

539.14

СИСТЕМАТИКА ЛЕГЧАЙШИХ ЯДЕР

А. И. Базь, В. И. Гольданский, Я. Б. Зельдович

Более четырех лет назад журнал «Успехи физических наук» опубликовал наш обзор ¹, посвященный свойствам и путям открытия новых изотопов (в основном легких элементов). За эти годы интерес, проявляемый к этой проблеме, сильно возрос. Появились десятки статей, посвященных сверхтяжелым изотопам водорода и гелия и смежным вопросам систематики уровней α -частицы и существования тетранейтрона. Открыто и на многих примерах исследовано испускание запаздывающих протонов, близится открытие протонной и двупротонной радиоактивности. В свете всех этих обстоятельств представляется целесообразным вновь вернуться к свойствам легчайших ядер, главным образом мультинейтронов и изотопов водорода и гелия, с тем чтобы разобраться в итогах исследований последних лет и охарактеризовать задачи дальнейших работ. После необходимых исходных замечаний мы рассматриваем излагаемый здесь материал в последовательности возрастания массовых чисел: $A = 2$ (динейтрон и дипротон), $A = 3$, $A = 4$ (He^4 , H^4 , n^4), $A = 5$ (H^5), $A = 8$ (He^8) и, наконец, совсем коротко касаемся вопроса о более тяжелых изотопах. В обзор включены все материалы, ставшие известными нам (в виде публикаций или препринтов) до 1 октября 1964 г.

§ 1. ИСХОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

При обсуждении свойств легких ядер нужно особенно осторожно пользоваться понятием «возбужденное состояние». Дело в том, что обычное понимание «промежуточного ядра» здесь неприменимо. Число нуклонов в легких ядрах невелико, и если энергия ядра находится выше порога для испускания нуклона или другой тяжелой частицы (H^3 , He^4 и т. д.), то, как правило, развал ядра происходит за ядерные времена, т. е. мгновенно. В результате уровни размываются и их ширина составляет несколько *Мэв*. Только в тех исключительных случаях, когда распад сильно подавлен (например, правилами отбора по моменту, изотоп-спину или из-за специфической структуры данного состояния), ширина возбужденного состояния оказывается малой.

За вычетом этих возможностей остаются лишь уровни, распадающиеся за ядерные времена. Можно ли вообще их называть уровнями? Это не очень простой вопрос, и прежде чем на него ответить, напомним обычную классификацию нестабильных состояний ядер.

Существует три вида нестабильности ядерных состояний: нестабильность к распаду с испусканием тяжелых частиц (нуклонов или ядер), к излучению γ -квантов, к β -распаду.

Только в первом из названных случаев распад нестабильного состояния может происходить «мгновенно» даже в таких масштабах времени, мерой которых служит характерное ядерное время $\sim 10^{-22}$ сек, равное по порядку величины периоду обращения нуклона внутри ядра (скорость порядка 10^9 см/сек, расстояние порядка 10^{-13} см). Время жизни возбужденных ядер по отношению к испусканию γ -квантов относительно велико: $\tau_\gamma \geq 10^{-18}$ сек. Что же касается β -распада, принадлежащего, как известно, к числу слабых взаимодействий, то скорость этого процесса еще несравненно меньше: для бета-активных ядер $\tau_\beta \geq 10^{-3}$ сек.

Поэтому при отсутствии каких-либо факторов, сильно задерживающих распад с испусканием нуклонов или излучение γ -квантов, для нуклонно (или ядерно)-нестабильных состояний, неустойчивых ко всем трем названным видам распада, преобладает испускание нуклонов.

Для нуклонно(или ядерно)-стабильных состояний, в которых распад с испусканием нуклонов энергетически запрещен либо по тем или иным причинам сильно подавлен и могут происходить лишь излучение γ -квантов или β -распад, как правило, преобладает γ -излучение.

И лишь в отсутствие других вариантов распада (или при очень сильном торможении их скорости) основную роль в превращении неустойчивых ядерных состояний начинает играть β -распад. Следует, конечно, иметь в виду, что лишь два из названных выше вариантов распада приводят к изменению состава ядра; γ -излучение связано лишь с изменением внутренней энергии ядра.

И при нуклонной нестабильности возможно продолжительное существование атомных ядер. Как известно, наличие кулоновского барьера обуславливает возникновение четырех видов радиоактивности: α -распада, спонтанного деления, протонной радиоактивности, дупротонной радиоактивности. Во всех этих случаях ядра, даже в основном своем состоянии энергетически неустойчивые к соответствующему виду распада с испусканием тяжелых частиц, существуют, тем не менее, весьма долгое время уже не только в ядерных масштабах, но и по сравнению со временем жизни возбужденных составных ядер, образующихся в ядерных реакциях (условная граница радиоактивности, т. е. то минимальное время жизни, которое требуется, чтобы можно было говорить о самом факте существования того или иного изотопа как радиоактивного, отвечает $\tau \geq 10^{-12}$ сек). Более того, имеется очень много изотопов, энергетически неустойчивых к α -распаду или спонтанному делению, но характеризующихся, из-за наличия кулоновского барьера, неизмеримо малой скоростью распада, т. е. фактически вполне стабильных и ничем, таким образом, не отличающихся от изотопов, для которых распад с испусканием тяжелых частиц совсем невозможен по энергетическим соображениям.

С другой стороны, известны и такие случаи, когда кулоновский барьер лишь весьма слабо «сдерживает» готовое развалиться нуклонно-нестабильное ядро, и распад оказывается относительно медленным лишь в ядерных масштабах времени, но весьма быстрым, «мгновенным», по сравнению с радиоактивным распадом; таковы, например, распад протонно-нестабильного в основном состоянии ядра B^9 ($\tau \approx 10^{-18}$ сек), уже не причисляемого к числу радиоактивных изотопов, или испускание подбарьерных протонов возбужденными составными ядрами или продуктами β -распада.

Ниже мы будем называть ядерные состояния, энергетически неустойчивые к нуклонному распаду и живущие достаточно долго в ядерных масштабах ($\tau \gg 10^{-22}$ сек), хотя и чрезвычайно мало в радиоактивных масштабах ($\tau \ll 10^{-12}$ сек), квазистационарными.

Можно назвать довольно много причин, которые могут приводить к сильной задержке распада нуклонно-нестабильных систем, к возникнове-

нию квазистационарных ядерных состояний. Одной из таких причин может послужить правило отбора по изотопическому спину, действующее для сильных взаимодействий: $\Delta T = 0$ (см. ¹⁰⁶).

Пусть, например, существует возбужденное состояние α -частицы с изотопическим спином $T = 2$, энергия которого достаточна для распада на $\text{H}^3 + p$ и $\text{He}^3 + n$, но не на четыре нуклона. Конечные состояния могут иметь $T = 0$ или $T = 1$, так как изотопический спин каждого из продуктов распада равен $1/2$. Таким образом, распад из состояния с $T = 2$ ($\Delta T = 1$) запрещен изотопической инвариантностью; он становится возможным лишь благодаря малым отклонениям, т. е. благодаря электромагнитному взаимодействию нуклонов в ядре. Соответственно время жизни такого состояния оказалось бы порядка 10^{-18} сек, а его ширина $\Gamma = \hbar/\tau \approx 1$ кэв.

Примером, иллюстрирующим еще одну возможную причину существования долгоживущих «квазистационарных» состояний (часто в дальнейшем мы будем говорить о них и как об «узких» уровнях), может служить $16,7$ Мэв-возбужденное состояние He^5 . Это состояние лежит много выше порога развала $\text{He}^5 \rightarrow \text{He}^4 + n$, ширина его, однако, мала. Дело здесь в том, что структура этого состояния $\text{He}^5 (1s)^3 (1p)^2$ и переход в $\text{He}^4 + n$ возможен лишь, если один нуклон вылетает из He^5 , а второй в этот же момент переходит с $1p$ -оболочки на оболочку $1s$, образуя устойчивую конфигурацию α -частицы $(1s)^4$. Вероятность такого двойного перехода, очевидно, мала, и время жизни $16,7$ Мэв-состояния He^5 оказывается по ядерной шкале времен довольно большим ($\sim 10^{-20}$ сек).

Наконец, пониженная скорость распада может обуславливаться малым фазовым объемом конечного состояния системы.

Частный случай такого механизма замедления распада связан с необходимостью туннельного проникновения вылетающей частицы сквозь центробежный или уже упоминавшийся выше кулоновский барьер. Примером может служить все то же $16,7$ Мэв-состояние He^5 . Это состояние может распадаться не только на $\text{He}^4 + n$, но и на $\text{H}^3 + d$; энергия такого распада (70 кэв), однако же, заметно ниже кулоновского барьера, и в результате этот вариант распада также оказывается «приторможенным», а время жизни возбужденного состояния He^5 , несмотря на наличие двух каналов распада на тяжелые частицы, гораздо больше характерного ядерного времени.

Малость фазового объема сильно проявляется и в тех случаях, когда распад ядра (даже при отсутствии запрета по изотоп-спину или каких-либо потенциальных барьеров) происходит с испусканием сразу нескольких частиц. Например, при распаде на три нейтральные частицы фазовый объем при малой энергии распада E стремится к нулю как E^2 ; для сравнения напомним, что при распаде на две частицы с орбитальным моментом $l = 1$ фазовый объем стремится к нулю лишь как $E^{3/2}$.

Наряду с рассмотренными выше квазистационарными ядерными состояниями различного происхождения имеется еще один тип состояний, с которым часто приходится встречаться при описании систем с малым числом нуклонов: виртуальные состояния. Здесь важно подчеркнуть, что подобные состояния не имеют такого четкого физического смысла, как квазистационарные, а являются в основном математическим понятием. Наиболее просто это видно на классическом примере двух нейтронов в 1S -состоянии. У двух нейтронов нет связанного состояния. Если, однако, взаимодействие между нейтронами было бы чуть-чуть сильнее, то связанное состояние появилось бы. Такая близость к возможности реализации связанного состояния приводит к ряду характерных особенностей во взаимодействии двух нейтронов при малых энергиях

(например, к повышению сечения рассеяния нейтронов нейтронами). Вот такая ситуация и описывается термином «виртуальное состояние».

Квазистационарные и виртуальные состояния системы $a + b$ существенно различаются по характеру энергетической зависимости фаз ab -рассеяния. Это различие иллюстрируется примерами соответственно v) и $г$) на стр. 449.

Вопрос о времени жизни возбужденных состояний ядер очень важен для их классификации. Поэтому представляет интерес более общая постановка задачи: пусть частица рассеивается на силовом центре радиуса R . Как долго такая частица находится внутри области взаимодействия, т. е. в сфере $r < R$? Другими словами, каково время жизни промежуточного состояния? Ответ на этот вопрос дает следующая формула ², полученная одним из авторов этого обзора (А. И. Б.) и связывающая время жизни $T(E)$ с энергетической зависимостью фазы рассеяния δ :

$$T(E) = \frac{2}{v} \left(R + \frac{d\delta}{dk} \right). \quad (1)$$

Здесь E , v и k — соответственно энергия, скорость и волновой вектор сталкивающихся частиц. Вывод этой формулы очень прост. При заданной энергии E волновая функция $\chi_E(r)$ рассеиваемой частицы имеет при $r > R$ вид

$$\chi_E(r) = e^{-\frac{iEt}{\hbar}} \{ e^{-ikr} - e^{i(kr+2\delta(k))} \}.$$

Составим теперь волновой пакет, состоящий из суперпозиции двух состояний с близкими энергиями:

$$\chi_E(r) + \chi_{E+dE}(r) = \left[e^{-ikr - i\frac{Et}{\hbar}} + e^{-i(k+dk)r - \frac{i(E+dE)t}{\hbar}} \right] - \left[e^{ikr+2i\delta(k) - \frac{iEt}{\hbar}} + e^{i(k+dk)r+2i\delta(k+dk) - \frac{i(E+dE)t}{\hbar}} \right].$$

Первый член описывает падающую, а второй — рассеянную волну. Движение центра тяжести падающего на рассеиватель пакета находится из условия равенства фаз двух входящих в него членов:

$$-ikr - \frac{iEt}{\hbar} = -i(k+dk)r - \frac{i}{\hbar}(E+dE)t,$$

т. е.

$$r = -\frac{t}{\hbar} \frac{dE}{dk} = -tv. \quad (2)$$

Аналогично находим движение центра тяжести рассеянного пакета; получаем

$$r = vt - 2 \frac{d\delta(E)}{dk}. \quad (3)$$

Из полученных формул видим, что падающий пакет прибывает в точку $r = R$ в момент времени

$$T_1 = -\frac{R}{v},$$

а рассеянный пакет оказывается в этой точке в момент

$$T_2 = \frac{R}{v} + \frac{2}{v} \frac{d\delta}{dk}.$$

Отсюда находим время пребывания пакета внутри рассеивающего центра:

$$T(E) = T_2 - T_1 = \frac{2}{v} \left(R + \frac{d\delta}{dk} \right).$$

Формула (1) доказана. Рассмотрим теперь несколько частных случаев.

а) Рассеяние частицы на твердой сфере. В этом случае фаза рассеяния равна $\delta = -kR$. Из (1) сразу же получаем, что $T(E) = 0$, как это и должно быть (частица не может проникнуть внутрь твердой сферы, она отскакивает от нее).

б) Взаимодействие таково, что $d\delta/dk \approx 0$. Время жизни при этом совпадает со временем свободного пролета через область взаимодействия $T = 2R/v$. Особенно ясным становится этот результат в частном случае, когда взаимодействие отсутствует, $\delta \equiv 0$ и соответственно $d\delta/dk = 0$.

в) Рассеяние через резонанс промежуточного ядра. Фаза резонансного рассеяния

$$\delta = \delta_0 + \operatorname{arctg} \frac{\Gamma}{E_0 - E},$$

где E_0 и Γ — энергия и ширина резонанса, а δ_0 — фаза потенциального рассеяния, которую можно считать не зависящей от энергии. Время жизни оказывается равным

$$T(E) = \frac{2\hbar}{\Gamma} \frac{\Gamma^2}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2} + \frac{2R}{v}$$

и достигает максимума при $E = E_0$:

$$T(E_0) = \frac{2\hbar}{\Gamma} + \frac{2R}{v}.$$

Ясно, что говорить о квазистационарном состоянии промежуточного ядра можно лишь, если первый член является основным: $\frac{\hbar}{\Gamma} \gg \frac{R}{v}$.

В типичных условиях, с которыми приходится иметь дело в случае легких ядер, $R \approx 3 \cdot 10^{-12}$ см, $v = 2 \cdot 10^9$ см/сек. Соответственно для ширины Γ получается условие: $\Gamma \ll 0,7 \cdot 10^{-5}$ эрг = 4 Мэв. Если это неравенство не выполняется, то говорить о квазистационарном состоянии, очевидно, не имеет смысла.

г) Виртуальные состояния. В этом случае фаза равна $\delta = \operatorname{arctg} |a|k$, где a — длина рассеяния. Для времени жизни немедленно получаем

$$T = \frac{2}{v} \left(R + \frac{|a|}{1 + (ak)^2} \right).$$

При малых энергиях ($|a|k \ll 1$) время жизни

$$T = \frac{2}{v} (R + |a|),$$

и при $|a| \gg R$ оно может намного превышать время свободного пролета. Таким образом, становится возможным говорить о сравнительно долгоживущем виртуальном состоянии промежуточного ядра. При $R = 3 \cdot 10^{-13}$ см для этого должно выполняться условие $|a| \gg 3 \cdot 10^{-13}$ см. При этом, однако, видно, что сколько-нибудь долгоживущее состояние может образовываться лишь при весьма малых относительных энергиях взаимодействующих частиц: $k \ll 1/|a| \ll 10^{13}/3$ см, т. е. $E \ll \hbar^2/2ma^2 \ll 2$ Мэв (здесь m — масса нуклона).

Основной вывод, который следует из приведенных выше оценок, заключается в следующем. Говорить о сколько-нибудь долгоживущих состояниях ядер можно лишь в двух случаях:

1. Промежуточная система имеет резонанс; ширина его $\Gamma \ll 4$ Мэв.
2. Длина рассеяния образующих промежуточную систему частиц аномально велика ($|a| \gg 3 \cdot 10^{-13}$ см); при этом в узком интервале энергий взаимодействующих частиц ($0 < E \ll 2$ Мэв) образуется относительно долгоживущее виртуальное состояние компаунд-системы.

Ход многих физических процессов сильно зависит от того, как долго та или иная пара частиц находится друг около друга. Типичный пример — это реакции с образованием трех частиц, например, двух нейтронов и какой-нибудь третьей частицы (см. на рис. 1, взятом из работы ³, спектр протонов от реакции $n + d \rightarrow p + n + n$). Из-за существования виртуального состояния двух нейтронов энергетический спектр третьих частиц — протонов — приобретает характерный пик на верхнем конце спектра,

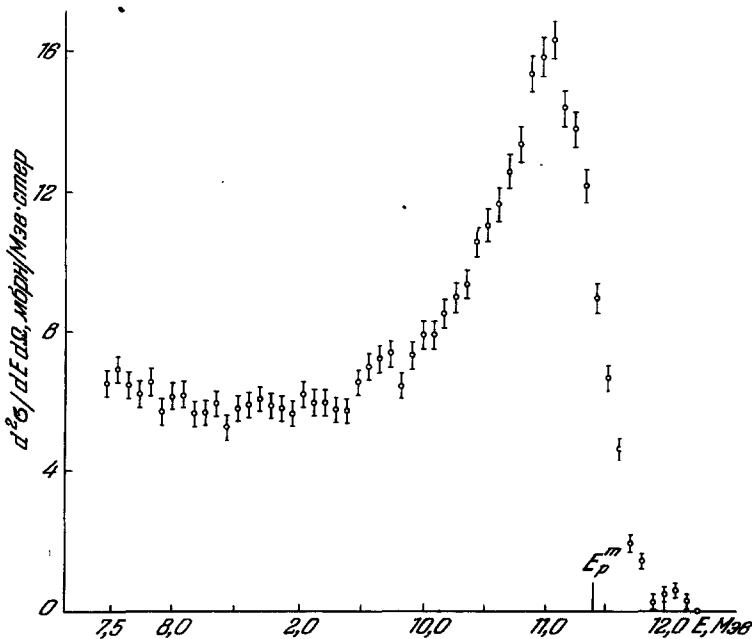


Рис. 1. Спектр протонов, вылетающих под углом 0° в реакции $d + n \rightarrow p + n + n$, по данным работы ³.

Энергия бомбардирующих нейтронов 13,9 Мэв. E_p^m — энергия протонов, отвечающая верхней расчетной границе, с учетом условий опытов.

поскольку сильно повышается выход реакции, и, кроме того, образующиеся в реакции нейтроны оказываются сильно скоррелированными и по энергии и по углу вылета.

В таких случаях принято говорить, что корреляция обязана существованию виртуального состояния у двух нейтронов или, иными словами, значительному взаимодействию между нейтронами в конечном состоянии.

Если в реакции образуются три частицы, a , b , c , причем a и b при рассеянии друг на друге с относительной энергией ϵ_0 образуют квазистационарное состояние, то сильно увеличивается выход частиц $a + b$ с относительной энергией ϵ_0 , а энергетический спектр третьей частицы c имеет пик при энергии

$$\epsilon_c = (\epsilon - \epsilon_0) \frac{m_a + m_b}{m_a + m_b + m_c},$$

где m_a , m_b , m_c — массы a , b , c , а ϵ — суммарная энергия всех трех этих частиц в системе центра тяжести.

Таким образом, изучение энергетических спектров частиц, образующихся в трехчастичных реакциях, дает важные сведения о характере взаимодействия между частицами. Именно поэтому реакции такого типа оказываются исключительно важными при изучении свойств легчайших ядер.

§ 2. ДИНЕЙТРОН

Уже давно известно из экспериментальных данных о pp -рассеянии в синглетном состоянии, что в этом состоянии система $p + n$ не имеет реального уровня, а имеет виртуальный уровень с энергией 70 кэв. Из гипотезы зарядовой инвариантности ядерных сил тогда сразу следует, что нет связанного состояния ни у двух протонов ($He^2 - p^2$, дипротон), ни у двух нейтронов (n^2 , динейтрон). В случае He^2 этот вывод полностью подтверждается данными о pp -рассеянии (см. ниже), которые, если учесть электромагнитные поправки, приводят к тому же самому значению энергии 70 кэв виртуального уровня для двух протонов в синглетном состоянии.

В случае двух нейтронов экспериментальная проверка сильно затруднена, так как невозможно провести опыты по рассеянию нейтрон — нейтрон. Остаются два пути: либо искать n^2 по каким-либо характерным реакциям (как это предлагалось, например, в ¹), либо изучать энергетические спектры третьей частицы, образующейся в реакции совместно с двумя нейтронами (например, спектр α -частиц в реакции $H^3 + H^3 \rightarrow He^4 + n^2$).

Сакисака и Томита ⁴ пытались получить n^2 в реакции $d + H^3 \rightarrow He^3 + n^2$ с последующей регистрацией динейтрона по его радиационному захвату в Al^{27} и Bi^{209} с образованием соответственно Al^{29} и Bi^{211} . На основании опытов с алюминием они высказались за существование динейтрона с энергией связи 3 Мэв, опыты с висмутом не дали определенного результата. Несколько месяцев спустя другая японская группа (Катасэ, Секи, Акийоши, Йошимура и Сонода⁵) повторила аналогичные эксперименты, но с отрицательным результатом: выход Al^{29} и Bi^{211} оказался на уровне фона. Отрицательные результаты были получены также Шиффером и Ванденбошем при попытке найти n^2 в реакторе ⁶.

В реактор помещали мишень из Al^{27} и в предположении, что n^2 есть среди продуктов деления, искали, но не нашли активность, соответствующую Mg^{28} (реакция $Al^{27}(n^2, p)Mg^{28}$). Прямое образование динейтрона в ядерных реакциях не подтверждается и целым рядом других работ.

Можно было бы объяснить неудачу всех подобных попыток слишком малым сечением образования n^2 . Дело в том, что чем меньше энергия связи n^2 , тем больше его радиус, а следовательно, тем меньше и сечение его образования, которое уменьшается как \sqrt{B} , где B — энергия связи.

Однако от такого предположения приходится отказаться, так как в этом случае во всех реакциях с образованием трех частиц, две из которых — нейтроны, нейтроны вылетали бы с практически нулевой относительной энергией, а третья частица уносила бы максимальную энергию, совместимую с законами сохранения (предел очень сильного взаимодействия в конечном состоянии). На опыте этого не наблюдается. Наоборот, в наиболее тщательно выполненных работах (например, в экспериментах В. К. Войтовецкого, И. Л. Корсунского и Ю. Ф. Пажина ³ по реакции $n + d \rightarrow p + n + n$) приведенная на рис. 1 форма спектра третьей частицы — протона — явно противоречит существованию динейтрона, согласуясь в то же время с предположением о наличии у двух нейтронов виртуального уровня с энергией 70 кэв.

В принципе есть еще третий способ поисков динейтрона — по пороговым особенностям. Если динейтрон существует и образуется в какой-нибудь реакции, например, $n + d \rightarrow p + n^2$, то в энергетической зависимости сечения рассеяния $d(n, n)d$ должна наблюдаться характерная

особенность в точке порога образования n^2 . Величина этой особенности по порядку величины равна сечению рождения n^2 . Именно это обстоятельство делает пороговый способ совершенно непригодным для поисков динейтрона, так как если и могут оставаться еще какие-то надежды на существование n^2 , то малость сечения его образования установлена твердо. Действительно, все экспериментальные данные сходятся на том, что если n^2 и существует, то он образуется в реакциях с сечением $\sigma_{n^2} < 10^{-29} \div 10^{-30} \text{ см}^2$, тогда как сечение рассеяния всегда порядка 10^{-24} см^2 . Таким образом, для наблюдения особенности потребовалось бы измерять сечение с точностью лучше чем 0,001% — задача пока не реальная. Неудивительно, что соответствующие экспериментальные работы (из которых последняя по счёту — работа Уилларда, Бэйра и Джонса⁷) по поискам динейтрона дали отрицательный результат.

Если бы динейтрон существовал, то он представлял бы собой самое большое по размерам ядро. Его радиус при энергии связи порядка 100 кэв составлял бы $R = 1/k \approx 1,2 \cdot 10^{-12} \text{ см}$. Можно было бы построить точную теорию взаимодействия динейтрона с ядрами. К сожалению, эксперимент показывает, что эта экзотическая частица не существует. Однако нет худа без добра. Зная энергию виртуального уровня пары нейтронов (70 кэв согласно опытам³), можно сделать заключение о точности гипотезы зарядовой инвариантности ядерных сил. Действительно, в пределах точности экспериментов ($\sim 20\%$) энергии виртуальных уровней в системах np и nn совпадают. С другой стороны, легко получить, что изменение энергии виртуального уровня ϵ на $\delta\epsilon$ соответствует изменению глубины потенциала U на

$$\delta U = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{U}{\epsilon}} \delta\epsilon. \quad (4)$$

Подставляя сюда $U = 25 \text{ Мэв}$, $\epsilon = 0,07 \text{ Мэв}$ и $\delta\epsilon = 0,015 \text{ Мэв}$, получаем $\delta U = 330 \text{ кэв}$. Таким образом, глубины nn - и np -потенциалов отличаются не более чем на 330 кэв, т. е. не более чем на $\sim 4,5\%$.

§ 3. ДИПРОТОН

В отличие от динейтрона вопрос о существовании связанного состояния двух протонов, дипротона, никогда не возникал. Такая характерная частица с массой $2m_p$ и зарядом $2e$ давно была бы зарегистрирована. Поэтому речь может идти лишь о виртуальном состоянии системы двух протонов. В рамках точной зарядовой инвариантности взаимодействия pp и pn отличаются лишь из-за электромагнитных поправок. Учитывая это, Швингер в свое время извлек из данных по pp -рассеянию характеристику ядерного взаимодействия между двумя протонами — энергию виртуального состояния ϵ_{pp} . В пределах ошибок она оказывается равной 70 кэв, т. е. той же самой, что и в системах nn и np . Ошибки здесь, правда, довольно велики, так как рассеяние pp точно изучено лишь при энергии $\geq 100 \text{ кэв}$, а кроме того, не очень ясно, где надо обрезать электрические взаимодействия.

Поэтому в принципе не была исключена возможность, что ядерное pp -взаимодействие несколько больше, чем у pn . В этом случае $\epsilon_{pp} < \epsilon_{pn}$ и мог бы существовать квазистационарный He^2 .

В самом деле, примем, что ядерные части взаимодействий nn и pp совпадают. Полные взаимодействия, однако, отличаются из-за кулоновского отталкивания двух протонов. В вопросе о существовании He^2 очень важно, как кулоновское взаимодействие ведет себя на малых расстояниях. Действительно, представим себе, что при $r < a$ (a — радиус ядер-

ного взаимодействия) электростатический потенциал постоянен (рис. 2, а). Полный потенциал в этом случае будет иметь вид, изображенный на этом рисунке пунктирной кривой: дно потенциальной ямы поднимется на $U_{\text{кул}}(a) = e^2/a$, так же как и значение потенциала в точке $r = a$. Если бы $U(r)$ равнялось e^2/a везде при $r > a$, то мы получили бы потенциал (аналогичный nn -потенциалу), в котором есть виртуальное состояние с $\epsilon_0 = 0,07$ Мэв. Но при $r > a$ $U(r)$ спадает как e^2/r , и это сильно ухудшает дело; значение ϵ_0 из-за этого сильно возрастает, и виртуальное состояние становится гораздо менее выраженным.

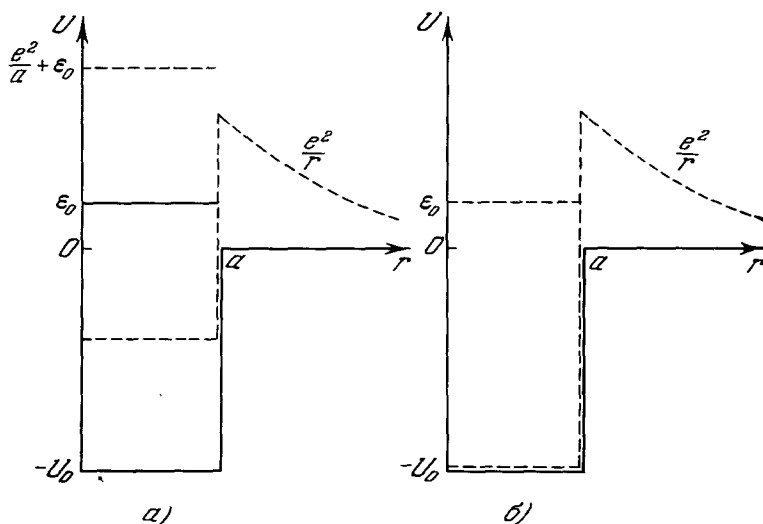


Рис. 2. Иллюстрация формы потенциала для нейтронов (сплошная линия) и протонов: а) при $U_{\text{кул}}(r < a) = \frac{e^2}{a}$; б) при $U_{\text{кул}}(r < a) = 0$.

Рассмотрим теперь другой крайний (наиболее выгодный для He^2) случай, когда кулоновское взаимодействие тождественно обращается в нуль при $r < a$ (рис. 2, б). Эффективно это приводит к тому, что вокруг потенциала, в котором есть виртуальное состояние, создается дополнительный барьер. Если барьер достаточно высок, то в таком комбинированном поле может возникнуть достаточно узкое квазистационарное состояние. В рассматриваемом нами конкретном случае двух протонов, где $a \approx 2 \cdot 10^{-13}$ см, $U_0 \approx 25$ Мэв, простые оценки показывают, что высота кулоновского барьера оказывается слишком малой. Квазистационарный He^2 и в этом случае существовать не может. Для его возникновения даже в данном крайнем случае необходимо, чтобы ядерное pp -взаимодействие было более сильным (по крайней мере, на ~ 1 Мэв), чем взаимодействие nn , с тем, чтобы положение виртуального уровня опустилось к самому дну кулоновского барьера.

Обратимся теперь к экспериментальным данным. Как уже отмечалось выше, сечение pp -рассеяния хорошо объясняется без предположения о существовании каких-либо резонансных состояний системы из двух протонов. Надо сказать, правда, что из-за довольно больших экспериментальных ошибок в сечении pp широкий резонанс мог просто остаться незамеченным.

Если квазистационарный p^2 существует, то он должен проявиться в реакциях, где наряду с третьей частицей образуются два протона. Подробное исследование спектра нейтронов в реакции $D(p, n) 2p$, предпринятое

Б. В. Рыбаковым, В. А. Сидоровым и Н. А. Власовым⁹⁶, привело к выводу, что вид этого спектра вполне может быть объяснен возникновением виртуального состояния системы из двух протонов, т. е. их взаимодействием в конечном состоянии.

Действительно, как показали расчеты В. В. Комарова и А. М. Поповой⁹⁷, форма спектра нейтронов согласуется с данными о pp -рассеянии в области малых энергий.

В дальнейшем были изучены реакции, где наряду с двумя протонами образовывалась тоже заряженная третья частица. Результаты, однако, оказались противоречивыми.

В конце 1963 г. было опубликовано сообщение об экспериментах Биланюка и Слободяна⁹⁸, изучавших реакцию $\text{He}^3 + d \rightarrow \text{H}^3 + 2p$ при энергии дейтронов $E_d = 28 \text{ Мэв}$. Измерялся энергетический спектр ядер H^3 , и было обнаружено, что на верхнем конце спектра (малая относительная энергия протонов) имеется мощный резонансный пик с шириной $2,8 \text{ Мэв}$ и с глубокими провалами по обе стороны от него (отношение максимума к окружающим его минимумам $7:1$); авторы эксперимента объявили на этом основании об открытии квазистационарного p^2 со временем жизни около $2 \cdot 10^{-22} \text{ сек}$.

Через некоторое время появилась работа К. П. Артемова, В. И. Чуева, В. З. Гольдберга, А. А. Оглоблина, В. П. Рудакова и Ю. Н. Серикова⁹. Они изучали ту же самую реакцию $\text{He}^3(d, 2p)\text{H}^3$ при $E_d = 20$ и 25 Мэв и реакцию $\text{He}^3 + \text{He}^3 \rightarrow \text{He}^4 + 2p$ при $E_{\text{He}^3} = 16, 26$ и 36 Мэв . Измерялись энергетические спектры H^3 и He^4 соответственно. Формы обоих спектров оказались очень похожими. Резонансный максимум обнаружен не был, а наблюдался лишь плавный подъем к верхнему концу спектра. Это говорит за то, что оба протона находятся в виртуальном, а не в квазистационарном состоянии.

Квазистационарное состояние He^2 не было обнаружено и при прецизионном кинематическом анализе продуктов бомбардировки водорода дейтронами с энергией $21,1 \text{ Мэв}$: $p(d, 2p)n$, выполненном недавно Доновом, Кэйном, Молленауэром и Зупанчичем¹⁰. Поэтому результаты работы⁹ следует, по-видимому, считать неподтвердившимися, а квазистационарное состояние He^2 несуществующим*).

Особый случай возможного существования виртуальных синглетных дипротона и динейтрона на довольно больших расстояниях от ядра (до 10^{-11} см) — под центробежным потенциальным барьером, действующим на каждый нуклон в отдельности, но не на пару, — рассмотрен в квазиклассическом приближении в работе одного из авторов настоящего обзора⁹⁹ на примере двухпротонного радиоактивного распада типа $\text{Ge}^{58} \rightarrow 2p + \text{Zn}^{56}$. В этой работе сопоставляется вероятность вылета из ядра двух протонов — каждого с энергией $E/2$, т. е. с суммарной энергией E — процесса, дополнительно притормаживаемого центробежным барьером, и вылета спаренного «дипротона», для которого имеется только кулоновский барьер, но энергия равняется $E - \epsilon_0$, где $\epsilon_0 \approx 70 \text{ кэв}$ — энергия виртуального 1S_0 -уровня системы нуклон—нуклон. Легко убедиться, что, наряду с увеличением проницаемости барьера по сравнению с прохождением сквозь него двух независимых частиц, спаривание приводит здесь к «сдерживанию» барьером виртуального синглетного состояния пары нуклонов вплоть до расстояния $r_0 = \frac{\hbar}{\sqrt{m\epsilon_0}} \sqrt{l(l+1)}$ (где l —

* К такому выводу пришел и один из авторов работы⁹⁸, Слободяна, после проведения совместно с Концетгом, Шилдом и Ямабе уточненных измерений спектра тритонов в реакции $\text{He}^3(d, 2p)\text{H}^3$.

орбитальный момент оболочки, с которой покидают ядро нуклоны), а отсюда и к усилению угловой корреляции вылетающих частиц. Это расстояние r_0 сильно превышает не только радиус ядра, но и амплитуду синглетного нуклон-нуклонного рассеяния или эффективный размер «свободного» дипротона $\frac{\hbar}{\sqrt{m\epsilon_0}} \approx 2,3 \cdot 10^{-12}$ см и достигает 10^{-11} см во многих реальных случаях.

Подобное своеобразное подбарьерное существование виртуальных синглетных пар нуклонов вдали от ядра должно проявляться не только при $2p$ -распаде, но и в процессах туннельного переноса пар протонов или нейтронов — типа $(\text{Ne}^{20}, \text{O}^{18})$ или $(\text{O}^{18}, \text{O}^{16})$ — в реакциях тяжелых многозарядных ионов.

§ 4. «ТРИНЕЙТРОН» И ПОЛОЖЕНИЕ УРОВНЯ $T = 3/2$ ПРИ $A = 3$

В недавней работе группы югославских физиков¹¹, изучавших спектры дейтронов и протонов при расщеплении трития нейтронами с энергией $14,4$ Мэв, был поставлен вопрос о возможности существования связанного тринейтрона (монокроматическая линия в спектре протонов).

Существование связанного тринейтрона означало бы, что энергия возбуждения уровня $T = 3/2$ (над уровнем $T = 1/2$) при $A = 3$ лежит ниже $8,5$ Мэв и что должен существовать связанный возбужденный уровень трития (а возможно, и He^3 , если уровень $T = 3/2$ расположен ниже $7,7$ Мэв). Все это представляется крайне маловероятным*). В самом деле, энергия связи третьего нейтрона, систематически убывающая с уменьшением Z , становится отрицательной уже для He^5 . На рис. 3 приведены положения энергии первого возбужденного уровня с $T = T_{\text{основн}} + 1$ (т. е. $T = 1$ при $N = Z$ и $T = 3/2$ при $N = Z + 1$) для ядер с $A = 2 \div 26$. Интерполяция для $A = 3$ дает значение $E(T = 3/2, A = 3) \approx 13 - 15$ Мэв.

Задержка распада трехнуклонных состояний с $T = 3/2$ при такой энергии может быть обусловлена лишь множителями, связанными с фазовым объемом, и вряд ли даст ширину меньше 1 Мэв.

В самом деле, приведем простейшие грубые оценки такой ширины. Вероятность того, что три частицы с длиной волны λ окажутся в объеме

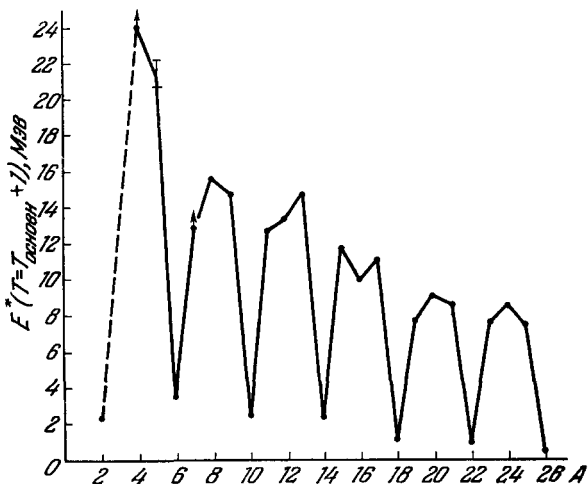


Рис. 3. Энергия возбуждения состояний с изотопическим спином, на единицу превышающим значение T для основного состояния ядер с $A = 2-26$.

*) К выводу об отсутствии связанного уровня в системе из трех нейтронов недавно пришел и Г. С. Данилов на основе уравнения Тер-Мартirosяна—Скорнякова¹⁰². Кроме того, отрицательный результат дала попытка Стоича, Степанчика, Алексиича и Попича¹⁰³ обнаружить n^3 , якобы возникающий в реакции $T(n, p)n^3$, по последующему образованию Mg^{28} в результате превращения $\text{Al}^{27}(n^3, d)\text{Mg}^{28}$.

радиусом R , пропорциональна $(R/\lambda)^2$. Поскольку в силу принципа Паули один из трех нейтронов в тринейтроне должен быть в p -состоянии, для него вероятность оказаться в ядре радиусом $R < \lambda$ будет еще меньше: $(R/\lambda)^{2l+1}$, т. е. $(R/\lambda)^3$. В итоге получается множитель не $(R/\lambda)^2$, а $(R/\lambda)^4$. При $R \approx 2 \cdot 10^{-13}$ см и $\lambda \approx 3,2 \cdot 10^{-13}$ см (что отвечает $E_n = 2$ Мэв) этот множитель равняется $\sim 6,6$; если принять ядерное время равным $\tau_0 = 10^{-22}$ сек, то с учетом сказанного только что получаем $\tau = 6,6\tau_0$ и $\Gamma = \hbar/\tau \approx 1$ Мэв.

Вопрос о положении уровня $T = 3/2$ для $A = 3$, возбуждение которого весьма маловероятно при pd - или nd -взаимодействии, может быть решен путем кинематического анализа реакций типа $\text{He}^3 + \text{S}^{32} \rightarrow (\text{He}^{3*}) + \text{S}^{32*} (T = 2)$. Отбор случаев, отвечающих возбуждению ядра-мишени с $T = 0$ на две единицы изотопического спина, позволит выделить образование трех нуклонов — продуктов распада He^3 (или T) — в состояниях с $T = 3/2$. Что такой отбор переходов ($T = 0$) $\rightarrow (T = 2)$ может быть четко произведен, показывают результаты опытов Гарви с сотрудниками^{12, 13}, выделивших в pt -реакциях образование состояний с $T = 2$ для ядер с $A = 16, 20, 24, 44, 52$.

§ 5. УРОВНИ α -ЧАСТИЦЫ

С точки зрения оболочечной модели α -частица — это два нейтрона и два протона, заполняющие $1s$ -оболочку: $(1s)^4$. При возбуждении α -частицы один из нуклонов должен перейти на следующую оболочку ($1p_{3/2}$ или $1p_{1/2}$). При этом возникают состояния $(1s)^3 1p_{3/2}$ с возможными моментами $J = 2^-$ и 1^- и с изотоп-спинами $T = 0, 1$, а также состояния $(1s)^3 1p_{1/2}$ с $J = 1^-, 0^-$ и $T = 0, 1$ — всего 8 состояний. Возможен также переход в состояние $2s$, когда образуется конфигурация $(1s)^3 2s$ с $J = 0^+, 1^+$ и $T = 0, 1$. Для того чтобы образовать возбужденное состояние с $T = 2$ из S -оболочки, необходимо удалить уже два нуклона, на что требуется гораздо больше энергии. Такие состояния будут лежать много выше, чем состояния с $T = 0, 1$.

Положение уровня α -частицы с изотоп-спином $T = 1$ связано с проблемой устойчивости других двух членов изотопического триплетта с $A = 4$ — ядер H^4 и Li^4 . В самом деле, полная энергия ядра (A, Z) может быть записана в виде

$$ZM_{\text{NC}}^A c^2 = c^2(Zm_p + Nm_n) + E_k(A, Z) + E^A(T), \quad (5)$$

где m_p и m_n — массы протона и нейтрона, $E_k(A, Z) \approx 0,6 \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}}$ Мэв — энергия кулоновского взаимодействия протонов, $E^A(T)$ — энергия, обусловленная ядерным взаимодействием нуклонов и одинаковая для всех членов изотопического мультиплетта.

Легко видеть, что, например, разность масс-дефектов ядра Li^4 и He^{4*} в состоянии с $T = 1$ равняется

$$M(\text{Li}^4) - M(\text{He}^{4*}) = -(m_n - m_p)c^2 + 0,6 \frac{4}{4^{1/3}} \approx 0,72 \text{ Мэв.}$$

Чтобы ядро Li^4 было устойчиво к распаду на $\text{He}^3 + p$, его масс-дефект должен быть меньше 22,22 Мэв (шкала масс C^{12}). Соответственно масс-дефект возбужденного ядра $\text{He}^{4*} (T = 1)$ должен быть меньше 21,5 Мэв. Между тем дефект массы ядра He^4 в основном состоянии равен 2,4251 Мэв. Таким образом, для устойчивости Li^4 требуется, чтобы энергия первого возбужденного уровня α -частицы с изотоп-спином $T = 1$ была меньше $\sim 19,1$ Мэв. Очевидна и связь положения уровня α -частицы с $T = 2$ с устойчивостью тетранейтрона.

Менее очевидна, но все же существует и связь между энергией уровня He^4 ($T = 1$) и проблемой существования H^5 , а также Be^5 . Эта связь может быть получена на основании закономерностей в энергии спаривания нейтронов в ряду легких ядер ¹⁴.

Совокупность данных о величине энергии различных уровней α -частицы, в соответствии с предположениями о стабильности различных изотопов легких элементов, приводится в табл. I.

Таблица I

Изотоп-спин уровня α -частицы	Если энергия уровня ($Mэв$) меньше, чем:	Следствием была бы:	Изотоп-спин уровня α -частицы	Если энергия уровня ($Mэв$) меньше, чем:	Следствием была бы:
любой	19,81	нуклонная (ядерная) стабильность He^{4*}	$T=1$	19,1	стабильность Li^4
$T=1$	17,4	нуклонная (ядерная) нестабильность Li^{8*} ($0,98 Mэв$) ($\text{Li}^{8*} \rightarrow \text{He}^4 + \text{H}^4$)	$T=1$	20,5	стабильность H^4
$T=1$	17,4	нестабильность B^8 ($\text{B}^8 \rightarrow \text{He}^4 + \text{Li}^4$)	$T=2$	22	стабильность H^5
$T=1$	18,6	стабильность Be^5	$T=2$	24,5	стабильность Be^4
			$T=2$	28	нестабильность He^8 ($\text{He}^8 \rightarrow \text{He}^4 + n^4$)
			$T=2$	29	стабильность n^4 , квазистабильность возбужденного состояния H^{4*} ($T=2$)

Обратимся теперь к существующим экспериментальным данным. Стабильность возбужденного ($0,98 Mэв$) состояния Li^{8*} и ядер B^8 к мгновенному α -распаду исключают $E^*(\text{He}^4, T = 1) < 17,4 Mэв$.

Анализ прямых данных по $ра$ -рассеянию показывает отсутствие связанных возбужденных уровней α -частицы, так как существование последних приводило бы к неупругому рассеянию протонов, чего не наблюдается. Таким образом, у α -частицы нет никаких возбужденных состояний с энергией, меньшей чем $19,81 Mэв$ (энергия развала на $\text{H}^3 + p$). Это сразу же отвергает и возможность существования стабильных Li^4 и Be^5 (см. табл. I).

Последующая дискуссия относится к уровням, где α -частица уже неустойчива, по крайней мере к распаду $\text{He}^{4*} \rightarrow \text{H}^3 + p$.

Обзор состояния этого вопроса на 1957 г. был дан в работе Г. Ф. Богданова, Н. А. Власова, С. П. Калинина, Б. В. Рыбакова, Л. Н. Самойлова, В. А. Сидорова ¹⁵. Там были проанализированы следующие данные ряда работ авторов обзора ¹⁵ и некоторых других (см. ссылки) работ:

а) энергетическая зависимость сечения реакции $T(pn) \text{He}^3$ ¹⁶, из которой можно заключить о наличии резонансного максимума при $E^* \approx 22 Mэв$ (все энергии отсчитываются от основного состояния α -частицы) с шириной $\Gamma \approx 3 Mэв$; возможно, что этот максимум обусловлен двумя уровнями (2^- и 1^-) с меньшими ширинами ¹⁷ — предположение, основанное на угловом распределении продуктов реакции;

б) спектры нейтронов, возникающих в $T(dn)$ - и $He^3(dn)$ -реакциях при $E_d \approx 19$ Мэв. Уровень с $E^* = 22,0 \pm 0,5$ Мэв проявился для первой, но не для второй из этих реакций, т. е. для He^4 , но не для Li^4 , откуда следует предположение об изотоп-спине $T = 0$ для этого уровня;

в) спектры электронов ¹⁸ и протонов ¹⁹, неупруго рассеянных ядрами гелия (при энергии первичных частиц, равной соответственно 400 и 181 Мэв); в обоих случаях получены доводы в пользу существования уровня α -частицы с энергией 22,5–22,7 Мэв; резонансный пик в спектре рассеянных протонов оказался асимметричным, что является еще одним доводом в пользу наличия около 22 Мэв более чем одного уровня;

г) энергетическая зависимость сечения nHe^3 -рассеяния ²⁰, которая характеризуется широким максимумом при $E_n \approx 2$ Мэв (т. е. $E^* \approx 22$ Мэв); этот максимум не проявился в nT -рассеянии, что говорит в пользу изотоп-спина $T = 0$ для 22 Мэв-уровня;

д) энергетическая зависимость сечений реакций $T(p\gamma)He^4$ ²¹ и $He^4(\gamma p)T$ ^{22, 23}, не обнаруживающая резонанса при $E^* \approx 22$ Мэв, что говорит об отсутствии $E1$ -перехода из этого возбужденного состояния в основное; это означает, что 22 Мэв-уровень может иметь любой момент при $T = 0$ или момент $J \neq 1^-$ при $T = 1$. Вся совокупность перечисленных данных свидетельствовала о наличии при $E^* \approx 22$ Мэв уровня с $T = 0$ или, возможно, двух близких уровней с $J = 2^-$ и 1^- .

Кроме того, наличие широкого максимума сечения nT -рассеяния при $E_n \approx 4$ Мэв (а также, видимо, и аналогичного второго максимума для nHe^3 -рассеяния, маскируемого первым максимумом при $E_n \approx 2$ Мэв), равно как и максимума сечений прямой и обратной реакций $T(p\gamma)He^4$ ^{22, 23} при $E_\gamma \approx 25$ Мэв, привело авторов обзора ¹⁵ к выводу о возможности существования при $E^* \approx 24$ Мэв второго возбужденного уровня α -частицы: $T = 1, J = 1^-$.

Наконец, ФИАНовской группой — А. А. Бергманом, А. И. Исаковым, Ю. П. Поповым и Ф. Л. Шапиро ²⁴ — было выдвинуто предположение о наличии наиболее низколежащего из уровней α -частицы: $E^* \approx 20$ Мэв, $J = 0^+$ или 1^+ . Этот уровень, не стабильный к распаду на $p + T$, однако же устойчив к распаду на $n + He^3$, т. е. отвечает отрицательной кинетической энергии нейтрона в nHe^3 -взаимодействии. Наличие такого уровня проявляется в отмеченном авторами ²¹ более быстром, чем по закону $\sigma \propto 1/v$, спаде сечений nHe^3 -взаимодействия в области энергий нейтронов до 20 кэв. Анализ энергетической зависимости $\sigma(n - He^3)$ привел к следующим альтернативным параметрам ~ 20 Мэв-уровня α -частицы ²⁵:

J	E_n резонанса	E^* (He^4)	Γ_p
1^+	—200 кэв	20,3 Мэв	200 кэв
0^+	—500 кэв	20 Мэв	1200 кэв

(здесь Γ_p — протонная ширина при энергии возбуждения $E^* = 20,6$ Мэв, отвечающей порогу распада $He^{4*} \rightarrow n + He^3$).

Указанные характеристики уровня должны были бы проявиться при pT -рассеянии соответственно при $E_p \approx 800$ кэв (1^+) или 500 кэв (0^+). И действительно, согласно измерениям Лос-Аламосской группы ²⁶, наблюдается резкий подъем сечений pT -рассеяния при уменьшении E_p от 990 до 700 кэв, трактованный, правда, авторами ²⁶ по-иному.

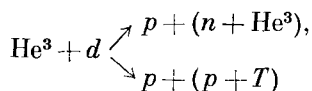
Предположения авторов ^{24,25} о существовании ~ 20 Мэв-уровня α -частицы были поставлены под сомнение Бэймом и Кубиттом ²⁷, заявившими об отклонении от закона $\sigma \propto 1/v$ в реакции $\text{Li}^6 + n$, использовавшейся в ^{24,25} как стандарт сравнения сечений. Дальнейшие измерения, о которых будет сказано ниже, подтвердили, однако, первоначальные выводы Ф. Л. Шапиро с сотрудниками и их возражения ²⁸ против аргументации авторов ²⁷.

Возвращаясь к ситуации во время написания нашего обзора ¹, можно охарактеризовать ее следующим образом: все уровни He^4 — виртуальные (выше 19,8 Мэв); уровень при $E^* \approx 20$ Мэв (скорее всего 0^+) неустойчив; уровень (или 2^- - и 1^- - уровни) при $E^* \approx 22$ Мэв с изотоп-спином $T = 0$ наиболее надежен; первый уровень с $T = 1$ лежит не ниже чем при $E^* \approx 24$ Мэв, откуда следует неустойчивость H^4 и H^5 .

За последующие годы появилось много новых экспериментальных работ, существенно дополнивших всю картину.

Прежде всего заново и тщательно были изучены реакции $d + \text{T}$ и $d + \text{He}^3$. В реакциях $\text{T} + d \rightarrow n + p + \text{T}$ ($Q = -2,2246$ Мэв, $E_{\text{дпорог}} = 3,71$ Мэв) и $\text{T} + d \rightarrow n + n + \text{He}^3$ ($Q = -2,989$ Мэв, $E_{\text{дпорог}} = 4,98$ Мэв) спектр нейтронов должен быть различен в зависимости от того, образуется ли сразу три частицы или имеет место виртуальный уровень ($p\text{T}$)- и ($n\text{He}^3$)-систем. При данной энергии дейтрона нейтроны большей энергии получаются в первой из этих реакций, и потому наиболее полную информацию дает вид спектра нейтронов вблизи максимального значения энергии, отвечающей совместному вылету p и T . Аналогичный «пик» нейтронного спектра от второй реакции уже попадает в трехчастичную область $n + p + \text{T}$ и потому менее выделен. Исследованная Лефевром и др. ²⁹ форма спектров нейтронов под углом 0° при $E_d = 8,32$ Мэв говорит в пользу уровня He^4 с $E^* = 20,0 \pm 0,2$ Мэв. В то же время в этой работе не подтвердился уровень при $E^* = 22$ Мэв, полученный ранее ¹⁵ при изучении этой же реакции, правда, при более высокой энергии ($E_d = 18-19$ Мэв). Изучению $\text{T} + d$ -реакции были посвящены также работы Поппе ³⁰ и Поппе, Холбрау и Боркерса ³¹, где энергетический спектр нейтронов измерялся в широком интервале энергий ($E_d = 6-11$ Мэв) и углов вылета нейтрона ($\theta = 0-70^\circ$). Обработка этих данных настойчиво указывала на существование уровня He^{4*} с $E^* = 20,4$ Мэв и шириной $\Gamma \approx 300-400$ кэв. Следует отметить важное обстоятельство: соответствующий He^{4*} пик в нейтронных спектрах $\text{T} + d \rightarrow n + (p + \text{T})$ особенно ярко проявлялся при $E_d = 6$ Мэв, а в ветви $\text{T} + d \rightarrow n + (n + \text{He}^3)$ — при $8-9$ Мэв. Единственным и довольно естественным объяснением здесь является следующее: уровень $20,4$ Мэв лежит ниже ($n + \text{He}^3$)-, но выше ($p + \text{T}$)-порога. Это означает, что волновые функции обеих пар частиц в He^{4*} совершенно различны, так как волновые функции n имеют вид затухающих экспонент, а волновые функции p — вид синусов. Поэтому в He^{4*} обе пары ($p + \text{T}$) и ($n + \text{He}^3$) неэквивалентны; другими словами, само понятие изотопического спина в какой-то мере теряет здесь смысл. Этим в свою очередь объясняется и различное поведение обеих ветвей реакции. На возможность эффектов такого рода для пороговых состояний указывалось в работе А. И. Базя ³². Вопрос этот подробно рассмотрен ниже, в § 6.

Спектр протонов реакций



при $E_d = 6-14$ Мэв изучался Стюартом, Бролли и Розеном ³³. Этот

эксперимент, однако, не позволил ничего сказать об уровнях He^4 , так как энергетическое разрешение было слишком грубым. Более аккуратно эта реакция была изучена Янгом и Ольсеном³⁴, причем был найден ярко выраженный пик в спектре протонов, соответствующий уровню He^4 с $E^* = 20,08 \pm 0,05 \text{ Мэв}$ и шириной $0,20 \pm 0,05 \text{ Мэв}$ (рис. 4 и 5). Энергия дейтронов в этом эксперименте менялась в интервале 6—10 Мэв , а угол вылета протонов — в интервале $\theta = 14 - 30^\circ$.

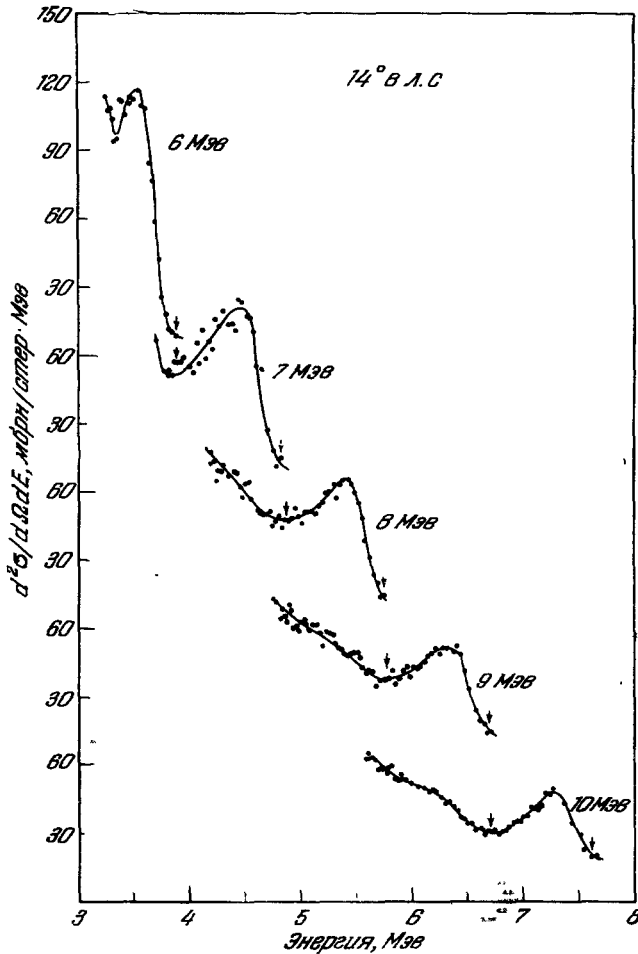


Рис. 4. Спектры протонов, вылетающих под углом 14° при бомбардировке ядер He^3 дейтронами с энергией 6—10 Мэв ³⁴.

Стрелки указывают максимальную возможную энергию протонов в реакциях $\text{He}^3(d, pp)\text{T}$ (большая энергия) и $\text{He}^3(d, pr)\text{He}^3$ (меньшая энергия).

Наиболее прецизионные исследования спектра протонов в $d\text{He}^3$ -реакции (при бомбардировке дейтерия ядрами He^3 с энергией 31,5 Мэв) были выполнены в последнее время Донованом, Кэйном, Молленауэром и Паркером³⁵. Эти авторы использовали двумерный анализатор для выделения и сопоставления разных кинематических вариантов реакций с образованием трех частиц в конечном состоянии. На рис. 6 показаны примеры их данных по сопоставлению энергий протонов (T_4), вылетающих под углом 50° и тригонов или He^3 (T_3) под углом 21° . Слева даны

расчетные кривые разных вариантов распада для этих углов. В области наибольших значений T_3 проходит расчетная кривая Tp -совпадений, охватывающая расчетную кривую $He^3 p$ -совпадений. Остальные кривые относятся к pp - и dp -совпадениям. В общем случае кинематике реакций с образованием двух частиц отвечают различные точки на кривых типа

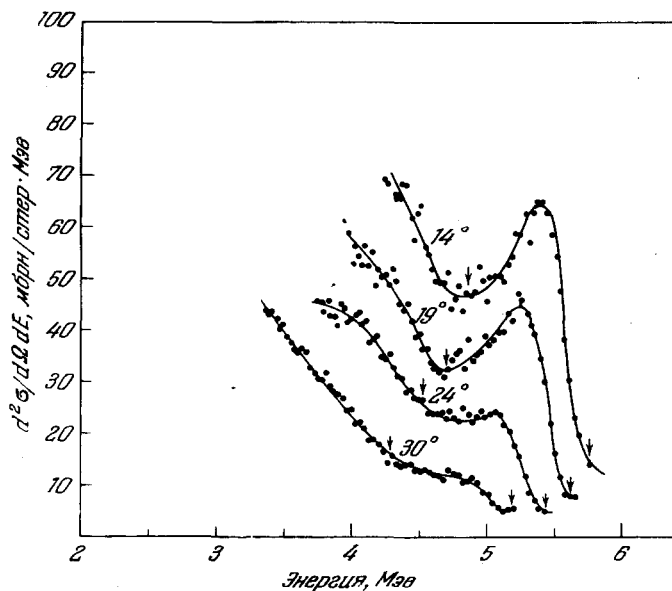


Рис. 5. Спектры протонов, вылетающих под углами $14-30^\circ$ при бомбардировке ядер He^3 дейтронами с энергией 8 Мэв ³⁴. Стрелки имеют то же значение, что и на рис. 4.

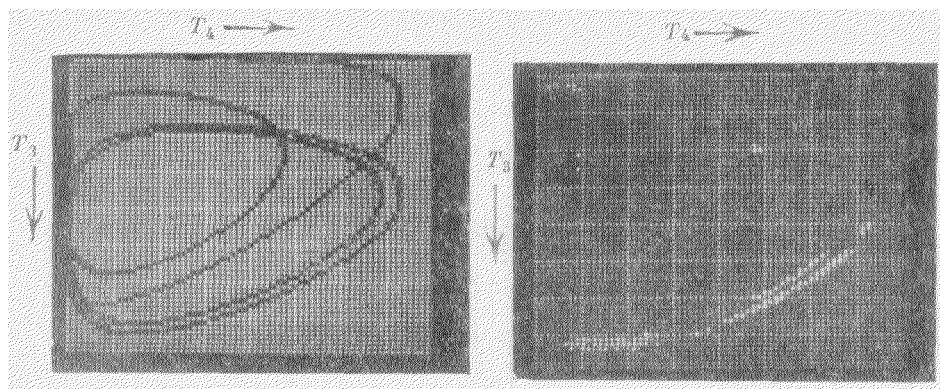


Рис. 6. Связь энергии протонов (T_4) с энергией тритонов или ядер He^3 (T_3) в реакциях $He^3(d, pp)T$ и $He^3(d, np)He^3$. Слева — расчетные кривые для $E(He^3) = 31,5 \text{ Мэв}$; справа — экспериментальные данные ³⁵. Значение T_3 — по оси ординат, T_4 — по оси абсцисс.

T_4-T_3 ; образованию трех частиц соответствуют изображенные на рисунке кривые, реакциям с образованием четырех частиц — ограниченные изображенными кривыми области пространства. Справа на рис. 6 приведены результаты опыта. Максимумы интенсивности (сгущение точек) в каких-то участках расчетных кривых обусловлены промежуточными виртуальными состояниями. Анализ положения таких сгущений при раз-

ных углах регистрации Γ и p , He^3 и p позволяет весьма точно установить свойства виртуальных состояний. Таким образом, авторы ³⁵ обнаружили два возбужденных уровня He^4 и приводят следующие их характеристики:

$$E = 19,96 \pm 0,02 \text{ Мэв}, \quad \Gamma = 125 \pm 25 \text{ кэв},$$

$$E = 21,2 \pm 0,2 \text{ Мэв}, \quad \Gamma = 1,2 \text{ Мэв}, \quad \Gamma_p = \Gamma_n.$$

Ряд сведений об уровнях α -частицы может быть получен и в опытах по $p\Gamma$ -рассеянию. Так, например, в работе Джерми, Зильберта, Смита

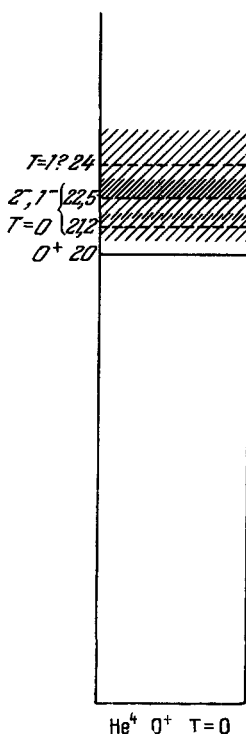


Рис. 7. Схема энергетических уровней α -частицы.

и Лооса ³⁶, промеривших сечение $p\Gamma$ -рассеяния при $E_p = 163-520 \text{ кэв}$, был обнаружен резонанс при энергии протонов, соответствующий возбужденному уровню He^4 $E^* = 20,1 \text{ Мэв}$. Сами авторы этой работы, однако, не сделали вывода о существовании уровня, так как, по их мнению, этот резонанс можно объяснить интерференцией кулоновского и ядерного рассеяний.

Результаты некоторых перечисленных выше экспериментов были проанализированы Вернцем и Бренне-ном ³⁷ в предположении об 1S_0 -или 3S_1 -возбужденном состоянии. Эти авторы отдают предпочтение состоянию 1S_0 (0^+). Хорошее согласие с экспериментом получается, если для положения уровня взять значение $E^* = 20,2 \text{ Мэв}$, а приведенные n - и p -ширины положить равными $\gamma_p^2 = \gamma_n^2 = 3 \cdot 10^{-13} \text{ см} \times 4,2 \text{ Мэв}$.

К возбужденному состоянию He^4 с энергией около 20 Мэв ведет еще одна цепочка фактов. В свое время Франком и Гаммелем ³⁸ был проведен фазовый анализ $p\Gamma$ -рассеяния при $E_p > 0,8 \text{ Мэв}$. Полученные фазы указывали на существование уровня с $E^* = 20,4 \text{ Мэв}$ и приведенной шириной $2,7 \text{ Мэв}$. Этому выводу не придавалось большого значения, так как фазовый анализ был проведен при очень грубых упрощающих предположениях. Однако в дальнейшем оказалось, что S -фазы тем не менее были получены правильно; с их помощью хорошо объяснялись сечения $p\Gamma$ -рассеяния при $E_p = 50, 120$ и 175 кэв , измеренные Ю. Г. Балашко, И. Я. Баритом и Ю. А. Гончаровым ³⁹. В последнее время Ю. Г. Балашко, И. Я. Барит, Л. С. Дулькова и А. Б. Курепин ⁴⁰ вновь подтвердили наличие возбужденного уровня α -частицы ($E^* = 20,3 \pm 0,12 \text{ Мэв}$; 0^+) благодаря прецизионному исследованию $p\Gamma$ -рассеяния в интервале углов $40-152^\circ$ (в с. ц. и.) и энергий протона $E_p = 300-990 \text{ кэв}$.

Данные брукхейвенской ³⁵ и ФИАНовской ^{39,40} групп были детально проанализированы и сопоставлены Мейерхофом ⁴¹, который пришел к выводу, что всем этим данным отвечает резонансная энергия $E^* \approx 20,4 \text{ Мэв}$,

при которой фаза $^1S_0 p$ T-рассеяния проходит через $\pi/2$. Однако максимальному значению матричного элемента перехода $|M|^2$, который пропорционален $\frac{\sin^2\delta}{\Gamma_p}$, отвечает $E^* = 20 - 20,1$ Мэв.

Таким образом, в различных работах, посвященных ~ 20 Мэв-уровню α -частицы, речь идет, видимо, об одном и том же возбужденном состоянии, впервые обнаруженном Ф. Л. Шапиро с сотрудниками²⁴.

Уровень с энергией возбуждения $E^* \approx 22$ Мэв получил подтверждение в недавней работе большой группы японских физиков⁴². Ими исследовалось неупругое рассеяние 55 Мэв-протонов на He^4 и была обнаружена группа неупруго рассеянных протонов, соответствующая уровню He^4 с энергией возбуждения $22,5 \pm 0,7$ Мэв и шириной $1,7 \pm 0,5$ Мэв.

Остается неясным, уточняют ли приведенные выше результаты брукхайвенской группы³⁵ ($E^* = 21,2$ Мэв) положение уже давно обсуждавшегося Н. А. Власовым с сотрудниками (см., например,¹⁵) уровня α -частицы $E^* \approx 22$ Мэв, как будто бы вновь подтвержденного и в японской работе⁴², или же речь идет о двух близких уровнях, расстояние между которыми лежит в пределах их ширин. Завершая обсуждение вопроса об уровнях α -частицы, надо подчеркнуть безусловную важность подробного исследования угловых распределений и поляризации частиц при упругом рассеянии и взаимном превращении «пар» $p + T$ и $n + \text{He}^3$. Такое детальное исследование позволит надежно установить абсолютные величины и энергетическую зависимость всех четырех фаз s - и p -рассеяния и проверить изотоп-спиновые характеристики возбужденных уровней системы из четырех нуклонов.

Итак, совокупность экспериментальных работ последних лет приводит к следующей (изображенной на рис. 7) схеме уровней α -частицы: $E^* \approx 20$ Мэв, стабильный к распаду на $n + \text{He}^3$, но не стабильный к распаду на $p + T$; 0^+ ; $T=0$ (главным образом) и 1 (примесь) — см. § 6. Этот уровень, долго подвергавшийся сомнениям, стал сейчас самым изученным. Далее, один или два уровня при $E^* = 21 - 22$ Мэв (2^- и (или) 1^- ; $T=0$) и, наконец, «уровень» $E^* = 24$ Мэв, который проявляется наименее выразительно. При обсуждении свойств гипотетического виртуального ядра H^4 мы увидим, что по данным работ⁴³ и⁴⁴ оно как раз должно соответствовать ~ 24 Мэв-уровню в He^4 , что служит дополнительным аргументом в пользу значения $T=1$ для этого уровня. Одно время для этого состояния было предложено⁴⁵ значение $T=2$, но, как мы увидим ниже, для этого нет никаких оснований.

§ 6. О СЛУЧАЯХ НЕПРИМЕНИМОСТИ ПОНЯТИЯ ИЗОТОПИЧЕСКОГО СПИНА

Имеется широко распространенное мнение, что все не очень сильно возбужденные состояния легких ядер обладают определенным значением изотопического спина. Аргументируется это тем, что в легких ядрах кулоновская энергия невелика (грубо можно считать, что для таких ядер энергия кулоновского взаимодействия на один протон равна $0,4(Z-1)$ Мэв и силы, действующие на нейтроны и протоны в таких ядрах, почти одинаковы). Существует, однако, довольно широкий класс возбужденных состояний, при рассмотрении которых нужно весьма осторожно пользоваться понятием изотопического спина. Это состояния промежуточного ядра, расположенные вблизи какого-нибудь из порогов развала.

Для того чтобы понять, в чем здесь дело, рассмотрим идеализированный пример. Пусть имеются две пары изотопически сопряженных час-

тиц: $a + x$ и $b + y$ (например, $p + T$ и $n + He^3$). Из-за кулоновского взаимодействия масса пары ($a + x$) не совпадает с массой пары ($b + y$) (разность масс $n + He^3$ и $p + T$, например, составляет $0,765 Mэв$; выше, на рис. 7, отмечены пороги развала α -частицы на $p + T$ и $n + He^3$); обозначим разность масс через Q . Рассмотрим теперь структуру возбужденных состояний промежуточного ядра, образующегося при столкновении частиц ($a + x$) или ($b + y$).

Будем предполагать, что в области расстояний между частицами $r < R$ взаимодействие велико и что в этой области возможны переходы $a + x \rightleftharpoons b + y$. При $r > R$ будем считать взаимодействие отсутствующим. Во внутренней области ($r < R$), где взаимодействие между частицами велико, можно пренебрегать разницей между нейтронами и протонами и, следовательно, можно ввести понятие изотопического спина: существуют два решения уравнения Шрёдингера в этой области; одно не меняется при замене $a \rightleftharpoons b$, $x \rightleftharpoons y$ (состояние с $T = 1$), а второе меняет при этой замене знак (состояние с $T = 0$). Эти решения имеют вид

$$\Psi_{T=1} = [\Phi(a) + \Phi(b)] \varphi_1, \quad \Psi_{T=0} = [\Phi(a) - \Phi(b)] \varphi_0 \quad (r < R),$$

где $\Phi(a)$ и $\Phi(b)$ — внутренние волновые функции пар ($a + x$) и ($b + y$), а φ_1 и φ_0 — функции, описывающие относительное движение этих частиц. Наиболее общая волновая функция нашей системы в области $r < R$ может быть записана как $\sigma \Psi_{T=1} + \Psi_{T=0}$, где σ — некоторая постоянная. Эта функция должна непрерывным образом сшиваться с волновой функцией во внешней области: $\Psi = \alpha \Phi(a) \chi_a + \beta \Phi(b) \chi_b$ ($r > R$); χ_a и χ_b здесь описывают движение пар ($a + x$) и ($b + y$) во внешней области. Например, в случае нулевого орбитального момента

$$r\chi_a = e^{-k_a r}, \quad r\chi_b = e^{-k_b r}, \quad k_a = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}, \quad k_b = \sqrt{\frac{2m(E+Q)}{\hbar^2}}. \quad (6)$$

Условия сшивки определяют значения постоянных α , β , σ . При этом получается, что если $Q = 0$, то для σ возможны только два значения: $\sigma = 0$ или $\sigma = \infty$. Первое отвечает состоянию с $T = 0$, а второе — состоянию с $T = 1$. Если же $Q \neq 0$, то σ принимает промежуточные значения $0 < \sigma < \infty$; волновая функция системы при $r < R$ является в этом случае смесью состояний с различными изотопическими спинами.

Разберем этот случай до конца. Волновые функции во внутренней области нормируем следующим образом:

$$[R\Psi_{T=0}(R)] = 1, \quad [R\Psi_{T=1}(R)] = 1. \quad (7)$$

Производные этих функций обозначим через λ_0 и λ_1 :

$$(R\Psi)_{T=0}'(R) = \lambda_0, \quad (R\Psi)_{T=1}'(R) = \lambda_1. \quad (8)$$

Наиболее общее решение во внутренней области имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \Psi &= \sigma [\Phi(a) + \Phi(b)] \varphi_1(r) + [\Phi(a) - \Phi(b)] \varphi_0(r) = \\ &= \Phi(a) [\varphi_0 + \sigma \varphi_1] - \Phi(b) [\varphi_0 - \sigma \varphi_1], \end{aligned}$$

где σ — произвольная постоянная. Условие сшивки этой функции с внешними волновыми функциями приводит к двум уравнениям для логарифмических производных (см. (7)–(8))

$$\frac{\lambda_0 + \sigma \lambda_1}{1 + \sigma} = \tau_a, \quad \frac{\lambda_0 - \sigma \lambda_1}{1 - \sigma} = \tau_b, \quad (9)$$

где через $\tau_{a,b}$ обозначены логарифмические производные внешних вол-

новых функций при $r = R$: $\tau_a = \frac{(r\chi_a)'}{(r\chi_a)} \Big|_{r=R}$, $\tau_b = \frac{(r\chi_b)'}{(r\chi_b)} \Big|_{r=R}$. В систему уравнений (8) входит только одна произвольная постоянная σ . Поэтому решение возможно (а это означает, что связанное состояние существует), лишь если оба уравнения совместны, т. е. если имеют место равенства

$$\sigma = -\frac{\tau_a - \lambda_0}{\tau_a - \lambda_1} = \frac{\tau_b - \lambda_0}{\tau_b - \lambda_1}. \quad (10)$$

Мы считаем, что при $r > R$ взаимодействие между частицами пропадает. В этом случае волновые функции χ_a и χ_b даются формулами (6) и $\tau_a = -k_a$, $\tau_b = -k_b$. В силу (10) λ_1 и λ_0 однозначно связаны, и одну из них можно выбрать произвольно, например λ_0 . Для простоты формул положим $\lambda_0 = 0$. Тогда

$$\lambda_1 = \frac{2\tau_a\tau_b}{\tau_a + \tau_b} \quad \text{и} \quad \sigma = \frac{\tau_b + \tau_a}{\tau_b - \tau_a}.$$

Из этих формул видно, что случай $\lambda_0 = 0$, который мы рассматриваем, отвечает состоянию, когда при $\tau_a = \tau_b$ (т. е. при равенстве масс пар $(a+x)$ и $(b+y)$) волновая функция содержит только компоненту с $T = 1$. Таким образом, действительно, при $\tau_a = \tau_b$ состояние обладает определенным значением изотопического спина. То, что $\tau_a \neq \tau_b$, приводит к появлению примеси состояния с $T = 0$.

Вместо σ удобно ввести величину $\zeta = \sigma^2 / (1 + \sigma^2)$, которая есть не что иное, как относительная доля состояния с $T = 1$. Для чистого состояния с $T = 1$ $\zeta = 1$, а для чистого состояния с $T = 0$ $\zeta = 0$.

На рис. 8 приведена зависимость величины ζ от энергии связи E состояния (энергия отсчитывается от меньшего из двух порогов развала на $a+x$). Расчеты проведены для трех значений разности масс пар $(a+x)$

и $(b+y)$: $Q = 0,5, 1$ и $1,5$ Мэв. Бросается в глаза, что чем ближе возбужденное состояние к порогу, тем сильнее эффект. При $E \rightarrow 0$ $\zeta = 1/2$; это означает, что доли состояний с $T = 0$ и с $T = 1$ равны. Таким образом, состояние не обладает определенным значением изотопического спина. На самом деле положение еще хуже. Ведь до сих пор мы говорили лишь об области $r < R$; в области $r > R$ волновые функции χ_a и χ_b пар $(a+x)$ и $(b+y)$ сильно отличаются друг от друга. При $E \rightarrow 0$,

например, $k_a \rightarrow 0$ и $\chi_a \rightarrow \text{const}$, а $\chi_b \rightarrow e^{-k_{b0}r}$ ($k_{b0} = \sqrt{\frac{2mQ}{\hbar^2}}$). На доста-

точно большом расстоянии от ядра волновая функция системы содержит только член, описывающий пару $(a+x)$. Таким образом, при $r > R$ пары $(a+x)$ и $(b+y)$ не эквивалентны, и в этой области вообще нельзя ввести понятие изотопического спина.

Приведенный выше расчет является чисто иллюстративным, но качественный результат является общим, не зависящим от конкретной модели.

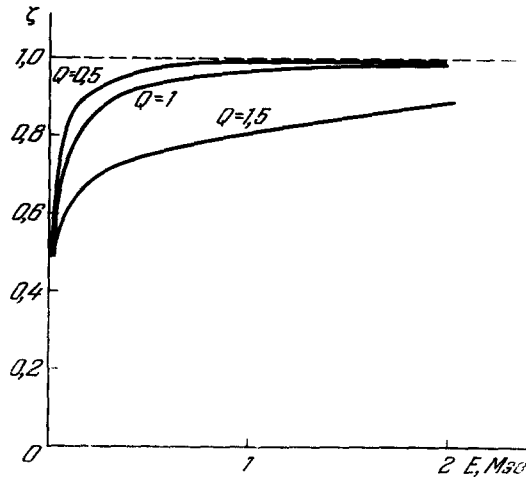


Рис. 8. Иллюстрация неприменимости понятия изотопического спина в околупороговой области.

Поэтому все сказанное в принципе целиком относится и к ~ 20 *Мэв*-уровню α -частицы. Однако примесь состояния с $T=1$ в данном частном случае оказывается мала ($\sim 10\%$ по Д. А. Заикину и В. А. Сергееву¹⁰⁴) и в основном представлено состояние с $T=0$.

§ 7. ПРОБЛЕМА H^4

Если H^4 существует, то энергетически наиболее выгодной его конфигурацией, по-видимому, должна быть $(1s)^3 1p_{3/2, 1/2}$, $(1s)^3 2s$ или $(1s)^2 (1p)^2$, и, таким образом, возможны состояния 2^- , 1^- , 0^- , 1^+ , 0^+ , причем, очевидно, $T = 1$.

Имеются две возможности:

а) H^4 есть истинно стабильное образование, время жизни которого лимитируется лишь β^- -распадом;

б) H^4 способен распадаться на $n + T$; в этом случае H^4 распадается за ядерные времена.

Как мы увидим, первая возможность представляется сейчас уже совершенно нереальной. Прежде всего, энергия связи H^4 не может быть больше, чем 3,50 *Мэв*, так как в противоположном случае был бы возможен прямой распад $Li^{8*} (0,98 \text{ Мэв}) \rightarrow He^4 + H^4$. Таким образом, энергия β^- -распада $H^4 \rightarrow He^4$ $E_{\beta_{\max}} > 17,1 \text{ Мэв}$. С другой стороны, стабильность H^4 относительно распада на $n + T$ означала бы, что $E_{\beta_{\max}} < 20,6 \text{ Мэв}$. При указанном интервале возможных значений $E_{\beta_{\max}}$ легко можно оценить нижнюю границу для времени жизни H^4 по отношению к β^- -распаду. В различных предположениях о моменте H^4 получаем для β^- -переходов в основное состояние He^4 следующие грубые оценки периодов полураспада:

$$\left. \begin{array}{c} J \\ 2^- \\ 1^- \\ 0^- \end{array} \right\} \geq 10 \text{ мин (lg ft} \approx 9), \quad \left. \begin{array}{c} J \\ 1^+ \\ 0^+ \end{array} \right\} \geq 0,03 \text{ сек (lg ft} \approx 5).$$

Как указывалось выше, возбужденному состоянию He^4 с энергией $E^* \approx 20 \text{ Мэв}$ нельзя приписать какое-либо определенное значение изотоп-спина. Однако даже если считать это состояние изотопически идентичным ядру H^4 (по виду пространственной части волновой функции), т. е. принять существование сверхразрешенного перехода $H^4 \rightarrow He^{4*}$, и то период полураспада будет $T_{1/2} > 3 \text{ час}$, т. е. таким переходом можно было бы, по-видимому, всегда пренебрегать по сравнению с β^- -распадом в основное состояние He^4 . Поискам β^- -распада гипотетического H^4 было посвящено много работ. Первая такая работа была выполнена еще в 1951 г. Мак-Нэйлом и Роллом⁴⁶, которые пытались зарегистрировать β^- -распад H^4 после бомбардировки трития дейтронами с энергией 0,5—3,8 *Мэв*, причем безуспешно искали активность с периодом полураспада от 0,006 до 3 *сек*, а также около 100 *сек*.

В работах Брейта и Макинтоша^{47, 48} было получено теоретическое отношение выходов $Y(H^4)/Y(Li^8)$ реакций $T(dp)H^4$ и $Li^7(dp)Li^8$ для разных значений Q первой из этих реакций при $E_d = 3,8$ и 4,1 *Мэв*. Исходя из того, что в⁴⁶ не был найден β^- -активный H^4 , авторы работ^{47, 48} получили верхний предел отношения выходов $Y(H^4)/Y(Li^8)$ в предположениях, что $T_{1/2}(H^4)$ лежит в пределах от 0,001 до 100 *сек*. В этом интервале указанное отношение растет от 0,1 до $3 \cdot 10^4$. Таким образом, наименее вероятным оказывается существование H^4 с малым $T_{1/2}$, хотя вытекающее из отрицательного результата⁴⁶ ограничение и в этом случае еще чрезвычайно мягкое.

В 1955 г. А. Реутом, С. Коренченко, В. Юрьевым и Б. Понтекорво⁴⁹ была предпринята попытка обнаружить H^4 в продуктах расщепления ядер углерода 300 Мэв-протонами. Эти авторы искали активность с $T_{1/2} = (2 \div 10) \cdot 10^{-3}$ сек и $E_\beta > 12$ Мэв. Соответствующая активность не была, однако, обнаружена с указанными верхними пределами:

$$E_\beta > 12 \text{ Мэв}, T_{1/2} = 2 - 4 \cdot 10^{-3} \text{ сек}, \sigma < 10^{-30} \text{ см}^2,$$

$$E_\beta > 12 \text{ Мэв}, T_{1/2} = 4 - 10 \cdot 10^{-3} \text{ сек}, \sigma < 10^{-29} \text{ см}^2.$$

В 1962 г. на 3,5 Мэв-ускорителе Ван-Граафа обследовались⁵⁰ гипотетические реакции $\text{T}(n\gamma)\text{H}^4$, $\text{He}^3(dn)\text{Li}^4$, $\text{He}^3(p\gamma)\text{Li}^4$ и $\text{T}(dp)\text{H}^4$. β^- -активный H^4 не был найден, и в предположении, что $T_{1/2} = 5 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^5$ сек, верхняя граница для сечения его образования в перечисленных реакциях оказывается равной $\sigma < 3 \cdot 10^{-30}$ см².

В 1963 г. появилось сообщение⁵¹ об особенно чистом эксперименте: Спайсером изучалась реакция $\text{Li}^6(\gamma, 2p)\text{H}^4$, где, кроме H^4 , не может появиться никаких конкурирующих β^- -активностей. Облучение проводилось на 35 Мэв-бэтатроне с поисками активности с $E_\beta > 8$ Мэв. Вывод Спайсера таков: если H^4 существует и его время жизни заключено в пределах $5 \cdot 10^4$ сек $> T_{1/2} > 5 \cdot 10^{-3}$ сек, то сечение образования H^4 $\sigma < 0,6 \cdot 10^{-30}$ сек. Нефренс и Москати⁵² искали β^- -активный H^4 , облучая 250 Мэв-тормозным излучением природную смесь изотопов Li^6 . Опять был получен отрицательный результат: сечение образования H^4 оказалось меньше, чем

$$\sigma < 6,7 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2 \text{ для } T_{1/2} = 3 \text{ мин},$$

$$\sigma < 2,7 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2 \text{ для } T_{1/2} = 1000 \text{ мин}.$$

Не были обнаружены в этих опытах и запаздывающие γ -лучи.

Наконец, недавно появилась работа Попича, Степанчика и Алексича⁵³, пытавшихся обнаружить образование β^- -активного H^4 в реакции $\text{Li}^7(n\alpha)\text{H}^4$ при бомбардировке лития 14 Мэв-нейтронами. Результат этой работы также оказался отрицателен, верхние пределы сечений образования H^4 в разных предположениях о его периоде полураспада таковы: $T_{1/2} \sim 10^4$ сек, $\sigma < 3 \cdot 10^{-31}$ см²; $T_{1/2} \sim 500$ сек, $\sigma < 7 \cdot 10^{-33}$ см²; $T_{1/2} \sim 10$ сек, $\sigma < 7 \cdot 10^{-30}$ см².*).

В ряде работ предпринимались и другого типа поиски H^4 , уже не связанные с его предполагаемой β^- -активностью. Так, Норбек и Литтлджон⁵⁴, бомбардируя ядра B^{10} ионами Li^7 с энергией 2,1 Мэв, искали образование N^{13} в реакции $\text{B}^{10}(\text{Li}^7, \text{H}^4)\text{N}^{13}$. Устойчивость H^4 к распаду на $n + \text{T}$ отвечает порогу такой реакции 2,4 Мэв. Таким образом, в принципе можно было бы заметить образование H^4 при энергии связи нейтрона более 0,16 Мэв. Результат, однако же, оказался отрицателен, как и в работе Стюарта, Бролли и Розена⁵⁵, исследовавших угловое распределение заряженных продуктов взаимодействия дейтронов (при $E_d = 6-14$ Мэв) с ядрами T и He^3 .

При наличии реакции $\text{T}(dp)\text{H}^4$ с тепловым эффектом от -2 до -2 Мэв здесь был бы заметен вклад обладающих большими, чем другие однозарядные частицы, пробегами ядер H^4 . Подобный вклад не наблюдался. Не было отмечено, правда, и моноэнергетической группы протонов от реакции $\text{He}^3(dp)\text{He}^{4*}$, отвечающей какому-либо возбужденному уровню α -частицы с энергией менее 26 Мэв.

Еще более подробное исследование гипотетической реакции $\text{T}(dp)\text{H}^4$ было предпринято совсем недавно Роджерсом и Стоксом⁵⁶, изучившими

*) В дальнейшем эти же авторы¹⁰⁵ еще снизили верхний предел сечения реакции $\text{Li}^7(n\alpha)\text{H}^4$: $\sigma < 10^{-31}$ см² при $0,1 < T_{1/2} < 10$ сек.

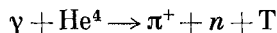
вид спектра протонов под углами 20 и 45° при бомбардировке 10 Мэв-дейтронами газовой тритиевой мишени.

О большей прецизионности этой работы по сравнению с ⁵⁵ свидетельствует то, что авторам ⁵⁶ удалось выделить вклад реакции $T(dn)He^{4*}$ с образованием ~20 Мэв-уровня α -частицы. Однако продемонстрировать образование H^4 и здесь не удалось: верхний предел сечения реакции $H^3(dp)H^4$ для угла 20° (энергия связи H^4 до 1,8 Мэв) составил менее 0,001, а для угла 45° (энергия связи H^4 до 5 Мэв) менее 0,004 от сечения реакции $H^3(dn)He^{4*}$.

На основании всех перечисленных работ следует отвергнуть существование ядерно-стабильного H^4 . К такому же выводу приводит экстраполяция данных об энергии связи в разных ядрах третьего нейтрона (см. ¹, а также ⁵⁷):

H^4	He^5	Li^6	Be^7	B^8
B_n (Мэв):	-0,957	5,663	10,7	13,93.

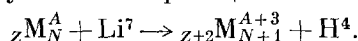
Остается, однако, вопрос о существовании виртуального состояния H^4 , способного распадаться на $n + T$. О существовании такого состояния H^4 сообщалось в работе Аргана с сотрудниками ⁴³. Эта группа изучала реакцию



при $E_{\gamma\max} = 1$ Бэв в 60 см-диффузионной камере, наполненной гелием и находившейся в магнитном поле. Проведя анализ угловых и энергетических распределений продуктов реакции и, в частности, распределений углов между плоскостями $\gamma O \pi^+$ и $\gamma O T$ (где γO — направление пучка первичных квантов), авторы ⁴³ пришли к выводу, что эти распределения имеют такой вид, как если бы реакция шла в два этапа с образованием n -нестабильного H^4 : $\gamma + He^4 \rightarrow \pi^+ + H^4$, $H^4 \rightarrow n + H^4 + Q$, $Q = 3,5-7$ Мэв. Этому состоянию H^4 должно соответствовать возбужденное состояние $He^4 E^* = 24-27,5$ Мэв.

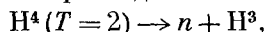
В дальнейшем появились аргументы против выводов работы ⁴³. Так, Лорман, Мейер и Вюстер ⁵⁸ теоретически рассчитали для реакции $\gamma + He^4 \rightarrow \pi^+ + n + T$ обусловленные законом сохранения импульса угловые корреляции в двумерном пространстве импульсов, в плоскости, перпендикулярной к γ -пучку. Взаимодействие между образующимися частицами предполагалось отсутствующим. Расчет велся методом Монте-Карло. В результате получилось прекрасное совпадение с экспериментальными данными Аргана и др. Близкие выводы были получены позднее Хиппелем и Дивакараном ⁵⁹, которые, произведя подробный кинематический анализ фоторождения π^+ -мезонов в гелии — в импульсном приближении, без учета nT -взаимодействия в конечном состоянии, — тоже заключили, что для объяснения результатов эксперимента ⁴³ совершенно не нужно вводить предположение о существовании H^4 . С другой стороны, выводы Аргана с сотрудниками ⁴³ были подкреплены результатами недавней работы Коэна, Канариса, Маргулиса и Розена ⁴⁴, исследовавших с помощью телескопов совпадений спектры продуктов реакций $Li^6(\pi^-, H^2)H^4(?)$ и $Li^7(\pi^-, H^3)H^4(?)$ при захвате ядрами лития остановившихся π^- -мезонов. В первой из этих реакций, где для H^4 может проявиться лишь значение $T = 1$, было обнаружено существование нейтронно-нестабильного состояния H^4 с энергией распада $5,1 \pm 1,5$ Мэв (что отвечает $E^*(He^4, T = 1) \approx 25,6 \pm 1,5$ Мэв) и шириной $\Gamma \lesssim 3$ Мэв. Вероятность образования такого состояния при захвате π^- -мезонов в Li^6 оценивается из опыта как $(1 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$. Во второй реакции, где для H^4 могут реализоваться значения $T = 1$ и $T = 2$, по данным авторов ⁴⁴, с вероятностью $(3 \pm 1,5) \cdot 10^{-4}$ возникает состояние H^4 с энергией

распада $8,1 \pm 1,5 \text{ Мэв}$ и $\Gamma \ll 3 \text{ Мэв}$ (т. е. $E^* = 28,6 \pm 1,5 \text{ Мэв}$). Надо сказать, что при $T = 2$ подобное состояние отвечало бы наличию слабо связанного тетранейтрона; при $T=1$ остается некоторое различие результатов исследований захвата π^- -ядрами Li^6 и Li^7 . Были бы интересны дополнительные проверочные эксперименты, посвященные как названным, так и другим процессам, например кинематический анализ реакций, где H^4 может оказаться третьей частицей в конечном состоянии: $\pi^\pm + \text{He}^4 \rightarrow \pi^\pm + \pi^- + \text{H}^4$ или $\text{T} + \text{He}^3 \rightarrow p + p + \text{H}^4$, или исследование сложных вариантов переноса нуклонов в реакциях тяжелых ионов типа



Надо сказать несколько слов и о терминологии. Если у нейтронно-нестабильного состояния H^4 изотопический спин $T = 1$, то распад на $n + \text{H}^3$ происходит с ядерным временем, что еще не так страшно. Но энергия распада $3,5 - 7 \text{ Мэв}$ слишком велика, чтобы это состояние H^4 назвать виртуальным. Даже очень либеральное определение «состояния», принятое нами в § 1, не позволяет применить его в данном случае. Особенно четко это видно из данных о так называемом состоянии He^4 $E^* = 24 \text{ Мэв}$, которое должно являться аналогом H^4 . Оно настолько широко (несколько Мэв), что соответствует уже ядерному времени жизни (около 10^{-22} сек) и в экспериментах проявляется лишь как очень плавный и широкий горб на кривых. Но ведь не всякий «горб» есть «состояние»! Поэтому о существовании H^4 и некоторых других многонуклонных систем с избытком нейтронов имеет смысл говорить лишь как о своеобразных «резонансных» системах (типа мезонных и гиперонных резонансов).

Обсуждение вопроса об H^4 не исчерпывается вариантом $T = 1$. Желая согласовать приведенное в ¹⁴ соображение о том, что устойчивость H^5 требует для He^4 условия $E^*(T = 1) < 22 \text{ Мэв}$, с сообщением Нефенса ⁶⁰ об открытии β^- -активного H^5 , Арган и Пьяццолли ⁴⁵ предположили, что описанное ими в ⁴³ состояние H^4 имеет $T = 2$. Правила отбора по изотопическому спину не позволили бы ему тогда проявиться в экспериментах, поставленных для поиска возбужденных состояний He^4 (см. § 5). Так как прямой распад



единственно возможный при избыточной (над гипотетической энергией связи нейтрона) энергии возбуждения H^4 менее $6,26 \text{ Мэв}$ (что отвечает $E^*(\text{He}^4) < 26,8 \text{ Мэв}$), а равно и распад $\text{H}^4(T = 2) \rightarrow 2n + \text{H}^2$ могут идти только за счет нарушений правил отбора по T , то такое состояние при избыточной энергии H^4 менее $8,5 \text{ Мэв}$ (т. е. $E^*(\text{He}^4) \ll 29 \text{ Мэв}$) обладало бы довольно большим временем жизни, по крайней мере на несколько порядков большим, чем 10^{-22} сек . В этом случае, однако, существовал бы стабильный тетранейтрон с большой энергией связи ($\sim 5 \text{ Мэв}$) и, наоборот, заведомо не существовал бы вследствие распада $\text{He}^8 \rightarrow \text{He}^4 + n^4$ относительно правдоподобный в качестве ядерно-стабильного изотоп He^8 , рассматриваемый ниже, в § 10.

Против значения $T = 2$ для 24 Мэв -уровня α -частицы говорят и оценки положения первых возбужденных уровней легких ядер с изотоп-спинами $T = 1, 2$, данные Францини и Радикати ⁶¹ на основании схемы изотопических супермультиплетов. Для α -частицы эти авторы получили энергию $21,7 \text{ Мэв}$ при $T = 1$ и $34,1 \text{ Мэв}$ при $T = 2$. Оставляя в стороне вопрос об абсолютной точности этих расчетов, надо заметить, что расчетная разность энергий уровней с $T = 2$ и $T = 1$, судя по данным для других ядер, близка к истине. Так, авторы работы ⁶ указывают, что для He^4 должно выполняться такое неравенство: $E^*(T = 2) - E^*(T = 1) \geq 1/3 E^*(T = 1)$.

Резюмируя, надо отбросить для α -частицы с энергией возбуждения ~ 24 Мэв значение $T = 2$. Вместе с тем, нельзя, конечно, исключить возможности проявления такого состояния при более высоких энергиях возбуждения. Так, по данным Леви-Сетти⁶² кинематический анализ продуктов распада гиперядра ${}_{\Lambda}\text{He}^4 \rightarrow \pi^- + p + \text{He}^3$ свидетельствует об образовании здесь промежуточного состояния Li^{4*} с энергией возбуждения около 10,6 Мэв, $\Gamma \approx 200$ кэв и предполагаемым значением $T = 2$.

Такое состояние отвечает энергии возбуждения α -частицы около 29,7 Мэв, т. е. его существование, даже при условии $T = 2$, не связано с требованием стабильности тетранейтрона. Основным вариантом распада здесь должен быть распад на четыре нуклона с $\Delta T = 0$. Общая ширина при этом может быть относительно мала (сотни кэв) по соображениям, связанным с ролью фазового объема при распаде на большое число частиц. Однако же распад $\text{Li}^{4*} (T = 2) \rightarrow p + \text{He}^3$, идущий с изменением изотопического спина, должен характеризоваться еще гораздо меньшей парциальной шириной, т. е. проявляться лишь как маловероятное ответвление. В описываемых опытах отбирались только случаи выше названных «трехлучевых» распадов ${}_{\Lambda}\text{He}^4$, и потому не было получено данных о вероятности исследуемого канала распада.

Попытки⁶³ наблюдать образование состояния $\text{Li}^{4*} (T = 2)$ при бомбардировке ядер Li^7 ионами He^3 с энергией 32 Мэв в реакции $\text{Li}^7 (\text{He}^3, \text{He}^6) \text{Li}^{4*}$ не увенчались успехом, причем среди продуктов взаимодействия вообще не были отмечены ядра He^6 .

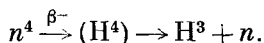
Представляет интерес тщательное изучение неупругого взаимодействия протонов с ядрами He^3 , с поисками испускания γ -квантов, возможного в случае образования в качестве промежуточного продукта возбужденных состояний Li^4 .

§ 8. ТЕТРАНЕЙТРОН

Вопрос о существовании связанной системы четырех нейтронов (тетранейтрон) представляет особый интерес. Если n^4 ядерно-стабилен, то почти наверное существуют и более тяжелые нейтронные ядра, а в пределе — и большие нейтронные «капли». Другими словами, стабильность n^4 означала бы существование нейтронных ядер, хотя отсутствие стабильного тетранейтрона еще не исключает подобное существование. Дело в том, что из-за наличия поверхностного натяжения должен иметься определенный критический размер минимальной «нейтронной капли», которая может оказаться много больше тетранейтрона. Вопрос этот разбирался в нашем обзоре¹, и с тех пор не появилось каких-либо новых данных о нейтронной жидкости.

Что же касается тетранейтрона, то известные сейчас немногочисленные экспериментальные данные говорят о том, что n^4 , видимо, не существует. Наконец, можно заметить, что даже если n^4 и стабилен, то его энергия связи должна быть меньше, чем 1 Мэв, если подтвердится существование β -активного ядра He^8 , которое в противном случае распадалось бы по схеме $\text{He}^8 \rightarrow \text{He}^4 + n^4$ (см. § 10).

Единственным способом распада связанного n^4 должен являться β -распад



Наиболее вероятно, что n^4 должен иметь момент 0^+ . Конечное состояние находится в непрерывном спектре, и его момент и четность могут оказаться любыми. Поэтому β -распад безусловно будет разрешенным, а $E_{\beta\text{max}}$

оказывается порядка 8 *Мэв*. Отсюда можно оценить нижнюю границу времени жизни: $T_{1/2} > 0,05$ сек.

Наиболее реальный путь поисков n^4 — это изучение вызываемых им вторичных реакций. Шиффер и Ванденбош⁶ искали n^4 среди продуктов деления. Предполагалось, что если n^4 образуется при делении, то, внося в активную зону образцы, содержащие азот или алюминий, можно будет наблюдать реакции $N^{14} + n^4 = n + N^{17}$ и $Al^{27} + n^4 = H^3 + Mg^{28}$, измеряя активности, соответствующие N^{17} и Mg^{28} . Результаты эксперимента показали, что если n^4 и образуется, то в очень малых количествах. Поскольку в облученных образцах не было найдено ни N^{17} , ни Mg^{28} , авторы⁶ заключили, что количество тетранейтронов, образующихся на одно деление, меньше, чем 10^{-7} (по N^{17}), и даже меньше, чем $5 \cdot 10^{-9}$ (по Mg^{28}). Эту величину надо сравнивать с частотой образования при делении других частиц: $5 \cdot 10^{-3}$ для He^4 , $7 \cdot 10^{-5}$ для p , $2 \cdot 10^{-4}$ для H^3 , $1,7 \cdot 10^{-5}$ для d и т. д. Таким образом, результат этого эксперимента отрицательный.

В самое последнее время появилась работа О. Брилля, Н. Веникова, А. Курашова, А. Оглоблина, В. Панкратова и В. Рудакова⁶⁴, в которой методом времени пролета с последующим измерением амплитуд импульсов непосредственно в системе сцинтилляторов (а не по наведенной активности) измерялось сечение образования гипотетического n^4 при облучении мишени из Ca^{48} ионами C^{12} (72 *Мэв*) и He^3 (39 *Мэв*). Было установлено, что сечение необнаруженного его образования $\sigma(n^4) < (4 \div 6) \cdot 10^{-30}$ см²/стер. В этой же работе для сечения необнаруженного образования ядра n^6 была получена верхняя граница $\sigma(n^6) < 10^{-30}$ см²/стер. Не удалось пока обнаружить связанный тетранейтрон и при наблюдении спектра ядер He^3 при захвате π^- -мезонов ядрами $Li^{7,43}$, $Li^7(\pi^-, He^3)4n$.

Таким образом, все выполненные до сих пор прямые экспериментальные работы говорят против существования тетранейтрона. Против существования тетранейтрона говорят и выводы Йенекке⁶⁵, основанные на развитой им систематизации энергии изотопически возбужденных состояний легких ядер.

Аргументация в пользу неустойчивости тетранейтрона развивается также в работе Н. А. Власова и Л. Н. Самойлова⁶⁶. Эти авторы обращают внимание на то, что во всей совокупности известных ядер нет ни одного случая, чтобы энергия связи протона не увеличивалась при добавлении двух нейтронов. Поэтому разность между энергией связи протона в H^5

$$B_p(H^5) = M_p + M_{n^4} - M_{H^5}$$

и энергией связи протона в H^3

$$B_p(H^3) = M_p + 2M_n - M_{H^3}$$

должна быть положительна

С другой стороны,

$$B_p(H^5) - B_p(H^3) = M_{n^4} - 4M_n - Q,$$

где $Q = M_{H^5} - M_{H^3} - 2M_n$ — энергия распада $H^5 \rightarrow H^3 + 2n$. Отсюда следует, что $M_{n^4} - 4M_n > Q$, т. е. неустойчивость тетранейтрона ($M_{n^4} > 4M_n$) оказывается прямым следствием неустойчивости H^5 ($Q > 0$).

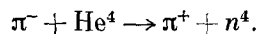
Если энергия первого возбужденного уровня He^4 с $T = 1$ будет $E^*(He^4, T = 1) \approx 24$ *Мэв*, то $Q \approx 4$ *Мэв*, откуда следует, что энергия

первого возбужденного уровня He^4 с $T = 2 E^* (\text{He}^4, T = 2) > 33 \text{ Мэв}$, ибо она должна превышать по крайней мере на 4 Мэв максимальную энергию этого уровня, отвечающую устойчивости тетранейтрона.

Приведенная оценка $E^* (\text{He}^4, T = 2)$ хорошо согласуется с данной в ⁶¹ на основе представлений об изотопических супермультиплеттах.

В заключение упомянем о нескольких схемах возможных дальнейших поисков тетранейтрона. Изотопический спин n^4 равен $T = 2$. Соответствующий уровень должен иметься и у α -частицы. Если энергия этого уровня лежит ниже порога развала α -частицы на четыре нуклона ($28,3 \text{ Мэв}$), то ширина его будет совсем мала (порядка $0,1-10 \text{ кэв}$), так как все другие способы распада $\text{He}^{4*} (T = 2)$ запрещены правилами отбора по T и могут осуществляться лишь за счет отклонений от зарядовой инвариантности или же за счет электромагнитного взаимодействия. Даже при подтверждении ядерной стабильности He^9 еще остается возможный интервал энергий такого уровня: $28-28,3 \text{ Мэв}$, что отвечало бы, например, весьма узкому уровню в pT -взаимодействии где-то при $E_{p\text{лаб}} = 10,9-11,3 \text{ Мэв}$ и аналогичным уровням в $p\text{He}^3$ -, nT - и $n\text{He}^3$ -взаимодействиях (см. ^{1,106,107}). Вместе с тем и при более высокой энергии уровня α -частицы с $T = 2$ ($28,3-29 \text{ Мэв}$), еще отвечающей наличию связанного тетранейтрона (с энергией связи менее $0,7 \text{ Мэв}$), этот уровень будет все же довольно узок, ибо он отвечает распаду на четыре нуклона. Поэтому и в области $E_{p\text{лаб}} = 11,3-12,3 \text{ Мэв}$ наличие относительно узкого уровня в pT - и других подобных взаимодействиях (с весьма малой парциальной шириной упругого рассеяния) говорило бы в пользу существования связанного тетранейтрона.

Еще один способ обнаружения n^4 — поиски двойной перезарядки



Сечение таких процессов достаточно велико (для ядер фотоэмulsion $\sigma \approx 5 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$ ⁶⁷), так что эта реакция удобна с экспериментальной точки зрения *). Интересен и предлагаемый в ⁶⁶ анализ «спектра пропавших масс» в реакции $T + T \rightarrow p + p + (n^4)$, а также исследование особенностей переноса четырех нейтронов в реакциях под действием тяжелых ионов и реакций типа $\text{Ne}^{22} + \text{Ne}^{22} \rightarrow \text{Ca}^{40} + 4n$.

§ 9. ИЗОТОП H^5

О том, существует изотоп H^5 или нет, сейчас не имеется общего мнения, хотя большинство исследователей (и мы в том числе) считает, что этот изотоп нестабилен к распаду с испусканием нейтронов.

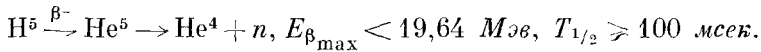
Свойства H^5 теснейшим образом связаны с вопросом о положении низшего уровня с $T = 3/2$ у He^5 : при энергии возбуждения этого уровня $E_{\text{He}^5}^* (T = 3/2) < 19,4 \text{ Мэв}$ H^5 был бы нейтронно-стабилен. Хорошо известный уровень He^5 с энергией возбуждения $E = 16,7 \text{ Мэв}$ ($J = 3/2^+$; $T = 1/2$) имеет структуру $(1s)^3 (1p)^2$. Наглядно его можно представить себе как связанные друг с другом тритон и дейтрон, находящиеся в s - или d -состоянии. В 1S_0 -состоянии два нуклона имеют $J = 0^+$ и $T = 1$. Это состояние расположено, как известно, на $2,3 \text{ Мэв}$ выше, чем связанное 3S_1 -состояние (дейтрон). Поэтому можно предположить, что у He^5 возможно состояние с $T = 3/2$, лежащее примерно на $2,3 \text{ Мэв}$ выше $16,7 \text{ Мэв}$ -состояния и имеющее структуру тритон плюс нейтрон и протон

*) В работе Дэвиса с сотрудниками ¹⁰⁰ сообщается о том, что такая попытка обнаружить образование тетранейтрона была предпринята, но с отрицательным результатом.

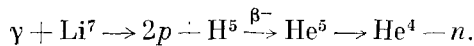
в 1S_0 -состоянии. У такого состояния $J = 1/2^+$. Исходя именно из такой концепции, Бланшар и Винтер⁶⁸ высказали предположение, что $E_{\text{He}^5}^*$ ($T = 3/2$) $\approx 19,1$ Мэв и что, следовательно, H^5 существует с запасом прочности $\sim 0,4$ Мэв. Такая оценка, однако, очень груба и, конечно, не может являться аргументом в пользу существования H^5 .

Область энергий возбуждения $25 > E^* > 16,5$ Мэв в He^5 довольно хорошо изучена. Имеются измерения полного $n\text{He}^4$ -сечения⁶⁹ при $E_n = 20-29$ Мэв, в которых не было обнаружено «следов» уровня с энергией возбуждения $19-20$ Мэв. Не проявился этот ~ 19 Мэв-уровень и в $d\text{H}^3$ -взаимодействии⁷⁰, хотя здесь имелся намек на широкий уровень при $E^* \approx 22$ Мэв. В то же время в более поздней работе⁷¹, где изучались $d\text{H}^3$ - и $d\text{He}^3$ -реакции, будто бы намечался широкий уровень $E^* \approx 19,7$ Мэв. Все эти эксперименты, однако, не очень показательны, так как и ($n\alpha$)- и (dT)-системы имеют $T = 1/2$, так что уровень с $T = 3/2$ в этих реакциях может проявиться лишь за счет нарушений зарядовой инвариантности, т. е. очень слабо. Лишь в случае $E_{\text{He}^5}^*$ ($T = 3/2$) $< 18,86$ Мэв в сечениях $n\alpha$ - и dT -взаимодействий мог бы появиться узкий ($\Gamma \sim 0,1-10$ кэв) резонансный максимум.

Более доказательным явилось бы прямое наблюдение β^- -распада H^5 :



Поискам такой активности было посвящено несколько работ. Ценс и Уоддел⁷² поставили эксперимент, в котором они подвергали бомбардировке 340 Мэв-тормозным излучением мишени из Li^6 и Li^7 и искали запаздывающие нейтроны в реакции



Регистрация нейтронов проводилась с помощью BF_3 -счетчика между импульсами синхротрона. Таким способом удалось наблюдать ($\gamma, 2p$)-реакции на ядрах B^{11} и F^{19} , но не на Li^7 ; в последнем случае аналогичный эффект наблюдался и для Li^6 , т. е. все регистрировавшиеся нейтроны были фонового происхождения. Было показано, что если период полураспада H^5 $T_{1/2} \approx 10^{-2}$ сек, то этот изотоп образуется с сечением, меньшим, чем $3 \cdot 10^{-32}$ см², т. е. менее 1% от ожидаемого из сравнения с реакциями на B^{11} и F^{19} . Та же самая цифра была получена еще ранее в работе Тауфеста⁷³, проделавшего такой же эксперимент. В соответствии с предложенной в¹⁴ аргументацией нестабильность H^5 явствует и из отсутствия возбужденных уровней α -частицы с $T = 1$ при $E < 22$ Мэв. Тем удивительнее было опубликованное в 1963 г. сообщение о работе Нефкенса⁶⁰, объявившего о новой β^- -активности с $T_{1/2} = 110 \pm 30$ мсек и $E_{\beta_{\text{max}}} > 15$ Мэв, полученной в результате облучения Li^7 320 Мэв-тормозным излучением. Работа экспериментальной установки была проверена им на реакциях $\text{Be}^9(\gamma p)\text{Li}^8$, $\text{C}^{13}(\gamma p)\text{B}^{12}$, $\text{C}^{12}(\gamma n)\text{N}^{12}$. Проверка того, не получается ли «подозрительная» на H^5 активность в результате реакций, вызываемых медленными нейтронами или иными вторичными частицами уже в глубине мишени, дала отрицательный результат. Поэтому Нефкенс, исходя из значений $T_{1/2}$, $E_{\beta_{\text{max}}}$ и из измеренного выхода новой активности ($\sigma = (1,8 \pm 0,6) \cdot 10^{-30}$ см²/эфф.квант), сделал вывод, что им зарегистрирована реакция $\text{Li}^7(\gamma, 2p)\text{H}^5$, т. е. что H^5 стабилен относительно распада на $\text{H}^3 + 2n$. Надо сказать, однако, что если в сделанной раньше работе⁷² были проведены контрольные опыты с мишенью из Li^6 (H^5 не может получаться при обстреле Li^6 γ -квантами), то Нефкенс таких измерений не производил.

Сразу же после публикации работы ⁶⁰ были поставлены опыты по проверке результатов Нефкенса. В работе Шварцшильда и др. ⁷⁴ сообщается об экспериментах по облучению Li^7 -мишени 2 *Бэв*-протонами из бруксейвского космотрона. Была использована более совершенная по сравнению с ⁶⁰ измерительная аппаратура и показано, что отношение выходов реакций $\text{Li}^7(p, 3p) \text{H}^5$ и $\text{B}^{11}(p, 3p)\text{Li}^9$ очень мало, во всяком случае, меньше чем $5 \cdot 10^{-4}$, тогда как у Нефкенса аналогичное отношение

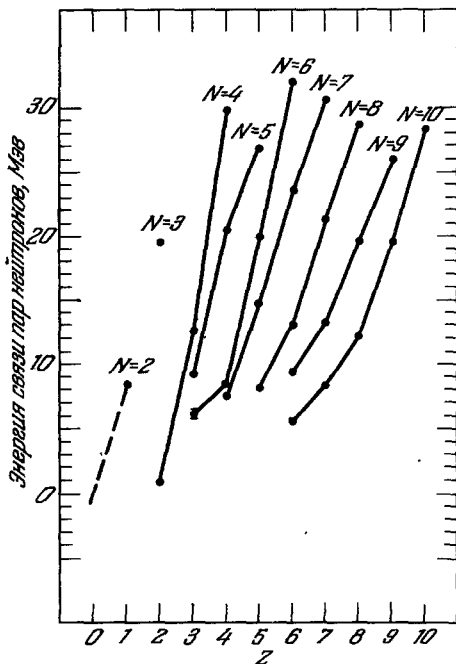


Рис. 9. Энергии связи пар нейтронов ((N-1)-го и N-го) для ядер с $Z = 1-10$.

для $(\gamma, 2p)$ -реакций получалось на два порядка больше. Между тем, если бы H^5 существовал, то в соответствии с расчетами по методу Монте-Карло выходы обеих реакций должны были бы быть одного порядка величины. Поэтому в работе ⁷⁴ делается вывод об отсутствии ядерно-стабильного H^5 . В пользу такого вывода говорит и экстраполяция к $Z = 1$ данных об энергиях связи пары третьего и четвертого нейтронов (см. рис. 9, взятый из ⁷⁴).

Против результатов Нефкенса ⁶⁰ говорят и еще две экспериментальные работы последнего года. В. Н. Андреев и С. М. Сироткин ⁷⁵ искали ядра H^5 в осколках деления U^{235} тепловыми нейтронами (подобно тому как это делалось в работе ⁶ для тетранейтрона; см. § 8). Можно было бы ожидать, что H^5 должен образовываться при делении с вероятностью того же порядка величины, что и H^3 . С другой стороны, было известно, что при делении U^{235} наблюдается группа запаздывающих нейтронов с $T_{1/2} \approx 0,13 - 0,23$ сек, выход которых составляет $(6,6 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}$ на одно деление. Возникло подозрение, что эти нейтроны возникают именно из-за β^- -распада H^5 при последующем развале He^5 . С помощью системы из нескольких ионизационных камер, позволявших измерять пробег и dE/dx , были изучены все длиннопробежные частицы и было получено, что на одно деление таким методом регистрируется $(2,4 \pm 0,7) \cdot 10^{-5}$ ядер H^3 и $(1,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$ ядер He^4 . Что же касается H^5 , то он не был найден. Его оказалось меньше чем $7 \cdot 10^{-6}$ на одно деление, т. е. в несколько десятков раз меньше, чем запаздывающих нейтронов. Таким образом, эти нейтроны не могут быть связаны с H^5 .

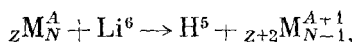
Наконец, образование β^- -активного H^5 не удалось заметить также Шерману и Барро ⁷⁶, несмотря на то, что эти авторы шли буквально по стопам Нефкенса, бомбардируя ядра Li^7 тормозным излучением с максимальной энергией 210 *Мэв* и регистрируя β^- -активность большой энергии в промежутках между импульсами ускорителя. Авторы ⁷⁶ указывают, что если $T_{1/2}(\text{H}^5) \approx 0,1$ сек, то выход изотопа H^5 в их опытах отвечал $\sigma < 2 \cdot 10^{-31}$ см²/эфф. квант, т. е. был по крайней мере на порядок меньше, чем у Нефкенса. Другие варианты, не противоречащие отрицательному результату ⁷⁶, сводятся к весьма сомнительным предположениям о $T_{1/2}(\text{H}^5) \ll 0,003$ сек или $T_{1/2}(\text{H}^5) \gg 0,1$ сек. Интересно, что Шер-

ман и Барро заметили опасность регистрации в качестве кажущейся β -активности неупруго рассеянных электронов, появляющихся на мишени в период импульса ускорителя. Может быть, именно таким образом будет объяснена «тайна» обнаруженной Нефкенсом ⁶⁰ гипотетической β -активности H^5 .

Поиски как нейтронно-стабильного, так и несвязанного «резонансного» состояния H^5 были предприняты в работе ⁴⁴ путем анализа спектров дейтронов при захвате ядрами Li^7 π^- -мезонов: $Li^7(\pi^-, H^2)H^5$.

Результат оказался неопределенным — вероятность такого пути захвата во всяком случае меньше 10^{-4} . В качестве дополнительной проверки авторы ⁴⁴ предполагают провести наблюдения спектра α -частиц в реакции $Be^7(\pi^-, He^4)H^5$ (?) *).

Подытоживая все приведенные данные, можно прийти к довольно твердому заключению, что нейтронно-стабильный H^5 не существует. Соответственно уровень с $T = 3/2$ для He^5 лежит выше порога развала этого ядра на $H^3 + n + p$, и поэтому это должен быть широкий уровень. По-видимому, это и есть наблюдавшийся в нескольких работах уровень He^5 $E^* \approx 21 - 22$ Мэв. Вместе с тем, можно назвать и некоторые добавочные возможные эксперименты по проверке стабильности H^5 , вернее, дополнительные возможные доказательства нестабильности H^5 . Упомянем в этой связи о реакциях тяжелых ионов, вроде



о реакциях $Li^6(n, 2p)$ и $Li^6(\pi^-, p)$, $He^4(n, \pi^+)$ и о желательности поисков монохроматической группы протонов, а также запаздывающих нейтронов в реакции $T + T \rightarrow p + (H^5)$ вблизи $E_T = 17$ Мэв.

Отсутствие стабильного H^5 снимает и поднимавшийся в ¹⁴ вопрос о существовании нейтронно-стабильного изотопа H^7 . Значительный самостоятельный интерес представляет вопрос о тяжелых гиперизотопах водорода и гелия, которому посвящена, в частности, статья Далица и Леви-Сетти ⁷⁷. Однако этот вопрос выходит уже за рамки данного обзора.

Мы не касаемся здесь вопроса о новых изотопах с массовыми числами $A = 6, 7$. Нестабильность H^4 и H^5 предreshает вопрос о неустойчивости H^6 , а тем самым и об отсутствии связанных возбужденных уровней He^6 и Li^6 с изотопическим спином $T = 2$. Подобные уровни могут лежать лишь выше энергии распада ядра на тритий и три нуклона, и их ширина будет ограничиваться лишь необходимостью распада сразу на четыре частицы. В свое время В. В. Балашовым ⁷⁸ были высказаны соображения о том, что уровень Li^4 с энергией 10,8 Мэв имеет изотопический спин $T = 3/2$ и, следовательно, ядро He^7 стабильно к распаду на He^6 и нейтрон (для чего необходимо условие $E^*(T = 3/2, A = 7) \leq 11,2$ Мэв). Особое положение Be^9 затрудняет оценки возможности стабильности He^7 путем экстраполяции к $Z = 2$ значений энергии связи пятого нейтрона. Косвенные соображения в пользу положительности энергии связи нейтрона в He^7 приведены в недавней работе ⁷⁹, посвященной наблюдению тяжелого гиперфрагмента гелия (${}_{\Lambda}He^8$ или ${}_{\Lambda}He^9$). Тем не менее, стабильность He^7 представляется весьма сомнительной, коль скоро уже He^5 неустойчив к распаду $He^5 \rightarrow He^4 + n + 0,96$ Мэв. В самом деле, как это особенно наглядно видно на примерах O^{16} и Ca^{40} , при добавлении к дважды магическому «остову» избыточных нейтронов, заполняющих следующую оболочку, энергия связи как нечетных, так и четных нейтронов несколько убывает с ростом числа нейтронов. Поэтому нет никаких

* Образование H^5 в реакции $Li^7(\pi^-, pn)H^5$ не было обнаружено и Бусом с соотрудниками ¹⁰¹

оснований ожидать, что He^7 будет более стабилен, чем He^5 . К выводу о нестабильности He^7 пришел и Йенекке на основании систематизации данных об энергиях возбуждения разных изотопических состояний легких ядер⁸⁵. Если и приписывать одному из известных уровней Li^7 значение $T = 3/2$, то это относится скорее к уровню 12,4 Мэв, существенному для обсуждения вопроса о стабильности He^8 , к которому мы сейчас и переходим.

§ 10. ИЗОТОП He^8

Во всех предыдущих примерах нейтроноизбыточных изотопов легчайших элементов оказывалось, что они почти наверное не существуют. Изотоп He^8 может оказаться в этом смысле приятным исключением; нет оснований утверждать, что ядра He^8 заведомо нестабильны относительно испускания нуклонов. Конфигурация He^8 есть скорее всего $(1s)^4(1p)^4$. Из энергетических соображений ясно, что четыре нейтрона на $1p$ -оболочке должны группироваться в две пары нейтронов, причем в каждой паре нейтроны относительно друг друга находятся в 1S_0 -состоянии. Наиболее правдоподобное значение полного момента для такой системы — это $J = 0^+$. Впервые вопрос о возможности существования He^8 был рассмотрен двумя авторами данного обзора (Я. Б. З. и В. И. Г.) в⁸⁰ и¹⁴.

Рассмотрим сначала ряд эмпирических закономерностей. Чтобы He^8 был стабилен по отношению к распаду на $\text{He}^6 + 2n$, необходимо, чтобы у He^8 расстояние между первыми уровнями с $T = 2$ и $T = 1$ удовлетворяло условию

$$E^*(T=2) - E(T=1) < 13 \text{ Мэв},$$

а с учетом положения первого уровня с $T = 1$ получаем $E^*(T=2) < 29,6 \text{ Мэв}$. С другой стороны, известно (1), что у ядер с $A = 4m$ энергия $E^*(T=2)$ является плавной функцией m , так что стоит вспомнить известные значения этой величины для более тяжелых ядер:

A	20	16	12
$E^*(T=2)$:	16,8	23,1	27—28 Мэв *

С уменьшением A значение $E^*(T=2)$ увеличивается, но экстраполяцию на $A = 8$ проводить, как видно, трудно. Важно, однако, что цифра $E^*(T=2) = 29,6 \text{ Мэв}$ для He^8 не является заведомо неразумной.

Далее, у He^6 энергия спаривания нейтронов равна 2,86 Мэв, а у Li^9 ⁸¹ — 2,02 Мэв. Разумно предположить¹⁴, что энергия спаривания у He^8 должна лежать где-то между этими двумя пределами. Отсюда следует, что для существования He^8 первое состояние с $T = 3/2$ у Li^7 должно иметь энергию—

$$\text{необходимое условие: } E_{\text{Li}^7}^*(T=3/2) < 12,7 \text{ Мэв},$$

$$\text{достаточное условие: } E_{\text{Li}^7}^*(T=3/2) < 12,3 \text{ Мэв}.$$

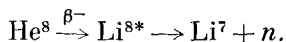
В работе¹⁴ приводился довод в пользу цифры $E_{\text{Li}^7}^*(T=3/2) = 12,4 \text{ Мэв}$: этот уровень виден в реакции $\text{Li}^7(\gamma n)\text{Li}^6$ * (здесь возможны $T = 1/2, 3/2$), но не проявляется в реакции $\text{Li}^7(\gamma T)\text{He}^4$ (здесь возможно только $T = 1/2$); см. сводку уровней⁸².

Экстраполяция энергии связи пары (5-й и 6-й) нейтронов для ядер C^{12} , B^{11} , Be^{10} , Li^9 (рис. 9) дает для He^8 энергию связи около нуля. Мы видим, таким образом, что все экстраполяции приводят к близкой нулю

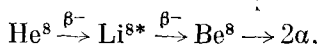
) $E^(T=2)$ для C^{12} , видимо, близко к энергии распада α -частицы на четыре нуклона. В работе⁸⁶ для энергии β^- -распада Be^{12} дается величина 11,7 Мэв, откуда $E^*(T=2)$ при $A=12$ составляет ~ 28,2 Мэв.

энергии связи He^8 . Хотя это и не может рассматриваться как доказательство существования He^8 , стабильность его делается вполне вероятной.

Если He^8 нейтронно-стабилен, то он должен претерпевать β^- -распад по схеме, изображенной на рис. 10, причем $E_{\beta\text{max}} = 12,8 \text{ Мэв}$ и $T_{1/2} \approx 10\text{--}20 \text{ мсек}$ (при $\lg ft = 3,5$). Переходы на основной и второй уровни Li^8 затруднены по спину. Переход на $3,22 \text{ Мэв}$ -уровень разрешен, и в этом случае имеем цепочку превращений

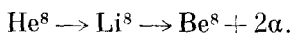


Если момент $0,978 \text{ Мэв}$ -уровня есть 0^+ или 1^+ , то распад идет по схеме



которая является идеальной для обнаружения на опыте.

Первую заявку на обнаружение He^8 сделали О. В. Ложкин и А. А. Римский-Корсаков⁸³ в 1961 г. В эмульсии, облученной 930 Мэв - и 9 Бэв -протонами, наблюдались два Т-образных трека с несвойственной для Li^8 малой плотностью зерен у «входного» луча (на 25% меньше, чем у Li^8 , и даже на 10% меньше, чем у He^4). Треки распада были идентифицированы как принадлежащие α -частицам. Отсюда следовал вывод, что оба трека описывали распад ядра с $Z < 3$ на две α -частицы, т. е. процесс



β^- -треки в эмульсии не могли быть видны, и это делает интерпретацию упомянутых двух случаев неоднозначной, хотя предположение о том, что эти треки действительно соответствуют распаду He^8 , выглядит очень правдоподобным.

В дальнейшем появилась работа Нефкенса⁸⁴, также содержащая предположение об обнаружении He^8 . Им проводилось облучение бора (естественной смеси и 99% B^{11}) 320 Мэв -тормозным излучением. Импульсы ускорителя давались с частотой порядка 1 *имп/сек*, а в промежутках между импульсами измерялся временной ход β -активности. Порог регистрации электронов менялся от 5,9 до 8,5 *Мэв*. Общее эффективное сечение образования всех β -активных ядер оказалось равным $\sigma > 100 \text{ мкбарн/эфф. квант}$. Главную часть составляла при этом активность Li^8 ($E_{\beta\text{max}} = 13 \text{ Мэв}$ и $T_{1/2} = 0,8 \text{ сек}$). Но, кроме того, была обнаружена значительная активность с $T_{1/2} = 100\text{--}200 \text{ мсек}$, $E_{\beta\text{max}} = 13,1 \pm 0,5 \text{ Мэв}$ и $\sigma \approx 30\text{--}45 \text{ мкбарн/эфф. квант}$, принадлежащая скорее всего Li^9 ($\text{Li}^{9\beta^-} \rightarrow \text{Be}^{9*} \rightarrow n + 2\alpha$) за счет реакции $\text{B}^{11}(\gamma, 2p)\text{Li}^9$, изучавшейся ранее Таутфестом⁸⁵. Кроме перечисленных, имелась еще и третья группа электронов, соответствующая распаду с $T_{1/2} = 30 \pm 20 \text{ мсек}$, $E_{\beta\text{max}} = 13 \pm 2 \text{ Мэв}$, $\lg ft = 4,3$ и $\sigma > 6 \text{ мкбарн/эфф. квант}$.

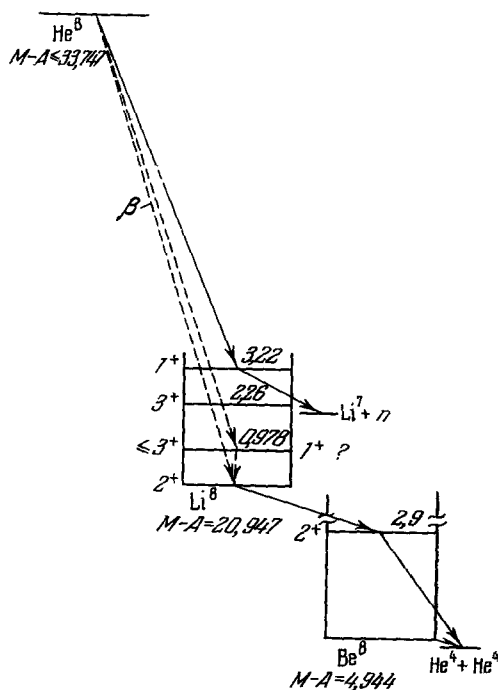
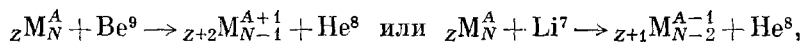


Рис. 10. Гипотетическая схема распада изотопа He^8 (в случае его стабильности к распаду $\text{He}^8 \rightarrow \text{He}^6 + 2n$).

Все эти цифры хорошо объясняются в предположении реакции $V^{11}(\gamma, 3p)He^8$ и последующего β -распада He^8 на 0,975 *Мэв*-уровень Li^8 . Нефкенс⁸⁴ проверял возможность образования этой короткоживущей активности из-за примесей других элементов в мишени, но оказалось, что такие примеси не могли объяснить наблюдавшийся эффект. С другой стороны, не был проведен чрезвычайно важный контрольный опыт с облучением мишени из V^{10} , когда He^8 образовываться не может. Против существования He^8 говорят опыты Посканцера, Ридера, Достровского и Дэвиса⁸⁶, изучавших на брукхейвенском космотроне реакции типа $(p, 4p)$. Этим авторам удалось впервые получить таким способом новый изотоп Be^{12} в реакции $N^{15}(p, 4p)Be^{12}$, при бомбардировке F^{19} они получали C^{16} , но реакция $V^{11}(p, 4p)He^8$ с образованием ожидаемой короткопериодной β^- -активности не наблюдалась. Авторы⁸⁶ пришли к выводу, что если Be^{12} и получался, то вероятность такого распада его, при котором испускаются запаздывающие нейтроны, составляет менее 1%. Таким образом, строгого доказательства существования He^8 пока опять-таки нет, хотя в свете всего сказанного оно все же более правдоподобно, чем для всех других рассмотренных выше изотопов. Конечно, и здесь необходимы дальнейшие эксперименты. Быть может, наиболее перспективным способом получения He^8 окажутся реакции с использованием тяжелых ионов типа



идущие обычно с достаточно большим сечением. Возможны и эксперименты по наблюдению реакций $Li^7(n, \pi^+)$, $Be^9(n, 2p)$ или $Be^9(\pi^-, p)$, $V^{11}(\pi^-, He^3)$, $N^{15}(\pi^-, Be^7)$ и т. д. Чрезвычайно желательны при этом прямые поиски случаев трехступенчатого распада $He^8 \rightarrow 2\beta^- + 2\alpha$, например, с помощью камер или фотоэмульсий.

Отметим еще раз внутреннюю связь данных о n^4 , H^4 , H^5 и He^8 (см.¹⁰⁷). Действительно, вся логика многих работ, последовавших за сообщением Нефкенса⁶⁰ об открытии β^- -активного H^5 , была направлена на то, чтобы примирить это сообщение с выводом¹⁴, сделанным одним из авторов этого обзора на основании данных об энергиях спаривания нейтронов — стабильность H^5 требует условия $E_{He^8}^*(T=1) < 22 \text{ Мэв}$.

Отсюда возникло предположение об изотоп-спине $T=1$ для $\sim 20 \text{ Мэв}$ -уровня α -частицы³⁷, о значении $T=2$ для гипотетического «резонансного» состояния H^4 , т. е. для $\sim 24 \text{ Мэв}$ -уровня α -частицы⁴⁵, а следовательно, и о стабильности тетранейтрона.

Но гипотетическое существование β^- -активного He^8 определяет положение уровня α -частицы с изотоп-спином $T=2$ условием $E_{He^8}^*(T=2) > 28 \text{ Мэв}$, т. е. доказательство стабильности He^8 сняло бы приведенную выше аргументацию — 24 Мэв -«уровень» вновь обретет значение $T=1$, H^4 и H^5 окажутся заведомо нейтронно-нестабильными, а существование тетранейтрона сильно ограничится: энергия его связи не сможет превышать 1 Мэв . Таким образом, более поздняя работа Нефкенса⁸⁴ подрывает аргументацию, существенную для признания его результатов⁶⁰ относительно H^5 . Вместе с тем, сам вопрос о He^8 все еще остается открытым.

§ 11. БОЛЕЕ ТЯЖЕЛЫЕ ИЗОТОПЫ

За несколько лет, прошедших после опубликования нашего обзора¹, открыто довольно много новых нейтроноизбыточных (Be^{12} , C^{16} , N^{16}) и нейтронодефицитных (C^9 , O^{13} , Ne^{17} , Mg^{21} , Si^{25} , S^{29} , Ar^{33} , Ca^{37} , Ti^{41} , Kr^{72} (или 73)) изотопов легких элементов, причем во всех случаях можно констатировать прекрасное согласие предсказанных и обнаруженных на опыте

свойств этих изотопов — массы, энергии распада и даже времени жизни и механизма распада.

Такое согласие дает нам основания рекомендовать сейчас некоторые дальнейшие поиски, напомнив при этом некоторые расчетные методы и оценки наших предыдущих работ.

Для изучения свойств нейтроноизбыточных изотопов весьма существенно установить, завершается ли, как это было постулировано в ⁸⁰, заполнение оболочек, в которых уже имеется некоторое число избыточных нейтронов. В частности, завершение заполнения оболочки $d_{5/2}$ означало бы существование β^- -активных изотопов C^{17-20} , N^{19-21} , $O^{21, 22}$, $F^{22, 23}$, завершение заполнения оболочки $f_{7/2}$ — существование S^{39-44} , Cl^{41-45} , Ar^{43-46} , $K^{46, 47}$.

Для решения вопроса о существовании подобных изотопов представляют несомненный интерес всякие пути систематизации и теоретических оценок энергий возбуждения ядерных состояний с различным значением изотопического спина. Ряд работ, посвященных энергетике различных изотопических состояний, опубликован за последнее время Йенекке ⁶⁵ и Уилкинсоном (см., например, ⁸⁷). Йенекке ⁸⁸ дал также подробный анализ путей распада нейтронодефицитных изотопов легких элементов.

При описании свойств таких изотопов чрезвычайно полезным оказывается полученное впервые в ⁸⁹ простое соотношение, позволяющее связать на основе изотопической инвариантности энергию связи B_p протона в ядре, содержащем Z протонов и N нейтронов, и энергию связи B_n нейтрона в зеркальном ядре, содержащем Z нейтронов и N протонов с разностью энергий связи нейтрона и протона в изотопически самосопряженном ядре, содержащем Z нейтронов и Z протонов:

$$\Delta B_{np} = B_n({}_N M_Z^A) - B_p({}_Z M_N^A) = B_n({}_Z M_Z^{2Z}) - B_p({}_Z M_Z^{2Z}) = B_0.$$

Приближенно

$$\begin{aligned} \Delta B_{np} &\approx 1,2 \frac{Z-1}{(2Z-1)^{1/3}} \left\{ 1 + \left(\frac{A-2Z}{3A} \right)^2 \left(1 + \frac{1}{A-2Z} \right) + \dots \right\} \approx \\ &\approx 1,2 \frac{Z-1}{(2Z-1)^{1/3}} Mэв. \end{aligned}$$

Это простое соотношение позволяет не только предсказать свойства новых изотопов, но и найти ошибки в уже давно, казалось бы, признанных данных. Хорошим тому примером может служить изотоп Na^{20} , для которого в сводных таблицах ⁹⁰ приведено значение масс-дефекта, определенное по порогу реакции $Ne^{20}(pn)Na^{20}$ в 1950 г. ⁹¹ и равное в C^{12} -шкале 8,28 $Mэв$. Еще в ⁹² было указано, что эта величина завышена примерно на 1,5 $Mэв$. В самом деле, масс-дефект Na^{20} может быть определен из трех соотношений:

$$B_n({}_{6,60}F^{20}) - B_p(Na^{20}) \approx B_n(Na^{22}) - B_p(Na^{22}) = 4,30 Mэв,$$

$$B_n(Na^{21}) - B_p({}_{13,00}Ne^{21}) \approx B_n(Ne^{20}) - B_p(Ne^{20}) = 4,03 Mэв,$$

$$B_n(Na^{20}) - B_p({}_{10,63}F^{20}) \approx B_n(F^{18}) - B_p(F^{18}) = 3,54 Mэв,$$

причем в последнем случае нам нужно знать еще масс-дефект Na^{19} , который легко найти из соотношения

$$B_n({}_{3,96}O^{19}) - B_p(Na^{19}) = B_n(Na^{22}) - B_p(Na^{22}) = 4,30 Mэв,$$

откуда $B_p(\text{Na}^{19}) = -0,34 \text{ Мэв}$ и масс-дефект Na^{19} равен $12,96 \text{ Мэв}$. Таким образом, $B_p(\text{Na}^{20}) \approx 2,30 \text{ Мэв}$, $B_n(\text{Na}^{21}) \approx 17,03 \text{ Мэв}$ и $B_n(\text{Na}^{20}) \approx 14,17 \text{ Мэв}$, откуда масс-дефект Na^{20} получается равным $6,75-6,85 \text{ Мэв}$, т. е. на $1,4-1,5 \text{ Мэв}$ меньше принимаемого ныне значения.

В самое последнее время ошибочность старого значения масс-дефекта Na^{20} прямо доказана на опыте Гарви с сотрудниками¹³ (см. также¹⁰⁸).

Исправление величины масс-дефекта Na^{20} существенно и для закономерностей в энергии спаривания нейтронов. Исходя из полученных выше значений энергий связи нейтрона в ядрах Na^{20} и Na^{21} , энергия спаривания девятого и десятого нейтронов в натрии равняется $E_{\text{спарив}} = B_n(\text{Na}^{21}) - B_n(\text{Na}^{20}) = 2,86 \text{ Мэв}$. Старая величина была бы $E_{\text{спарив}} = 5,81 \text{ Мэв}$.

В ряду энергий спаривания девятого и десятого нейтронов имеем теперь такие значения:

	$\text{N}^{16,17}$	$\text{O}^{17,18}$	$\text{F}^{18,19}$	$\text{Ne}^{19,20}$	$\text{Na}^{20,21}$	$\text{Mg}^{21,22}$
$E_{\text{спарив}}$:	3,37	3,90	1,30	5,25	2,86	4,5 Мэв.

Энергия спаривания в нечетных по Z изотопах меньше, чем для четных соседей, из-за необходимости разрыва дейтроноподобной ($T = 0$) связи нечетных протона и нейтрона. Раньше натрий резко выпадал из этого правила, что служит дополнительным подтверждением ошибочности старых данных. Закономерности в изменении энергии спаривания нуклонов обогот служить и критерием изменения последовательности заполнения оболочек при добавлении «четного» нейтрона или протона к нечетному по N или Z ядру. В этой связи интересен изотоп C^{16} , для которого, судя по данным⁹³, энергия связи нейтрона $B_n = 4,25 \text{ Мэв}$, что отвечает $E_{\text{спарив}} = 3,03 \text{ Мэв}$ — величине, выпадающей не менее чем на $0,34 \text{ Мэв}$ из только что приведенной закономерности. Если нет ошибки в определении энергий связи нейтронов в C^{16} (в сторону занижения) и (или) в C^{15} (в сторону завышения), то это будет означать, что в ядре C^{16} девятый и десятый нейтроны находятся в иных состояниях, чем в ядрах последующих элементов.

Заметим, наконец, что весьма простые соображения, основанные на изотопической инвариантности (которая, как показано в недавних работах^{12, 94}, вполне хорошо соблюдается даже для таких относительно тяжелых ядер, как Fe^{52} или Zr^{90}), позволяют легко установить (см. ¹⁰⁹) ряд погрешностей в имеющихся расчетах масс еще не открытых атомных ядер, например, в весьма полезных таблицах Камерона⁹⁵ и Сигера¹¹⁰, весьма широко использовавшихся в последние годы для всевозможных прогнозов. В самом деле, полная энергия β^+ -распада ${}_Z\text{M}^A_N \rightarrow {}_{Z-1}\text{M}^A_{N+1}$, очевидно, равняется

$$Q_{\beta^+} = E^A \left(T = \frac{(N-Z)}{2} \right) - E^A \left(T = \frac{(N-Z)}{2} - 1 \right) + Q \frac{2Z-1}{A^{1/3}} - (m_n - m_p) c^2,$$

где $E^A(T)$ — специфическая энергия ядерного взаимодействия при данных A и T , член с Q — кулоновская энергия ($Q \approx 0,6 \text{ Мэв}$; не будем касаться здесь различных поправок), m_n и m_p — массы нейтрона и протона.

Если исходное и конечное ядра оказываются в одном и том же изотопическом состоянии, то β^+ -распад является сверхразрешенным, с полной энергией

$$Q_{\beta^+}(\Delta T = 0) = Q \frac{2Z-1}{A^{1/3}} - (m_n - m_p) c^2.$$

При β^+ -распаде ядер с $Z > N$ значение T_Z , а стало быть, и минимальное значение T уменьшается на единицу и основное состояние конечного ядра имеет либо на единицу меньшее (при нормальной последовательности уровней с разными T), либо то же самое (при обращенной последовательности) значение T , что и основное состояние исходного ядра. Поэтому $Q_{\beta^+}(Z > N) \geq Q_{\beta^+}(\Delta T = 0)$, и для всех изотопов с $Z > N$, начиная с B^9 , энергетически возможен сверхразрешенный β^+ -распад. Наоборот, для β^+ -распада изотопов с $Z \leq N$, $Q_{\beta^+}(Z \leq N) \leq Q_{\beta^+}(\Delta T = 0)$, и сверхразрешенный β^+ -распад возможен лишь для изотопов с обращенной последовательностью значений T в основном и возбужденном состояниях.

Между тем в таблицах ^{95,110} даются, например, такие значения Q_{β^+} :

$$\text{Ca}^{38}: Q_{\beta^+} = 3,85 \text{ Мэв}^{95}, \quad Q_{\beta^+}(\Delta T = 0) \approx 6,2 \text{ Мэв};$$

$$\text{As}^{66}: Q_{\beta^+} = 11,2 \text{ Мэв}^{95}, 10,2 \text{ Мэв}^{110}, \quad Q_{\beta^+}(\Delta T = 0) \approx 8,7 \text{ Мэв}.$$

Очевидно, что здесь имеются значительные погрешности в расчетах масс, и это нужно принимать во внимание во всякого рода прикидках свойств еще не открытых изотопов. Примером этому может служить недавно полученный в Брукхейвенской лаборатории¹¹¹ изотоп Ti^{41} . В свое время в статье одного из авторов данного обзора¹¹² на основании приведенных в ⁹⁵ значений энергии β^+ -распада Ti^{41} ($Q_{\beta^+} = 9,9 \text{ Мэв}$) и энергии связи протона в дочернем ядре Sc^{41} ($B_p = 2,9 \text{ Мэв}$) был сделан вывод, что испускание запаздывающих протонов после сверхразрешенного β^+ -распада здесь практически невероятно. К аналогичному выводу приводят и данные таблиц¹¹⁰. Между тем из соотношения⁸⁹ $\Delta B_{n,p} = B_0$ следует возможность испускания запаздывающих протонов и после сверхразрешенного β^+ -распада Ti^{41} ($Q_{\beta^+} = 12,6 \text{ Мэв}$). Опыты¹¹¹ подтвердили как этот вывод, так и высказанное в¹¹² соображение, что возможность вылета протонов и после сверхразрешенного β^+ -распада резко повышает вероятность наблюдения испускания запаздывающих протонов. Поэтому во всей области, где известны данные о зеркальных ядрах с $N > Z$, для оценок свойств нейтронодефицитных изотопов следует пользоваться не таблицами типа ⁹⁵, а соотношениями⁸⁹ $\Delta B_{n,p} = B_0$ или $\Delta B_{n,p} \approx 1,2 \frac{Z-1}{(2Z-1)^{1/3}} \text{ Мэв}$. При отсутствии же необходимых сведений о зеркальных ядрах надо тщательно сверять табличные значения масс и энергий с характеристиками изменения изотопического спина при разных вариантах распада, с тем, чтобы выявить всяческие возможные погрешности расчетных данных и обеспечить достаточно критическое их использование.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Базь, В. И. Гольданский, Я. Б. Зельдович, УФН **72**, 211 (1960).
2. А. И. Базь, ЖЭТФ **47**, 1874 (1964).
3. V. K. Voitovetski, I. L. Korsunskii and Y. F. Pazhin, Phys. Letts. **10**, 109 (1964); ЖЭТФ **47**, 1612 (1964).
4. M. Sakisaka, N. Tomita, J. Phys. Soc. Japan **16**, 2597 (1961).
5. A. Katase, M. Seki et al., J. Phys. Soc. Japan **17**, 1211 (1962).
6. J. Schiffer, R. Vandenbosch, Phys. Letts. **5**, 292 (1963).
7. H. B. Willard, J. K. Bair, C. M. Jones, Phys. Letts. **9**, 339 (1964).
8. O. M. Bilaniuk and R. J. Slobodrian, Phys. Letts. **7**, 77 (1963).
9. K. P. Artjomonov, V. J. Chuev et al., Phys. Letts. **12**, 53 (1964).
10. P. F. Donovan, J. V. Kane et al., Доклад 1-C252 на Парижском конгрессе по ядерной физике в июле 1964 г. (Париж, 1964).
11. V. Ajdasic, M. Serineo, Доклад 1bis/C287 (Париж, 1964).

12. G. T. Garvey, J. Cerny, R. H. Pehl, Phys. Rev. Letts. **12**, 726 (1964).
13. G. T. Garvey, J. Cerny, R. H. Pehl, Phys. Rev. Letts. **13**, 548 (1964).
14. В. И. Гольданский, ЖЭТФ **38**, 1637 (1960).
15. Г. Ф. Богданов, Н. А. Власов и др., в сб. «Ядерные реакции при малых и средних энергиях», М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 7.
16. H. V. Willard, J. K. Bair, J. D. Kington, Phys. Rev. **90**, 865 (1953).
17. А. И. Базь, Я. А. Смородинский, ЖЭТФ **27**, 382 (1954).
18. R. Hofstadter, Rev. Mod. Phys. **28**, 214 (1956).
19. Н. Тунен, G. Tibell, T. A. Marris, Nucl. Phys. **4**, 277 (1957).
20. D. J. Hughes, J. A. Harvey, Neutron Cross Sections, BNL (1955).
21. J. E. Perry, S. J. Vame, Phys. Rev. **99**, 1368 (1955).
22. E. G. Fuller, Phys. Rev. **96**, 1306 (1954).
23. А. Н. Горбунов и В. М. Спиридонов, в сб. «Ядерные реакции при малых и средних энергиях», М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 427.
24. А. А. Бергман, А. И. Исаков и др., в сб. «Ядерные реакции при малых и средних энергиях», М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 17.
25. А. А. Бергман, А. И. Исаков и др., ЖЭТФ **33**, 9 (1957).
26. A. Hemmendinger, G. Jarvis, R. Taschek, Phys. Rev. **76**, 1137 (1949).
27. S. J. Vame and R. L. Cubitt, Phys. Rev. **114**, 1580 (1959).
28. А. А. Бергман и Ф. Л. Шапиро, ЖЭТФ **40**, 1270 (1961).
29. H. W. Lefevre, R. R. Borchers, C. H. Porpre, Phys. Rev. **128**, 1328 (1962).
30. С. Н. Порпре, Phys. Letts. **2**, 171 (1962).
31. С. Н. Порпре, С. Holbrow, R. R. Borchers, Phys. Rev. **129**, 733 (1963).
32. А. И. Базь, Advances Phys. **8**, 349 (1958).
33. L. Stewart, J. Brolley, L. Rosen, Phys. Rev. **119**, 1649 (1960).
34. P. G. Young, G. G. Ohlsen, Phys. Letts. **8**, 124 (1964).
35. P. F. Donovan, J. V. Kane et al., Доклад 1bis/C251 (Париж, 1964).
36. N. Jarmie, M. Silbert et al., Phys. Rev. **130**, 1987 (1963).
37. C. Werntz, J. Brennan, Phys. Rev. **128**, 1336 (1962).
38. P. Frank, J. Gammel, Phys. Rev. **99**, 1405 (1955).
39. Ю. Г. Балашко, И. Я. Барит, Ю. А. Гончаров, ЖЭТФ **36**, 1937 (1959).
40. Ю. Г. Балашко, И. Я. Барит и др., ЖЭТФ **46**, 1903 (1964).
41. W. E. Weyerhof, Phys. Rev. Letts. (preprint, 1964).
42. S. Hayakawa, N. Horikawa et al., Phys. Letts. **8**, 333 (1964).
43. P. E. Argan, I. Bendiscioli et al., Phys. Rev. Letts. **9**, 405 (1962).
44. R. C. Cohen, A. D. Sanaris et al. (preprint, 1964).
45. P. E. Argan and A. Piazzoli, Phys. Letts. **4**, 350 (1963).
46. K. McNeill, W. Roll, Phys. Rev. **83**, 1244 (1951).
47. G. Breit and J. S. McIntosh, Phys. Rev. **83**, 1245 (1951).
48. J. S. McIntosh, Phys. Rev. **83**, 1246 (1951).
49. А. А. Реут, С. М. Коренченко и др., ДАН СССР **102**, 723 (1955).
50. H. A. Grench, W. L. Imhof, F. J. Vaughn, Bull. Amer. Phys. Soc. **7**, 268 (1962).
51. B. M. Spicer, Phys. Letts. **6**, 88 (1963).
52. B. M. K. Nefkens and G. Moscati, Phys. Rev. **133**, B17 (1964).
53. R. V. Popić, B. Z. Sterancić, N. R. Aleksić, Phys. Letts. **10**, 79 (1964).
54. E. Norbeck and C. S. Littlejohn, Phys. Rev. **108**, 754 (1957).
55. L. Stewart, J. E. Brolley, L. Rosen, Phys. Rev. **119**, 1649 (1960).
56. P. C. Rogers, R. H. Stokes, Phys. Letts. **8**, 320 (1964).
57. Н. А. Власов, Природа, № 8, 75 (1963).
58. E. Lohrmann, H. Meyer, H. O. Wuster, Phys. Letts. **6**, 216 (1963).
59. Evon Hippel and P. P. Divakaran, Phys. Rev. Letts. **12**, 128 (1964).
60. B. M. K. Nefkens, Phys. Rev. Letts. **10**, 55 (1963).
61. P. Franzini, L. A. Radicati, Phys. Letts. **6**, 322 (1963).
62. R. Levi-Setti (preprint, 1964).
63. P. F. Donovan et al. (preprint, 1964).
64. O. D. Brill, N. I. Venikov et al., Phys. Letts. **12**, 51 (1964).
65. J. Jäneske, Доклад 3а (II)-С13 (Париж, 1964).
66. Н. А. Власов, Л. Н. Самойлов, Атомная энергия **17**, 3 (1964).
67. Ю. А. Батусов, С. А. Бунятов, В. М. Сидоров, В. А. Ярба, ЖЭТФ **46**, 817 (1964).
68. С. Н. Blanchard and R. G. Winter, Phys. Rev. **107**, 774 (1957).
69. R. E. Shamu, G. G. Ohlsen and P. G. Young, Phys. Letts. **4**, 286 (1963).
70. A. Galonsky and C. H. Johnson, Phys. Rev. **104**, 421 (1956).
71. J. E. Brolley, T. M. Putnam et al., Phys. Rev. **117**, 1307 (1960).
72. P. Cence and C. Waddell, Phys. Rev. **128**, 1788 (1962).
73. G. W. Tauffest, Phys. Rev. **111**, 1162 (1958).

74. A. Schwarzschild, A. M. Poskanzer et al., Phys. Rev. **133**, B1 (1964).
75. В. Н. Андреев и С. М. Сироткин, ЖЭТФ **46**, 1178 (1964).
76. N. K. Sherman and P. Barreau, Phys. Letts. **9**, 151 (1964).
77. R. H. Dalitz and R. Levi-Setti, Nuovo cimento **30**, 489 (1963).
78. В. В. Балашов, Атомная энергия **9**, 48 (1960).
79. J. Lemonpe, C. Mauger et al., Phys. Letts. **11**, 342 (1964).
80. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **38**, 1123 (1960).
81. D. E. Alburger, Phys. Rev. **132**, 328 (1963).
82. F. A jzenberg-Selove and T. Lauritsen, Nucl. Phys. **11**, 1 (1959).
83. О. В. Ложкин и А. А. Римский-Корсаков, ЖЭТФ **40**, 1519 (1961).
84. B. M. K. Nefkens, Phys. Rev. Letts. **10**, 243 (1960).
85. G. W. Tauffest., Phys. Rev. **110**, 708 (1958).
86. A. M. Poskanzer, P. L. Reeder et al., Phys. Rev. Letts. (preprint, 1964).
87. D. H. Wilkinson, Phys. Letts. **11**, 243 (1964).
88. J. Jäneske, Nucl. Phys. **61**, 326 (1964).
89. В. И. Гольданский, ЖЭТФ **39**, 497 (1960).
90. P. M. Endt and C. Van der Leun, Nucl. Phys. **34**, 1 (1962).
91. L. Alvarez, Phys. Rev. **80**, 519 (1950).
92. V. I. Goldanskii, Nucl. Phys. **19**, 482 (1960).
93. S. Hinds, R. Middleton et al., Phys. Rev. Letts. **6**, 113 (1961).
94. J. D. Fox, C. F. Moore, D. Robson, Phys. Rev. Letts. **12**, 198 (1964).
95. A. G. W. Cameron, Report AECL-CRP-690 (Canada, Chalk-River, 1957).
96. B. Rybakov, V. A. Sidorov and N. A. Vlasov, Nucl. Phys. **23**, 491 (1961).
97. В. В. Комаров и А. М. Попова, ЖЭТФ **38**, 559 (1960).
98. H. E. Conzett, E. Shield, R. J. Slobodrian, S. Yamabe, Phys. Rev. Letts. **13**, 625 (1964).
99. V. I. Goldanskii, Phys. Letts. **14**, № 3 (1965).
100. R. E. P. Davis et al., Bull. Amer. Phys. Soc. **9**, 627, E2 (1964).
101. N. E. Booth et al., Bull. Amer. Phys. Soc. **9**, 545, I-10 (1964).
102. К. А. Тер-Мартirosян и Г. В. Скорняков, ЖЭТФ **31**, 775 (1956).
103. M. Stojic, B. Sterancic, M. Aleksic R. Popic, Summer Meeting of Nuclear Physicists, Herceg Novi, 1964.
104. Д. А. Заикин и В. А. Сергеев, Программа и тезисы докладов XV ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Минск, 25 января—2 февраля 1965 г.), М., Изд-во «Наука», 1964, стр. 28.
105. R. Popic, B. Sterancic, M. Aleksic, Доклад Ibis/C 273 (Париж, 1964).
106. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **38**, 278 (1960).
107. В. И. Гольданский, Доклад Ibis/C 370 (Париж, 1964); Phys. Letts. **9**, 184 (1964).
108. R. H. Pehl and J. Cerny, Phys. Letts. (preprint, 1964).
109. В. И. Гольданский, Препринт А-76 ИХФ АН СССР—ФИАН СССР, 1964.
110. P. A. Seeger, Nucl Phys. **25**, 1 (1961).
111. P. L. Reeder, A. M. Poskanzer, R. A. Esterlund, Phys. Rev. Letts. **13**, 767 (1964).
112. В. И. Гольданский, ДАН СССР **146**, 1309 (1962); Proc. Third Conf. on Reactions between Complex Nuclei, Univ. California Press, 1963, стр. 428.