

P1-2012-85

В. И. Юревич*, К. А. Фоменко

ДЕЛЕНИЕ И ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДЕР ^{208}Pb
В СТОЛКНОВЕНИЯХ С ЯДРАМИ ЗОЛОТА
ПРИ ЭНЕРГИИ 158 ГэВ/НУКЛОН

Направлено в журнал «Ядерная физика»

*E-mail: yurevich@jinr.ru

Юревич В. И., Фоменко К. А.

P1-2012-85

Деление и фрагментация ядер ^{208}Pb в столкновениях с ядрами золота при энергии 158 ГэВ/нуклон

Деление и фрагментация ультрарелятивистских ядер ^{208}Pb в столкновениях с ядрами золота изучались на пучке ускорителя SPS в ЦЕРН при энергии 158 ГэВ/нуклон. В измерениях были использованы детекторы мишенной зоны спектрометра NA45/CERES. Полученное значение сечения деления равняется (301 ± 44) мб, где около 77% событий обусловлены электромагнитным взаимодействием сталкивающихся ядер, а оставшаяся часть является вкладом от периферических ядерных взаимодействий. Расщепление ядер свинца с образованием тяжелых фрагментов происходит только в столкновениях со значениями параметра удара $b > 10$ фм. В некоторых периферических столкновениях наблюдается полный развал ядер свинца на фрагменты промежуточной массы и легкие частицы.

Работа выполнена в Лаборатории физики высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2012

Yurevich V. I., Fomenko K. A.

P1-2012-85

Fission and Fragmentation of ^{208}Pb Nuclei in Collisions with Gold Nuclei at Energy of 158 GeV/nucleon

Fission and fragmentation of ultrarelativistic ^{208}Pb nuclei in collisions with gold nuclei were studied with beam of SPS/CERN at an energy of 158 GeV/nucleon. Detectors of target area of NA45/CERES spectrometer were used in the measurements. The obtained magnitude of the fission cross section is (301 ± 44) mb where approximately 77% of the events are due to electromagnetic interactions of the colliding nuclei and the rest part is the contribution of peripheral nuclear interactions. Spallation of the lead nuclei with production of heavy fragments occurs only in collisions with values of impact parameter $b > 10$ fm. Total disintegration of the lead nuclei into intermediate mass fragments and light particles is observed in some peripheral collisions.

The investigation has been performed at the Veksler and Baldin Laboratory of High Energy Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2012

ВВЕДЕНИЕ

С появлением пучка ядер ^{208}Pb на ускорителе SPS в ЦЕРН исследователи получили уникальную возможность для изучения процессов диссоциации и фрагментации ядер свинца в ядро-ядерных столкновениях при ультрарелятивистских энергиях. Реакция деления является одним из каналов развала ядер свинца. При этом, как предсказывает теория, большую роль должно играть кулоновское взаимодействие, особенно в случае столкновений с тяжелыми ядрами мишени.

Изучение фрагментации ультрарелятивистских ядер свинца с энергией 158 ГэВ/нуклон в столкновениях с различными ядерными мишенями было выполнено различными методами в экспериментах [1–5]. Было показано, что зарядовое распределение образующихся фрагментов находится в интервале $1 \leq Z \leq 83$ и в столкновениях с тяжелыми ядрами мишени отчетливо наблюдается пик событий деления в измеренных распределениях.

Первая экспериментальная оценка сечения деления при энергии 158 ГэВ/нуклон была выполнена для столкновений $\text{Pb} + \text{Pb}$ в экспериментах EMU13 [1] и NA50 [2]. Следующая попытка была предпринята коллаборацией NA50 в 2004 г. [4]. При этом были измерены сечения деления ядер свинца при двух энергиях 40 и 158 ГэВ/нуклон для различных мишеней от углерода до свинца. Эти данные, по-видимому, можно считать наиболее надежным результатом по экспериментальному изучению процесса деления в ультрарелятивистских ядро-ядерных столкновениях. Полученные значения сечения деления ядер свинца в $\text{Pb} + \text{Pb}$ -столкновениях составили 120,5 и 332 мб для энергий 40 и 158 ГэВ/нуклон и уменьшаются с переходом к углеродной мишени примерно в 4 и 10 раз соответственно. При таких небольших значениях сечения деления процесс деления может быть отчетливо виден на экспериментальных распределениях только в случае высокой статистики событий. Это, по-видимому, объясняет трудность наблюдения деления эмульсионным методом и в ряде других экспериментов.

В наших измерениях использовались детекторы мишенной зоны спектрометра NA45/CERES [6]. Пучок ядер свинца с энергией 158 ГэВ/нуклон падал на тонкую золотую мишень. В серии измерений были получены результаты по развалу ядер свинца при прохождении мишени, и на базе этих данных

было определено сечение деления ядер свинца, которое сравнивается с предсказанием модели Вайцзеккера–Вильямса (W–W-модель) [7] и результатами NA50 [4].

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Измерения проводились на пучке ядер ^{208}Pb ускорителя SPS в ЦЕРН. Используемые в опытах детекторы и система сбора данных являлись составной частью спектрометра электрон-позитронных пар эксперимента NA45/CERES, расположенного на канале H8 экспериментального зала. Мишенная зона спектрометра включала помимо тонкой золотой мишени систему черенковских газовых микродетекторов BC2 и BC3 и сцинтиляционный детектор MC. Эти детекторы являлись основой быстрого триггера ядро-ядерных взаимодействий при прохождении пучка через мишень. Измерения выполнялись при интенсивности пучка от 10^5 до 10^6 ионов/сброс. Длительность вывода пучка составляла 4,5 с с временем повторения около 9 с. Сначала каждое налетающее ядро детектировалось первым пучковым черенковским детектором BC1, находившимся на расстоянии 60 м перед мишенной зоной. Путь между детектором BC1 и мишенью ионы свинца проходили внутри вакуумной трубы пучкового тракта, и только последний участок протяженностью около 9 см пучок проходил через воздушный промежуток внутри мишенной зоны. На стадии проектирования пучкового тракта и мишенной зоны преследовалась цель минимизировать количество вещества, проходимого пучком, с целью уменьшения фона.

Золотая мишень состояла из 13 дисков диаметром 600 мкм и толщиной 26 мкм с интервалом между соседними дисками 1,93 мм, полная толщина мишени составляла 338 мкм. Диск каждой микромишени фиксировался на пленке из майлара толщиной 3 мкм.

Фотография мишенной зоны, конструкция которой была выполнена в виде независимого узла, показана на рис. 1.

Геометрия эксперимента схематично показана на рис. 2. Как показано на рисунке, пучок подводился к мишени по вакуумной трубе, заканчивающейся окном из алюминиевой фольги толщиной 100 мкм. Далее пучок проходил расстояние 88 мм до мишени в воздушном объеме мишенной зоны, пересекая зеркало детектора BC2, изготовленное из алюминизированного майлара толщиной 12 мкм.

Приходящее в мишенную зону ядро ^{82}Pb индуцировало черенковское излучение в 60-мм воздушном радиаторе детектора BC2 с максимальной интенсивностью под углом $1,38^\circ$ к оси пучка (воздушная среда при нормальных условиях). Черенковский свет зеркалом отражался на фотокатод ФЭУ. Аналогичную конструкцию имел другой черенковский детектор BC3, распо-

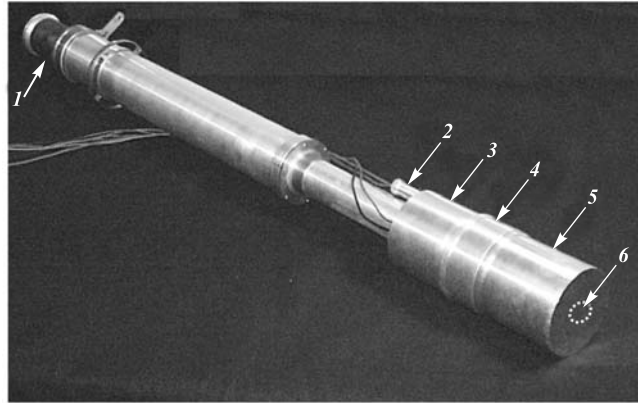


Рис. 1. Фотография конструкции мишенной зоны: 1 — вакуумная углеродная труба пучкового тракта; 2 — корпус ФЭУ детектора ВС2; 3 — газовый объем радиатора детектора ВС2; 4 — область мишени; 5 — газовый объем радиатора детектора ВС3; 6 — положение сцинтиллятора детектора МС внутри корпуса детектора ВС3

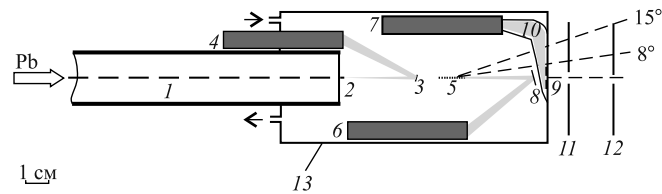


Рис. 2. Схема расположения детекторов и мишени в измерениях: 1 — тонкая углеродная вакуумная труба; 2 — входное окно из алюминиевой фольги; 3 — зеркало детектора ВС2; 4 — ФЭУ детектора ВС2; 5 — золотая мишень; 6 — ФЭУ детектора ВС3; 7 — ФЭУ детектора МС; 8 — зеркало детектора ВС3; 9 — сцинтиллятор детектора МС; 10 — световод из алюминизированного майлара; 11 и 12 — дуплет кремниевых дрейфовых детекторов SDD1 и SDD2; 13 — газовый объем черенковских детекторов ВС2 и ВС3

лагавшийся сразу за мишенью. В его функции входило выделение событий с разрушением ядер свинца при прохождении золотой мишени. Основные характеристики черенковских детекторов приведены в табл. 1.

Детектор МС предназначался для определения центральности Pb + Au-столкновений по величине амплитуды импульса, которая пропорциональна множественности вторичных заряженных частиц, прошедших через пластический сцинтиллятор детектора толщиной 1 мм с внешним диаметром 14,7 мм и отверстием диаметром 4,9 мм для прохождения пучка. Этот сцинтиллятор находился на расстоянии 77 мм от центра мишени сразу за зеркалом детектора

Таблица 1. Характеристики черенковских детекторов

Детектор	Радиатор	Зеркало	ФЭУ
BC1	Воздух при нормальных условиях, $L = 170$ мм	12-мкм Al-майлар под углом 45° к оси пучка	Philips XP2020Q
BC2	Воздух при нормальных условиях, $L = 60$ мм	12-мкм Al-майлар под углом 16° к оси пучка	НАМАМАТСУ R2496
BC3	Воздух при нормальных условиях, $L = 54$ мм	12-мкм Al-майлар под углом 18° к оси пучка	НАМАМАТСУ R2496

BC3 и перекрывал угловой интервал $1,8^\circ < \theta < 5,4^\circ$. Сцинтилляционный свет по воздушному световоду поступал на фотокатод ФЭУ НАМАМАТСУ R1635. Стенки световода были выполнены из алюминизированного майлара толщиной 12 мкм.

На расстоянии около 10 см за мишенью располагался дуплет кремниевых цилиндрических дрейфовых детекторов SDD1 и SDD2 толщиной 380 мкм и диаметром 100 мм с отверстием в центре для прохождения пучка. Эти детекторы регистрировали заряженные частицы, образующиеся в точке взаимодействия, и их характеристики подробно описаны в [8].

Число черенковских фотонов и соответственно амплитуда сигнала с ФЭУ пропорциональны квадрату заряда частицы при фиксированной ее скорости. Расчет показал, что ядро свинца с $Z = 82$ при энергии 158 ГэВ/нуклон на длине воздушного радиатора 60 мм производит около 30 000 черенковских фотонов, что соответствует ~ 4500 фотоэлектронам с фотокатода ФЭУ. Таким образом, даже в детекторах с воздушными радиаторами длиной в несколько сантиметров (BC2 и BC3) многозарядные ультрарелятивистские ионы производят достаточное число фотонов для получения хорошего амплитудного разрешения. Пример откликов пучковых детекторов BC1, BC2 и BC3 на прохождение ядра свинца показан на рис. 3. Отклики имеют форму пиков и хорошо описываются гауссовским распределением с разрешением (σ) 5,6, 3,4 и 5,5% соответственно. Для детектора MC пик соответствует регистрации дельта-электронов, рождаемых в среде мишенной зоны при прохождении ядра свинца.

Для обеспечения устойчивой работы ФЭУ при высокой интенсивности пучка использовался режим с пониженным усилением. Далее импульсы поступали на вход усилителя LeCroy с коэффициентом усиления 10. Время нарастания и длительность импульса фотоэлектронных умножителей НАМАМАТСУ R2496 и R1635 составляли 1 и 7 нс соответственно, что позволяло использовать 10-нс совпадения в триггере событий.

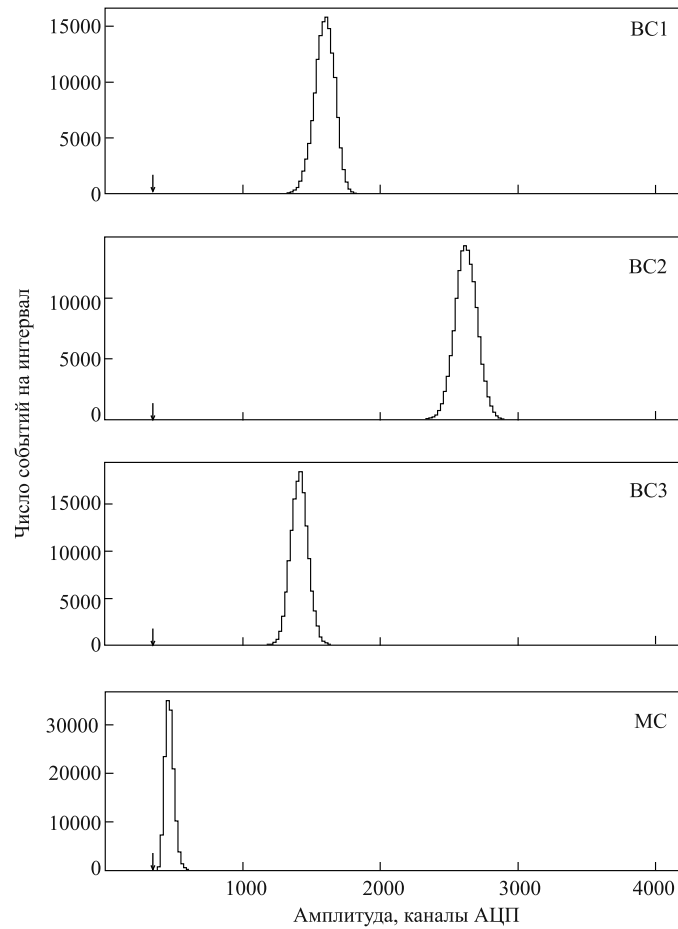


Рис. 3. Отклики пучковых детекторов на прохождение ядра Pb с энергией 158 ГэВ/нуклон. Стрелкой указано положение «физического» нуля на шкале АЦП

В случае деления налетающего ядра свинца в мишени или при взаимодействии с другими материалами на пути к мишени амплитуда импульса, индуцированного осколками деления в черенковском детекторе, равняется половине амплитуды от ядра свинца. Это означает, что события деления группируются в виде пика в середине амплитудного распределения. В отличие от деления в процессе расщепления ядер свинца возможно образование различных комбинаций фрагментов, которые порождают широкое распределение с амплитудами от нуля до значений, соответствующих ядрам свинца. Амплитудное распределение от фоновых реакций с ядрами воздуха мишенной зоны имеет плавный монотонный характер в широком интервале амплитуд.

В опытах по изучению развала ядер свинца во взаимодействиях в мишенной зоне использовалось четыре различных триггера. Быстрое 10-нс совпадение сигналов детекторов позволяло эффективно подавлять фон, вызванный близкими по времени ионами пучка. Триггер А соответствовал импульсу от ВС1 с высоким порогом (отбирались только ионы свинца). Триггер В вырабатывался совпадением импульсов детекторов ВС1 и ВС2 с отбором только ионов свинца с помощью выставления соответствующих порогов на дискриминаторах. Совпадение сигналов от всех трех черенковских детекторов при тех же условиях, налагаемых на амплитуды импульсов, использовалось в триггере С, соответствующем прохождению ядра свинца через мишенную зону без взаимодействий, приводящих к заметному изменению его заряда. Фрагментация налетающего ядра свинца в области золотой мишени изучалась с триггером D, в котором на совпадение ВС1*ВС2 налагался вето-сигнал от детектора ВС3, если амплитуда превышала пороговое значение, установленное ниже Рb-пика. Основными триггерами, использовавшимися для изучения деления ядер свинца при прохождении золотой мишени, были триггер В и D. Триггер С использовался для изучения откликов детекторов.

Золотая мишень располагалась в фокусе пучка, при этом поперечный размер пучка составлял $\sim 0,5$ мм. Для определения доли ионов пучка, проходящих через мишень, использовались отклики детекторов MC, SDD1 и SDD2 в измерениях с триггером С. Эти же детекторы давали информацию о множественности вторичных заряженных частиц в событиях в измерениях с другими триггерами.

Вероятность ядерного взаимодействия в материалах мишенной зоны оценивалась с использованием значения сечений реакции для ядро-ядерных столкновений из [9]. Список материалов и результаты оценки приведены в табл. 2.

Таблица 2. Материалы мишенной зоны: H — толщина материала, n — число ядер, σ_R — сечение реакции, P — вероятность ядерного взаимодействия

Участок мишенной зоны	H , мм	n , ядер/см ²	σ_R , мб	P , %
Входное окно из Al	0,100	$6,025 \cdot 10^{20}$	3835	0,234
Воздушный радиатор ВС2	60	$3,16 \cdot 10^{20}$	3290	0,104
Зеркало ВС2 (майлар):	0,0125			
Н		$4,2 \cdot 10^{19}$	1868	0,0078
С, О		$7,5 \cdot 10^{19}$	3263	0,0245
Воздух от зеркала ВС2 до последнего диска мишени	49	$2,58 \cdot 10^{20}$	3290	0,0844
Золотая мишень	0,338	$1,995 \cdot 10^{21}$	6963	1,389
Воздушный радиатор ВС3	54	$2,84 \cdot 10^{20}$	3290	0,0943

Только 1,39 и 0,55 % ядер свинца, проходящих мишенную зону, испытывают ядерное взаимодействие в золотой мишени и других средах, соответственно.

2. ИЗМЕРЕНИЯ

Были выполнены три измерения с золотой мишенью, два с триггером В и одно с триггером D, а также одно измерение без мишени. Число ядер пучка, прошедших золотую мишень, оценивалось с помощью двумерного распределения числа хитов в кремниевых детекторах SDD1 и SDD2, полученных в опытах с мишенью и без нее. Отбирались только такие события, в которых отсутствовали другие ядра свинца в течение активного времени этих детекторов 4,5 мкс как до, так и после момента прихода триггерного сигнала. При

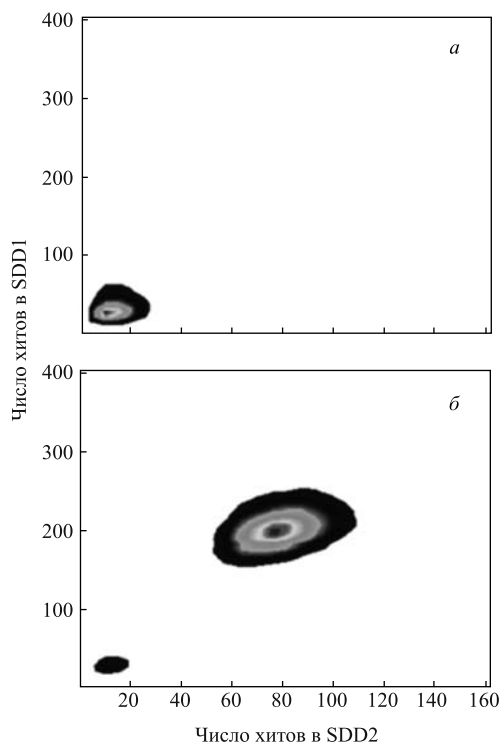


Рис. 4. Распределение числа хитов в детекторах SDD1 и SDD2 для двух случаев: а) измерения без Au-мишени и б) измерения с Au-мишенью. Различные оттенки соответствуют разным плотностям числа событий. Отобраны события без развала ядер свинца в мишенной зоне

этом для анализа отбирались только события без развала ядра свинца в мишенной зоне (амплитуда ВС3 соответствует ядру свинца). Идея такого метода заключается в том, что ионы свинца должны производить в аксептанс детекторов SDD значительно большее число дельта-электронов и рентгеновских фотонов в случае наличия золотой мишени в мишенной зоне, чем без нее. Полученный результат, показанный на рис. 4, подтвердил это предположение.

Хорошо видна большая разница в откликах детекторов для этих двух случаев. Видно также, что в измерениях с золотой мишенью только небольшая доля ионов проходит мимо мишени. Оценка относительной доли ядер пучка, попадающих в мишень, дала значение 95,5%.

Процесс фрагментации ядер свинца в Pb + Au-столкновениях и его корреляция с множественностью рождаемых вторичных заряженных частиц хорошо видны на двумерном распределении откликов детекторов ВС3–МС (или ВС3–SDD2), полученном в измерениях с триггером В. Это распределение представлено на рис. 5 (без вычета пьедесталов АЦП). Большие амплитуды детектора МС, соответствующие регистрации большого числа вторичных заряженных частиц, отвечают малым амплитудам детектора ВС3, или практически полному развалу ядер свинца. Наибольшее сгущение событий приходится на область больших амплитуд детектора ВС3, что соответствует ядрам свинца и тяжелым ядрам-остаткам с зарядом, близким к $Z = 82$. События деления концентрируются в области половинной амплитуды от ядра свинца, и, как видно из рис. 5, им соответствуют малые множественности вторичных заряженных частиц. Это доказывает, что столкновения, приводящие к делению ядер, носят периферический характер.

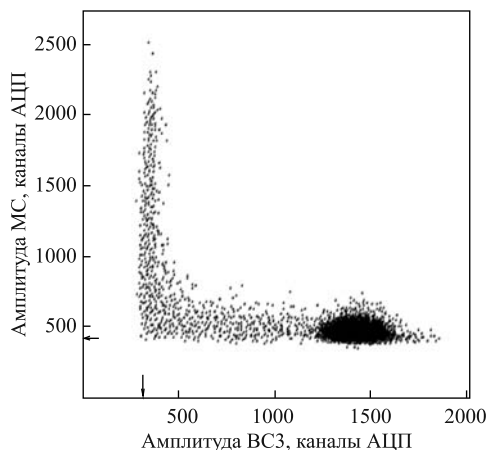


Рис. 5. Двумерное распределение событий ВС3–МС для случая прохождения ядрами свинца золотой мишени (пьедесталы АЦП не вычтены и показаны стрелками)

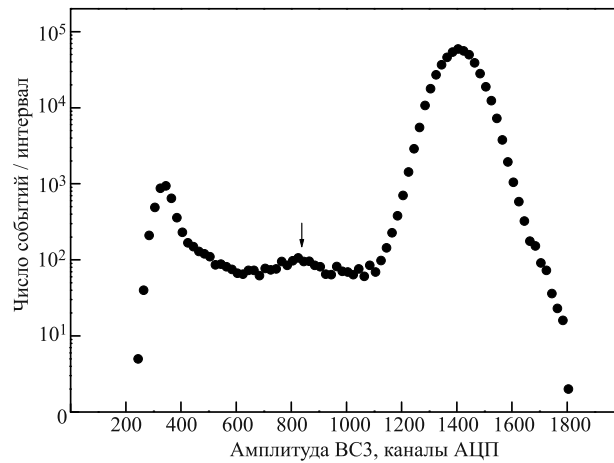


Рис. 6. Амплитудное распределение, полученное для черенковского детектора ВС3 в измерениях с золотой мишенью и триггером В. Стрелкой показано положение пика деления

Амплитудное распределение, измеренное для детектора ВС3 с триггером В, показано на рис. 6. Пик в правой части рисунка соответствует ионам свинца и ядрам-остаткам с близким зарядом. Пик в левой части распределения соответствует событиям полного развала ядер свинца на фрагменты с малым значением заряда. Небольшой пик от событий деления виден в средней части распределения. Пьедестал АЦП измерялся с помощью случайного триггера и находится в 275-м канале.

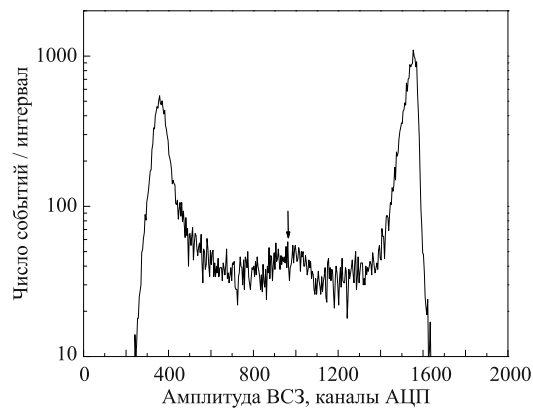


Рис. 7. Амплитудное распределение, полученное в измерениях с золотой мишенью и триггером D для детектора ВС3. Стрелкой указано положение пика деления

Амплитудное распределение для детектора ВСЗ, измеренное с триггером D, показано на рис. 7. Справа виден только остаток пика от ядер с зарядом, близким к 82, который находился выше установленного порога для детектора ВСЗ (1600-й канал АЦП). Положение пика деления указано на рисунке стрелкой.

Выделение событий, связанных с делением ядер свинца в столкновениях с ядрами золота, проводилось путем вычитания подложки под пиком деления. Для определения значений подложки под пиком использовались различные способы аппроксимации, хорошо воспроизводящие области распределения, находящиеся слева и справа от пика деления. Это позволило оценить методическую погрешность, связанную с вычитанием фона под пиком деления, которая является основной погрешностью в определении сечения деления. Для примера на рис. 8 показана центральная область амплитудного распределения детектора ВСЗ, полученного с триггером В, где пик событий деления описывался подгонкой распределения Гаусса, а подложка задавалась полиномиальной функцией.

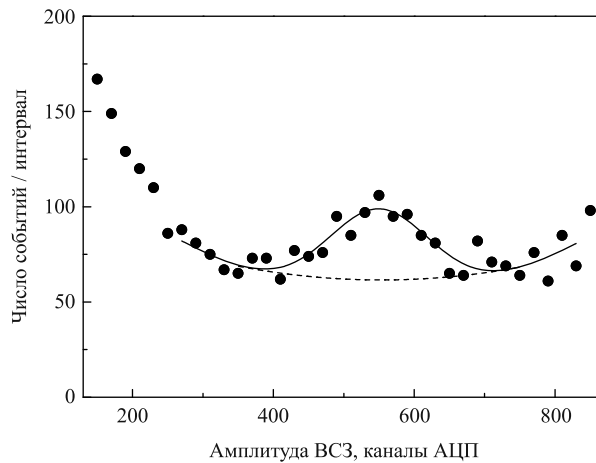


Рис. 8. Пик событий деления ядер свинца на фоновой подложке в амплитудном распределении детектора ВСЗ для измерений с триггером В: ● — результат измерений, сплошная кривая — результат подгонки, пунктирная кривая — вычитаемый фон

Число событий деления находилось путем интегрирования распределения Гаусса с найденными параметрами. Для измерений с различными триггерами В и D было найдено 302 ± 34 и 750 ± 87 событий деления соответственно.

Использованная в измерениях золотая мишень была много тоньше мишеней, применявшихся в других экспериментах по определению сечений деления в ядро-ядерных столкновениях при ультррелятивистских энергиях. Для

такой мишени поправки на вторичные взаимодействия в мишени являются пренебрежимо малыми. Такой же вывод можно сделать и относительно учета вторичных взаимодействий с другими материалами ввиду их малой толщины (см. табл. 2).

Развал ядер свинца мог происходить во взаимодействиях в майларе зеркала ВС2, воздухе между зеркалом и последним диском мишени, в мишени и в воздухе радиатора ВС3. Только первые два процесса могли дать некоторый фоновый вклад в пик, соответствующий событиям деления, в амплитудном распределении черенковского детектора ВС3. Оценка этого вклада дала величину $\sim 2\%$. Вычисление вклада от деления ядер свинца в столкновениях с электронами среды показало, что этим эффектом можно пренебречь.

Таблица 3. Основные систематические погрешности в определении сечения деления ядер свинца

Источник погрешности	$\sigma, \%$
Вычитание фона	11
Число ядер мишени	3
Число ядер пучка, упавших на мишень	2
Деление при взаимодействии с другими материалами	0,7
Полная погрешность	12

Основные погрешности в определении сечения деления ядер ^{82}Pb в столкновениях с ядрами Au приведены в табл. 3.

3. ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР СВИНЦА

Анализ результатов выполненных измерений на пучке ядер свинца с энергией 158 ГэВ/нуклон показал, что сечение деления таких ядер в столкновениях с ядрами золота составляет $\sigma_f = (301 \pm 44)$ мб, что хорошо согласуется с результатом NA50 [4], полученным при той же энергии для столкновений со свинцовой мишенью.

Рассматривая роль электромагнитного и ядерного взаимодействий, необходимо отметить, что невозможно выполнить корректное вычисление сечения деления в последнем случае. По оценкам, выполненным в [4], величина сечения деления за счет ядерного взаимодействия составляет десятки мб и слабо зависит от атомной массы ядра мишени, в то время как сечение кулоновского деления является пропорциональным квадрату заряда ядра мишени. Наш ре-

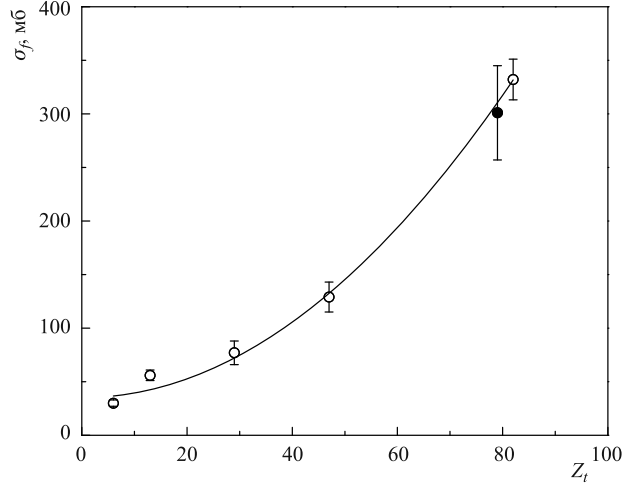


Рис. 9. Сечение деления ядра ^{208}Pb как функция заряда ядра мишени при энергии 158 ГэВ/нуклон: \circ — данные NA50, \bullet — наш результат, кривая — результат подгонки

зультат вместе с данными [4] для энергии 158 ГэВ/нуклон показан на рис. 9 как функция заряда ядра мишени.

Максимально возможная энергия фотонов в периферических Pb + Au-столкновениях при 158 ГэВ/нуклон может быть оценена как

$$E_{\gamma}^{\max} \approx \gamma \hbar c / b_{\min} \approx 2,2 \text{ ГэВ}, \quad (1)$$

где γ — лоренц-фактор ядра мишени в системе покоя налетающего ядра, b_{\min} — наименьшее значение параметра удара. Значение b_{\min} можно получить с помощью формулы, предложенной в [10],

$$b_{\min} = r_0 \left[A_p^{1/3} + A_t^{1/3} - x(A_p^{-1/3} + A_t^{-1/3}) \right], \quad (2)$$

где A_p и A_t — массовые числа налетающего ядра и ядра мишени, $r_0 = 1,34$ фм и $x = 0,75$. Плотность эквивалентных фотонов ядра мишени на единицу энергии N_{γ} предсказывается W-W-моделью [7], которая получила дальнейшее развитие в [11]. Авторами [12, 13] было показано, что спектр эквивалентных фотонов может быть вычислен в рамках классической электродинамики. Число виртуальных фотонов, проинтегрированное по прицельному параметру, дается формулой

$$N_{\gamma}(E_{\gamma}) = \frac{2Z_t^2 \alpha}{\pi \beta^2} \frac{1}{E_{\gamma}} \left\{ \xi K_0(\xi) K_1(\xi) - 0,5 \beta^2 \xi^2 [K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)] \right\}, \quad (3)$$

где α — постоянная тонкой структуры, K_0 и K_1 — модифицированные функции Бесселя 0-го и 1-го порядков, $\xi = (E_\gamma b_{\min})/(\gamma \hbar c)$.

Сечение σ_f^C вычислялось путем интегрирования по области всех возможных энергий фотонов

$$\sigma_f^C = \int \sigma_{\gamma f}(E_\gamma) N_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma, \quad (4)$$

где $\sigma_{\gamma f}$ — сечение реакции $^{208}\text{Pb}(\gamma, f)$.

Деление фотонами ядра ^{208}Pb изучалось в области энергий между 60 и 600 МэВ [14] и при 69 МэВ [15]. Для естественной смеси изотопов свинца сечение этой реакции исследовалось при 69 МэВ [16], 100 МэВ [17–19], 120 и 145 МэВ [20] и недавно было измерено в широкой области энергий выше 193 МэВ [21].

Эти результаты для $\sigma_{\gamma f}$ вместе с энергетическими зависимостями величин N_γ и $\sigma_{\gamma f} N_\gamma$ показаны на рис. 10. Количество фотонов N_γ уменьшается с энергией. Поведение сечения деления $\sigma_{\gamma f}$ имеет другой характер, его величина возрастает вплоть до энергии 350 МэВ и затем медленно понижается с энергией. В результате функция $\sigma_{\gamma f} N_\gamma$ имеет максимум в районе ~ 300 МэВ, и основной вклад, соответствующий 60 % интеграла (4), дает интервал от 260 до 620 МэВ. При этом на области ниже 260 МэВ и выше 620 МэВ приходится по 20 % величины σ_f^C . В первой из этих областей, где сечение деления быстро растет с энергией фотонов, путем подгонки была найдена функция, хорошо воспроизводящая экспериментальные данные по сечению

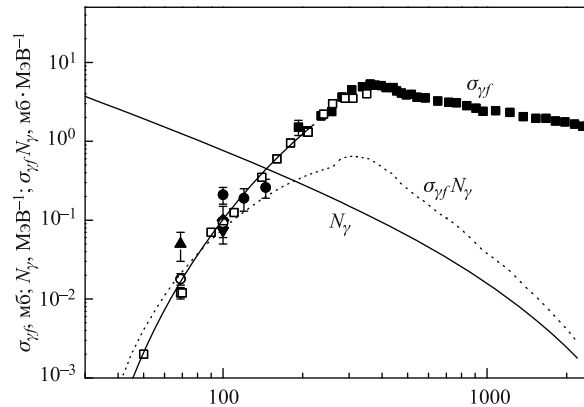


Рис. 10. Величины $\sigma_{\gamma f}$, N_γ и $\sigma_{\gamma f} N_\gamma$ как функции энергии фотонов. Для $\sigma_{\gamma f}$ светлые и темные символы отображают данные для ^{208}Pb и $^{\text{nat}}\text{Pb}$ соответственно: \square [14], \circ [15], \blacktriangle [16], \blacktriangledown [17], \blacklozenge [18], \bullet [19, 20], \blacksquare [21], кривая — аппроксимирующая функция, описывающая данные для ^{208}Pb

деления ^{208}Pb (кривая на рис. 10). Найденная зависимость была использована в вычислении сечения кулоновского деления. При более высоких энергиях использовались данные [21], полученные для $^{\text{nat}}\text{Pb}$. При этом, по-видимому, реальные значения $\sigma_{\gamma f}$ для ^{208}Pb будут несколько меньше используемого сечения для естественной смеси изотопов свинца.

Вычисленное сечение кулоновского деления составило $\sigma_f^C = (233 \pm 35)$ мб. Полученное значение несколько меньше результата наших измерений. Это расхождение может быть объяснено наличием небольшого вклада от деления за счет ядерного взаимодействия в периферических столкновениях.

4. ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДЕР СВИНЦА

Так как отклик черенковского детектора ВСЗ пропорционален сумме квадратов зарядов фрагментов, возникающих в результате развала ядра свинца, то в случаях, когда образуется тяжелое ядро-остаток, заряд которого имеет максимальное значение Z_{max} и значительно превышает заряд других фрагментов, такие тяжелые фрагменты вносят определяющий вклад в амплитуду сигнала. Сечения появления откликов определенной величины в детекторах ВСЗ (область низких и средних амплитуд) и МС, полученных по данным одного из сеансов, показаны на рис. 11 и 12 соответственно, где также указаны стрелками величины Z_{max} для отклика ВСЗ и параметра удара для отклика МС. В последнем случае соответствие отклика детектора МС определенному значению параметра удара было получено из сравнения экспериментального

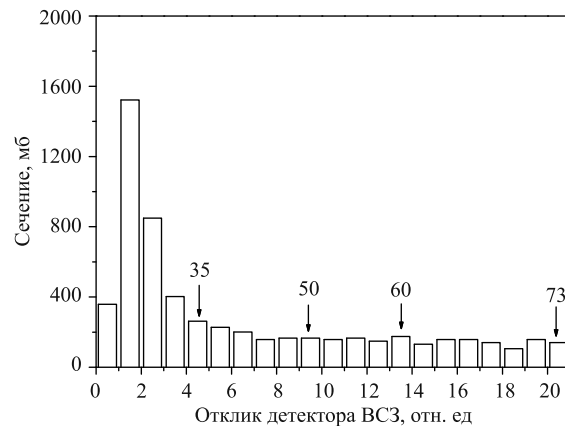


Рис. 11. Сечение образования различных откликов в детекторе ВСЗ в области малых и средних амплитуд. Величины со стрелками показывают значения Z_{max}

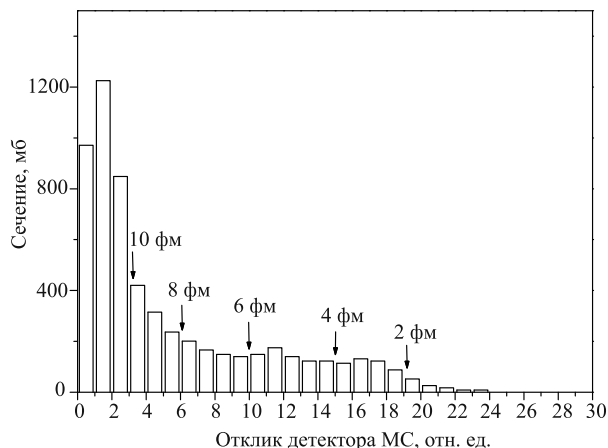


Рис. 12. Сечение образования различных откликов в детекторе МС. Величины со стрелками показывают значения параметра удара b

распределения с результатами расчета числа заряженных частиц в телесный угол детектора МС по коду UrQMD [22], который хорошо воспроизвел измеренное амплитудное распределение.

Столкновения с параметрами удара $b < 10$ и 8 фм приводят к развалу ядер свинца на более мелкие фрагменты с $Z_{\max} < 40$ и 30 соответственно. Более тяжелые ядерные фрагменты с зарядом $Z > 40$ образуются только в периферических столкновениях с $b > 10$ фм. Отметим, что в таких периферических столкновениях имеется значительная доля событий с полным развалом ядер свинца на фрагменты с $Z_{\max} < 35$. Сечение образования таких событий составляет 740 мб. Сечение процесса фрагментации с $Z_{\max} < 75$ составляет 5570 мб, при этом величину 2250 мб дают события с Z_{\max} в интервале от 35 до 75. Процесс деления, также происходящий в периферических столкновениях, дает дополнительный вклад в расщепление ядер свинца с сечением 301 мб.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение развала ядер ^{208}Pb с энергией 158 ГэВ/нуклон в столкновениях с ядрами Au показало, что сечение процесса фрагментации с $Z_{\max} < 75$ составляет 5570 мб, при этом вклад процесса деления равен (301 ± 44) мб, что хорошо согласуется с результатом NA50 [4]. Анализ, проведенный в рамках W-W-модели, показал, что вклад электромагнитного взаимодействия в реакцию деления составляет $\sigma_f^C = (233 \pm 35)$ мб и является доминирующим по сравнению с вкладом от ядерного взаимодействия.

Процесс деления возможен только в периферических столкновениях, характеризующихся испусканием малого числа вторичных частиц.

В то же время в периферических столкновениях с сечением 740 мб наблюдается глубокое расщепление ядер свинца на фрагменты и легкие частицы с $Z_{\max} < 35$.

Следует отметить, что существенным преимуществом выполненных измерений по сравнению с другими подобными экспериментами является малый вклад различных фоновых процессов, искажающих результаты измерений.

Авторы выражают благодарность проф. J. Stachel и членам коллаборации NA45/CERES за поддержку работы и полезное обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Cherry M. L. et al.* // Acta Phys. Pol. B. 1998. V. 29. P. 2155.
2. *Abreu M. C. et al.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 59. P. 876.
3. *Cecchini S. et al.* // Nucl. Phys. A. 2002. V. 707. P. 513.
4. *Alessandro B. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 034904.
5. *Scheidenberger C. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. P. 014902.
6. NA45/CERES experiment — <http://greybook.cern.ch/>;
<http://www.physi.uni-heidelberg.de/Forschung/kp/ceres/>.
7. *Williams E. J. et al.* // Proc. R. Soc. London, 1933. Ser. A. V. 139. P. 163;
von Weizsäcker C. F. // Z. Phys. 1934. V. 88. P. 612.
8. *Faschingbauer U. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 337. P. 362.
9. *Баращенко В. С.* Сечения взаимодействия частиц и ядер с ядрами. Дубна: ОИЯИ, 1993.
10. *Benesh C. J., Cook B. C., Vary J. P.* // Phys. Rev. C. 1989. V. 40. P. 1198.
11. *Bertulani C. A., Baur G.* // Phys. Rep. 1988. V. 163. P. 299.
12. *Vidovic M. et al.* // Phys. Rev. C. 1993. V. 47. P. 2308.
13. *Norbury J. W., Waldsmith M. L.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 1525.
14. *Moretto L. G. et al.* // Phys. Rev. 1969. V. 179. P. 1176.
15. *Arruda-Neto J. D. T. et al.* // Phys. Rev. C. 1990. V. 41. P. 354.
16. *Martins J. B. et al.* // Phys. Rev. C. 1991. V. 44. P. 354.
17. *Ranyuk Yu. N., Sorokin P. V.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1967. V. 5. P. 26.
18. *Mitrofanova A. V. et al.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1968. V. 6. P. 512.
19. *Terranova M. L. et al.* // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1996. V. 22. P. 511.
20. *Terranova M. L. et al.* // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1998. V. 24. P. 205.
21. *Cetina C. et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 044622.
22. *Bass S. A. et al.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 1998. V. 41. P. 225.

Получено 25 июля 2012 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 27.09.2012.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,19. Уч.-изд. л. 1,47. Тираж 285 экз. Заказ № 57781.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/