

5912/2343e

30/III-71

0-361

СОВЕТСКИЙ
СОЮЗ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО
ЦЕНТРА
АКАДЕМИИ НАУК
СССР

P7 - 5912

2988/2-71

Ю.Ц. Оганесян, Ю.Э. Пенионжкевич,
А.О. Шамсутдинов, Нгуен Так Ань

ИЗУЧЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ И РАСПАДА
СОСТАВНЫХ ЯДЕР В РЕАКЦИЯХ
С ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫМИ
ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

P7 - 5912

Ю.Ц. Оганесян, Ю.Э. Пенюкжквич,
А.О. Шамсутдинов, Нгуен Так Ань

ИЗУЧЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ И РАСПАДА
СОСТАВНЫХ ЯДЕР В РЕАКЦИЯХ
С ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫМИ
ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Одним из наиболее вероятных каналов ядерной реакции, идущей при взаимодействии тяжелых ионов с ядрами мишени при энергиях выше кулоновского барьера, является образование составной системы. Получающееся при этом составное ядро имеет большое значение энергии возбуждения и углового момента и распадается путем испарения нейтронов, заряженных частиц и гамма-квантов. Для тяжелых составных ядер ($Z^2/A > 30$) с большой вероятностью происходит их деление. Нейтроны и заряженные частицы испаряются с различной вероятностью в зависимости от величины энергии возбуждения, углового момента и массового числа составного ядра /1/. Зависимость величины сечения образования составного ядра от энергии хорошо описывается моделью, в которой потенциал взаимодействия берется в виде прямоугольной ямы /2/. Однако при энергии возбуждения составных ядер больше нескольких десятков Мэв наблюдается разница между результатами, полученными в расчетах по этим моделям, и экспериментально определенными значениями сечений образования составного ядра, что, по-видимому, связано с наличием критического значения углового момента, выше которого образование составной системы маловероятно /3,4/. Эта разница между расчетными и экспериментальными значениями существенно увеличивается с ростом энергии ионов. С учетом критического углового момента сечения образования составного ядра можно оценить по приближенной формуле /2/

$$\sigma_c(E) = \frac{\pi h^2 (\ell_{\text{крит.}} + 1/2)^2}{2\mu E}, \quad (1)$$

которая удовлетворительно описывает экспериментальные результаты /5/. Все имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные по изучению образования и распада составных ядер были получены при энергиях бомбардирующих ионов до 10 Мэв/нуклон. Однако в связи с тем, что при больших энергиях бомбардирующих ионов эффект влияния критического углового момента, по всей вероятности, увеличивается и вероятность испарения из высоковозбужденного составного ядра заряженных частиц также возрастает, значительный интерес представляет изучение закономерностей образования и распада составных ядер в реакциях с тяжелыми ионами с энергией больше 10 Мэв/нуклон. Большие перспективы в этом отношении открылись с вводом в эксплуатацию циклотрона Лаборатории ядерных реакций У-200, позволяющего ускорять большой ассортимент тяжелых ионов с энергиями до 18 Мэв/нуклон. Данная работа является одной из первых работ, выполненных на пучке тяжелых ионов циклотрона У-200 с использованием их максимальной энергии.

В работе изучались функции возбуждения в следующих реакциях полного слияния: $^{130}\text{Te}(^{12}\text{C}, xn)^{142-x}\text{Ce}$; $^{130}\text{Te}(^{13}\text{C}, xn)^{143-x}\text{Ce}$; $^{130}\text{Te}(^{12}\text{C}, \alpha xn)^{138-x}\text{Ba}$; $^{130}\text{Te}(^{13}\text{C}, \alpha xn)^{139-x}\text{Ba}$, при энергиях ионов углерода до 150 Мэв.

Постановка эксперимента

Для получения функций возбуждения реакций с образованием составных ядер использовался гамма-спектрометрический метод измерения выходов продуктов реакции в стопке мишеней, которая состояла из двадцати мишеней, чередующихся со сборниками ядер отдачи.

В качестве мишеней был использован изотоп ^{130}Te , обогащенный до 98,0%. Выбор этого изотопа был обусловлен следующими причинами. Во-первых, удобством ядерных характеристик получаемых продуктов реакций для их идентификации и определения сечения образования изотопов; во-вторых, возможностью вычисления функций возбуждения для реакций, идущих с испарением от 3 до 12 нейтронов включительно и, в-третьих, принадлежностью составного ядра $^{142}_{58}\text{Ce}$ к средней области масс

ядер, где можно пренебречь конкуренцией деления. Мишени изготавливались путем напыления вещества в вакууме на алюминиевую подложку. Количество вещества мишени определялось взвешиванием и равнялось ≈ 200 мкг/см². Точность определения толщины мишени составляла 5%.

Сборники ядер отдачи изготавливались из алюминиевой фольги толщиной 7-10 микрон. Стопка мишеней и сборников зажималась в охлаждаемой кассете, которая помещалась внутри камеры циклотрона У-200 и облучалась пучком ионов ^{12}C или ^{13}C . Величина тока ионов была ≈ 1 мка. Время облучения составляло ≈ 1 час. После облучения производилось измерение гамма-активности каждой мишени со сборником на γ -спектрометре, состоящем из Ge(Li) -детектора в сочетании с 4096-канальным амплитудным анализатором "INTERTECHNIQUE". Энергетическое разрешение спектрометра равнялось 2,5 кэв, что давало возможность надежно разделить γ -линии в энергетическом спектре, принадлежащие γ -переходам изучаемых изотопов, без применения методов радиохимического разделения.

Относительный выход изотопа определялся по интенсивности его γ -перехода с учетом выхода γ -квантов на один акт β -распада. При этом использовались данные работ /6,7/. Погрешность в определении относительных выходов не превышала 15%. Абсолютное определение сечений производилось двумя способами: путем измерения тока ионов при повторении опыта на выведенном пучке ионов циклотрона У-300 и с помощью использования мониторинговой реакции $^{27}\text{Al}(^{12}\text{C}, -2p-n)^{24}\text{Na}$ и данных работы /8/. Погрешность в величине полученных абсолютных значений сечений образования изотопов была не хуже 30%.

Ввиду отсутствия возможности точного определения энергии бомбардирующих ионов для внутреннего пучка циклотрона У-200 калибровка по энергии производилась на выведенном пучке циклотрона У-300, с помощью которого снимались функции возбуждения этих же реакций до энергий ионов 6 Мэв/нуклон. Энергетический интервал между последовательно расположенными в стопке сборниками определялся с использованием зависимостей пробег-энергия из данных работы /9/. Погрешность в определении энергии составляла ± 5 Мэв в области энергий ионов больше 10 Мэв/нуклон, что было обусловлено ошибкой экстраполяции зависимос-

тей пробег-энергия в область больших энергий и энергетическим разбросом при прохождении ионами стопки мишеней.

Экспериментальные результаты

В табл. 1 и 2 представлены сечения образования изотопов, полученных в реакциях $^{130}\text{Te}(^{12}\text{C}, xn)^{142-x}\text{Ce}$, $^{130}\text{Te}(^{13}\text{C}, xn)^{143-x}\text{Ce}$, $^{130}\text{Te}(^{12}\text{C}, axn)^{138-x}\text{Ba}$, $^{130}\text{Te}(^{13}\text{C}, axn)^{139-x}\text{Ba}$, которые были исследованы в настоящей работе. Сечение образования ^{137m}Ce принято за полное сечение реакции с испарением 5,6 нейтронов, т.к. сечение образования основного состояния в этом случае сравнительно мало/10/, что связано, очевидно, с увеличением вероятности заселения изомерных уровней с высоким спином в реакциях с тяжелыми ионами. В этом же предположении сечения образования изотопов ^{133m}Ba и ^{135m}Ba можно принять близкими к полному сечению реакции с испарением из составного ядра α -частицы и 4,6 нейтронов. Сечение образования ^{129}Ba определялось по дочернему изотопу ^{129}Cs , имеющему период полураспада 32 часа и хорошо известные γ -переходы. Так как период полураспада ^{129}Ba равен 2,6 часа, то через 50-60 часов после облучения практически все ядра ^{129}Ba переходят в ^{129}Cs . Непосредственным образованием ^{129}Cs в других ядерных реакциях, например в реакции многонуклонных передач типа $^{130}\text{Te}(HI, +3p-4n)$, можно пренебречь из-за их малого сечения /11/. Кроме того, вид функции возбуждения для ^{129}Cs довольно сильно отличается от вида функции возбуждения реакции многонуклонной передачи типа $^{130}\text{Te}(HI, +3p-n)^{132}\text{Cs}$. На рис. 3 приведены обе функции возбуждения, полученные в одном опыте. Выход изотопа ^{131}Ce с периодом полураспада 10 мин определялся также по дочернему продукту ^{131}La с периодом полураспада 56 мин. Возможно, здесь имеется вклад продуктов реакций типа (HI, pxn) , приводящих к образованию ^{131}La при испарении из составного ядра протона и 10,11 нейтронов. Однако нам не удалось надежно идентифицировать другие продукты, образующиеся в подобных реакциях, что, возможно, свидетельствует о небольших сечениях реакций испарения протонов из составного ядра ^{142}Ce /12/. На рис. 1, 2 и 5 приводятся функции возбуждения реакций (HI, xn) и (HI, axn) .

Таблица 1

C ¹² Е.Лод. (мэВ)	Е _{возд.} (мэВ)	V									
		Ce ¹³⁹ 3n G(мд)	Ce ^{137m} 5n G(мд)	Ce ¹³⁵ 7n G(мд)	Ce ¹³³ 9n G(мд)	Ce ¹³² 10n G(мд)	Ce ¹³¹ , La ¹³¹ 11n+P10n G(мд)	Ba ^{133m} 45n G(мд)	Ba ¹³¹ 47n G(мд)	Ba ¹²⁹ 49n G(мд)	
41	34	13									
51	44	55	5								
60	52	8	124								
68	59		434	3				7			
75	66		532	11				26			
82	72		308	39				32			
89	78		130	68				35			
94	83		49	75	0,9			62	3		
99	87		27	171	7			100	4		
104	92		29	210	11			65	10		
110	98		17	198	13	4		23	24		
115	102		15	139	24	10		18	48		
120	107			42	55	17		16	106	19	
126	112			35	86	26	0,9		105	27	
132	118			32	87	38	2,0		70	40	
137	122			15	100	60	5		112	50	
142	127			9	92	68	8		92	46	
148	132			11	60	69	14		131	74	
153	137			5	47	60	20		115	107	
									129	114	

Таблица 2

C ¹³ Е.Лод. (мэВ)	Е _{возд.} (мэВ)	V									
		Ce ¹³⁹ 4n G(мд)	Ce ^{137m} 6n G(мд)	Ce ¹³⁵ 8n G(мд)	Ce ¹³³ 10n G(мд)	Ce ¹³² 11n G(мд)	Ce ¹³¹ , La ¹³¹ 12n+P11n G(мд)	Ba ^{135m} 44n G(мд)	Ba ^{133m} 46n G(мд)	Ba ¹³¹ 48n G(мд)	Ba ¹²⁹ 410n G(мд)
38	37	2,7									
48	46	41	1,0								
56	53	237	9								
64	60	128	22					1,7			
71	67	44	90					5			
78	73	17	226	2,3				13			
85	79	3	249	20				26	4		
91	85		150	43				18	15		
97	90		73	72				9	26		
103	96		52	122				8	34	6	
109	101		25	140	3			1,1	52	9	
114	106		14	133	6				43	13	
119	110		6	109	7	1,1			42	27	
125	116		5	65	16	2,2			19	38	
130	120		5	59	27	3			7	39	
135	125			34	45	6				1,5	
140	129			24	68	8	2,3			2,3	
145	134			21	70	32	10			5	
										8	
										74	
										8	
										90	
										15	

Обсуждение результатов

Ввиду того, что составные ядра ^{142}Ce и ^{143}Ce , образующиеся в наших экспериментах, являются почти тождественными, можно объединить данные по функциям возбуждения, полученные нами для этих двух ядер.

На рис. 4 представлены совмещенные результаты исследования αn -реакций при облучении ^{130}Te ионами ^{12}C и ^{13}C . По оси абсцисс отложена энергия возбуждения составного ядра, рассчитанная с использованием таблиц /13/.

Как видно из рисунка, ширина функций возбуждения растет с увеличением x , что является характерным для реакций с испарением нейтронов из составных ядер, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами. "Хвосты" в области больших энергий, вероятно, связаны с процессом прямого выбивания нейтронов. На основании полученных функций возбуждения можно рассчитать среднюю энергию, уносимую каждым испарившимся в каскаде нейтроном. Эта величина согласно работе /20/ равна:

$$\epsilon/x = \langle E \rangle_x - \sum_{i=1}^x B_{in} = (6-6,5) \text{ Мэв},$$

где $\langle E \rangle_x$ - средняя энергия возбуждения, соответствующая максимуму функции возбуждения. Значения ϵ/x , приведенные в табл. 3, удовлетворительно согласуются с оценками работ /14,15/.

Таблица 3

x	3	4	5	6	7	8	9	10
ϵ/x	7	7	5	6	5	5	5	5

На рис. 5 показаны функции возбуждения реакций испарения α -частиц из составных ядер ^{142}Ce и ^{143}Ce . Функции возбуждения, соответствующие испарению α -частицы и 4,6,8,10 нейтронов из составного ядра, получены при облучении ^{130}Te ионами ^{13}C , а функции возбуждения, соответствующие испарению α -частицы и 5,7,9 нейтронов из составного ядра, - в реакции $^{130}\text{Te}(^{12}\text{C}, \alpha xn)$.

Видно, что функции возбуждения реакций с испусканием α -частиц при взаимодействии ионов ^{12}C с ядрами ^{130}Te существенно отличаются по величине сечения, а также по форме от тех, которые получены с ионами ^{13}C . На наш взгляд, эту разницу можно объяснить следующим образом. Известно, что с увеличением энергии бомбардирующих частиц сильно увеличивается вероятность вылета прямых α -частиц из налетающего иона /1/. В этом случае с ядром ^{130}Te сливается ядро бериллия. Образующееся при этом составное ядро бария имеет достаточную энергию возбуждения для испарения до 10 нейтронов в зависимости от энергии иона углерода. Таким образом, выход изотопов бария в реакции $^{130}\text{Te}(^{12}\text{C}, \alpha xn)^{138-x}\text{Ba}$ представляет собой суммарный выход продуктов, образующихся двумя способами: испарением α -частицы из составного ядра и вылетом прямой α -частицы из налетающего иона. Очевидно, это явление имеет место при облучении ионами как ^{12}C , так и ^{13}C . Однако в связи с тем, что ядро ^{12}C имеет более сильно выраженную α -частичную структуру, вклад реакций с вылетом прямых α -частиц в этом случае может быть больше, чем при облучении ионами ^{13}C . Это может выражаться как в увеличении сечения αxn -реакций, так и в характерной форме кривых функций возбуждения, которые наблюдаются в опыте.

Кривая 1 на рис. 4 представляет собой зависимость полного сечения образования составного ядра от его энергии возбуждения, рассчитанную с помощью соотношений, выведенных в работе /2/. Квадратными точками на этом рисунке обозначены результаты, полученные сложением сечений xn - и αxn -реакций при данной энергии возбуждения составного ядра. Видно, что с увеличением энергии возбуждения разница между расчетной зависимостью сечения образования составного ядра и экспериментальными значениями увеличивается. Это расхождение, по всей вероятности, связано с существованием некоторого критического значения углового момента, выше которого реакции полного слияния протекают с малой вероятностью. В этом случае, начиная от значения энергии, при которой образовавшееся составное ядро приобретает критический угловой момент ($\ell_{\text{крит.}}$), сечение его образования должно уменьшаться обратно пропорционально энергии согласно формуле (1). Как видно из рис. 4,

$\sigma_{\text{эксп.}} \approx \frac{1}{E}$. Кривая 2 на этом же рисунке является рассчитанной по формуле (1) с использованием значения $l_{\text{крит.}} = 30$ зависимостью сечения полного слияния от энергии возбуждения составного ядра. Некоторое несоответствие расчетной кривой 2 экспериментальным значениям в области энергий возбуждения $E^* > 120$ Мэв можно объяснить вкладом в сечение образования составного ядра реакций неполного слияния с вылетом прямых α -частиц, сечение которых увеличивается с ростом энергии бомбардирующих ионов.

Как уже отмечалось, нам не удалось надежно идентифицировать продукты реакции, соответствующие испарению протонов из составного ядра. Поэтому возможно, что действительное значение $l_{\text{крит.}}$ с учетом этого будет несколько больше. Кривая 3 на рис. 4 проведена через точки, полученные сложением сечений xn -реакций при данной энергии возбуждения. Очевидно, что площадь, заключенная между кривыми 2 и 3, соответствует доле реакций, идущих с испусканием α -частиц. Пользуясь этим, можно оценить величину отношения $\frac{\sigma_{\alpha}}{\sigma_n}$ в зависимости от энергии возбуждения. Эта зависимость представлена на рис. 6. В предположении, что испарение α -частиц в основном происходит на первой ступени испарительного каскада, величина $\frac{\sigma_{\alpha}}{\sigma_n}$ приблизительно может выразить отношение полных шири $\frac{\Gamma_{\alpha}}{\Gamma_n}$, которое, как это видно из рис. 6, довольно быстро растет с увеличением энергии возбуждения составного ядра.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить академика Г.Н. Флерова за постоянное внимание к работе и ценные советы в процессе ее выполнения. Мы признательны С.А. Карамяну, Б.И. Пустыльнику и В.А. Карнаухову за полезные замечания при обсуждении работы, группе эксплуатации циклотрона У-200 под руководством В.С. Алфеева за большую работу по получению высокоэнергичных ионов, а также З.Д. Покровской за помощь в обработке результатов.

Л и т е р а т у р а

1. T.D. Thomas. Ann. Rev. Nucl. Sci., 18, 343 (1968).
2. В.В. Бабилов. Препринт ОИЯИ, Р-1351, Дубна, 1963.

3. Г. Кумпф, В.А. Карнаухов. ЖЭТФ, 46, 1554 (1984).
4. Б.Н. Калинкин, И.Ж. Петков. Препринт ОИЯИ, Р-1347, Дубна, 1983.
5. J.B.Natowitz. Phys. Rev., C 1, 623 (1970).
6. C.M.Lederer, I.M.Hollander, I.Pertman. Table of Isotopes.
VI th Edit., John Willey & Sons, Inc. N.Y.-Lond.-Sydney (1967).
7. З.Г. Гритченко и др. Препринт ОИЯИ, Р7-4387, Дубна, 1989.
8. Ingre-Maria Labenbauer-Bellis et al. Phys.Rev., 125, 606 (1962).
9. Northcliffe, L.C.Shilling. Nucl. Data Tables, A 7, 233 (1870).
10. R.L. Kiefer, K.Jr.Street. Phys. Rev., 173, 1202 (1968).
11. Ю.Ц. Оганесян, Ю.Э. Пеннонжкович и др. ЯФ, XI, 492, 1970.
12. G.R.Choppin, T.J.Klingen. Phys. Rev., 130, 1990 (1963).
13. W.D.Myers, W.J.Swiatecki. Preprint UCRL-11980 (1965).
14. J.M.Alexander, G.N.Simonoff. Phys. Rev., 133, В 93 (1964).
15. В. Нойберг, К. Александер. Препринт ОИЯИ, Р7-3657, Дубна, 1988.

Рукопись поступила в издательский отдел

2 июля 1971 года.

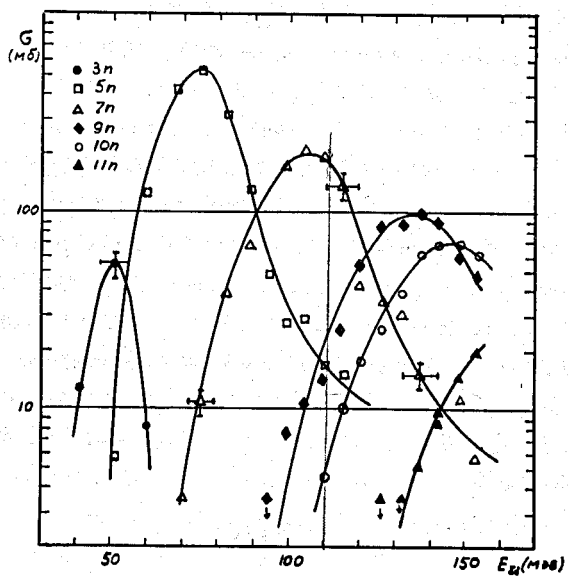


Рис. 1. Функции возбуждения реакции $^{130}\text{Te}(^{12}\text{C}, xn)^{142-x}\text{Ce}$.

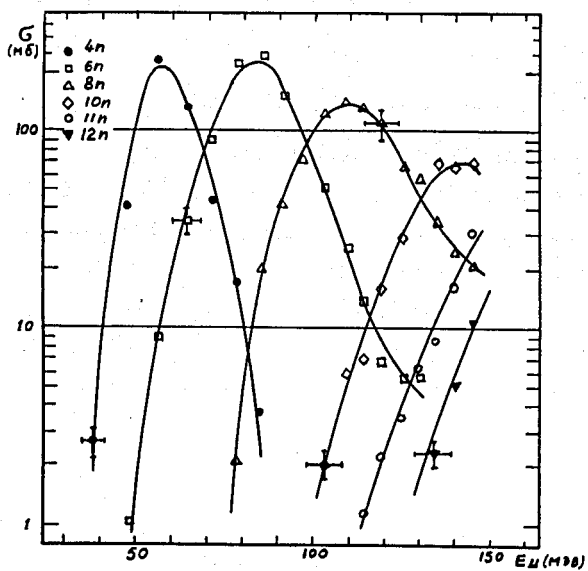


Рис. 2. Функции возбуждения реакции $^{130}\text{Te}(^{13}\text{C}, xn)^{143-x}\text{Ce}$.

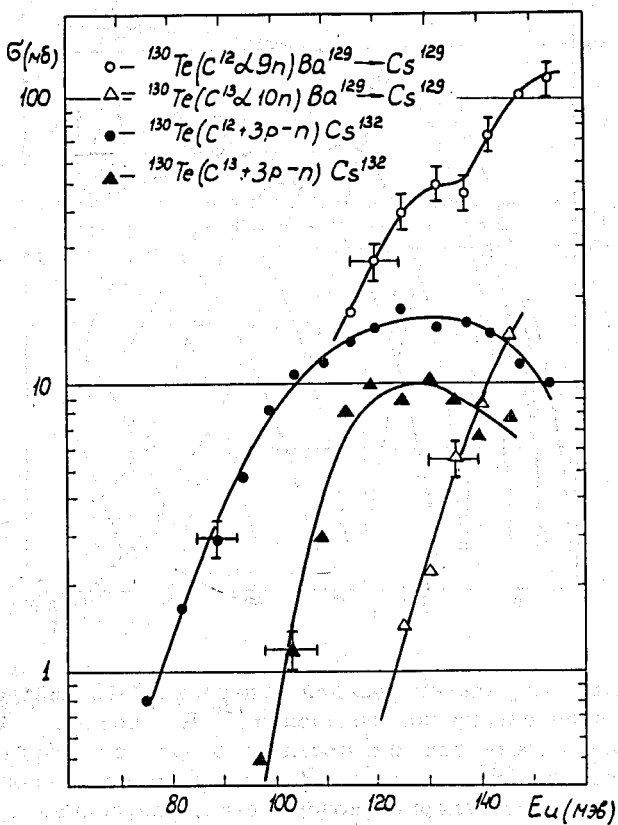


Рис. 3. Функции возбуждения реакций многоуклонных передач и испарения α -частицы из составных ядер ^{142}Ce и ^{143}Ce .

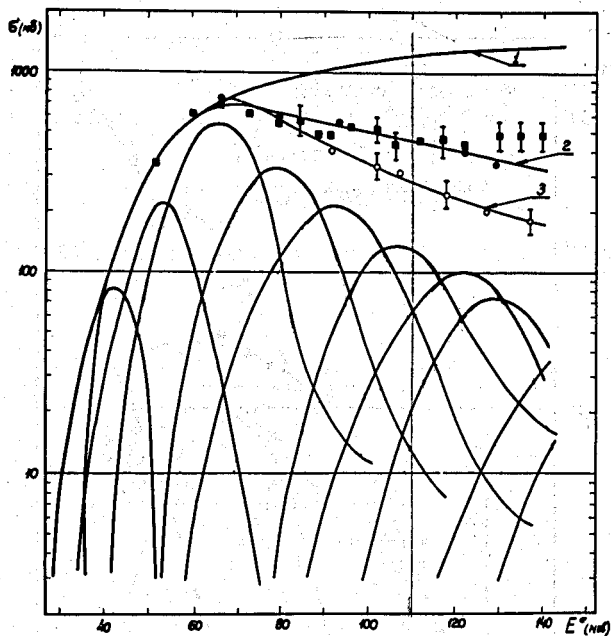


Рис. 4. Функции возбуждения реакций испарения 3-12 нейтронов из составного ядра, полученного при облучении ^{130}Te ионами ^{12}C и ^{13}C . Кривая 1 - зависимость сечения составного ядра от энергии возбуждения согласно работе [2]. Кривая II - зависимость сечения образования составного ядра от энергии возбуждения, полученная в настоящей работе. Квадратные точки соответствуют экспериментальным значениям, черные кружки - расчетные значения, вычисленные с учетом ℓ крит. по формуле (1). Кривая III - сумма сечений всех xn -реакций, идущих при данной энергии возбуждения составного ядра (светлые кружки).

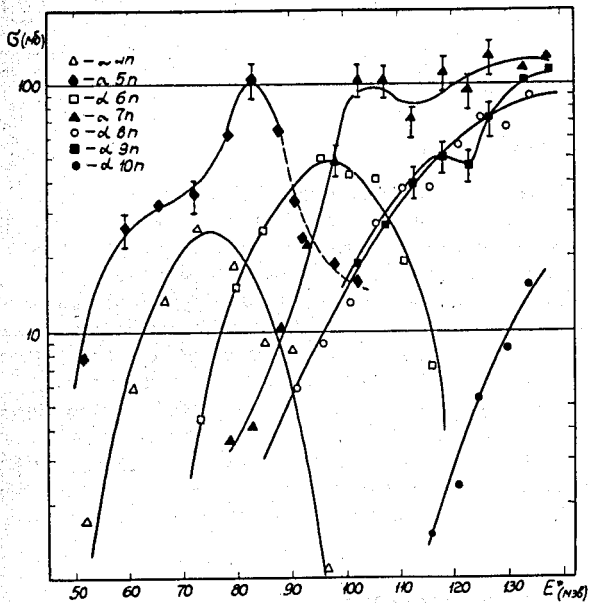


Рис. 5. Функции возбуждения реакций испарения α -частицы и 4-10 нейтронов из составного ядра, полученного при облучении ^{130}Te ионами ^{12}C и ^{13}C .

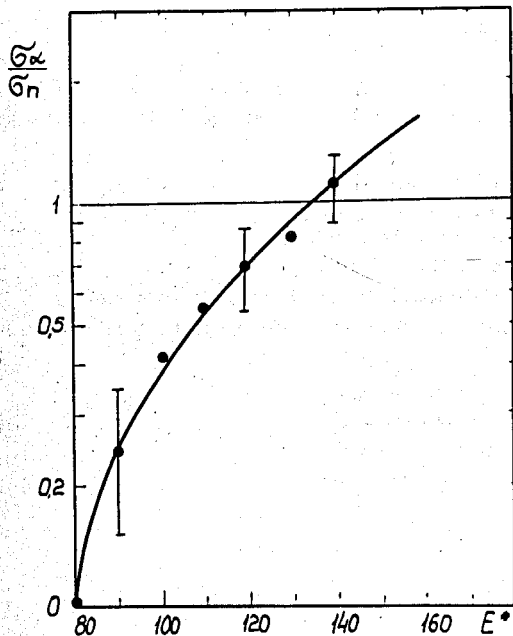


Рис. 6. Зависимость $\frac{\sigma_\alpha}{\sigma_n}$ от энергии возбуждения.