

С 2435
А-941

11/5-64



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Р.В. Афанасьева, О.В. Ложкин, В.М. Мальцев, Ю.П. Яковлев

P-1842

ОБРАЗОВАНИЕ Li^8 В РАСЩЕПЛЕНИЯХ ЯДЕР C^{12}
ПРОТОНАМИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

ЯФ. 1965, т. 1, в. 1, с. 76-79.

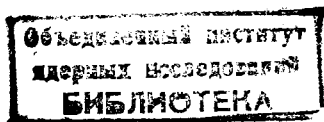
Дубна 1964

Р.В. Афанасьева, О.В. Ложкин, В.М. Мальцев, Ю.П. Яковлев

Р-1842

2430/1 24.

ОБРАЗОВАНИЕ Li^8 В РАСШЕПЛЕНИЯХ ЯДЕР C^{12}
ПРОТОНАМИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ



Дубна 1964

Изучение образования сложных частиц при взаимодействии нуклонов высокой энергии с ядрами представляет большой интерес как с точки зрения получения информации о механизме соответствующих реакций, так и для анализа строения ядра-мишени.

До последнего времени образованию фрагментов в реакциях с легкими ядрами особая роль отводилась механизму квазиупругого выбивания из ядра быстрым первичным или каскадным нуклоном целой ассоциации (кластера).

После обнаружения в эксперименте ^{1,2/} больших передач импульса ядрам-остаткам при отщеплении от легкого ядра одного нуклона стало очевидно, что в ряде случаев неупругий процесс, протекающий на нуклонной ассоциации, может играть существенную роль ^{3,4/}.

В том случае, когда изучается образование фрагментов, приведенные ширины которых для данного ядра-мишени значительно меньше, чем приведенные ширины соседних, более тяжелых кластеров, учет таких неупругих процессов становится совершенно необходимым. Такая ситуация, например, имеет место для пары кластеров Li^8 и Be^9 в ядре O^{16} , для которых эффективные числа $N_{эфф}$ равны 0,005 и 0,13 соответственно.

В легких ядрах малы (порядка 10^{-30} см^2) сечения передачи быстрым нуклоном кластеру типа Li или Be энергии, достаточной для того, чтобы кластер покинул ядро, а разветвленность каскада незначительна. Поэтому неупругие процессы в этом случае могут давать основной вклад.

В этой работе изучен один из возможных "неупругих" каналов образования Li^8 на ядре C^{12} . Выбранный канал описывается диаграммой рис. 1. Расчет проводился в импульсном приближении. Влиянием спин-орбитальных и тензорных сил в распадных вершинах пренебрегалось ^{5, 6, 7/}.

В этом случае сечение процесса в лабораторной системе запишется следующим образом

$$\frac{d^2 \sigma}{d q d \cos \theta} = \frac{A}{p} q^2 \int N(k) f(\Delta^2) \omega (\omega^2 - 4m^2)^{1/2} \sigma_{pp}^{tot}(\omega) d^3 k.$$

Здесь A некоторая константа, p - импульс первичного протона, $N(k)$ - импульсное распределение кластеров Be^9 в ядре C^{12} , $f(\Delta^2)$ - функция, характеризующая импульсное распределение протонов в кластере Be^9 , ω - квадрат полной энергии всех частиц,

образующихся в вершине 3 (рис. 1), m - масса протона, $\sigma^{tot}(\omega)$ - полное сечение р-р взаимодействия, \vec{k} - импульс кластера Be^9 в ядре C^{12} , \vec{q} - импульс фрагмента Li^8 , $\cos \theta$ - косинус направления его вылета по отношению к направлению падения первичного протона, Δ^2 - квадрат 4 - импульса, переданного в вершине 2.

Вычисления проводились при двух зависимостях $N(k)$:

$$N(k) = \delta(k) \quad \text{и} \quad N(k) = k^2 \exp(-k^2/k_0^2).$$

Параметр k_0 был взят близким к оболочечному осцилляторному параметру $k_0 = 275$ Мэв/с. Зависимость f от Δ^2 была определена ^{12/} для свободных ядер Be^9 в области передач энергии $T Li^8$ более 2,5 Мэв. Функция $f(\Delta^2)$ была сшита при энергии $T = 4$ Мэв с осцилляторной волновой функцией 1р оболочки Be^9 , которая хорошо описывает распределение по импульсам в 1р оболочке этого ядра при малых T . Учет влияния нуклонов 1s оболочки не существен, поскольку удаление нуклона из этой оболочки приводит к столь высокому дырочному возбуждению ядра Li^8 , что оно претерпевает нуклонный распад.

Выбор в осцилляторной модели функции относительного движения Be^9 и He^3 в виде $k^2 \exp(-k^2/k_0^2)$ соответствует ограничению только 1р состояниями, что, очевидно, приведет к завышению вклада низкоимпульсной компоненты в $N(k)$ (кроме состояния относительного движения с $\ell = 1$ возможны и более высокие гармоники).

Вычисления проводились для энергий падающих протонов 650 Мэв и 2200 Мэв. Результаты вычислений приведены на рис. 2-5 совместно с экспериментальными данными, взятыми из работ ^{3/,8/}.

Из сопоставления приведенных экспериментальных и теоретических зависимостей следует, что 1) выбор импульсного распределения в виде $N(k) = \delta(k)$ не позволяет описать правильно совокупность экспериментальных данных; 2) спектры под данным углом хорошо описываются зависимостью $N(k) = k^2 e^{-k^2/k_0^2}$, а расхождение в низкоэнергичной части можно отнести за счет выбора слишком "мягкой" функции $N(k)$; 3) угловые распределения как в эксперименте, так и в расчете имеют максимум при 0° . Однако анизотропия, полученная в эксперименте, несколько выше расчетной. Отношение сечений при $T_p = 2200$ Мэв и $T_p = 650$ Мэв, согласно расчету, равно 1,5, что не противоречит росту сечения фрагментации на легких ядрах с возрастанием энергии бомбардирующих протонов.

В силу ограничений, наложенных при выполнении этого расчета, полученные результаты, разумеется, могут претендовать лишь на воспроизведение основных зависимостей процесса фрагментации. Более детальный расчет должен не только быть свободным от всех сделанных выше допущений, но и учитывать более сложные диаграммы, и в первую очередь, учесть взаимодействие в начальном состоянии.

Авторы выражают признательность доктору физико-математических наук В.Г.Соловьеву и доктору физико-математических наук В.С.Барашенкову за содействие в выполнении этой работы.

Л и т е р а т у р а

1. В.И.Богатин, О.В.Ложкин, Ю.П.Яковлев. ЖЭТФ, 45, № 6 (12) 2072 (1963).
2. О.В.Ложкин, Ю.П.Яковлев. Программа и тезисы докладов XIV ежегодного совещания по ядерной спектроскопии в Тбилиси. Изд. Наука, 1964.
3. О.В.Ложкин, Н.А.Перфилов, Ю.П.Яковлев. ДАН 151, № 4, 826, 1963.
4. В.И.Богатин, О.В.Ложкин, Н.А.Перфилов, Ю.П.Яковлев. ЖЭТФ, 46, № 2, 481, 1964.
5. A.J.Matis, P.Hillman and H. Tuzen. Nucl. Phys., 7, 10 (1958).
6. K.K.Riley. Nucl. Phys., 13, 407 (1959).
7. A.Johnson, Y.Sakamoto. Nucl. Phys., 42.625 (1963).
8. S.Katcoff. Phys. Rev., 114, 105 (1959).

Рукопись поступила в издательский отдел
16 апреля 1964 г.

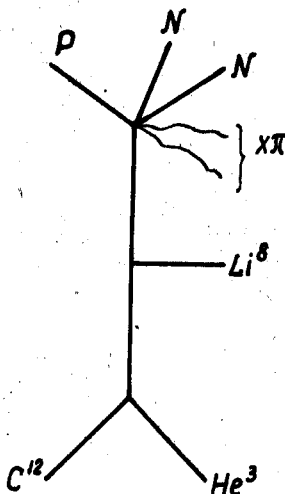


Рис. 1.

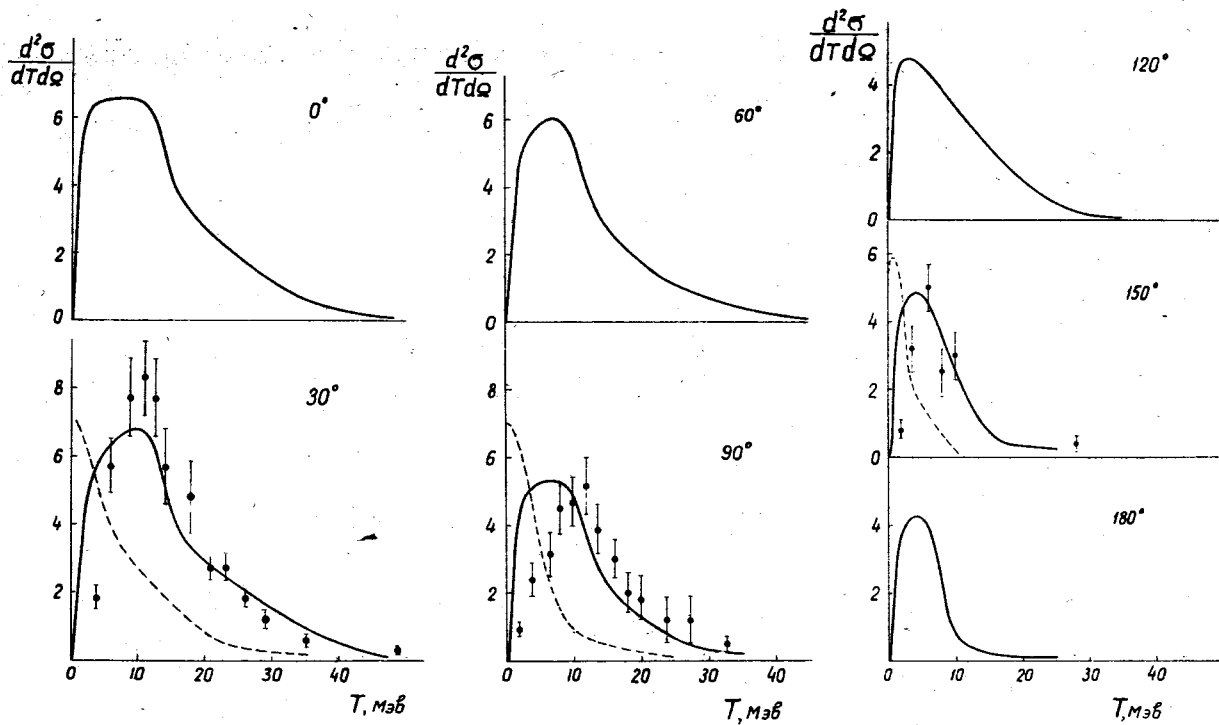


Рис. 2. Спектры ядер Li^8 при $T_p = 650$ Мэв. Сплошная линия - расчет при $N(k) = k^2 \exp(-k^2/k_0^2)$. Пунктир - расчет при $N(k) = \delta(k)$. Экспериментальные точки взяты из работы [1].

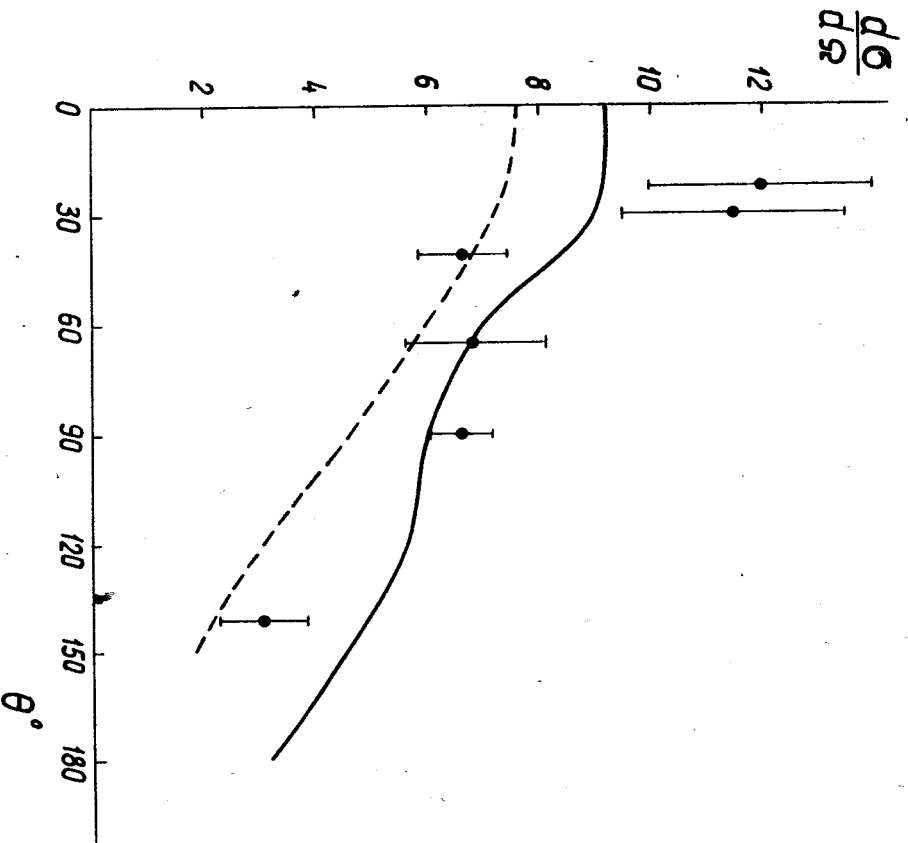
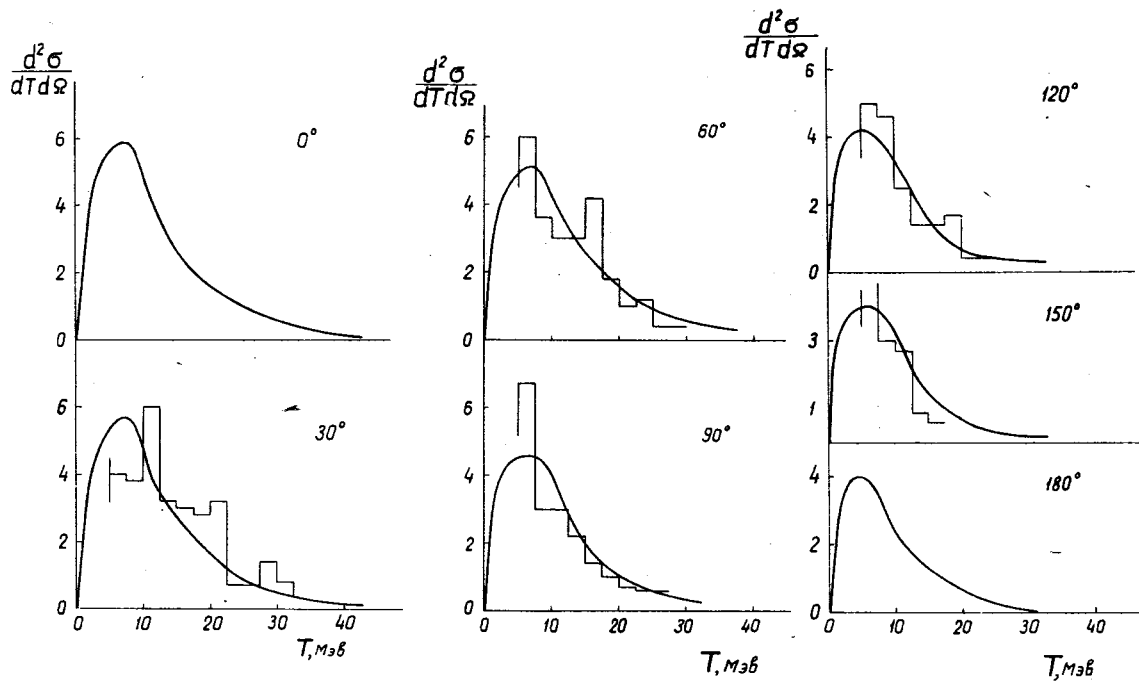


Рис. 3. Угловое распределение Li^8 при $T_p = 650$ Мэв. Сплошная линия - расчет при $N(k) = k^2 \exp(-k^2/k_0^2)$, пунктир - расчет при $N(k) = \delta(k)$. Экспериментальные точки взяты из работы [3].



8
 Рис. 4. Спектры ядер Li при $T_p = 2200$ Мэв. Сплошная линия - расчет при $N(k) = k^2 \exp(-k^2/k_0^2)$
 Гистограмма - экспериментальные данные, взяты из работы [8].

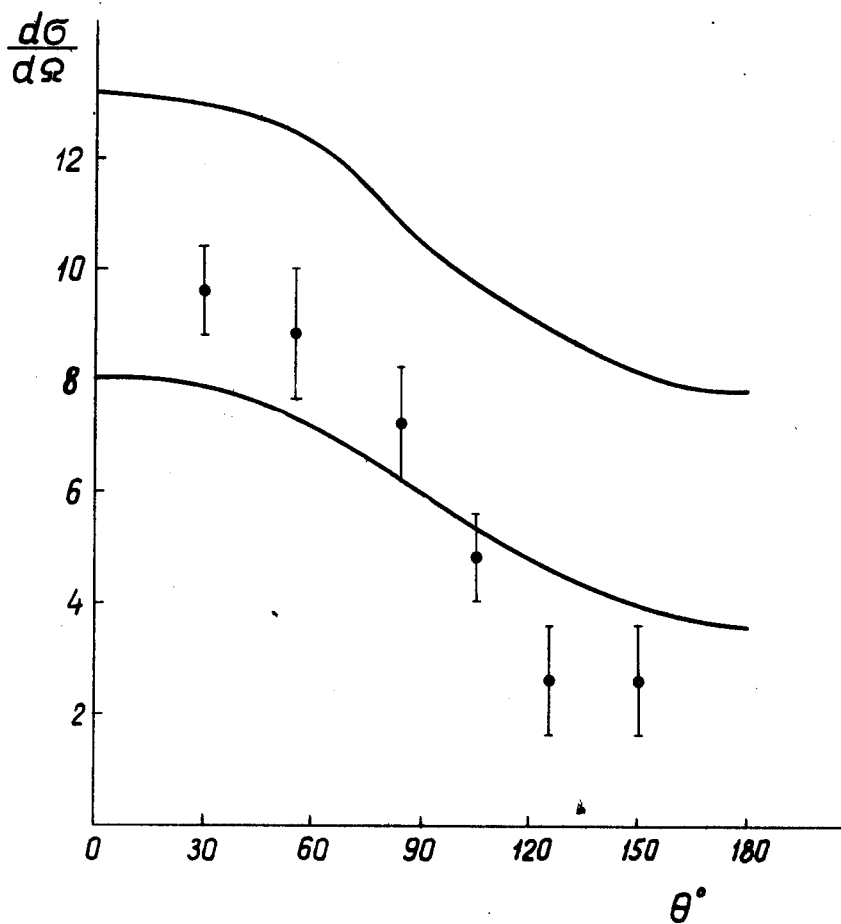


Рис. 5. Угловое распределение Li^8 при $T_p = 2200$ Мэв. Пунктир - расчет при $N(k) = k^2 \exp(-k^2/k_0^2)$
 Сплошная линия - расчет при $N(k) = k^3 \exp(-k^3/k_0^3)$ и энергии Li^8 $T > 2,5$ Мэв
 Экспериментальные точки взяты из работы [8].