

проверке Г-модели в этих 9 событиях получены значения  $\bar{d}_1\sqrt{N} = 1.7$ ,  $\bar{d}_2\sqrt{N} = -0.7$  и  $\bar{w}\sqrt{N} = 0.2$ , а при проверке П-модели – значения  $\bar{d}_1\sqrt{N} = 2.7$ ,  $\bar{d}_2\sqrt{N} = 16.8$  и  $\bar{w}\sqrt{N} = -8.8$ . Как видно, П-модель ("плоское", равномерное распределение квазибыстрот в отдельных событиях) противоречит эксперименту. Тогда как Г-модель ( Гауссово распределение квазибыстрот в отдельных событиях) согласуется с экспериментом. Но Гауссово распределение для квазибыстрот предсказывается релятивистской гидродинамикой для невязкой жидкости, образующейся при соударении диска протона с трубкой ядра эмульсии. При более высокой энергии диски ядра и протона-снаряда становятся более узкими. Поэтому столкновение протона с трубкой (то есть в событии подавлены столкновения с периферийными частями ядра) кажется будет более вероятным. Поэтому существование соударений протона с трубкой интересно было бы подтвердить при более высокой энергии протонов, ускоренных на Тэватроне или в космосе. Отметим то, что наш метод поиска образования идеальной, невязкой жидкости (по современным представлениям кварк-глюонной плазмы) логически и технически независим, то есть отличается от более сложных методов, использованных учеными Брукхэвенской национальной лаборатории на встречных пучках коллайдера релятивистских тяжелых ионов.

#### Литература

1. Л.Д. Ландау. Изв.АН СССР, 17, 51(1953).
2. С.З. Беленький, Л.Д. Ландау. УФН, 56, 309(1955).
3. Г. Крамер. Математические методы статистики (М., ИЛ, 1948).
4. А. Abduzhamilov, L.M. Barbier, L.P. Chernova et al., Phys. Rev. D, 35, 3537(1987).

### ВКЛАДЫ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР ${}^9\text{B}^*$ И ${}^{10}\text{B}^*$ В ОБРАЗОВАНИЕ СИСТЕМ $2{}^4\text{He}+{}^1\text{H}$ И ${}^6\text{Li}+{}^4\text{He}$ В ${}^{16}\text{O}$ -СОУДАРЕНИЯХ ПРИ 3.25 А ГЭВ/С

С. Л. Лутпуллаев, А. К. Олимов

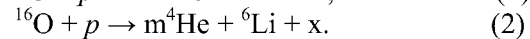
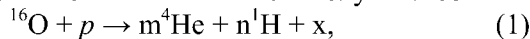
Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце" АН РУз.

e-mail: [olimov@uzsci.net](mailto:olimov@uzsci.net)

Исследование образования возбужденных легких ядер в адрон-ядерных соударениях при высоких энергиях позволяет получить дополнительную информацию о происхождении многонуклонных систем (два и более легчайших ядер) в процессах фрагментации, а также о кластерной структуре, как фрагментирующего ядра, так и промежуточных нестабильных ядер.

Настоящая работа посвящена изучению образования возбужденных ядер  ${}^9\text{B}^*$  и  ${}^{10}\text{B}^*$  и определению их вкладов в каналы образования легких двухядерных  ${}^6\text{Li}+{}^4\text{He}$  и трехядерных систем  $2{}^4\text{He} + {}^1\text{H}$  в  ${}^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГЭВ/с.

Сечения выхода возбужденных ядер  ${}^9\text{B}^*$  и  ${}^{10}\text{B}^*$  определялись на основе анализа спектров энергии возбуждений систем  ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} + {}^1\text{H}$  и  ${}^6\text{Li} + {}^4\text{He}$  в полуинклюзивных реакциях



Здесь  $m$  означает число  $\alpha$ -частиц (для реакции (1)  $m = 2-3$ , а для реакции (2)  $m = 1-2$ ),  $n$  – числа протонов ( $n = 1-5$ ),  $x$  – любые экспериментально наблюдаемые частицы и фрагменты, типы и число которых вытекает из законов сохранения барионного и электрического зарядов. Определение сечений выхода возбужденных ядер  ${}^9\text{B}^*$  и  ${}^{10}\text{B}^*$  основано на сравнении экспериментальных и фоновых распределений по энергиям возбуждений рассматриваемых систем с нормировкой фоновых спектров на область  $> 10$  МэВ. Фоновое распределение получено перемешиванием рассматриваемых частиц из разных событий с учетом их топологий по числу  $\alpha$ -частиц и протонов.

Согласно [1] ядро  ${}^9\text{B}^*$  имеет 4 возбужденных состояний с распадной модой на две  $\alpha$ -частицы и протон: с энергией 0.28, 2.37, 2.83 и 11.62 МэВ, а ядро  ${}^{10}\text{B}^*$  – 3 возбужденных состояний с распадом на ядро  ${}^6\text{Li}$  и  $\alpha$ -частицу с энергией 4.46, 7.96 и 9.58 МэВ.

Среднее значение абсолютной ошибки в определении энергии возбуждения  $E^* = M_{\alpha\alpha p} - 2M_\alpha - M_p$  рассматриваемой трехядерной системы (где  $M_{\alpha\alpha p}$  – эффективная масса ядер  $\alpha$ ,  $\alpha$  и  $p$ , а  $M_\alpha$  и  $M_p$  – их массы) во всем интервале изменения  $E^*$  составляет  $\langle \Delta E^* \rangle = 9.9$  МэВ. В связи с этим экспериментальное и фоновое распределения по энергиям возбуждений рассматриваемой системы построены с шагом в 10 МэВ. Так, на рис. 1 показаны соответствующие распределения для системы  $\alpha + \alpha + p$ .

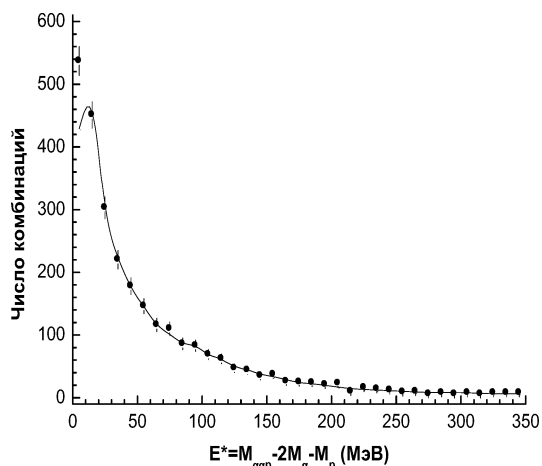


Рис. 1. Распределение по энергиям возбуждений  $E^*$  системы  $\alpha + \alpha + p$  в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с. Сплошная кривая – фоновое распределение.

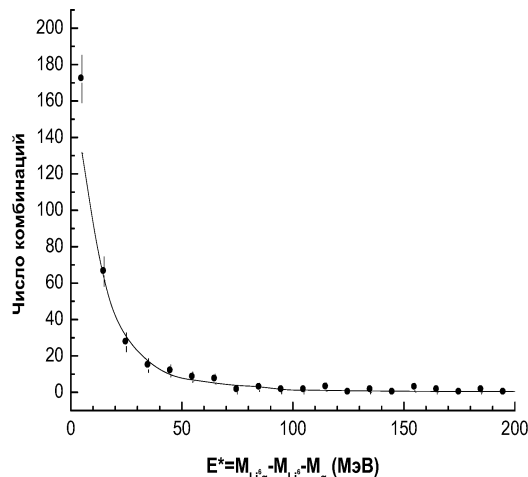


Рис. 2. Распределение по энергиям возбуждений  $E^*$  системы  $^6\text{Li} + \alpha$  в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с. Сплошная кривая – фоновое распределение.

Из приведенных данных по уровням возбуждения (рис. 1) следует, что для ядра  $^9\text{B}^*$  в экспериментальном спектре  $E^*$  системы  $\alpha + \alpha + p$  дают вклад в области  $< 10$  МэВ. Это обстоятельство диктует необходимость нормировки фонового спектра на экспериментальный в области  $> 10$  МэВ, в которой появление распадных эффектов не ожидается и, как видно из рис. 1, фоновое распределение в этой области энергии возбуждения хорошо описывает экспериментальный спектр. Избыток числа комбинаций в области  $< 10$  МэВ составляет 108, что соответствует (с учетом потерь пары  $\alpha$ -частиц и протона за счет взаимодействия их с рабочей жидкостью камеры на длине  $L \leq 30$  см) сечению выхода возбужденного ядра  $^9\text{B}^*$ , т.е. его распаду на систему  $\alpha + \alpha + p$ ,  $6.0 \pm 0.5$  мбн. Интересно, что эта величина в пределах статистических погрешностей совпадает с результатами нашей ранней работы и очень близка к сечению выхода зеркальному ему ядра  $^9\text{Be} - 6.15 \pm 0.52$  [2].

На рис. 2 приведены экспериментальное и фоновое распределения по энергиям возбуждений системы  $^6\text{Li} + \alpha$ . Первое из них получено с учетом потерь рассматриваемых частиц в пузырьковой камере на длине  $\leq 30$  см. Спектры построены также с шагом  $\Delta E = 10$  МэВ, так как среднее значение погрешности в определении энергии возбуждения данной системы оказалось равным 8.5 МэВ. Нормировка фонового распределения на экспериментальный спектр произведена в области  $E^* > 10$  МэВ, что соответствует приведенным выше уровням возбуждения ядра  $^{10}\text{B}^*$ . Видно, что фоновое распределение хорошо описывает экспериментальный спектр в этой области. Избыток числа комбинаций пар  $^6\text{Li} + \alpha$  в области  $< 10$  МэВ составляет 40, что соответствует сечению двухядерного распада возбужденного ядра  $^{10}\text{B}^*$  на систему  $^6\text{Li} + \alpha$ , равному  $1.7 \pm 0.3$  мбн.

Таким образом, можно заключить, что суммарный вклад сечений распада возбужденных ядер  $^9\text{B}^*$  и  $^{10}\text{B}^*$  в сечение образования  $\alpha$ -частиц составляет  $13.7 \pm 0.6$  мбн. Кроме того подтвержден факт совпадения сечений выхода зеркальных ядер  $^9\text{Be}$  и  $^9\text{B}$ , т.е. наблюдается одинаковость сечений образования зеркальных ядер не только для стабильных изотопов [2], но и для нестабильных.

#### Литература

1. F. Ajzenberg-Selove. Energy Levels of Light Nuclei,  $A = 5-10$ . Nucl. Phys. A**490**, 1 (1988); F. Aisenberg-Selove. Nucl. Phys. **360A** 1(1981); **375A** 1(1982); **392A** 1(1983); **413A** 1(1984); **421A** 1(1985).
2. Э.Х. Базаров, В.В. Глаголев и др., Письма в ЖЭТФ **81**, 174(2005).