

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

ОБРАЗОВАНИЕ ПРОТОНОВ В $^{16}\text{O}p$ -СОУДАРЕНИЯХ ПРИ 3.25 А ГэВ/с

© 2004 г. Э. Х. Базаров, В. В. Глаголев¹⁾, К. Г. Гуламов, В. Д. Липин, С. Л. Лутпуллаев, К. Олимов*, А. А. Юлдашев, Б. С. Юлдашев²⁾, Х. Ш. Хамидов²⁾

Физико-технический институт Научно-производственного объединения "Физика-Солнце" АН Республики Узбекистан, Ташкент

Поступила в редакцию 16.01.2003 г.; после доработки 18.06.2003 г.

Впервые в условиях полной геометрии проведен анализ импульсных характеристик протонных фрагментов, образованных в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с. Обнаружена универсальная закономерность в образовании протонов, летящих вперед в системе покоя фрагментирующего ядра, выражающаяся в независимости механизмов рождения таких протонов (за исключением "испарительных") от первичной энергии и типа ядра-мишени. Показано существование сильной корреляции между формой импульсного спектра протонов-фрагментов, особенно медленных, и степенью возбуждения фрагментирующего ядра.

ВВЕДЕНИЕ

В рамках современных теоретических представлений образование самых легких фрагментов ядер — нуклонов может происходить на всех стадиях взаимодействия адронов с ядрами при высоких энергиях: внутриядерного каскада, распада возбужденных многонуклонных фрагментов, "испарения" возбужденного ядра или распада взрывного типа (ферми-развал) термализованного ядра-остатка. Взаимодействие первичных частиц с внутриядерными системами, в которых нуклоны находятся на очень близких расстояниях (≤ 1 Фм), может, в принципе, привести к образованию так называемых кумулятивных нуклонов, т.е. нуклонов с импульсами, запрещенными обычной кинематикой рассеяния частиц на свободном нуклоне. Одним из возможных механизмов, приводящим к образованию относительно энергичных нуклонов-фрагментов, могут быть реакции поглощения медленных рожденных пионов или медленных резонансов малонуклонными системами. В результате таких реакций также могут образоваться "кумулятивные" протоны, если энергия поглощаемого пиона или резонанса большая.

Известно, что инклюзивное сечение образования протонов в адрон-ядерных соударениях соизмеримо с неупругим сечением реакции и их основная часть образуется на начальной стадии реакции, неся первичную информацию о динамике

процесса. Из-за сравнительной легкости экспериментальной идентификации и измерения кинематических характеристик вторичных протонов в настоящее время по их инклюзивному выходу в адрон-ядерных соударениях при промежуточных и высоких энергиях накоплен большой экспериментальный материал и установлен ряд физических закономерностей их образования. В частности, показано, что распределение протонов по множественности при первичных импульсах $P_0 \geq 4$ ГэВ/с не зависит от первичной энергии (см., например, [1–3]), а их средняя множественность $\langle n_p \rangle$ слабо зависит от типа первичной частицы и, естественно, от массового числа ядра-мишени [4], причем A -зависимость $\langle n_p \rangle$ является функцией импульса протонов. Распределение протонов с импульсами $P > 0.2$ ГэВ/с по множественности удовлетворительно описывается моделью, предполагающей, что протоны, образованные в адрон-ядерных соударениях, являются продуктами независимого выбивания в процессах перерасеяния первичной и вторичных частиц [5–7]. Инвариантная структурная функция протонов (включая медленные, так называемые испарительные) по кинетической энергии $f(T)$ или квадрату полных импульсов $f(P^2)$ удовлетворительно описывается с помощью трехэкспоненциальной зависимости [6]. Спектр $f(T)$ для протонов с $P > 0.2$ ГэВ/с и в достаточно узком угловом интервале удовлетворительно описывается одной экспонентой, при этом значение параметра наклона, не зависящего от первичной энергии, является функцией угла их вылета [8].

Основная часть перечисленных выше и других закономерностей образования протонов (в том

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Институт ядерной физики АН РУз, Ташкент, пос. Улугбек.
*E-mail: olimov@uzsci.net

числ
дико
прот
дина
полн
щихс
ком
медл
ции
В св
луче
кой н
(вкл
прот
полн
прият
ется
На
прот
Эксп
1-мет
ОИЯ
на Д
11 09
мише
меры
ряды
сокой
тем, ч
ракте
ряем
фрагм
фрагм
опред
Распр
чине
ющие
В кач
заряж
= 1.7
 π^+ -м
сеньн
ет 3-
римен
[9-11
ские
приве
т.е. в
3
Об
харак
зуется
гии Т
5 Я

числе кумулятивных) получена электронной методикой, как правило, в узком телесном угле вылета протонов, что сужает круг полезной информации о динамике процесса. Остальная часть результатов получена методом трековых приборов на покоящихся ядрах-мишенях, существенным недостатком которых является невозможность регистрации медленных ($P < 120\text{--}140$ МэВ/с) и идентификации быстрых ($P > 750\text{--}1250$ МэВ/с) протонов. В связи с этим представляет большой интерес получение новых экспериментальных данных с высокой надежностью идентификации всех заряженных (включая медленные и по возможности быстрые протоны) частиц и фрагментов ядра в условиях полной геометрии. В этом отношении самое благоприятное условие создается, когда снарядом является ядро, а мишенью — нуклон.

Настоящая работа посвящена изучению выхода протонов в $^{16}\text{O}p$ -взаимодействиях при 3.25 ГэВ/с. Экспериментальный материал получен с помощью 1-метровой водородной пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, облученной релятивистскими ядрами ^{16}O на Дубненском синхрофазотроне, и состоит из 11 098 измеренных $^{16}\text{O}p$ -событий. Однородность мишени и низкая плотность рабочей жидкости камеры позволили однозначно идентифицировать заряды всех вторичных частиц и фрагментов и с высокой точностью измерить их импульсы. В связи с тем, что точность определения кинематических характеристик фрагментов зависит от длины L измеряемых треков, мы будем рассматривать протоны-фрагменты с $L > 35$ см. Для таких протонов-фрагментов средняя относительная погрешность в определении их импульсов не превышает 3.5%. Распределение однозарядных фрагментов по величине $x = 1/P$ имеет три максимума, соответствующие изотопам ядра водорода: ^1H , ^2H , ^3H [9]. В качестве протонов принимались положительно заряженные частицы в интервале импульсов $P = 1.75\text{--}4.75$ ГэВ/с. При таком разделении примесь π^+ -мезонов и ядер дейтерия среди частиц, отнесенных нами к протонам-фрагментам, не превышает 3–4%. Другие методические особенности эксперимента приведены в наших предыдущих работах [9–11]. В дальнейшем импульсные и энергетические характеристики протонов-фрагментов будут приведены в антилабораторной системе координат, т.е. в системе покоя ядра кислорода.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Обычно при анализе спектра кинематических характеристик протонов-фрагментов ядра используется их распределение по кинетической энергии T . Однако для изучения структурных особен-

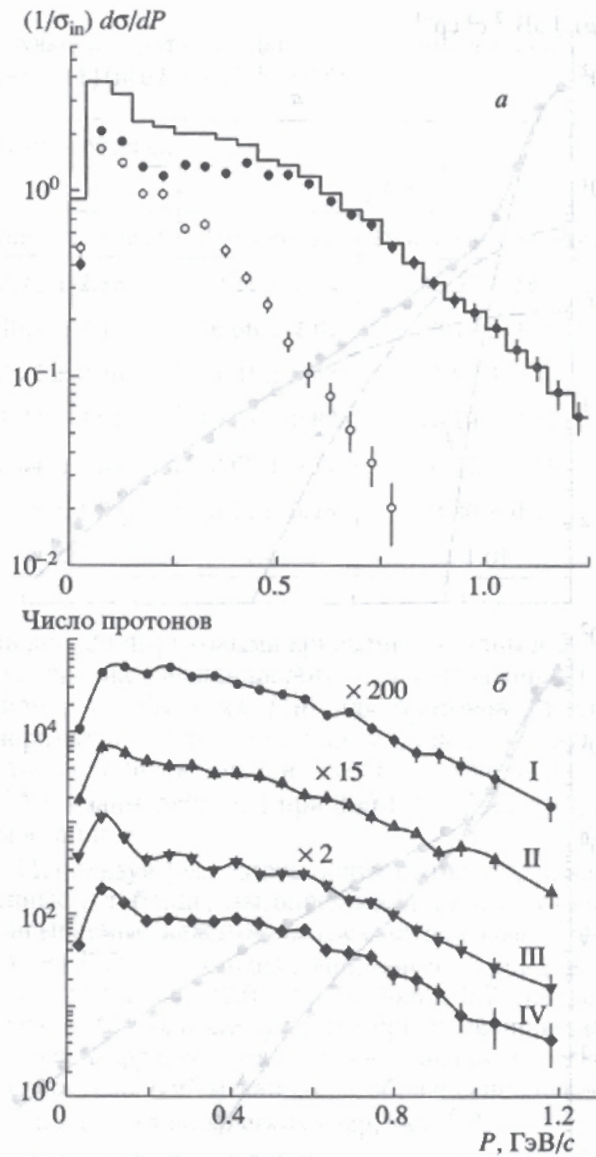


Рис. 1. Распределение протонов по импульсу в $^{16}\text{O}p$ -взаимодействиях: а — для всех протонов (гистограмма), для протонов, летящих вперед (\bullet), для протонов, летящих назад (\circ); б — для протонов из четырех групп событий (номера групп указаны римскими цифрами над каждым спектром). Линии проведены для наглядности.

ностей спектра в области малых T удобнее представить данные в форме распределения протонов по импульсу P . Полученные нами экспериментальные полуинклюзивные спектры импульсов протонов, вылетающих в переднюю и заднюю полусферы, представлены на рис. 1а. Там же гистограммой показано импульсное распределение и для всех протонов.

Видно, что независимо от направления вылета протона спектры имеют максимумы вблизи $P \approx 80$ МэВ/с и выделенный пик в интервале $P =$

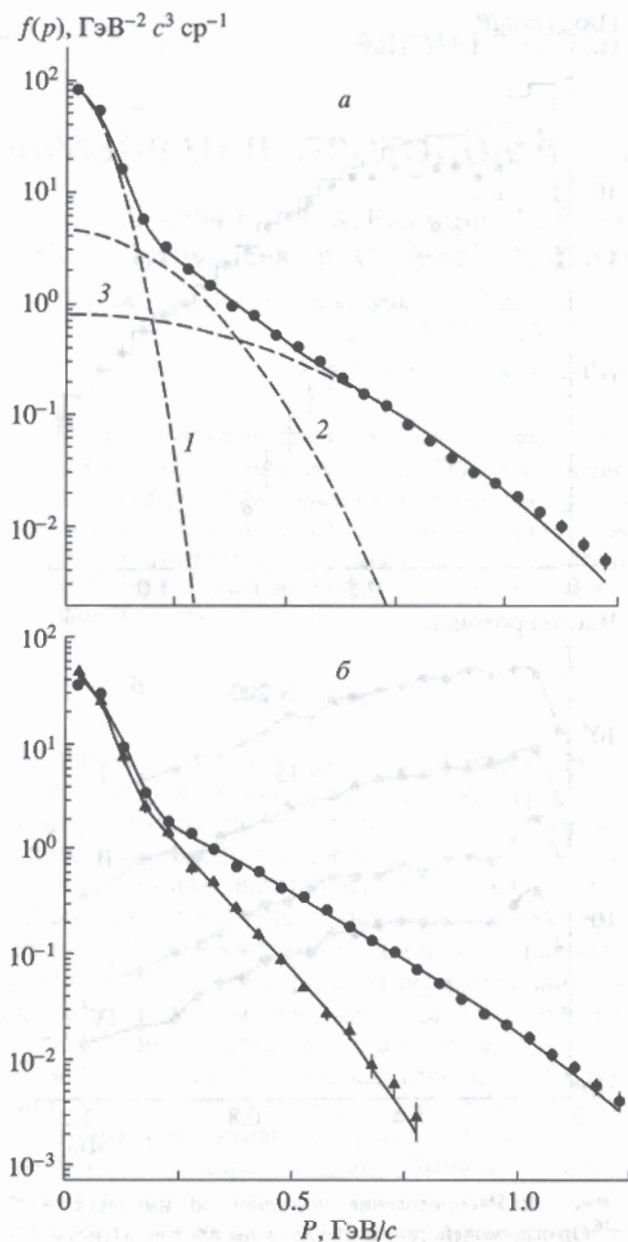


Рис. 2. Инвариантная структурная функция протонов как функция импульса в $^{16}\text{O}p$ -взаимодействиях: *a* — для всех протонов; *b* — для протонов с $0^\circ \leq \theta_p \leq 90^\circ$ (\bullet), $90^\circ \leq \theta_p \leq 180^\circ$ (\blacktriangle). Сплошные кривые — результаты аппроксимации функцией (1). Штриховые кривые (1–3) — вклады каждого экспоненциального члена функции (1).

$= 50\text{--}150$ МэВ/с, соответствующий интервалу кинетической энергии $T = 5\text{--}20$ МэВ. Такая область кинетической энергии характерна для фрагментов-протонов, испускаемых промежуточным возбужденным ядром. Обычно при разделении механизмов образования протонов в соударениях адронов и ядер с ядрами при высоких энергиях такие

протоны относят к “испарительным” или продуктам ферми-развала. Отметим, что ранее [12] нами при изучении испускания легких фрагментов в $^{16}\text{O}p$ -взаимодействиях было показано, что модель ферми-развала [13] не описывает спектр протонов в области $T < 50$ МэВ, особенно она недооценивает выход медленных протонов ($T \leq 10$ МэВ).

Импульсный спектр протонов, вылетающих в переднюю полусферу, довольно жесткий и имеет “плечо” в интервале $P = 250\text{--}500$ МэВ/с, в то время как в этой области спектр протонов, испущенных назад, монотонно падает. Возможно, что такой эффект связан с существенным различием механизмов образования протонов, летящих вперед и назад. В выход быстрых протонов, испущенных вперед, основной вклад дают процессы внутриядерного каскада, которые вносят незначительный вклад и в образование протонов, испущенных назад. Относительно быстрые протоны, испущенные назад, так называемые кумулятивные, могут образоваться, в частности, в результате распада двухнуклонной системы ядра за счет поглощения ею медленного пиона. Вклады “испарительного” механизма можно считать одинаковыми как в образовании протонов, испущенных вперед, так и назад [14].

Выход “испарительных” частиц зависит от массового числа исходного ядра и от степени его разрушения. Суммарный заряд многозарядных (многонуклонных) фрагментов может служить показателем степени разрушения исходного ядра. В связи с этим можно ожидать существования корреляции между формой импульсного спектра протонов и суммарным зарядом многозарядных фрагментов с $Z \geq 2$, которые могут служить показателем степени разрушения исходного ядра. Для такого анализа события были разделены на четыре группы, полученные результаты приведены на рис. 1б, где I соответствует событиям с суммарным зарядом многозарядных фрагментов меньше или равным 3, II — 4 и 5, III — 6 и IV — 7. Для удобства представления данных на одном рисунке число событий в группах I–III умножено на коэффициенты, указанные над соответствующими спектрами на рис. 1б.

Как видно из рис. 1б, наблюдаются явные корреляции между формой импульсного спектра протонов, особенно в области $P \leq 250$ МэВ/с, и суммарным зарядом многозарядных фрагментов в конечном состоянии. Для групп I и II нельзя говорить о наличии выделенного пика вблизи максимума распределения, хотя для II группы, кажется, он начинает появляться, но довольно слабо. Явный максимум наблюдается в III и IV группах, пики в спектрах здесь четко выражены. Отсутствие пика при малых значениях импульса для I и II групп также может быть обусловлено доминирующим

Результаты аппроксимации инвариантной структурной функции протонов для $^{16}\text{O}p$ -взаимодействий при 3.25 А ГэВ/с и для $p^{20}\text{Ne}$ -соударений при 300 ГэВ/с [6] формулой (1) (все b — в (ГэВ/с) $^{-2}$)

Параметры	Тип взаимодействия				
	$^{16}\text{O}p$			$p^{20}\text{Ne}$	
	Все протоны	Испущенные вперед	Испущенные назад	Все протоны	Испущенные вперед
a_1	94.46 ± 3.47	45.29 ± 2.17	49.45 ± 2.88	50.11 ± 2.44	20.53 ± 1.63
b_1	126.1 ± 3.8	111.9 ± 4.1	149.7 ± 8.4	56.66 ± 2.61	49.19 ± 4.29
a_2	4.55 ± 0.30	1.80 ± 0.13	3.22 ± 0.46	4.21 ± 0.42	1.93 ± 0.43
b_2	14.57 ± 0.91	9.83 ± 0.99	24.34 ± 3.91	10.39 ± 0.92	10.19 ± 2.41
a_3	0.84 ± 0.07	0.56 ± 0.09	0.54 ± 0.24	0.65 ± 0.11	0.77 ± 0.15
b_3	3.71 ± 0.12	3.28 ± 0.19	8.78 ± 1.23	3.12 ± 0.18	3.30 ± 0.19
$\chi^2/\text{ст.св.}$	1.35	1.12	0.72	1.41	1.01

вкладом протонов, образованных за счет внутриядерного каскадирования первичной и вторичных частиц. Таким образом, можно утверждать, что форма импульсного спектра протонов, особенно для протонов с $P < 250$ МэВ/с, зависит от степени возбуждения фрагментирующего ядра.

В импульсном спектре протонов из III и IV групп в интервале $P = 250\text{--}500$ МэВ/с явно проявляется “плечо”, как это наблюдалось в спектре протонов, испущенных вперед. Такое поведение импульсного спектра протонов наблюдалось ранее в $\pi\text{--}^{12}\text{C}$ -взаимодействиях при 4, 5 и 40 ГэВ/с [15–19], $n\text{--}^{12}\text{C}$ -взаимодействиях при 7 ГэВ/с [19], $p^{20}\text{Ne}$ -соударениях при 300 ГэВ/с [6], а также в ряде других работ [20, 21]. Это явление, имеющее тенденцию к более сильному проявлению на относительно легких ядрах [22], обусловлено наличием короткодействующих корреляций внутриядерных нуклонов [20, 23]. В принципе не исключено, что наблюдаемая структура в импульсном спектре протонов связана, как упоминалось выше, с процессами поглощения медленных пионов или медленных резонансов малонуклонными системами с короткодействующими межнуклонными корреляциями [24–26].

На рис. 2а, 2б показана инвариантная структурная функция протонов в зависимости от их импульса ($f(p) = (E/\sigma_{\text{in}})d^3\sigma/dp^3$): для всех протонов (а); для протонов, вылетающих в переднюю и заднюю полусферы (б). Сплошные кривые — результаты аппроксимации экспериментальных данных функцией вида

$$f(p) = a_1 \exp(-b_1 p^2) + a_2 \exp(-b_2 p^2) + a_3 \exp(-b_3 p^2). \quad (1)$$

На рис. 2а штриховыми кривыми показаны вклады каждого экспоненциального члена выражения (1). Видно, что функция $f(p)$ для протонов удовлетворительно описывается формулой (1), результаты ее аппроксимации вместе с данными для $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействий при 300 ГэВ/с [6] приведены в таблице.

Используя результаты аппроксимации, приведенные в таблице, мы определили доли протонов, описываемые каждым из трех членов выражения (1) для $^{16}\text{O}p$ -взаимодействий, они оказались равными 27.4 ± 0.5 , 32.0 ± 0.6 и 40.6 ± 0.7 соответственно. Отсюда следует, что при моделировании процессов фрагментации ядер нельзя пренебрегать “испарительным” механизмом образования нуклонов даже для таких легких ядер, как ^{16}O .

Из приведенных в таблице данных видно, что

1) значение параметра наклона b_1 для $^{16}\text{O}p$ -взаимодействий существенно больше, чем для $p^{20}\text{Ne}$ -соударений. По-видимому, это связано с различными условиями регистрации медленных протонов в водородной и неон-водородной пузырьковых камерах;

2) значение параметра наклона b_1 для протонов, летящих в заднюю полусферу, в ≈ 1.3 раза больше, чем для протонов, летящих в переднюю полусферу. На правдоподобность найденного значения параметра b_1 указывает тот факт, что значение первого экспоненциального члена выражения (1) при изменении импульса протона от $P \approx 25$ МэВ/с до $P \approx 250$ МэВ/с уменьшается почти на четыре порядка;

3) значение параметра наклона b_2 для протонов, летящих в переднюю полусферу, в пределах статистических погрешностей оказалось одинаковым для $^{16}\text{O}p$ - и $p^{20}\text{Ne}$ -соударений;

4) в пределах статистических погрешностей оказалось одинаковым и значение параметра наклона b_3 для протонов, летящих в переднюю полусферу, для обоих типов взаимодействий.

Следует заметить, что, аппроксимируя $f(p)$ для протонов, летящих в переднюю полусферу в $p^{12}\text{C}$ -взаимодействиях при 4.2 ГэВ/с [27], формулой (1), для второго параметра наклона мы также получили $b_2 = 10.06 \pm 0.99$ (ГэВ/с) $^{-2}$, что в пределах статистических погрешностей совпадает со значениями b_2 для $^{16}\text{O}p$ - и $p^{20}\text{Ne}$ -соударений (см. таблицу). К сожалению, из-за невозможности в эксперименте [27] идентифицировать протоны с импульсами $P > 750$ МэВ/с нельзя сравнить значение третьего параметра наклона с нашими данными. Эти результаты не противоречат экспериментальным данным работы [8], в которой исследовались инвариантные структурные функции $f(T)$ быстрых протонов ($T > 70$ МэВ), вылетающих под различными углами во взаимодействиях протонов с разными ядрами (с массовым числом от $A = 6$ до $A = 124$) при 7.5 ГэВ/с. Оказалось, что при фиксированном угле вылета протонов $f(T)$ удовлетворительно описывается одной экспонентой и значение параметра наклона в пределах статистических погрешностей не зависит от массового числа фрагментирующего ядра.

Таким образом, можно заключить, что механизм образования быстрых протонов, особенно летящих вперед, имеет универсальный характер, выражающийся в независимости его от первичной энергии и типа фрагментирующего ядра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. A. Azimov *et al.*, Nucl. Phys. B **107**, 45 (1976).
2. С. А. Азимов и др., ЯФ **32**, 1560 (1980).
3. В. Г. Гришин, Т. Канарек, Л. Симич, Препринт № P1-81-676, ОИЯИ (Дубна, 1981).
4. A.G.M.T. Collab., Preprint No. 3, FIAN (Moscow, 1977).
5. B. Andersson, I. Otterlund, and E. Stenlund, Phys. Lett. B **73**, 343 (1978).
6. М. Л. Аллабердин, Т. Я. Иногамова, Е. А. Косоновский и др., ЯФ **39**, 662 (1984).
7. A. S. Botvina, I. Ya. Chasnicov, A. Sh. Gaitinov, *et al.*, Z. Phys. A **345**, 413 (1993).
8. Ю. Д. Баюков, А. В. Власов, В. Б. Гаврилов и др., Препринт ИТЭФ-5 (Москва, 1985).
9. В. В. Глаголев, К. Г. Гуламов, М. Ю. Кратенко и др., Письма в ЖЭТФ **58**, 497 (1993).
10. В. В. Глаголев, К. Г. Гуламов, М. Ю. Кратенко и др., Письма в ЖЭТФ **59**, 316 (1994).
11. В. В. Глаголев, К. Г. Гуламов, М. Ю. Кратенко и др., ЯФ **58**, 2005 (1995).
12. В. В. Глаголев, К. Г. Гуламов, В. Д. Липин и др., ЯФ **62**, 1472 (1999).
13. A. S. Botvina, A. S. Iljinov, and I. N. Mishustin, Nucl. Phys. A **507**, 649 (1990); А. С. Ботвина и др., Препринт № 626, ИЯИ АН СССР (Москва, 1989).
14. Б. С. Аладашвили, А. М. Балдин, В. В. Глаголев и др., ЯФ **27**, 704 (1978); В. В. Глаголев и др., Сообщения ОИЯИ № P1-12907 (Дубна, 1983).
15. С. А. Азимов и др., ЯФ **23**, 987 (1975).
16. Н. И. Ангелов и др., ЯФ **33**, 190 (1981).
17. С. Л. Лутпуллаев, А. А. Юлдашев, Б. С. Юлдашев, ДАН УзССР, № 3, 27 (1980).
18. П. П. Темников, В. А. Шахбазян, Препринт № P1-12139, ОИЯИ (Дубна, 1979).
19. О. Б. Абдинов и др., Препринт № P1-11820, ОИЯИ (Дубна, 1978).
20. D. J. Findlay *et al.*, Phys. Lett. B **74**, 305 (1978).
21. J. W. Geaga *et al.*, Phys. Rev. Lett. **45**, 1993 (1980).
22. М. И. Андрейченко и др., Письма в ЖЭТФ **37**, 446 (1983).
23. J. L. Matthers *et al.*, Phys. Rev. Lett. **38**, 8 (1977).
24. T. Nakamura *et al.*, Nucl. Phys. A **365**, 457 (1981).
25. О. Б. Абдинов и др., Препринт № P1-8373, ОИЯИ (Дубна, 1983).
26. О. Б. Абдинов и др., ЯФ **30**, 396 (1979).
27. Е. Н. Кладницкая, С. Ю. Сивоклоков, Препринт № P1-88-412, ОИЯИ (Дубна, 1988).

PROTON PRODUCTION IN $^{16}\text{O}p$ COLLISIONS AT 3.25 A GeV/c

E. Kh. Bazarov, V. V. Glagolev, K. G. Gulamov, V. D. Lipin, S. L. Lutpullaev, K. Olimov, A. A. Yuldashev, B. S. Yuldashev, Kh. Sh. Khamidov

The analysis of momentum characteristics of proton fragments produced in ^{16}O collisions at 3.25 A GeV/c for the 4π geometry conditions is carried out for the first time. The universal regularity is observed for the formation of protons flying forward in the rest system of fragmented nucleus. It manifests itself as independence of the mechanisms of production of these protons (except the evaporated protons) on the initial energy and on the nature of the nuclear target. The existence of strong correlation between the shape of the momentum spectra of the (specially slow) fragmented nucleus and the value of excitation of the fragmenting nucleus is shown.