

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

К 22

P1-88-110

А.Г.Карев, Б.А.Морозов, Ю.П.Петухов,
А.А.Повторейко, А.Ю.Суханов

АНОМАЛЬНАЯ КОМПОНЕНТА ФУНКЦИИ
ПОГЛОЩЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ФРАГМЕНТОВ,
ОБРАЗОВАННЫХ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ЯДЕР МАГНИЯ С ПЛЕКСИГЛАСОМ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,5 А ГэВ/с

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1988

1. ВВЕДЕНИЕ

Ранее, в экспериментах с релятивистскими ядрами ^{1,2/}, появились указания на образование фрагментов, функция поглощения которых в веществе отличается от обычной одноэкспоненциальной и в простейшем случае имеет вид

$$-\frac{dN}{dL} = N_0 \cdot \left[(1 - \alpha) \cdot \frac{\exp(-L/\lambda_n)}{\lambda_n} + \alpha \cdot \frac{\exp(-L/\lambda_a)}{\lambda_a} \right]. \quad (1)$$

Здесь λ_n и λ_a — длины среднего свободного пробега нормальных и аномальных фрагментов, α — доля аномальных фрагментов. Этот эффект получил название аномальной фрагментации.

Дальнейшие экспериментальные исследования в этом направлении с помощью различных методов приводят к противоречивой ситуации, при анализе которой становится очевидным нетривиальный характер самого эффекта, как с точки зрения его интерпретации, так и с точки зрения оценки характеризующих его параметров — λ_a и α ^{3/}. Вопрос о существовании аномальных фрагментов остается открытым, особенно для случая малой аномальной длины пробега. Так, например, экспериментальные результаты, полученные электронной методикой на большом статистическом материале ^{4,5/}, не исключают возможность образования аномальных фрагментов со средней длиной пробега менее 10 мм в плексигласе. Кроме того, ранние работы ^{6,7/} указывают на существование фрагментов релятивистских ядер с коротким, менее 20 мм, средним пробегом в твердых пластиковых детекторах, которые по атомному составу близки к плексигласу.

Имеются также теоретические предсказания малой средней длины пробега в веществе (< 10 мм) для фрагментов легких и средних ядер. Например, в работе ^{9/}, основой которой является модель открытого цвета ^{8/}, указывается, что при оценке аномальной средней длины пробега следует учитывать не только геометрическое сечение аномальных фрагментов порядка $1 \div 2 \times 10^{-23}$ см², но и сечение цветной перезарядки, которое для ядер в районе кислорода может достигать значения 2×10^{-22} см². Поэтому для мишеней из плексигласа предполагается малая аномальная средняя длина пробега, $1 \div 2$ мм.

Исходя из этого нами был проведен тщательный анализ данных эксперимента АНОМАЛОН ^{10/} в области коротких длин пробега фрагментов, менее 10 мм. Принципы и основные результаты этого анализа излагаются в данной работе.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МЕТОД

Описание установки приведено в работе /10/. Отметим основные ее характеристики.

Установка работает на пучке ядер ${}^24\text{Mg}$ с импульсом $4,5 \text{ А ТэВ/с}$, ускоренных на синхрофазотроне ОИЯИ. Интенсивность пучка составляет в среднем 10^4 частиц в пиксе. Угловой разброс в пучке не превышает нескольких миллиардов, геометрические размеры около 20 мм . Система пучковых пропорциональных камер позволяет восстанавливать траекторию первичного ядра. Точность определения координат точки входа в мишень $0,4 \text{ мм}$, точность по углам $0,3 \text{ мрад}$. Геометрическая информация используется для изучения возможного влияния эффектов краевого прохождения фрагментов в мишени.

В эксперименте применяется активная телекислородная мишень состава $\text{C}_2\text{H}_8\text{O}_2$, представляющая собой сегментированный черенковский детектор, состоящий из 38 пластин-радиаторов толщиной по пучку $5,2 \text{ мм}$. Черенковское излучение собирается с использованием явления полного внутреннего отражения по световодам на ФЭУ-84. В попере-

дном сечении рабочая область мишени представляет собой круг радиусом около 9 мм . Сигнал от черенковского излучения в отдельном светочувствительном элементе суммируется с использованием фотодиода. Поэтому при взаимодействии заряда ядра (либо при распаде возбужденных состояний) с изменением заряда происходит скачок амплитуд сигнала со счетчиков, и по этим скачкам определяются точки взаимодействия и, следовательно, пробои фрагментов. Типичный вид события по данным с активной мишени приведен на рис. 1.

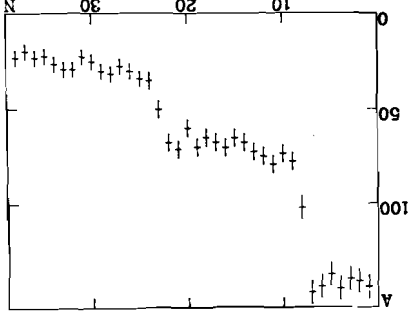


Рис. 1. Типичный вид события по данным с активной мишени. По оси абсцисс отложен номер счетчика в сборке, по оси ординат — амплитуда сигнала в счетчике в единицах квадрата заряда. Отложенные отсчетки отражают разброс амплитуд для данного уровня заряда.

3.1. Изучение зарядовых распределений

Наличие в пучке ядер магния значительной примеси ядер углерода позволяет провести процедуру калибровки сигналов с черенковских счетчиков. Калибровка проводится в предположении линейной связи между амплитудой сигнала с данного счетчика в каналах АЦП и вели-

3. АНАЛИЗ ДАННЫХ

чиной A — суммой квадратов зарядов, прошедших через радиатор релятивистских частиц. Два параметра — падение и наклон находят по центрам пиков от углерода и магния. При проведении калибровки получены также значения зарядовых разрежений для всех черенковских счетчиков. Значения эти лежат в диапазоне от $0,2$ е до $0,3$ е со средней величиной $0,23$ е.

Для правильной идентификации событий в активной мишени, которая, по сути дела, представляет собой черенковский спектрометр зарядов релятивистских частиц, необходимо знать распределение амплитуд A для разных старших фрагментов налетающего ядра на разных расстояниях от точки взаимодействия налетающего ядра с мишенью кроме старшего по заряду релятивистского фрагмента образуются также и другие частицы. Заметим, что образование совместно со старшим фрагментом других фрагментов с зарядом $Z > 2$ сильно подавлено /11/. В дальнейшем сопровождающие фрагменты с зарядами $Z = 1$ и 2 будем называть малонуклонной компонентой сопровождения. При прохождении быстрых заряженных частиц через радиатор рождаются релятивистские δ -электроны. Все заряженные релятивистские частицы, сопровождающие образование старшего фрагмента в мишени, излучают черенковский свет. Вклад этого сопровождения в суммарное световыделение в счетчике уменьшается, в среднем, с увеличением расстояния от точки рождения фрагмента вследствие выбывания из мишени, взаимодействия, поглощения. Наименее быстро выбывает вклад от δ -электронов. Это выбывание отражает исчезновение избытка δ -электронов при скачке величины A в точке взаимодействия ядра с изменением заряда, так как количество рождаемых δ -электронов пропорционально A .

Для изучения зарядовых распределений отбирались события с длиной пробега фрагмента более 80 мм , что обеспечивает хорошее выделение случаев с различными старшими фрагментами в области их зарядов $5 \leq Z \leq 11$. Параметризация распределений проводится в этом диапазоне и экстраполируется затем на область меньших зарядов.

Для средних значений распределений величины A на разных счетчиках для фрагментов второго поколения (первым поколением считаем пучковые ядра) найдено следующее описание:

$$\bar{A}(Z_1, Z, L) = Z_2^2 + \sum_{i=1}^3 a_i(Z_1, Z) \cdot \exp(-L/\lambda_i), \quad (2)$$

где Z_1 — заряд налетающего ядра, Z — заряд старшего фрагмента второго поколения, L — расстояние от точки рождения фрагмента до середины радиатора рассматриваемого счетчика, λ_i — параметры выбывания ($\lambda_1 = 7,8 \text{ мм}$, $\lambda_2 = 33,8 \text{ мм}$, $\lambda_3 = 520 \text{ мм}$), $a_1(Z_1, Z)$ — эмпирические функции (всего 5 параметров).

Наличие трех найденных компонент в этом описании позволяет связать их с вкладом от δ -электронов — 1, с мезонами — 2, и с малонуклонной компонентой — 3. На рис. 2 приведены

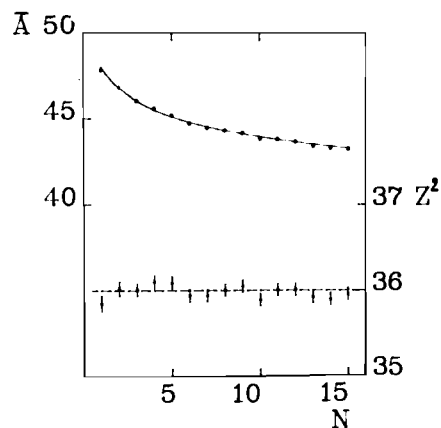


Рис. 2. Зависимость средних значений амплитуды A от номера счетчика после взаимодействия ядра ^{24}Mg и аппроксимирующая функция показаны в верхней части рисунка (левая шкала). В нижней части рисунка (правая шкала) приведены соответствующие значения восстановленного квадрата заряда старшего фрагмента после вычитания вклада частиц сопровождения для случая $Z = 6$ во втором поколении фрагментов.

экспериментальные величины средних значений A , аппроксимирующая функция и восстановленный заряд старшего фрагмента после вычитания вклада сопровождения для случая, когда старшим фрагментом является углерод.

Дисперсии распределений величины \bar{A} описываются функцией

$$\sigma^2(Z_1, Z, L) = \frac{(\sigma_0^2(Z_1, L) - 5.)}{Z_1^2} \cdot \bar{A}(Z_1, Z, L) + 5, \quad (3)$$

где $\sigma_0^2(Z_1, L)$ — усредненная дисперсия по данным калибровки.

Корреляции амплитуд сигналов с разных счетчиков в отдельном событии обусловлены наличием общих для этих счетчиков регистрируемых частиц сопровождения. Эти корреляции уменьшаются с увеличением расстояния между рассматриваемыми счетчиками. Анализ коэффициентов корреляции позволяет определить средние числа частиц сопровождения разных типов.

Зависимость (2) описывает также поведение средних значений амплитуды A для фрагментов третьего и последующих поколений при дополнительном учете вклада оставшихся частиц сопровождения от предыдущих актов взаимодействия.

3.2. Статистическое моделирование изучаемых процессов

Полученные при обработке экспериментальных данных характеристики зарядовых распределений позволяют провести моделирование изучаемых процессов, необходимое, в конечном счете, для учета возможных искажений получаемых распределений длин пробега различных фрагментов. Требующиеся для моделирования сведения о средних длинах пробега нормальных фрагментов и о вероятностях образования различных старших фрагментов первоначально находятся при анализе событий с достаточно большим пробегом (> 30 мм).

Моделирование проводится следующим образом:

1) последовательно, в соответствии с известными из эксперимента средними нормальными длинами пробега и вероятностями образования различных старших фрагментов разыгрывается каскад взаимодействий в мишени;

2) в точках взаимодействия в соответствии с экспериментальными величинами средних значений разыгрываются числа рожденных π -мезонов и фрагментов малонуклонной компоненты. Пробеги этих частиц разыгрывались по экспоненциальному закону с параметром λ_2 для π -мезонов и λ_3 для малонуклонной компоненты;

3) в каждом радиаторе равномерно по его толщине разыгрывается рождение δ -электронов в соответствии с определенным экспериментально их средним числом и пропорционально сумме квадратов зарядов прошедших через этот радиатор частиц. Пробеги δ -электронов разыгрываются по экспоненте с параметром λ_1 .

Суммарный вклад всех компонент дает амплитуду A в данном счетчике. Эта амплитуда дополнительно разбрасывается по Гауссу в соответствии с индивидуальным разрешением счетчика. Значения A на всех счетчиках дают генерированное событие. Обработка этих событий показывает, что они дают согласующиеся с экспериментом характеристики зарядовых распределений, в том числе и значения коэффициентов корреляции. На рис. 3 приведены для сравнения экспериментальное и модельное распределения амплитуды для фрагментов второго поколения в шкале заряда (Z) старшего фрагмента.

Еще раз отметим, что моделирование основывается только на характеристиках, полученных из рассматриваемого эксперимента.

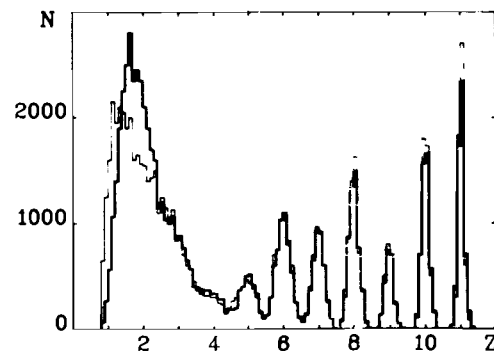


Рис. 3. Экспериментальное (—) и модельное (---) распределения амплитуды, усредненной по 12 счетчикам после взаимодействия ядра ^{24}Mg , в шкале заряда (Z) старшего фрагмента.

3.3. Алгоритм поиска точек взаимодействия и определения зарядов старших фрагментов

Алгоритм поиска точек взаимодействия в мишени основан на выделении значимых скачков амплитуды A в счетчиках при последовательном их переборе.

Отметим здесь, что скачок амплитуды в одном или нескольких счетчиках может произойти также вследствие краевого прохождения

фрагментов по сборке счетчиков, когда частицы пролетают мимо определенных радиаторов и попадают в следующие. Это возможно по причине особого расположения счетчиков, когда каждый следующий из них развернут относительно предыдущего на определенный угол и их радиаторы перекрываются не полностью. В такой ситуации сигнал со счетчика падает до области пьедестала, а в следующих счетчиках восстанавливается до значимой величины. При дальнейшей обработке такого события эти счетчики не рассматриваются, что приводит к уменьшению эффективной толщины мишени для данного события.

Оценка величины заряда Z старшего фрагмента, прошедшего через счетчик, определяется как итерационное решение уравнения, получающегося при подстановке амплитуды A сигнала конкретного счетчика в зависимость (2) вместо средней амплитуды A . При этом необходимо задать заряд налетающего ядра и расстояние от предполагаемой точки взаимодействия до середины данного счетчика. Оценка дисперсии σ^2 находится по формуле (3), где вместо \bar{A} и σ_0 подставляются амплитуда сигнала A и индивидуальное разрешение счетчика. Знание дисперсий позволяет определять статистическую значимость скачка амплитуды при переходе от счетчика к счетчику, причем вполне надежно выделяются изменения заряда, начиная с $\Delta Z = 1$.

Процедура обработки события выглядит следующим образом:

- 1) в соответствии с калибровочными константами для каждого счетчика вычисляется амплитуда A ;
- 2) информация с первых двух счетчиков используется для фиксации факта попадания на мишень ядра магния;
- 3) начиная с третьего счетчика производится поиск счетчика со значимым скачком заряда;
- 4) если в данном счетчике найден значимый скачок заряда по сравнению с величиной заряда, определенной по предыдущим счетчикам, точка взаимодействия считается находящейся в этом счетчике на половине толщины радиатора;
- 5) начиная со следующего счетчика каждому счетчику сопоставляется величина заряда Z старшего фрагмента в соответствии с амплитудой A , расстоянием от точки взаимодействия и зарядом ядра-родителя;

6) производится поиск счетчика со значимым скачком оценки заряда Z и при его нахождении процедура повторяется, начиная с пункта 4).

Когда выделены все взаимодействия в мишени, положение точек взаимодействия может быть уточнено на основании соображений о линейной связи между сигналом в счетчике с взаимодействием и координатой точки взаимодействия внутри радиатора этого счетчика:

$$A_1 = \frac{X \cdot Z_1^2 + (D - X) \cdot Z_8^2}{D}, \quad (4)$$

где Z_1 — заряд налетающего ядра, A_1 — амплитуда в счетчике с взаимодействием ядра Z_1 , Z_8^2 — сумма квадратов зарядов рожденных быстрых частиц, X — пробег ядра Z_1 в радиаторе ($0 \leq X \leq D$), D — толщина радиатора. Из соотношения (4) определяем X , причем точность определения зависит, в основном, от дисперсии величины A_1 .

Особым образом обрабатываются ситуации с предполагаемыми взаимодействиями в соседних счетчиках, где для оценки заряда фрагмента надо сделать некоторое предположение о его пробеге. Таким предположением является равенство пробегов фрагмента в первом и во втором счетчиках. В этом случае с помощью итерационной процедуры определяются заряд фрагмента и его полный пробег. Такие ситуации дают информацию о самых короткопробежных фрагментах ($3 \div 5$ мм). Для уменьшения влияния флуктуаций амплитуд на создание этих ситуаций мы накладываем определенные условия на амплитуды в смежной паре счетчиков с предполагаемыми взаимодействиями. Амплитуда в первом счетчике должна отстоять от средней амплитуды для пучкового ядра более чем на $4,5\sigma$, амплитуда во втором счетчике должна отстоять от оценочной амплитуды для фрагментов третьего поколения на величину C . Обработка проводилась при значениях C , равных 4σ и 6σ . Определение оценок дисперсий σ^2 дано выше. Такие условия приводят к ограничению на изменение амплитуды, в среднем $\Delta A > 18(4\sigma)$ и $\Delta A > 27(6\sigma)$.

3.4. Использование статистического моделирования для коррекции результатов обработки

Для получения оценок параметров функции поглощения фрагментов обработанные события группируются в классы по заряду старшего фрагмента второго поколения, который округляется до ближайшего целого значения Z , и по длине его пробега L , которая попадает в бин с номером l , причем бины могут быть неодинаковой ширины. При обработке событий точность определения заряда и длины пробега фрагментов зависит от зарядового разрешения счетчиков, от флуктуаций сопровождения и от длины пробега, а также от реализации алгоритма обработки. Неточное определение заряда и пробега фрагментов может привести к перераспределению событий между классами и, как следствие, к смещению статистических оценок при получении конечного результата. Скорректировать влияние перераспределения событий помогает статистическое моделирование. Корректируемой величиной является число событий определенного класса. Коррекция основана на построении матрицы вероятностей искажения, элементами которой являются величины

$$\epsilon(Z', l', Z, l) = \frac{N(Z', l', Z, l)}{N(Z', l')}, \quad (5)$$

где Z', l' — заряд старшего фрагмента второго поколения и длина его пробега, как они разыграны при моделировании; Z, l — заряд старшего фрагмента второго поколения и длина его пробега, найденные при обработке генерированного события; $N(Z', l')$ — полное число генерированных событий, имеющих параметры Z', l' ; $N(Z', l', Z, l)$ — число событий из $N(Z', l')$, которые при обработке дали параметры Z, l .

Отметим еще раз, что l' и l обозначают номера бинов, в которые попали величины пробегов, а заряды Z' и Z принимают целочисленные значения.

Имея такую матрицу коррекции, можно рассматривать получение поправленных экспериментальных распределений $N'_3(Z', l')$ из найденных прямо при обработке $N_3(Z, l)$ как решение системы линейных уравнений:

$$N_3(Z, l) = \sum_{Z', l'} \epsilon(Z', l', Z, l) \cdot N'_3(Z', l'), \quad (6)$$

где $N_3(Z, l)$ — известные величины, $N'_3(Z', l')$ — искомые неизвестные, $\epsilon(Z', l', Z, l)$ — известные коэффициенты.

Эта система решается с помощью итераций по методу Гаусса — Зейделя при задании некоторого начального приближения. Сначала в качестве такого приближения берется совокупность событий без аномальной компоненты, основанная на поведении экспериментальных распределений в области больших пробегов, где искажения малы. При этом налагаются ограничения на отклонения решения в каждом шаге итерации по отношению к предыдущему шагу и к начальному приближению. Потом, если этот цикл получения решений приводит к наличию аномальности, оцениваются и закладываются в следующее начальное приближение параметры аномальной компоненты. Прделав таким образом несколько циклов, получаем сходимость параметров распределений к истинным значениям.

Проверка этого метода коррекции проводится на генерированных совокупностях событий. Обработка совокупностей без аномальной компоненты показывает полное согласие с нулевой гипотезой (то есть с отсутствием аномалии). При обработке же совокупностей с аномальной компонентой эта аномалия ясно видна и оценки параметров согласуются с заложенными значениями.

4. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Всего обработано около 120 тыс. событий с взаимодействием ядер ^{24}Mg в мишени. Обработанные события группируются в гистограммы по заряду старшего фрагмента Z и по длине его пробега L . Заряд принимает значения в диапазоне $2 \div 11$, разбиение по длине пробега следующее:

6 бинов по 2,6 мм (половина толщины радиатора),
3 бина по 5,2 мм,
6 бинов по 15,6 мм.

Заметим, что первый бин по L не содержит событий при всех Z , так как такие малые пробеги не могут быть выделены при обработке. Строятся два типа гисторграмм:

$N_3(Z, l)$ — число событий для фрагмента с зарядом Z , имеющих пробег в бине с номером l ($l = 1 \div 15$);

$M_3(Z, l)$ — число событий для фрагмента с зарядом Z , имеющих пробег, больший верхней границы бина с номером l .

Затем к этим гистограммам применяется процедура коррекции, описанная выше, и далее из поправленных гистограмм строятся величины

$$\Lambda(Z, l) = N(l) \cdot \frac{N'_3(Z, l)}{M'_3(Z, l)} + \frac{N(l)}{2}, \quad (7)$$

где $N(l)$ — ширина бина l . Значения $\Lambda(Z, l)$ представляют собой средние длины пробега фрагментов с зарядом Z , имеющих пробег в бине l . Объединяя вместе данные по нескольким зарядам фрагментов, получаем усредненные по этим фрагментам значения средних пробегов. Ошибки значений $\Lambda(Z, l)$ зависят, в соответствии с формулой (7), от ошибок величин $N'_3(Z, l)$ и $M'_3(Z, l)$, которые, в свою очередь, складываются из статистических ошибок непоправленных значений $N_3(Z, l)$ и $M_3(Z, l)$ и из неопределенностей коэффициентов системы линейных уравнений (6).

Для каждого заряда Z (либо для группы зарядов) экспериментальные значения $\Lambda(Z, l)$ аппроксимируются функцией

$$\lambda(l) = N(l) \cdot \frac{F(l) + G(l)}{F(l) \cdot (\exp(N(l)/\lambda_n) - 1) + G(l) \cdot (\exp(N(l)/\lambda_a) - 1)} + \frac{N(l)}{2},$$

где $F(l) = (1 - a) \cdot \exp(-X(l)/\lambda_n)$, $G(l) = a \cdot \exp(-X(l)/\lambda_a)$, $X(l)$ — верхняя граница бина l , $N(l)$ — ширина бина l . Параметры λ_n, λ_a, a имеют то же значение, что и в зависимости (1), то есть λ_n — средняя нормальная длина пробега фрагментов, λ_a — средняя аномальная длина пробега, a — доля аномальных фрагментов.

Для выявления возможных систематических эффектов производится отбор событий по различным критериям:

1) ограничение на R (расстояние от точки входа пучкового ядра в мишень до центра рабочей области мишени в поперечном сечении) для изучения краевых эффектов; при наложении условия $R < 6,3$ мм доля событий с наличием провала амплитуд (до уровня пьедестала) падает с 20% до 2%;

Таблица 1
Оценки параметров функции поглощения для фрагментов с зарядами $Z = 6 \div 10$ при различных критериях отбора событий

Условия	λ_n , мм	λ_a , мм	α
$\Delta Z > 2$, $C = 4\sigma$, R — любое	$140,0 \pm 1,5$	$1,9 \pm 0,8$	$0,09 \pm 0,07$
$\Delta Z > 2$, $C = 4\sigma$, $R < 6,3$ мм	$141,7 \pm 1,9$	$2,3 \pm 1,1$	$0,07 \pm 0,06$
$\Delta Z > 1$, $C = 4\sigma$, R — любое	$140,4 \pm 1,4$	$2,2 \pm 0,8$	$0,08 \pm 0,06$

Таблица 2
Оценки параметра α для фрагментов с зарядами $Z = 6 \div 10$ при различных критериях отбора событий с фиксацией $\lambda_a = 2$ мм

Условия	α
$\Delta Z > 2$, $C = 4\sigma$, R — любое	$0,084 \pm 0,027$
$\Delta Z > 2$, $C = 4\sigma$, R — любое, пробег $> 5,2$ мм	$0,091 \pm 0,033$
$\Delta Z > 2$, $C = 4\sigma$, $R < 6,3$ мм	$0,089 \pm 0,035$
$\Delta Z > 2$, $C = 6\sigma$, R — любое	$0,080 \pm 0,032$

Таблица 3
Оценки параметров функции поглощения для разных комбинаций зарядов фрагментов при условиях $\Delta Z > 2$, $C = 4\sigma$, R — любое

Заряды	λ_n , мм	λ_a , мм	α	λ_a , мм при $\alpha = 0,09$
$5 \leq Z \leq 7$	156 ± 2	$3,5 \pm 0,9$	$0,14 \pm 0,05$	$4,5 \pm 0,8$
$6 \leq Z \leq 8$	149 ± 2	$2,0 \pm 0,9$	$0,11 \pm 0,10$	$2,2 \pm 0,4$
$7 \leq Z \leq 9$	138 ± 2	$1,2 \pm 1,5$	$0,11 \pm 0,30$	$1,3 \pm 0,6$

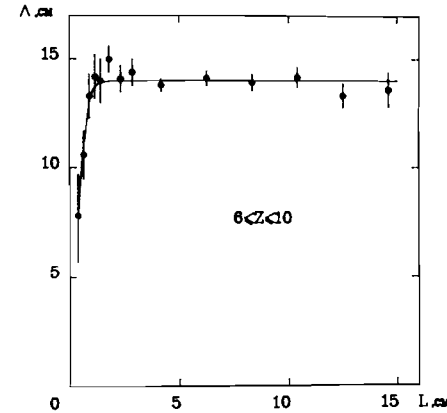


Рис. 4. Экспериментальная зависимость средней длины пробега Λ от расстояния L от точки рождения и аппроксимирующая функция для фрагментов с зарядами $Z = 6 \div 10$. Случай $\Delta Z > 2$, параметр $C = 4\sigma$, ограничений на R нет.

Рис. 5. Границы 95% доверительной области для параметров λ_a и α . Случай $\Delta Z > 2$, параметр $C = 4\sigma$, ограничений на R нет.

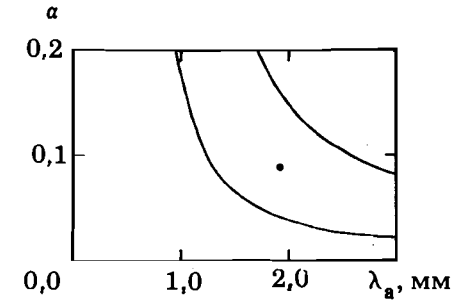


Таблица 4
Оценки параметров функции поглощения для фрагментов с зарядами $Z = 6 \div 10$, полученные при обработке генерированных событий с заданными параметрами $\lambda_n = 145,3$ мм, $\lambda_a = 1,63$ мм, $\alpha = 0,15$. Условия $\Delta Z > 2$ и $C = 4\sigma$

Ансамбль событий	λ_n , мм	λ_a , мм	α	λ_a , мм при $\alpha = 0,15$
1	$144,4 \pm 1,5$	$1,5 \pm 0,4$	$0,18 \pm 0,10$	$1,7 \pm 0,2$
2	$145,8 \pm 1,6$	$2,9 \pm 0,8$	$0,07 \pm 0,03$	$2,0 \pm 0,2$
3	$143,2 \pm 1,5$	$1,7 \pm 0,6$	$0,13 \pm 0,08$	$1,6 \pm 0,2$
1+2+3	$144,3 \pm 0,9$	$1,9 \pm 0,3$	$0,12 \pm 0,03$	$1,66 \pm 0,10$

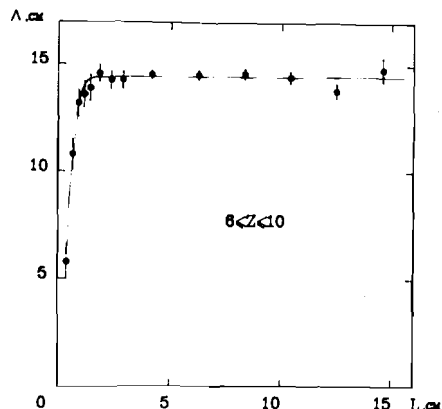


Рис. 6. Зависимость средней длины пробега Λ от расстояния L от точки рождения и аппроксимирующая функция для фрагментов с зарядами $Z = 6 \div 10$, полученные при обработке всей генерированной совокупности событий с заданными параметрами $\lambda_a = 1,63$ мм и $\alpha = 0,15$. Случай $\Delta Z > 2$, параметр $C = 4\sigma$.

2) условие на сброс заряда ΔZ при взаимодействии фрагмента для изучения достоверности выделения взаимодействий;

3) выбор параметра C (см. п. 3.3) при обработке ситуаций с взаимодействиями в соседних счетчиках для изучения влияния возможных неучтенных флуктуаций амплитуд.

При определении параметров данные объединяются по нескольким соседним по заряду фрагментам, что необходимо для уменьшения статистического разброса.

Основные результаты приведены в табл. 1-3. На рис. 4 показана экспериментальная зависимость средней длины пробега Λ от расстояния L от точки рождения и описывающая ее функция при объединении $Z = 6 \div 10$. Границы 95% доверительной области для параметров λ_a и α даны на рис. 5. Табл. 4 и рис. 6 иллюстрируют результаты обработки трех независимых ансамблей (1, 2 и 3) генерированных событий с заложеной аномальной компонентой. Число событий в каждом ансамбле близко к полному числу экспериментальных событий.

5. ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наш основной вывод состоит в следующем. Анализ данных по фрагментации ядер магния с импульсом 4,5 АГЭВ/с во взаимодействиях с плексигласом, полученных с помощью секционного черенковского спектрометра, указывает на наличие аномальной короткопробежной компоненты в функции поглощения релятивистских фрагментов. Для фрагментов в интервале зарядов $Z = 6 \div 10$ средняя длина пробега аномальной компоненты оценивается как $\lambda_a = (1,9 \pm 0,8)$ мм, ее доля при фиксации $\lambda_a = 2$ мм составляет $\alpha = 0,084 \pm 0,027$. Оценки параметров устойчивы при наложении различных критериев отбора событий (табл. 1 и 2). Имеется указание на увеличение средней длины пробега аномальной компоненты с уменьшением заряда (табл. 3). Возможно, это является следствием эффекта памяти при последовательных взаимодействиях.

Экспериментальные ограничения (недостаточное зарядовое разрешение, сравнительно большая толщина радиаторов, отсутствие какой-либо дополнительной информации о топологии событий) не позволяют на данном этапе с хорошей точностью определять заряд и длину пробега фрагмента для случая коротких пробегов (≤ 10 мм). Невозможность выделять события с длиной пробега < 3 мм приводит к малому числу значимых экспериментальных точек в области коротких пробегов и, как следствие, к сильной корреляции оценок параметров аномальной компоненты. Дальнейшие исследования на установке с улучшенными характеристиками позволят с большей достоверностью подтвердить существование эффектов аномальной фрагментации и уточнить значения параметров.

Заметим, что информация о топологии событий особенно важна при изучении новых явлений с возможными неожиданными эффектами. Так, например, одним из вероятных объяснений результатов эксперимента, выполненного радиохимическим методом ^{12/}, является повышенный выход высокоэнергетичных частиц под большими углами эмиссии.

Авторы выражают большую признательность И.А.Голутвину, А.В.Зарубину, В.А.Свиридову, В.А.Никитину и всему коллективу установки АНОМАЛОН за совместное проведение эксперимента и за плодотворные дискуссии в ходе обработки данных, Б.А.Арбузову за теоретическое стимулирование интереса к проблеме аномалонов в целом, Э.И.Мальцеву за постоянную поддержку работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Milone A. – *Nuovo Cim. Suppl.*, 1954, 12, p.353.
2. Tkunaga S. et al. – *Nuovo Cim. Suppl.*, 1957, 5, p.517.
3. Uagoda H. – *Nuovo Cim. Suppl.*, 1957, 6, p.559.
4. Friendlander E.M. et al. – *Phys. Rev. Lett.*, 1980, 45, p.1084.
5. JINR Collaboration – *Proc. 28th Int. Cosmic-ray Conference, Bangalore, India, 1983.*
6. El-Nadi M. et al. – *Proc. 7th High Energy Heavy-Ion Study, GSI Darmstadt, West Germany, 1984.*
7. Gasparian A.P. and Grigalashvili N.S. – *Z. Phys.*, 1985, A320, p.459.
8. Авдейчиков В.В. и др. – *Препринт ОИЯИ P1-85-640, Дубна, 1985.*
9. Bano M. et al. – *Phys. Lett.*, 1986, 166B, p.453.
10. Bayman B.F. and Tang Y.C. – *Phys. Rep.*, 1987, 147(3), p.155-187.
11. Stevenson J.D. et al. – *Phys. Rev. Lett.*, 1984, 52, p.515.
12. Symons T.J.M. et al. – *Phys. Rev. Lett.*, 1984, 52, p.882.
13. Вепеш И. и др. – В сб.: *Краткие сообщения ОИЯИ №9-85, Дубна: ОИЯИ, 1985, с.43.*
14. Heinrich W. et al. – *Preprint Si-83-11, Universitu of Siegen, 1983.*
15. Tincknell M.L., Price P.B. – *Report LBL-1628, Lawr. Berk. Lab., 1983.*
16. Арбузов Б.А. – *ЯФ*, 1985, 42, с.542.
17. Арбузов Б.А. – *ЭЧАЯ*, 1988, т.19, с.5-50.

10. Вереш И. и др. – В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 4-84, Дубна: ОИЯИ, 1984 с.10.
11. Вереш И. и др. – В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 5-84. Дубна: ОИЯИ, 1984, с.8.
- Аветян Ф.А. и др. – Сообщение ОИЯИ P1-85-692, Дубна, 1985.
12. Aleklett K. et al. – Preprint LBL-22322, Lawr. Berk. Lab., 1987.

Карев А.Г. и др.

P1-88-110

Аномальная компонента функции поглощения релятивистских фрагментов, образованных во взаимодействиях ядер магния с плексигласом при импульсе 4,5 А ГэВ/с

Анализ экспериментальных данных по фрагментации ядер магния с импульсом 4,5 ГэВ/с во взаимодействиях с плексигласом, полученных с помощью секционированного черенковского детектора — мишени, указывает на наличие аномальной короткопробежной компоненты в функции поглощения фрагментов. Для фрагментов в интервале зарядов $Z=6 \div 10$ средние длины пробега в плексигласе нормальной (λ_n) и аномальной (λ_a) компонент оцениваются как $\lambda_n = (141,7 \pm 1,9)$ мм и $\lambda_a = (1,9 \pm 0,8)$ мм. Примесь аномальной компоненты при фиксации $\lambda_a = 2$ мм составляет $\alpha = 0,084 \pm 0,027$. Оценки параметров устойчивы при наложении различных критериев отбора событий.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод О.С.Виноградовой

Karev A.G. et al.

P1-88-110

Anomalous Component of Absorption Function of Relativistic Fragments Produced in Mg Nuclear Interactions with Plexiglas at 4.5 A·GeV/c

The data analysis of 4.5 A GeV/c ^{24}Mg nuclear fragmentation experiment using a Cherenkov stack spectrometer indicates the anomalous component of absorption function of projectile fragments. The mean free part of normal and anomalous components in the plexiglas media for fragments $6 \leq Z \leq 10$ is estimated to be $\lambda_n = (141.7 \pm 1.9)$ mm and $\lambda_a = (1.9 \pm 0.8)$ mm. The anomalous admixture for fixed $\lambda_a = 2$ mm is $\alpha = 0.084 \pm 0.027$. The estimations of parameters remain stable when applying various selection criteria.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988

Рукопись поступила в издательский отдел
12 февраля 1988 года.