

ИСПУСКАНИЕ ЛЕГКИХ ФРАГМЕНТОВ В $^{16}\text{O}p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ИМПУЛЬСЕ $3.25\text{A ГэВ}/с$

© 1999 г. В. В. Глаголев¹⁾, К. Г. Гуламов, В. Д. Липин, С. Л. Лутпуллаев,
К. Олимов, А. А. Юлдашев, Б. С. Юлдашев²⁾

Физико-технический институт Научно-производственного объединения “Физика-Солнце”
АН Узбекистана, Ташкент

Поступила в редакцию 23.04.98 г.

Представлены и обсуждены новые экспериментальные данные по выходам легких фрагментов — p , d , ^3H и ^3He в $^{16}\text{O}p$ -взаимодействиях при $3.25\text{A ГэВ}/с$.

1. ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа является продолжением цикла исследований $^{16}\text{O}p$ -взаимодействий при импульсе $3.25\text{A ГэВ}/с$ и посвящена изучению некоторых характеристик легких фрагментов кислорода — ядер ^1H , ^2H , ^3H и ^3He .

Прежде чем перейти к представлению и обсуждению экспериментальных результатов, необходимо отметить следующее. В рамках современных теоретических моделей адрон-ядерного столкновения при высоких энергиях малонуклонные ядра с $A \leq 3$ могут образоваться на всех стадиях этого сложного процесса (см., например, работы [1]). На первой быстрой неравновесной стадии по ходу развития внутриядерного каскада после первичного акта фрагменты (нуклоны или нуклонные ассоциации в виде ядер ^2H , ^3H , ^3He) в принципе могут быть выбиты из ядра. На этой и последующей неравновесной стадии до установления равновесного состояния остаточного ядра легкие фрагменты могут формироваться также и в результате реакций подхвата и слияния. И наконец, остаточное компаунд-ядро может являться источником легких фрагментов — в результате деления или “испарения”, когда энергия возбуждения на нуклон будет составлять $E_b \approx 5$ МэВ. При этом испарительный механизм более характерен, особенно для остаточных тяжелых ядер. Для легких ядер, таких, как ядро кислорода, даже при небольших энергиях возбуждения значение ее может оказаться сравнимо с энергией связи в ядре. В этом случае основным механизмом фрагментации может

являться мультифрагментация — взрывной распад статистической равновесной системы и фермиевский развал.

Расчеты, выполненные по модифицированной каскадно-фрагментационной испарительной модели (КФИМ) для взаимодействия адронов с легкими ядрами, где предполагается, что основным механизмом образования фрагментов является ферми-развал [2, 3], удовлетворительно описывают ряд характеристик $^{16}\text{O}p$ -соударений при импульсе $3.25\text{A ГэВ}/с$.

Цель настоящей работы состоит в представлении новых экспериментальных данных по образованию легких фрагментов с $A \leq 3$, отличительной чертой которых является то, что они получены в условиях регистрации всех вторичных заряженных частиц и фрагментов без каких-либо ограничений на их импульсы и углы вылета.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Экспериментальный материал получен с помощью 1-м водородной пузырьковой камеры (ВПК), экспонированной на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ в пучке ядер кислорода при импульсе $3.25\text{A ГэВ}/с$, и основан на анализе более 11 000 неупругих $^{16}\text{O}p$ -взаимодействий. Методические вопросы обработки стереофотографий с ВПК освещены в наших ранних работах [3–7].

В дальнейшем нами рассматривались только фрагменты с измеренной длиной трека в рабочем объеме камеры $L > 35$ см. При таком отборе средняя погрешность в измерении импульса составила менее 3% для ^1H , ^2H , ^3He и 5% для ^3H . Разделение фрагментов по массе проводилось по измеренному значению импульса и заряду. Импульсные распределения одно- и двух-

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Институт ядерной физики АН Узбекистана, Ташкент, пос. Улугбек.

Таблица

Тип фрагмента Параметр	^1H	^2H	^3H	^3He
$\langle n_f \rangle$	1.525 ± 0.017	0.350 ± 0.004	0.125 ± 0.001	0.126 ± 0.001
σ_{in} , мбн	549.0 ± 6.1	126.0 ± 1.4	45.0 ± 0.4	45.4 ± 0.4

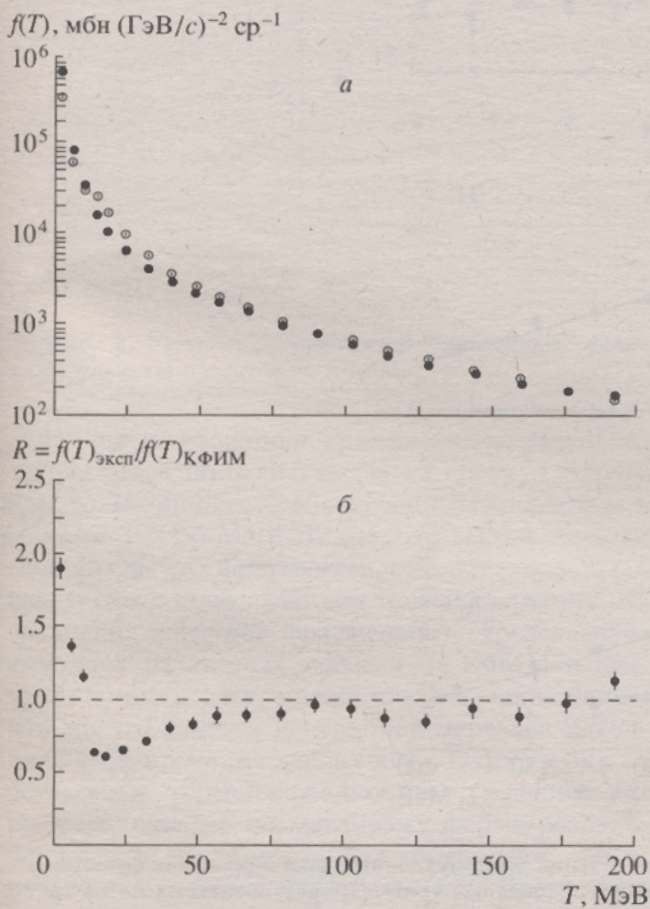


Рис. 1. Распределения инвариантных дифференциальных сечений протонов: \circ — КФМ, \bullet — эксперимент (а) и их отношение к расчетам по КФМ (б) как функции кинетической энергии T .

зарядных фрагментов имеют четкие максимумы [4] при значениях $p = 3.25A$ ГэВ/с, соответствующих изотопам ядер водорода и гелия. Для окончательной идентификации фрагментов по массе были введены следующие интервалы импульса: $p = 4.6$ – 7.8 ГэВ/с для ^2H , $p > 7.8$ ГэВ/с для ^3H и $p < 10.8$ ГэВ/с для ^3He . Однозарядные релятивистские положительные частицы с импульсами $p < 4.6$ ГэВ/с были отнесены к протонам.

В дальнейшем энергетические и угловые характеристики изучаемых фрагментов приводят-

ся в антилабораторной системе, т.е. системе покоя ядра-снаряда. В этой системе кинетическая энергия идентифицированных нами многонуклонных ядер с $A = 2, 3$ не превышает 200 МэВ (см. ниже). Такая граница по кинетической энергии была установлена нами и для протонов, отнесенных к фрагментам. При таком отборе среди однозарядных положительных частиц примесью π^+ -мезонов можно пренебречь.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В таблице приведены средние множественности $\langle n_f \rangle$ и инклюзивные сечения σ_{in} выхода легких фрагментов — ^1H , ^2H , ^3H и ^3He .

Можно заметить, что данные для зеркальных ядер ^3H и ^3He в пределах статистических погрешностей очень хорошо совпадают и подтверждают наши прежние результаты, полученные при сравнительно меньшей (4737 событий) статистике [6].

Рассмотрим инвариантную структурную функцию $f(T) = E d^3\sigma/dp^3$ для протонов в зависимости от кинетической энергии T , которая вместе с расчетами по КФМ [2] приведена на рис. 1а. В использованном нами варианте модели [2] учитывается и образование нестабильных ядер ^5Li и ^9Be , распадающихся на протон и α -частицы. Видно, что в области $T < 10$ МэВ спектр резко спадает с ростом энергии, далее наклон спектра уменьшается и начиная с $T \geq 50$ МэВ форма распределения приближается к экспоненциальной. Расчеты по модели в целом демонстрируют аналогичное поведение. Имеющиеся расхождения с экспериментом хорошо видны из рис. 1б, на котором приведено отношение инвариантных структурных функций к расчетам по КФМ. Модель существенно недооценивает выход медленных протонов, что, по-видимому, связано с ограничением механизма фрагментации только ферми-развалом.

КФМ несколько переоценивает образование протонов в области $10 < T < 60$ МэВ. Наилучшее согласие модели с экспериментом наблюдается только в области $T > 60$ МэВ, в которой

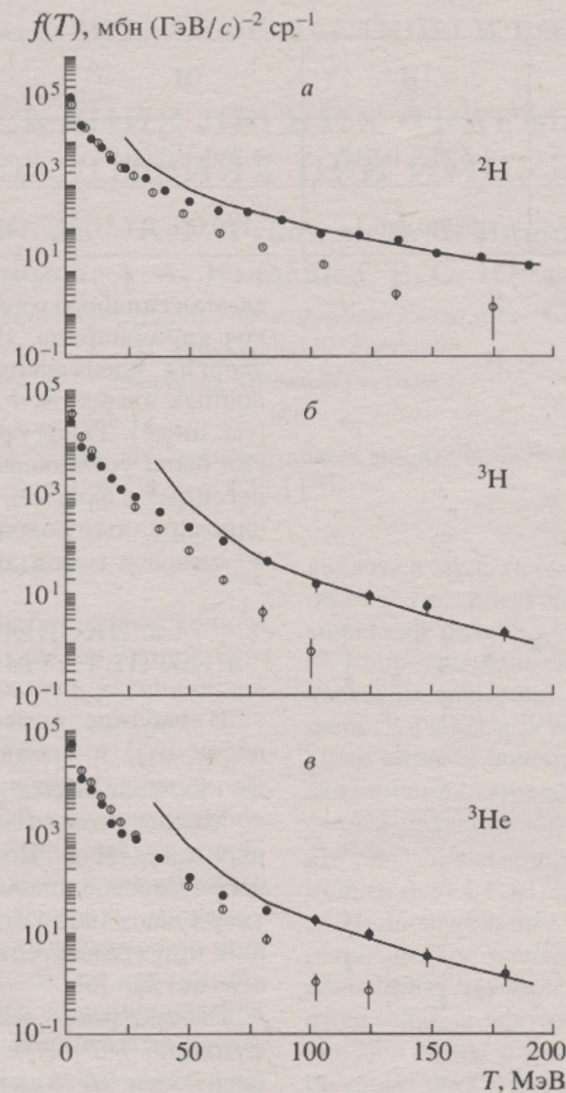


Рис. 2. Распределения инвариантных дифференциальных сечений многоуклонных фрагментов как функции кинетической энергии T . Точки \circ — КФМ, \bullet — эксперимент. Сплошные кривые — результаты расчетов по формуле (1) из экспериментального спектра протонов.

должны доминировать продукты внутриядерного каскада.

Перейдем к анализу данных для многоуклонных легких фрагментов — ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$. Распределения соответствующих инвариантных структурных функций $f(T)$ приведены на рис. 2. Видно, что при $T \leq 10$ МэВ эти распределения более пологие, чем для протонов. В то же время для “быстрых” фрагментов ($T > 25$ МэВ) также наблюдается переход к экспоненциальной форме. При этом расчеты по модели ферми-развала неплохо согласуются с экспериментом до $T \approx 25$ МэВ, но далее с ростом кинетической энергии расхождение с экспериментом усиливается, т.е. вероятность образования энергичных легких фрагментов по механизму ферми-развала

с ростом их энергии уменьшается существенно быстрее, чем в эксперименте. Наиболее подходящим процессом, приводящим к образованию таких фрагментов, может являться слияние каскадных нуклонов при малых относительных импульсах.

Сечение образования фрагментов с массовым числом A в рамках моделей слияния [8] выражается через сечение выхода протонов:

$$E_A d^3\sigma_A/dp_A^3 = C_A (E_p d^3\sigma_p/dp_p^3)^A, \quad (1)$$

в пренебрежении различием протонных и нейтронных спектров. Здесь $p_A = Ap_p$, C_A — коэффициент слияния, который слабо зависит от массы мишени и не зависит от энергии снаряда и угла вылета фрагмента [9].

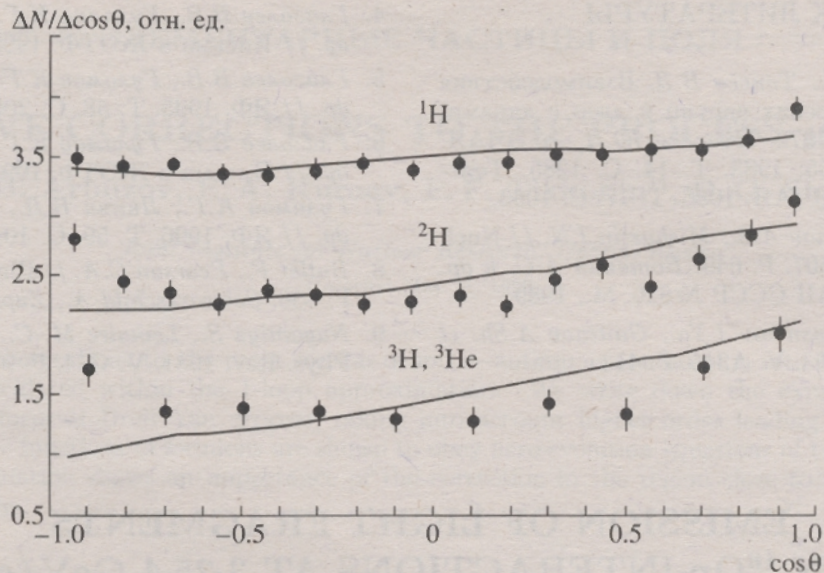


Рис. 3. Угловые распределения "медленных" фрагментов с $T \leq 10$ МэВ на нуклон. Сплошные кривые — результаты расчетов по КФМ.

На рис. 2 сплошные кривые — это результаты расчетов по формуле (1) из спектра протонов. Коэффициент C_A получен фитированием в области $T \geq 75$ МэВ. Видно, что в этой области спектры легких фрагментов довольно хорошо согласуются с предсказанием моделей слияния. Из сравнения спектров фрагментов с предсказаниями двух различных моделей — КФМ и слияния, по-видимому, можно сделать заключение, что мы наблюдаем по крайней мере два источника формирования легких ядер. Один из них — остаточное термализованное возбужденное ядро, распадающееся по механизму ферми-развала. Фрагменты этого источника составляют основную часть сечения общего выхода. Другим источником, испускающим быстрые фрагменты, является область ядра, охваченная внутриядерным каскадом вдоль направления снаряда. Нельзя исключить образование медленных фрагментов также и от распада слабозбужденного остаточного ядра. На наличие такого механизма указывает избыток спектра протонов в области $T \leq 10$ МэВ над расчетами по механизму ферми-развала (рис. 1б).

Ранее в работе [6] нами была показана идентичность многих характеристик выхода зеркальных ядер ^3H и ^3He : совпадают кроме инклюзивных сечений и угловые спектры, одинаковы ассоциируемые с выходом этих ядер средние множественности дейтронов, а также ядер ^4He . В реакциях полного развала [7], когда среди фрагментов нет ядер с $A > 3$, эти особенности также сохраняются. Идентичность

распределений инвариантных сечений, как это видно из рис. 2б, 2в, и других характеристик выхода зеркальных ядер с $A = 3$ указывает на то, что физические условия их формирования во взаимодействиях протона с дваждымагическим ядром ^{16}O одинаковы.

Угловые распределения "медленных" фрагментов ($T < 10$ МэВ на нуклон), которые приведены на рис. 3, в целом не изотропные и имеют небольшую асимметрию вперед. На рис. 3 показаны и результаты расчетов по КФМ (сплошные кривые) после нормировки числа фрагментов по модели на экспериментальное. Видно, что модель хорошо воспроизводит угловые распределения только для протонов, в то же время сечение выхода таких фрагментов по КФМ существенно меньше (см. рис. 1б). Наиболее интересно в характере поведения угловых зависимостей то, что для двух- и трехнуклонных фрагментов явно проявляются эффекты, указывающие на наличие углового момента у фрагментирующего ядра-остатка; имеется тенденция к росту их сечения при минимальных и максимальных углах вылета.

В заключение отметим, что представленные нами ранее [3, 7] и в настоящей работе результаты указывают на то, что при описании фрагментации ядра кислорода при высоких энергиях помимо использованных в КФМ [2, 3] механизмов также необходимо учитывать структуру ядра, вклады процессов подхвата, слияния и образования короткоживущих нестабильных ядер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972. Яковлев Ю.П. // ЭЧАЯ. 1977. Т. 8. С. 255; 1983. Т. 14. С. 1285. Тонеев В.Д. и др. // ЭЧАЯ. 1986. Т. 17. С. 1093.
2. Botvina A.S., Pjinov A.S., Mishustin I.N. // Nucl. Phys. 1990. V. A507. P. 649. Ботвина А.С. и др. Препринт ИЯИ АН СССР №626. М., 1989.
3. Botvina A.S., Chasnikov I.Ya., Gaitinov A.Sh. et al. // Z. Phys. 1993. V. A345. P. 413.
4. Глаголев В.В., Гуламов К.Г., Кратенко М.Ю. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1993. Т. 58. С. 497.
5. Глаголев В.В., Гуламов К.Г., Кратенко М.Ю. и др. // ЯФ. 1995. Т. 58. С. 2005.
6. Глаголев В.В., Гуламов К.Г., Кратенко М.Ю. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 59. С. 316.
7. Гуламов К.Г., Липин В.Д., Лутпуллаев С.Л. и др. // ЯФ. 1996. Т. 59. С. 1042.
8. Butler F., Pearson C.A. // Phys. Rev. 1963. V. 129. P. 836. Schwarzschild A., Zupancic C. Ibid. P. 854.
9. Nagamiya S., Lemaire M.-C., Moeller E. et al. // Phys. Rev. 1981. V. C24. P. 971.

EMISSION OF LIGHT FRAGMENTS IN $^{16}\text{O}p$ -INTERACTIONS AT 3.25A GeV/c

V. V. Glagolev, K. G. Gulamov, V. D. Lipin, S. L. Lutpullaev,
K. Olimov, A. A. Yuldashev, B. S. Yuldashev

New experimental data on yields of light fragments — p , d , ^3H and ^3He in $^{16}\text{O}p$ -interactions at 3.25A GeV/c are presented and discussed.