

ПОЛНОЕ РАЗРУШЕНИЕ ЛЕГКИХ И ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ПРИ ЭНЕРГИЯХ 3,7–158 А ГэВ

*Н. П. Андреева, А. Ш. Гайтинов, И. А. Лебедев, В. И. Скоробогатова,
Л. Н. Филиппова, Д. Б. Шайхиева*

Физико-технический институт МОН РК, Алма-Ата, Казахстан

Представлены характеристики полного разрушения (ПР) (развал только на одно- и двухзарядные фрагменты) легких ядер-снарядов $^{12}_6\text{C}$, $^{16}_8\text{O}$, $^{22}_{10}\text{Ne}$, $^{28}_{14}\text{Si}$ с энергией 3,7 А ГэВ и тяжелых — $^{197}_{79}\text{Au}$ (10,7 А ГэВ) и $^{208}_{82}\text{Pb}$ (158 А ГэВ) в их взаимодействии с ядрами в фотоэмульсии. Показано, что: а) среднее число фрагментов, реализация каналов распада на фрагменты, степень «дробления» легких ядер-снарядов существенно зависят от заряда остаточного ядра и массы ядра-мишени; б) вероятность ПР остаточных ядер с одинаковым зарядом, множественность фрагментов для одинаковых параметров удара тяжелых ядер-снарядов не зависят от их энергии; в) в интегральном распределении поперечных импульсов двухзарядных фрагментов наблюдается излом (описывается двумя экспонентами).

Characteristics of full destruction (FD) (disintegration only into one and double charge fragments) light nucleus-shells $^{12}_6\text{C}$, $^{16}_8\text{O}$, $^{22}_{10}\text{Ne}$, $^{28}_{14}\text{Si}$ with energy 3.7 А GeV and heavy — $^{197}_{79}\text{Au}$ (10.7 А GeV) and $^{208}_{82}\text{Pb}$ (158 А GeV) in their interaction with nucleus in photoemulsion are submitted. It is shown that: a) the average number of fragments, realization of channels of disintegration into fragments, a degree of «crushing» of light nucleus-shells essentially depend on a charge of a residual nucleus and weight of a target nucleus; b) probability of FD of residual nucleus with an identical charge, plurality of fragments for identical parameters of impact of heavy nucleus-shells do not depend on their energy; c) in integrated distribution of cross-section transverse momentum double charge fragments the break (it is described by two exponents) is observed.

PACS: 25.10.+s

ВВЕДЕНИЕ

Процесс полного разрушения ядер (распад на одно- и двухзарядные фрагменты) при высоких энергиях в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях давно привлекает к себе внимание [1–9]. Интерес к этому экстремальному процессу связан с тем, что он позволяет получить ценную информацию для изучения механизма взаимодействия, связанного со структурой сталкивающихся ядер. Полученные при этом результаты являются критичными для различных модельных представлений.

Большинство работ проводилось с помощью метода ядерных фотоэмульсий, причем изучался распад тяжелых ядер-мишеней (Ag, Vg). При этом заряд и энергия фрагментов, на которые распадается ядро, не определялись. Ситуация существенно изменилась, когда появилась возможность изучать распад ядра-снаряда, так как при этом достаточно надежно определяется заряд фрагментов, а энергию, приходящуюся на один нуклон, для фрагмента и налетающего ядра можно считать одинаковой.

Для изучения событий полного разрушения (ПР) мы воспользовались полученными нами в сотрудничестве с участниками из других стран экспериментальными данными [7, 10–12] при облучении стопок ядерной фотоэмульсии легкими ядрами на ускорителе ОИЯИ (Дубна), тяжелыми — БНЛ (США) и ЦЕРН (Женева). Ядро-ядерное взаимодействие рассматривается как процесс, состоящий из двух стадий: быстрой, когда взаимодействуют нуклоны ядра-снаряда с нуклонами ядра-мишени, что приводит к образованию новых частиц в перекрытой части объемов сталкивающихся ядер, и медленной, когда оставшаяся часть ядра распадается на фрагменты.

Заряд фрагментов определялся по ионизации (подсчет числа разрывов между блобами зерен в эмульсии) или по числу δ -электронов на пути многозарядных фрагментов. Знание зарядов каждого фрагмента позволяет определить суммарный заряд образовавшихся фрагментов $Q = \sum_{i=1}^{n_f} z_f$, т. е. заряд остаточного ядра. Тогда число провзаимодействовавших нуклонов можно определить по формуле $\nu = A - (A/n_p)Q$, где A и n_p — соответственно атомный вес и число протонов ядра.

1. ПОЛНОЕ РАЗРУШЕНИЕ ЛЕГКИХ ЯДЕР ПРИ ЭНЕРГИИ 3,7 ГэВ НА НУКЛОН

Рассмотрим теперь последовательно характеристики полного разрушения изучаемых ядер. Вероятность W (доля в %) полного разрушения остаточного ядра с определенным зарядом Q представлена в табл. 1. Из этой таблицы видно, что для данного ядра-снаряда с увеличением значения заряда остаточного ядра Q доля событий ПР, например, для $^{12}_6\text{C}$ при изменении $Q = 3-6$ падает на 41 %, тогда как для $^{28}_{14}\text{Si}$ только на 14 %, т. е. в сильной степени зависит от атомного веса исходного ядра. Эту A -зависимость иллюстрирует рис. 1.

Из рисунка видно, что чем больше масса исходного ядра, тем слабее падает доля событий ПР. Эта закономерность, очевидно, связана с тем, что с ростом A увеличивается число провзаимодействовавших нуклонов, т. е. увеличивается передача энергии остаточному ядру с фиксированным зарядом Q .

В табл. 1 представлено также среднее число одно- и двухзарядных фрагментов $\langle n_f \rangle$, образовавшихся в результате распада остаточного ядра для различных первичных ядер. Видно, что для данного ядра с увеличением заряда (массы) остаточного ядра $\langle n_f \rangle$ возрастает, что естественно, причем практически линейно (см. рис. 2). Для фиксированного значения Q эта величина ($\langle n_f \rangle$) увеличивается медленно (наклон прямой на рис. 2) с возрастанием атомного веса рассматриваемых ядер, хотя при этом существенно увеличивается число провзаимодействовавших нуклонов ν . Так, например (см. табл. 1), при $Q = 5$ для ядра ^{12}C $\nu = 2$, тогда как для ^{28}Si $\nu = 18$.

Рассмотрим характеристику остаточного ядра, отражающую степень его разрушения при распаде на фрагменты. Такой величиной может служить отношение среднего числа фрагментов с зарядом два ($z_f = 2$) к числу фрагментов с зарядом один ($z_f = 1$) — $\langle n_{z=2} \rangle / \langle n_{z=1} \rangle$. Чем больше «дробление» (чем больше число фрагментов с зарядом $z = 1$), тем меньше это отношение.

Рассмотрим, как зависит $\langle n_{z=2} \rangle / \langle n_{z=1} \rangle$ для данного ядра от Q . Из рис. 3 видно, что с увеличением Q значение $\langle n_{z=2} \rangle / \langle n_{z=1} \rangle$ существенно возрастает. Это указывает

Таблица 1. Вероятность полного разрушения (W , %) и среднее число фрагментов ($\langle n_f \rangle$) для различного заряда Q остаточного ядра

Q	A	$^{12}_6\text{C}$	$^{16}_8\text{O}$	$^{22}_{10}\text{Ne}$	$^{28}_{14}\text{Si}$
3	W	94 ± 8	97 ± 9	97 ± 6	97 ± 12
	$\langle n_f \rangle$	$2,4 \pm 0,3$	$2,5 \pm 0,2$	$2,5 \pm 0,2$	$2,7 \pm 0,4$
4	W	84 ± 8	92 ± 9	92 ± 6	98 ± 10
	$\langle n_f \rangle$	$2,8 \pm 0,3$	$3,2 \pm 0,3$	$3,0 \pm 0,2$	$3,4 \pm 0,1$
5	W	62 ± 6	81 ± 8	82 ± 6	87 ± 11
	$\langle n_f \rangle$	$3,4 \pm 0,4$	$3,7 \pm 0,3$	$3,4 \pm 0,3$	$4,0 \pm 0,5$
6	W	53 ± 6	59 ± 6	68 ± 5	83 ± 9
	$\langle n_f \rangle$	$3,8 \pm 0,5$	$4,2 \pm 0,4$	$4,3 \pm 0,3$	$4,8 \pm 0,6$
7	W		40 ± 4	48 ± 3	72 ± 8
	$\langle n_f \rangle$		$4,7 \pm 0,4$	$4,9 \pm 0,4$	$5,3 \pm 0,5$
8	W		23 ± 4	26 ± 3	66 ± 10
	$\langle n_f \rangle$		$5,0 \pm 0,8$	$5,2 \pm 0,5$	$5,9 \pm 0,8$
9	W			16 ± 2	47 ± 8
	$\langle n_f \rangle$			$6,0 \pm 0,7$	$6,6 \pm 1,0$
10	W			6 ± 1	37 ± 6
	$\langle n_f \rangle$			$6,4 \pm 1,0$	$7,2 \pm 1,0$

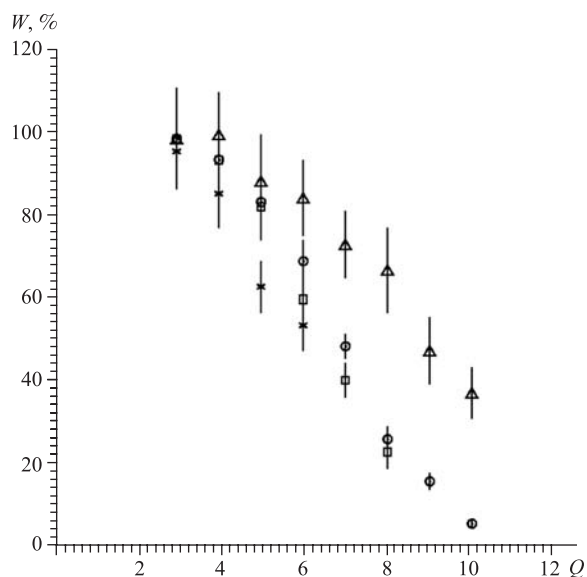


Рис. 1. Зависимость вероятности полного разрушения остаточного ядра легких ядер от величины его заряда Q (массы): (\times — $^{12}_6\text{C}$; \square — $^{16}_8\text{O}$; \circ — $^{22}_{10}\text{Ne}$; \triangle — $^{28}_{14}\text{Si}$)

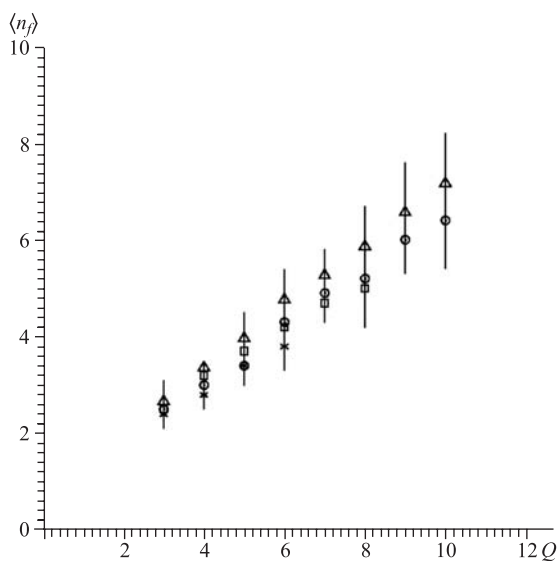


Рис. 2. Зависимость среднего числа фрагментов остаточного ядра $\langle n_f \rangle$ от Q для различных ядер (\times — ^{12}C ; \square — ^{16}O ; \circ — ^{22}Ne ; \triangle — ^{28}Si)

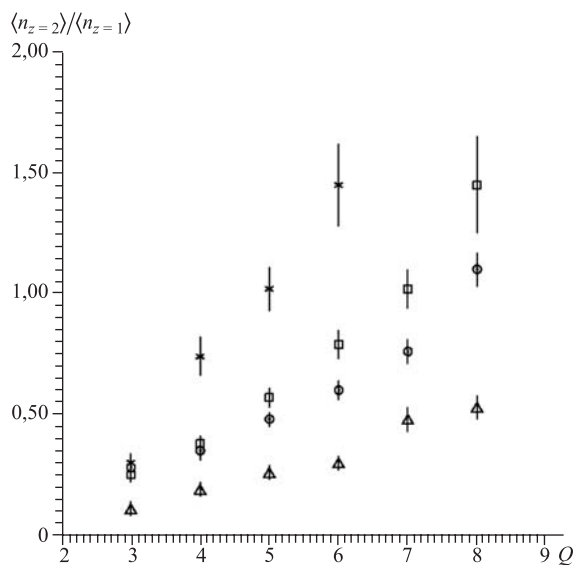


Рис. 3. Зависимость отношения $\langle n_{z=2} \rangle / \langle n_{z=1} \rangle$ от заряда остаточного ядра Q для различных ядер (\times — ^{12}C ; \square — ^{16}O ; \circ — ^{22}Ne ; \triangle — ^{28}Si)

на то, что с увеличением Q значение ν уменьшается, т. е. уменьшается передаваемая энергия, идущая на развал остаточного ядра. Для фиксированного значения Q отношение $\langle n_{z=2} \rangle / \langle n_{z=1} \rangle$ существенно уменьшается с увеличением массы исходного ядра, т. е. дробление остаточного ядра возрастает.

Таблица 2. Вероятность полного разрушения остаточного ядра (в %) по различным типам каналов в зависимости от Q и A (атомный вес исходного ядра)

Каналы распада	Q	$^{12}_6\text{C}$	$^{16}_8\text{O}$	$^{22}_{10}\text{Ne}$	$^{28}_{14}\text{Si}$
111 12	3	44 ± 6 56 ± 6	50 ± 6 50 ± 6	46 ± 4 54 ± 5	73 ± 10 27 ± 6
1111 112 22	4	15 ± 3 52 ± 6 33 ± 4	32 ± 4 53 ± 6 15 ± 4	20 ± 3 58 ± 5 22 ± 3	51 ± 7 42 ± 6 7 ± 3
11111 1112 122	5	8 ± 2 30 ± 3 62 ± 5	11 ± 3 46 ± 5 43 ± 5	16 ± 2 46 ± 4 38 ± 3	36 ± 6 46 ± 7 18 ± 5
111111 11112 1122 222	6	2 ± 0,5 6 ± 1 60 ± 6 32 ± 3	3 ± 1 24 ± 3 54 ± 4 19 ± 3	7 ± 1 29 ± 3 45 ± 3 19 ± 2	19 ± 4 48 ± 6 30 ± 5 3 ± 1

Рассмотрим более подробно вероятность реализации различных каналов распада на фрагменты остаточного ядра в зависимости от его заряда Q и атомного веса первичного ядра A . Из табл. 2, где представлены полученные данные для событий с $Q = 3-6$, можно сделать следующие выводы:

— вероятность каналов распада, в которых наблюдаются только однозарядные фрагменты, для данного ядра с увеличением заряда Q падает, что, очевидно, связано с уменьшением числа ν , а следовательно, как уже отмечалось выше, с уменьшением передачи энергии. При фиксированном значении Q с увеличением A вероятность реализации этих каналов, наоборот, возрастает по той же причине (увеличение ν) за исключением случая Ne при $Q = 4$;

— вероятность распада только на двухзарядные фрагменты уменьшается как с увеличением Q при фиксированном A , так и при фиксированном значении Q с возрастанием A .

В случаях, когда в каналах распада наблюдается сочетание одно- и двухзарядных фрагментов, нет указанных выше более или менее простых закономерностей (распады только на однозарядные или только на двухзарядные фрагменты). По-видимому, зависимости вероятности каналов распада фрагментов от Q и A можно будет получить, исходя из модельных представлений, учитывающих кластерную структуру [10, 11] легких ядер, вероятности образования и распада двухзарядных частиц в остаточных ядрах.

2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛНОГО РАЗРУШЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

События полного разрушения нами были выделены во взаимодействиях, близких по массе и заряду, но существенно разных по энергии ядер — $^{197}_{79}\text{Au}$ (10,6А ГэВ) и $^{208}_{82}\text{Pb}$ (158А ГэВ) с различными ядрами атомов, входящих в состав фотоэмульсии: водород ($N_h = 0; 1$), С, N, O ($N_h = 2-7$) и Ag, Br ($N_h \geq 8$).

Таблица 3. Характеристики ПР для ядер Au и Pb

Ядро-снаряд	Au (ПР) – $N_{вз} = 89$				Pb (ПР) – $N_{вз} = 30$			
	0,1	2–7	≥ 8	≥ 0	0,1	2–7	≥ 8	≥ 0
N_h	0,1	2–7	≥ 8	≥ 0	0,1	2–7	≥ 8	≥ 0
Число событий, %	7	18	75		10	20	70	
$\langle n_f(z=1) \rangle$	15,3	9,8	9,2	$9,7 \pm 0,4$	16,7	10,2	9,6	$10,4 \pm 1,1$
$\langle n_f(z=2) \rangle$	7,7	2,9	2,6	$3,0 \pm 0,3$	7,7	1,8	3,3	$3,5 \pm 0,5$
$R = \langle n_f(z=1) \rangle / \langle n_f(z=2) \rangle$	2,0	3,4	3,6	3,2	2,2	5,5	2,9	3,0
$Q = \sum z_f$	31	16	14	16	32	14	16	17
$\langle n_s \rangle$	107	265	268	257 ± 7	245	822	796	746 ± 45
$\langle n_g \rangle$	0,5	13	13	$10,8 \pm 0,6$	0,3	4,8	11,0	$8,8 \pm 1,0$
$\langle n_b \rangle$	0	2,5	2,5	$2,0 \pm 0,3$	0,3	1,2	3,4	$2,7 \pm 0,4$

Общее число отобранных неупругих взаимодействий, когда первичным ядром является Au, составило 1104 события, а для Pb — 406. События ПР происходят при малых параметрах удара, когда количество нуклонов ядра на пути снаряда значительно. В этих событиях, например, для Pb, в «горячей зоне» — перекрытой части сталкивающихся ядер — может образоваться более 1000 частиц. В непокрытую же часть ядра (остаточное ядро) передается достаточно большая энергия, приводящая к взрывному образованию одно- и двухзарядных фрагментов [7]. Полученные данные ПР ядер-снарядов для различных мишеней представлены в табл. 3.

Из этих данных следует:

- доля событий ПР как для Au, так и для Pb оказалась одного порядка (7–8 %), т. е. она не зависит от энергии первичных ядер, близких по массе;
- существенная доля ПР приходится на взаимодействия с тяжелыми ядрами-мишенями (Ag, Br) — 70–75 %;
- выход одно- и двухзарядных фрагментов, а следовательно, и Q не зависят от энергии первичного ядра, это означает, что передаваемая энергия на возбуждение остаточного ядра Au и Pb одинакова;
- с ростом энергии столкновения от 10,6А до 158А ГэВ (~ 15 раз) значительно возрастает число генерированных s -частиц (~ 3 раза), тогда как средние множественности частиц мишени $\langle n_g \rangle$ (протоны отдачи) и $\langle n_b \rangle$ (фрагменты мишени) в пределах ошибок остаются одинаковыми.

Представляет интерес получить характеристики событий ПР указанных выше тяжелых ядер в зависимости от параметров удара.

Величиной, характеризующей параметр удара, был взят суммарный заряд фрагментов ядра-снаряда $Q = \sum z_f$, так как эта величина характеризует степень перекрытия сталкивающихся ядер: чем больше Q , тем больше параметр удара, и наоборот. Учитывая статистический материал, весь набор Q разделили на три интервала: 0–15; 16–30; 31–50. Полученные данные представлены в табл. 4 и 5. Из этих данных следует:

- доля событий ПР уменьшается с увеличением параметра удара и не зависит от энергии налетающего ядра;
- отношения среднего числа ливневых частиц $\langle n_s \rangle(\text{Pb}) / \langle n_s \rangle(\text{Au})$ практически не зависят от параметра удара — остаются в пределах значений 3,2–3,5, т. е. определяющим фактором является число провзаимодействовавших нуклонов и первичная энергия;

в) средние множественности g -частиц ($\langle n_g \rangle$) и b -частиц ($\langle n_b \rangle$) ядра-мишени, а также средние значения фрагментов с зарядом $Z = 1$ ($\langle n_{z=1} \rangle$) и с зарядом $Z = 2$ ($\langle n_{z=2} \rangle$) для одинаковых параметров удара не зависят от энергии налетающих ядер.

Таблица 4. Характеристики событий ПР ядер Рb в зависимости от параметра удара

Q	Число событий, %	$\langle n_s \rangle$	$\langle n_g \rangle$	$\langle n_b \rangle$	$\langle n_h \rangle$	$\langle n_{z=1} \rangle$	$\langle n_{z=2} \rangle$
0–15	17((52 ± 15)%)	924 ± 235	8,0 ± 2,1	1,4 ± 0,5	9,4 ± 2,5	5,3 ± 0,7	1,1 ± 0,4
16–30	12((36 ± 12)%)	772 ± 241	11,3 ± 3,9	4,0 ± 1,4	15,3 ± 5,2	12,8 ± 1,2	2,9 ± 0,4
31–50	4((12 ± 6)%)	376 ± 232	4,5 ± 4,2	2,0 ± 1,6	6,5 ± 5,8	19,0 ± 3,5	7,8 ± 3,5
0–50	33	802 ± 148	8,9 ± 1,8	2,4 ± 0,6	11,2 ± 2,3	9,8 ± 1,1	3,1 ± 0,5

Таблица 5. Характеристики событий ПР ядер Au в зависимости от параметра удара

Q	Число событий, %	$\langle n_s \rangle$	$\langle n_g \rangle$	$\langle n_b \rangle$	$\langle n_h \rangle$	$\langle n_{z=1} \rangle$	$\langle n_{z=2} \rangle$
0–15	52((58 ± 10)%)	290 ± 41	11,3 ± 1,7	1,7 ± 0,4	13,0 ± 2,0	7,6 ± 0,3	1,3 ± 0,2
16–30	31((35 ± 7)%)	230 ± 43	10,9 ± 2,3	2,3 ± 0,6	13,2 ± 2,8	11,9 ± 0,6	4,4 ± 0,4
31–50	6((7 ± 3)%)	108 ± 50	5,7 ± 3,9	2,5 ± 2,3	8,2 ± 5,9	16,7 ± 1,7	10,3 ± 1,2
0–50	89	257 ± 28	10,8 ± 1,3	2,0 ± 0,3	12,8 ± 1,6	9,7 ± 0,4	3,0 ± 0,3

Далее рассмотрим поперечные импульсы двухзарядных фрагментов в событиях ПР и периферических взаимодействиях тяжелых ядер в зависимости от угла вылета θ (или поперечного импульса $P_{\perp} = 2ZP_0 \sin \theta$).

Ранее [12] нами были исследованы поперечные импульсы (P_{\perp}) двухзарядных фрагментов ($Z = 2$) во взаимодействиях легких ядер ($^{22}_{10}\text{Ne}$) с ядрами фотоэмульсии при импульсе 4,1 ГэВ на нуклон. Было показано, что интегральные угловые и, соответственно, распределения по поперечным импульсам P_{\perp} релятивистских фрагментов с $Z = 2$ могут быть описаны двумя экспонентами $N = D \exp\left(-\frac{\theta}{\theta_0}\right)$ (или $N = C \exp\left(-\frac{P_{\perp}}{P_{\perp 0}}\right)$) для взаимодействий этого ядра как с легкими, так и тяжелыми ядрами-мишенями). На графике в логарифмическом масштабе ($\lg N = f(P_{\perp})$) этим экспонентам соответствуют прямые с разными наклонами (наблюдается излом).

Одна экспонента (до излома) соответствует малым значениям поперечных импульсов двухзарядных частиц, образованных в результате фрагментации возбужденного остаточного ядра-снаряда. Что касается другой экспоненты (после излома), она соответствует группе частиц со значительно большими P_{\perp} . О возможной причине образования таких частиц будет сказано ниже.

Анализ экспериментальных данных взаимодействия ядер $^{197}_{79}\text{Au}$ (10,6А ГэВ) и $^{208}_{82}\text{Pb}$ (158А ГэВ) с ядрами фотоэмульсии показал, что интегральные угловые распределения и, соответственно, P_{\perp} -распределения как для событий ПР, так и для периферических взаимодействий (как это видно из рис. 4) также описываются двумя экспонентами.

Для сравнения на рис. 5 представлены экспериментальные данные также событий ПР и периферических взаимодействий ядер $^{22}_{10}\text{Ne}$ с ядрами фотоэмульсии. Из рисунка видно, что и здесь наблюдаются изломы, т. е. θ - и P_{\perp} -распределения описываются двумя экспонентами. Следует отметить, что точке излома соответствует $\theta \approx 3^\circ$ ($P_{\perp} = 0,85$ ГэВ/с), что

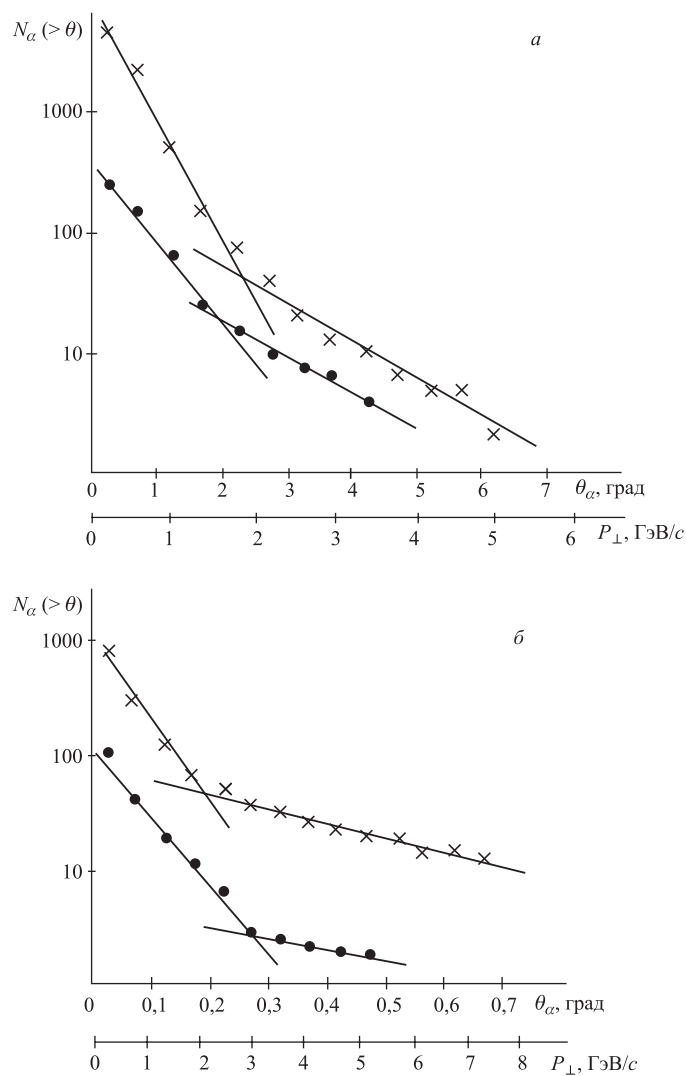


Рис. 4. Интегральные угловые и P_{\perp} -распределения двухзарядных частиц в центральных (●) и периферических (×) взаимодействиях: а) для $^{197}_{79}\text{Au}$; б) для $^{208}_{82}\text{Pb}$

совпадает для данных, полученных в вышеуказанной работе [12] (ядро $^{22}_{10}\text{Ne}$ взаимодействует с легкими и тяжелыми ядрами-мишенями). Значения величин, характеризующих экспоненциальные зависимости, представлены в табл. 6.

Из данных таблицы следует, что в широком диапазоне атомных весов ядер-снарядов ($A = 22-208$) и их энергии $E_K = (3,3-158)A$ ГэВ в ПР и периферических взаимодействиях выделяются две группы двухзарядных частиц: с малыми углами вылета (θ) и большими, которым соответствуют малые и большие P_{\perp} . Отметим также особенности, которые при этом наблюдаются:

- во всех случаях значения $\langle\theta\rangle$ и $\langle P_{\perp}\rangle$ в событиях ПР выше, чем в периферических;
- чем больше масса и энергия ядра-снаряда, тем меньше $\langle\theta\rangle$ и больше $\langle P_{\perp}\rangle$.

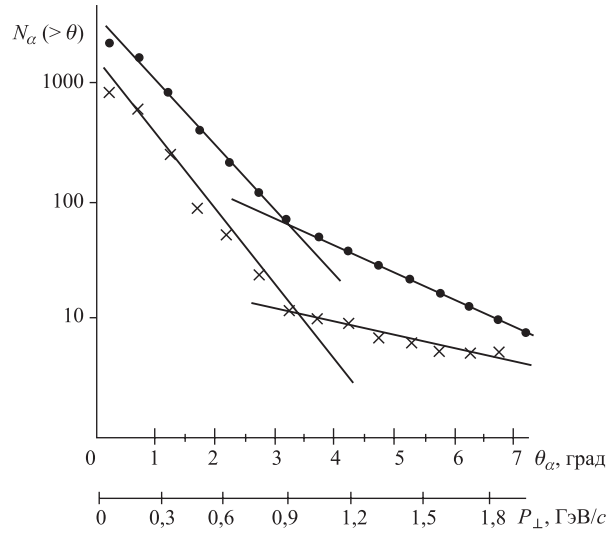


Рис. 5. Интегральные угловые и P_{\perp} -распределения двухзарядных частиц в событиях ПР (●) и периферических (×) взаимодействиях для $^{22}_{10}\text{Ne}$

Таблица 6. Характеристики экспоненциальной зависимости $N = f(\theta, P_{\perp})$

Ядро-снаряд	P, A ГэВ/c	Тип взаимодействия	$N_{\text{соб}}$	N_{α}	$\langle \theta \rangle_{\alpha}^0$, град		$\langle P_{\perp} \rangle$, ГэВ/c	
					До излома	После излома	До излома	После излома
$^{22}_{10}\text{Ne}$	4,12	ПР	2236	2361	0,93	6,48	0,27	1,85
		Перифер.	1760	937	0,79	5,43	0,23	1,55
$^{197}_{79}\text{Au}$	11,6	ПР	89	265	0,68	3,46	0,55	2,80
		Перифер.	1035	4590	0,56	2,95	0,45	2,39
$^{208}_{82}\text{Pb}$	158	ПР	32	101	0,06	0,67	0,66	7,44
		Перифер.	368	900	0,05	0,66	0,55	7,26

Группа однозарядных частиц с малыми значениями $\langle P_{\perp} \rangle$, как уже отмечалось ранее, образована в результате фрагментации ядра-снаряда, т.е. получен тривиальный результат. Другое дело, группа частиц с большими значениями $\langle P_{\perp} \rangle$. Представляет большой интерес, откуда они взялись (?!). Их появление, возможно, связано с возникновением в процессе взаимодействия ядер короткоживущих двухзарядных кластерных структур и их рассеянием на нуклонах или кластерах ядра-мишени.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальное изучение полного разрушения ядер при высоких энергиях выявило, что:

— характеристики полного разрушения остаточного ядра (развал только на одно- и двухзарядные фрагменты) легких ядер-снарядов ($^{12}_6\text{C}$, $^{16}_8\text{O}$, $^{22}_{10}\text{Ne}$, $^{28}_{14}\text{Si}$): среднее число

фрагментов, отношение среднего числа двухзарядных фрагментов к однозарядным (степень «дробления»), вероятность реализации каналов распада на фрагменты существенно зависят от заряда остаточного ядра (массы) и атомного веса ядра-мишени, т. е. от числа провзаимодействовавших нуклонов $\nu = A - (A/n_p)Q$, что, в свою очередь, определяет энергию возбуждения остаточного ядра;

— в событиях полного разрушения тяжелых ядер ($^{197}_{79}\text{Au}$, $^{208}_{82}\text{Pb}$): а) средние множественности частиц ядра-мишени и фрагментов ядра-снаряда с зарядами 1 и 2 для одинаковых параметров удара не зависят от энергии налетающих ядер; б) распределения поперечных импульсов (P_{\perp}) двухзарядных фрагментов описываются двумя экспонентами, одна из которых соответствует малым значениям $\langle P_{\perp} \rangle$ двухзарядных фрагментов, образованных в результате фрагментации остаточного ядра-снаряда, другая — возможно, связана с возникновением в процессе взаимодействия ядер короткоживущих двухзарядных кластерных структур и их рассеянием на нуклонах или кластерах ядра-мишени;

— вероятность полного разрушения остаточных ядер с одинаковым зарядом Q , средние значения числа фрагментов $\langle n_{z=1} \rangle$, $\langle n_{z=2} \rangle$, протонов отдачи $\langle n_g \rangle$, фрагментов ядра-мишени $\langle n_b \rangle$ не зависят от энергии близких по массе налетающих ядер $^{197}_{79}\text{Au}$ (10,7 А ГэВ) и $^{208}_{82}\text{Pb}$ (158 А ГэВ), тогда как число генерированных частиц существенно возрастает (~ 3 раза) с увеличением энергии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tolstov K. D. // Z. Phys. A. 1981. V. 301. P. 339.
2. Богданов В. Г. и др. // ЯФ. 1983. Т. 38. С. 1493.
3. Марин А. и др. // ЯФ. 1979. Т. 29. С. 105.
4. Антончик В. А. и др. // ЯФ. 1980. Т. 32. С. 319.
5. Андреева Н. П. и др. // ЯФ. 1981. Т. 34. С. 790.
6. Андреева Н. П. и др. (EMU01) // ЯФ. 1992. Т. 55, вып. 4. С. 1010–1020.
7. Андреева Н. П. и др. (EMU01) // ЯФ. 1995. Т. 58, вып. 6. С. 1024–1031.
8. Андреева Н. П. и др. // Тр. междунар. научно-практ. конф. молодых ученых. 2004. С. 19–20.
9. Бондаренко А. И. и др. // ЯФ. 1999. Т. 62. С. 1612.
10. Bradnova V. et al. // Acta Physica Slovaca. 2004. V. 54, No. 4. P. 351–365.
11. Андреева Н. П. и др. // ЯФ. 2005. Т. 68, № 3. С. 484–494.
12. Андреева Н. П. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47, вып. 1. С. 20–24.

Получено 8 декабря 2005 г.