

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР ${}^6\text{Li}$ С ЯДРАМИ ФОТОЭМУЛЬСИИ

© 1999 г. М. И. Адамович, В. Г. Богданов¹⁾, И. А. Коноров, В. Г. Ларионова, Н. Г. Пересадько, В. А. Плющев¹⁾, З. И. Соловьева¹⁾, С. П. Харламов

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

Поступила в редакцию 08.04.98 г.

Представлены результаты исследования неупругих взаимодействий ядер ${}^6\text{Li}$, ускоренных до импульса 4.5А ГэВ/с, с ядрами фотоэмульсии. Приведены основные характеристики этих взаимодействий: средний свободный пробег, средние множественности вторичных частиц, изотопный состав фрагментов и каналы фрагментации, средние значения поперечных импульсов фрагментов ядра-снаряда. Приведена вероятность процесса перезарядки ядра лития. Результаты, полученные для ядра ${}^6\text{Li}$, сравниваются с аналогичными данными для других ядер. Наблюдаемые особенности взаимодействий ядер ${}^6\text{Li}$ с ядрами указывают на то, что в этих взаимодействиях существенно сказывается структура ядра ${}^6\text{Li}$ в виде слабосвязанной системы из α -частичного и дейтронного кластеров. Наблюдены события когерентной диссоциации ядра ${}^6\text{Li}$ на ${}^4\text{He}+d$, ${}^3\text{He}+t$ и $t+d+p$, в которых проявляются низшие уровни возбуждения ядра ${}^6\text{Li}$.

ВВЕДЕНИЕ

В работе изучаются взаимодействия ядра ${}^6\text{Li}$ с ядрами, входящими в состав ядерной фотоэмульсии. Этот эксперимент дополняет исследование на пучках ядер, ускоренных на синхрофазотроне ОИЯИ (Дубна) до импульса 4.5 ГэВ/с на нуклон, в ранее не изученном интервале масс бомбардирующих ядер. Исследуется процесс множественного рождения частиц. Детально рассматривается процесс фрагментации ядра-снаряда ${}^6\text{Li}$ на изотопы гелия и водорода. Исследование фрагментации релятивистских ядер дополняет классические эксперименты по расщеплению тех же ядер, но используемых в качестве мишеней; в этом случае практически отсутствует порог регистрации, что делает возможным изучение процесса при очень малых передачах энергии-импульса. Метод ядерных эмульсий позволяет детально изучить явление фрагментации ядра-снаряда благодаря высокой разрешающей способности эмульсии и наблюдаемости акта взаимодействия в 4π -геометрии. Регистрация всех вторичных заряженных частиц и их идентификация позволяют исследовать изотопный состав фрагментов и каналы фрагментации ядра-снаряда. Особый класс представляют события, в которых сумма массовых чисел фрагментов равна массовому числу ядра-снаряда. В

этих событиях регистрируются все вторичные частицы и можно определить как величину передачи поперечного импульса ядру, так и поперечные импульсы фрагментов в системе фрагментирующего ядра. Если при этом сохраняется значение заряда ядра-снаряда, то регистрируются каналы диссоциации, а в случае, если суммарный заряд фрагментов изменяется относительно первоначального значения заряда ядра, можно выделить реакции перезарядки ядра-снаряда. В работе проводятся оценка инвариантной массы продуктов диссоциации и сравнение ее с уровнями возбужденных состояний ядра-снаряда.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Стопка, состоящая из слоев ядерной фотоэмульсии БР-2 НИИХИМФОТОПРОЕКТА с релятивистской чувствительностью, была облучена пучком ядер ${}^6\text{Li}$ с импульсом 4.5А ГэВ/с на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ. Слои толщиной около 600 мкм имели размер 10×20 см². При облучении пучок был направлен параллельно плоскости эмульсии вдоль ее длинной стороны. Поиск событий проводился просмотром по следу, что позволило определить средний свободный пробег неупругих взаимодействий ядра ${}^6\text{Li}$ в фотоэмульсии. В исследуемых событиях измерены полярный и азимутальный углы вылета всех заряженных частиц. Заряды релятивистских частиц определялись по плотности иониза-

¹⁾Радиевый институт им. В. Г. Хлопина, Санкт-Петербург, Россия.

Таблица 1. Средний свободный пробег λ для неупругих взаимодействий ядер в ядерной фотоэмульсии

Ядро-снаряд	Импульс на нуклон, ГэВ/с	λ , см		Литература
		расчетный	экспериментальный	
${}^4\text{He}$	4.5	19.6	19.5 ± 0.3	[1]
${}^6\text{Li}$	4.5	16.5	14.1 ± 0.4	Настоящая работа
${}^{12}\text{C}$	4.5	13.5	13.7 ± 0.5	[2]
${}^{16}\text{O}$	4.5	12.1	13.0 ± 0.5	[3]
${}^{22}\text{Ne}$	4.1	10.6	10.2 ± 0.1	[3]
${}^{24}\text{Mg}$	4.5	10.0	9.6 ± 0.4	[4]

пии треков. При взаимодействии ускоренного ядра лития с ядрами заряд вторичных релятивистских частиц ограничивается зарядом, равным трем, и в используемой нами эмульсии такие заряды определяются исключительно надежно. Импульсы двух- и однозарядных релятивистских частиц с углом вылета до 3° были определены по результатам измерения многократного кулоновского рассеяния следов. На основе этих измерений идентифицированы изотопы водорода и гелия в составе фрагментов ядра ${}^6\text{Li}$.

СРЕДНИЙ СВОБОДНЫЙ ПРОБЕГ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

На общей длине просмотренных следов в 234.1 м было зарегистрировано 1657 неупругих

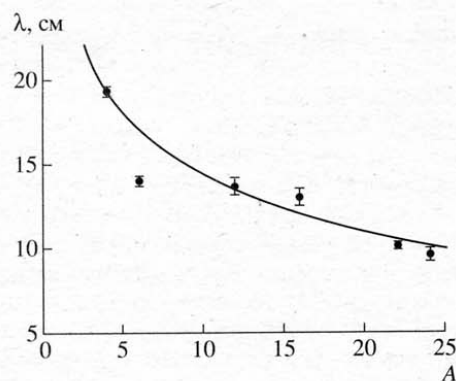


Рис. 1. Средний свободный пробег λ для неупругих взаимодействий в ядерной фотоэмульсии в зависимости от массы налетающего ядра. Кривая — аппроксимация по геометрической модели.

взаимодействий ядра ${}^6\text{Li}$ с ядрами элементов, входящих в состав эмульсии. Таким образом, средний свободный пробег ядра ${}^6\text{Li}$ в фотоэмульсии составляет $\lambda_{\text{Li}} = 14.13 \pm 0.35$ см. Эта величина и значения λ_A для ряда других ядер-снарядов в фотоэмульсии с импульсом $4.5A$ ГэВ/с, полученные ранее в работах [1–4], представлены в табл. 1. В таблице приведены также вычисленные по формуле значения $\lambda_{A_p} = 1 / \sum_t N_t \sigma_{A_p A_t}$, где A_p и A_t — массовые числа ядра-снаряда и ядра-мишени, $\sigma_{A_p A_t}$ — сечение их взаимодействия, а N_t — концентрация ядер A_t в эмульсии. Сечения вычислены согласно перекрывающейся геометрической модели по формуле Брадта–Петерса [5] $\sigma_{A_p A_t} = \pi r^2 (A_p^{1/3} + A_t^{1/3} - b)^2$, где $r = 1.23$ Фм и параметр перекрытия $b = 1.56 - 0.2(A_p^{-1/3} + A_t^{-1/3})$. Такая аппроксимация удовлетворительно описывает экспериментальные данные в широком интервале массовых чисел ядер-снарядов. Как видно, для указанных в таблице ядер имеется удовлетворительное согласие между измеренными и вычисленными значениями. Полученное нами значение λ_{Li} существенно ниже вычисленного. На рис. 1 наглядно видно, что согласно такой модели экспериментальному значению λ_{Li} соответствует ядро с массовым числом $A = 11 \pm 1$. Это свидетельствует об аномально большом радиусе ядра ${}^6\text{Li}$, что согласуется с выводами, сделанными в работе [6]. В свою очередь соответствующее значение радиуса распределения нуклонов 2.7 ± 0.1 Фм, которым определяются сечения неупругих ядер-ядерных взаимодействий, превышает величину радиуса распределения заряда в ядре ${}^6\text{Li}$.

МНОЖЕСТВЕННОСТИ
ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

В 1014 событиях были измерены углы вылета всех заряженных частиц. С учетом полученных характеристик все вторичные заряженные частицы были разделены согласно принятой в эмульсионной методике схеме.

К фрагментам налетающего ядра-снаряда ${}^6\text{Li}$ относятся частицы, сохранившие скорость первичного ядра $\beta \sim 0.98$, т.е. не претерпевшие неупругого взаимодействия с мишенью. В основном они заключены в узком переднем конусе полярного угла θ , который оценивается соотношением $\theta = 0.2/p_0$, где величина коэффициента $0.2 \text{ ГэВ}/c$ определяется интервалом поперечных импульсов нуклонов-спектаторов, а p_0 — импульс нуклона ускоренного ядра-снаряда. При $p_0 = 4.5 \text{ ГэВ}/c$ раствор этого фрагментационного конуса составляет около 3° . Для идентификации и определения массы фрагментов были измерены импульсы частиц с углом вылета в пределах этого конуса:

s-частицы — однозарядные релятивистские частицы со скоростью $\beta > 0.7$ и относительной ионизацией $I/I_0 < 1.4$, где I_0 — плотность следа частицы в минимуме ионизационной кривой; в основном это рожденные мезоны, а также неупруго провзаимодействовавшие протоны с углом вылета, большим фрагментационного конуса;

g-частицы — быстрые фрагменты ядра-мишени с ионизацией $I/I_0 > 1.4$ и пробегом более 3 мм; в основном это протоны с энергией $E_p > 26 \text{ МэВ}$;

b-частицы — медленные фрагменты ядра-мишени с пробегом менее 3 мм;

h-частицы — группа всех фрагментов мишени, включающая в себя *g*- и *b*-частицы.

На рис. 2 средние значения множественности частиц для ядра ${}^6\text{Li}$ сравниваются с данными экспериментов [2–4, 7–9]. Полученное для ядра ${}^6\text{Li}$ значение $\langle n_s \rangle$ в пределах ошибок согласуется с кривой, описывающей зависимость $\langle n_s \rangle$ от массы ядра-снаряда. Значение $\langle N_h \rangle$ для ядра ${}^6\text{Li}$ отличается от общей закономерности, наблюдаемой во взаимодействиях ранее исследованных ядер, и располагается заметно ниже кривой, описывающей эту зависимость, что указывает на большой вклад периферических столкновений во взаимодействиях ядра ${}^6\text{Li}$ по сравнению со взаимодействиями других ядер.

Рассмотрим зависимость множественности различных типов частиц от характера фрагментации ядра-снаряда. Для характеристики фрагментации ядра используется величина суммарного заряда фрагментов $Q = \sum Z_f$, где Z_f — за-

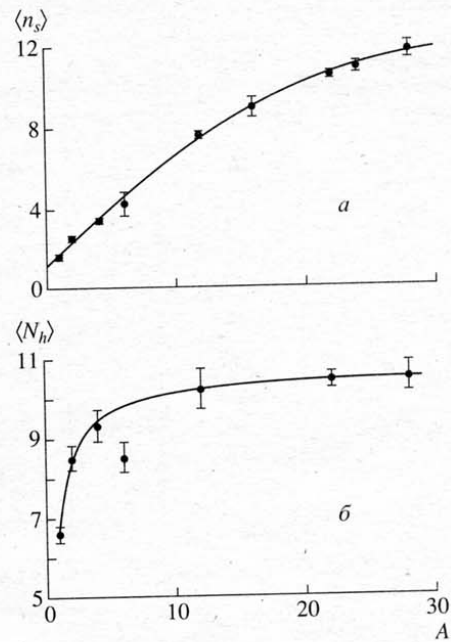


Рис. 2. Средние множественности вторичных частиц в зависимости от массы налетающего ядра: *a* — однозарядных релятивистских частиц $\langle n_s \rangle$, *б* — фрагментов ядер мишени $\langle N_h \rangle$. Кривые — сглаживающее описание полиномами.

ряды отдельных фрагментов ядра-снаряда. Величина Q может быть использована для оценки среднего числа неупруго провзаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда ν . Для такой оценки используется выражение $\nu = 2(Z - Q)$. События с $Q = 0$ принято называть центральными, или лобовыми, соударениями. В группу событий с $Q = 3$ входят неупругие взаимодействия с сохранением ядра-снаряда, события дифракционной и электромагнитной диссоциации ядра-снаряда, а также события, обусловленные взаимодействием нейтронов ядра-снаряда с ядрами мишени. В табл. 2 приведены средние значения множественности вторичных частиц в зависимости от Q и ν для ускоренных ядер ${}^6\text{Li}$, дейтронов и α -частиц, а также протон-ядерных взаимодействий в фотоэмульсии с импульсом $4.5 \text{ ГэВ}/c$ на нуклон. Для всех ядер прослеживается рост множественности частиц с увеличением ν . Обращаем внимание на то, что при одинаковых значениях ν , не равных нулю, значения $\langle n_s \rangle$ для всех указанных ядер примерно равны. Более того, в пределах ошибок согласуются между собой и значения удельной множественности *s*-частиц $\langle n_s \rangle/\nu$. Таким образом, процесс множественного

Таблица 2. Средние множественности частиц в зависимости от значений параметров Q и ν

Ядро-снаряд	Q	ν	$\langle n_s \rangle$	$\langle n_g \rangle$	$\langle n_b \rangle$	$\langle N_h \rangle$
${}^6\text{Li}$	0	6	10.2 ± 1.0	11.8 ± 1.7	8.3 ± 0.4	20.1 ± 2.0
${}^6\text{Li}$	1	4	6.1 ± 0.5	5.8 ± 0.9	5.5 ± 0.2	11.3 ± 1.2
${}^4\text{He}$	0	4	5.6 ± 0.1	7.2 ± 0.3	6.8 ± 0.2	14.0 ± 0.5
${}^6\text{Li}$	2	2	2.7 ± 0.3	2.7 ± 0.4	2.9 ± 0.2	5.5 ± 0.3
${}^4\text{He}$	1	2	2.6 ± 0.1	2.4 ± 0.2	2.7 ± 0.2	5.1 ± 0.3
${}^2\text{H}$	0	2	2.4 ± 0.1	4.4 ± 0.3	4.9 ± 0.2	9.3 ± 0.5
${}^6\text{Li}$	3	0	0.8 ± 0.1	0.9 ± 0.2	1.2 ± 0.1	2.0 ± 0.2
${}^4\text{He}$	2	0	1.4 ± 0.1	1.6 ± 0.2	2.0 ± 0.2	3.6 ± 0.4
${}^2\text{H}$	1	0	0.7 ± 0.1	3.0 ± 0.3	3.5 ± 0.3	6.4 ± 0.5
${}^1\text{H}$			1.6 ± 0.1	2.8 ± 0.1	3.8 ± 0.1	6.6 ± 0.1
${}^6\text{Li}$	Все Q		4.3 ± 0.6	4.6 ± 0.6	4.0 ± 0.1	8.5 ± 0.6

рождения частиц во всех этих событиях происходит одинаково, и при неупругом взаимодействии нуклона ядра-снаряда наблюдается в среднем 1.4 s -частицы. А полное число частиц в событиях определяется числом нуклонов ядра-снаряда, испытавших неупругие взаимодействия. В событиях же с $\nu = 0$ сами значения $\langle n_s \rangle$ можно использовать для оценки числа неупруго взаимодействовавших нейтронов ядра-снаряда. В то же время при фиксированном ν средние значения множественности нерелятивистских частиц зависят от массы налетающего ядра-снаряда. С увеличением массы ядра-снаряда уменьшается множественность фрагментов мишени, т.е. увеличивается относительный вклад периферических взаимодействий.

Ядерный состав фотоэмульсии можно условно разделить на три группы. В первую группу входят ядра свободного водорода. Углерод, азот и кислород составляют группу легких, а серебро и бром — группу тяжелых ядер. Число частиц $N_h = n_b + n_g$, являющихся фрагментами ядра-мишени, указывает, на какой из групп ядер произошло взаимодействие. В соответствии с этим принято рассматривать следующие группы событий:

- 1) квазинуклонные события с $N_h = 0$ и 1;
- 2) взаимодействия с легкими ядрами C, N и O и периферические взаимодействия с ядрами Ag и Br ($N_h = 2-6$);

3) события с $N_h \geq 7$, которые составляют класс непериферических взаимодействий с ядрами Ag и Br.

Кроме того, выделены события с $N_h \geq 28$, представляющие собой полные расщепления ядер Ag и Br. Доля их составляет $(6.7 \pm 2.0)\%$ от всех измеренных взаимодействий. Так как доля взаимодействий с тяжелыми ядрами эмульсии составляет около 66% [10], то вероятность полного расщепления ядер Ag и Br оказывается равной $(10 \pm 3)\%$. В пределах точности это согласуется с расчетным значением 8.5%, полученным по результатам исследования сечений полных расщеплений [11].

В табл. 3 приведены средние значения множественности s -, g - и b -частиц для каждой из групп событий. Рост множественности всех типов частиц с увеличением значения N_h связан с увеличением ядерного вещества мишени на пути ядра-снаряда. В таблице приводится также среднее число неупруго взаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда $\langle \nu \rangle$ и значение удельной множественности $\langle n_s / \nu \rangle$, которое можно рассматривать как оценку кратности неупругих столкновений нуклона ядра-снаряда с нуклонами мишени. Видно, что с ростом N_h увеличивается как число взаимодействующих нуклонов ядра-снаряда, так и число нуклон-нуклонных столкновений каждого из них с нуклонами мишени. В группе событий с $N_h \leq 1$ содержится

Таблица 3. Средние множественности вторичных частиц во взаимодействиях ядер ${}^6\text{Li}$ с ядрами фотоэмульсии по группам N_h

N_h	$\langle n_s \rangle$	$\langle \nu \rangle$	$\langle n_s/\nu \rangle$	$\langle n_g \rangle$	$\langle n_b \rangle$	Число событий
0-1	1.3 ± 0.3	1.0 ± 0.1	0.9 ± 0.1	0.3 ± 0.1	0.14 ± 0.02	294
2-6	3.5 ± 0.7	2.4 ± 0.2	1.4 ± 0.3	1.9 ± 0.2	2.1 ± 0.2	309
≥ 7	7.2 ± 1.2	4.1 ± 0.2	1.7 ± 0.2	9.6 ± 0.5	8.2 ± 0.6	411
≥ 28	11.1 ± 0.7	5.4 ± 0.1	2.1 ± 0.1	20.3 ± 1.0	12.8 ± 1.0	68
≥ 0	4.3 ± 0.6	2.7 ± 0.2	1.4 ± 0.1	4.6 ± 0.6	4.0 ± 0.1	1014

около 60% событий, в которых в фрагментационном конусе сохраняется полный заряд. В группе $N_h \geq 28$ более 70% событий не содержат заряженных фрагментов ядра-снаряда, т.е. в этих событиях максимальное число нуклонов ядра-снаряда испытывают неупругие столкновения.

ИЗОТОПНЫЙ СОСТАВ ФРАГМЕНТОВ И КАНАЛЫ ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДРА ${}^6\text{Li}$

Для определения массы фрагмента ускоренно-го ядра достаточно знать его импульс. В ядерной фотоэмульсии импульс частицы определяется измерением многократного кулоновского рассеяния частицы. Среднее отклонение частицы $|D|$ на ячейках длиной t связано с величиной $p\beta c$ выражением $\langle |D| \rangle = (Z_f K t^{3/2}) / (573 p\beta c)$, где Z_f — заряд, p — импульс и βc — скорость частицы, а K — постоянная рассеяния, значение которой известно. Учет влияния дисторсий и ложного рассеяния проводился в рамках так называемого ρ -метода [12]. При многократном кулоновском рассеянии распределение $\langle |D| \rangle$ для отдельных частиц с одинаковым зарядом и импульсом должно быть близким к нормальному. Поэтому для фрагментов с одинаковой скоростью и одинаковым зарядом, но разными массами распределение по $1/(p\beta c)$ должно представлять собой суперпозицию нескольких нормальных распределений. Вместе с тем при разделении ядер по массе используются также распределения частиц по более наглядной величине $p\beta c$. Рассмотрим оба эти метода разделения частиц по массам и сравним полученные результаты.

На рис. 3 результаты измерения многократного рассеяния частиц представлены в виде распределений нормированной плотности $(1/N) \times dN/d(p\beta c)$ в зависимости от $p\beta c$. Средняя ошибка полученных значений $p\beta c$ составляет

примерно 15%. На рис. 3а приведено распределение 892 измеренных однозарядных релятивистских частиц. Экспериментальные значения в области $2 < p\beta c < 17$ ГэВ удовлетворительно (с $\chi^2 = 0.9$ на ст. св.) аппроксимируются суммой трех нормальных распределений методом наименьших квадратов. На рисунке кривыми показаны как суммарное, так и отдельные распределения. Максимумы аппроксимирующих распределений расположены при значениях $p\beta c$, равных 4.2, 8.2 и 12.2 ГэВ, что достаточно близко к кратным значениям $p_0\beta c$, где p_0 — импульс нуклона ядра-снаряда, и соответствуют изотопам ${}^1\text{H}$, ${}^2\text{H}$ и ${}^3\text{H}$. Дисперсии протонного и дейтронного распределений составляют около 1 ГэВ, а тритонного — около 2 ГэВ, при этом соседние распределения перекрываются. Границы разделения фрагментов по величине $p\beta c$ были выбраны так, чтобы площади перекрытий каждого из распределений от границы были равны. Наилучшим образом выделяются протоны (с $p\beta c < 6.0$ ГэВ), для которых перекрытие с дейтронами составляет менее 2%. Заметно большая неопределенность в оценке массы фрагмента наблюдается в области границы разделения дейтронов и тритонов ($p\beta c = 10.0$ ГэВ), где перекрываются около 4% дейтронного и 12% тритонного распределений. На рис. 3б приведено аналогичное распределение измеренных 340 двухзарядных релятивистских частиц. Для определения границы разделения фрагментов ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ экспериментальные данные в интервале $8 < p\beta c < 22$ ГэВ аппроксимированы суммой двух нормальных распределений (с $\chi^2 = 0.7$ на ст. св.). Максимумы распределений расположены при значениях $p\beta c$, равных 12.1 и 17.2 ГэВ, что хорошо согласуется с ожидаемыми значениями для ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$. Дисперсии распределений составляют около 2 ГэВ. Граница разделения этих фрагментов находится

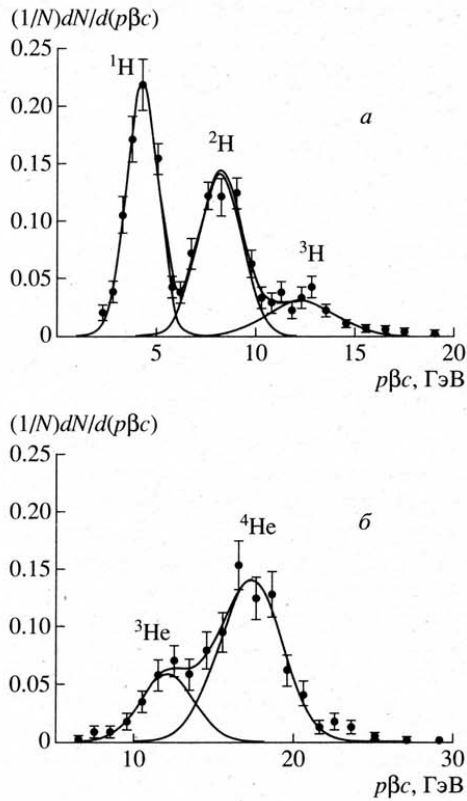


Рис. 3. Плотность $(1/N)dN/d(p\beta c)$ в зависимости от $p\beta c$: а — для однозарядных фрагментов ядра ${}^6\text{Li}$, б — для двухзарядных фрагментов ядра ${}^6\text{Li}$. Кривые — описание гауссианами по МНК (см. текст).

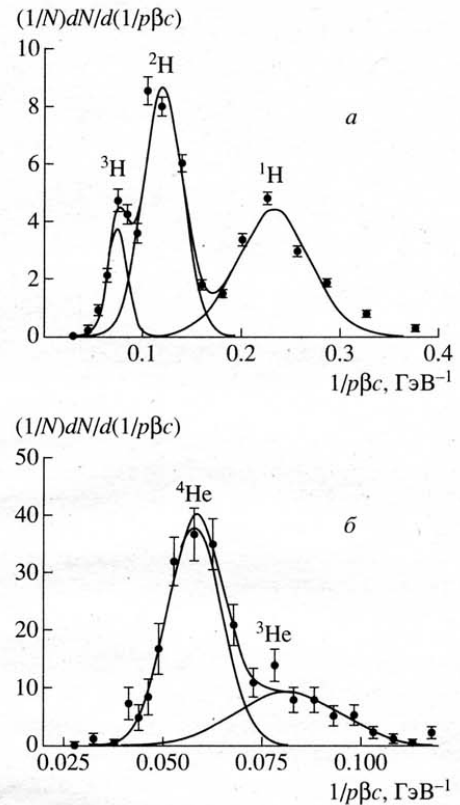


Рис. 4. Плотность $(1/N)dN/d(1/p\beta c)$ в зависимости от $1/p\beta c$: а — для однозарядных фрагментов ядра ${}^6\text{Li}$, б — для двухзарядных фрагментов ядра ${}^6\text{Li}$. Кривые — описание по МНК (см. текст).

при $p\beta c = 14.0$ ГэВ, а перекрытие распределений от границы составляет около 13% для ${}^3\text{He}$ и 5% для ${}^4\text{He}$. Аналогичная процедура разделения изотопов фрагментов использовалась при исследовании фрагментации ядра ${}^6\text{Li}$ в работе [13].

Проведем разделение изотопов с использованием распределений частиц по величине $1/p\beta c$. На рис. 4 представлены нормированные экспериментальные распределения. При аппроксимации экспериментальных данных однозарядных фрагментов в области значений $1/p\beta c < 0.3$ ГэВ $^{-1}$ суммой трех нормальных распределений получено значение $\chi^2 = 1.5$ на ст. св. Границы разделения изотопов по величине $1/p\beta c$ определялись так же, как и в предыдущем случае. Граница разделения протонов и дейтронов соответствует $p\beta c = 5.8$ ГэВ, что практически совпадает со значением, полученным из распределения по $p\beta c$. Перекрытие распределений

дейтронов и тритонов по $1/p\beta c$ заметно больше, чем перекрытие распределений по $p\beta c$, а граница разделения тритонов и дейтронов сдвигается и соответствует значению $p\beta c = 12.1$ ГэВ. При аппроксимации экспериментальных распределений двухзарядных фрагментов по величине $1/p\beta c$ суммой двух нормальных распределений получено значение $\chi^2 = 0.8$ на ст. св. Перекрытие распределений по $1/p\beta c$ несколько больше, чем распределений по $p\beta c$, а граница разделения ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ соответствует значению $p\beta c = 15.2$ ГэВ.

Сравнивая эти два описания результатов измерения многократного рассеяния фрагментов ядра-снаряда, видим, что описание по величине $1/p\beta c$ по χ^2 -критерию не имеет преимуществ относительно описания данных по величине $p\beta c$. Вместе с тем при таком сравнении можно более уверенно судить о точности, с которой производится разделение отдельных фрагментов по

Таблица 4. Изотопный состав фрагментов ядра ${}^6\text{Li}$

Заряд	Изотоп	Состав, %	Средняя множественность
1	${}^1\text{H}$	44 ± 7	0.40 ± 0.07
	${}^2\text{H}$	43 ± 7	0.39 ± 0.05
	${}^3\text{H}$	13 ± 3	0.11 ± 0.03
	Все		0.90 ± 0.02
2	${}^3\text{He}$	30 ± 7	0.11 ± 0.02
	${}^4\text{He}$	68 ± 8	0.25 ± 0.03
	${}^6\text{He}$	1.4 ± 0.3	0.005 ± 0.002
	Все		0.36 ± 0.02
3	${}^6\text{Li}$		0.13 ± 0.06

их массе. В обоих случаях получены совпадающие условия выделения протонов, сравнительно близкие результаты для разделения ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ и заметные различия наблюдаются при определении границы выделения тритонов. Окончательные границы разделения фрагментов были выбраны с учетом значений χ^2 аппроксимирующих распределений. Для однозарядных изотопов использованы значения $p\beta c = 5.9$ и 10.7 ГэВ, а для границы разделения ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ — $p\beta c = 14.4$ ГэВ. Двухзарядные частицы с $p\beta c > 22$ ГэВ были отнесены к ${}^6\text{He}$ только в том случае, если события, в которых они наблюдаются, могут быть интерпретированы как процесс перезарядки ядра ${}^6\text{Li}$ в ${}^6\text{He}$. Полученные данные об изотопном составе фрагментов и данные о средней множественности изотопов приведены в табл. 4. В ошибки, указанные в таблице, кроме статистических включены и погрешности за счет неопределенности границ разделения изотопов. Основной отличительной особенностью изотопного состава фрагментов ядра ${}^6\text{Li}$ является необычно большой выход дейтронов, равный практически выходу протонов, чего не наблюдалось при фрагментации ядер ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{22}\text{Ne}$ и ${}^{28}\text{Si}$ [14–16]. Выходы фрагментов ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ с одинаковыми массовыми числами практически одинаковы.

Совокупность всех фрагментов в каждом индивидуальном событии характеризует канал фрагментации ядра-снаряда и представляется нами топологической формулой этого события. Из 835 событий, в которых были найдены заряженные фрагменты ядра-снаряда, в 768 событиях оказалось возможным определить природу

Таблица 5. Каналы фрагментации ядер ${}^6\text{Li}$

Формула	Число событий	Формула	Число событий
$Q = 0$	179	tdp	8
p	90	tt	4
pp	23	${}^3\text{He}$	46
ppp	5	${}^3\text{He}p$	18
$pppp$	1	${}^3\text{He}pp$	1
d	97	${}^3\text{He}d$	29
dp	64	${}^3\text{He}dp$	1
dpp	8	${}^3\text{He}t$	8
dd	27	${}^4\text{He}$	97
ddp	8	${}^4\text{He}p$	65
ddd	3	${}^4\text{He}pp$	4
t	32	${}^4\text{He}d$	61
tp	24	${}^6\text{He}$	5
tpp	5	${}^6\text{Li}$	13
td	21		

всех имеющихся в событии фрагментов. Результаты приведены в табл. 5. Видно, что более 80% событий содержат хотя бы один заряженный фрагмент и реализуются все возможные каналы фрагментации. В таблице содержится также число неупругих взаимодействий с сохранившимся ядром ${}^6\text{Li}$ и число событий без заряженных фрагментов с $Q = 0$. Полученные данные об ассоциативных множественностях фрагментов позволяют более детально сравнить образование фрагментов с одинаковыми массовыми числами ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$. В пределах статистической точности наблюдаются одинаковые выходы как при одиночном, так и при ассоциативном образовании их с другими фрагментами. Особо отметим события, в которых сумма массовых чисел фрагментов равна массовому числу ядра-снаряда. В 61 событии (около 6% от всех взаимодействий) ядро ${}^6\text{Li}$ расщепляется на два фрагмента: ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + d$, причем большая часть этих событий являются событиями когерентной диссоциации, т. е. без рождения релятивистских частиц. Большой вклад этого процесса в сечение указывает на то, что в структуре ядра ${}^6\text{Li}$ существенно проявляется система из α -частичного

и дейтронного кластеров. Зарегистрировано восемь событий (что составляет около 0.8% от общего числа событий) когерентной диссоциации ядра ${}^6\text{Li}$ на фрагменты ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$, которые можно отнести к проявлению другой возможной структуры ядра в виде двух ${}^3\text{He}$ - и ${}^3\text{H}$ -кластеров. Зарегистрировано также восемь событий диссоциации, содержащих только однозарядные фрагменты ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{H} + {}^2\text{H} + {}^1\text{H}$. В последний канал вклад могут вносить обе указанные структуры. Таким образом, при диссоциации ядра ${}^6\text{Li}$ проявление структуры в виде ${}^3\text{He}$ -частичного и тритонного кластеров почти на порядок меньше, чем из α -частичного и дейтронного кластеров. В свете сказанного необычно большой выход дейтронных фрагментов объясняется тем, что существенный вклад вносят события, в которых с ядрами мишени эффективно взаимодействуют отдельные слабосвязанные кластеры ядра ${}^6\text{Li}$.

Вероятность сохранения ядра ${}^6\text{Li}$ (имеется 13 событий с трехзарядным фрагментом) в результате неупругого взаимодействия с ядрами фотоэмюльсии невелика — $(1.3 \pm 0.6)\%$, что заметно меньше, чем вероятность сохранения ядра снаряда ${}^4\text{He}$, которая составляет $(3.5 \pm 0.5)\%$ [16]. Это также может быть объяснено слабосвязанной кластерной структурой ядра ${}^6\text{Li}$.

ПОПЕРЕЧНЫЕ ИМПУЛЬСЫ ФРАГМЕНТОВ ЯДРА ${}^6\text{Li}$

Поперечные импульсы фрагментов в л. с. p_t^A вычислялись с использованием выражения $p_t^A = p_0 A \sin \theta$, где p_0 — импульс нуклона ядра снаряда, A — массовое число фрагмента и θ — измеренный полярный угол испускания фрагмента. Средние значения поперечных импульсов $\langle p_t^A \rangle$ фрагментов ${}^6\text{Li}$ приведены в табл. 6. Там же представлены экспериментальные значения

Таблица 6. Средние поперечные импульсы фрагментов ядер в л. с. (в МэВ/с)

Ядро-снаряд	${}^1\text{H}$	${}^2\text{H}$	${}^3\text{H}$	${}^3\text{He}$	${}^4\text{He}$
${}^4\text{He}$	86 ± 3	142 ± 7	175 ± 14	223 ± 12	239 ± 20
${}^6\text{Li}$	97 ± 10	153 ± 5	189 ± 17	131 ± 8	139 ± 8
${}^{12}\text{C}$	112 ± 2	203 ± 10	223 ± 25		$238 \pm 8^*$

* В этом эксперименте все двухзарядные фрагменты считались ядрами ${}^4\text{He}$.

средних поперечных импульсов фрагментов ядер ${}^4\text{He}$ и ${}^{12}\text{C}$ с тем же импульсом на нуклон. Для однозарядных фрагментов ядра ${}^6\text{Li}$ наблюдается рост значений $\langle p_t^A \rangle$ с увеличением массы фрагмента. Значения их являются промежуточными между значениями для фрагментов ядер ${}^4\text{He}$ и ${}^{12}\text{C}$. Поперечные импульсы двухзарядных фрагментов ядра ${}^6\text{Li}$ заметно меньше, чем у соседних ядер. О степени согласия полученных результатов с модельным описанием процесса фрагментации [17] можно судить, сравнивая оценки модельной дисперсии σ_0 по экспериментальным значениям $\langle p_t^A \rangle$. При этом используются модельное соотношение σ_0 с дисперсиями распределений поперечных импульсов фрагментов σ^A и соотношение σ^A с $\langle p_t^A \rangle$, определяемое распределением Релея. При такой оценке экспериментальные значения $\langle p_t^A \rangle$ для фрагментов ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}$ можно рассматривать как не противоречащие значению $\sigma_0 = 100 \pm 10$ МэВ/с. По данным для протонов получаем заметно меньшую величину — 80 ± 5 МэВ/с, и еще меньшее значение, 70 ± 5 МэВ/с, получено по данным для ядра ${}^3\text{He}$. Чтобы исключить возможное влияние примеси ядер ${}^4\text{He}$ на последний результат, рассмотрена область $p\beta c < 13$ ГэВ, где практически нет перекрытия с распределением ${}^4\text{He}$. В пределах точности значение $\langle p_t \rangle$ при этом не изменяется. Поэтому более низкое значение $\langle p_t \rangle$ для фрагментов ${}^3\text{He}$, по-видимому, не связано с ошибками при разделении ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$. Наблюдаемое различие в оценках величины σ_0 может быть связано с тем, что поперечные импульсы всех фрагментов ядра ${}^6\text{Li}$ не могут быть описаны одним видом распределения. Детальный анализ поперечных импульсов фрагментов ядра снаряда может служить полезным инструментом в исследовании процессов неупругих взаимодействий ядер.

ОЦЕНКА ВКЛАДА ПЕРЕЗАРЯДКИ ЯДРА ${}^6\text{Li}$

Для оценки вклада перезарядки ядра ${}^6\text{Li}$ в ядро ${}^6\text{He}$ рассматриваются события, в которых двухзарядные частицы имеют значения $p\beta c > 22$ ГэВ. На рис. 3б в распределении частиц по $p\beta c$ в этой области, соответствующей фрагментам ${}^6\text{He}$, наблюдается небольшое превышение экспериментальных значений над аппроксимирующей кривой. В 12 событиях, имеющих такой двухзарядный фрагмент, не содержится других фрагментов ядра снаряда. Из них только пять

событий, содержащих по одной однозарядной релятивистской частице, можно отнести к неупругому процессу ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^6\text{He} + \pi^+$. В остальных семи событиях содержится по несколько однозарядных релятивистских частиц. Считая, что процессы с перезарядкой и рождением нескольких заряженных мезонов имеют значительно меньшие сечения, двухзарядные фрагменты в этих событиях были отнесены к ядрам ${}^4\text{He}$. Зарегистрировано еще четыре события, содержащих по два ядра ${}^3\text{H}$, которые также можно отнести к перезарядке ядра ${}^6\text{Li}$ в конечное состояние с зарядом, равным двум.

Зарегистрированы семь событий, в которых суммарный заряд фрагментов равен четырем. Из них четыре имеют вид ${}^4\text{He} + 2{}^1\text{H}$, а одно — ${}^3\text{He} + 2{}^2\text{H} + 1{}^1\text{H}$, и эти события могут быть отнесены к симметричному процессу перезарядки ядра ${}^6\text{Li}$ в ядро ${}^6\text{Be}$ с последующим его распадом. В остальных событиях процесс с изменением заряда ядра-снаряда происходит с большим числом частиц в конечном состоянии. По этим результатам вероятности изменения заряда ядра ${}^6\text{Li}$ в состоянии с зарядами $Z = 2$ и 4 составляют примерно по 1%, а вероятности перезарядки без рождения мезонов — не более 0.5%.

КОГЕРЕНТНАЯ ДИССОЦИАЦИЯ ЯДРА ${}^6\text{Li}$

Поперечные импульсы фрагментов ядра в системе фрагментирующего ядра определяются импульсами фермиевского движения нуклонов в ядре. Однако при взаимодействии с ядром-мишенью фрагментирующее ядро как целое в свою очередь может получить дополнительный импульс. В этом случае измеряемый в л. с. поперечный импульс фрагмента не ограничивается только его импульсом в ядре. Учет же импульса, получаемого ядром, затруднен, так как в экспериментах не регистрируются фрагменты-нейтроны. Однако при диссоциации ядра только на заряженные фрагменты, когда сумма массовых чисел фрагментов равна массовому числу исходного ядра, можно определить как величину поперечного импульса, передаваемого ядру-снаряду, так и поперечные импульсы фрагментов в системе фрагментирующего ядра.

Ниже отдельно рассмотрены процессы когерентной диссоциации ядра ${}^6\text{Li}$, в которых отсутствует рождение заряженных релятивистских частиц. Топология этих событий представлена в табл. 7, где указаны числа событий диссоциации ядра ${}^6\text{Li}$ без возбуждения ядра-мишени ($N_h = 0$) и с возбуждением ($N_h \neq 0$).

Таблица 7. Числа событий когерентной диссоциации ядра ${}^6\text{Li}$

Канал диссоциации	Число событий	
	без возбуждения ядра-мишени ($N_h = 0$)	с возбуждением ядра-мишени ($N_h \neq 0$)
${}^4\text{He} + d$	23	24
${}^3\text{He} + t$	4	1
$t + d + p$	4	3
$d + d + d$	0	2

Рассмотрим канал ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$ без возбуждения ядра-мишени, для которого имеется наибольшая статистика. В л. с. значения средних поперечных импульсов фрагментов в этом канале составляют $\langle p_t^\alpha \rangle = 150 \pm 14$ МэВ/с и $\langle p_t^d \rangle = 134 \pm 16$ МэВ/с. В каждом событии величина поперечного импульса, полученного ядром ${}^6\text{Li}$, определялась как векторная сумма поперечных импульсов отдельных фрагментов $p_t^{\text{Li}} = p_t^\alpha + p_t^d$, и с учетом p_t^{Li} находились значения поперечных импульсов фрагментов в их с. ц. м. На рис. 5 приведено распределение событий по величине p_t^{Li} . Интервал значений поперечного импульса, переданного ядру лития, не превышает 300 МэВ/с, а среднее значение по всем событиям составляет 164 ± 15 МэВ/с. Среднее значение поперечных импульсов фрагментов в их с. ц. м. $\langle p_t^\alpha \rangle = \langle p_t^d \rangle = 97 \pm 9$ МэВ/с, что заметно ниже измеренных в л. с. Такое низкое значение поперечных импульсов согласуется с большим радиусом двухкластерной структуры ядра ${}^6\text{Li}$. В каждом событии по величинам попе-

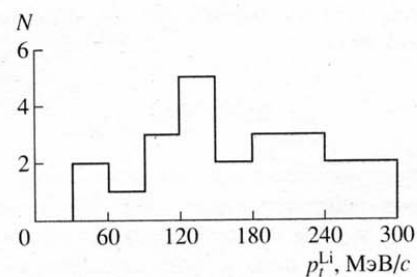


Рис. 5. Распределение событий по поперечному импульсу ядра ${}^6\text{Li}$ в канале когерентной диссоциации ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + d$.

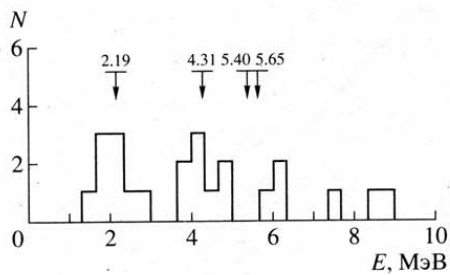


Рис. 6. Распределение событий по энергии возбуждения ядра ${}^6\text{Li}$ в канале когерентной диссоциации ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + d$. Стрелками указаны известные уровни возбуждения.

речных импульсов фрагментов было определено значение эффективной массы M_{eff} системы $\alpha + d$ без учета возможного изменения продольных импульсов фрагментов. Разность значений M_{eff} и массы ядра ${}^6\text{Li}$ $E = M_{eff} - M_{Li}$ может служить оценкой энергии возбуждения ядра ${}^6\text{Li}$. На рис. 6 приведено распределение событий по величине E . Стрелками указаны известные уровни возбуждения ядра ${}^6\text{Li}$ в этой области: 2.19, 4.31, 5.40 и 5.65 МэВ. Видно, что в полученном распределении основная часть событий располагается в области низших уровней, и диссоциация в рассматриваемом канале протекает в основном через стадию возбуждения низших уровней ядра ${}^6\text{Li}$. Такое необычно сильное снижение энергетического порога неупругих взаимодействий должно приводить к соответствующему увеличению вклада в полное сечение взаимодействий с большими параметрами столкновения и вклада электромагнитных взаимодействий. Такие взаимодействия характеризуются малыми значениями передаваемого импульса. В согласии с этим в половине событий когерентной диссоциации поперечный импульс, переданный ядру ${}^6\text{Li}$, не превышает 200 МэВ/с, что характерно для электромагнитных взаимодействий в ядро-ядерных столкновениях.

ВЫВОДЫ

Изотопный состав фрагментов и каналы фрагментации релятивистских ядер ${}^6\text{Li}$, наблюдаемые в неупругих взаимодействиях релятивистских ядер ${}^6\text{Li}$ с ядрами фотоэмульсии, в значительной степени определяются слабосвязанной ($\alpha + d$)-структурой ядра ${}^6\text{Li}$. Такая кластерная структура обуславливает дополнительный вклад в сечение неупругих взаимодействий с

большими параметрами столкновения и повышенный вклад электромагнитных взаимодействий. В результате значение среднего свободного пробега неупругих взаимодействий ядра ${}^6\text{Li}$ становится меньше, чем это следует из зависимости от массового числа ядра-снаряда. Полученная нами величина среднего пробега соответствует эффективному радиусу, близкому к значению среднеквадратичного радиуса распределения заряда в ядре ${}^6\text{Li}$. Полученные результаты указывают также на то, что в картину взаимодействия ядра ${}^6\text{Li}$ с ядрами существенный вклад вносят события, в которых с ядрами мишени эффективно взаимодействуют отдельные слабосвязанные кластеры ядра ${}^6\text{Li}$.

Зарегистрированы каналы диссоциации ядра ${}^6\text{Li}$ только на заряженные фрагменты. Установлено, что в процессе диссоциации проявляются низшие уровни возбуждения ядра ${}^6\text{Li}$.

Вероятности перезарядки ядра ${}^6\text{Li}$ на ядрах фотоэмульсии в состоянии с зарядами $Z = 2$ и 4 без рождения мезонов не превышают 0.5%.

В заключение авторы выражают благодарность коллективу ЛВЭ ОИЯИ за предоставление эмульсионных стопок, Ф. Г. Лепехину, Б. Б. Симонову и М. М. Чернявскому за обсуждение результатов, а также членам Сотрудничества по исследованию неупругих взаимодействий ядер ${}^4\text{He}$ и ${}^{12}\text{C}$ с импульсом 4.5А ГэВ/с, материалы которых были использованы в статье.

Авторы выражают благодарность Российскому фонду фундаментальных исследований за финансовую поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Толстов К.Д. и др. Препринт ОИЯИ Р1-8313. Дубна, 1974.
2. Банник Б.П. и др. Сообщения ОИЯИ Р1-84-532. Дубна, 1984.
3. Банник Б.П. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. С. 184.
4. El-Sharkawy S. et al. // Phys. Scr. 1993. V. 47. P. 512.
5. Bradt H., Peters B. // Phys. Rev. 1950. V. 77. P. 54.
6. Bayman V.F., Ellis P.J., Tang Y.C. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. P. 532.
7. Heckman H.H. et al. // Phys. Rev. 1978. V. C17. P. 1735.
8. Богданов В.Г., Плющев В.А., Соловьева З.И. // ЯФ. 1988. Т. 47. С. 1814.
9. Bubnov V.I. et al. // Z. Phys. 1981. V. A302. P. 133.
10. Galstyan J.A. et al. // Nucl. Phys. 1973. V. A208. P. 626.

11. *Vannik V.P. et al.* // Z. Phys. 1985. V. A321. P. 249.
12. *Войтов В.Г., Часников И.Я.* // Многократное рассеяние частиц в ядерных фотоэмульсиях. Алма-Ата: Наука, 1969. С. 81.
13. *Лепехин Ф.Г., Селиверстов Д.М., Симонов Б.Б.* // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 59. С. 312.
14. А-АБГДДЕЗККЛМТТУ-Б. Сотрудн. // ЯФ. 1988. Т. 47. С. 157.
15. DKLLMTU-BW Collab. // Acta Phys. Slov. 1978. V. 28. P. 132.
16. БВДКЛМТ. Сотрудн. // ЯФ. 1979. Т. 29. С. 105.
17. *Goldhaber A.S.* // Phys. Lett. 1974. V. B53. P. 306.

INTERACTIONS OF RELATIVISTIC ${}^6\text{Li}$ NUCLEI WITH NUCLEI OF PHOTOEMULSION

М. И. Adamovich, V. G. Bogdanov, I. A. Konorov, V. G. Larionova, N. G. Peresadko,
V. A. Plyushchev, Z. I. Solovyeva, S. P. Kharlamov

The results of investigations of inelastic interactions of $4.5A$ GeV/c ${}^6\text{Li}$ nuclei with photoemulsion nuclei are presented. The main features of these interactions – mean free path, mean multiplicity of secondary particles, isotopic structure of fragments and fragmentation channels, mean transverse momentum values for projectile fragments are measured. The probability of the ${}^6\text{Li}$ charge exchange reaction is given. The results for lithium nuclei are compared with analogous data for other nuclei. The observed effects of interactions of ${}^6\text{Li}$ with nuclei demonstrate evidence that the specific structure of ${}^6\text{Li}$ nuclei as weakly bound system of α -particle and deuteron clusters is clearly manifested. Events of coherent dissociation of ${}^6\text{Li}$ into ${}^4\text{He} + d$, ${}^3\text{He} + t$ and $t + d + p$ with excitation of ${}^6\text{Li}$ low levels were obtained.