

Запаздывающие частицы

Н. В. Иванова

Поиск новых изотопов и исследование их свойств играет ключевую роль в современной ядерной физике. Значительное продвижение в этой области связано с открытием явления радиоактивности. Пионерские работы, выполненные А. Беккерелем, супругами П. и М. Кюри, О. Ганом, Л. Мейтнер, существенно расширили наши представления об атомных ядрах. Наряду со стабильными ядрами было обнаружено существование радиоактивных атомных ядер.

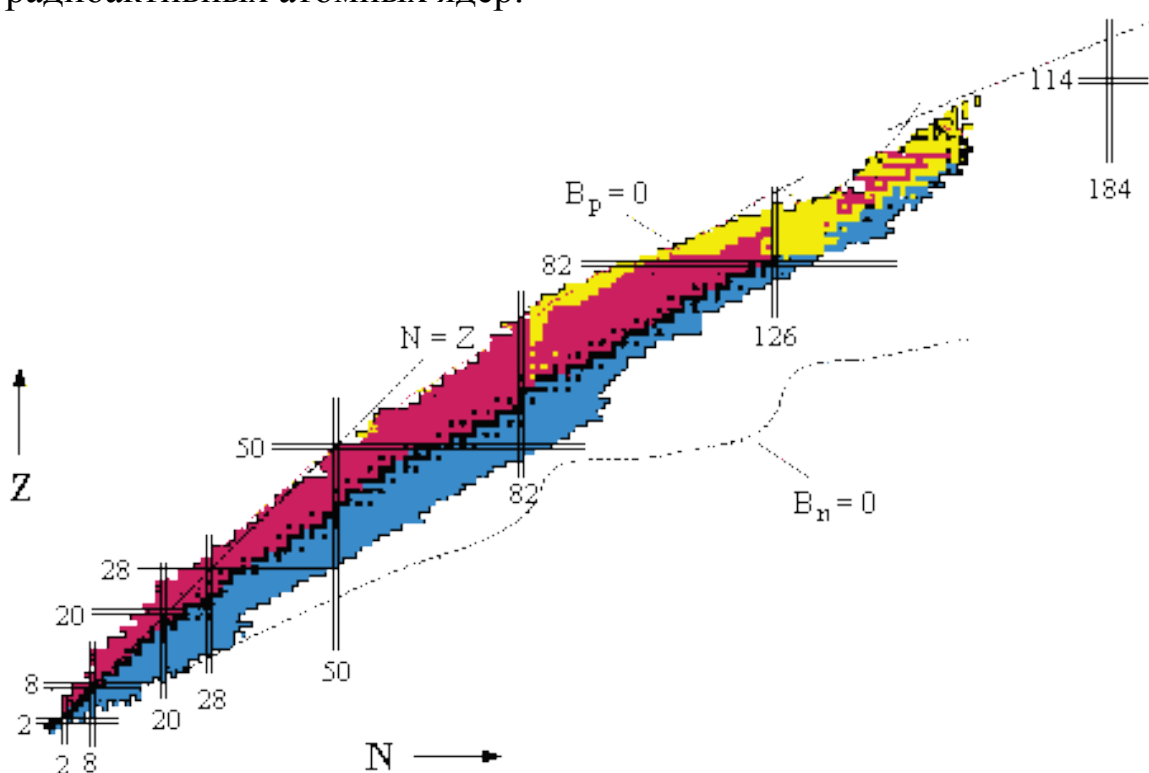


Рис. 1. N-Z диаграмме атомных ядер

Общую ситуацию с известными атомными ядрами наиболее наглядно можно увидеть на N-Z диаграмме атомных ядер. Каждому ядру соответствует определенное положение на плоскости с осями N и Z. Точками отмечены лишь стабильные и долгоживущие ядра, и совокупность этих точек образуют узкую полосу, называемую линией или долиной стабильности. На рис. 1. показана N-Z диаграмма атомных ядер. Черными точками показаны стабильные ядра. (Для стабильных ядер характерно вполне определенное значение N/Z , определяемое равновесием ядерных и кулоновских сил в ядре) Область расположения стабильных ядер обычно называют долиной стабильности. Для ядер долины стабильности характерно следующее отношение числа нейтронов к числу протонов: $N/Z = 0.98 + 0.015 A^{2/3}$, где $A = N + Z$ – массовое число.

Легкие стабильные ядра ($A < 40$) имеют приблизительно равные числа нейтронов и протонов. В области более тяжелых ядер отношение числа нейтронов к числу протонов начинает возрастать и достигает величины 1,6 в районе $A=250$. Это изменение легко понять, если учесть короткодействующий характер ядерных сил и возрастающую роль кулоновского взаимодействия протонов с ростом A . Тяжелые ядра оказываются энергетически более устойчивыми, если содержат большее число нейтронов N по сравнению с числом протонов Z . С левой стороны от стабильных ядер находятся ядра, перегруженные протонами (протоноизбыточные ядра), справа - ядра, перегруженные нейтронами (нейтроноизбыточные ядра). Ядра, сильно перегруженные нейтронами или протонами, обычно называют экзотическими ядрами.

По мере удаления от долины β -стабильности, как в область нейтронодефицитных, так и в область нейтроноизбыточных ядер, происходит увеличение энергии β -распада и уменьшение энергии отделения нуклонов. Начиная с энергий β -распада, больших, чем энергии отделения одного или нескольких нуклонов, либо фрагментов ядра, становится возможным испускание запаздывающих частиц. Испускание запаздывающих частиц – двухстадийный процесс. На первой стадии происходит β -распад. Если при этом дочернее ядро образуется в возбужденном состоянии, на второй стадии происходит распад ядра из возбужденного состояния с испусканием одного или нескольких нейтронов, протонов и более тяжелых ядер.

Частицы, испускаемые в таких процессах, называются **запаздывающими**, так как период полураспада, наблюдаемый путем регистрации конечных продуктов, будет определяться периодом полураспада предшествующего β -распада.

Явление испускания запаздывающих частиц широко распространено и наблюдается практически для всех изотопов, удаленных от долины β -стабильности.

Сопоставление энергий β -распада и энергий связи протонов и нейтронов (табл. 1.) показывает, что в лёгких изотопах Mg должно наблюдаться испускание запаздывающих протонов, в то время как в тяжелых – испускание запаздывающих нейтронов.

A	ϵ	B_p	B_n	Q_{β^+}	Q_{β^-}
19	5,8405	-1,5612		20,1133	
20	6,7235	2,6454	23,5411	10,7226	
21	7,1048	3,2262	14,7312	13,0947	
22	7,6627	5,5018	19,3788	4,7855	
23	7,9012	7,5803	13,1481	4,0561	
24	8,2608	11,6927	16,5311		
25	8,2236	12,0637	7,3306		
26	8,3340	14,1457	11,0931		
27	8,2640	15,0133	6,4434		2,6100
28	8,2725	16,7902	8,5033		1,8318
29	8,1139	16,9188	3,6717		7,5963
30	8,0555	18,8647	6,3630		6,9618
31	7,8724	18,8674	2,3780		11,7363
32	7,8079	20,8985	5,8087		10,1072
33	7,6387	21,4594	2,2225		13,4235
34	7,5362	23,3697	4,1568		11,7411
35	7,3404	23,8970	0,7280		16,2823
36	7,2162	25,4470	2,7990		15,6424
37	7,0286	25,9930	0,2470		19,3026
38	6,9034	27,5670	2,3240		18,9456
39	6,7128		-0,5000		22,1714
40	6,5818		1,4030		20,9400

Табл. 1. Изотопы магния

A – массовое число изотопа, ϵ – удельная энергия связи, B_p – энергия отделения протона, B_n – энергия отделения нейтрона, Q_{β^+} – энергия β^+ -распада, Q_{β^-} – энергия β^- -распада.

Испускание запаздывающих протонов

Уменьшение энергии отделения протона при продвижении в область протоноизбыточных изотопов делает возможным радиоактивные распады с испусканием запаздывающих протонов (рис. 2.). Исходное ядро (A,Z) в результате β^+ -распада или e-захвата превращается в ядро (A,Z-1). Если энергия возбуждения E^* ядра (A,Z-1) больше энергии отделения протона B_p , то открыт канал распада возбужденного состояния ядра (A,Z-1) с испусканием протона. Энергия протона определяется соотношением: $E_p = (A-1)(E^*-B_p)/A$, $A = Z + N$

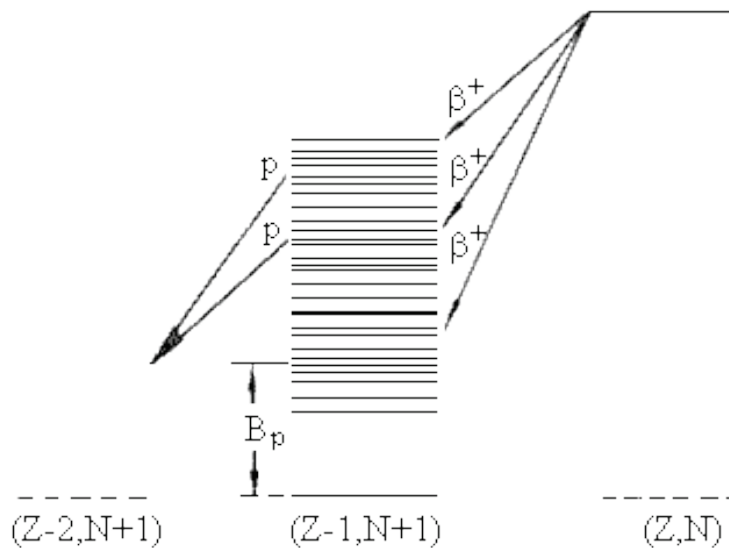


Рис. 2. Испускание запаздывающих протонов

Условия для испускания запаздывающих протонов реализуются в ядрах, имеющих большой избыток протонов.

В настоящее время известно свыше 70 β^+ -радиоактивных ядер-излучателей запаздывающих протонов. В случае легких ядер область протонных излучателей находится относительно близко от долины стабильности. Поэтому излучатели запаздывающих протонов получают в реакциях типа $(p, 2-3n)$, $({}^3\text{He}, 2-3n)$.

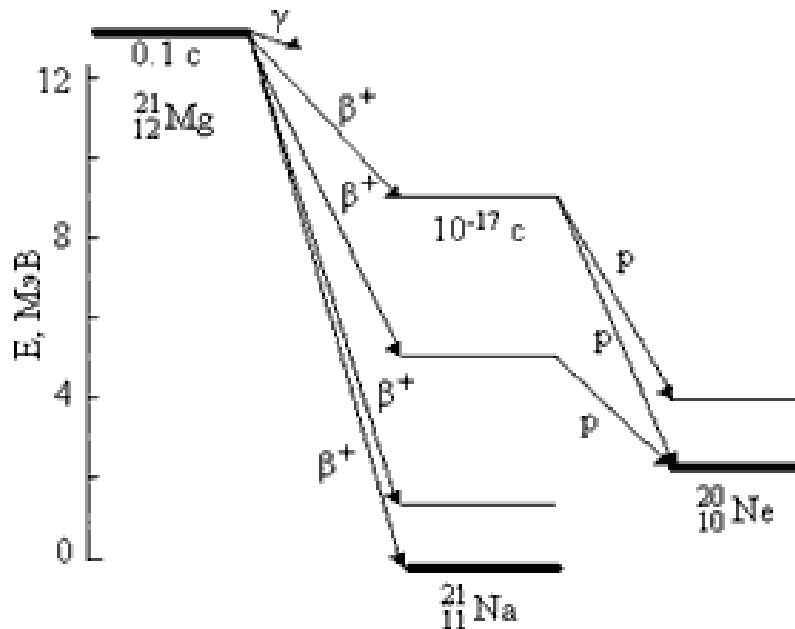
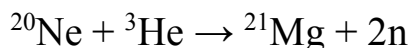


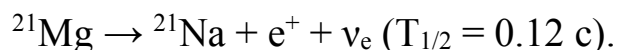
Рис.3. Испускание запаздывающих протонов изотопом ${}^{21}\text{Mg}$

Одним из ядер, испускающих запаздывающие протоны, является изотоп ${}^{21}\text{Mg}$. Наблюдение запаздывающих протонов происходило

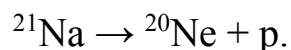
следующим образом (рис. 3.). Исходное ядро ^{20}Ne облучалось ускоренными ионами ^3He и в результате реакции:



образовывался изотоп ^{21}Mg . Ядро ^{21}Mg нестабильно и результате β^+ -распада превращается в изотоп ^{21}Na :

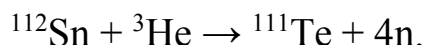


В том случае, когда ядро ^{21}Na образуется в состояниях с энергией меньше 2,5 МэВ, в нем происходят γ -переходы в основное состояние с испусканием γ -квантов. Однако если энергия возбуждения ядра ^{21}Na превышает 2,5 МэВ, ядро ^{21}Na может, испустив протон, превратиться в стабильный изотоп ^{20}Ne .

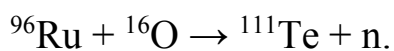


Испускание протона происходит практически мгновенно, после β^+ -распада ядра ^{21}Mg ($T_{1/2}$ около 10^{-17} с), то есть наблюдается практически одновременное появление протона и позитрона. Наблюдаемая скорость распада с испусканием протонов будет определяться скоростью β^- -распада ядра ^{21}Mg .

При увеличении Z для получения протоноизбыточных ядер требуется все больший нейтронный дефицит. Поэтому более выгодными оказываются реакции, вызываемые тяжелыми ионами. Так, для получения протонного излучателя изотопа теллура ^{111}Te в реакции под действием ионов ^3He необходимо испускание 4 нейтронов:



Для получения того же изотопа ^{111}Te при облучении мишени ^{96}Ru ионами ^{16}O необходимо испускание одного нейтрона



С увеличением Z это различие становится все более значительным.

Испускание двух запаздывающих протонов

Испускание двух запаздывающих протонов было обнаружено при β^+ -распаде изотопа ^{22}Al . Эксперимент был выполнен на пучке ускоренных ионов ^3He с энергией 110 МэВ. Изотоп ^{22}Al образовывался в реакции:



и далее распадался (рис. 4.) по цепочке

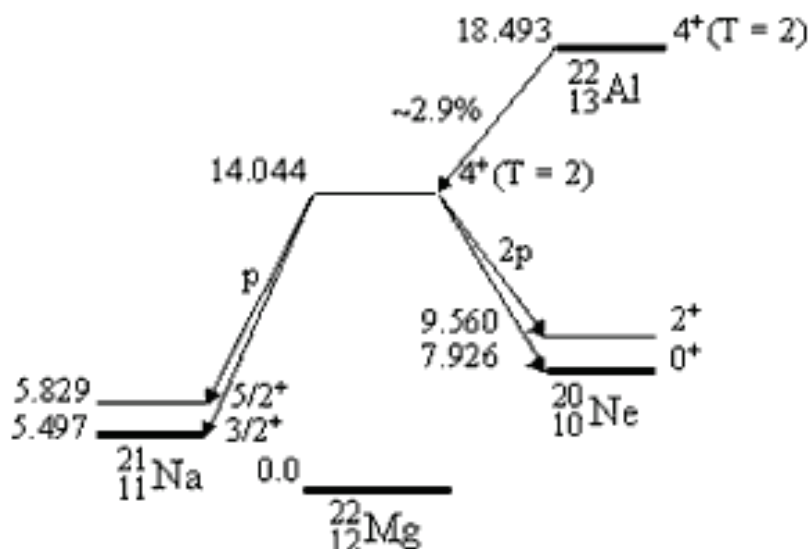
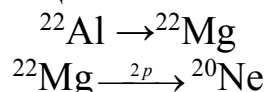


Рис. 4. Испускание двух запаздывающих протонов при β^+ -распаде ^{22}Al .

Протоны регистрировались двумя телескопами из трех кремниевых счетчиков – системой ΔE_1 - ΔE_2 - E детекторов, имевших толщину соответственно 24, 155 и 500 мкм. Измерялись двумерные спектры протонов в режиме совпадений с разрешающим временем 20 нс. В спектре двух протонов наблюдались два максимума, соответствующих двухпротонному распаду состояния 14,044 МэВ ядра ^{22}Mg с заселением основного и возбужденного ($E^* = 1,634$ МэВ) состояний конечного ядра ^{20}Ne .

Изотоп ^{22}Mg из возбужденного состояния 14,044 МэВ может также распадаться с испусканием запаздывающих протонов. Протонный распад происходит на основное $J^P = 3/2^+$ и первое возбужденное $J^P = 5/2^+$ состояния изотопа ^{21}Na . Вероятность распада ^{22}Al с испусканием запаздывающих протонов и двух протонов приведены в таблице 2.

Канал распада	Вероятность распада, %	Продукт распада
β^+	100	^{22}Mg
β^+p	≈ 60	^{21}Na
β^+2p	0,90	^{20}Ne
$\beta^+\alpha$	0,31	^{18}Ne

Табл. 2. Каналы распада изотопа ^{22}Al .

Запаздывающие альфа-частицы

Впервые испускание запаздывающих α -частиц наблюдалось в 1916 г. в опытах по изучению α -распада. Правильная интерпретация этого явления была дана Гамовым в 1930 г. Суть явления легко понять из рис. 13.4, на котором показана схема образования запаздывающих α -частиц при β^- -распаде изотопа ^{212}Bi . Изотоп ^{212}Bi является радиоактивным изотопом. Его период полураспада $T_{1/2} = 60.55$ минут. Он распадается с вероятностью $\approx 64\%$ в результате α -распада и с вероятностью $\approx 36\%$ в результате β^- -распада.

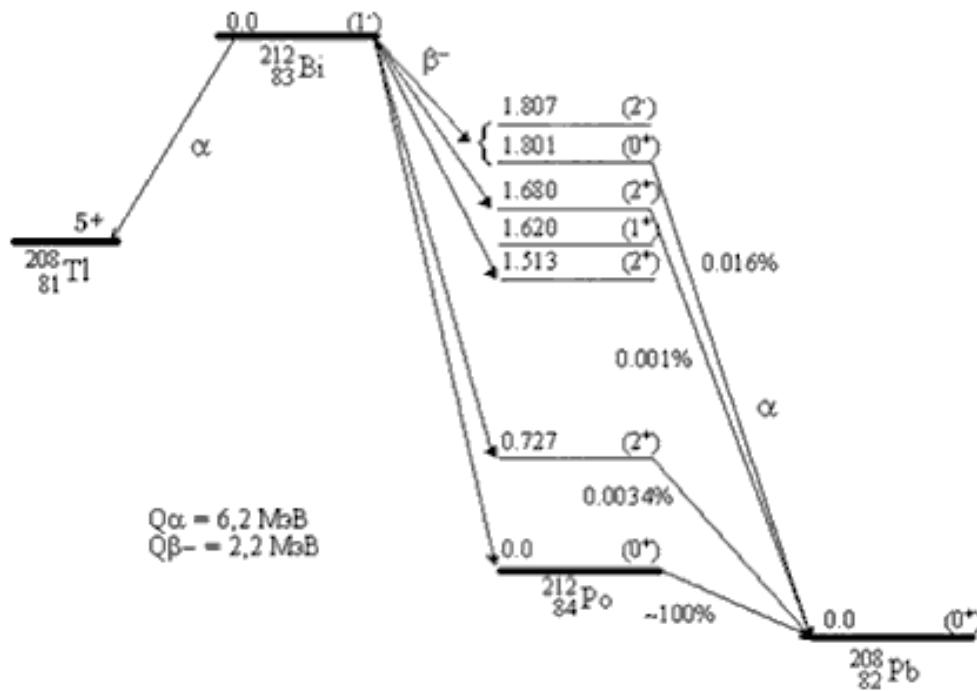


Рис. 5. Образование запаздывающих α -частиц при β^- -распада ^{212}Bi .

В результате β^- -распада ядра ^{212}Bi происходит образование изотопа ^{212}Po в возбужденных состояниях вплоть до энергии 9,2 МэВ. Ядро ^{212}Po является нестабильным по отношению к α -распаду. Период полураспада изотопа ^{212}Po составляет $0,3 \cdot 10^{-18}$ с. α -распад ^{212}Po может происходить как из основного состояния, так и из возбужденных состояний, скорость α -распада ^{212}Po будет определяться скоростью предшествующего β^- -распада.

Образование в результате β^- -распада ядер в возбужденных состояниях увеличивает энергию α -распада. Вероятность α -распада из возбужденного состояния будет определяться конкуренцией двух процессов: α -распада и γ -распада этого возбужденного состояния. Для того, чтобы детектирование α -распада из возбужденного состояния стало возможным, необходимо, чтобы ширина α -распада Γ_α была бы одного порядка или больше радиационной ширины Γ_γ . С уменьшением энергии

α -частицы уменьшается вероятность туннельного эффекта, определяющего скорость α -распада. По существу, испускание запаздывающих α -частиц полностью аналогично испусканию запаздывающих протонов. Основным препятствием для вылета α -частиц является потенциальный барьер, высота которого для α -частиц значительно больше, чем для протонов.

Изотоп и тип β -распада – продукт распада	$T_{1/2}$, с	$Q_{\beta} - E_{\alpha}$, МэВ	* P_{α} , %	Реакция образования излучателей запаздывающих α -частиц
${}^8\text{Li}, \beta^- - {}^8\text{Be}$	0.84	16.1	100	${}^7\text{Li}(d,p)$
${}^{11}\text{Be}, \beta^- - {}^{11}\text{B}$	13.8	2.8	3	${}^{11}\text{Be}(t,p)$
${}^8\text{N}, \beta^+ - {}^8\text{C}$	0.011	10.0	3.5	${}^{12}\text{C}(p,n)$
${}^{16}\text{N}, \beta^- - {}^{16}\text{O}$	7.1	3.2	$1.2 \cdot 10^{-3}$	${}^{16}\text{O}(n,p)$
${}^{114}\text{Cs}, \beta^+ - {}^{114}\text{Xe}$	0.7	14.6	$(10^{-1})?$	$\text{La}(p,3pxn)$
${}^{116}\text{Cs}, \beta^+ - {}^{116}\text{Xe}$	3.9		$8 \cdot 10^{-3}$	$\text{La}(p,3pxn)$
${}^{118}\text{Cs}, \beta^+ - {}^{118}\text{Xe}$	16.4	10.6	$2.4 \cdot 10^{-3}$	$\text{La}+p, {}^{92}\text{Mo}+{}^{32}\text{S}$
${}^{120}\text{Cs}, \beta^+ - {}^{120}\text{Xe}$	58.3	9.1	$2 \cdot 10^{-5}$	$\text{La}(p,3pxn)$

Табл. 3. Излучатели запаздывающих α -частиц

Наличие потенциального барьера приводит к тому, что существует некоторый порог E_{α} , ниже которого наблюдение запаздывающих α -частиц становится невозможным. Величина порога растет с ростом Z . (табл. 3.). В настоящее время известно около 25 излучателей запаздывающих α -частиц. Некоторые из них приведены в табл. 3. Испускание запаздывающих α -частиц возможно как в результате β^- -распада, так и в результате β^+ -распада. Существует довольно широкая область атомных ядер, для которой возможно испускание запаздывающих α -частиц. Она простирается в области нейтронодефицитных изотопов вплоть до висмута ($Z = 83$). Однако в этой же области одновременно выполняются условия и для испускания запаздывающих протонов. В силу большей проникаемости потенциального барьера для протонов, эта мода распада часто будет доминирующей.

Запаздывающие нейтроны

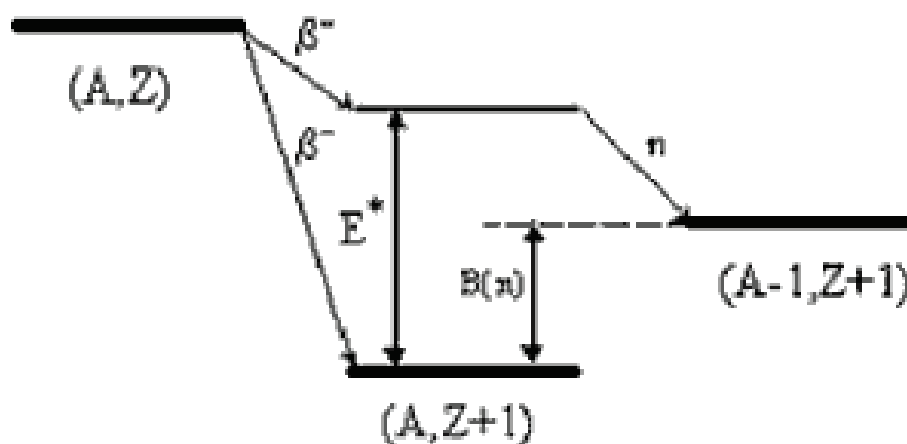


Рис. 6. Образование запаздывающих нейтронов:
 E^* – энергия возбуждения ядра $(A, Z+1)$;
 $B(n)$ – энергия отделения нейтрона в ядре $(A, Z+1)$.

При удалении от линии стабильности в сторону нейтронно-избыточных ядер последние становятся нестабильными относительно испускания нейтронов из основного состояния (neutron drip-line). Между ядрами, неустойчивыми к испусканию нейтронов из основного состояния, и стабильными ядрами расположены β^- -радиоактивные ядра, которые могут быть излучателями запаздывающих нейтронов. Практически сразу же после открытия процесса деления было обнаружено, что небольшая часть нейтронов испускается не в момент деления, а с запаздыванием примерно в 1 минуту. Более детальные исследования показали, что запаздывающие нейтроны делятся на несколько групп с периодами полураспада 55, 23.5, 0.4 и 0.2 с. Бор и Уиллер следующим образом интерпретировали явление испускания запаздывающих нейтронов. β^- -распад ядер (A, Z) , образующихся в результате деления приводит к образованию дочерних ядер $(A, Z+1)$ в возбужденных состояниях с энергией больше энергии отделения нейтрона. Распад этих состояний может происходить с эмиссией нейтронов.

В настоящее время известно свыше 150 ядер излучателей запаздывающих нейтронов. Часть их приведена в табл. 4. В последнем столбце таблицы указаны характерные реакции, в которых образуются излучатели запаздывающих нейтронов. Область ядер, в которой могут располагаться излучатели запаздывающих нейтронов оценивается на основе масс атомных ядер. Она простирается от самых легких ядер до тяжелых. Вероятность испускания запаздывающих нейтронов P_n зависит от степени заселения в ядре $(Z+1, N-1)$ состояний выше нейтронного

порога V_n и конкуренции между распадами этих состояний с испусканием нейтронов и γ -квантов. Выражение для P_n имеет вид

$$P_n = \frac{\int_{B_n}^{Q_\beta} \frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_\gamma} M^2 F(Z+1, Q_\beta - E) \rho(E) dE}{\int_0^{Q_\beta} \frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_\gamma} M^2 F(Z+1, Q_\beta - E) \rho(E) dE}$$

где $M^2 F(Z+1, Q_\beta - E)$ описывает зависимость вероятности β -распада от заряда ядра Z и энергии β -распада Q_β , Γ_n и Γ_γ – нейтронная и радиационная ширины распада состояний ядра $(A, Z+1)$, $\rho(E)$ – плотность уровней ядра $(A, Z+1)$. В связи с тем, что плотность уровней дочернего ядра, на которое происходит β -распад в области энергий $E > V_n$ высока, часто для описания выхода нейтронов используется статистический подход. Предложены различные эмпирические формулы для аппроксимации выхода нейтронов. В табл. 4 экспериментальные данные по выходу запаздывающих нейтронов сравниваются с расчетами на основе формулы $P_n = a_1(Q_\beta - V_n)^{a_2}$. Экспериментальные данные свидетельствуют о сильной зависимости выхода запаздывающих нейтронов от величины $(Q_\beta - V_n)$.

Для всех делящихся ядер имеется несколько групп запаздывающих нейтронов, различающихся периодами полураспада. Например, группа нейтронов с наибольшим периодом полураспада связана с образованием изотопа ^{87}Br , который в результате β -распада ($T_{1/2} = 55,6$ с) превращается в изотоп ^{87}Kr . В 70% случаев распада ядро ^{87}Kr образуется с энергией возбуждения больше 5,5 МэВ, что достаточно для испускания нейтронов. В результате вылета нейтрона из ядра ^{87}Kr образуется стабильное ядро ^{86}Kr , имеющее полностью заполненную нейтронную оболочку с магическим числом нейтронов $N = 50$ (рис. 7).

Изотоп	$T_{1/2}$, с	$Q_\beta - V_n$, МэВ	P_n , %	Реакция образования изотопа-излучателя запаздывающих нейтронов
^{11}Li	0.009	22.5	82 ± 7	$p(600 \text{ МэВ}) + U \rightarrow \text{фрагментация}$
^{13}B	0.0174	8.5	0.26 ± 0.04	$t + ^{11}\text{B} \rightarrow ^{13}\text{B} + p$
^{17}N	4.16	4.5	95 ± 1	$d + (^{16}\text{O} + ^{37}\text{Cl})$
^{27}Na	0.295	1.6	0.08 ± 0.03	$p(\text{ГэВ}) + U \rightarrow \text{фрагментация}$
^{28}Na	0.036	3.0	0.58 ± 0.12	$p(\text{ГэВ}) + U \rightarrow \text{фрагментация}$
^{29}Na	0.048	4.8	21 ± 4	$p(\text{ГэВ}) + U \rightarrow \text{фрагментация}$
^{30}Na	0.055	7.2	26 ± 4	$p(\text{ГэВ}) + U \rightarrow \text{фрагментация}$

Изотоп	$T_{1/2}, \text{с}$	$Q_{\beta} - B_n, \text{МэВ}$	$P_n, \%$	Реакция образования изотопа-излучателя запаздывающих нейтронов
^{31}Na	0.018	11.3	30 ± 8	$p(\text{ГэВ}) + \text{U} \rightarrow \text{фрагментация}$
^{32}Na	0.014	12.2	20 ± 8	$p(\text{ГэВ}) + \text{U} \rightarrow \text{фрагментация}$
^{141}Cs	24.9	0.32	0.04	$n(\text{тепл.}) + ^{235}\text{U} \rightarrow \text{деление}$
^{142}Cs	1.7	1.04	0.09	$n(\text{тепл.}) + ^{235}\text{U} \rightarrow \text{деление}$
^{143}Cs	1.68	1.64	1.64	$n(\text{тепл.}) + ^{235}\text{U} \rightarrow \text{деление}$
^{144}Cs	1.06	1.89	3.2	$n(\text{тепл.}) + ^{235}\text{U} \rightarrow \text{деление}$
^{145}Cs	0.59	2.24	14.7	$n(\text{тепл.}) + ^{235}\text{U} \rightarrow \text{деление}$
^{146}Cs	0.35	2.09	14.2	$n(\text{тепл.}) + ^{235}\text{U} \rightarrow \text{деление}$
^{147}Cs	0.214	2.96	43	$n(\text{тепл.}) + ^{235}\text{U} \rightarrow \text{деление}$

Табл. 4. Излучатели запаздывающих нейтронов

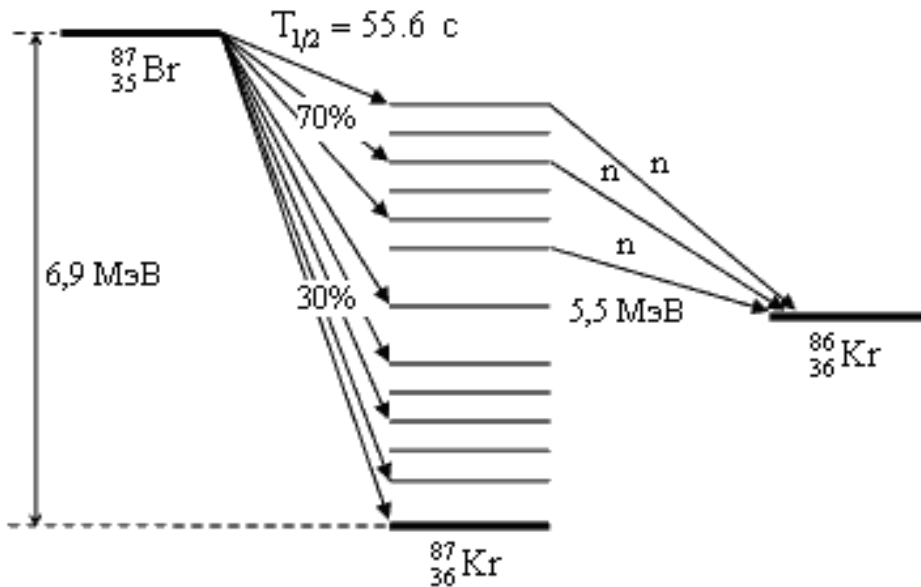


Рис. 7. Испускание запаздывающих нейтронов при распаде ^{87}Br .

Запаздывающее деление

В тяжелых ядрах, удаленных от полосы β -стабильности, энергия β -распада может быть сравнима с величиной барьера деления дочернего ядра. Для таких ядер β -распад на возбужденные состояния может сопровождаться делением. Для того, чтобы наблюдалось запаздывающее деление, необходимо выполнение соотношения $Q_{\beta} \approx Q_f$. Если это условие выполняется, собственное время деления из возбужденного состояния будет составлять $\sim 10^{-14}$ с. При таких временах деление оказывается вполне конкурентоспособным с γ -распадом из возбужденных состояний.

Явление запаздывающего деления было обнаружено в Дубне [4] при облучении мишеней из ^{209}Bi ускоренными ионами ^{22}Ne и ^{230}Th ионами ^{10}B .

Наблюдалось деление ядер с аномально малыми для данных ядер периодами полураспада $\sim 1\text{--}3$ мин. Наблюдаемое на эксперименте увеличение вероятности деления примерно в 10^{15} раз было интерпретировано как запаздывающее деление чётно-чётных изотопов ^{228}U и ^{234}Pu из возбужденных состояний, образующихся в результате предшествующего e -захвата.

Последующие эксперименты подтвердили этот вывод. В табл. 5. приведены некоторые изотопы, для которых наблюдалось запаздывающее деление.

Изотоп	$T_{1/2}$, мин	Тип распада	Вероятность запаздывающего деления, %	Реакция образования изотопа
^{236}Pa	9.1	β^-	10^{-9}	$^{238}\text{U}(\gamma, np); ^{238}\text{U}(d, \alpha)$
^{238}Pa	2.3	β^-	10^{-8}	$^{238}\text{U}(n, p)$
^{228}Np	1.0	e -захват		$^{209}\text{Bi}(^{22}\text{Ne}, 3n)$
^{232}Am	1.0	e -захват	$1.3 \cdot 10^{-2}$	$^{230}\text{Th}(^{10}\text{B}, 8n); ^{237}\text{Np}(\alpha, 9n)$
^{234}Am	2.6	e -захват	$8 \cdot 10^{-5}$	$^{230}\text{Th}(^{10}\text{B}, 6n)$
^{240}Bk	5.0	e -захват	$\sim 10^{-5}$	$^{232}\text{Th}(^{14}\text{N}, 6n)$
^{244}Es	0.66	e -захват	$2 \cdot 10^{-4}$	$^{237}\text{Np}(^{12}\text{C}, 5n)$
^{246}Es	7.33	e -захват	$4 \cdot 10^{-5}$	$^{238}\text{U}(^{14}\text{N}, 6n)$

Табл. 5. Излучатели запаздывающего деления

Роль запаздывающих частиц в жизни

Ядерный реактор — устройство, предназначенное для организации управляемой самоподдерживающейся цепной реакции деления, которая всегда сопровождается выделением энергии.

Осуществление управляемой цепной реакции деления ядра возможно при определенных условиях. В процессе деления ядер топлива возникают мгновенные нейтроны, образующиеся непосредственно в момент деления ядра, и запаздывающие нейтроны, испускаемые осколками деления в процессе их радиоактивного распада. Время жизни мгновенных нейтронов очень мало, поэтому даже современные системы и средства управления реактором не могут поддерживать необходимый коэффициент размножения нейтронов только за счет мгновенных нейтронов. Время жизни запаздывающих нейтронов составляет от 0,1 до 10 секунд. За счет значительного времени жизни запаздывающих

нейтронов система управления успевает переместить стержни-поглотители, поддерживая тем самым необходимый коэффициент размножения нейтронов (реактивность). Отношение числа запаздывающих нейтронов, вызвавших реакцию деления в данном поколении, ко всему числу нейтронов, вызвавших реакцию деления в данном поколении, называется эффективной долей запаздывающих нейтронов - $\beta_{эф}$. Таким образом, возможны следующие сценарии развития цепной реакции деления:

1. $\rho < 0$, $K_{эф} < 1$ - реактор подкритичен, интенсивность реакции уменьшается, мощность реактора снижается;
2. $\rho = 0$, $K_{эф} = 1$ - реактор критичен, интенсивность реакции и мощность реактора постоянны;
3. $\rho > 0$, $K_{эф} > 1$ - реактор надкритичен, интенсивность реакции и мощность реактора увеличиваются

1. Б.С. Ишханов, Э.И. Кэбин. «Экзотические ядра». М.: Изд. Московского университета, 2002.
2. Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, Н.П. Юдин. Частицы и атомные ядра. М.: Издательство ЛКИ, 2007
3. <http://nuclphys.sinp.msu.ru>
4. В.И. Кузнецов, Н.К. Скобелев, Г.Н. Флеров. Я.Ф. 1967 Т5, с.1136