

ядер при их радиоактивном распаде. Дважды магическим является также ядро  $O_8^{16}$  с  $N=Z=8$ . Олово  $Sn_{50}$ , имея магическое число протонов  $Z=50$ , содержит наибольшее количество стабильных изотопов — десять (включая радиоактивные, — двадцать).

Изотопы, содержащие магическое число нейтронов, содержатся в ряде соседних элементов и в относительно большом количестве. Например,  $He_{54}^{124}$  имеет число нейтронов  $N=82$ . С тем же числом нейтронов имеются изотопы:  $Cs_{55}^{137}$ ,  $Ba_{56}^{138}$ ,  $La_{57}^{139}$ ,  $Ce_{58}^{140}$ ,  $Pr_{59}^{141}$ ,  $Nd_{60}^{142}$  и  $Sm_{62}^{144}$ ! Самое тяжелое из устойчивых ядер — свинец  $Pb_{82}^{208}$  — дважды магическое:  $Z=82$ ,  $N=126$ . Все более тяжелые ядра уже радиоактивны, т. е. неустойчивы. Существующие приближенные методы расчета позволили получить теоретические значения магических чисел (64.10).

### § 65. Устойчивость ядер. Искусственная радиоактивность

Получаемое с помощью капельной модели выражение для массы атомных ядер позволяет ответить на вопрос о причинах неустойчивости ядер и путях их радиоактивных превращений. Тем самым решается и вопрос о возможности получения искусственных радиоактивных элементов.

При любых ядерных превращениях число нуклонов остается неизменным. Направленность возможных процессов определяется балансом энергии. Любая система устойчива, если ее энергия минимальна. Избыток энергии означает возбуждение, и система будет стремиться перейти в состояние с наименьшей возможной энергией. При сохранении общего числа нуклонов такой переход может происходить спонтанно (самопроизвольно) так, как, например, происходит переход возбужденного атома в нормальное состояние с излучением. Критерием запаса энергии в ядре является его масса покоя.

*Радиоактивное превращение возможно, если масса покоя исходного ядра превышает сумму масс покоя продуктов превращения.*

Например,  $\alpha$ -распад возможен, если

$$M_Z^A - (M_{Z-2}^{A-4} + M_2^4) = \Delta M > 0. \quad (65.1)$$

Реализация превращения обусловлена механизмом туннельного эффекта и требует некоторого времени. Разность масс  $\Delta M$  не исчезает. Продукты деления обладают кинетической энергией

$$E = \Delta M c^2 \quad (65.2)$$

и соответствующей дополнительной массой (релятивистский закон сохранения массы — энергии, см § 29).

В силу того, что ядерные силы являются короткодействующими, т. е. сказываются лишь между соседними нуклонами, а электрические силы между протонами действуют на любых расстояниях, относительная роль положительной электрической энергии взаимодействия между протонами возрастает с увеличением частиц в ядре. Поэтому с ростом  $A$  относительное число протонов убывает, а нейтронов возрастает.

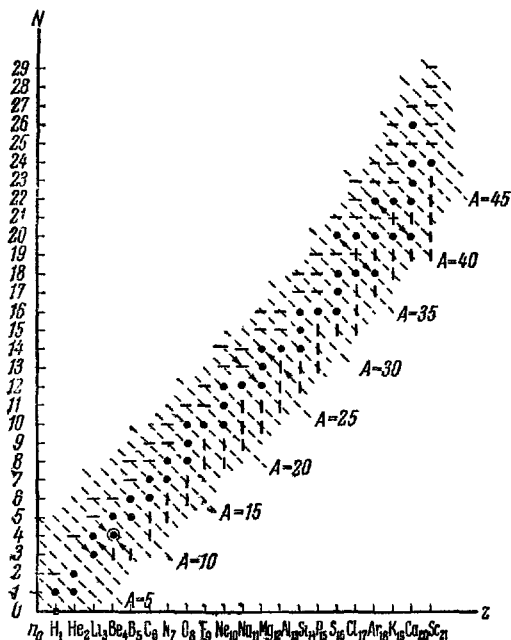


Рис. 3.18.

Если в легких ядрах число нейтронов в среднем составляет 50%, то в самых тяжелых оно достигает 62%. На рис. 3.18 по оси абсцисс отложено число протонов в ядре (порядковый номер), а на оси ординат — число нейтронов. Устойчивые ядра отмечены точками,  $\beta^-$ -активные — горизонтальными черточками, а  $\beta^+$ - или  $e$ -захватные — вертикальными черточками. При  $\beta^-$ -,  $\beta^+$ - и  $e$ -захватах  $A = N + Z$  не меняются. Такие превращения на графике отвечают перемещению по изобарным линиям, показанным пунктиром. Стрелками показаны некоторые из них, например:  $\text{He}_2^4 \rightarrow \text{Li}_3^6 + \beta^- + \bar{\nu}$ ,  $\text{Be}_4^7 \rightarrow \text{Li}_3^7 + \nu$  ( $e$ -захват),  $\text{Li}_3^8 \rightarrow \text{Be}_4^8 + \beta^- + \bar{\nu}$ ,  $\text{B}_5^8 \rightarrow \text{Be}_4^8 + \beta^+ + \nu$ . Теоретически значения устойчивых изобаров можно получить

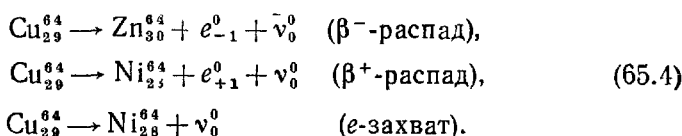
с помощью формулы (64.8), если определить значение  $Z$ , при котором  $M_Z^A$  (при данном  $A$ ) оказывается наименьшим. Вычисление, учитывающее все дополнительные слагаемые в (63.8), дает:

$$Z_{\text{уст}} = \frac{A}{1,98 + 0,015A^{2/3}}. \quad (65.3)$$

Поскольку  $Z$  не может быть дробным, следует взять ближайшее к (65.3) целое число.

Ядра, которые (при данном  $A$ ) обладают  $Z < Z_{\text{уст}}$  (т. е. избытком нейтронов), неустойчивы и будут превращаться в устойчивые с помощью  $\beta^-$ -распада до тех пор, пока  $Z$  не примет значения  $Z_{\text{уст}}$ . Сильно пересыщенные нейтронами ядра могут испытывать несколько  $\beta^-$ -превращений подряд. Например, на рис. 3.18 показан  $\text{Ne}_{10}^{24}$ , превращающийся последовательно в  $\text{Na}_{11}^{24}$  и  $\text{Mg}_{12}^{24}$ . При пересыщении ядер протонами ( $Z > Z_{\text{уст}}$ ) получаются ядра  $\beta^+$ -радиоактивные или претерпевающие  $e$ -захват. См., например,  $\text{Si}_{14}^{26}$ , превращающийся после двух  $\beta^+$ -распадов в  $\text{Mg}_{12}^{26}$ .

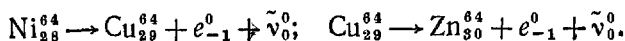
Так как  $Z$  может принимать только целочисленные значения и изменяться на единицу при каждом превращении, то применение формулы (65.3), полученной дифференцированием, нуждается в некоторых оговорках. Ядра с нечетным  $A$  обладают только одним устойчивым изобаром в соответствии с (65.3). В случае четного  $A$  возможны и несколько относительно устойчивых изобаров. Рассмотрим это на конкретном примере изобара с массовым числом 64. Из трех изобаров с  $A=64$ : никеля  $\text{Ni}_{28}^{64}$ , меди  $\text{Cu}_{29}^{64}$  и цинка  $\text{Zn}_{30}^{64}$  — первый и третий устойчивы, а  $\text{Cu}_{29}^{64}$  неустойчив. Ядра  $\text{Cu}_{29}^{64}$  испытывают частично  $\beta^-$ -распад, превращаясь в ядра  $\text{Zn}_{30}^{64}$ , частично  $\beta^+$ -распад, частично совершая  $e$ -захват, обращаясь в обоих последних случаях в  $\text{Ni}_{28}^{64}$ :



Объяснение состоит в том, что ядра  $\text{Zn}_{30}^{64}$  содержат четное число протонов ( $Z=30$ ) и нейтронов ( $N=34$ ), ядра никеля также ( $Z=28$ ,  $N=36$ ). В обоих ядрах спины всех нейтронов и протонов спарены. У меди же  $\text{Cu}_{29}^{64}$  число протонов нечетное ( $Z=29$ ) и нейтронов также ( $N=35$ ). Наличие неспаренных спинов, так же как и в случае электронов атомной оболочки (см. § 54), приводит к некоторому повышению энергии и изобар меди  $\text{Cu}_{29}^{64}$  оказывается тяжелее, чем  $\text{Zn}_{30}^{64}$ .

и  $Ni_{28}^{64}$ . Любое из указанных превращений оказывается выгодным и действительно реализуется.

Второе любопытное обстоятельство, вытекающее из этого примера, состоит в том, что  $Ni_{28}^{64}$  вполне устойчив, хотя вычисление по формуле (65.3) и опыт показывают, что его масса больше, чем у  $Zn_{30}^{64}$ . Объясняется это тем, что  $Ni_{28}^{64}$ , для того чтобы превратиться в  $Zn_{30}^{64}$ , должен был бы испытать два  $\beta^-$ -распада подряд:



Но первое из этих превращений исключается в силу того, что  $Ni_{28}^{64}$  обладает массой меньшей, чем  $Cu_{29}^{64}$ . Таким образом, при  $ч е т н о м$  массовом числе ядра имеют место следующие особенности:

1. Устойчивыми являются обладающие наименьшей массой ядра с  $ч е т н ы м$  числом протонов и нейтронов.

2. Возможны два и даже три устойчивых изобара (например,  $Sn_{50}^{124}$ ,  $Te_{52}^{124}$ , и  $Xe_{54}^{124}$ ).

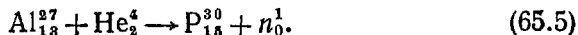
3. Нечетные изобары, находящиеся между такими устойчивыми, могут иногда испытывать  $р а з л и ч н ы е$  превращения:  $\beta^-$ -,  $\beta^+$ -распады или  $e$ -захват, превращаясь в устойчивое ядро, лежащее в таблице Менделеева слева или справа от них.

На рис. 3.18 попали два таких случая для изобаров с  $A=36$  и  $A=40$ . Распадающиеся частично по  $\beta^-$ , частично по  $\beta^+$  ядра  $Cl_{17}^{36}$  и  $K_{19}^{40}$  отмечены крестами (горизонтальной и вертикальной черточками, отмечающими  $\beta^-$ - и  $\beta^+$ -распады).

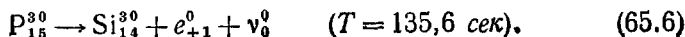
Имеется лишь несколько самых легких ядер, дающих исключение из первого правила:  $H_1^1$ ,  $Li_3^6$ ,  $B_5^{10}$ ,  $N_7^{14}$ ; хотя к легким ядрам капельная модель неприменима, даже эти исключения можно объяснить, но мы не будем на этом здесь останавливаться.

Из сказанного ясно, каким путем можно добиться получения искусственной радиоактивности нужного типа: обогащая ядра лишними протонами, получают, как правило, неустойчивые  $\beta^+$ -радиоактивные ядра; обогащение нейтронами (что легче, при наличии нейтронов) дает возможность получить  $\beta^-$ -радиоактивность.

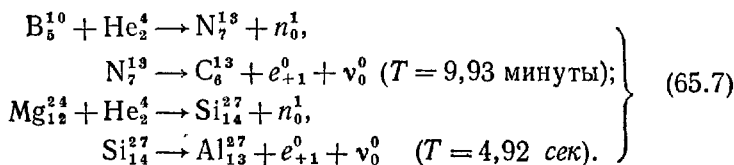
Искусственная радиоактивность была открыта Фредериком и Ирэн Жолио-Кюри в 1934 г. Облучая алюминий  $\alpha$ -частицами, они получили  $\beta^+$ -радиоактивный фосфор (и нейтрон):



Этот изотоп фосфора испытывает позитронный распад, превращаясь в кремний:



Аналогичным путем Жолио-Кюри получили из бора радиоактивный азот и из магния — радиоактивный кремний:



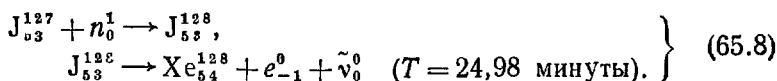
Открытие Жолио-Кюри имело тем большее значение, что до него были вообще неизвестны легкие радиоактивные элементы и был неизвестен позитронный радиоактивный распад.

Причина того, что все естественные тяжелые радиоактивные ядра дают, как правило, только  $\beta^-$ -радиоактивные элементы и почти никогда не дают  $\beta^+$ -радиоактивных, состоит в следующем. В тяжелых ядрах процентное содержание нейтронов (60—62%) выше, чем в легких. При радиоактивных превращениях всех четырех радиоактивных семейств массовые числа ядер убывают только в результате  $\alpha$ -распада. Получающиеся более легкие ядра были бы устойчивы (в смысле  $\beta$ -превращений), если бы процентное содержание нейтронов в них уменьшалось. В действительности же тяжелое ядро, теряя  $\alpha$ -частицу (2 нейтрона и 2 протона), увеличивает процентное содержание нейтронов (читатель легко убедится в этом на любом примере, например  $\text{U}_{92}^{238} \rightarrow \text{Th}_{90}^{234} + \text{He}_2^4$  — процентное содержание нейтронов в получившемся тории выше, чем в исходном уране). Но при избытке нейтронов возникает только  $\beta^-$ -радиоактивность, что и имеет место в действительности.

Нейтроны не отталкиваются от ядер, а на малых расстояниях притягиваются. Для нейтронов любое ядро — это потенциальная яма, не огражденная потенциальным барьером. Поэтому нейтроны весьма пригодны для получения новых тяжелых изотопов, которые будут  $\beta^-$ -радиоактивны (см. ниже, пример 1). Как показал опыт, поглощение нейтрона может приводить к различным превращениям, продукты которых в некоторых случаях оказываются радиоактивными (см. примеры 2 и 3).

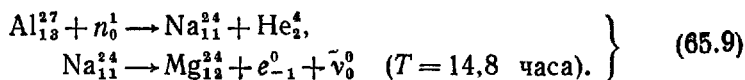
Приведем некоторые примеры.

1. Захват нейтрона ядром с получением  $\beta^-$ -радиоактивного изотопа:



Ксенон с  $A = 128$  стабилен.

2. Захват нейтрона сопровождается вылетом  $\alpha$ -частицы. Образуется  $\beta^-$ -радиоактивный изотоп:



3. Ядро, поглощая нейтрон, выбрасывает протон, превращаясь в  $\beta^-$ -радиоактивный изотоп:

