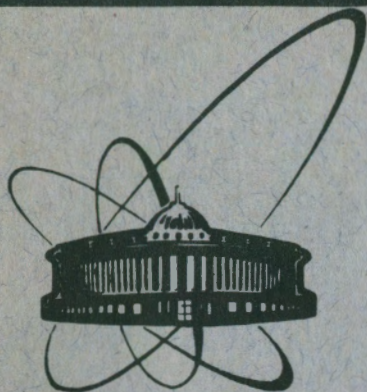


91-85



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P1-91-85

Вокал, С.

ОБРАЗОВАНИЕ
ДВУХ МНОГОЗАРЯДНЫХ ФРАГМЕНТОВ
ПРИ ФРАГМЕНТАЦИИ
РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЯДРА ^{28}Si
НА ЯДРАХ ФОТОЭМУЛЬСИИ

Сотрудничество: Дубна - Ереван - Ленинград

1991

С. Вокал, Г.С.Шабратова
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Ф.А.Аветян, В.М.Крищян, Н.А.Марутян, Л.Т.Саркисова,
В.Ф.Саркисян
Ереванский физический институт
В.Г.Богданов, В.А.Плющев, З.И.Соловьева
Радиевый институт, Ленинград

При изучении топологических характеристик процесса фрагментации релятивистских ядер ^{22}Ne и ^{28}Si с импульсом около 4 А·ГэВ/с было показано^{1,2}, что реакция происходит по трем группам каналов: а) с полным расщеплением ядер до одно- и двухзарядных фрагментов — (ПР);

б) с сохранением одного многозарядного фрагмента с $Z \geq 3$ — (1f); в) с образованием двух многозарядных фрагментов — (2f).

Последний класс событий на ^{22}Ne составляет 0,5% (22 соб. из 4300), а на ^{28}Si — 1,8% (35 соб. из 1980) от полного числа неупругих взаимодействий. Среди событий фрагментации ядер ^{28}Si было обнаружено одно, которое представляло собой 2f-расщепление ядра кремния на углерод и кислород без какого-либо видимого возбуждения ядра-мишени и было интерпретировано как деление легкого ядра³.

В настоящей работе проводится исследование 2f-событий ^{28}Si на увеличенном статистическом материале (162 события) с целью изучения их характеристик, необходимых для понимания механизма мультифрагментации сравнительно легких ядер.

Возникновение одного фрагмента в расщеплении можно понять как образование ядра-остатка в результате испускания возбужденным релятивистским спектатором одно- и двухзарядных фрагментов. Фрагменты с зарядами $Z=3-4$ могут быть в редких случаях сами испарительными частицами⁴. Представляет интерес попытка выяснить, будет ли образование двух фрагментов результатом испарения легкого фрагмента с образованием ядра-остатка или это процесс типа квазиделения возбужденного спектатора.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И АНАЛИЗА

Во всех 2f-событиях методом счета δ -электронов были определены заряды всех релятивистских фрагментов, образовавшихся из спектральной части ядра, их полярные ($\theta \leq 3^\circ$) и азимутальные углы испускания. Для однозарядных фрагментов с помощью метода многократного рассеяния оценивались импульсы, что позволило провести для них статистическое разделение на группы p, d, t. Идентификация ядра-мишени производилась по множественности сильноионизирующих частиц N_h .

Таблица 1

Мишень	N_h	N_{2f}	N_{ny}	$\frac{N_{1f}}{Z \geq 6}$	$(N_{2f}/N_{ny})\%$	$(N_{2f}/N_{1f})\%$
H	0-1	60	1929	1357	$3,1 \pm 0,4$	$4,4 \pm 0,6$
CNO	2-7	76	3276	1655	$2,3 \pm 0,3$	$4,5 \pm 0,6$
AgBr	≥ 8	24	3666	749	$0,7 \pm 0,1$	$3,2 \pm 0,7$

В табл.1 приведено число $2f$ -событий для различных интервалов N_h и количество всех неупругих взаимодействий N_{ny} , которое приходится на наблюдаемое число $2f$ -событий (оценено по $2'$). Там же показано соответствующее количество событий с одним фрагментом, заряд которого ($Z \geq 6$) сравним с суммарным зарядом в $2f$ -событиях.

Из таблицы видно, что доли N_{2f}/N_{ny} и N_{1f}/N_{ny} снижаются с массой ядра-мишени, а их относительный выход N_{2f}/N_{1f} при этом почти не изменяется, что может указывать на связанность этих процессов.

На рис.1 показано распределение по суммарному заряду $Q = \sum Z_i$ всех спектаторных фрагментов в $2f$ -событиях, включая одно- и двухзарядные. Значения Q , сосредоточенные в интервале $10 \leq Q \leq 14$, соответствуют периферическим взаимодействиям ядра ^{28}Si . Здесь же показано распределение по сумме зарядов двух многозарядных фрагментов $Z = Z_{f1} + Z_{f2}$. Сдвиг распределений $\langle \Delta Z \rangle = 3,4 \pm 0,3$ характеризует суммарный заряд одно- и двухзарядных частиц сопровождения, которые можно рассматривать как частицы испарения из возбужденного спектатора. Это значение в сравнении с $\langle \Delta Z \rangle = 2,8 \pm 0,1$ для $1f$ -событий с $Z_f \geq 6$ свидетельствует о несколько большем уровне начального возбуждения спектаторной части в $2f$ -событиях. Следует обратить внимание, что Z -распределение по положению и форме соответствует зарядовому распределению фрагментов из $1f$ -событий (рис.2), что может указывать на их появление в результате $2f$ -распада возбужденной $1f$ -подсистемы.

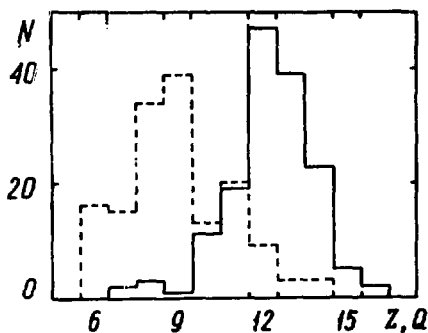


Рис.1. Распределения $2f$ -событий по $Q = \sum Z_{f1}$ — сплошная гистограмма и $Z = Z_{f1} + Z_{f2}$ — штриховая.

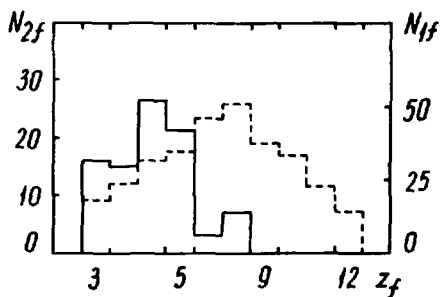


Рис.2. Распределение по заряду f_2 -фрагментов в $2f$ -событиях с $z_{f1}=3$ — сплошная гистограмма (а); фрагментов с $z \geq 3$ в $1f$ -событиях — штриховая гистограмма (б).

Рис.3. Зарядовая матрица для $2f$ -событий.

	z_{f1}										
	3	4	5	6	7	8	9	10	Σ		
3	16	15	26	21	3	7				88	
4		8	18	2	6	1	1	1		37	
5			8	7	6	1				22	
6				2	1	2				5	
Σ	16	23	52	32	16	11	1	1			

На рис.3 представлена матрица, иллюстрирующая соотношение между зарядами двух многозарядных фрагментов в событии. Обращает на себя внимание тот факт, что более половины событий имеют в своем составе фрагмент f_1 с зарядом $Z_{f1} = 3$. Известно ⁴, что такие фрагменты могут являться частицами испарения.

Представляется интересным сравнить распределение по зарядам фрагментов в $1f$ -событиях и фрагментов f_2 в тех $2f$ -событиях, где один из фрагментов f_1 имеет заряд $Z_{f1} = 3$. Если бы оба процесса отличались лишь тем, что во втором одной из "частиц испарения" является частица с $Z_{f1} = 3$, то зарядовые распределения фрагментов-остатков были бы сдвинуты друг относительно друга примерно на 1-2 единицы заряда. Из рис.2 видно, что этот сдвиг составляет 3-4 единицы и указывает на иную схему, по которой, в основном, осуществляется распад спектатора с образованием трехзарядных фрагментов. Это не исключает возможности возникновения фрагмента с $Z = 3$ и как испарительной частицы. Из хода зависимости средней множественности фрагментов-спектаторов ^{1,2} видно, что их вклад может составить до 20-30%.

Была сделана попытка сравнить некоторые полученные экспериментальные данные с расчетами по модели перколяции ⁶. Для этого

Таблица 2

$N_f (Z_f \geq 3)$ (в процентах)	0f	1f	2f	3f
Расчет при $P = 0,6$	0,3	66	30	4
Расчет при $P = 0,55$	0	75	22	3
Эксперимент	17	80	3	0

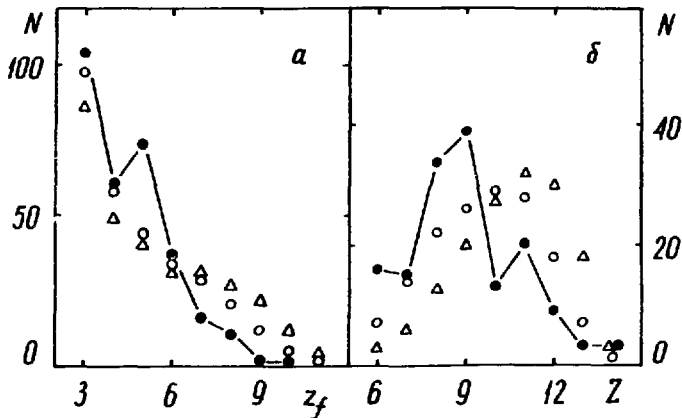


Рис.4. Распределение фрагментов в 2f-событиях. а — по заряду Z_f ; б — по сумме зарядов $Z = Z_{f1} + Z_{f2}$. Пустые треугольники и кружочки — расчет при $P = 0,55$ и $P = 0,6$ соответственно. Зачерненные кружочки — эксперимент.

было разыграно 10^4 взаимодействий нуклона с решеткой $3 \times 3 \times 3$, имитирующей ядро, близкое к кремнию, при параметре перколяции P , характеризующем вероятность разрыва междуклонных связей. Чтобы сравнить полученные распределения фрагментов по массам с экспериментальными по зарядам, для $A = 5-6$ принимался заряд равным 3, для $A = 7-8$ — заряд 4 и т.д. В табл.2 показано, как распределены события по множественности фрагментов с $Z \geq 3$ при $P = 0,6$ и $0,55$. Экспериментальные данные приведены для квазинуклонных взаимодействий ^{28}Si ($N_h = 0-1$) из полного ансамбля неупругих взаимодействий, описанного в работе '2'.

Из табл.2 видно, что наблюдаемые соотношения не согласуются с расчетными. Однако распределение фрагментов в 2f-событиях по заряду (рис.4а) и по суммарному заряду $Z = Z_{f1} + Z_{f2}$ (рис.4б) можно

качественно описать в рамках модели, тем более если увеличить значение $P > 0,6$; но при этом множественность фрагментов (табл.2) еще больше разойдется с экспериментом. Из сказанного следует, что модель перколяции, иллюстрирующая роль случайных процессов в описании реакции, не воспроизводит в должной мере экспериментальные результаты.

Поперечные импульсы фрагментов определялись по формуле $P_{\perp} = P_0 \sin \theta$, где $P_0 = 4,5$ ГэВ/с и $m = 2Z$. Для однозарядных фрагментов масса бралась в соответствии с оценкой импульса. Векторная сумма поперечных импульсов всех фрагментов spectatorной части в лабораторной системе характеризует величину импульса "бокового отскока" системы в результате взаимодействия. С точностью до ненаблюдаемых нейтронов-спектаторов, переходя в систему спектатора, можно получить не искаженные боковым движением значения P_{\perp} всех фрагментов и их азимутальные углы Ψ . На рис.5 показано распределение по разности азимутальных углов $\Delta\Psi = \Psi_1 - \Psi_2$ в лабораторной системе, которое близко к изотропному, не считая небольшого превышения при $\Delta\Psi$ вблизи 180° . В системе спектатора распределение по $\Delta\Psi$ обнаруживает существенное стремление к противоиспусканию многозарядных фрагментов.

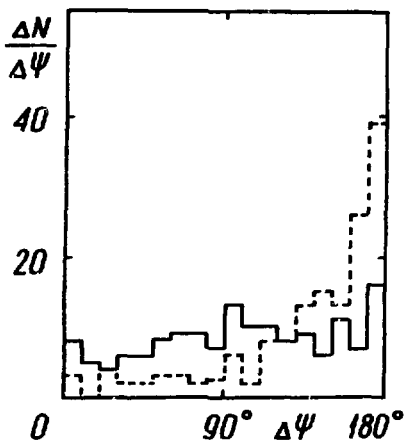
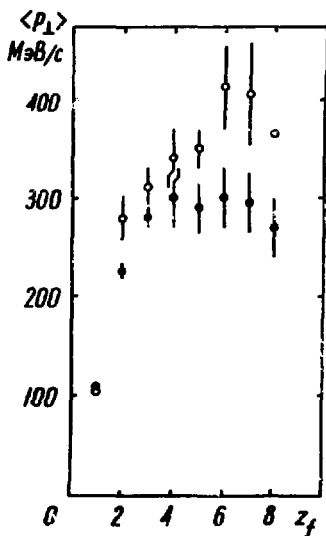


Рис.5. Распределение по $\Delta\Psi$ для $2f$ -событий в лабораторной системе — сплошная гистограмма и в системе спектатора — штриховая гистограмма.

Рис.6. Зависимость $\langle P_{\perp} \rangle$ в системе спектатора от заряда фрагмента в $2f$ - (пустые кружки) и $1f$ -событиях (зачерненные кружки).



Форма импульсных распределений по P_{\perp} в $2f$ -событиях оказалась близкой к распределению Релея, как это наблюдалось и для $1f$ -событий^{77/}:

$$f(P_{\perp}) dP_{\perp} = (P_{\perp} / \sigma^2) \exp(-P_{\perp}^2 / 2\sigma^2) dP_{\perp},$$

где параметр распределения σ связан со значением среднего поперечного импульса как $\sigma = \langle P_{\perp} \rangle \sqrt{2/\pi}$.

Значения $\langle P_{\perp} \rangle$ в системе спектатора существенно зависят от заряда фрагмента (рис.6). На этом же рисунке приведены значения $\langle P_{\perp} \rangle$ для $1f$ -событий, соответствующих $2f$ -событиям по величине Q ($Q = 10-14$). Видно, что $\langle P_{\perp} \rangle$, а следовательно, и σ в $2f$ -событиях заметно выше, особенно для фрагментов с $Z_f \geq 5$, что свидетельствует о более широких импульсных распределениях фрагментов, испущенных в $2f$ -событиях. Превышение параметра σ в $2f$ -событиях может свидетельствовать о вкладе дополнительного механизма типа, например, квазиделения возбужденного спектатора.

Заметим, что средний импульс фрагментов в системе спектатора (рис.6) соответствует их кинетической энергии порядка 6-8 МэВ, что неплохо согласуется с величиной кулоновской энергии в системе таких двух фрагментов.

Таким образом, можно высказать предположение, что $2f$ -события являются периферическими взаимодействиями ядра ^{28}Si , в результате которых полученное спектаторной частью возбуждение снимается последовательным испусканием нескольких частиц испарения, в цепочке которого могут возникнуть ядра, нестабильные относительно $2f$ -распада. Такой картине не противоречит поведение зарядовых характеристик фрагментов, распределение по разности азимутальных углов в системе спектатора, а также уширение импульсных спектров в $2f$ -событиях.

Мы выражаем благодарность К.Г.Денисенко за проведение расчетов по модели перколяции и сотрудникам лабораторий, проводившим измерения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреева Н.И. и др. — Сообщение ОИЯИ Р1-85-692, Дубна, 1985.
2. Краснов С.А. и др. — Сообщение ОИЯИ Р1-88-252, Дубна, 1988.
3. Богданов В.Г. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1986, т.44, вып.7, с.306.
4. Sobotka L.G. et al. — Phys. Rev. Lett., 1985, 51, p.2187.
5. Антончик В.А. и др. — РЖ Физика, 1978, 9, 9В431, деп.
6. Bauer W. et al. — Nucl.Phys. A, 1986, 152, p.699.
7. Андреева Н.П. и др. — ЯФ, 1988, 47, вып.4, с.949.

Рукопись поступила в издательский отдел

11 февраля 1991 года.