

Энергия, выделяющаяся при А.-р.,

$$Q = [M_{A-4} - M_{A-4} - M_{\alpha}] c^2, \quad (2)$$

где  $M_A$  и  $M_{A-4}$  — массы материнского и дочернего ядер,  $M_{\alpha}$  — масса  $\alpha$ -частицы. Энергия  $Q$  делится между  $\alpha$ -частицей и дочерним ядром обратно пропорционально их массам, откуда энергия  $\alpha$ -частиц

$$\mathcal{E}_{\alpha} = [M_{A-4}/M_A] Q. \quad (3)$$

Энергетич. условие возможности А.-р. заключается в том, чтобы энергия связи ( $-Q$ )  $\alpha$ -частицы относительно материнского ядра была отрицательна. Эта энергия связи оказывается отрицательной почти для всех  $\beta$ -стабильных ядер с  $A > 150$  (рис. 1), т. е. все ядра

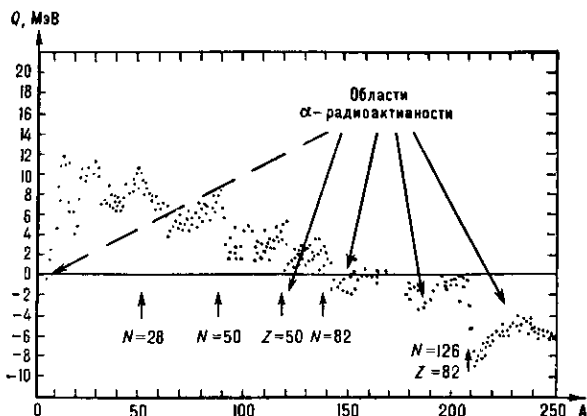


Рис. 1. Значения энергии связи  $\alpha$ -частицы для  $\beta$ -стабильных ядер и области  $\alpha$ -радиоактивности;  $N$  — число нейтронов в ядре; стрелки показывают зоны, где наблюдается  $\alpha$ -распад (в области  $A$  от 2 до 50  $\alpha$ -распад наблюдается, но точные значения  $Q$  неизвестны).

с  $A > 150$  должны быть  $\alpha$ -радиоактивными. Однако во многих случаях время жизни этих ядер (период полураспада) слишком велико и  $\alpha$ -радиоактивность не удаётся наблюдать.

Известно св. 300  $\alpha$ -активных ядер, большинство из к-рых получено искусственно. Подавляющее большинство последних сосредоточено в области трансвинтовых ядер с  $Z > 82$ . Имеется группа  $\alpha$ -активных ядер в области редкоземельных элементов ( $A=140-160$ ), а также небольшая группа в промежутке между редкоземельными и тяжёлыми ядрами (рис. 1). В ядерных реакциях с тяжёлыми ионами синтезированы неск.  $\alpha$ -излучающих нейтронно-дефицитных ядер с  $A \sim 110$ . Наблюдаемые времена жизни  $\alpha$ -активных ядер лежат в пределах от  $10^{17}$  лет ( $^{204}\text{Pb}$ ) до  $3 \cdot 10^{-7}$  с ( $^{212}\text{Po}$ ). Кинетич. энергии  $\alpha$ -частиц изменяются от 1,83 МэВ ( $^{144}\text{Nd}$ )

$I^{\pm}$	$\delta, \text{кэВ}$	$\mathcal{E}_{\alpha}, \text{МэВ}$	%	$L=$
$1/2^{-}$	225	5,314	0,015	$L=4,6$
$9/2^{-}$	158,6	5,379	1,4	$L=2$
$7/2^{-}$	103,0	5,433	13,6	$L=2$
$5/2^{-}$	76	5,476	84,3	$L=0,2$
$7/2^{+}$	33,20	5,503	0,24	$L=1$
$5/2^{+}$	0	5,535	0,42	$L=1$

Рис. 2. Схема распада  $^{241}\text{Am}$ , иллюстрирующая характер информации, получаемой при изучении  $\alpha$ -распада;  $I$  — угловые моменты состояний дочернего ядра,  $^{237}\text{Np}$ ,  $\mathcal{E}$  — их энергия,  $\pm$  — чётность состояний, % — доля переходов на данный уровень,  $L$  — угловой момент  $\alpha$ -частицы.

до 11,65 МэВ (изомер  $^{212m}\text{Po}$ ). Пробег  $\alpha$ -частицы с типичной энергией  $\mathcal{E}_{\alpha} = 6$  МэВ составляет  $\sim 5$  см в воздухе при нормальных условиях и  $\sim 0,05$  мм в Al.

**Альфа-спектроскопия.** Спектр  $\alpha$ -частиц, возникающих при распаде материнского ядра, представляет ряд моноэнергетич. линий, соответствующих переходам на разл. уровни дочернего ядра. Т. к.  $\alpha$ -частица не имеет спина, правила отбора по моменту кол-ва движения  $I=L$  и чётности, к-рые вытекают из соответствующих законов сохранения, оказываются простыми. Угловой момент  $L$   $\alpha$ -частицы может принимать значения в интервале:

$$I_i - I_f \leq L \leq I_i + I_f, \quad (4)$$

где  $I_i$  и  $I_f$  — угловые моменты начального и конечного состояний ядер (материнского и дочернего). При этом разрешены только чётные значения  $L$ , если чётности обоих состояний совпадают, и нечётные, если чётности не совпадают. А.-р. является важным методом изучения нижних энергетич. состояний тяжёлых ядер (рис. 2).

Для измерения энергии и интенсивности потока  $\alpha$ -частиц, испускаемых  $\alpha$ -активными ядрами, используются газоразрядные и полупроводниковые детекторы частиц, а также спектрометры. Поверхностно-барьерные кремниевые полупроводниковые детекторы позволяют получить разрешение до 12 кэВ (для  $\alpha$ -частиц с  $\mathcal{E}_{\alpha} = 6$  МэВ) при светосиле  $\sim 0,1\%$ . В табл. 1 приведены энергии  $\alpha$ -частиц нек-рых  $\alpha$ -излучателей, используемых в качестве стандартов.

Табл. 1.

Источник	Энергия, кэВ
$^{226}\text{Ra}$	$4781,8 \pm 2,4$
$^{210}\text{Po}$	$5304,5 \pm 0,5$
$^{212}\text{Bi}$	$6049,6 \pm 0,7$
$^{214}\text{Po}$	$7688,4 \pm 0,6$
$^{212}\text{Po}$	$8785,0 \pm 0,8$

**Периоды полураспада.** Одна из особенностей  $\alpha$ -радиоактивности состоит в том, что при сравнительно небольшом различии в энергии  $\alpha$ -частиц  $\mathcal{E}_{\alpha}$  время жизни материнского ядра отличается на много порядков. Энергия  $\alpha$ -распада  $Q$  и период полураспада  $T_{1/2}$  ядер с одним и тем же  $Z$  связаны соотношением, эмпирически установленным задолго до создания теории А.-р. (Гейгера — Петтолла закон):

$$\lg T_{1/2} = A_Z Q_{\text{эф}}^{-1/2} + B_Z. \quad (5)$$

Здесь  $A_Z$  и  $B_Z$  — константы, приведённые в табл. 2; эфф. величина  $Q_{\text{эф}} = Q + 6,5 \cdot 10^{-9} Z^{7/6}$  МэВ учитывает экранирующий эффект электронов.

Соотношение (5) лучше всего описывает переходы между осн. состояниями чётно-нечётных ядер (рис. 3). Для нечётных ядер и переходов в возбуждённые состояния периоды полураспада оказываются во многих случаях в 100—1000 раз большими при одинаковой энергии А.-р. Отношение истинного периода полураспада

Табл. 2.

$Z+2$ (атомный номер излучателя)	$A_Z$	$B_Z$	$Z+2$ (атомный номер излучателя)	$A_Z$	$B_Z$
84	129,35	-49,9229	92	147,49	-53,65
86	137,46	-52,4597	94	146,23	-52,0899
88	139,17	-52,1476	96	152,44	-53,6825
90	144,19	-53,2644	98	152,86	-52,9506

к вычисленному по ф-ле (5) для чётно-нечётного ядра наз. фактором замедления.

**Теория альфа-распада.** Осн. фактором, определяющим вероятность А.-р. и её зависимость от энергии  $\alpha$ -частицы и заряда ядра, является кулоновский барьер. Простейшая теория А.-р. [Г. Гамов (G. Gamow), 1927] сводилась к описанию движения  $\alpha$ -частицы в по-