

ВЕЛИЧИНЫ БАРЬЕРОВ ДЕЛЕНИЯ ДЛЯ УЛЬТРАНЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ НУКЛИДОВ ^{188}Pb И ^{196}Po

А.Н.Андреев, Д.Д.Богданов, М.Веселски¹, А.В.Еремин,
Г.М.Тер-Акопьян, Ш.Шаро²

На основе экспериментальных данных определены приведенные вероятности каналов запаздывающего деления ($P_{\beta df}$) для нуклидов ^{188}Bi и ^{196}At , которые равны $3,4 \cdot 10^{-4}$ и $8,8 \cdot 10^{-4}$ соответственно. Из сопоставления полученных значений $P_{\beta df}$ с модельными расчетами сделаны численные оценки барьеров деления для нуклидов ^{188}Pb и ^{196}Po .

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Fission Barrier Heights for Ultra Neutron-Deficient Nuclides ^{188}Pb and ^{196}Po

Andreev A.N. et al.

The reduced probabilities of delayed fission channels $P_{\beta df}$ for ^{188}Bi and ^{196}At are determined, from experimental data, to be $3.4 \cdot 10^{-4}$ and $8.8 \cdot 10^{-4}$, respectively. The comparison of the obtained and calculated values of $P_{\beta df}$ allowed to estimate the fission barriers for ^{188}Pb and ^{196}Po .

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Экспериментальные данные о сечениях образования ультранейтроннодефицитных изотопов в области Hg—At и их сопоставление с результатами расчетов, выполненных в рамках модели статистического дробления компаунд-ядер, дают основания предполагать, что жидкокапельная составляющая барьера деления уменьшается с увеличением нейтронного дефицита быстрее, чем это предсказывает теория. Различия теоретических значений барьеров деления и значений, извлекаемых из экспериментальных данных, достигают 20—30% для наиболее нейтроннодефицитных исследованных изотопов [1—3]. Нам представ-

¹ГСИ, Дармштадт, Германия

²Университет Я.Коменского, Братислава, Словакия

лялось интересным проверить этот вывод независимым способом, используя для определения величин барьеров деления данные о вероятности запаздывающего деления, имеющиеся в этой области ядер.

Приведенные вероятности запаздывающего деления для нуклидов ^{188}Bi и ^{196}At

В работах [4,5] для толстых мишеней были измерены интегральные выходы запаздывающего деления для нуклидов ^{188}Bi в реакции $^{153}\text{Eu} + ^{40}\text{Ca}$ ($E_{\text{Ca}} < 230$ МэВ) и ^{196}At в реакции $^{159}\text{Tb} + ^{40}\text{Ca}$ ($E_{\text{Ca}} < 240$ МэВ). Усредненные парциальные сечения канала запаздывающего деления (σ_{df}), рассчитанные для эффективной толщины мишени,

Таблица 1. Экспериментальные значения сечений образования и величины усредненных сечений (σ_{tot}) нуклидов ^{188}Bi и ^{196}At в реакциях $^{153}\text{Eu} + ^{40}\text{Ca}$ и $^{159}\text{Tb} + ^{40}\text{Ca}$

E_{lab} , МэВ	$\sigma_{\text{dif}}(^{188}\text{Bi})$, мкб [3]	$\sigma_{\text{dif}}(^{196}\text{At})$, мкб [6]
186	0,8	1,8
189	1,3	—
192	—	1,4
195	3,3	1
199	4,0	—
202	4,7	0,3
213	1,7	—
E_{lab} , МэВ	$\sigma_{\text{int}}(^{188}\text{Bi})$, мкб	$\sigma_{\text{int}}(^{196}\text{At})$, мкб
230	12 ± 5	—
240	—	$3,0 \pm 1,5$

равной полуширине обычной испарительной функции возбуждения, составили (100 ± 50) и (45 ± 20) пб для ^{188}Bi и ^{196}At соответственно. Для тех же реакций в работах [3,6] были измерены функции возбуждения для полных сечений образования ^{188}Bi и ^{196}At . В этих измерениях использовался канал α -распада указанных нуклидов. Экспериментальные данные, полученные в этих работах, и вычисленные на их основе величины усредненных сечений, отнормированные на эффективную толщину мишени

$5 \cdot 10^{18}$ ат/см², приведены в табл. 1. Из соответствующих отношений усредненных парциальных и полных сечений можно определить величины вилок для канала запаздывающего деления:

$$P_{df} = 8 \cdot 10^{-6} \text{ для } ^{188}\text{Bi} \text{ и } P_{df} = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ для } ^{196}\text{At}.$$

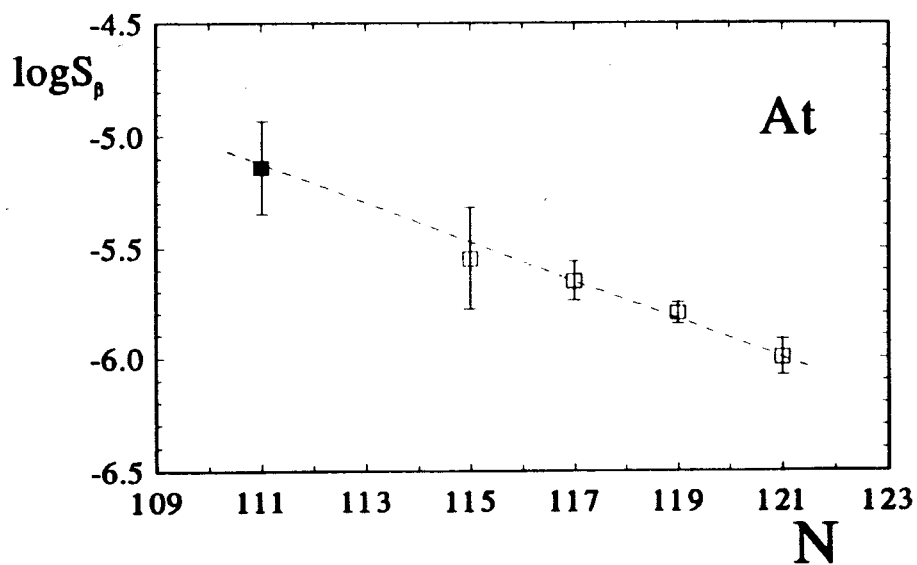
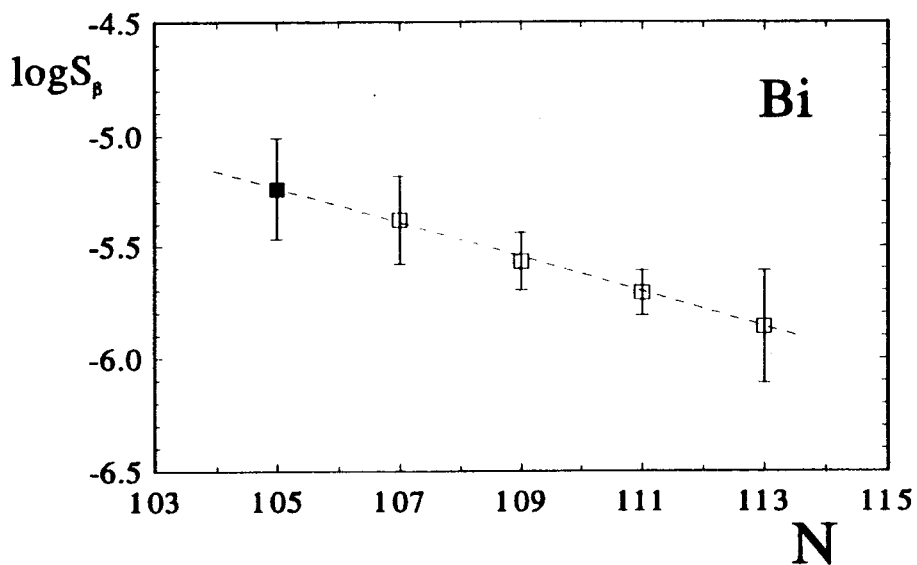


Рис.1. Величины средних значений силовых функций β^+ (EC)-распада для нечетно-нечетных изотопов At и Bi

Таблица 2. Экспериментальные и расчетные значения характеристик β^+ (EC)-распада для нейтронодефицитных изотопов At и Bi

Изотопы Bi [9]					Изотопы At [10]				
A	Q_{EC} , МэВ	$T_{1/2}$, с	a_{β} , %	$T_{1/2}^{\beta}$, с	A	Q_{EC} , МэВ	$T_{1/2}$, с	a_{β} , %	$T_{1/2}^{\beta}$, с
196	$7,4 \pm 0,7$	240 ± 3	100	240 ± 3	206	$5,7 \pm 0,1$	1900 ± 60	99	1920 ± 66
194	$8,2 \pm 0,25$	115 ± 4	100	115 ± 4	204	$6,5 \pm 0,1$	558 ± 30	$95,6 \pm 0,3$	582 ± 32
192	$9,1 \pm 0,3$	41 ± 1	90	46 ± 2	202	$7,2 \pm 0,2$	180 ± 6	85 ± 3	212 ± 11
190	$9,7 \pm 0,35$	$6 \pm 0,6$	30 ± 9	20 ± 7	200	$8,1 \pm 0,7$	42 ± 2	47 ± 8	89 ± 15
188	$10,5 \pm 0,5$	$0,21 \pm 0,09$	$2,4^{calc}$	$8,5^{calc}$	196	$9,6 \pm 0,3$	$0,3 \pm 0,1$	$1,7^{calc}$	18^{calc}

Для определения приведенных вероятностей запаздывающего деления необходимы данные о величинах вилок для β^+ (EC)-распада этих нуклидов.

Основным каналом распада нуклидов ^{188}Bi и ^{196}At является α -распад. Хорошо известны энергии α -переходов и периоды полураспада. Экспериментальные данные о величинах парциальных вилок (a_{β}) для β^+ (EC)-распада отсутствуют. Однако их можно с хорошей точностью определить из отношения расчетного парциального периода полураспада для β^+ (EC)-распада к экспериментально измеренному периоду полураспада. Расчеты $T_{1/2}^{\beta}$ были сделаны в предположении постоянной силовой функции β -распада. Значения полных энергий β^+ (EC)-распадов (Q_{EC}) брались из таблиц [7], значения величин статистической функции Ферми для β -распада и электронного захвата — из таблиц [8]. Интегрирование по энергиям парциальных β^+ (EC)-распадов в интервале энергий от нуля до $(Q_{EC} - C)$ проводилось с шагом 0,2 МэВ. Энергии отсечки вычислялись по формуле $C = 28/A^{1/2}$ МэВ. Величины средних значений силовых функций β^+ -распада для ^{188}Bi и ^{196}At брались из экстраполяции средних значений силовых функций β -распада нечетно-нечетных изотопов $^{200-206}\text{At}$ и $^{190-196}\text{Bi}$ с известными значениями парциальных вилок. Используемые в расчетах данные и полученные результаты приведены в табл.2 и показаны на рис.1. Относительная точность оценки a_{β} составляет фактор 2,0.

Исходя из приведенных данных о сечениях и из численных оценок вилков для β -распада были определены величины приведенных вероятностей запаздывающего деления:

$$P_{\beta df} = 3,4 \cdot 10^{-4} \text{ для } {}^{188}\text{Bi} \text{ и } P_{\beta df} = 8,8 \cdot 10^{-4} \text{ для } {}^{196}\text{At}.$$

Относительная точность полученных значений $P_{\beta df}$ составляет фактор 4,0.

Барьеры деления нуклидов ${}^{188}\text{Pb}$ и ${}^{196}\text{Po}$

Расчеты теоретических значений $P_{\beta df}$ как функции разности полной энергии электронного захвата и барьера деления ($Q_{EC} - B_f$) были сделаны в двух предположениях для делимости $P_f = \Gamma_f / \Gamma_{tot}$. В первом варианте расчета предполагалось, что при энергии возбуждения, равной барьеру деления $\Gamma_f = 0,5\Gamma_{tot}$, и для расчета P_f использовалась известная формула Хила — Уилера для проницаемости параболического барьера [11]. Параметр кривизны барьера в расчетах принимался равным 1,0 МэВ. Такой подход равносителен предположению, что при энергиях возбуждения выше барьера деления Γ_{tot} практически равна делительной ширине. Во втором варианте расчета предполагалось, что $\Gamma_{tot} = \Gamma_f + \Gamma_\gamma$. В этом случае для расчетов Γ_f использовалась формула, предложенная в [12], а для расчетов Γ_γ — известная формула из работы [13]. Плотность уровней рассчитывалась по формуле Гильберта — Камерона [14]. Зависимость плотности уровней от орбитального момента и деформации не учитывалась. Результаты расчетов и их сравнение с экспериментальными значениями $P_{\beta df}$ для ${}^{188}\text{Bi}$ показаны на рис.2. Из рисунка видно, что величина барьера деления чрезвычайно чувствительна к методу расчета отношения Γ_f / Γ_{tot} и составляет $(9,6 \pm 0,9)$ МэВ и $(8,2 \pm 0,6)$ МэВ для первого и второго вариантов расчетов соответственно. Из рис.2 также следует, что для фиксированного варианта расчета точность определения величины B_f в основном, обусловлена точностью, с которой известна величина Q_{EC} . Для ${}^{196}\text{At}$ наблюдается такая же картина. Значение барьера деления равно $(8,6 \pm 0,9)$ МэВ для первого и $(7,4 \pm 0,6)$ МэВ для второго вариантов расчетов.

Жидкокапельная составляющая барьера деления (B_f^{LD}) меньше полного барьера деления на величину оболочечной поправки, которая

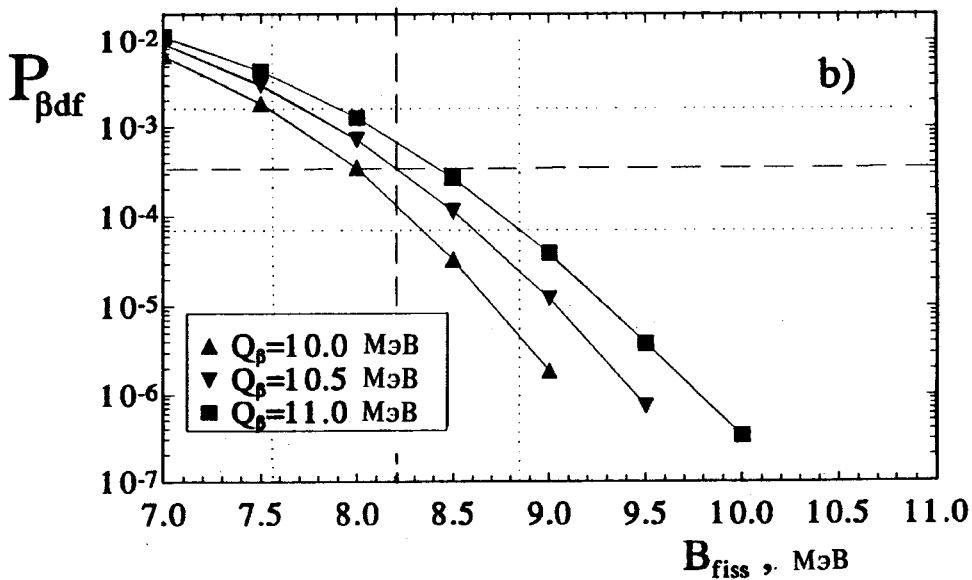
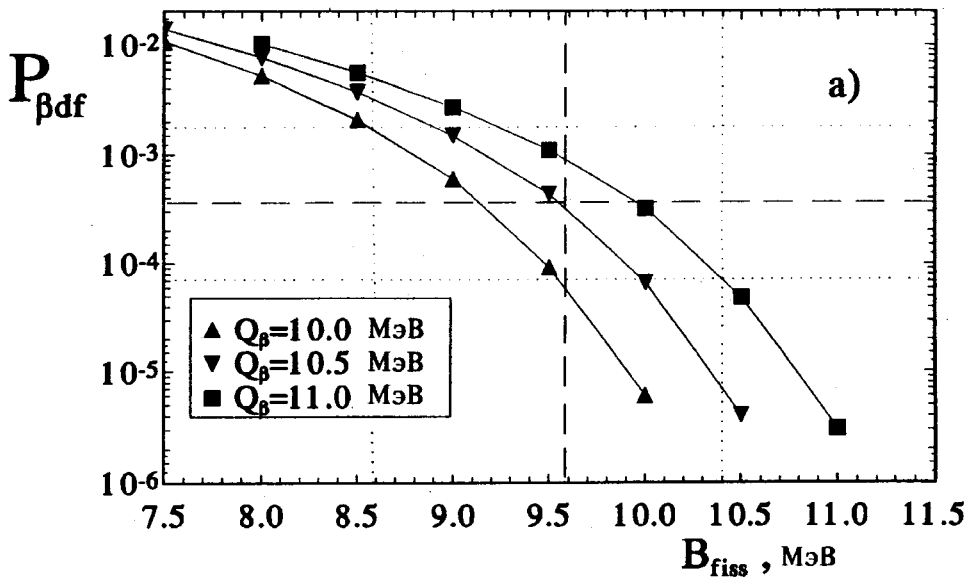


Рис.2. Сравнение расчетных и экспериментальной вероятностей запаздывающего деления для нуклида ^{188}Bi для двух вариантов расчета делимости: а) — по методу Хила — Уилера; б) — по методу Моретто

Таблица 3. Сравнение определенных из экспериментальных данных и теоретических значений для жидкокапельной составляющей барьеров деления нуклидов ^{188}Pb и ^{196}Po

Нуклиды	B_f^{LD} , МэВ					
	[16]	[17]	[18]	Настоящая работа		Другие работы
				вар. I	вар. II	
^{188}Pb	11,1	10,0	9,4	$8,4 \pm 0,9$	$7,0 \pm 0,6$	$6,5 \pm 0,5$ [3]
^{196}Po	9,7	8,9	8,4	$6,8 \pm 0,9$	$5,6 \pm 0,6$	$7,1 \pm 0,5$ [6]

согласно расчетам [15] составляет 1,2 МэВ для ^{188}Pb и 1,8 МэВ для ^{196}Po . В табл.3 приведено сравнение полученных значений жидкокапельной составляющей барьеров деления для ^{188}Pb и ^{196}Po с результатами некоторых теоретических расчетов и с величинами, полученными из анализа данных по сечениям образования этих нуклидов в реакциях полного слияния с тяжелыми ионами. Из таблицы видно, что значения B_f^{LD} , полученные из данных о вероятности запаздывающего деления при втором варианте расчета $\Gamma_f / \Gamma_{\text{tot}}$, неплохо совпадают с величинами барьеров, получаемыми из данных о сечениях образования этих нуклидов в реакциях с тяжелыми ионами. При использовании для вычисления делимости приближения Хила — Уилера значения B_f^{LD} хотя и увеличиваются на 1,2—1,4 МэВ, но все же остаются меньше теоретических на 1,0—1,5 МэВ. Таким образом, несмотря на неопределенность, связанную с неоднозначностью в выборе метода расчета $\Gamma_f / \Gamma_{\text{tot}}$, полученные из данных по запаздывающему делению значения B_f^{LD} не противоречат предположению о более быстром, чем это предсказывает теория, уменьшении барьеров деления в области нейтронодефицитных ядер.

В заключение необходимо отметить, что учет в расчетах таких факторов, как резонансная структура силовой функции β -распада, влияние спинов и структуры заселяемых в β -распаде состояний на величину Γ_f а также вклада в Γ_{tot} распадов с испусканием запаздывающих протонов и α -частиц, может привести только к дополнительному уменьшению барьеров, получаемых из сопоставления с расчетом.

Авторы благодарны Ю.А.Музычке и Б.И.Пустыльнику за полезные дискуссии и замечания.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-3750).

Литература

1. Dahlinger M., Vermeulen D., Schmidt K.-H. — Nucl. Phys., 1982, A376, p.94.
2. Reisdorf W. et al. — Nucl. Phys., 1985, A444, p.154.
3. Андреев А.Н. и др. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ 2[53]-92, Дубна, 1992, с.35.
4. Lazarev Ju.A. et al. — JINR Comm. E7-91-75, Dubna, 1991.
5. Lazarev Ju.A. et al. — Proc. Int. Conf. NFFS 6 and AMCO 9, 19—24 July, 1992, Bernkastel-Kues, Germany, abst. PE-49.
6. Андреев А.Н. и др. — ЯФ, 1990, т.52, в.3(9), с.640.
7. Wapstra A.H., Audi G., Hoekstra R. — ADND, 1988, 39, p.281.
8. Дзелепов Б.С., Зырянова Л.Н., Суслов Ю.П. — Бета-процессы. Л.: Наука, 1972.
9. van Duppen P. et al. — Nucl. Phys., 1991, A529, p.286.
10. Table of Isotopes, edited by C.M.Lederer and V.S.Shirley. John Wiley and Sons, INC, New York, 1978.
11. Hill D.L., Wheeler J.A. — Phys. Rev., 1953, v.89, p.1102.
12. Moretto L.G. — Phys. and Chem. of Fission. Proc. of Symp. Rochester, 1973, IAEA-SM-174/204, p.329.
13. Stolovy A., Harvey J.A. — Phys. Rev., 1957, v.108, p.353.
14. Gilbert A., Cameron A.G.W. — Can. J. Phys., 1965, 43, p.1446.
15. Moller P., Nix J.R. — Preprint LA-UR-86-3983, Los Alamos, 1986.
16. Krappé H.J., Nix J.R. — In: Phys. and Chem. of Fission, IAEA, Vienna, 1974, v.1, p.159.
17. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W.J. — Ann. of Phys., 1974, v.82, p.557.
18. Sierk A.J. — Phys. Rev., 1986, C33, p.2039.

Рукопись поступила 22 июня 1993 года.