

Реферат

Тема:

Применение метода ядерных фотоэмульсий к изучению реакций фрагментации в релятивистских ядрах ${}^9\text{Be}$, идущих с образованием ядра ${}^8\text{Be}$

(Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий, Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна)

Выполнил:
Д. А. Артеменков

Научный руководитель:
Кандидат физико-математических наук: П. И. Зарубин

Дубна 2005 г.

Содержание

Содержание.....	2
Введение.....	3
Обзор некоторых моделей, описывающие строение и свойства ядер ^8Be , ^9Be	4
Адекватность метода ядерных фотоэмульсий к исследованию реакций фрагментации в релятивистских ядрах ^9Be , идущих с образованием ядра ^8Be	7
Общая характеристика метода ядерных фотоэмульсий.....	7
Применение метода ядерных фотоэмульсий к исследованию реакций фрагментации в релятивистских ядрах ^9Be , идущих через образование промежуточного ядра ^8Be	9
Методы идентификации частиц участвующих в реакции, используемые в ядерных фотоэмульсиях	10
Классификация типов частиц.....	10
Ионизационные потери заряженной частицы в эмульсии.....	10
Определения заряда частицы в эмульсии	11
Определение импульса частицы. Изотопный анализ в методике ядерных эмульсий.....	12
Определение угловых характеристик первичных и вторичных треков	14
Измерение углов треков в эмульсиях.....	14
Условия эксперимента. Поиск и отбор событий.....	21
Спектр полярных углов гелиевых фрагментов в реакции.....	22
Спектр парных углов и инвариантных масса двух альфа фрагментов	23
Представление данных в релятивистски-инвариантной переменной b_{ik}. Спектр по b_{ik} образующихся в реакции пар альфа фрагментов.....	25
Предварительные физические выводы и перспективы исследования с высокой статистикой	27
Заключение	28
Литература	29

Введение

Прогресс в исследованиях на пучках релятивистских ядер открывает новые подходы к решению актуальных проблем структуры ядра. Одной из таких проблем является изучение коллективных степеней свободы в возбужденных ядрах, в которых отдельные группы нуклонов ведут себя как составляющие кластеры. Указанная структурная особенность – кластеризация в возбужденных ядрах – особенно отчетливо проявляется в легких ядрах, где возможное число кластерных конфигураций относительно невелико. Естественными компонентами такой картины являются малонуклонные системы, не имеющие собственных возбужденных состояний. Прежде всего, это альфа частицы, а также дейтроны, тритоны, ядра ${}^3\text{He}$ и, кроме того, парные состояния протонов и нейтронов. Возможно, что изучение процессов фрагментации стабильных и радиоактивных ядер на кластерные фрагменты при релятивистских энергиях выявит новые особенности их возникновения и роль в процессах нуклеосинтеза [1]. Ядро ${}^8\text{Be}$ представляет хорошо выделенную альфа частичную систему в основном состоянии. Другие ядра, такие как ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$ которые можно рассматривать, как $n\alpha$, представляются более плотно упакованными в основном состоянии. Предполагается возможным [16] рассматривать эти ядра в некоторых их возбужденных состояниях как молекулярно подобную структуру разряженного газа парно взаимодействующих структур (типа ${}^8\text{Be}$) альфа частиц (бозе-конденсат). В работе представлены предварительные результаты обработки облученных релятивистскими ядрами ${}^9\text{Be}$ фотографических эмульсий. Рассмотрены некоторые вопросы методики ядерных фотоэмульсий. Изучаются события, в которых распад ${}^9\text{Be}$ идет с образованием ядра ${}^8\text{Be}$.

Обзор некоторых моделей, описывающие строение и свойства ядер ${}^8\text{Be}$, ${}^9\text{Be}$

Одной из первых работ по описанию структуры ядра ${}^8\text{Be}$, считаются [7] работы Д Уиллера [14]. В работе проведен анализ теоретических работ и экспериментальных данных. Предложена модель ядра ${}^8\text{Be}$, исходя из представлений о нем как составном, состоящем из двух альфа частиц. Изучения ядра ${}^8\text{Be}$ признавалось существенным для изучения низко лежащих уровней, других легких ядер содержащих в себе как часть ${}^8\text{Be}$. Таких четно-четных ядер как ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$. По словам Уиллера, что необходимо для анализа промежуточных альфа частичных структур описываемых статистикой Бозе-Эйнштейна. Использовались данные следующего эксперимента. Ядро ${}^8\text{Be}$ образуется как промежуточное ядро в реакциях ${}^{11}\text{B}+{}^1\text{H}\rightarrow{}^3\text{He}$, ${}^{11}\text{B}+{}^1\text{H}\rightarrow{}^8\text{Be}+{}^4\text{He}$. В реакции использовались протоны, ускоренные при величине электрического напряжения 200 КВ. В качестве мишени использовался B_2O_3 [15]. Результаты, полученные Уиллером, приведены таблице.

Energy	Width	Life	J
125 KeV	1 to 100 eV	10^{-15} to 10^{-17} sec.	0
2.8 MeV	0.8 MeV	10^{-21} sec.	0
-	Very great	-	2

Работа по изучению первых возбужденных состояний ядра ${}^8\text{Be}$ описана в [12]. Рассматривается альфа частичная модель, в которой учитываются возможное внутренние движения нуклонов образующих ядро ${}^8\text{Be}$. Вводится в рассмотрение гармонический осциляторный потенциал с двумя центрами для описания состояний нуклонов в ядре. В расширении альфа частичной модели для ${}^8\text{Be}$ включается внутренне движение нуклонов. В данной модели волновую функцию по аналогии с двух атомной молекулой представляют в следующем виде $u_{\mathbf{R}}(x_1, x_2, \dots, x_8)w(\mathbf{R})$. Где x_i включает пространственные и спиновые координаты нуклона с индексом i , \mathbf{R} – вектор, соединяющий два

центра потенциала. В приближении независимом движении частиц $u_R(x_1, x_2, \dots, x_8)$ представляет собой линейную комбинацию одно-частичных волновых функций $u_R(x_i)$, удовлетворяющих уравнению(1).

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_i^2 + V_R \right) u_R(x_i) = E_i(R) u_R(x_i) \quad (1)$$

Где m – масса нуклона V_R - потенциал с двумя центрами для всех нуклонов, и R – расстояние между двумя центрами. Полная внутренняя энергия представляет собой сумму одно-частичных энергий. Часть $w(R)$ описывает относительное движение двух кластеров и имеет вид (2).

$$w(\vec{R}) = \frac{S(R)}{R} Y_{JM} \left(\frac{\vec{R}}{R} \right) \quad (2)$$

Где $Y_{JM}(R/R)$ сферическая гармоника, а $S(R)$ удовлетворяет уравнению (3).

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dR^2} + U(R) + \frac{J(J+1)\hbar^2}{2\mu R^2} \right] S(R) = ES(R) \quad (3)$$

Где $U(R) = \sum_{i=1}^8 E_i(R)$, а μ - приведенная масса двух альфа кластеров. Так как рассматриваются только первые возбужденные состояния, то эффективный потенциал примет имеет вид(4).

$$W_J(R) = U(R) + \frac{J(J+1)\hbar^2}{2\mu R^2} \quad (4)$$

Проведя разложение вблизи $R=R_J$ и, ограничившись, несколькими первыми членами, получают (5).

$$W_J(R) = U(R_J) + \frac{J(J+1)\hbar^2}{2\mu R_J^2} + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2 W_J}{dR^2} \right)_{R=R_J} (R - R_J)^2 + \dots \quad (5)$$

Далее получают приближенное выражение для энергии(6).

$$E = U(R_J) + \frac{J(J+1)\hbar^2}{2\mu R_J^2} + \left(v + \frac{1}{2} \right) \hbar \varpi_J \quad (6)$$

$$\varpi_J = \left[\frac{1}{\mu} \left(\frac{d^2 W_J}{dR^2} \right)_{R=R_J} \right]^{1/2}$$

Где квантовые числа принимают следующие значения $J=0, 2, 4, \dots, \nu=0, 1, 2, \dots$

Ядро ${}^8\text{Be}$ имеет в основном состоянии оболочечную конфигурацию $(0s)^4(1p)^4$ или $((1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^4)$ в зависимости от принятых обозначений. Спин ${}^8\text{Be}$ $I=0$. В основном состоянии конфигурация ядра ${}^9\text{Be}$ $(0s)^4(1p)^4$ или $((1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^5)$, спин $I=3/2$ [4, 6, 13]. Ядро ${}^8\text{Be}$ представляет хорошо выделенную альфа частичную систему в основном состоянии. Другие ядра, такие как ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$ которые можно рассматривать, как α представляются более плотно упакованными в основном состоянии. Предполагается возможным [16] рассматривать эти ядра в некоторых их возбужденных состояниях как молекулярно подобную структуру разряженного газа парно взаимодействующих структур типа ${}^8\text{Be}$ альфа частиц (бозе-конденсат). Для более получения подробной информации обратитесь к библиографическим ссылкам.

Адекватность метода ядерных фотоэмульсий к исследованию реакций фрагментации в релятивистских ядрах ${}^9\text{Be}$, идущих с образованием ядра ${}^8\text{Be}$

Общая характеристика метода ядерных фотоэмульсий

Суть метод ядерных фотографических эмульсий заключается в следующем. Заряженная частица, проходя через фотоэмульсию, активирует на своем пути кристаллы галоида серебра и делает их способными к проявлению. После специальной обработки эмульсионных слоев в них появляются следы частиц в виде цепочки проявленных зерен, хорошо видных под микроскопом. Значительную роль в развитии этой методики сыграли советские ученые физики Л.В. Мысовский, А.П. Жданов, а также С. Пауэл, Д. Перкинс, П. Фаулер.

Толстослойные ядерные фотографические эмульсии отличаются от эмульсий, используемых в обычной фотографии, толщиной эмульсионного слоя, концентрацией галоидного серебра и желатины. Слои ядерных эмульсий в 10 – 100 раз толще, а содержание галоидного серебра в них на порядок больше обычного. Галоидное серебро (в основном бромистое) находится в эмульсии в виде микрокристаллов, размеры которых колеблются от 0.03 до 0.6 мкм. Так, средние размеры микрокристаллов в эмульсии Кодак NT-4 – 0.4 мкм, НИКФИ-Р – 0.28 мкм, Илфорд-G5 – 0.27 мкм. В состав эмульсии кроме галоидного серебра входят желатин, пластификатор, вода. Желатин и пластификатор содержат водород углерод, кислород, азот, серу. Пластификатор (обычно глицерин) используется для уменьшения хрупкости эмульсии. Концентрация элементов в граммах на грамм эмульсии приведена в таблице 1.

Таблица 1. элементный состав ядерных эмульсий

Элемент	Тип эмульсии		
	Илфорд-G5	НИКФИ-Р	НИКФИ-БР
Ag	0.4747	0.4701	0.4742

Br	0.3495	0.3485	0.3500
I	0.0031	0.0013	0.0013
C	0.0724	0.0749	0.0716
H	0.0139	0.0134	0.0129
O	0.0650	0.0671	0.0665
N	0.0193	0.0240	0.0229
S	0.0018	0.0006	0.0006

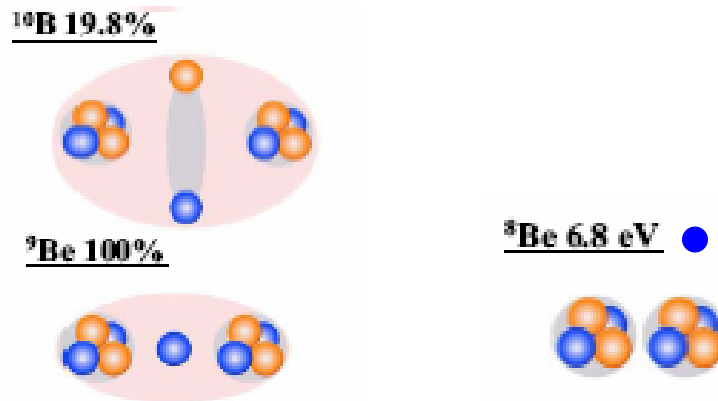
Средняя плотность эмульсии составляет порядка $3.5 - 4 \text{ г/см}^3$, при остаточной влажности порядка 2.5%. Ядерные фотографические эмульсии используются для регистрации и анализа следов заряженных частиц практически любой энергии [3]. По измерениям характеристик этих следов можно идентифицировать частицу и определить ее кинематические характеристики. Далее в работе методы идентификации будут рассмотрены подробнее. Время чувствительности ядерных эмульсий практически определяется временем их экспозиции, которое может быть порядка нескольких недель. В течение этого времени ядерная эмульсия регистрирует все заряженные частицы, проходящие через нее. Благодаря высокому пространственному разрешению (до 0.5 мкм) фотометод с успехом применяется для определения углов разлета частиц и ядер, образующихся в результате ядерного взаимодействия. По точности измерения малых углов метод ядерных эмульсий не имеет себе равных (до 10^{-5} рад) [11]. При проведении экспериментов на ускорителях фотометод не требует большой затраты времени работы ускорителя. Расходы на аппаратуру также относительно малы. Среди многочисленных достоинств метода, однако, имеется и ряд недостатков.

Сложность состава вещества фотоэмульсии не позволяет однозначно ответить на вопрос, с каким ядром произошло взаимодействие налетающей частицы. Его устраняют введением дополнительных элементов и введением критериев отбора обрабатываемых событий. Существенным недостатком является невысокая скорость обработки облачений. И как следствие

необходимость длительного времени для набора статистики. Однако, как правило, это компенсируется получаемым результатом. Тем самым, позволяя проводить планирование электронных экспериментов.

Применение метода ядерных фотоэмульсий к исследованию реакций фрагментации в релятивистских ядрах ${}^9\text{Be}$, идущих через образование промежуточного ядра ${}^8\text{Be}$

Возможность использования методики ядерных фотоэмульсий для идентификации ${}^8\text{Be}$ обоснована в работе [7]. В указанной работе рассматривается реакция фрагментации ядра ${}^{10}\text{B}$ при энергии 1 А ГэВ. Оценка доли канала ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ составляла $18 \pm 3\%$. Получены экспериментальные подтверждения предположений [7].



Энергия связи для ядра ${}^{10}\text{B}$ относительно 2 альфа частиц и дейтрона составляет - 5.9 МэВ. Энергия связи для ядра ${}^9\text{Be}$ относительно нейтрона и 2 альфа частиц составляет - 1.6 МэВ. Тем самым, предполагается возможным наблюдение канала фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ при энергиях на нуклон порядка тех, что использовались в работе [7].

Методы идентификации частиц участвующих в реакции, используемые в ядерных фотоэмульсиях

Классификация типов частиц

Все вторичные заряженные частицы делятся на три класса в зависимости от скорости β , которая определяется по ионизации или пробегу. При этом используется следующее разделение по типам - ливневые (s) частицы с $\beta > 0.75$; серые (g) с $0.23 < \beta \leq 0.75$, черные (b) с $\beta \leq 0.23$. Группа g и b объединяется в группу сильноионизирующих ($h=g+b$) частиц. Иногда отдельно выделяют треки фрагментов ядра снаряда $\beta \approx 0.98$ [10].

Ионизационные потери заряженной частицы в эмульсии

Потери тяжелой частицы, движущейся со скоростью β в однородной среде с атомным номером Z и массовым числом A , приближенно описываются по формуле Бете – Блоха (7)

$$\frac{dE}{dR} = \left[4\pi \left(\frac{Z}{A} \right) N r^2 m c^2 \right] \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] \quad (7)$$

где N – число Авогадро, m – масса покоя электрона, r – классический радиус электрона, I – средний потенциал ионизации для всех электронов среды. Если I и $m c^2$ выражены в МэВ, то (1) дает значение потерь энергии в МэВ на $г \cdot см^{-2}$. Обычно для вычислений пользуются более удобной формулой (8) получаемой из формулы (7) частичной подстановкой входящих в нее величин,

$$\frac{dE}{dR} = 0.3066 \left(\frac{Z}{A} \right) \left[\left(1 + \frac{1}{\varepsilon} \right) \left\{ \ln \varepsilon + \ln \frac{2m c^2}{I} \right\} - 1 \right] МэВ \cdot г^{-1} \cdot см^2 \quad (8)$$
$$\varepsilon = T(T + 2)$$

где T – отношение кинетической энергии к энергии покоя для ионизирующей частицы [9]. Если вещество состоит из различных атомов, то необходимо просуммировать отдельные значения потерь энергии, подставляя для каждого типа атомов соответствующее значение Z/A и I . Теоретические оценки зависимости пробег – энергия, выполненные указанным способом, не

являются достаточно надежными в тех случаях, когда требуется высокая точность. Они могут быть использованы лишь для целей интерполяции между точными экспериментальными значениями. Приняв значение среднего потенциала ионизации $I=300$ эВ [9], вычислим ε и dE/dR . Получим значение $dE/dR=1.65$ МэВ г^{-1} см^2 .

Определения заряда частицы в эмульсии

Для определения заряда релятивистской частицы по треку в фотографической эмульсии используют следующее свойство. Плотность следа образуемого заряженной релятивистской частицей в эмульсии непосредственно связана с потерями энергии на ионизацию. Однако на образование зерна вдоль следа идет только часть теряемой частицей энергии. Образующиеся атомные электроны могут создавать свой собственный ответвленный след, называемый следом δ - электрона. Это происходит при энергиях электрона не менее 5 КэВ [9]. Если частица с зарядом Ze и скоростью v движется в материальной среде, то число δ - электронов с энергией больше или равной W , которые испускаются на единицы длины пути, приближенно определяется выражением (9).

$$N(W, v) = \frac{2\pi Ne^4 Z^2}{mv^2} \left[\frac{1}{W} - \frac{1}{2mv^2} \right] \quad (9)$$

При наблюдении δ - электронов в фотографических эмульсиях обычно учитывают те из них, которые дают следы, состоящие из четырех или более зерен. Энергия подобных δ - электронов составляет не менее 15 КэВ. Тем самым зависимость числа δ - электронов от заряда можно описать следующей зависимостью $N_\delta = aZ^2 + b$. Для каждого отдельно взятого человека проводящего измерения, коэффициенты a и b подбираются экспериментально, на треках с заранее известным зарядом частицы для нескольких зарядов. Измерение заряда методом подсчета δ - электронов проводят вблизи конца пробега, так как в этой области практически не возникают δ - электроны с большими энергиями. Поэтому связь между

следами δ - электронов и следом первичной частицы может быть установлена с большой степенью достоверности, причем затруднения связанные с наличием фона обычно не являются серьезными. Кроме того, число δ - электронов оказывается таким, что позволяет решить вопрос о величине заряда, если длина следа составляет около 2 мм и меньше. Более подробно описание методики измерения заряда представлено в [9]. Фрагменты ядра-снаряда с $Z = 1$ отделяются от фрагментов с $Z=2$ визуально, с высокой степенью точности. Так как однократная ионизация (25-30 зерен на 100 мкм) надежно отличается от четырехкратной ионизации (100-120 зерен на 100 мкм)

Определение импульса частицы. Изотопный анализ в методике ядреных эмульсий

Заряженная частица, проходя через слой вещества конечной толщины t , непрерывно изменяет направление своего движения, причем чаще всего изменения в направлении движения частицы очень малы. Эти отклонения возникают в результате кулоновского рассеяния атомными ядрами, расположенными вблизи траектории частицы. Для определения среднего углового отклонения частицы применяется два метода, основанных на измерении отклонений проекции следа на плоскость эмульсии. В первом из них, который получил название углового метода, определяется направление касательной к траектории в ряде находящихся на ней равноудаленных точек и вычисляются средние угловые отклонения, представляющие разности между последовательными отсчетами (Голдшмидт, Клермон и др.). Во втором, так называемом координатном методе измеряются координаты последовательных точек на траектории, отстоящих друг от друга на расстояние t . Подобные измерения позволяют найти угловые отклонения между последовательными хордами путем вычисления вторых разностей между отсчетами (Фаулер) [9]. Далее рассматривается только координатный метод. Измерение координат последовательных точек на траектории,

отстоящих друг от друга на расстояние t , позволяют найти угловые отклонения между последовательными хордами, путем вычисления вторых разностей между отсчетами [9]. Чтобы измерить рассеяние с помощью этого метода, след выставляется приблизительно параллельно оси, совпадающей с направлением движения столика микроскопа так, чтобы при перемещении он не выходил из поля зрения. Через равные участки длины величиной t (которые обычно называют ячейками) измеряется отклонение следа вдоль оси x (обозначим ее как y_i). Первые разности, обозначенные здесь как $S_i = y_i - y_{i+1}$, дают для заданной ячейки t наклоны хорд. Затем вычисляются вторые разности координат (обозначим их как D_i) $D_i = (y_{i+2} - y_{i+1}) - (y_{i+1} - y_i) = y_{i+2} - 2y_{i+1} + y_i = S_i - S_{i+1}$, которые дают последовательные взаимные отклонения хорд. Это отклонение обратно пропорционально импульсу частицы. При определении среднего углового отклонения частицы можно устранить отдельные, выпадающие по своей большой величине значения, обусловленные однократным рассеянием. Это достигается путем исключения значений D , превышающих $4\langle D \rangle$. В тех случаях, когда применяется “обрезание”, средняя величина $\langle D \rangle$ определяется после исключения больших D . Другой метод, предложенный Голдзаком, состоит в замене всех D , превышающих $4\langle D \rangle$, значениями, равными $4\langle D \rangle$. Среднее значение отклонения частицы $\langle D \rangle$ на ячейках длиной t связано с величиной $p\beta c$ выражением (10).

$$\langle D \rangle = \frac{ZKt^{\frac{3}{2}}}{573 \cdot p\beta c} \quad (10)$$

Где Z – заряд, p – импульс, βc – скорость частицы, K – константа рассеяния. Определению константы рассеяния частиц в эмульсии посвящено большое количество работ. С хорошей точностью можно использовать следующее значение константы рассеяния $K=28.5\pm 2.5$ [3]. По определенной величине $p\beta c$ возможно разделение изотопов легких ядер. В методике ядерных фотографических эмульсий по величине $p\beta c$ возможно проведение

разделения таких изотопов как ^1H , ^2H , ^3H и ^3He , ^4He в зависимости от задачи эксперимента.

Определение угловых характеристик первичных и вторичных треков

Измерение углов треков в эмульсиях

Эмульсионная методика позволяет проводить измерения углов треков как первичных частицы, так и образовавшихся с высокой точностью $\sim 10^{-4}$ радиана. Для измерения углов треков в эмульсиях в рамках проекта BECQUEREL используют специальные измерительные микроскопы. КСМ – 1 и МПЭ – 11. Эти микроскопы несколько отличаются по своему устройству и особенностям использования. Остановимся лишь на общих основах измерительной процедуры углов с помощью микроскопа КСМ - 1. Рассмотрим координатный метод. Стоит отметить, что существуют ситуации, когда не возможно провести измерения углов треков. Чаще всего это связано с расположением события в эмульсии. К примеру «звезда» расположена слишком близко к краю пластинки и т.д. Далее предполагаем, что условия для измерения благоприятные. Углы вторичных частиц, измеряемые в эмульсиях, и их обозначения приведены на рис.1.

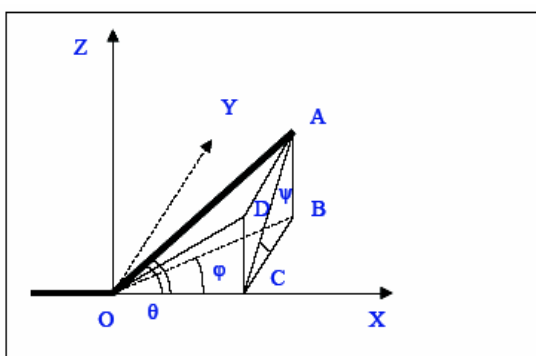


Рис.1 Определение углов вторичных частиц. OX – направление первичной частицы, $\angle AOC$ – полярный угол θ , $\angle ACB$ – азимутальный угол ψ , $\angle BOC$ – угол в плоскости эмульсии (плоский угол) φ , $\angle DOC$ – глубинный угол α (Все углы приведены в системе координат связанной с первичной частицей).

Эмульсия, наклеенная на стекло закрепляется на столике микроскопа. При этом пластинка разворачивается таким образом, чтобы, чтобы направление первичной частицы наилучшим образом совпадало с осью OX столика микроскопа с точностью (0,1 – 0,2 мкм). Перед началом измерений выбирают прямоугольную декартову систему координат следующим образом. Ось OX – направлена по ходу пучка вдоль проекции первичного следа. Ось OZ – перпендикулярно плоскости эмульсии и направлено от стекла, на котором закреплена эмульсия к поверхности. Ось OY – таким образом, чтобы получилась правая система координат. За начало координат выбирается «вершина» события. В данной системе координат можно определить координаты точек, как трека первичной частицы, так и треков фрагментов. В зависимости от величины угла в плоскости эмульсии φ трека используют один из двух методов измерения. Координатный метод – основан на измерении трех координат (x,y,z) точки трека в эмульсии, а затем, вычислении углов. Угловой метод заключается в измерении угла в плоскости эмульсии φ , координат x и z. Далее вычисляется координата y. Затем, вычисляются углы. Для перехода в систему координат связанную с первичной частицей проводятся измерения углов первичного трека. Затем, по известным значениям полярного угла θ^0 и азимутального угла ψ^0 первичного трека переходят в систему координат, связанную с первичной частицей по (11).

$$\begin{aligned}
 x &= x' \cdot \cos(\theta^0) + y' \cdot \sin(\theta^0) \cdot \cos(\psi^0) + z' \cdot \sin(\theta^0) \cdot \sin(\psi^0) \\
 y &= -x' \cdot \sin(\theta^0) + y' \cdot \cos(\theta^0) \cdot \cos(\psi^0) + z' \cdot \cos(\theta^0) \cdot \sin(\psi^0) \\
 z &= -y' \cdot \sin(\psi^0) + z' \cdot \cos(\psi^0)
 \end{aligned}
 \tag{11}$$

Координаты со штрихом – в системе связанной с эмульсией, без штриха в системе координат связанной с первичной частицей. По сути формулы (11) – представляет собой поворот системы координат на угол θ^0 вокруг оси OZ и на угол ψ^0 вокруг оси OX. Вычисление углов можно провести исходя из следующих соотношений (12).

$$\begin{aligned}
\operatorname{tg}(\theta) &= \frac{\sqrt{z^2 + y^2}}{x}, & \cos(\theta) &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \\
\operatorname{tg}(\psi) &= \frac{z}{y}, & \cos(\psi) &= \frac{y}{\sqrt{z^2 + y^2}} \\
\cos(\varphi) &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}, & \sin(\varphi) &= \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \\
\cos(\alpha) &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + z^2}}, & \sin(\alpha) &= \frac{z}{\sqrt{x^2 + z^2}}
\end{aligned} \tag{12}$$

Существует ряд особенностей методики измерения углов, которые необходимо учитывать при расчетах. При обработке эмульсий связанной с проявкой необходимо учитывать изменения толщины эмульсионного слоя, вследствие усадки. При определении z координат точек следов необходимо, поэтому учитывать коэффициент усадки эмульсии Δ , представляющий собой отношение начальной толщины эмульсионного слоя к ее толщине после обработки. Предварительно перед сборкой стопки измеряется толщина каждого эмульсионного слоя. Далее по формуле(13), рассчитывают коэффициент усадки Δ .

$$\Delta = \frac{h_0}{h} \tag{13}$$

Где h_0 и h соответственно толщины слоя в точке измерения до и после обработки.

В работе не ставится целью подробный анализ всевозможных ошибок, возникающих в измерениях, связанных с особенностями методики. Подробное описание оценки ошибок измерений можно получить в [7], [9]. Все же отметим некоторые моменты. При оценке истинной формы следа предполагается, что движение столика микроскопа является строго прямолинейным. В действительности качество каждого микроскопа в этом отношении определяется его конструктивной схемой тщательностью изготовления, особенностями эксплуатации. Также стоит отметить. При измерении глубин (координаты z) необходимо учитывать кривизну поля зрения объективов. Это объясняется тем, что участок объекта резко видимый в поле зрения микроскопа, на самом деле не является плоским. Вследствие

этого резкое изображение двух точек, видимых в различных частях поля зрения микроскопа, вовсе не означает, что они находятся на одинаковой глубине в эмульсии. Для преодоления этого затруднения точки, глубины которых необходимо измерить, должны устанавливаться на равных расстояниях от центра поля зрения микроскопа. Последнее связано с тем, что поверхность резкой наводки обладает, как правило, круговой симметрией относительно оси оптической системы, при условии, что последняя надлежащим образом отъюстирована. Обычно для угловых измерений используются объективы с масляной иммерсией. При этом кажущаяся и фактическая глубины, оказываются весьма близкими, вследствие незначительной разницы в показателях преломления обычно применяемого иммерсионного мала ($n=1.52$) и желатины. По завершении работы с пластинки удаляется иммерсия, для предотвращения заметного изменения толщины эмульсии в месте контакта иммерсионного масла и эмульсии (что необходимо учитывать и при работе). Измерение координат точек треков проводятся последовательно в одном направлении (слева направо) по ходу пучка начиная с первичного трека и т.д. Пример измерения координат точек треков и вычисления углов для одного из событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow p\alpha\alpha$ Ниже приведена таблица (таб.2), показаний шкал микроскопа (КСМ – 1) при измерениях координат треков события ${}^9\text{Be} \rightarrow p\alpha\alpha$

Таб.2 X - показания по шкале x. H трека, H стекла, H поверхности – показания по шкале глубин при фокусировке на треке, на стекле, на поверхности, Y- показания по шкале y. Результаты измерения на микроскопе КСМ – 1. Все величины указаны в микрометрах

№	X (X'), мкм.	H (H') трека, мкм.	H стекла, мкм.	H поверхности, мкм.	Y(Y'), мкм.
первичный трек ${}^9\text{Be}$					
1	15078	1679.7	1573.8	1790.8	14.8
2	15578	1677.1	1574.8	1791.7	14.7

3	16078	1674.6	1576.2	1792.8	15.0
4	16578	1672.0	1576.4	1792.8	14.9
5	17078	1668.9	1576.2	1793.8	15.0
α-частица №1					
1	17578	1665.8	1577.9	1794.5	16.0
2	18078	1662.4	1578.2	1795.6	17.2
3	18578	1658.9	1579.1	1796.4	18.5
4	19078	1655.9	1580.3	1797.2	19.6
5	19578	1652.8	1580.2	1796.8	20.7
α-частица №2					
1	17578	1665.2	1577.9	1794.5	17.7
2	18078	1660.8	1578.2	1795.6	20.3
3	18578	1656.8	1579.1	1796.4	22.7
4	19078	1652.3	1580.3	1797.2	21.2
5	19578	1647.5	1580.2	1796.8	27.6

Совместим начало отсчета с вершиной события. Учтем коэффициент усадки (14). Проведем расчет координат измеренных точек на первичном треке, и на треках α- частиц по (15). Получим значения представленные в таб.3.

$$\Delta = \frac{h_0}{H_{\text{поверхности}} - H_{\text{стекла}}}, \quad h_0 = 521 \text{ мкм (первоначальная толщина слоя)} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} X &= X' - X'_g \\ Y &= -(Y' - Y'_g) \\ Z &= (H' - H'_g) \cdot \Delta \end{aligned} \quad (15)$$

Величины (X', Y', H') – значения из Таб.1, (X'_g, Y'_g, H'_g) – значения для вершины.
Таб.3 Результаты расчета координат в системе координат, связанной с эмульсией.

№	X, мкм	Y, мкм	Z, мкм
первичный трек ^9Be			

1	-2000	0.2	25.9
2	-1500	0.3	19.7
3	-1000	0	13.7
4	-500	0.1	7.5
5	0	0	0
α-частица №1			
1	500	-1.0	-7.5
2	1000	-2.2	-15.6
3	1500	-3.5	-24.0
4	2000	-4.6	-31.2
5	2500	-5.7	-38.7
α-частица №2			
1	500	-2.7	-8.9
2	1000	-5.3	-19.4
3	1500	-7.7	-29.0
4	2000	-10.2	-39.9
5	2500	-12.6	-51.5

Используя формулы (12), рассчитываем α^0 , ϕ^0 , θ^0 , ψ^0 (углы для первичного трека).

$$\alpha^0 = (-1.4 \pm 0.08) \cdot 10^{-2} ((-8.0 \pm 0.6) \cdot 10^{-1^\circ});$$

$$\phi^0 = (-1.6 \pm 0.4) \cdot 10^{-4} ((-9 \pm 2) \cdot 10^{-3^\circ});$$

$$\theta^0 = (1.4 \pm 0.08) \cdot 10^{-2} ((8.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-1^\circ});$$

$$\psi^0 = 4.701 \pm 0.003 (269.3^\circ \pm 0.2^\circ).$$

По формуле(1) переходим в систему координат, связанную с первичной частицей. Для того чтобы ось $O'Z'$, в системе координат связанной с первичной частицей, была также направлена от стекла к поверхности, необходимо еще одно преобразование координат точек треков образовавшихся частиц - поворот, матрица которого представлена в (16).

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \quad (16)$$

Используя формулы (12), рассчитываем значения α , ϕ , θ , ψ для каждого трека. В таб.4, приведены значения для углов α , ϕ , θ , ψ вычисленные для данного события.

Таб.4 Значения углов

α , mrad	ϕ , mrad	θ , mrad	ψ , rad
α -частица №1			
-1.9 ± 0.3	-2.0 ± 0.12	2.8 ± 0.3	3.87 ± 0.07
α -частица №2			
-5.8 ± 0.9	-5.0 ± 0.14	7.7 ± 0.6	4.0 ± 0.11

Полученные значения координат и углов позволяют совместно с методами идентификации треков частиц (заряда, массы) получить пространственную картину события. Описанный вариант измерения углов не является единственно правильным, и наилучшим. Универсального метода измерения углов в эмульсии пригодного для любой задачи не существует [7]. Выбор методики зависит от конкретной задачи и имеющихся ресурсов.

Условия эксперимента. Поиск и отбор событий

Сеанс состоялся на Нуклотроне ЛВЭ, Дубна 22-23.03.2004 г. Вторичный пучок релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$ с энергией 1.2 А ГэВ был сформирован в реакции фрагментации ${}^{10}\text{B}$. Настройку пучка проводил П.А. Рукояткин. Пучок, используемый для облучения ядерных фотографических эмульсий, имел следующий состав: ${}^9\text{Be}$ ($\approx 80\%$), ${}^7\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$ (в сумме $\approx 20\%$). Общее число ядер пучка (интеграл по счетчику) составил $\approx 8 \cdot 10^4$. Положение кассеты во время облучения и направления пучка показаны на рисунке (2).

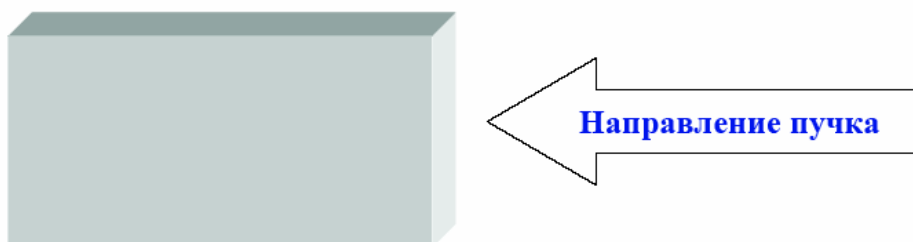
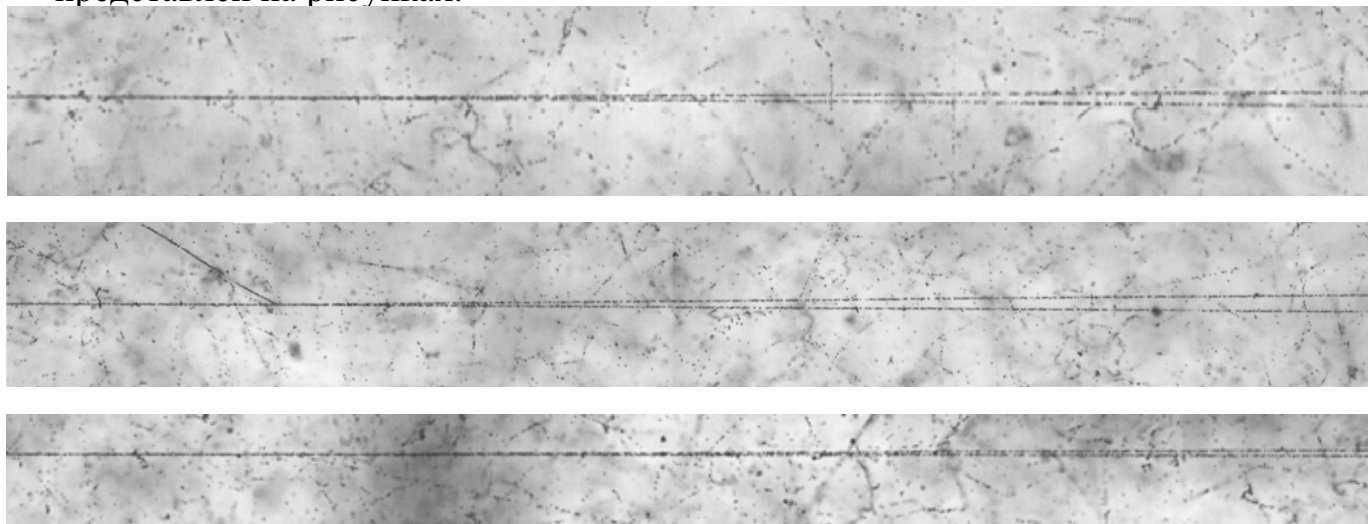


Рис. 2 Положение кассеты во время облучения. Нумерация слоев идет справа, налево смотря по ходу пучка

Поиск событий осуществлялся сотрудниками сектора №4 НЭОРЯФ ЛВЭ. На данный момент найдено ≈ 200 взаимодействий ${}^9\text{Be}$, в которых в узком конусе (до 5°) образуется два фрагмента ($N_f=2$), каждый с зарядом $Z_f=2$. Отбор событий осуществлялся по критерию: заряд частиц в узком конусе (до 5°) – $Z_f=2$; число частиц в узком конусе $N_f=2$; в широком конусе допускается до $\approx 5 - 7$ частиц различных типов. Число событий, для которых проведены на данный момент измерения 50. Вид событий в эмульсии представлен на рисунках.



Спектр полярных углов гелиевых фрагментов в реакции.

В работе непосредственно проводилось измерение углов альфа-фрагментов образующихся в реакции фрагментации релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$ в эмульсии, идущих через образование промежуточного ядра ${}^8\text{Be}$. Далее на рисунке приведено полученное угловое распределение по полярному углу θ (угол между направлением движения первичной частицы и треком альфа-фрагмента). Спектр полярных углов альфа-фрагментов измеренных событий приведен на рисунке (3).

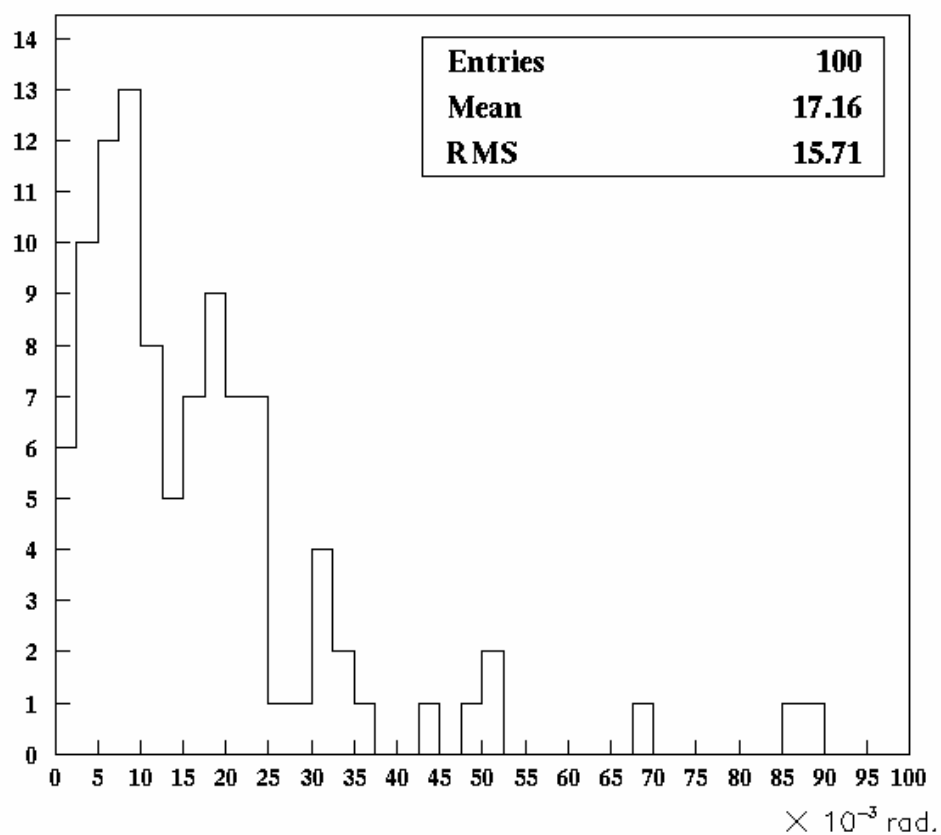


Рис.3 Спектр полярных углов гелиевых фрагментов в эксперименте

Спектр парных углов и инвариантных масса двух альфа фрагментов

В работе получены спектры парных углов двух гелиевых фрагментов, рисунок (4). Рассматривались только события, в которых в конусе фрагментации только два гелиевых трека. Суммарный заряд треков в конусе фрагментации равен заряду первичного трека.

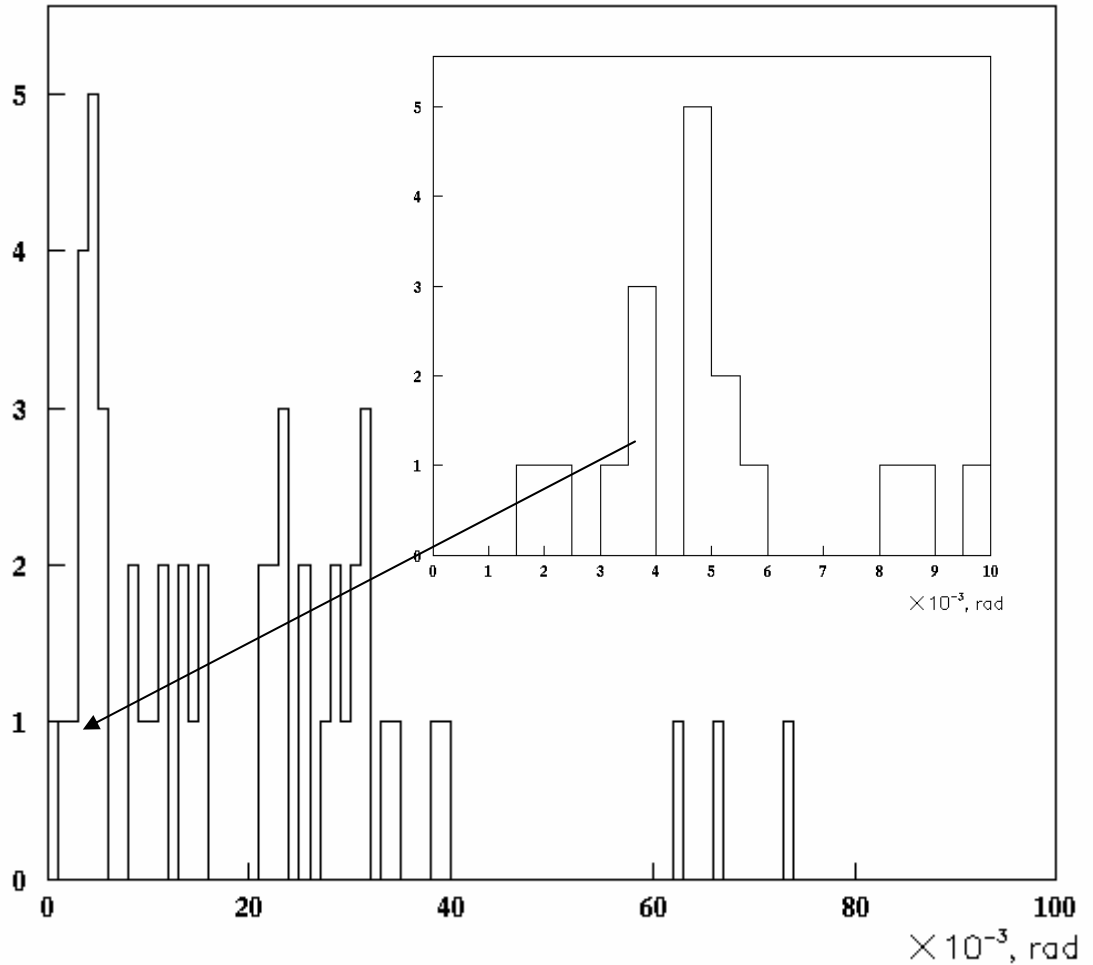


Рис.4 Распределение по углу между парой гелиевых фрагментов
 Для оценки масштабов энергий возбуждения приведено распределение по разности $(M^* - 2m(\alpha))$ эффективной инвариантной массы двух, образующихся в реакции, альфа фрагментов (M^*) и удвоенной массы альфа частицы ($2m(\alpha)$). Вычисление эффективной инвариантной массы двух альфа фрагментов производится по формуле (17).

$$M^* = \sqrt{2m_\alpha^2 + 2(E_\alpha^2 - p_\alpha^2 \cos(\phi))} \quad (17)$$

$$E_\alpha = \sqrt{m_\alpha^2 + p_\alpha^2}$$

Где ϕ - угол между парой альфа фрагментов, E_α , p_α , m_α соответственно энергия импульс масса альфа частицы. Распределение приведено на рисунке (5).

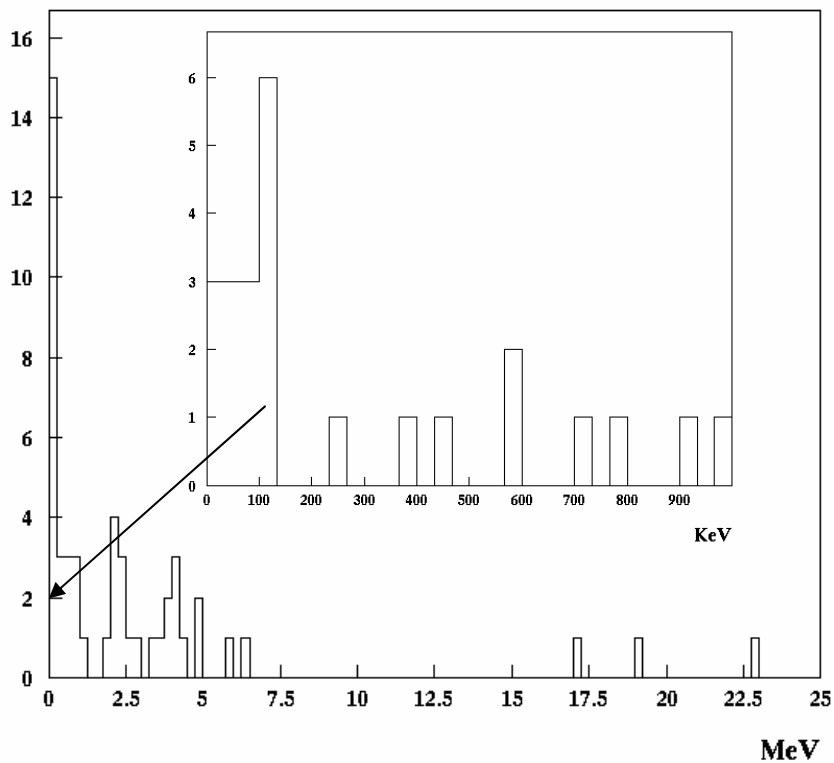


Рис.5 Распределение событий по $(M^* - 2m(\alpha))$, разности эффективной инвариантной масс M^* и удвоенной массы покоя альфа частицы $2m(\alpha)$

Представление данных в релятивистски-инвариантной переменной b_{ik} . Спектр по b_{ik} образующихся в реакции пар альфа фрагментов

При описании многочастичных процессов в релятивистской ядерной физике используется пространство 4-скоростей. Существует, предложенная академиком А.М. Балдиным [2], классификация ядерных взаимодействий по переменной b_{ik} . Физический смысл b_{ik} – расстояние между частицами в пространстве 4- мерных скоростей. Задание всех b_{ik} для всех частиц содержит полную информацию о процессе для каждого события. Вычисление переменной b_{ik} в реакции производится по формуле (18).

$$I + II \rightarrow 1 + 2 + \dots$$
$$b_{ik} = -(u_i - u_k)^2 = 2 \left(\frac{E_i E_k - p_i p_k \cos(\phi)}{m_i m_k} - 1 \right) \quad (18)$$

Для всех пар частиц с индексами i, k участвующих в реакции, u_i, u_k - 4- скорости, $E_i, E_k, p_i, p_k, m_i, m_k$, - соответственно энергии, 3-импульсы, массы частиц, ϕ - угол пары частиц. Классификация, предложенная в работах [2] [8] заключается в следующем.

- $b_{ik} < 10^{-2}$ область классической ядерной физики соответствует взаимодействию ядер как слабосвязанных систем, состоящих из нуклонов.

- $0,1 < b_{ik} < 1$ промежуточная (переходная) область.

Кварковые степени свободы начинают играть существенную роль

- $b_{ik} \gg 1$ адроны утрачивают значение квазичастиц ядерной материи и ядра следует рассматривать как кварк-глюонные системы

На основе данной классификации, рассмотрев распределение по b_{ik} рисунок (6), для альфа фрагментов, образующихся в реакции, можно утверждать, что при данных энергиях достаточно классической ядерной физики, без учета кварк-глюонных степеней свободы.

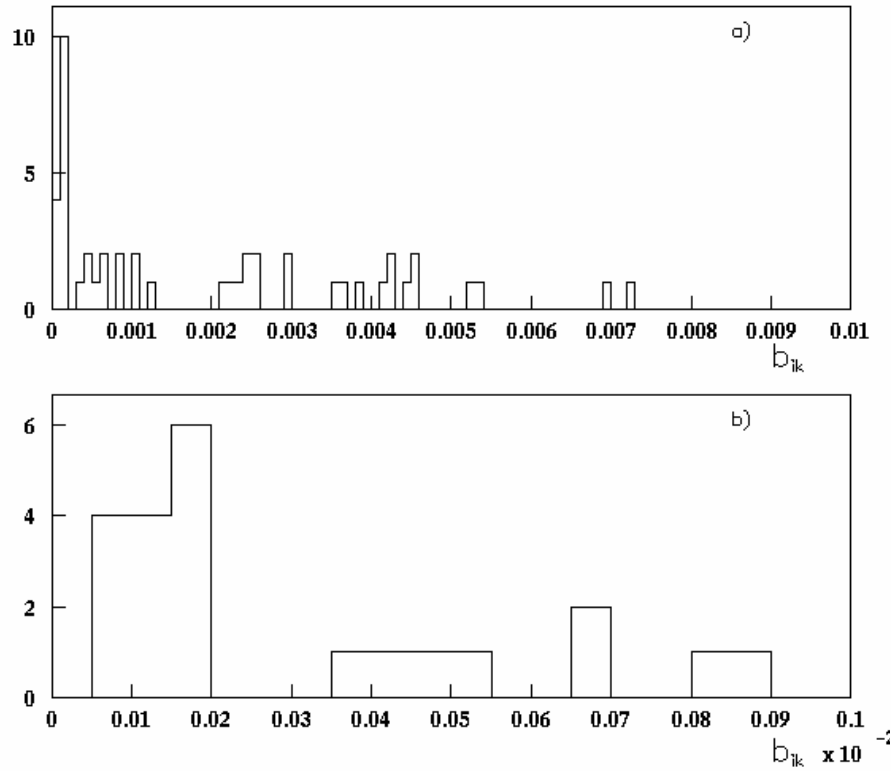


Рис.6 Распределение по переменной b_{ik} а) для всех событий измеренных в эксперименте, б) для $b_{ik} < 10^{-3}$

Переход в систему покоя одной из двух α - частиц и оценка скоростей относительного движения дает значение $\beta \approx 10^{-2}$ (в единицах c), тогда как оценки скоростей α - частиц в лабораторной системе дает значение $\beta \approx 0.898$. Что демонстрирует нерелятивистский характер взаимодействия альфа фрагментов в реакции фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be}$ в системе покоя одной из двух альфа частиц.

Предварительные физические выводы и перспективы исследования с высокой статистикой

Представленные данные по угловым измерениям являются предварительными. Получены угловые распределения, альфа частиц образующихся в реакции фрагментации. Представлено распределение по эффективной инвариантной массе альфа фрагментов в реакции. На основе полученных данных, можно, судить о том, что канал, фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be}$ в основном состоянии не является доминирующим, на уровне 20 - 30%. Схожий результат получен в работе [7]. Но выводы не являются окончательными. Работа по набору статистики проводится. Ожидается, что увеличение статистики значительно улучшит результат. Изучение реакции фрагментации релятивистского ядра ${}^9\text{Be}$, идущей с образованием ядра ${}^8\text{Be}$ носит важное значение при анализе реакции фрагментации более тяжелых ядер. Предполагается возможным оценить разрешения при измерении малых углов вторичных треков в реакции с учетом условий эксперимента и качеством обработки эмульсионных слоев. С увеличением статистики предполагается установить в процентном соотношении долю каналов реакций фрагментации ${}^9\text{Be}$ идущих с образованием промежуточного ядра ${}^8\text{Be}$ в основном и первом, возбужденном состояниях по отношению к другим модам, сравнить с ранее полученными данными для других ядер [7].

Заключение

В работе выполнено экспериментальное исследование канала реакции фрагментации релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$ с образованием нестабильного ядра ${}^8\text{Be}$. Впервые практически применен метод идентификации релятивистского ядра ${}^8\text{Be}$ в эмульсии в условиях отсутствия комбинаторного фона.

Дан обзор теоретических представлений о структуре ядер ${}^8\text{Be}$, ${}^9\text{Be}$. Кратко описано применение методики ядерных фотоэмульсий к исследованию фрагментации легких ядер релятивистских энергий.

Для выполнения настоящего исследования в облученной эмульсии найдено около 200 событий фрагментации ядра ${}^9\text{Be}$ сопровождающихся образованием двух гелиевых фрагментов в узком конусе фрагментации. Достаточно детальный анализ выполнен на статистике 50 событий, для которых проведены угловые измерения. Получена оценка точности измерения углов 1-2 мрад, что достаточно для выделения распадов ${}^8\text{Be}$.

По результатам измерений получено угловое распределение образующихся гелиевых фрагментов в реакции, а также распределение по углу между парами гелиевых фрагментов.

Представлено распределение по разности эффективной инвариантной массы гелиевых фрагментов и удвоенной массы альфа частицы, характеризующее наблюдаемые масштабы энергий возбуждения порядка сотен КэВ.

В целом, результаты настоящей работы указывают на важность дальнейшего накопления статистики. Метод идентификации ${}^8\text{Be}$, использованный в нашем исследовании, может быть применен при фрагментации более тяжелых ядер, для которых существует проблема комбинаторного фона.

Материалы реферата представлены на рабочем совещании сотрудничества BECQUEREL и подготовлены к публикации.

Литература

1. Н.П. Андреева: «Топология «белых» звезд в релятивистской фрагментации легких ядер» P1-2004-91
2. А.М.Балдин: «Релятивистская ядерная физика: Пространство относительных 4-скоростей,...» ЭЧАЯ том 29, выпуск 3 1998 г.
3. В.Г. Воинов, И.Я. Часников «Многократное рассеяние частиц в ядерных фотоэмульсиях» Издательство «Наука» Казахской ССР, Алма-Ата 1969 г
4. Б. С. Ишканов: «Формирование гигантских резонансов в легких ядрах» ЭЧАЯ том 31 выпуск 6 2000 г.
5. «Неупругие взаимодействия адронов с нуклонами и ядрами при высоких энергиях» Труды ФИАН том 108 М., «Наука» 1979г
6. В. И. Кукулин: «Взаимодействие составных частиц и принцип Паули» ЭЧАЯ том 10, вып.6 1979 г.
7. Ф.Г. Лепехин, Б.Б. Симонов «Выход фрагментов ^8Be при фрагментации ^{10}B в эмульсии при энергии 1 ГэВ на нуклон» Препринт 2554 ПИЯФ Гатчина 2004 г.
8. А.И. Малахов: «Асимптотики в релятивистской ядерной физике» Труды международного совещания RNP 1998 г.
9. С Пауэлл, П. Фаулер, Д. Перкинс «Исследование элементарных частиц фотографическим методом» Издательство иностранной литературы М. 1962 г.
10. «Центральные столкновения ядер гелия и углерода с ядрами серебра и брома при импульсе 4.5 А ГэВ/с» P1-83-577 1983 г.
11. <http://becquerel.lhe.jinr.ru>
12. F.C. Chang: «Study of the low-lying states of ^8Be » Physical Review C vol.9 1974.
13. <http://sutekh.nd.rl.ac.uk/CoN/>

14. J.A.Wheeler: «The alpha-particle model and the properties of the nucleus ${}^8\text{Be}$ » Physical Review vol. 59, January 1941
15. J.H. Williams, W.H. Wells: «A Resonance Process in the Disintegration of the Boron by Protons» Physical Review vol. 51 March 1937
16. P. Schuck. H. Horiuchi: «Alpha-particle condensation in nuclei» C.R. Physique. 2003. v. 4. P. 537.