

0-361

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

586/2-71



1/11 - 8

P7 - 5495

Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич,
А.О.Шамсутдинов

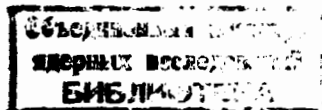
**ЗАКОНОМЕРНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ
ИЗОТОПОВ В РЕАКЦИЯХ
МНОГОНУКЛОННЫХ ПЕРЕДАЧ**

P7 - 5495

**Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенмонжкевич,
А.О.Шамсутдинов**

**ЗАКОНОМЕРНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ
ИЗОТОПОВ В РЕАКЦИЯХ
МНОГОНУКЛОННЫХ ПЕРЕДАЧ**

Направлено в ЯФ



Изучение механизма реакций многонуклонных передач важно с точки зрения понимания структуры ядер. В /1-4/ показано, что при взаимодействии таких сложных ядер как ^{14}N , ^{22}Ne и ^{40}Ar с большой вероятностью происходит передача целых комплексов, состоящих из большого числа нуклонов. Угловые распределения реакций многонуклонных передач сильно отличаются от того, что наблюдалось для реакций однонуклонного обмена /5/. Из анализа угловых распределений /3/, /6/ следует, что процессы, приводящие к многонуклонным передачам, происходят при прицельных параметрах, соответствующих открытию ядерных поверхностей. В настоящее время существуют различные гипотезы о механизме реакций многонуклонных передач /7,8/. Однако теоретическое описание этого процесса весьма затруднительно из-за сильной зависимости выходов продуктов реакций многонуклонных передач от многих параметров, а также недостатка экспериментальной информации. Как следует из /4/, реакция многонуклонной передачи протекает в два этапа: на первом происходит передача определенного комп-

лекса с числом нейтронов x_1 и протонов y_1 . На втором этапе из образовавшегося возбужденного ядра испаряется x_2 нейтронов. Такой механизм реакции также в значительной степени затрудняет интерпретацию полученных результатов.

Данная работа является продолжением /4/ и посвящена выяснению механизма реакций передачи. Производилось изучение закономерностей образования продуктов реакций многонуклонных передач в тяжелой области масс ядер $190 < A < 200$. Снимались также угловые распределения ядер, образованных в результате отрыва или подхвата ядром частицы нескольких нуклонов, а также спектры кинетических энергий этих ядер.

Методика эксперимента

Мишени из ^{197}Au , ^{208}Pb и ^{209}Bi с содержанием опасных примесей $\leq 10^{-5}\%$ облучались на внутреннем пучке циклотронов У-310 и У-200 пучками ионов ^{12}C , ^{22}Ne и ^{40}Ar с интенсивностью 70, 30 и 8 микроампер и максимальной энергией 170, 180 и 270 Мэв соответственно. Для изменения энергии бомбардирующих ионов мишень помещалась на разные радиусы.

Толщина мишеней во всех случаях составляла $\approx 1 \text{ мг/см}^2$ и определялась с точностью до 20%. Вещество мишени наносилось на массивную подложку из особо чистого алюминия с содержанием опасных примесей $\leq 10^{-5}\%$. Подложка, охлаждаемая водой, укреплялась на конце специального пробника и помещалась в камеру ускорителя на заданный радиус. Такая конструкция мишени позволяла использовать большие интенсивности пучков ионов. Время облучения составляло 2 часа. После облучения мишень и часть алюминиевой подложки (толщиной 15 мкм) растворялись в концентрированной азотной кислоте и радиохимическими

методами выделялись элементы Au , Hg , Tl , Pb и Bi , образующиеся в результате реакций передач. Использование для изучения тяжелых продуктов реакций передачи изотопов золота, ртути, галлия, свинца и висмута объяснялось тем, что ядра этих элементов в основном испытывают β -распад с последующим испусканием гамма-квантов. Характеристики распада этих ядер (энергия гамма-переходов, их абсолютная интенсивность и др.) также хорошо известны, что делает эти изотопы удобными для исследования гамма-спектрометрическим методом.

Время химического выделения каждой фракции составляло 40 минут. Точность в определении химических выходов выделяемых элементов $\approx 15\%$. После химического выделения измерялся спектр гамма-лучей каждого элемента с помощью двух $\text{Ge}(\text{Li})$ -спектрометров в сочетании с 4096-канальными амплитудными анализаторами. Методика измерения γ -спектров и определение относительных и абсолютных выходов изотопов были такими же, как и в работе /4/.

При облучении Ag и Au ионами ^{22}Ne с энергией 175 Мэв были измерены угловые распределения ядер ^{24}Na , ^{18}F , соответствующих реакциям ($+1p+1n$; $-1p-3n$). Опыты проводились на выведенном пучке циклотрона У-300. Схема опыта по измерению угловых распределений продуктов реакций передач представлена на рис. 1. Выведенный пучок ионов ^{22}Ne интенсивностью 5 мка коллимировался с помощью системы диафрагм и попадал на мишень, изготовленную из фольги толщиной 1 мкм. Продукты реакции вбивались в медный сборник толщиной 60 мкм, расположенный на всей внутренней поверхности реакционной камеры. При облучении мишени из золота для исключения γ -фона от осколков деления медный сборник был защищен алюминиевой фольгой толщиной 20 мкм. После облучения сборник разрезался на кольца, соответствующие угловому интервалу $\Delta\theta = 5^\circ$, и производилось измерение гамма-активности всех сборников, соответствующих углам $5^\circ - 160^\circ$.

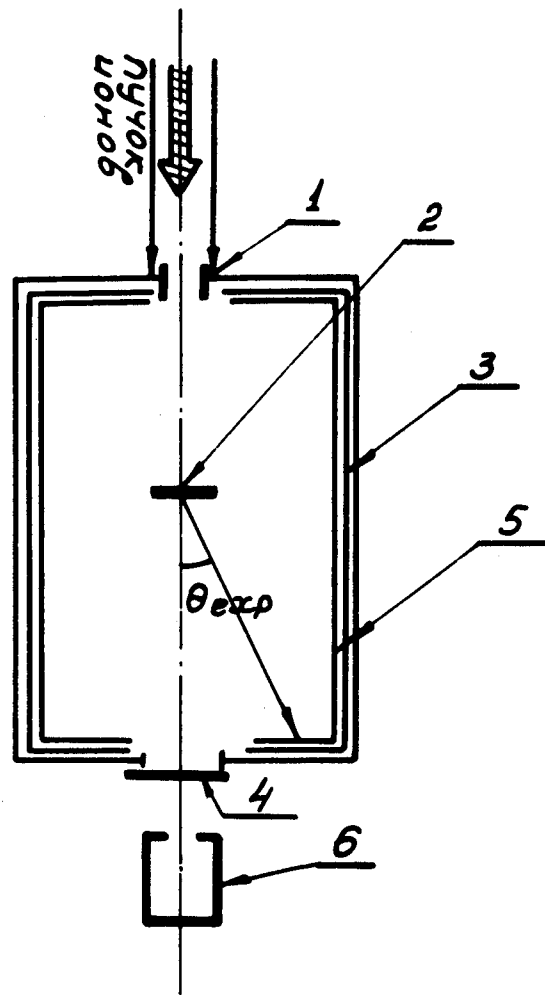


Рис. 1. Схема опыта по изучению угловых распределений продуктов реакций передачи.

1. Коллиматор.
2. Мишень.
- 3,4. Сборник ядер.
5. Сборник осколков деления
6. Цилиндр Фарадея.

Для измерения энергий образующихся ядер ^{24}Na и ^{18}F и ^{28}Mg в интервале углов $15-20^\circ$ и $50-60^\circ$ использовались сборники, представляющие собой двадцать слоев пятимикронной алюминиевой фольги. Из распределения гамма-активностей ядер ^{24}Na , ^{18}F и ^{28}Mg по толщине сборника был получен спектр их кинетических энергий зависимости пробег-энергия для ядер ^{18}F и ^{24}Na , ^{28}Mg были взяты из работы /9/.

Экспериментальные результаты

В таблице I представлены сечения образования изотопов, полученных в данной работе.

В таблице II приведены результаты работы /4/.

На рис. 2 показаны распределения выходов различных продуктов реакций передачи при облучении ядер ^{209}Bi и ^{197}Au ионами ^{22}Ne с энергией 170 Мэв. Кривые, описывающие экспериментальные точки, проводились и использованием метода наименьших квадратов с помощью ЭВМ. Эти распределения, так же как и распределения, полученные в области средних масс ядер, с достаточной точностью описываются симметричными кривыми, близкими к гауссовским распределениям типа:

$$P_y(x) = \exp - \left[- \frac{(x - \bar{x})^2}{2\sigma_x^2} \right], \quad (1)$$

где \bar{x} - число нейтронов в ядре, образующихся с максимальным выходом при заданном значении числа протонов (Y);

$2\sigma_x^2$ - параметр ширины распределения.

В таблице I и II даны также значения ширины изотопных распределений ($2\sigma_x^2$) и значения наиболее вероятной массы для данного типа реакции с фиксированным числом протонов. Из сравнения этих

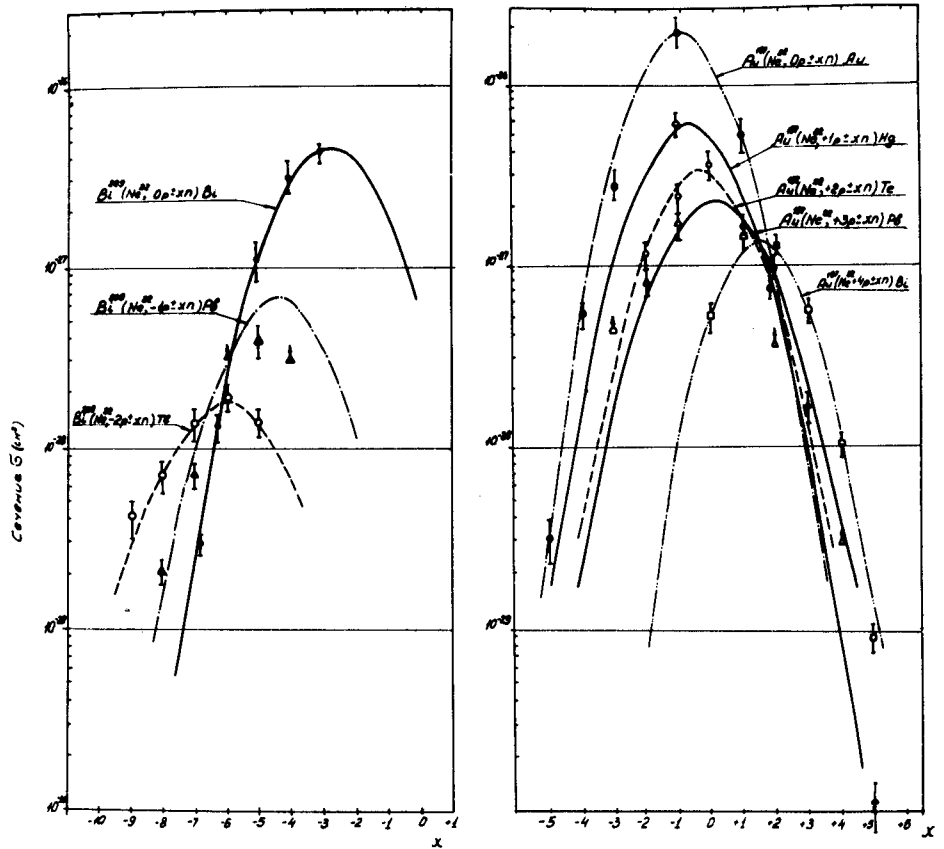


Рис. 2. Изотопные распределения, полученные в реакциях многонуклонных передач при облучении ^{209}Bi (слева) и ^{197}Au (справа) ионами ^{22}Ne с энергией 170 Мэв.

Таблица 1

Экспериментальные значения сечений образования изотопов и значения параметров ширины ($2\sigma_x^2$) изотопных распределений в реакциях многонуклонных передач для области масс ядер $180 < A < 210$.

реакция	E, E_0 Мэв	E, E_0 Мэв	A_p	$2\sigma_x^2$	X	изотоп	$T_{1/2}$ мин	E, E_0 Мэв	сечение (мб)	реакция	E, E_0 Мэв	E, E_0 Мэв	A_p	$2\sigma_x^2$	X	изотоп	$T_{1/2}$ мин	E, E_0 Мэв	сечение (мб)	
$^{197}\text{Au}(^{22}\text{Ne}, p, xn)^{A}\text{Au}$	170	903	1928	3.3±0.8	-4	^{183}Au	158	114	64	$^{197}\text{Au}(^{22}\text{Ne}, p, xn)^{A}\text{Au}$	170	217	196	32±0.5	-4	^{183}Au	158	114	119	
					-3	^{184}Au	158	328	110						-3	^{184}Au	158	328	119	
					-2	^{185}Au	158	99	400						-2	^{185}Au	158	99	13.9	
					-1	^{186}Au	158	356	932						-1	^{186}Au	158	356	17.7	
					+1	^{188}Au	158	97	188						+1	^{188}Au	158	97	1.80	
					+2	^{189}Au	158	647	412						+2	^{189}Au	158	647	412	7.75
$^{197}\text{Au}(^{22}\text{Ne}, p, xn)^{A}\text{Au}$	170	903	1928	3.0±0.4	-2	^{187}Au	158	24	173	$^{197}\text{Au}(^{22}\text{Ne}, p, xn)^{A}\text{Au}$	170	217	196	32±0.5	-2	^{187}Au	158	24	173	2.70
					-1	^{188}Au	158	15	367						-1	^{188}Au	158	15	367	6.40
					+1	^{190}Au	158	285	146						+1	^{190}Au	158	285	4.97	
					+3	^{192}Au	158	94	331						+3	^{192}Au	158	94	331	1.67
					+4	^{193}Au	158	203	521						+4	^{193}Au	158	203	521	0.67
					+5	^{194}Au	158	203	521						+5	^{194}Au	158	203	521	0.07
$^{197}\text{Au}(^{22}\text{Ne}, p, xn)^{A}\text{Au}$	170	903	2024	4.5±1.0	+1	^{189}Au	158	41	137	$^{197}\text{Au}(^{22}\text{Ne}, p, xn)^{A}\text{Au}$	170	217	2024	4.0±1.0	+1	^{189}Au	158	41	137	0.55
					+2	^{190}Au	158	118	800						+2	^{190}Au	158	118	800	0.75
					+3	^{191}Au	158	112	897						+3	^{191}Au	158	112	897	0.19
					+4	^{192}Au	158	367	570						+4	^{192}Au	158	367	570	0.09
					+5	^{193}Au	158	203	803						+5	^{193}Au	158	203	803	0.025
					-5	^{187}Au	158	41	137						-5	^{187}Au	158	41	137	0.17
$^{209}\text{Bi}(^{22}\text{Ne}, p, xn)^{A}\text{Bi}$	170	332	1983	2.7±0.2	-3	^{185}Bi	158	158	328	$^{209}\text{Bi}(^{22}\text{Ne}, p, xn)^{A}\text{Bi}$	170	2.09	2032	2.53±0.7	-3	^{185}Bi	158	158	328	0.23
					-1	^{187}Bi	158	463	356						-1	^{187}Bi	158	463	356	0.87
					+1	^{189}Bi	158	97	188						+1	^{189}Bi	158	97	188	0.3
					+2	^{190}Bi	158	647	412						+2	^{190}Bi	158	647	412	0.035
					+3	^{191}Bi	158	736	558						+3	^{191}Bi	158	736	558	0.07
					-3	^{187}Bi	158	95	200						-3	^{187}Bi	158	95	200	0.12
$^{209}\text{Bi}(^{22}\text{Ne}, p, xn)^{A}\text{Bi}$	170	332	1970	3.7±1.5	-1	^{187}Bi	158	65	191	$^{209}\text{Bi}(^{22}\text{Ne}, p, xn)^{A}\text{Bi}$	170	2.09	1982	3.7±0.5	-1	^{187}Bi	158	65	191	0.006
					+1	^{189}Bi	158	24	134						+1	^{189}Bi	158	24	134	0.008
					+2	^{190}Bi	158	72	158						+2	^{190}Bi	158	72	158	0.008
					+3	^{191}Bi	158	203	803						+3	^{191}Bi	158	203	803	0.003
					+4	^{192}Bi	158	203	803						+4	^{192}Bi	158	203	803	0.038
					-2	^{189}Bi	158	24	173						-2	^{189}Bi	158	24	173	0.15
$^{209}\text{Bi}(^{22}\text{Ne}, p, xn)^{A}\text{Bi}$	170	332	1986	2.9±0.8	0	^{189}Bi	158	53	412	$^{209}\text{Bi}(^{22}\text{Ne}, p, xn)^{A}\text{Bi}$	170	2.09	206	3.6±0.6	0	^{189}Bi	158	53	412	0.15
					+1	^{190}Bi	158	74	455						+1	^{190}Bi	158	74	455	1.11
					+2	^{191}Bi	158	281	368						+2	^{191}Bi	158	281	368	3.0
					+3	^{192}Bi	158	203	803						+3	^{192}Bi	158	203	803	4.05
					-2	^{189}Bi	158	24	173						-2	^{189}Bi	158	24	173	0.02
					-7	^{183}Bi	158	15	367						-7	^{183}Bi	158	15	367	0.06
$^{197}\text{Au}(^{22}\text{Ne}, p, xn)^{A}\text{Au}$	170	332	200	3.7±1.0	+2	^{190}Au	158	362	961	$^{197}\text{Au}(^{22}\text{Ne}, p, xn)^{A}\text{Au}$	170	2.09	209	2.086	+2	^{190}Au	158	362	961	0.3
					+3	^{191}Au	158	203	521						+3	^{191}Au	158	203	521	0.40
					+4	^{192}Au	158	11	375						+4	^{192}Au	158	11	375	0.3
					0	^{189}Au	158	105	628						0	^{189}Au	158	105	628	0.035
					+2	^{190}Au	158	118	800						+2	^{190}Au	158	118	800	0.01
					+3	^{191}Au	158	112	897						+3	^{191}Au	158	112	897	0.07
$^{197}\text{Au}(^{22}\text{Ne}, p, xn)^{A}\text{Au}$	170	332	2028	2.4±0.3	+4	^{192}Au	158	367	570	$^{197}\text{Au}(^{22}\text{Ne}, p, xn)^{A}\text{Au}$	170	2.09	201	2.01	+4	^{192}Au	158	367	570	0.13
					+5	^{193}Au	158	203	803						+5	^{193}Au	158	203	803	0.19
					-5	^{183}Au	158	158	328						-5	^{183}Au	158	158	328	0.14

Таблица 2

Экспериментальные значения сечений образования изотопов и значения параметров ширины ($2\sigma_x^2$) изотопных распределений, полученных в работе /4/ в реакциях многонуклонных передач для области масс ядер $120 < A < 145$.

реакция	E_i (мэВ)	$E_i - E_A$ (мэВ)	A_p	$2\sigma_x^2$	X	изотоп	$T_{1/2}$ (сут)	E_i (мэВ)	сечение (мб)	реакция	E_i (мэВ)	$E_i - E_A$ (мэВ)	A_p	$2\sigma_x^2$	X	изотоп	$T_{1/2}$ (сут)	E_i (мэВ)	сечение (мб)							
$^{133}_{55}\text{Cs} (^{12}_{6}\text{C}, -2p \pm xn)I$	80	2,75	128,6	6,8	±0,8	I		124	98 605	I	290	3,56	123,2	8,2	±0,7	I										
								-7	124												98 605	0,0006	-15	120	14 560	0,095
								-5	126												312 386	0,003	-14	121	212 212	0,260
								-3	128												04 441	-	-12	123	130 159	0,620
								0	130												125 743	0,003	-11	124	980 605	0,370
								-1	131												192 364	0,005	-9	126	312 386	0,160
								0	132												2,3 773	0,0009	-7	128	0,42 441	0,023
								+1	133												2,3 773	0,0005	-5	130	12,5 743	0,0027
								-11	120												14 560	0,0025	-4	131	192 364	0,0017
								-10	121												212 212	0,009	-3	132	2,3 773	-
$^{133}_{55}\text{Cs} (^{12}_{6}\text{C}, -2p \pm xn)I$	170	4,18	127	11	±0,5	I		124	98 605	I	170	3,5 9	123,2	6,6	±0,6	I										
								-7	124												98 605	0,125	-15	120	14 560	0,0025
								-5	126												312 386	0,240	-14	121	212 212	0,010
								-3	128												0,42 441	0,18	-12	123	130 159	0,024
								-1	130												12,5 743	0,115	-11	124	980 605	0,017
								0	131												192 364	0,062	-9	126	312 386	0,007
								-1	132												2,3 773	0,031	-7	128	0,42 441	0,0015
								+1	133												2,3 773	0,004	-5	130	12,5 743	-
								+3	134												0,9 850	0,004	-3	131	192 364	-
								-4	135												6,7 1140	0,0005	-1	132	2,3 773	-
$^{133}_{55}\text{Cs} (^{12}_{6}\text{C}, -2p \pm xn)I$	290	3,5 7	125,8	12,0	±0,9	I		124	98 605	I	170	4,2 2	126	30	±0,4	I										
								-7	124												98 605	1,970	-15	120	14 560	-
								-5	126												312 386	1,920	-14	121	212 212	0,024
								-3	128												0,42 441	1,680	-12	123	130 159	0,54
								-1	130												12,5 743	0,470	-11	124	980 605	0,98
								0	131												192 364	0,290	-9	126	312 386	9,12
								-1	132												2,3 773	0,060	-7	128	0,42 441	2,54
								+1	133												2,3 773	0,009	-5	130	12,5 743	0,011
								+3	134												0,9 850	0,009	-3	131	192 364	-
								-4	135												6,7 1140	-	-1	132	2,3 773	-
$^{133}_{55}\text{Cs} (^{12}_{6}\text{C}, -2p \pm xn)Ba$	170	4,18	133,2	4,1	±0,5	Ba		127	288 495	I	170	4,2 2	128,6	4,1	±0,3	I										
								-7	127												288 495	0,80	-15	120	14 560	0,007
								-5	129												310 375	0,80	-14	121	212 212	0,05
								-3	131												288 495	1,0	-12	123	130 159	0,14
								-1	133												3070 356	1,0	-11	124	980 605	0,77
								0	134												389 276	2,60	-9	126	312 386	4,96
								+1	135												287 268	1,90	-7	128	0,42 441	0,12
								+3	136												138 166	0,001	-5	130	12,5 743	0,011
								+6	137												3072 487	-	-3	131	192 364	-
								-8	125												0,75 112	-	-1	132	2,3 773	-
$^{133}_{55}\text{Cs} (^{12}_{6}\text{C}, -2p \pm xn)Ce$	170	4,18	132	30	±0,4	Ce		127	288 495	I	170	4,2 2	131	4,3	±0,5	I										
								-7	127												288 495	0,42	-15	120	14 560	0,002
								-5	129												310 375	0,42	-14	121	212 212	0,005
								-3	131												288 495	1,0	-12	123	130 159	0,0036
								-1	133												3070 356	1,0	-11	124	980 605	0,001
								0	134												389 276	2,60	-9	126	312 386	0,021
								+1	135												287 268	1,90	-7	128	0,42 441	0,014
								+3	136												138 166	0,001	-5	130	12,5 743	0,0002
								+6	137												3072 487	-	-3	131	192 364	0,0006
								-8	125												0,75 112	-	-1	132	2,3 773	0,0006
$^{133}_{55}\text{Cs} (^{12}_{6}\text{C}, -4p \pm xn)Sb$	170	4,18	121	8,3	±0,7	Sb		127	288 495	I	170	4,2 2	136	22,5	±0,1	I										
								-7	127												288 495	0,0006	-15	120	14 560	0,0002
								-5	129												310 375	0,0003	-14	121	212 212	0,0006
								-3	131												288 495	0,012	-12	123	130 159	0,001
								-1	133												3070 356	0,023	-11	124	980 605	0,021
								0	134												389 276	0,062	-9	126	312 386	0,014
								-1	135												287 268	0,024	-7	128	0,42 441	0,001
								-2	136												138 166	0,003	-5	130	12,5 743	0,0002
								-1	137												3072 487	0,0003	-3	131	192 364	0,0002
								-4	132												4,2 185	0,0007	-1	132	2,3 773	0,0002
$^{133}_{55}\text{Cs} (^{12}_{6}\text{C}, -3p \pm xn)Ce$	170	4,18	137	4,3	±0,7	Ce		127	288 495	I	170	4,2 2	136	22,5	±0,1	I										
								-7	127												288 495	0,0003	-15	120	14 560	0,0002
								-5	129												310 375	0,0003	-14	121	212 212	0,0006
								-3	131												288 495	0,012	-12	123	130 159	0,001
								-1	133												3070 356	0,023	-11	124	980 605	0,021
								0	134												389 276	0,062	-9	126	312 386	0,014
								-1	135												287 268	0,024	-7	128	0,42 441	0,001
								-2	136												138 166	0,003	-5	130	12,5 743	0,0002
								-1	137												3072 487	0,0003	-3	131	192 364	0,0002
								-4	132												4,2 185	0,0007	-1	132	2,3 773	0,0002
$^{133}_{55}\text{Cs} (^{12}_{6}\text{C}, -3p \pm xn)Ce$	290	3,5 7	136	5,0	±0,7	Ce		127	288 495	I	290	3,5 7	136	22,5	±0,1	I										
								-7	127												288 495	0,0003	-15	120	14 560	0,0002
								-5	129												310 375	0,0003	-14	121	212 212	0,0006
								-3	131												288 495	0,012	-12	123	130 159	0,001
								-1	133												3070 356	0,023	-11	124	980 605	0,021
								0	134												389 276	0,062	-9	126	312 386	0,014
								-1	135												287 268	0,024	-7	128	0,42 441	0,001
								-2	136												138 166	0,003	-5	130	12,5 743	0,0002
								-1	137												3072 487	0,0003	-3	131	192 364	0,0002
								-4	132												4,2 185	0,0007	-1	132	2,3 773	0,0002
$^{141}_{53}\text{La} (^{12}_{6}\text{C}, -1p \pm xn)Ba$	170	4,11	136,4	7,0	±0,5	Ba		127	288 495	I	170	4,1 1	136,4	7,0	±0,5	I										
								-7	127												288 495	0,24	-15	120	14 560	0,005
								-5	129												310 375	0,24	-14	121	212 212	0,010
								-3	131												288 495	1,0	-12	123	130 159	0,024
								-1	133												3070 356	0,43	-11	124	980 605	0,017
								0	134												389 276	1,10	-9	126	312 386	9,12
								-1	135												287 268	0,54	-7	128	0,42 441	2,54
								-2	136												138 166	0,033	-5	130	12,5 743	0,011
								+1	137												3072 487	0,068	-3	131	192 364	-
								-4	132												4,2 185	0,0007	-1	132	2,3 773	-

данных видно, что полученные распределения для тяжелой области масс ядер мало отличаются от того, что имело место при облучении Cs ионами ^{22}Ne с той же энергией.

На рис. 3 представлены изотопные распределения, полученные при облучении ^{197}Au ионами ^{12}C с энергией 80 и 170 МэВ. Из рисунков видно, что с увеличением энергии ионов параметр ширины $2\sigma_x^2$ для реакций $\text{Au} (^{12}\text{C}, +np \pm xn)$, а также сечение реакции увеличиваются.

На рис. 4 дается зависимость параметра ширины изотопных распределений от массы налетающего иона для различных реакций. Все измерения проведены для одинаковой скорости частицы над кулоновским барьером. Видно, что ширина изотопных распределений продуктов реакций многонуклонных передач меняется плавно и незначительно с увеличением атомного номера бомбардирующей частицы.

В таблице I даны также сечения продуктов реакций передачи, образующихся при бомбардировке ионами ^{22}Ne с энергией 170 МэВ дважды магических ядер ^{208}Pb . Видно, что сечение реакций на этих ядрах по сравнению с сечением реакции на Bi уменьшается в несколько раз.

Угловые распределения ядер ^{24}Na , ^{18}F , образующихся в результате захвата или потери ионами ^{22}Ne нескольких нуклонов представлены на рис. 5. Для реакций $(+1p + 1n)$, $(-1p - 3n)$ в угловом распределении наблюдается четкий максимум при угле $\approx 40^\circ$, что соответствует резерфордскому углу рассеяния. Величина резерфордского максимума уменьшается с увеличением числа переданных нуклонов. На этом же рисунке представлены угловые распределения ^{24}Na , образованного при бомбардировке серебряной мишени ионами ^{22}Ne с энергией 170 МэВ.

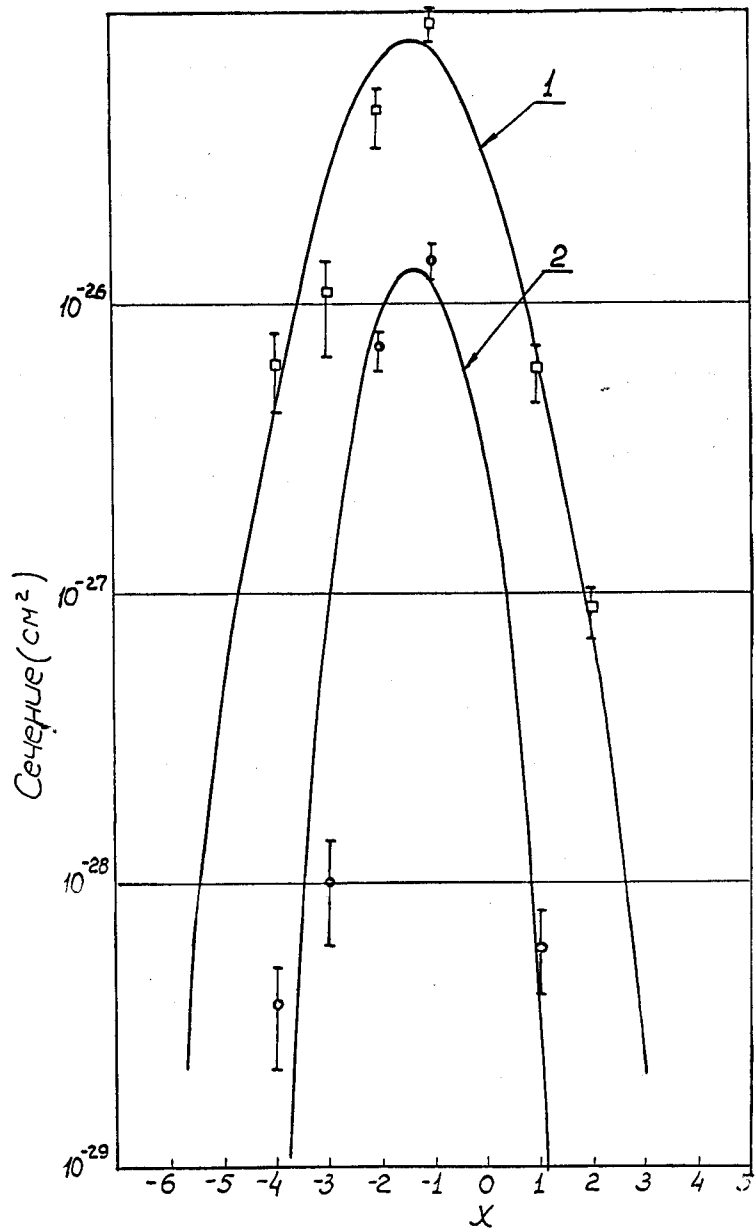


Рис. 3. Изотопные распределения, полученные в реакциях $^{197}\text{Au} (^{12}\text{C}, \text{Oр} \pm \text{xn})$ при энергии ионов 170 Мэв - 1 и 80 Мэв - 2.

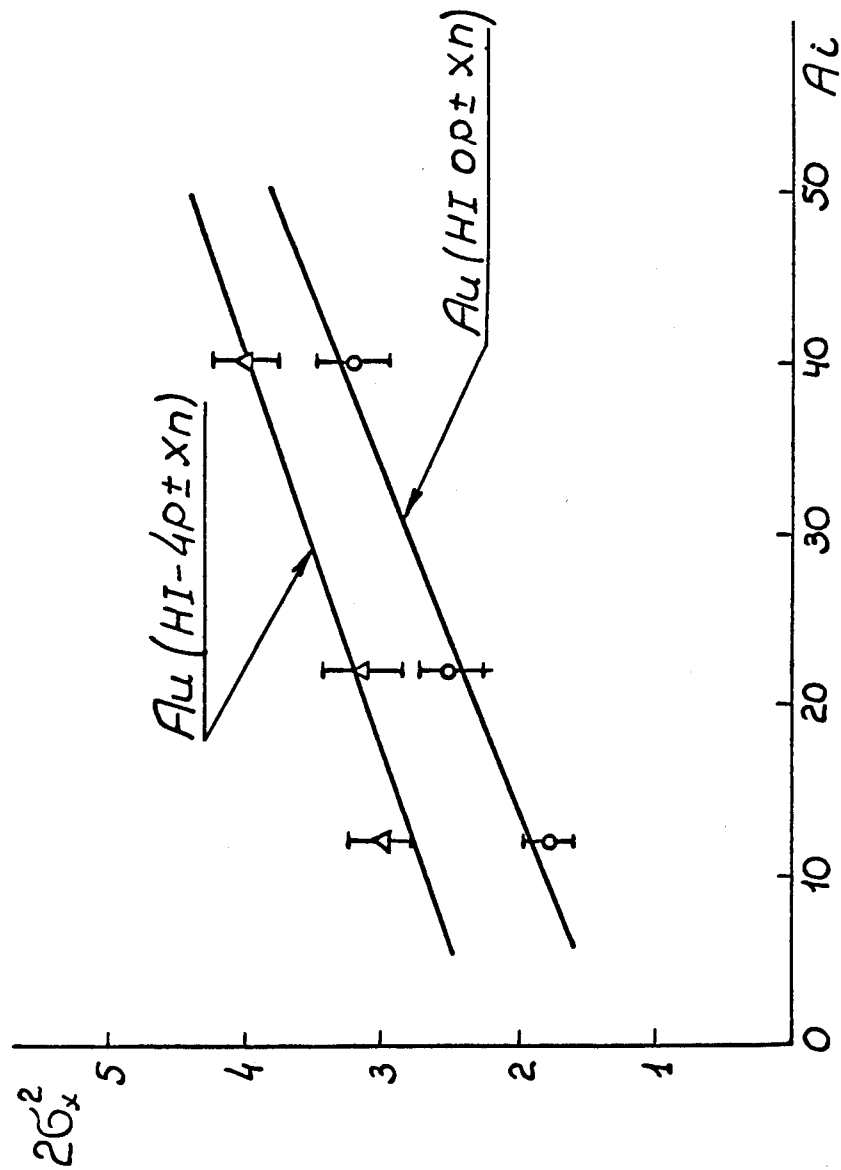


Рис. 4. Зависимость ширины распределения от массы налетающего мюона при облучении золота (значения $2\sigma^2$ приведены к одной энергии).

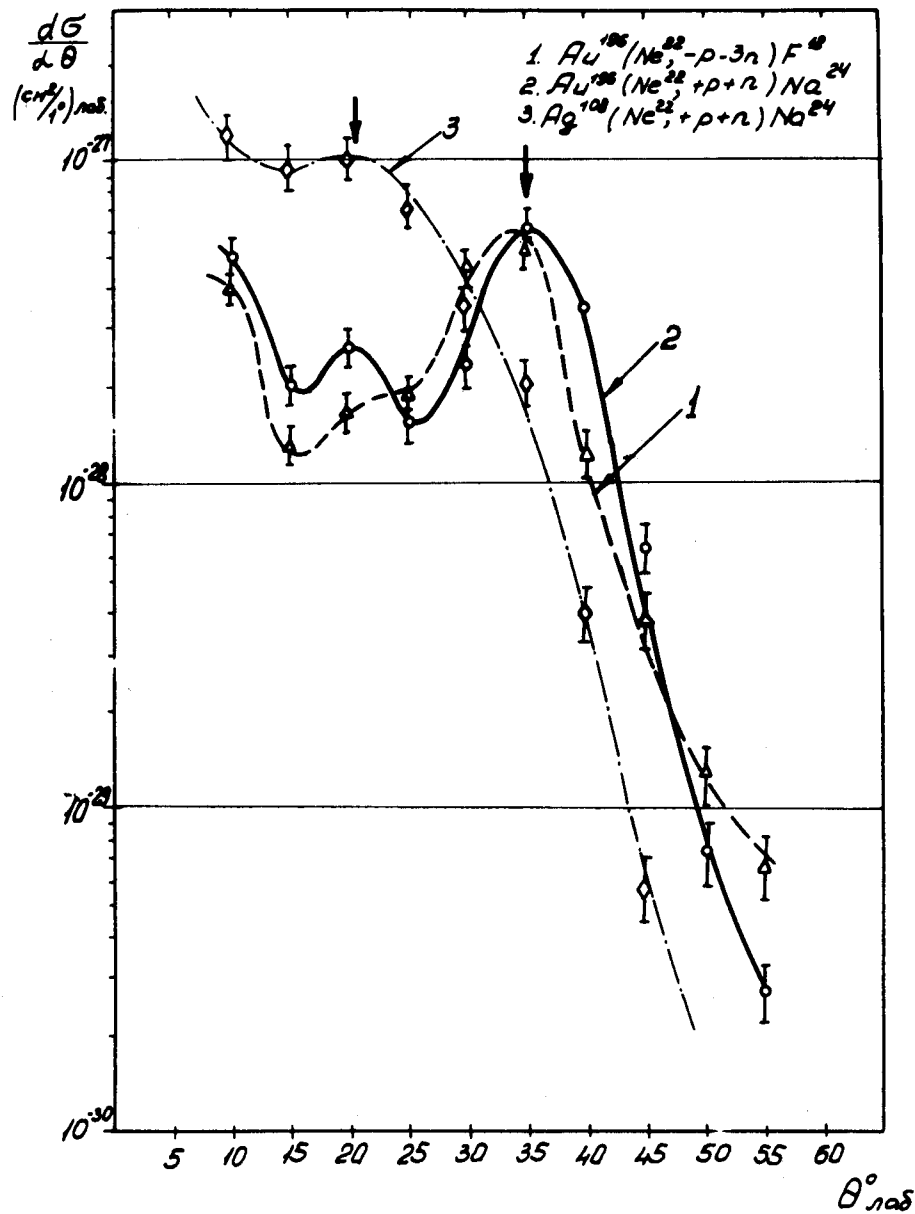


Рис. 5. Угловые распределения ядер ^{18}F , ^{24}Na , образованных при бомбардировке золотой (кривые 1,2) и серебряной (кривая 3) мишенью с ионами с энергией 175 Мэв. Стрелками отмечен угол Резерфордского рассеяния.

Энергетические спектры ядер ^{24}Na , ^{28}Mg и ^{18}F , полученные при облучении ^{197}Au ионами ^{22}Ne с энергией 170 Мэв в лаб. системе координат, приведены на рис. 6. Спектры имеют хорошо выраженные максимумы с шириной на полувысоте ≈ 25 Мэв.

Обсуждение результатов

Реакции многонуклонных передач являются весьма сложными процессами, зависящими от большого числа параметров. Поэтому их теоретическое описание связано с большими трудностями. Попробуем на основании экспериментальной информации, полученной в данной работе, а также в ^{14/}, ввести некоторые представления о реакциях передачи большого числа нуклонов, на основании которых можно объяснить закономерности образования различных изотопов в этих реакциях.

Кажется весьма вероятным, как это уже отмечалось в ^{14/}, что конечные продукты реакций многонуклонных передач образуются в результате реакции, идущей в два этапа, — собственно передача нуклонов и последующее испарение нейтронов из образовавшегося возбужденного промежуточного продукта реакции ($A_M(N1, +u_r + x_1 n - x_2 n)$). Это подтверждается зависимостью наиболее вероятной массы продукта определенной реакции с фиксированным числом протонов от энергии бомбардирующих ионов и их массы (смещение A_p в область отрицательных значений x с увеличением энергии и массы иона).

В настоящее время существуют две точки зрения на механизм многонуклонной передачи. Согласно первой, передача нуклонов осуществляется при перекрытии ядерных поверхностей двух взаимодействующих ядер, находящихся в контакте довольно длительное время ($\tau_{взаимод.} \gg \tau_{вращ.}$) ^{10/}. Согласно второй, время

соприкосновения двух ядер в реакциях данного типа сравнимо с временем столкновения ($r_{\text{взаимод.}} \ll r_{\text{вращ.}}$), и процесс много-нуклонной передачи можно рассматривать в квазиупругом приближении^{/1/}.

Обе эти точки зрения основываются на анализе угловых распределений конечных продуктов реакции. Из опытных данных, полученных в данной работе, а также в^{/1,3/}, следует, что при передаче до ± 4 нуклонов в угловых распределениях легких продуктов наблюдается максимум, соответствующий углу Резерфордского рассеяния. Это однозначно свидетельствует о том, что процесс происходит за время, сравнимое с временем пролета ядра частицы мимо ядра мишени ($\approx 10^{-21}$ сек). В работе Кумфа и Донца^{/3/} при передаче 5, 6, 7 и 8 нуклонов ядру частицы в реакции $^{232}\text{Th} \left(^{22}\text{Ne}, \pm \text{ур} \pm \text{хп} \right)$ в угловых распределениях продуктов наблюдались также четкие максимумы вблизи углов Резерфордского рассеяния. В связи с этим нам представляется, что рассматриваемые реакции передачи как одного, так и нескольких нуклонов происходят за малое время ($< 10^{-21}$ сек). Таким образом, первую стадию процесса, приводящего к образованию наблюдаемых нами продуктов, можно представить как быстрый процесс, при котором из ядра мишени передается в частицу или наоборот целый комплекс нуклонов за время $< 10^{-21}$ сек. При этом образуются ядра с зарядом и массой отличными от z и A начального ядра и с определенной энергией возбуждения, которая уносится уже в результате медленного процесса испускания нейтронов и гамма-квантов. Рассмотрим сначала первую стадию.

Если предположить, что обмен нуклонами происходит путем передачи комплекса нуклонов, принадлежащего ядру мишени или частицы, то, по-видимому, наиболее вероятно, что соотношение нейтронов и протонов в передаваемом комплексе будет таким же, как и в ядре-доноре. Тогда можно ожидать, что функция зависимости числа передаваемых

нуклонов от соотношения протонов и нейтронов в комплексе будет иметь максимум при $n/p = \left(\frac{A-Z}{Z} \right)$ - ядра

донора с некоторой дисперсией относительно этой величины, определяемой статистическим фактором^{/11/}:

$$P_n(m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi p r q}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{m - n p}{\sqrt{p r q}} \right)^2 \right], \quad (2)$$

где n - число переданных нуклонов;

p и q - статистические веса протонов и нейтронов в ядре-доноре;

m - число протонов в передаваемом комплексе.

Вместе с тем рассчитанную по статистическим формулам вероятность соотношения протонов и нейтронов в передаваемом комплексе еще нельзя сравнивать с экспериментальными данными, т.к. последние представляют результаты, полученные после испускания нейтронов на втором этапе процесса.

Для оценки числа испарившихся нейтронов необходимо учесть энергетический баланс реакций. Это можно сделать непосредственно в тех случаях, когда был известен энергетический спектр и угловое распределение одного из образующихся ядер. Энергия возбуждения, идущая на испарение нейтронов, вычислялась из полной энергии возбуждения образующихся ядер.

Можно предположить, что энергия возбуждения распределяется между двумя образующимися ядрами пропорционально параметру плотности уровней или, в грубом приближении, пропорционально массам ядер.

Для многонуклонных передач это непосредственно следует из опытных данных^{/12/}, где в ядре частицы наблюдаются уровни с энергией не более 8-10 Мэв, а также из измеренных энергетических распределений продуктов^{/7/}. Ниже представлены результаты расчета энергий возбуждения ядер ^{24}Na , ^{28}Mg и ^{18}F .

Образующийся продукт реакции	Тип реакции	Кинетическая энергия продукта (МэВ)	Энергия возбуждения остаточного ядра (МэВ)
^{24}Na	- 1p - 1n	130	10
^{28}Mg	- 2p - 4n	135	24
^{18}F	+ 1p + 3n	140	12

Для тех случаев, когда неизвестен спектр кинетических энергий ядер, получение начальных распределений продуктов производилось полуэмпирическим способом с использованием некоторых предположений. Распределение конечных продуктов по A при фиксированном z трансформировалось в распределение для заданного числа передаваемых нуклонов при различном соотношении нейтронов и протонов в передаваемом комплексе (рис. 7). Предполагалось, что при заданном числе нуклонов в комплексе энергия возбуждения в образовавшемся ядре одинакова независимо от соотношения в нем числа нейтронов и протонов. В этом случае максимум распределения вероятности передачи определенного числа нуклонов для начальных продуктов будет соответствовать соотношению $A - z / z$ в ядре-доноре.

Поскольку из возбужденного ядра испускаются нейтроны, то рассчитанные распределения можно сравнить с экспериментальными для заданного числа протонов. Тогда разница в положении между максимумами экспериментальных и расчетных кривых дает число испускаемых нейтронов.

Естественно, что подобные вычисления являются лишь грубой оценкой числа испарившихся на второй стадии нейтронов (x_2 n). Между

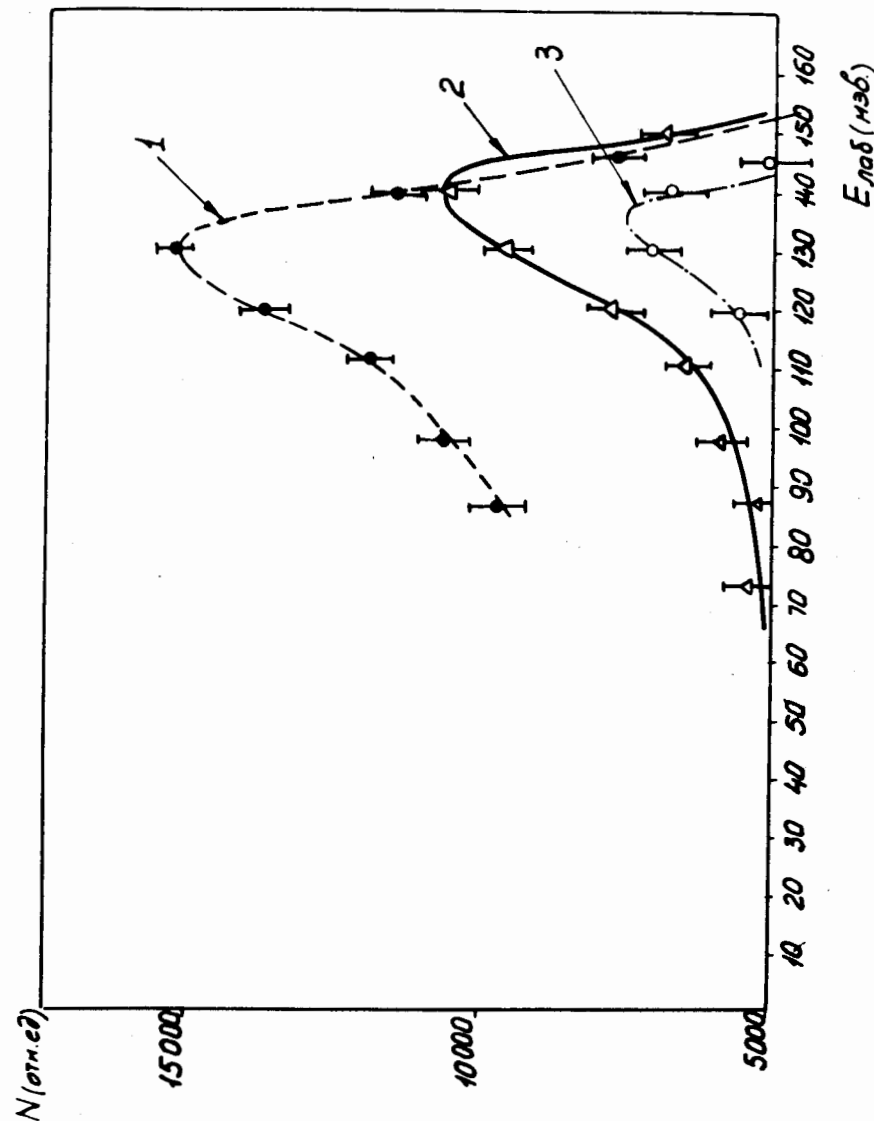


Рис. 6. Спектры кинетических энергий ^{24}Na (1), ^{18}F (2), ^{28}Mg (3) (выход увеличен в 5 раз), образованных при взаимодействии ионов ^{22}Ne с энергией 175 МэВ с ядрами золота измеренные под углом 30° .

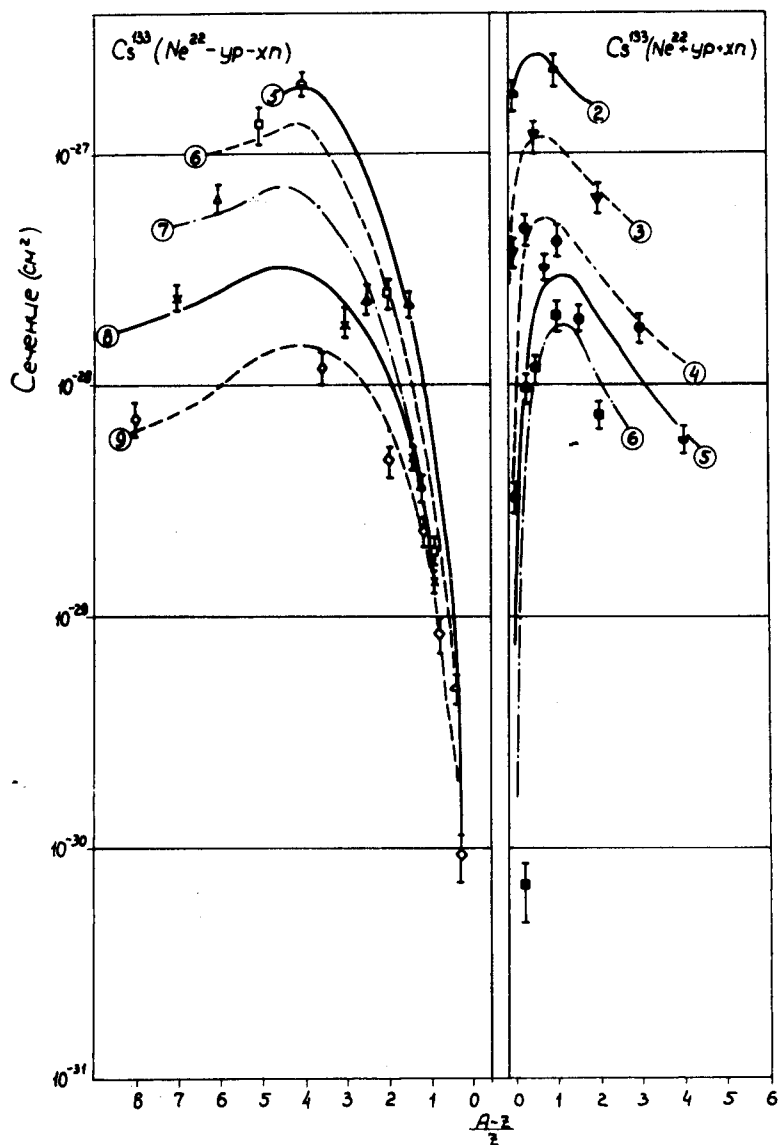


Рис. 7. Распределение выходов конечных продуктов реакции передачи, образованных при бомбардировке ионами ^{22}Ne с энергией 175 Мэв цезиевой мишени для заданного числа передаваемых нуклонов (число нуклонов указано возле каждой кривой) при различном соотношении числа нейтронов и протонов в передаваемом комплексе.

тем, аналогичную операцию можно провести для всех точек изотопного распределения. Результаты подобных расчетов приведены в таблице III. Рассчитанные значения x_2 и x_1 хорошо согласуются с этими же значениями, определенными в результате расчета по кинематике продуктов реакции с помощью экспериментально полученных спектров кинетических энергий в тех случаях, когда данные спектры были измерены.

Таким образом, теперь представляется возможным восстановить из экспериментальных распределений по Z и A конечных продуктов реакции начальное распределение, соответствующее собственно нуклонной передаче. Эти распределения удобно представить в виде распределений относительно отношения $A-Z / Z$ в комплексе передаваемых нуклонов при их заданном числе N . На рис. 8 показаны такие распределения, полученные с помощью описанных выше вычислений для реакции $^{133}\text{Cs} (^{22}\text{Ne}, \pm \text{ur} \pm x \text{ n})$, изученной в работе /4/. На рисунках даны экспериментальные точки и кривые, являющиеся расчетными зависимостями, полученными с помощью формулы (2). Наблюдается неплохое согласие расчетных кривых с экспериментальными значениями, что может свидетельствовать о статистическом характере процесса многонуклонной передачи при данном значении энергии бомбардирующих ионов. С помощью этих данных были получены зависимости вероятности передачи комплекса от числа нуклонов в нем. Они показаны на рис. 9 для двух типов реакций передачи отрыва и подхвата нуклонов.

Из рисунка видно, что вероятность отрыва от ядра мишени нуклонов более резко уменьшается с увеличением их числа, чем вероятность подхвата нуклонов ядром мишени.

В /13/ сделана попытка объяснить полученное нами в /4/ распределение выходов продуктов реакций многонуклонных передач, применив статистическую теорию. Авторами этой работы были получены выражения для определения наиболее вероятной массы изотопа (A_p),

Таблица 3

Расчётное значение числа нейтронов, испарившихся из образовавшихся в различных реакциях передачи возбуждённых ядер.

Реакция	$(\frac{A-Z}{Z})$ в ядре- доноре	Число нуклонов в переда- ваемом комплексе	$(\frac{A-Z}{Z})$ макс.	Расчётное число нейтронов
$Cs^{133}(Ne^{22}, -4p-xn)$	1,42	3	1,7	0,5
	1,42	4	2,4	1,3
	1,42	5	3,4	2,3
	1,42	6	3,7	3,0
	1,42	7	4,4	4,0
	1,42	8	4,6	4,4
	1,42	9	4,8	4,8
$Cs^{133}(Ne^{22}, +4p+xn)$	1,2	3	1,0	1,2
	1,2	4	1,3	1,8
	1,2	5	1,6	2,5
	1,2	6	1,3	2,8
	1,2	7	1,3	3,2
$Bi^{209}(Ne^{22}, -4p-xn)$	1,5	4	2,2	1,3
	1,5	5	2,6	1,6
	1,5	6	3,2	2,5
	1,5	7	3,0	2,9
	1,5	8	3,2	3,5

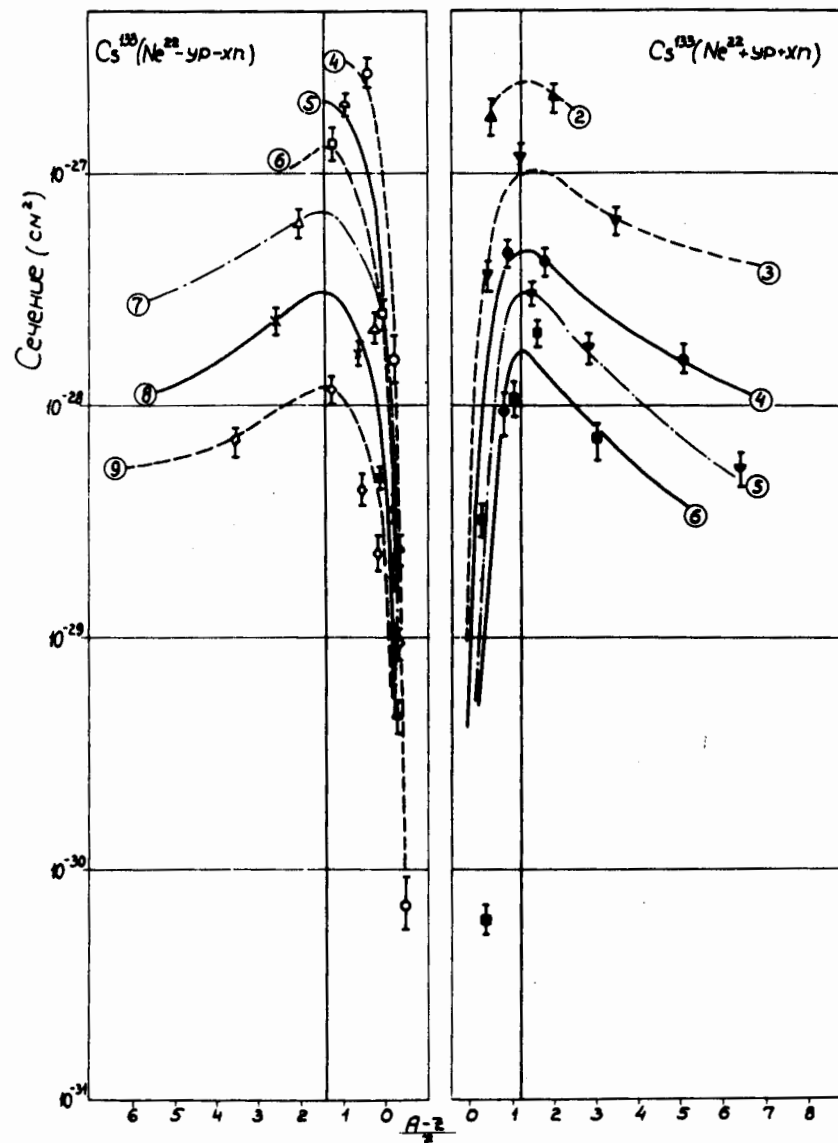


Рис. 8. Распределение выходов начальных продуктов реакций передачи образованных при бомбардировке ионами ^{22}Ne с энергией 175 Мэ цезиевой мишени для заданного числа передаваемых нуклонов при различном соотношении нейтронов и протонов в передаваемом комплексе

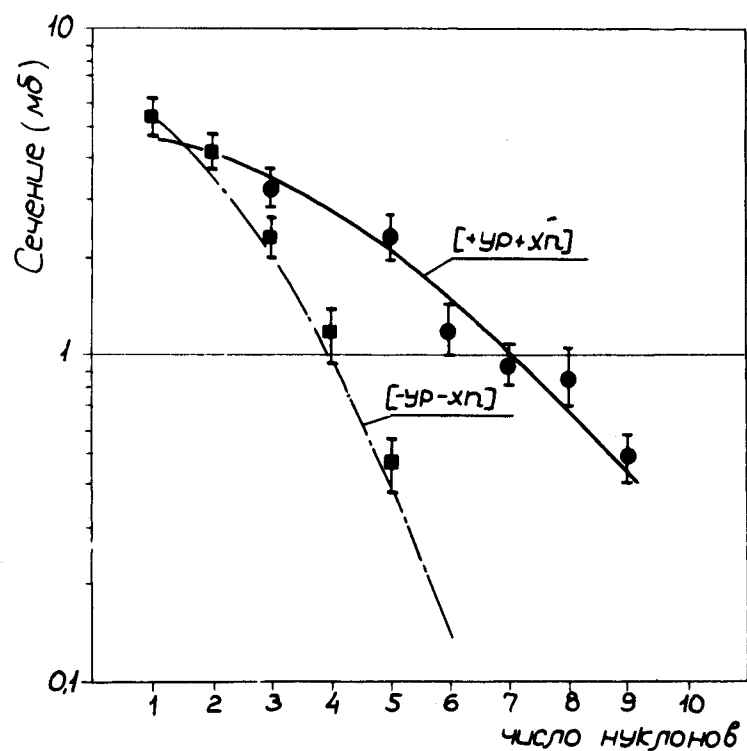


Рис. 9. Зависимость вероятности отрыва (пунктирная кривая) и подхвата (сплошная кривая) нуклонов ядром мишени от числа нуклонов в передаваемом комплексе для реакций $^{133}\text{Cs} (^{22}\text{Ne}, \pm \text{ур} \pm \text{хп})$.

получающегося в реакции передачи, а также сечения образования изотопа. Выражение для определения сечения включало в себя параметр квазиупругости θ , который зависел от механизма реакции. Поэтому на основании полученных экспериментально в нашей работе сечений определялся параметр θ , который во всех случаях оказывался намного меньше единицы.

В связи с этим авторы работы делают вывод о неквазиупругом характере реакции многонуклонной передачи. Рассчитанные в работе ^{13/} значения наиболее вероятной массы находятся в неплохом согласии с экспериментально определенной величиной A_p .

Необходимо отметить, что все проведенные выше рассуждения даны для качественного понимания механизма реакции передач, т.к. процессы, приводящие к наблюдаемым нами продуктам, могут быть значительно более сложными хотя бы вследствие того, что наряду с рассмотренным механизмом при высоких энергиях ионов возможно прямое выбивание нуклонов из взаимодействующих ядер, что особенно важно в случае реакций передачи значительного числа нуклонов, сечение которых весьма мало. Однако полученные полуэмпирические зависимости позволяют в какой-то степени объяснить закономерности образования изотопов в реакции передачи, а также оценить возможности этих реакций для получения изотопов, удаленных от области β -стабильности.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить академика Г.Н. Флерова за постановку задачи и ценные замечания в процессе выполнения работы. Мы благодарны также радиохимикам Б.А. Гвоздеву, Н.С. Мальцевой и И.И. Чубурковой за радиохимические выделения продуктов реакции, В.В. Волкову - за полезные замечания в процессе обсуждения данной работы; З.Д. Покровской, С.И. Тютюнникову и Со Ки Хвану - за большую помощь в обработке экспериментальных результатов.

Литература

1. R. Kaufmann, R. Wolfgang. Phys.Rev., 121, 192 (1961).
2. W. Grokhulski, T. Kwiecienska, Lian Go Chan, E. Lozynski, I. Maly, L.K. Tarasov, V.V. Volkov. Proc. of the III Conf. on Reactions Between Complex Nuclei, Asilomar 1963, p. 120.
3. Г. Кумпф, Е.Д. Донец. ЖЭТФ, 44, 789 (1963).
4. Ю.Ц. Оганесян, Ю.Э. Пенионжкевич, Со Ки Хван, А.О. Шамсутдинов, Н.С. Мальцева, И.И. Чубуркова. ЯФ, 3, 492 (1970).
5. G. Breit, M.E. Ebel. Phys.Rev., 104, 1030 (1956).
6. E. Lozynski. Nucl.Phys., 64, 321 (1965).
7. Г.Ф. Гриднев, В.В. Волков, Я. Вильчински. Препринт ОИЯИ Е1-4679, Дубна (1969).
8. D.A. Bromley. A Series of Lectures Prepared for Presentation at the Enrico Fermi Summer School on Nuclear Structure and Nuclear Reactions. Varenna-Italy, June 26-July 15, 1967.
9. L.G. Northcliffe, A.F. Shilling. Nucl.Data Tables, A7, 233 (1970).
10. E. Lozynski. Nucl. Phys., 64, 321 (1969).
11. Б.В. Пнеденко. "Курс теории вероятности". Физматгиз, Москва (1962).
12. J. Galin, B. Gatty, M. Lefort et al. Phys.Rev., 182, 1267 (1969).
13. A.Y. Abyl-Magd, M. El-Nadi. I c/70/94, Trieste (1970).

Рукопись поступила в издательский отдел

7 декабря 1970 года.