расстояниях кварки внутри адронов ведут себя как свободные частицы, называемые *партонами*. Гипотеза кварков, поскольку она объяснила множество фактов в поведении элементарных частиц и предсказала существование новых, в настоящее время считается общепринятой (см. гл. XVI).

§ 64. Энергия связи ядра

1. *Энергия связи ядра (относительно всех нуклонов) $\mathscr{E}_{св}$ есть мера его прочности, измеряемая минимальной работой, которую надо произвести, чтобы полностью расщепить ядро на составляющие его протоны и нейтроны.* Энергию связи ядра надо отличать от его *внутренней энергии*, т. е. от *энергии* образования ядра $\mathscr{E}_{об}$. Если энергию полностью расщепленного ядра принять за нуль, то, очевидно, $\mathscr{E}_{об} = -\mathscr{E}_{св}$. Через величину $\mathscr{E}_{св}$ определится и *энергия связи ядра по отношению к разделению его на любые две части, состоящие из протонов и нейтронов, т. е. минимальная работа, необходимая для разделения ядра на эти две части.* Например, энергия связи протона в ядре, иначе называемая *энергией отделения протона* от ядра, есть минимальная работа, которую надо произвести, чтобы удалить протон из ядра. Она определяется формулой

$$\mathscr{E}_p = \mathscr{E}_{св}(Z,\ A) - \mathscr{E}_{св}(Z-1,\ A-1), \tag{64.1}$$

т. е. равна разности энергий связи исходного и конечного ядра. Аналогично энергия связи нейтрона в ядре (иначе, *энергия отделения нейтрона от ядра*)

$$\mathscr{E}_n = \mathscr{E}_{св}(Z,\ A) - \mathscr{E}_{св}(Z,\ A-1), \tag{64.2}$$

а энергия связи α-частицы в ядре (или энергия отделения ее)

$$\mathscr{E}_\alpha = \mathscr{E}_{св}(Z,\ A) - \mathscr{E}_{св}(Z-2,\ A-4) - \mathscr{E}_{св}(\alpha), \tag{64.3}$$

где $\mathscr{E}_{св}(\alpha)$ — энергия связи α-частицы.

Понятно, что исходное ядро в этих формулах не может быть соответственно протоном, нейтроном или α-частицей. Иначе $\mathscr{E}_p$, например, означала бы энергию отделения протона от ядра, которое само состоит только из одного протона, а такая постановка вопроса лишена смысла.

В силу соотношения между массой и энергией энергия связи ядра может быть вычислена по формуле

$$\mathscr{E}_{св}(Z,\ A) = ZM_p + NM_n - M(Z,\ A), \tag{64.4}$$

если массы выражены в энергетических единицах. Предполагается, что массы всех частиц в формуле (64.4) — *массы покоя* (индекс нуль опущен, как это принято в ядерной физике и физике элементарных частиц). Массу заряженной частицы можно измерить масс-спектрографическим методом, основанным на из-

мерении отклонений заряженных частиц в статических магнитных и электрических полях. Если же частица не заряжена (например, нейтрон), то измерение ее массы может быть сведено к измерению масс заряженных частиц.

2. Существенно заметить, что в таблицах приводятся не массы ядер, а величины, выражающиеся через массы *нейтральных атомов*. Поэтому для удобства вычислений формулу (64.4) целесообразно преобразовать так, чтобы в нее входили массы атомов, а не ядер. С этой целью в правой части формулы (64.4) прибавим и вычтем массу Z электронов. Пренебрежем далее разницей энергий связи этих электронов в Z атомах водорода, с одной стороны, и в атоме (Z, A) — с другой (такая разница только за последнее время стала доступной измерениям). Тогда формула (64.4) перейдет в

$$\mathscr{E}_{\text{св}}(Z, A) = ZM_{\text{ат}}({}^1_1\text{H}) + NM_n - M_{\text{ат}}(Z, A), \qquad (64.4а)$$

где $M_{\text{ат}}({}^1_1\text{H})$ — масса атома водорода, а $M_{\text{ат}}(Z, A)$ — масса атома с порядковым номером Z и массовым числом A.

Полезным понятием в ядерной физике является *дефект массы ядра*, связанный с его энергией связи. Дефектом массы ядра называется разность между массой рассматриваемого ядра, выраженной в атомных единицах массы (см. § 63, пункт 3), и соответствующим массовым числом A:

$$\Delta(Z, A) = M_{\text{яд}}(Z, A) - A. \qquad (64.5)$$

Для установления зависимости между дефектом массы и энергией связи ядра используем формулу (64.4), считая, что вся масса в ней выражена в атомных единицах массы (а. е. м.). Далее, учтем, что из формулы (64.5) следует, что $M_{\text{яд}} = \Delta + A$. В частности, для нейтрона $M_{\text{n}} = \Delta_{\text{n}} + 1$, а для протона $M_{\text{p}} = \Delta_{\text{p}} + 1$. Подставив эти значения в (64.4), получим

$$\mathscr{E}_{\text{св}} = Z(\Delta_{\text{p}} + 1) + N(\Delta_{\text{n}} + 1) - (\Delta + A),$$

или

$$\mathscr{E}_{\text{св}} = Z\Delta_{\text{p}} + N\Delta_{\text{n}} - \Delta(Z, A), \qquad (64.4б)$$

так как $Z + N = A$. Отсюда видно, что при надлежащем сдвиге начала отсчета энергии (зависящем только от Z и N) дефект массы отличается от энергии связи ядра только знаком. Применим (64.4б) к расчету энергии связи ядра атома ${}^4_2$He.

Масса протона $M_{\text{p}} = 938{,}2796$ МэВ $= 1{,}0072764$ а. е. м., масса нейтрона $M_{\text{n}} = 939{,}5731$ МэВ $= 1{,}008665$, масса α-частицы (ядра ^{4}He) $M_\alpha = 4{,}001506$ а. е. м. Следовательно, для соответствующих дефектов масс получаем $\Delta_{\text{p}} = 0{,}007276$, $\Delta_{\text{n}} = 0{,}008665$, $\Delta_\alpha = 0{,}001506$, а для энергии связи α-частицы $\mathscr{E}_{\text{св}} = 2\,(0{,}007276 + 0{,}008665) - 0{,}001506 = 0{,}030$ а. е. м. $= 28{,}38$ МэВ.

Дефект массы, определяемый формулой (64.5), есть величина безразмерная. Но ему искусственно можно приписать размер-

ность массы (энергии), если условиться, что формула (64.5) определяет Δ только в атомных единицах массы. После этого простым пересчетом определится значение Δ в мегаэлектронвольтах (или в других единицах массы). В результате получится, например, $\Delta_p = 6{,}77761$ МэВ, $\Delta_n = 8{,}07146$ МэВ, $\Delta_\alpha = 1{,}4028414$ МэВ.

Как уже отмечалось выше, в таблицах обычно приводятся не массы ядер, а массы нейтральных атомов. Последние больше масс ядер на массы электронных оболочек. В соответствии с этим вместо дефектов масс ядер приводятся дефекты масс также *нейтральных атомов*, т. е. величины

$$\delta(Z, A) = M_{\text{ат}}(Z, A) - A. \qquad (64.5а)$$

Например, дефект массы атома ${}^4_2\text{He}$ получится, если к дефекту массы α-частицы добавить массу двух электронов: $2 \cdot 0{,}511003 = 1{,}022006$ МэВ. Таким путем для дефекта массы атома ${}^4_2\text{He}$ получится $1{,}4028414 + 1{,}022006 = 2{,}42485$ МэВ. Очевидно, формула (64.4б) остается справедливой, если дефекты масс ядер заменить на дефекты масс нейтральных атомов, т. е.

$$\mathscr{E}_{\text{св}} = Z\delta_p + N\delta_n - \delta(Z, A). \qquad (64.4в)$$

Интересно сравнить энергию связи α-частицы с относительным изменением массы вещества при химических реакциях. Например, в реакции $H_2 + O \to H_2O$ достигается температура порядка $1000\,^\circ\text{C} = 1273$ K, что соответствует средней энергии $3 \cdot (3/2)kT = (9/2) \cdot 1{,}38 \cdot 10^{-16} \cdot 1273 \approx 7{,}9 \cdot 10^{-13}$ эрг $\approx 0{,}5$ эВ на одну молекулу воды (молекула воды состоит из трех атомов: двух атомов водорода и одного атома кислорода). Так как молекула воды содержит 18 нуклонов, а масса нуклона равна 931 МэВ, то собственная энергия молекулы воды равны $18 \cdot 931 = 16{,}8 \cdot 10^3$ МэВ $= 16{,}8 \cdot 10^9$ эВ. Относительное изменение массы вещества при этой химической реакции составляет примерно $3 \cdot 10^{-11} = 3 \cdot 10^{-9}$ %, что недоступно измерению даже масс-спектрографическими методами. Этот пример делает понятным, почему экспериментальная проверка формулы Эйнштейна $\Delta m = \Delta\mathscr{E}/c^2$ на химических реакциях оказалась безнадежной, а стала возможной только на ядерных реакциях.

Отношение $\mathscr{E}_{\text{св}}/A$, т. е. средняя энергия связи, приходящаяся на один нуклон, называется *удельной энергией связи*, а дефект массы, отнесенный к одному нуклону, $f = \Delta/A$,— *упаковочным коэффициентом*.

3. Отметим некоторые свойства атомных ядер, установленные экспериментально, и посмотрим, какие выводы следует сделать из них относительно строения ядра. Оказывается, что для стабильных не слишком легких ядер ($A \gtrsim 20$) удельная энергия связи в грубом приближении постоянна и составляет около 8 МэВ на нуклон. Этот факт определенно свидетельствует о том, что ядерные силы являются *короткодействующими* — их радиус дей-

ствия порядка размеров самих нуклонов и даже меньше. Такая особенность ядерных сил проявляется в их *насыщении*. Насыщение означает, что каждый нуклон в ядре взаимодействует только с несколькими соседними нуклонами. В этом отношении ядерные силы аналогичны химическим силам, обусловливающим валентность химических элементов.

Насыщением ядерных сил объясняется, почему энергия связи не слишком легких стабильных ядер в грубом приближении пропорциональна массовому числу A. Если бы насыщения не было, а каждый нуклон эффективно взаимодействовал с остальными $A-1$ нуклонами, то энергия связи ядра оказалась бы пропорциональной $A(A-1)/2$, т. е. при больших A возрастала приблизительно пропорционально второй, а не первой степени A. С насыщением ядерных сил связано и то обстоятельство, что плотность ядерного вещества для не слишком легких ядер приблизительно постоянна, т. е. не зависит от A. Благодаря этому радиус ядра R оказывается пропорциональным $A^{1/3}$. Это дает основание рассматривать атомное ядро как *каплю несжимаемой жидкости*, заряженной положительным электричеством; такое предположение вводится в так называемой *капельной модели ядра*. Такая классическая модель представляется наиболее обоснованной для ядер с большими массовыми числами A.

4. С точки зрения капельной модели следует ожидать уменьшения удельной энергии связи ядра по сравнению с той, какой она была бы, если бы нуклоны в ядре подвергались действию только *насыщенных* ядерных сил притяжения. Такое уменьшение действительно наблюдается. Оно связано, во-первых, с влиянием поверхностных нуклонов. Если нуклон находится вблизи поверхности ядра, то уменьшается число нуклонов, удерживающих его в ядре, т. е. не все связи в этом случае будут действовать полностью. Этот эффект особенно существен для легких ядер, так как его влияние тем больше, чем больше отношение поверхности ядра к его объему (пропорциональное $R^{-1} \sim A^{-1/3}$). Удельные энергии связи для легких ядер, вычисленные по формуле (64.4а), приведены в табл. 7. Разумеется, для легких ядер нет оснований ожидать согласия экспериментальных данных с вычисленными по капельной модели.

Таблица 7

Ядро	$^{2}_{1}H$	$^{3}_{2}He$	$^{4}_{2}He$	$^{6}_{3}Li$	$^{7}_{3}Li$	$^{14}_{7}N$	$^{16}_{8}O$	$^{19}_{9}F$
$\mathscr{E}_{св}/A$, МэВ	1,112	2,573	7,074	5,332	5,606	7,476	7,976	7,632

Во-вторых, энергия связи уменьшается из-за кулоновского отталкивания между протонами. Для легких ядер этот эффект

не играет существенной роли, поскольку в этом случае ядерные силы превосходят кулоновские примерно на два порядка. Однако кулоновские силы являются дальнодействующими, их энергия пропорциональна $Z(Z-1)$, или при больших Z приблизительно пропорциональна Z^2, тогда как энергия ядерного взаимодействия пропорциональна Z. Поэтому при больших Z роль кулоновской энергии увеличивается. Этим объясняется уменьшение удельной энергии связи тяжелых ядер с возрастанием Z.

5. Помимо объемной, поверхностной и кулоновской энергий, энергия связи ядра содержит еще два члена. Первый учитывает установленную на опыте для легких ядер повышенную стабильность ядра с равными числами протонов и нейтронов ($Z=N$) по сравнению с другими ядрами того же массового числа $A=Z+N$. Нарушение такой стабильности для тяжелых ядер связано с кулоновским отталкиванием протонов, которое уже было учтено выше. Поэтому мы примем в качестве обобщения опытных фактов, что указанная тенденция к стабильности сохранится и для тяжелых ядер, если «выключено» электрическое взаимодействие. При отклонении чисел Z и N от равенства в энергии связи ядра, помимо поверхностной и кулоновской энергий, появится еще одна отрицательная добавка, называемая *энергией симметрии*. Физическая природа энергии симметрии не ясна. Однако ее наличие, несомненно, свидетельствует о том, что протон отличается от нейтрона не только электрическим зарядом. Между ними имеются и другие, хотя и менее существенные различия. Оставляя в стороне вопрос о физической природе энергии симметрии, поставим более скромную задачу: на основе эмпирических фактов получить приближенное выражение для энергии симметрии.

Допустим, что в ядре «выключено» электромагнитное взаимодействие, а осталось только ядерное взаимодействие. Если теперь в ядре заменить все протоны нейтронами, а все нейтроны — протонами, то от этого энергия связи не изменится. Это утверждение является обобщением опытных фактов и подтверждается, в частности, существованием зеркальных ядер. Математически оно выражается уравнением

$$\mathscr{E}_{\text{св}}(Z, N)=\mathscr{E}_{\text{св}}(N, Z).$$

Введем в это уравнение новую переменную $\varepsilon=N-Z$. С использованием соотношения $A=Z+N$ находим

$$N=\frac{A+\varepsilon}{2}, \quad Z=\frac{A-\varepsilon}{2},$$

так что

$$\mathscr{E}_{\text{св}}\left(\frac{A-\varepsilon}{2}, \frac{A+\varepsilon}{2}\right)=\mathscr{E}_{\text{св}}\left(\frac{A+\varepsilon}{2}, \frac{A-\varepsilon}{2}\right).$$

Отсюда видно, что при постоянном A энергия связи ядра является

четной функцией параметра ε. Считая величину ε малой по сравнению с A, разложим функцию $\mathscr{E}_{св}$ по степеням ε и оборвем это разложение на квадратичном члене:

$$\mathscr{E}_{св} = F(A) + f(A)\varepsilon^2 = F(A) + f(A)(N-Z)^2.$$

Опытные факты вынуждают признать, что функция $F(A) \propto A$, о чем уже было сказано выше, а $f(A) \propto A^{-1}$, причем функция $f(A)$ должна быть отрицательной, о чем также было сказано выше.

6. Второй из упомянутых в начале пункта 5 членов не может быть истолкован классически и учитывает экспериментально установленный факт систематического изменения энергии связи ядра в зависимости от того, четны или нечетны Z и A. Ядра с четными Z и N называются *четно-четными*, с четными Z и нечетными N — *четно-нечетными*, с нечетными Z и четными N — *нечетно-четными*, с нечетными Z и нечетными N — *нечетно-нечетными*. Энергия связи максимальна для четно-четных ядер, минимальна для нечетно-нечетных и принимает промежуточные значения для остальных ядер. Этот факт с определенностью свидетельствует о *спаривании* одинаковых нуклонов в ядре, т. е. в каком-то смысле объединении в пары как протонов, так и нейтронов. Спаривание увеличивает энергию связи ядра. Соответствующая поправка в энергии связи называется *энергией спаривания*. При четных Z и N все протоны и все нейтроны ядра спарены. При нечетном A остается один неспаренный протон или один неспаренный нейтрон. Наконец, при нечетных Z и N получится один неспаренный протон и один неспаренный нейтрон.

Экспериментальные факты удовлетворительно описываются, если при нечетном A энергию спаривания включить в объемный член, т. е. принять ее равной нулю. Тогда для четно-четных ядер энергия спаривания будет положительна, а для нечетно-нечетных отрицательна, причем по абсолютной величине обе энергии практически одинаковы.

7. Таким образом, на основании сказанного для энергии связи ядра можно написать

$$\mathscr{E}_{св} = C_{об}A - C_{пов}A^{2/3} - C_{кул}Z^2A^{-1/3} - C_{сим}(A-2Z)^2A^{-1} + C_{спар}A^{-\varepsilon}\delta. \tag{64.6}$$

Эта полуэмпирическая формула называется *формулой Вейцзеккера* (р. 1912). Последний член установлен на основании эмпирических данных, причем для показателя ε разные авторы приводят различные значения от $+1/3$ до 1. В настоящей книге принимается $\varepsilon = 3/4$. Значение δ равно

$$\delta = \begin{cases} +1 & \text{для четно-четных ядер,} \\ 0 & \text{для ядер с нечетным } A, \\ -1 & \text{для нечетно-нечетных ядер.} \end{cases}$$

Коэффициенты в формуле (64.6) подбираются так, чтобы получилось наилучшее согласие с опытом. В настоящее время приняты следующие значения:

$$C_{об} = 15{,}75 \text{ МэВ}, \quad C_{пов} = 17{,}8 \text{ МэВ}, \quad C_{кул} = 0{,}710 \text{ МэВ},$$
$$C_{сим} = 23{,}7 \text{ МэВ}, \quad C_{спар} = 34 \text{ МэВ}, \quad \varepsilon = 3/4. \tag{64.7}$$

Формула Вейцзеккера для энергии связи в большинстве случаев справедлива с точностью до нескольких мегаэлектронвольт и чрезвычайно полезна при выяснении всех существенных общих свойств ядер (легкие ядра исключаются из рассмотрения). Однако некоторые детали не отражаются этой формулой должным образом. Сюда относятся, например, особая устойчивость «магических» ядер и флуктуации энергии спаривания.

Магическими называются ядра, у которых число протонов или нейтронов равно одному из чисел 2, 8, 20, (28), 50, 82, 126 (в последнем случае только для нейтронов). Сами эти числа называются также *магическими*. Если у ядра одновременно являются магическими как число протонов, так и число нейтронов, то такое ядро называется *дважды магическим*. Таких ядер всего пять: ${}^{4}_{2}\mathrm{He}$, ${}^{16}_{8}\mathrm{O}$, ${}^{40}_{20}\mathrm{Ca}$, ${}^{48}_{20}\mathrm{Ca}$, ${}^{208}_{82}\mathrm{Pb}$. Магические и в особенности дважды магические ядра отличаются *повышенной устойчивостью* (т. е. обладают большими удельными энергиями связи) и большей распространенностью в природе по сравнению с другими ядрами. Существование магических чисел объясняется оболочечной моделью ядра (см. § 78).

8. Применим формулу Вейцзеккера для определения наиболее стабильного изобара при заданном массовом числе A. Изобары отличаются друг от друга значениями Z. Поэтому задача сводится к определению зарядового числа Z, при котором энергия связи ядра максимальна. Продифференцируем (64.6) по Z при постоянном A и приравняем производную нулю. Разумеется, при этом достаточно принять во внимание только третий и четвертый члены формулы (64.6), так как остальные члены от Z не зависят. В результате получим

$$Z = \frac{A}{2 + (C_{кул}/2C_{сим})\,A^{2/3}} = \frac{A}{2 + 0{,}0150\,A^{2/3}}. \tag{64.8}$$

Формула Вейцзеккера не учитывает различия масс нейтрона и протона: $m_n - m_p = 1{,}29343$ МэВ. Действительно, масса ядра должна содержать член $Zm_p + (A - Z)m_n = Am_n - Z(m_n - m_p)$. Поэтому в формулу для энергии связи должно входить слагаемое $Z(m_n - m_p)$. С учетом этого слагаемого получится

$$Z = \frac{[1 + (m_n - m_p)/4C_{сим}]\,A}{2 + (C_{кул}/2C_{сим})\,A^{2/3}} = \frac{A}{1{,}97 + 0{,}0150\,A^{2/3}}, \tag{64.8а}$$

что отличается от (64.8) примерно на 1 %. Такое различие вряд

ли реально ощутимо при той точности, на которую может претендовать полуэмпирическая формула Вейцзеккера.

Ядра, не испытывающие β-распада, называются *β-стабильными ядрами*. Числа нейтронов N и протонов Z в них определяются формулами (64.8) или (64.8а). Эти формулы дают только средние или сглаженные значения N и Z для β-стабильных ядер. На плавный ход изменения, соответствующего формулам (64.8) и (64.8а), накладывается ряд *локальных искажений*. Для $A \lesssim 40$ число Z примерно вдвое меньше A, т. е. числа нейтронов и протонов в ядре примерно равны. При больших A из-за кулоновского отталкивания в ядре содержится больше нейтронов, чем протонов.

На рис. 120 на осях координат отложены числа N и Z. Здесь известные β-стабильные ядра изображены прямоугольниками в

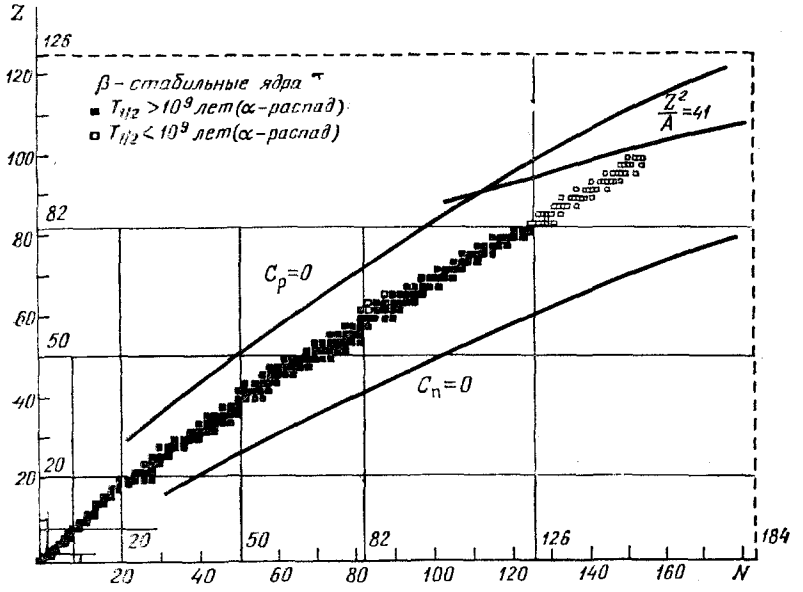

Рис. 120

функции N и Z. Темные квадратики относятся к ядрам, полупериод α-распада которых больше 10^9 лет, а светлые — к ядрам, у которых этот полупериод меньше. Ядра с избыточным числом нейтронов или протонов β-радиоактивны. От избытка протонов ядро освобождается путем испускания *позитронов*, а от избытка нейтронов — путем испускания *электронов* (см. § 74). Когда избыток протонов становится столь большим, что энергия отделения протона обращается в нуль, то ядро существовать не может и распадается. Аналогичное заключение относится к нейтронам.

Соответствующие теоретические границы существования ядер изображены кривыми C_p и C_n на рис. 120. Их можно приближенно получить, приравнивая нулю частные производные по Z (при $N = \text{const}$) и по N (при $Z = \text{const}$). О кривой $Z^2/A = 41$ будет сказано при рассмотрении вопроса о делении ядра (см. § 93).

9. Зависимость энергии связи ядра от числа нейтронов N и числа протонов Z можно изобразить графически, откладывая на горизонтальных осях значения N и Z, а на вертикальной оси энергии связи $\mathscr{E}_{\text{св}}$. Так как числа N и Z целые, то таким путем получится конечная система точек, каждая из которых соответствует определенному ядру. Если их соединить поверхностью, то она отнюдь не будет гладкой, а получится зубчатой. Положение здесь напоминает то, что получилось бы, если бы подобным образом изобразить зависимость энергии ионизации атома от порядкового номера элемента. Энергия ионизации менялась бы скачкообразно при переходе от одного элемента к соседнему. Особенно велики были бы эти скачки при переходах от соседних атомов к атомам благородных газов, у которых полностью застроены наружные электронные оболочки и именно благодаря этому энергии ионизации особенно велики. Аналогичное увеличение удельной энергии связи наблюдается и в ядерной физике при переходе к *магическим ядрам*. Этот эффект связан с оболочечной структурой ядра (см. § 78).

Но особенно сильно удельная энергия связи меняется при изменении *четности ядра*. При переходе же от ядер к соседним ядрам той же четности скачки удельной энергии связи относительно меньше. Именно в этом проявляется *энергия спаривания*. Благодаря наличию энергии спаривания поверхность $\mathscr{E}_{\text{св}} = \mathscr{E}_{\text{св}}(N, Z)$ отчетливо расщепляется на три поверхности. Выше всех располагается поверхность для четно-четных ядер, ниже всех — для нечетно-нечетных. Посередине между ними располагается поверхность с нечетными числами A, соответствующая четно-нечетным и нечетно-четным ядрам. Все три поверхности можно аппроксимировать гладкими поверхностями, используя для этого, например, формулу Вейцзеккера. Расстояние между этими поверхностями при $Z \approx 10-20$ и $N \approx 10-20$ составляет примерно 3—2 МэВ, а затем монотонно убывает до 1 МэВ в области самых тяжелых ядер ($Z \approx 100$, $N \approx 150$).

10. На рис. 121 представлена экспериментальная зависимость удельной энергии связи ядра от массового числа A для наиболее стабильных изобаров при всех четных значениях A. Нечетно-нечетных стабильных ядер известно всего пять: это легкие ядра ${}^2_1D$, ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{Be}$, ${}^{14}_7\text{N}$, а также ${}^{50}_{23}\text{V}$. Они на рис. 121 не представлены. Не представлены и ядра с нечетными значениями A. Тем самым исключены систематические нечетно-четные поправки, связанные с эффектом спаривания нуклонов. Плавная кривая соответствует полуэмпирической формуле Вейцзеккера (64.6).

Если исключить из рассмотрения самые легкие ядра, то в грубом приближении, как уже указывалось в пункте 3, удельная энергия связи слабо меняется при переходе от ядра к ядру и равна приблизительно 8 МэВ. Удельная энергия связи обращается в максимум при $A \approx 56$ (железо). Этот максимум равен приблизительно 8,8 МэВ. Замедление роста удельной энергии

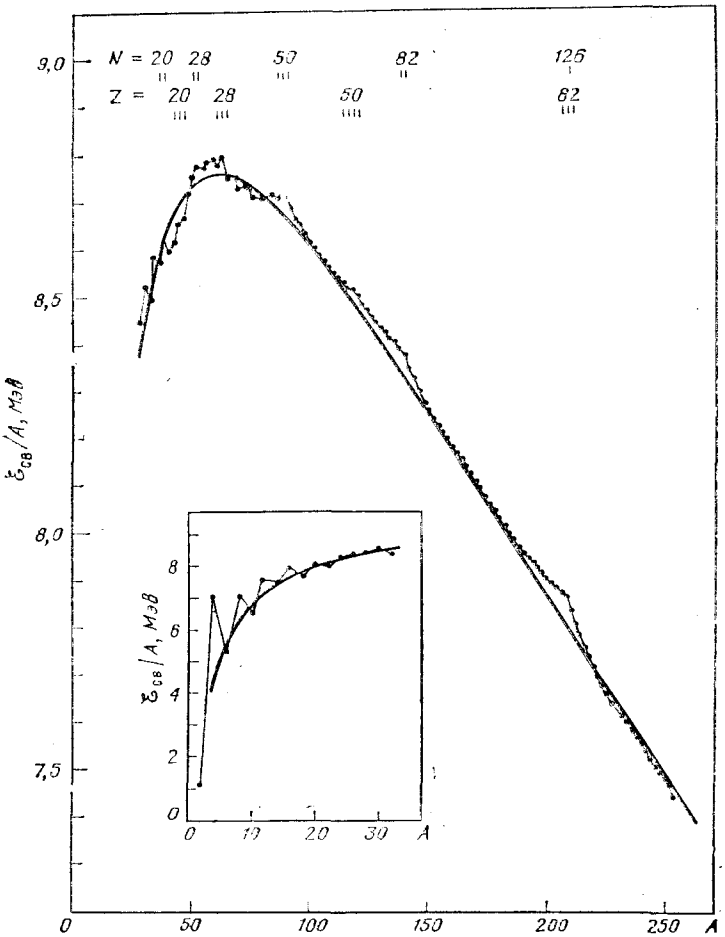

Рис. 121

связи с последующим падением ее, как уже указывалось выше (см. пункт 3), сначала связано с влиянием поверхностной энергии, а затем с кулоновским отталкиванием. Из рассмотрения кривой видно, что для легких ядер энергетически возможен процесс

слияния их с выделением ядерной энергии синтеза. Напротив, для тяжелых ядер энергетически выгоден процесс *деления*, сопровождающийся также выделением энергии. На этих процессах основана вся ядерная энергетика.

ЗАДАЧИ

1. Дефект массы атома $^9_4$Be равен 11,3484 МэВ. Определить энергию связи ядра $^9_4$Be относительно распада его на две α-частицы $^4_2$He и нейтрон.

Решение. *Воспользовавшись значениями дефектов масс нейтрона* и атома $^4_2$He, приведенными в тексте, получим для искомой энергии связи

$$\mathscr{E}_{\text{св}} = 2\Delta(2,4) + \Delta_{\text{n}} - \Delta(4,9) = 2\cdot 2,42485 + 8,07162 - 11,3484 = 1,5729 \text{ МэВ}.$$

Столь малая энергия связи ядра $^9_4$Be относительно распада его на две α-частицы и нейтрон позволяет выбивать из этого ядра нейтрон путем облучения его α-частицами. Именно таким путем был открыт нейтрон (см. § 92).

2. Используя дефекты масс

$$\Delta(1,2) = 13,13627 \text{ МэВ}, \quad \Delta(1,3) = 14,95038 \text{ МэВ},$$
$$\Delta(2,3) = 14,93173 \text{ МэВ},$$

а также дефекты масс, приведенные в тексте, вычислить энергию Q, выделяющуюся в следующих термоядерных реакциях:

1) $^2_1\text{D} + {}^2_1\text{D} \to {}^1_1\text{p} + {}^3_1\text{T}$, 3) $^2_1\text{D} + {}^3_1\text{T} \to {}^1_0\text{n} + {}^4_2\text{He}$,

2) $^2_1\text{D} + {}^2_1\text{D} \to {}^1_0\text{n} + {}^3_2\text{He}$, 4) $^3_2\text{He} + {}^2_1\text{D} \to {}^4_2\text{He} + {}^1_1\text{p}$.

Пренебрегая кинетической энергией частиц до реакции, определить, какую энергию уносит каждая частица после реакции.

Ответ.

1) $Q = 2\Delta(1,2) - \Delta(1,1) - \Delta(1,3) = 4,033$ МэВ; протон уносит 3,025 МэВ, ядро трития — 1,008 МэВ;

2) $Q = 3,27$ МэВ; нейтрон уносит 2,453 МэВ, ядро гелия $^3_2$He—0,817 МэВ;

3) $Q = 17,59$ МэВ; нейтрон уносит 14,07 МэВ, ядро гелия $^4_2$He—3,52 МэВ;

4) $Q = 18,35$ МэВ; протон уносит 14,68 МэВ, ядро гелия $^4_2$He — 3,67 МэВ.

3. Ядро урана $^{238}_{92}$U делится на два осколка приблизительно одинаковой массы, расположенные в середине периодической системы элементов. Пользуясь кривой рис. 121, определить приближенно освободившуюся при этом кинетическую энергию.

Решение. В результате деления полное число нуклонов 238 остается неизменным. Как видно из рис. 121, средняя энергия нуклона $\mathscr{E}_{\text{об}}/A = -\mathscr{E}_{\text{св}}/A$ до деления равна —7,6 МэВ, а после деления —8,5 МэВ. При делении освобождается кинетическая энергия $-238\cdot 7,6 - (-238\cdot 8,5) \approx 200$ МэВ.

4. Ядро урана $^{238}_{92}$U делится на два одинаковых осколка. Пользуясь формулой Вейцзеккера (64.6), вычислить суммарную кинетическую энергию, которую получили бы оба осколка, если бы между ними действовали только кулоновские силы отталкивания.

Ответ. $\mathscr{E}_{\text{кин}} = C_{\text{кул}}\left[Z^2A^{-1/3} - 2\left(\frac{Z}{2}\right)^2\left(\frac{A}{2}\right)^{-1/3}\right] = C_{\text{кул}}Z^2A^{-1/3} \times \times (1 - 2^{-2/3}) = 0{,}370\ C_{\text{кул}}Z^2A^{-1/3} \approx 360$ МэВ. Кинетическая энергия получилась больше, чем в предыдущей задаче. Это связано с тем, что все прочие силы (за исключением кулоновских) при распаде ядра на осколки удерживают их, т. е. производят отрицательную работу. На полученное значение надо смотреть как на грубо ориентировочное, поскольку формула Вейцзеккера не обоснована теоретически, а ее коэффициенты подобраны на основе экспериментальных данных.

5. Показать, что изотопы ^{5}Li и ^{8}Be нестабильны. С их нестабильностью связано отсутствие в природе стабильных изотопов с массовыми числами 5 и 8. Дефекты масс атомов ^{5}Li и ^{8}Be равны соответственно 11,680 и 4,9418 МэВ.

Указание. Для ядра ^{5}Li рассмотреть процесс $^5_3\text{Li} \to {}^4_2\text{He} + \text{p}$, а для ядра ^{8}Be — процесс $^8_4\text{Be} \to 2^4_2\text{He}$.

§ 65. Размеры ядра

1. О размерах ядра нельзя говорить с той же определенностью и однозначностью, как это делается в случае макроскопических тел. Наибольшей определенностью характеризуются размеры тяжелых ядер.

Различные методы определения размеров ядер можно разделить на две группы. В одних методах регистрируется наличие ядерного вещества — в них используются явления, обусловленные ядерными силами (или так называемыми сильными взаимодействиями). В других используются электромагнитные взаимодействия и исследуется распределение электрического заряда в ядре. Обе группы методов приводят к несколько различным результатам. В точных исследованиях необходимо указывать, в каком смысле употребляется понятие размера ядра и какими методами были определены эти размеры. Однако различия между результатами измерений размеров ядра разными методами не так велики. Когда не требуется особая точность, можно не вдаваться в подробности и говорить о «размерах ядра» вообще, не уточняя, о какой величине идет речь.

Если ядро считать сферическим, то все методы определения его радиуса приводят к формуле

$$R = r_0A^{1/3}. \tag{65.1}$$

Для постоянной r_0 для тяжелых ядер различными методами получаются несколько отличающиеся результаты, но все они лежат в пределах

$$r_0 = (1{,}2 - 1{,}5)\cdot 10^{-13}\ \text{см}. \tag{65.2}$$

Заметим, что за единицу расстояний в ядерной физике и физике элементарных частиц удобно принимать *ферми*, равный 10^{-13} см, а за единицу эффективного сечения *барн* (10^{-24} см^2).