev., 107, 1050 (1957).
19. P. Hillmann et al. Nucl. Phys., 12, 596 (1959).
20. R. Walter et al. Nucl. Phys., 30, 292 (1962).
21. Н. В. Алексеев и др. ЖЭТФ, 45, 1416 (1963).
22. J. Baicker, K. Jones. Nucl. Phys., 17, 424 (1960); W. Benenson, T. May, R. Walter. Nucl. Phys., 32, 510 (1962).
23. C. Kelsey et al. Bull. Amer. Phys. Soc., 8, 10 (1963).
24. P. Argan et al. Phys. Rev. Lett., 9, 405 (1962).
25. Н. А. Скакун. Автореферат диссертации. Харьков, Изд-во Харьковского университета, 1963.
26. P. Argan, A. Piazzoli. Phys. Lett., 4, 350 (1963).
27. C. Blanchard, R. Winter. Phys. Rev., 107, 774 (1957).
28. G. Tautfest. Phys. Rev., 111, 1162 (1958).

29. R. Cence, C. Waddell. Phys. Rev., 128, 1788 (1962).
30. B. Nefkens. Phys. Rev. Lett., 10, 55 (1963).
31. Н. А. Власов. «Природа», № 8, 75 (1963).
32. A. Schwarzschild et al. Phys. Rev. (в печати).
33. В. Н. Андреев, С. М. Сироткин. Препринт ИТЭФ № 163 (1963).
34. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 38, 278 (1960).
35. R. Shamu, G. Ohlsen, P. Ioung. Phys. Lett., 4, 286 (1963).
36. L. Stewart, J. Brolley, L. Rosen. Phys. Rev., 119, 1649 (1960).
37. L. Rosen. Nuclear Forces and Few Nucleon Problem. London, 1960, p. 489.
38. В. И. Гольданский. ЖЭТФ, 38, 1637 (1960).
39. P. Franzini, L. Radicati. Phys. Lett., 6, 322 (1963).
40. I. Schiffer, R. Vandenberg. Phys. Lett., 5, 292 (1963).
41. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 38, 1123 (1960).
42. O. Bilaniuk, R. Slobodrian. Phys. Rev., 7, 77 (1963).
43. B. Rybakov, V. Sidorov, N. Vlasov. Nucl. Phys., 23, 491 (1961).
44. M. Nakada et al. Phys. Rev., 110, 594 (1958).
45. В. В. Комаров, А. М. Попова. ЖЭТФ, 38, 1559 (1960).
46. S. Hayakawa et al. Phys. Rev., 8, 333 (1964).



УДК 535.333:539.124+539.124.6

Средние энергии электронных и позитронных β -спектров

Н. С. Шиманская, Э. Г. Залецкий

Для различных значений атомного номера Z радиоактивных ядер и граничной энергии β -спектра E_0 были вычислены средние энергии \bar{E}_β электронных и позитронных β -спектров. Расчеты проводились для случая разрешенных переходов и уникальных переходов первого порядка запрещения.

Приведенные в работе таблицы и графики значений $\bar{E}_\beta = f(E_0, Z)$ и $\bar{E}_\beta / E_0 = f(E_0, Z)$ могут быть использованы при оценке тепловых эффектов различных радиоактивных препаратов, продуктов ядерных реакций и деления элементов под действием медленных нейтронов и нуклонов высокой энергии, при calorиметрических измерениях радиоактивных источников, а также при вычислении некоторых дозиметрических характеристик β -излучающих препаратов.

Дается краткий обзор методов определения средних энергий β -спектров и полученных к настоящему времени экспериментальных значений этих величин для различных радиоактивных изотопов.

Энергетический спектр электронов и позитронов, испускаемых при β -распаде, определяется в случае разрешенных переходов выражением

$$N(W) dW = \frac{g^2}{2\pi^3} F(\mp Z, W) pW (W_0 - W)^2 [(C_S^2 + C_V^2) |M_F|^2 + (C_T^2 + C_A^2) |M_{GT}|^2] dW, \quad (1)$$

а в случае запрещенных переходов

$$N(W) dW = \frac{g^2}{2\pi^3} F(\mp Z, W) pW (W_0 - W)^2 [(C_S^2 + C_V^2) |M_F|^2 + (C_T^2 + C_A^2) |M_{GT}|^2] S_{nx}(W, W_0, Z) dW, \quad (2)$$

где сохранены общепринятые в теории β -распада обозначения; множитель $S_{nx}(W, W_0,$

$Z)$ — так называемый форм-фактор, характеризующий отклонение формы запрещенного β -спектра от формы соответствующего разрешенного спектра. Для уникальных переходов, когда изменение общего углового момента ядра J на единицу больше степени запрета ($\Delta J = n + 1$):

$$S_n^{n+1} = \sum_{\nu=0}^n \frac{(2n+1)! (2\nu+1)!}{2^{2\nu} (\nu!)^2 [2n-2\nu+1]!} q^{2(n-\nu)} L_\nu(p, \mp Z), \quad (3)$$

где $L_\nu(p, \mp Z)$ — некоторая билинейная комбинация дираковских волновых функций электрона, вычисленных на поверхности ядра. Численные значения этих функций L_ν табулированы в работах [1, 2]. В случае уникальных переходов первого порядка запрещения ($n = 1, \Delta J = 2$) выражение для форм-фактора принимает вид

$$S_1^2 = (W_0 - W)^2 L_0 + 9L_1. \quad (4)$$

Пользуясь формулами (1)–(3), можно вычислить энергетические распределения β -элек-