

УДК 539.12

А. Х. АРГЫНОВА, А. Ш. ГАЙТИНОВ, И. А. ЛЕБЕДЕВ,
А. А. ЛОКТИОНОВ, В. И. СКОРОБОГАТОВА, П. Б. ХАРЧЕВНИКОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДЕР $^{16}\text{S}^{32}$ (3,7 А·ГэВ) И $^{14}\text{S}^{28}$ (14 А·ГэВ) В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЭНЕРГИИ ИХ СТОЛКНОВЕНИЯ С ЯДРАМИ ФОТОЭМУЛЬСИИ

На основе разработанных критериев выделены и изучены характеристики фрагментации ядер $^{16}\text{S}^{32}$ (3,7 А·ГэВ), $^{14}\text{S}^{28}$ (14 А·ГэВ) в событиях, в которых процесс фрагментации реализуется либо испарительного, либо взрывного типа. Проведен сравнительный анализ полученных результатов в зависимости от энергии взаимодействия ядер в широком диапазоне (3,7÷200 А·ГэВ).

В предыдущей нашей работе [1] изучался механизм образования фрагментов в неупругих взаимодействиях ядер серы ($^{16}\text{S}^{32}$) с энергией 200 А·ГэВ с ядрами фотоэмulsionии. Представляет интерес изучить процесс фрагментации сталкивающихся ядер в широком диапазоне энергии, выяснить, как влияет значение первичной энергии на механизм образования и характеристики фрагментов. Для решения этой задачи были использованы ядра серы ($^{16}\text{S}^{32}$), значительно меньшей энергии – 3,7 А·ГэВ и близкие по массе ядра кремния ($^{14}\text{S}^{28}$) с энергией 14 А·ГэВ.

При этом был использован также, как в предыдущем эксперименте [1], метод ядерной фотоэмulsionии (детали этого метода описаны там же). Пучки ядер $^{16}\text{S}^{32}$ с энергией 3,7 А·ГэВ, которыми облучалась стопка фотоэмulsionии, были получены на ускорителе Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ, г. Дубна).

Из 1033 обработанных событий для анализа выделены 951 событие неупругого взаимодействия. Остальные события – упругие взаимодействия, кулоновская диссоциация ядра-снаряда и ядра-мишени.

Как и в предыдущей работе [1], события были разделены на следующие группы:

I. События с одним многозарядным фрагментом (с $Z \geq 3$), при этом возможны одно- и двухзарядные фрагменты;

II. События с двумя и более многозарядными фрагментами, в которых также возможны фрагменты с $Z = 1$ и $Z = 2$;

III. События полного разрушения (ПР), т. е. события в которых имеется только фрагменты с $Z = 1$ и $Z = 2$;

IV. События, в которых вообще отсутствуют фрагменты.

Учитывая, что фрагментация ядра испарительного типа (последовательное испускание фрагментов с зарядами $Z = 1$ и $Z = 2$), следует изучать среди событий с одним многозарядным фрагментом ($Z \geq 3$), были проанализированы в первую очередь эти события. Для них была получена топологическая диаграмма (табл. 1) фрагментации ядер серы $^{16}\text{S}^{32}$ (3,7 А·ГэВ) в зависимости от числа провзаимодействовавших протонов налетающего ядра n_g (или Q), определяемая из соотношения:

$$n_g = Z_o - \Sigma Z_f = Z_o - Q,$$

где Z_o – заряд налетающего ядра; $\Sigma Z_f = Q$ – сумма зарядов всех фрагментов в каждом событии.

В первой (левой) колонке представлен зарядовый состав фрагментов, на которые распадается налетевшее ядро.

На основе представленных данных в топологической диаграмме был выявлен характер зависимости различных величин от n_g в событиях с одним многозарядным фрагментом.

На рис. 1, где представлена зависимость среднего заряда многозарядного фрагмента от n_g ($\langle Z_{(2)} \rangle = f(n_g)$), видно, что зависимость, во-первых, линейная, и, во-вторых, с изломом в точке, соответствующей значению $n_g = 4$.

Подобная картина наблюдалась в эксперименте с ядром серы при энергии 200 А·ГэВ [1], но с одной разницей – точка излома приходилась на $n_g = 3$, т.е. диапазон значений n_g , соответствующий испарительному типу фрагментации, расширился на ~30 %.

Таким образом, при меньшей первичной энергии (3,7 А·ГэВ) требуется большее число провзаимодействовавших протонов налетающего ядра, чтобы произошел переход к взрывному механизму

Таблица 1. Топологическая диаграмма фрагментации ядер $^{16}\text{S}^{32}$ (3,7 А·ГэВ)

Канал (Z_f/Q)	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0	N соб.
16	6																	6
15 1	16	16																32
14 2	8																	8
14 1 1	16	22	6															44
13 2 1	6	2																8
13 1 1 1	6	23	12	4														45
12 2 1 1	8	10																18
12 1 1 1 1	7	8	14	5														34
11 2 2 1	1																	1
11 2 1 1 1	3	10	8	2														23
11 1 1 1 1 1	1		1	3														5
10 2 2 1 1	2	2	2															6
10 2 1 1 1 1	2	6	5	3	1													17
10 1 1 1 1 1 1	2	3	5	2	2													14
9 2 2 2 1	2																	2
9 2 2 1 1 1	4	4	3															11
9 2 1 1 1 1 1	3	5	1	5	1	1												16
9 1 1 1 1 1 1 1	1		3	2														6
8 2 2 2 1 1	3	1																4
8 2 2 1 1 1 1	6	3	3	1	2													15
8 2 1 1 1 1 1 1	1	5	6	10	2	2	1	1	1									27
8 1 1 1 1 1 1 1 1			1	2	2	1	1	1	1									8
7 2 2 2 2 1	1																	1
7 2 2 2 1 1 1		5	1	1														7
7 2 2 1 1 1 1 1	1	3	1	5	1													11
7 2 1 1 1 1 1 1 1	1	1	3	3	6	3	1	1	1									18
7 1 1 1 1 1 1 1 1 1				2		1	1	1	1									5
6 2 2 2 2 1 1	1	1	1															3
6 2 2 2 1 1 1 1	2	2	3	1														8
6 2 2 1 1 1 1 1 1	2	3	3	4	2	2												16
6 2 1 1 1 1 1 1 1 1			2	2	6	1	1	1	1									13
6 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1					1	2	2	1	2	1	1	2	1					9
5 2 2 2 2 1 1 1			1															1
5 2 2 2 1 1 1 1 1	2	1	3	2														8
5 2 2 1 1 1 1 1 1 1	1	1	3	4	3	2	1	3	3	1	3							15
5 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1			1	2	2	1		1	5									15
4 2 2 2 2 1 1 1 1					1													9
4 2 2 2 1 1 1 1 1 1 1			2	3	3			1										9
4 2 2 1 1 1 1 1 1 1 1 1			1	2	2			1	1	1								7
4 2 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1				1	1	3	2	1	1			3	1					8
4 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1						1		1						1				6
3 2 2 2 2 1 1 1 1 1			1	1														2
3 2 2 2 1 1 1 1 1 1 1 1	1	2		1	1			1	2	1	1							5
3 2 2 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1	1	2		1	1	2	1	1	2	1	1							9
3 2 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1			1	2				2	1	1	1		1	1				6
3 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1									1			1	1	1	1			4
n _g	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	

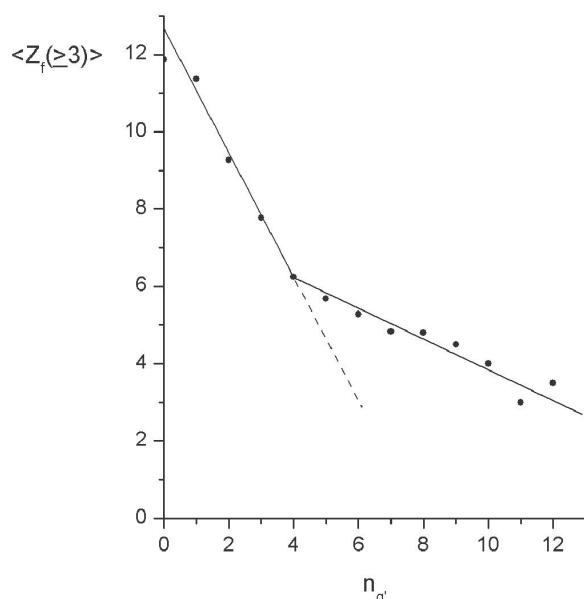


Рис. 1. Зависимость среднего значения заряда многозарядного фрагмента $\langle Z_{(\geq 3)} \rangle$ ядра серы ($^{16}\text{S}^{32}$) с энергией 3,7 А·ГэВ от числа провзаимодействовавших протонов (n_g)

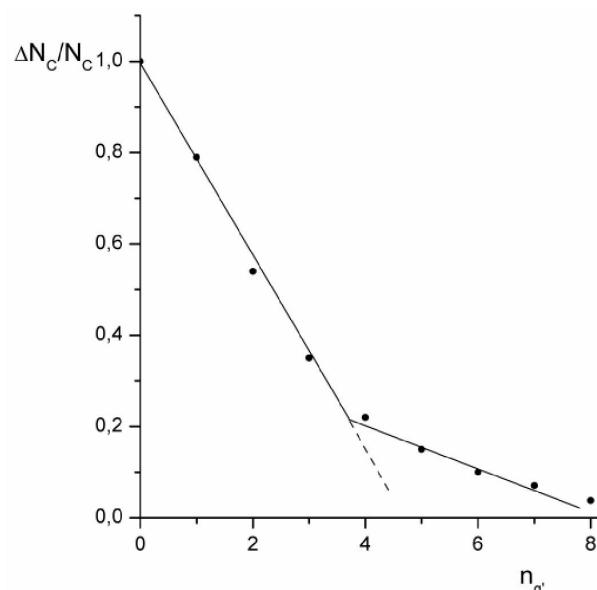


Рис. 2. Зависимость интегрального распределения доли событий с одним многозарядным фрагментом остаточного ядра серы с энергией 3,7 А·ГэВ в зависимости от числа провзаимодействовавших протонов

образования фрагментов (одновременное образование фрагментов).

Далее, также как в эксперименте с $^{16}\text{S}^{32}$ (200 А·ГэВ) была найдена доля (вероятность) $\Delta N_c / N_c$ событий от общего числа с одним многозарядным фрагментом ($\Delta N_c / N_c = f(n_g)$) – рис. 2.

Здесь также, как на рис. 1, наблюдается излом при $n_g = 4$, т.е. выделяется два типа событий,

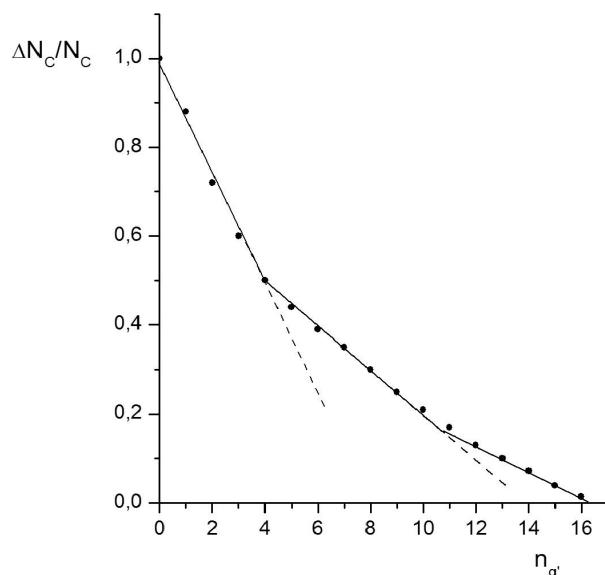


Рис. 3. Зависимость интегрального распределения доли событий с одним многозарядным фрагментом и полного разрушения остаточного ядра серы с энергией 3,7 А·ГэВ в зависимости от числа провзаимодействовавших протонов

относящихся к испарительному и взрывному механизмам фрагментации.

Если добавить к рассматриваемому числу событий события полного разрушения (ПР), то наблюдается второй излом при $n_g \sim 10$ (рис. 3), заметно сдвинутому в большую сторону, чем при 200 А·ГэВ ($-n_g \sim 7$), что, по-видимому, указывает на то, что передаваемая энергия при столкновении нуклонов во взаимодействиях при меньшей энергии (3,7 А·ГэВ) заметно меньше и потому необходимо большее число столкновений (n_g) для реализации событий полного разрушения.

Одной из основных характеристик фрагментации ядра является число образовавшихся фрагментов в каждом событии. Причем важно заметить, как зависит значение этой величины, а также все предыдущие, от значения n_g . Из рис. 4, где представлена эта зависимость $-N_f - f(n_g)$, видно, что картина аналогична той, что и в эксперименте с 200 А·ГэВ, т.е. наблюдается излом, причем опять же при $n_g = 4$, что является еще одним независимым подтверждением предыдущих результатов (рис. 1 и 2).

При добавлении событий полного разрушения [2], наблюдается излом при $n_g \sim 10$, что также является подтверждением результата, представленного на рис. 3.

Большое внимание в новейших (после 2006 г.) исследованиях по взаимодействиям ядер с ядрами

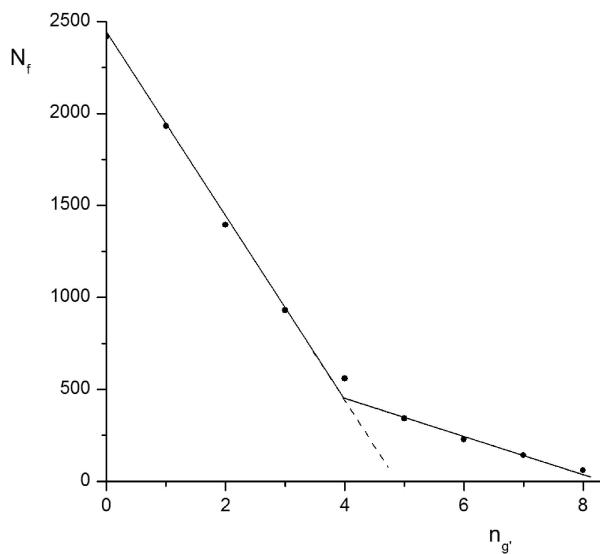


Рис. 4. Зависимость интегрального распределения числа фрагментов в событиях с одним многозарядным фрагментом остаточного ядра серы с энергией 3,7 А·ГэВ в зависимости от числа взаимодействовавших протонов

уделяется поиску смешанной фазы адронной материи, включающей свободные кварки, глюоны и протоны с нейтронами. В недавних теоретических работах ОИЯИ (Дубна) [3, 4] показано, что с наибольшей вероятностью такое состояние вещества реализуется в энергетическом интервале в лабораторной системе координат 8–40 А·ГэВ, при так называемой энергии «дубненской поляны».

Учитывая это обстоятельство был исследован процесс фрагментации ядер кремния во взаимодействиях с ядрами фотоэмulsionии при энергии 14 А·ГэВ, попадающий в указанный выше интервал. А также учитывая, что масса кремния $^{14}\text{S}^{28}$ близка массе серы $^{32}\text{S}^{32}$, можно провести сравнительный анализ при энергиях ниже границ этого интервала (3,7 А·ГэВ) и выше (200 А·ГэВ). Пучками ядер $^{14}\text{S}^{28}$ с энергией 14 А·ГэВ стопка ядерной фотоэмulsionии облучались на ускорителе BNL (США).

Из 954 обработанных событий для анализа были выделены 883 неупругих взаимодействий.

На основе полученной топологической диаграммы фрагментации ядер $^{14}\text{S}^{28}$ (14 А·ГэВ), были изучены, как и для всех предыдущих экспериментов, зависимость величин:

$$\Delta N_c/N_c = f(n_g) \quad N_f = f(n_g) \quad \text{и} \quad Z_{(2)} \succ f(n_g).$$

Все полученные при этом графики оказались подобными для соответствующих случаев

первичным энергиям 200 и 3,7 А·ГэВ для ядер $^{16}\text{S}^{32}$. Приведем некоторые из них.

Из рис. 5 и 6, в которых представлены $\Delta N_c/N_c$ и $N_f = f(n_g)$ для событий с одним многозарядным фрагментом, видно, что точка излома в обоих случаях приходится при $n_g = 4$, т.е. совпадает с экспериментом при энергии 3,7 А·ГэВ ($^{16}\text{S}^{32}$).

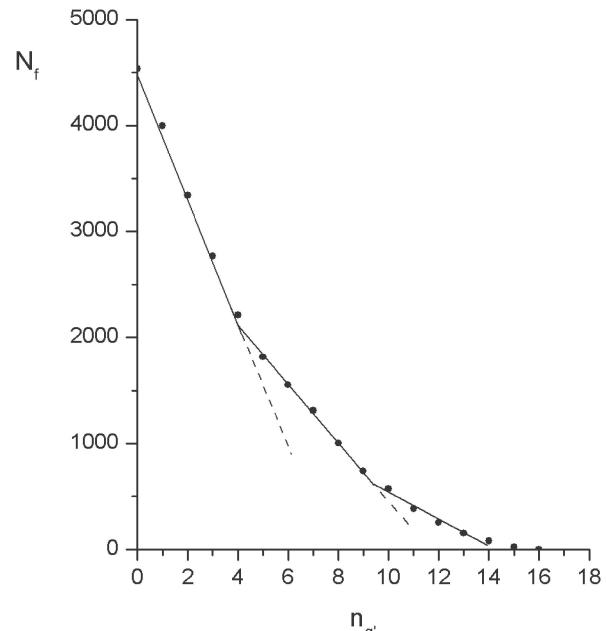


Рис. 5. Зависимость интегрального распределения числа фрагментов в событиях с одним многозарядным фрагментом и полного разрушения остаточного ядра серы с энергией 3,7 А·ГэВ в зависимости от числа взаимодействовавших протонов

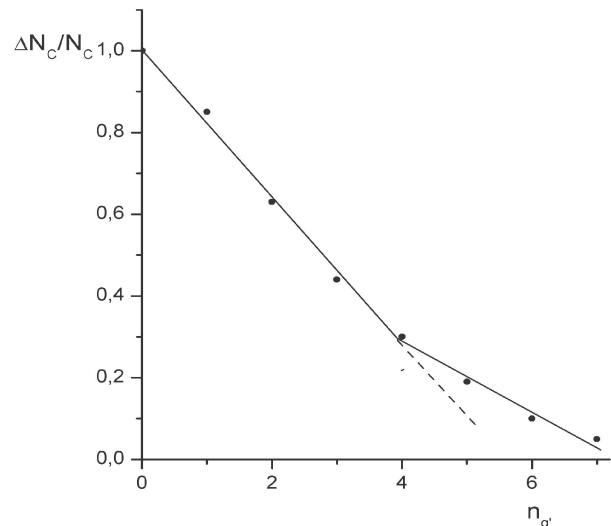
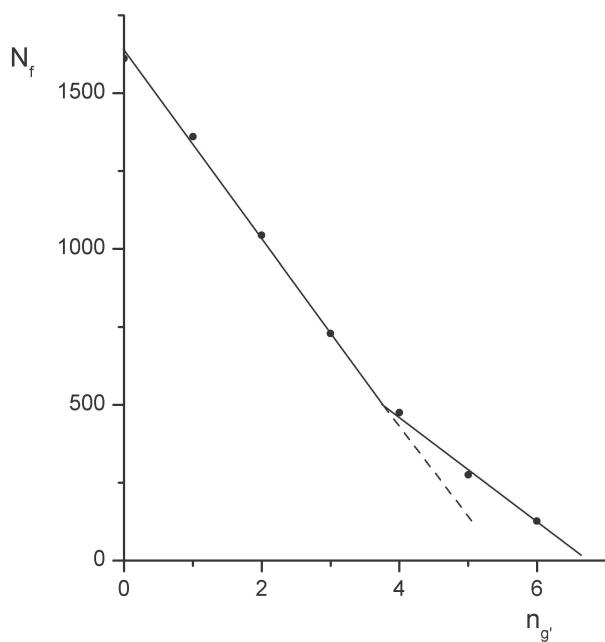


Рис. 5. Зависимость интегрального распределения доли событий с одним многозарядным фрагментом остаточного ядра кремния с энергией 14,6 А·ГэВ в зависимости от числа взаимодействовавших протонов



Число фрагментов в соответствии с единичной энергией на нуклон для остаточного ядра кремния с энергией 14,6 А·ГэВ в зависимости от числа провзаимодействовавших протонов

Остальные графики оказались такими же по виду, как и соответствующие графики для случая с энергией 3,7 А·ГэВ, причем точки второго излома, появляющиеся в связи добавлением событий полного разрушения (ПР), оказываются при значении $n_g' = 8$, в отличии от $n_g' = 10$ для ядер серы при энергии 3,7 А·ГэВ и $n_g' = 6$ для 200 А·ГэВ. Таким образом с увеличением первичной энергии уменьшается число провзаимодействовавших протонов n_g' , начиная с которого проявляются события ПР, т.е. энергия передается этими протонами остаточному ядру более эффективно.

На рис. 7 представлено распределение вероятностей реализации процесса фрагментации с определенным числом, провзаимодействовавших протонов ядра снаряда.

При довольно неплохом совпадении поведения точек (характеризующих взаимодействия ядер серы и кремния с ядрами фотоэмulsionии при различных энергиях первичного ядра) в области $Q \geq 2$ ($n_g' \leq 14$ для серы и $n_g' \leq 12$ для кремния), наблюдается существенное различие в вероятности появления событий с суммарным зарядом фрагментов в событии $Q \leq 1$.

При энергиях 200 ГэВ на нуклон вклад событий с $Q \leq 1$ составляет около 15 процентов и характеризуется резким увеличением вероятности появления таких событий по сравнению со

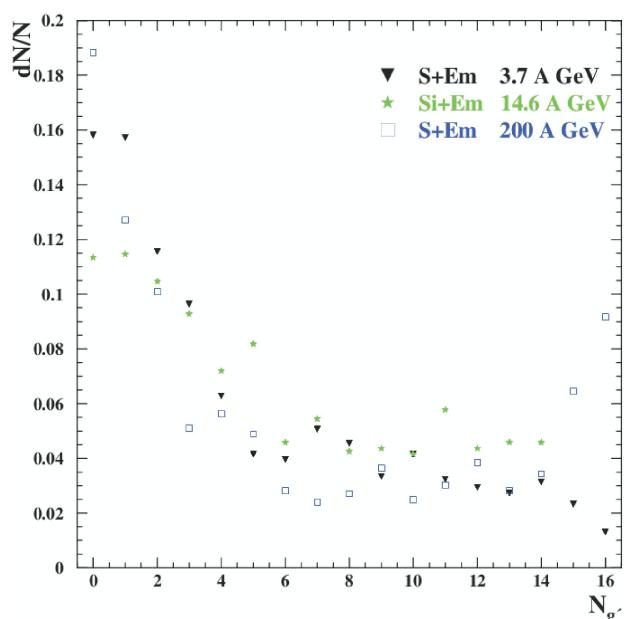


Рис. 7. Распределение вероятностей реализации процесса фрагментации в зависимости от числа провзаимодействовавших протонов ядра снаряда

средним значением в области $n_g' \geq 6$. В то же время, при более низких значениях энергии (3,7 ГэВ на нуклон) вклад событий с $Q \leq 1$ составляет менее четырех процентов и характеризуется резким уменьшением вероятности появления таких событий.

Для сравнительного анализа в целом всех трех экспериментов: $^{16}\text{S}^{32}$ (3,7 А·ГэВ), $^{14}\text{S}^{28}$ (14 А·ГэВ) и $^{16}\text{S}^{32}$ (200 А·ГэВ), в табл. 2–4 представлены различные характеристики процесса фрагментации в этих экспериментах.

Из табл. 2 следует, что доля событий с одним многозарядным фрагментом (1 МЗ) для ядер кремния ($^{14}\text{S}^{28}$) составляет порядка 50 % – это несколько меньше, чем для ядер серы ($^{16}\text{S}^{32}$) с большей энергией (200 А·ГэВ) и меньшей (3,7 А·ГэВ), а доля событий полного разрушения (ПР), наоборот, больше, что, возможно, связано с меньшей массой и зарядом ядра кремния, чем ядра серы.

Доля событий с двумя и более многозарядными фрагментами ($\geq\text{M3}$) для всех экспериментов очень мала ($\sim 1\text{-}2\%$), поэтому не имеет смысла их сравнивать.

Следует отметить, что доля событий, где нет фрагментов первичного ядра-снаряда), т.е. все протоны провзаимодействовали (для ядер серы $n_g = 16$ и кремния $n_g = 14$) в экспериментах $^{16}\text{S}^{32}$ (200 А·ГэВ) и Si (14 А·ГэВ) заметно больше

Таблица 2. Характеристики неупругих событий по фрагментации

Ядро, энергия (А·ГэВ)	Число событий (доля)				
	Полное число событий	ВП			С отсутствием фрагментов
		с 1 МЗ	с ≥ 2 МЗ	ПР	
$^{16}\text{S}^{32}$ 3,7	951	546 (57,4±3,1)%	24 (2,5±0,5)%	308 (38,7±2,4)%	13 (1,4±0,4)%
$^{14}\text{S}^{28}$ 14	883	437 (49,5±2,9)%	10 (1,1±0,3)%	393 (44,5±2,7)%	43 (4,9±0,8)%
$^{16}\text{S}^{32}$ 200	744	448 (60,2±3,6)%	12 (1,6±0,5)%	244 (32,8±2,4)%	40 (5,4±0,9)%

(3,5–3,9 раза), чем в случае $^{16}\text{S}^{32}$ (3,7 А·ГэВ), т.е. с увеличением первичной энергии, как уже отмечалось выше, возрастает эффективность передачи энергии, превышающей энергию связи нуклонов в ядре-снаряде.

Число (доля от общего числа) событий, в которых процесс фрагментации ядер испарительного или взрывного типа, представлены в табл. 3.

Из таблицы следует, что доля событий, в которых реализуется фрагментация ядер испарительного типа (ИП), уменьшается с увеличением энергии до 14 А·ГэВ, а выше не зависит от

энергии, если судить по результату, полученному для энергии 200 А·ГэВ.

Рассмотрим события, относящиеся к взрывному типу (ВП). Доля событий с 1 МЗ с увеличением энергии от 3,7 до 14 А·ГэВ практически не возрастает, но при значительном увеличении энергии (200 А·ГэВ) возрастает в ~2 раза.

К взрывному типу фрагментации следует, по видимому, отнести события, в которых образуется два и более число многозарядных фрагментов и тем более события полного разрушения, где нет многозарядных фрагментов, а только фрагменты с зарядами $Z = 1$ и $Z = 2$.

Таблица 3. Число (доля) событий двух процессов фрагментации ядер

Ядро, энергия (А·ГэВ)	Число событий (доля)				
	ИП	ВП			ВП все
		с 1 МЗ	с ≥ 2 МЗ	ПР	
$^{16}\text{S}^{32}$ 3,7	447 (47,0±2,7)%	99 (10,4±1,1)%	24 (2,9±0,6)%	368 (38,7±2,4)%	491 (51,6±2,9)%
$^{14}\text{S}^{28}$ 14,6	329 (37,3±2,4)%	108 (12,2±1,29)%	10 (1,1±0,3)%	393 (44,5±2,7)%	501 (57,9±3,2)%
$^{16}\text{S}^{32}$ 200	289 (38,8±2,7)%	159 (21,4±2,0)%	12 (1,6±0,5)%	244 (32,8±2,4)%	403 (55,8±3,4)%

Вклад событий ПР в процессах взрывного типа заметно больше для ядер кремния, чем для ядер серы при больших и меньших энергиях. В целом, если просуммировать все события, отнесенные к фрагментации взрывного типа, можно отметить, что их доля с увеличением энергии (до 14 А·ГэВ) несколько возрастает и остается практически постоянной (200 А·ГэВ).

В табл. 4 приведены некоторые характеристики фрагментов для рассматриваемых двух типов механизма фрагментации ядер-снарядов.

Из таблицы следует, во-первых, что среднее число однозарядных фрагментов $\langle n_{Z=1} \rangle$ во всех трех экспериментах, а также в событиях с фрагментацией типа ИП и ВП, в два раза больше, чем среднее число фрагментов с зарядом 2 –

Таблица 4. Характеристики фрагментов ядер-снарядов

Ядро, энергия (А·ГэВ)	Вид фрагментации	$\langle n_{Z=1} \rangle$	$\langle n_{Z=2} \rangle$	$\langle Q_{Z=1} \rangle$	$\langle Q_{Z=2} \rangle$
$S_{3,7}$	ИП	$2,46 \pm 0,012$	$0,98 \pm 0,047$	$1,36 \pm 0,046$	$0,88 \pm 0,06$
	ВП	$3,52 \pm 0,18$	$1,44 \pm 0,09$	$1,59 \pm 0,04$	$1,10 \pm 0,04$
$Si_{14,6}$	ИП	$1,91 \pm 0,13$	$0,84 \pm 0,07$	$0,371 \pm 0,029$	$0,255 \pm 0,036$
	ВП	$2,57 \pm 0,13$	$1,21 \pm 0,07$	$0,416 \pm 0,066$	$0,295 \pm 0,026$
S_{200}	ИП	$1,61 \pm 0,12$	$0,58 \pm 0,06$	$0,028 \pm 0,001$	$0,023 \pm 0,001$
	ВП	$2,42 \pm 0,15$	$1,12 \pm 0,08$	$0,035 \pm 0,001$	$0,028 \pm 0,001$

$\langle n_{Z=2} \rangle$; во-вторых, значения $\langle n_{Z=1} \rangle$ и $\langle n_{Z=2} \rangle$ уменьшаются с возрастанием энергии столкновения ядер и, в-третьих, в событиях ВП эти средние значения заметно больше, чем в событиях ИП, что естественно связано с большей энергией возбуждения остаточного ядра в этих событиях. Из данных табл. 4 видно (как и следовало ожидать), что с возрастанием энергии средние углы вылета фрагментов $\langle Q_{Z=1} \rangle$ и $\langle Q_{Z=2} \rangle$ уменьшаются с возрастанием энергии.

Во всех трех экспериментах средние углы вылета обоих зарядов в событиях с фрагментацией взрывного типа больше, чем в событиях испарительного типа, что связано с большой передачей энергии остаточному ядру, приводящей изотропному разлету в системе центра масс.

Заключение. Изучение процесса фрагментации во взаимодействиях ядер $^{16}S^{32}$ (3,7 А·ГэВ) и $^{14}S^{28}$ (14 А·ГэВ) с ядрами фотоэмulsionий позволило:

- получить критерии экспериментального выделения событий, в которых механизм фрагментации относится к испарительному или взрывному процессу;

- установить как зависят характеристики событий и образованных в них фрагментов от механизма фрагментации, а также от энергии взаимодействия указанных выше ядер.

Полученные результаты (в лабораторных условиях) могут быть полезными для понимания

ядерных фазовых переходов жидкости – газ, происходящих внутри сверхновых звезд.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреева Н.П., Гайтолов А.Ш., Лебедев И.А., Локтионов А.А., Скоробогатова В.И., Харчевников П.А. Механизм образования фрагментов в неупругих взаимодействиях ядер серы ($^{16}S^{32}$) с энергией 200 ГэВ на нуклон // Изв. НАН РК. Сер. физ.-мат. 2010. № 2. С. 81-86.
2. Андреева Н.П., Гайтолов А.Ш. и др. Письма в ЭЧАЯ. 2007. Т. 4. № 1(13). С. 109-118.
3. Sissiakian A.N., Sorin A.S., Toneev V.D. QCD Matter: A Search for a Mited Quark-Hadron phase, arxiv: nucl-th/0608032, 2006.
4. Searching for a QCD Mixed phase at the Nuclotron-based Ion Collider Facility (NICA White Paper).

Резюме

Даярланған критерийлердің негізінде фрагменттеудерісі булану немесе жарылыс түрінде жүзеге асатын оқиғаларда $^{16}S^{32}$ (3,7 А·ГэВ), $^{14}S^{28}$ (14 А·ГэВ) ядроларының фрагменттелуі болшілік алынды және олардың сипаттамалары зерттелінді. Кең энергия аймағында (3,7÷200 А·ГэВ) ядролардың әрекеттесу энергиясына байланысты алынған нәтижелерге салыстырмалы талдау жүргізілді.

Summary

The fragmentation of nuclei $^{16}S^{32}$ (3,7 A·GeV) and $^{14}S^{28}$ (14 A·GeV) has been investigated in nucleus-nucleus interactions in nuclear emulsions. Both the evaporating and exploding types of fragmentation are considered. Comparative analysis of the results has been performed over a wide energy range 3,7÷200 A·GeV.

TOO ФТИ, г. Алматы

Поступила 20.04.2011г.