

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-92-262

С.Бацкович¹, В.Болдеа², С.Дица², В.Н.Емельяненко,
Т.Канарек, Е.Н.Кладницкая, Д.Салихагич¹, Л.Симич³,
А.Н.Соломин⁴, Р.Тогоо, Г.П.Тонеева⁵, Л.М.Щеглова⁴

ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРОВ
И СЕЧЕНИЙ ВЫХОДА ПРОТОНОВ
ПРИ ФИКСИРОВАННЫХ УГЛАХ
ОТ АТОМНЫХ ВЕСОВ
СТАЛКИВАЮЩИХСЯ ЯДЕР
В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ 4,2 ГэВ/с НА НУКЛОН

Направлено в журнал «Ядерная физика»

¹Естественно-математический факультет
Университета им.Влаховича, Титоград

²Центральный институт физики, Бухарест

³Институт физики, Белград

⁴Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

⁵Филиал Научно-исследовательского института ядерной физики
МГУ, Дубна

ВВЕДЕНИЕ

Сотрудничество по исследованиям ядро-ядерных взаимодействий с помощью 2-метровой пропановой пузырьковой камеры накопило довольно большой экспериментальный материал, который позволяет провести систематическое исследование спектров вторичных частиц при фиксированных углах в диапазоне от 0 до 180°.

Наборы ядер-снарядов (p, d, α, C) и ядер-мишеней (C, Ta) дают возможность проследить зависимость формы спектров пионов и протонов, а также сечений их выхода от атомных весов сталкивающихся ядер и угла испускания в условиях одного эксперимента.

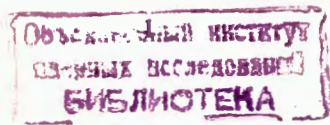
К настоящему времени в адрон-ядерных взаимодействиях в широком интервале энергий вплоть до 400 ГэВ подробно исследованы спектры пионов и протонов, вылетающих под углом $\theta \geq 90^\circ$ [1-9]. Выполнен ряд работ по исследованиям спектров протонов и π^- -мезонов в области $\theta \geq 90^\circ$ и в ядро-ядерных взаимодействиях [10-17]. Особенности образования вторичных частиц, вылетающих в переднюю полусферу, исследованы в меньшей степени [11,12,16]. Условия нашего эксперимента позволяют наиболее полно изучить характеристики именно этих частиц.

В процессе реализации нашей программы исследований опубликованы результаты анализа спектров π^- -мезонов в $pC-$, $dC-$, $\alpha C-$, $CC-$ [18,19] и $dTa-$, $\alpha Ta-$ и CTa -взаимодействиях [20] при 4,2 ГэВ/с на нуклон, а также характеристики спектров π^- -мезонов и протонов в $pC-$ и pTa -соударениях при 10 ГэВ/с [21].

Настоящая работа посвящена изучению спектров протонов с кинетической энергией от 50 до 400 МэВ ($p \approx 300-950$ МэВ/с) при фиксированных углах в диапазоне $\theta = 0-180^\circ$ во взаимодействиях протонов, дейтронов, ядер гелия-4 и углерода с углеродной и танталовой мишенями при 4,2 ГэВ/с на нуклон. Выбор интервала энергий протонов связан с желанием выявить особенности спектров протонов от фрагментации ядер-мишеней.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Использованы стереофотографии, полученные при облучении двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ в пучках протонов,



дейтронов, α -частиц и ядер углерода с импульсом 4,2 ГэВ/с на нуклон. В рабочем объеме камеры размещались три танталовые пластины толщиной 1 мм, так что имелась возможность отбирать события от взаимодействий пучковых ядер как с легкой (С), так и с тяжелой (Та) мишенью. Камера работала в магнитном поле с напряженностью 1,5 Тл. Методические вопросы эксперимента, включая идентификацию протонов, введение поправок на потерю протонов, поглощенных в танталовых пластинках, а также протонов, испущенных под большим углом к плоскости фотографирования, рассмотрены в работах [22–24].

Суммарные поправки к числу протонов составляют 5–7% для взаимодействий на углероде [22] и 15% для танталовых событий [23–24].

Следует отметить, что среди частиц, отнесенных нами к протонам с энергией $50 \leq T < 400$ МэВ ($300 \leq p < 950$ МэВ/с) есть примесь дейтронов (d) с импульсом от 480 до 950 МэВ/с и тритонов (t) с p от 650 до 950 МэВ/с. В данном случае нижняя граница определяется импульсом, соответствующим четырехсантиметровому пробегу частицы в пропане. Дейтроны с $480 \leq p_d \leq 750$ МэВ/с в большинстве своем останавливаются в камере ($4 \text{ см} \leq L_d < 18 \text{ см}$), они неотличимы от протонов, и им приписывался импульс протона (300–460 МэВ/с), а следовательно, они попадают в интервал по T от 50 до 100 МэВ. Здесь примесь ($d + t$) колеблется от 5 до 15% в A_p -С-

событиях ($A_p = \alpha, C$) и от 10 до 20% в A_p Та-взаимодействиях [14,16,25]. Дейтроны с $p \geq 750$ МэВ/с (измерение, в основном, по кривизне следа), взятые как протоны, попадают в интервал $T > 250$ МэВ, и их доля среди однозарядных тяжелых фрагментов достигает $\sim 30\%$ в A_p С- и $\sim 50\%$ в A_p Та-соударениях в диапазоне углов $80\text{--}140^\circ$ [16,25].

Статистика событий и средние множественности протонов с кинетической энергией от 50 до 400 МэВ в исследуемых типах взаимодействий представлены в табл. 1. Там же приводятся (в %) доли исследуемых нами протонов в общем числе протонов-участников в соответствующих типах соударений. Наглядно видно, что во взаимодействиях p, d, α и С с легкой мишенью, где мала вероятность вторичных перерассеяний, протоны с энергией от 50 до 400 МэВ составляют $\sim 50\%$ от всех протонов в p С- и d С- и $\sim 35\%$ в СС-событиях. Для взаимодействий d, α, C с тяжелой мишенью соотношение меняется. Вторичные процессы в ядре тантала приводят к существенному увеличению доли медленных протонов: \sim в 1,5 раза в d Та- и \sim 1,7 раза в СТа-соударениях.

СПЕКТРЫ ПРОТОНОВ

На рис. 1–9 представлены инвариантные сечения выхода протонов из исследуемых типов взаимодействий в зависимости от кинетической энергии протонов в различных угловых интервалах.* Для всех спектров характерен экспоненциальный спад с ростом энергии T , при этом наклон спектров увеличивается с возрастанием угла вылета протонов.

Следует отметить, что спектры протонов из взаимодействий дейтронов, α -частиц и ядер углерода с ядром тантала имеют излом при $T \approx 200\text{--}250$ МэВ. Они круто спадают до 200 МэВ, а далее вылаживаются. Такое поведение спектров наблюдается во всех угловых интервалах. Излом в спектре протонов при $T = 300$ МэВ отмечался в [2] в реакции $p + pb \rightarrow p + \dots$ при 8,9 ГэВ/с. В нашем случае изменение наклона спектров протонов в (d, α, C)Та-соударениях частично связано с примесью дейтронов и тритонов при $T > 250$ МэВ. Спектры протонов из взаимодействий с ядрами углерода спадают монотонно и могут быть описаны одной экспонентой от 50 до 400 МэВ в угловых интервалах до 50° .

Аппроксимация инвариантных сечений функций вида $d\sigma_{inv}/dT = Ae^{-T/T_0}$ (1) дала значения параметров T_0 , приведенные в таблицах 2 и 3. Там же указаны интервалы (ΔT), в пределах которых проводилась аппрок-

Таблица 1. Статистика событий и средние множественности протонов-участников с $50 \leq T < 400$ МэВ

	Тип ядро- мишени	Тип ядро-снаряда			
		p	d	α	C
$N_{\text{соб}}$	С	5284	6734	4852	7327
$\langle n_p \rangle$		0,79 \pm 0,03	0,95 \pm 0,03	1,20 \pm 0,04	1,36 \pm 0,03
% от $\langle n_p \rangle^{\text{tot}}$		52,5	52,5	44,4	35,0
$N_{\text{соб}}$	Та		1124	281	1823
$\langle n_p \rangle$			3,85 \pm 0,15	5,2 \pm 0,3	8,3 \pm 0,2
% от $\langle n_p \rangle^{\text{tot}}$			80,0	73,7	64,9

*Укрупнение угловых интервалов связано с ограничениями в статистике протонов

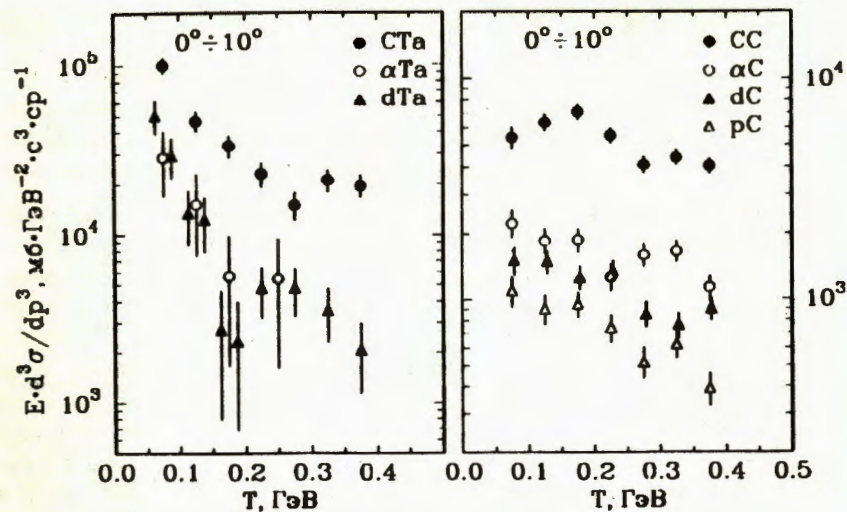


Рис.1. Спектры протонов в зависимости от кинетической энергии в угловом интервале 0—10° для pC(Δ)-, dTa-, dC(▲)-, αTa-, αC(o)- и CTa-, CC(•)-взаимодействий.

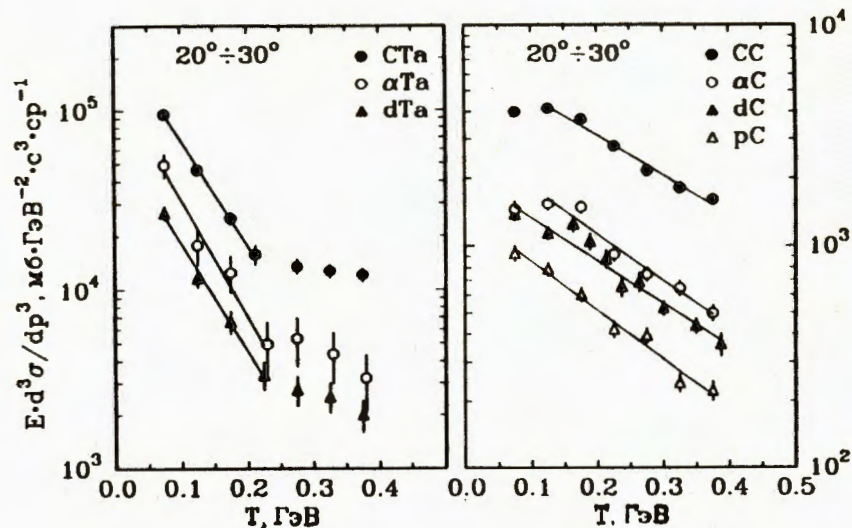


Рис.3. Спектры протонов, вылетающих в интервале 20—30°. Обозначения, как на рис.1

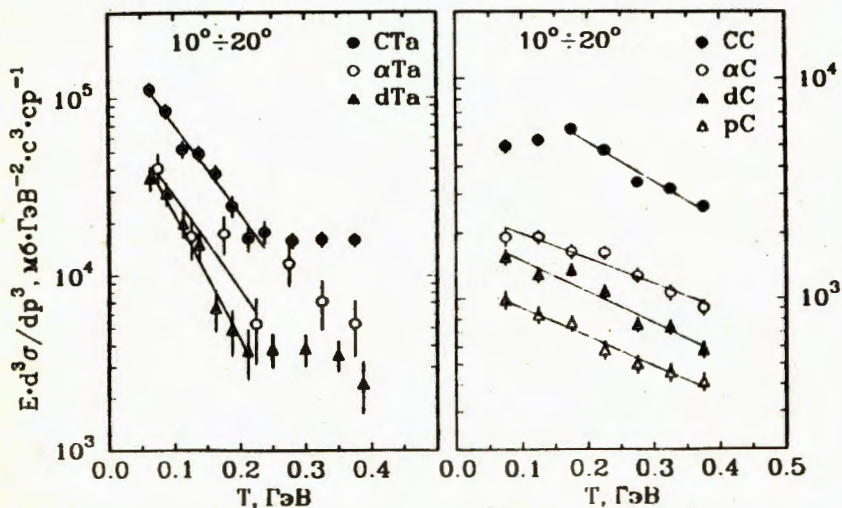


Рис.2. Спектры протонов, вылетающих в интервале 10—20°. Обозначения, как на рис.1. Прямые — результат аппроксимации экспериментальных данных экспонентой

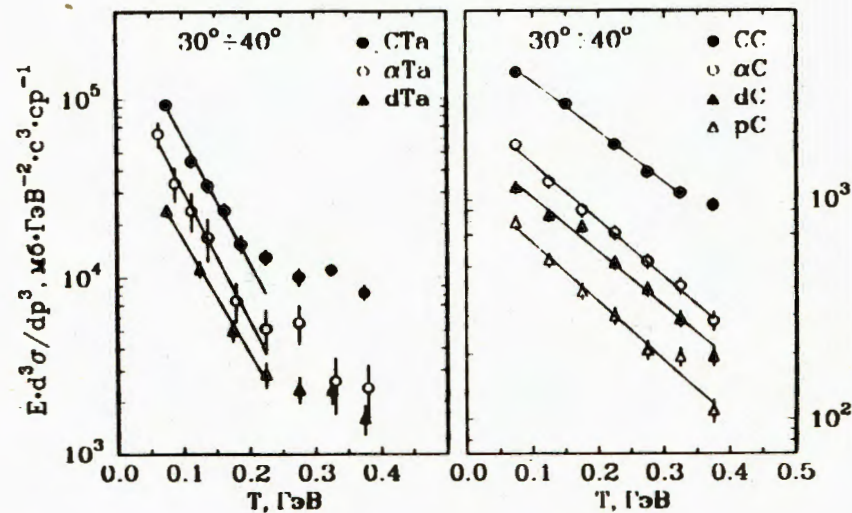


Рис.4. Спектры протонов, вылетающих в интервале 30—40°. Обозначения, как на рис.1

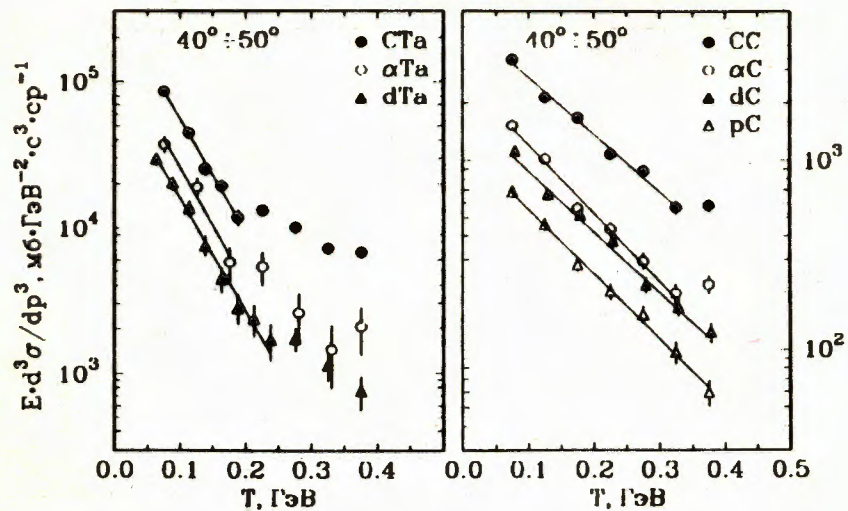


Рис.5. Спектры протонов, вылетающих в интервале 40—50°. Обозначения, как на рис.1

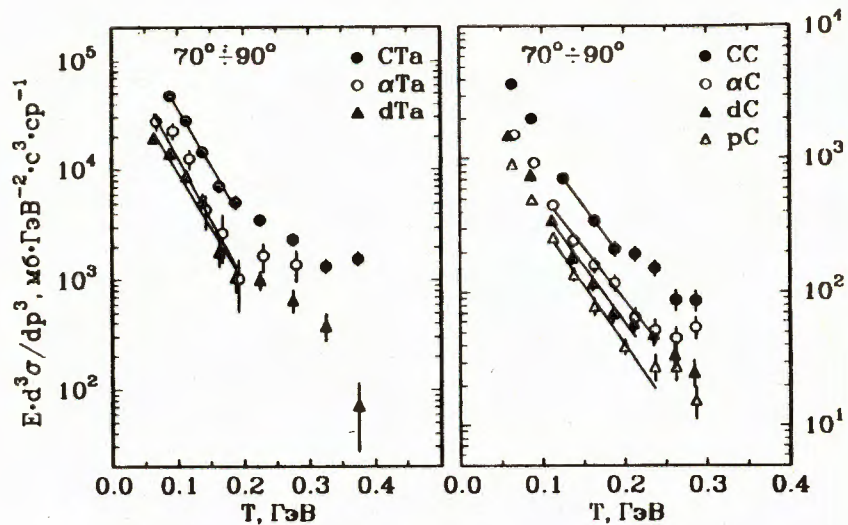


Рис.7. Спектры протонов, вылетающих в интервале 70—90°. Обозначения, как на рис.1

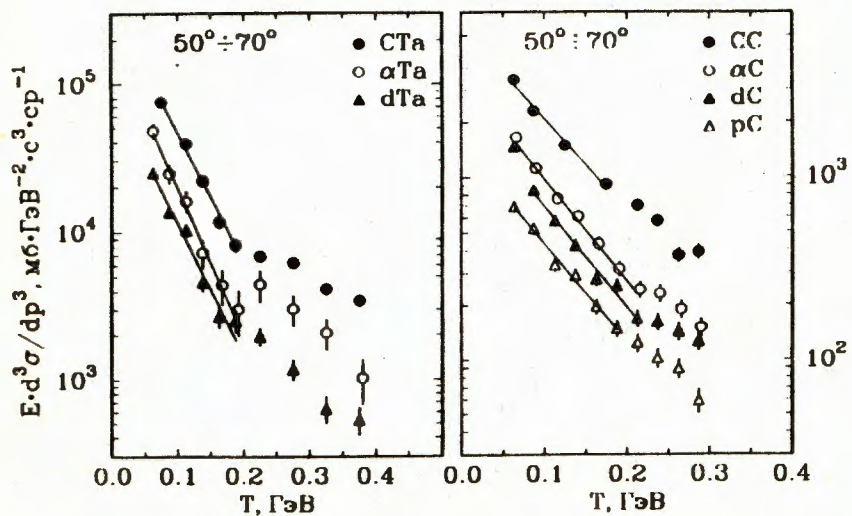


Рис.6. Спектры протонов, вылетающих в интервале 50—70°. Обозначения, как на рис.1

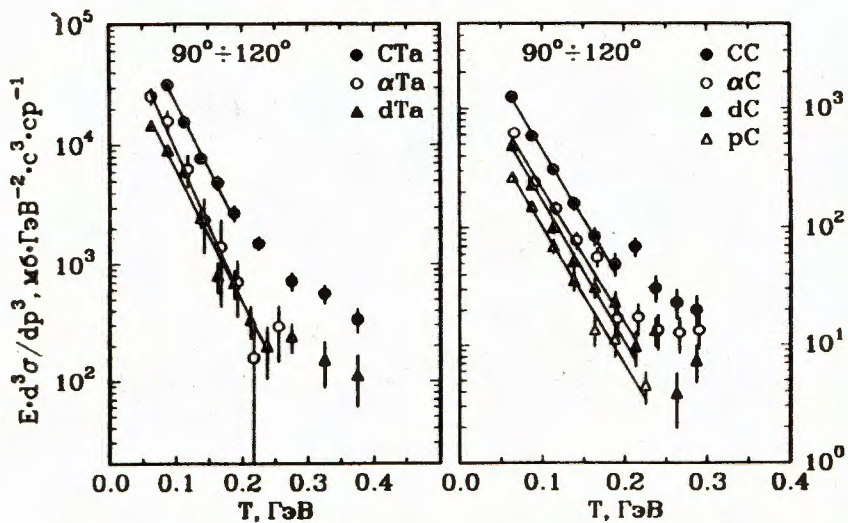


Рис.8. Спектры протонов, вылетающих в интервале 90—120°. Обозначения, как на рис.1

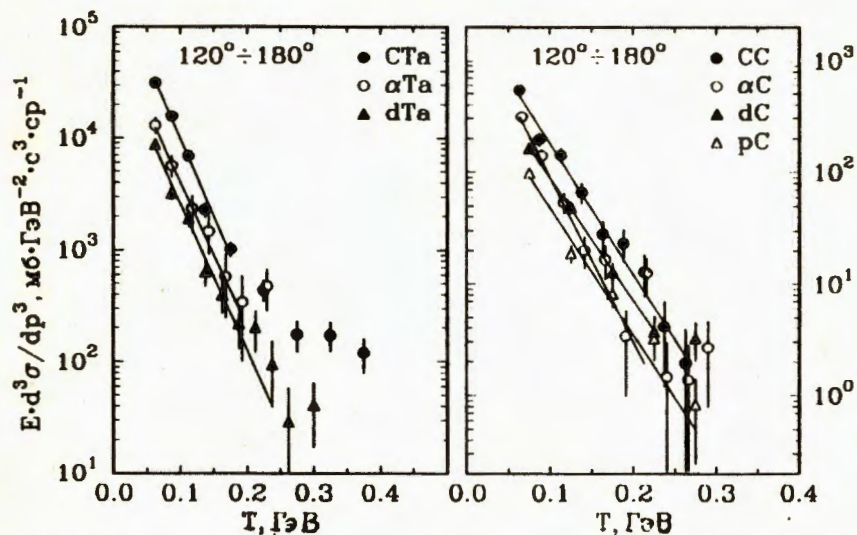


Рис.9. Спектры протонов, вылетающих в интервале 120—180°. Обозначения, как на рис. 1

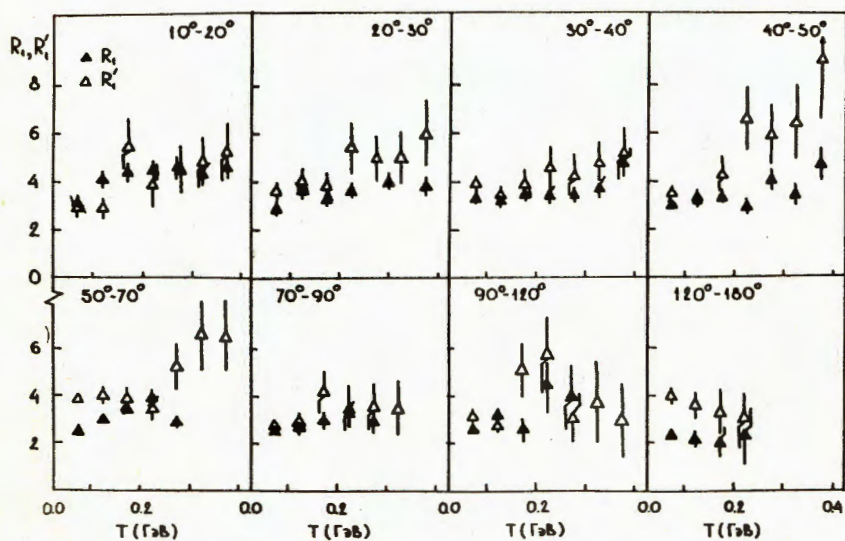


Рис.10. Отношения инвариантных сечений образования протонов R_1 (\blacktriangle) и R_1' (\triangle) в зависимости от кинетической энергии протонов в соответствующих угловых интервалах

Таблица 2. Параметры T_0 , полученные при аппроксимации спектров протонов из (p, d, α, C)C-взаимодействий функцией $d\sigma_{inv}/dT = Ae^{-T/T_0}$

θ , град	T_0^C , ГэВ			
	pC	dC	α C	CC
0-10 ΔT , ГэВ $\chi^2/ст.св$	$0,312 \pm 0,057$ 0,05-0,4 0,87	$0,413 \pm 0,086$ 0,05-0,4 1,36	$0,586 \pm 0,174$ 0,05-0,4 1,57	$0,444 \pm 0,078$ 0,1-0,4 2,2
10-20 ΔT , ГэВ $\chi^2/ст.св$	$0,324 \pm 0,039$ 0,05-0,4 0,36	$0,299 \pm 0,027$ 0,05-0,4 1,64	$0,374 \pm 0,042$ 0,05-0,4 1,03	$0,247 \pm 0,019$ 0,15-0,4 1,1
20-20 ΔT , ГэВ $\chi^2/ст.св$	$0,198 \pm 0,013$ 0,05-0,4 1,0	$0,227 \pm 0,014$ 0,05-0,4 1,53	$0,210 \pm 0,016$ 0,10-0,4 2,0	$0,245 \pm 0,015$ 0,10-0,4 1,1
30-40 ΔT , ГэВ $\chi^2/ст.св$	$0,163 \pm 0,010$ 0,05-0,4 0,94	$0,176 \pm 0,009$ 0,05-0,4 1,15	$0,170 \pm 0,009$ 0,05-0,4 0,34	$0,193 \pm 0,010$ 0,05-0,4 1,32
40-50 ΔT , ГэВ $\chi^2/ст.св$	$0,127 \pm 0,006$ 0,05-0,4 0,38	$0,135 \pm 0,006$ 0,05-0,4 1,18	$0,123 \pm 0,006$ 0,05-0,35 1,17	$0,144 \pm 0,006$ 0,05-0,35 1,3
50-70 ΔT , ГэВ $\chi^2/ст.св$	$0,080 \pm 0,005$ 0,05-0,225 0,7	$0,079 \pm 0,004$ 0,075-0,225 1,5	$0,078 \pm 0,004$ 0,05-0,225 0,55	$0,086 \pm 0,004$ 0,05-0,2 1,77
70-90 ΔT , ГэВ $\chi^2/ст.св$	$0,049 \pm 0,003$ 0,05-0,225 0,75	$0,051 \pm 0,004$ 0,075-0,225 1,55	$0,056 \pm 0,003$ 0,05-0,225 1,45	$0,051 \pm 0,002$ 0,075-0,2 1,8
90-120 ΔT , ГэВ $\chi^2/ст.св$	$0,037 \pm 0,002$ 0,05-0,25 0,65	$0,036 \pm 0,002$ 0,05-0,225 1,22	$0,038 \pm 0,003$ 0,05-0,225 2,1	$0,037 \pm 0,002$ 0,05-0,2 0,31
120-180 ΔT , ГэВ $\chi^2/ст.св$	$0,038 \pm 0,003$ 0,05-0,3 1,8	$0,039 \pm 0,002$ 0,05-0,3 1,0	$0,030 \pm 0,004$ 0,05-0,225 1,6	$0,037 \pm 0,002$ 0,05-0,3 1,0

симуляция, и значения χ^2 на степень свободы. Можно видеть, что зависимость параметра T_0 от атомного веса ядра-снаряда (A_p) для данной мишени наблюдается только при малых углах θ . В интервале углов $\theta \geq 30^\circ$ практически не зависят от A_p (различие не более 10%), т.е. форма спектров протонов с $\theta \geq 30^\circ$ оказывается малочувствительной к типу ядра-снаряда в ядро-ядерных взаимодействиях в указанных интервалах ΔT .

Подобие спектров протонов из CC- и dC-, а также из STa- и dTa-событий демонстрирует рис.10, где представлены отношения

$$R_1 = \frac{d\sigma_{inv}^{CC}}{dT} / \frac{d\sigma_{inv}^{dC}}{dT} \quad \text{и} \quad R_1' = \frac{d\sigma_{inv}^{STa}}{dT} / \frac{d\sigma_{inv}^{dTa}}{dT} \quad \text{в функции кинетической энергии}$$

Таблица 3. Параметры T_0 , полученные при аппроксимации спектров протонов из $(d, \alpha, C)\text{Ta}$ -взаимодействий функцией $d\sigma_{\text{inv}}/dT = A e^{-T/T_0}$

θ , град	$T_0^{T_0}$, ГэВ		
	d/Ta	α/Ta	C/Ta
0-10 ΔT , ГэВ $\chi^2/\text{ст.св}$	0,039±0,002 0,05-0,2 0,44	0,063±0,023 0,05-0,2 0,60	0,086±0,014 0,05-0,2 1,9
10-20 ΔT , ГэВ $\chi^2/\text{ст.св}$	0,062±0,004 0,05-0,225 0,66	0,083±0,016 0,05-0,25 1,54	0,086±0,006 0,05-0,25 1,2
20-30 ΔT , ГэВ $\chi^2/\text{ст.св}$	0,072±0,005 0,05-0,25 0,55	0,067±0,010 0,05-0,25 0,86	0,075±0,004 0,05-0,225 0,68
30-40 ΔT , ГэВ $\chi^2/\text{ст.св}$	0,069±0,004 0,05-0,25 0,33	0,060±0,006 0,05-0,25 0,54	0,063±0,003 0,05-0,2 0,9
40-50 ΔT , ГэВ $\chi^2/\text{ст.св}$	0,056±0,002 0,05-0,25 0,46	0,055±0,005 0,05-0,2 1,3	0,056±0,003 0,05-0,2 0,7
50-70 ΔT , ГэВ $\chi^2/\text{ст.св}$	0,048±0,002 0,05-0,2 1,9	0,043±0,002 0,05-0,2 0,27	0,050±0,002 0,05-0,2 1,9
70-90 ΔT , ГэВ $\chi^2/\text{ст.св}$	0,044±0,002 0,05-0,2 1,8	0,039±0,002 0,05-0,2 1,3	0,042±0,004 0,075-0,2 0,9
90-120 ΔT , ГэВ $\chi^2/\text{ст.св}$	0,039±0,002 0,05-0,25 1,6	0,034±0,003 0,05-0,2 0,3	0,039±0,002 0,075-0,2 0,9
120-180 ΔT , ГэВ $\chi^2/\text{ст.св}$	0,033±0,002 0,05-0,25 1,0	0,033±0,002 0,05-0,2 1,1	0,031±0,001 0,05-0,2 1,9

гии протонов в различных угловых интервалах. Наглядно видно, что R_1 не зависит от T по всему спектру в широком интервале углов, начиная с 30° . При меньших углах R_1 выходит на константу при $T > 100$ МэВ. Значения R_1 в интервале 10° - 20° совпадают с R_1 , а при $20^\circ \leq \theta < 90^\circ$ R_1' имеет постоянные, но различающиеся по величине значения в областях 50-200 МэВ и 200-400 МэВ, что отражает влияние атомного веса ядра-снаряда на спектры протонов в $A_p\text{Ta}$ -соударениях. Выше 90° R_1 , как и R_1' , в пределах погрешностей не зависит от кинетической энергии.

Сравнение формы спектров протонов, полученных на легкой и тяжелой мишенях в соответствующих угловых интервалах, показывает их явное различие в диапазоне углов $\theta < 70^\circ$ (рис.1-6), что нашло свое отражение в значениях параметров T_0 (табл.2,3). Параметры T_0^{Ta} для части спектра от 50 до 250 МэВ существенно меньше T_0^C в соответствующих энергетическом и угловых интервалах. С увеличением угла θ выше 70° зависимость T_0 от массы ядра-мишени ослабевает, а в интервале $\theta > 90^\circ$ $T_0^C \approx T_0^{\text{Ta}}$.

Влияние атомного веса ядра-мишени (A_T) на форму спектров и относительный выход протонов от фрагментации ядер углерода и тантала при взаимодействии их с ядрами углерода и дейтерия в различных угловых интервалах можно проследить по рис.11, где в зависимости от кинетической энергии протонов ($50 \leq T_p < 400$ МэВ) при θ от 10° до 180° представлены от-

ношения $R_2 = \frac{d\sigma_{\text{inv}}^{\text{CTa}}}{dT} / \frac{d\sigma_{\text{inv}}^{\text{CC}}}{dT}$ и $R_2' = \frac{d\sigma_{\text{inv}}^{\text{dTa}}}{dT} / \frac{d\sigma_{\text{inv}}^{\text{dC}}}{dT}$. Видно, что и R_2 , и R_2' сильно зависят от T в интервале $50 \leq T < 200$ МэВ в диапазоне углов $\theta \leq 70^\circ$. Форма спектров более быстрых протонов ($T \geq 200$ МэВ) при $20^\circ < \theta \leq 70^\circ$ от атомного веса ядра-мишени не зависит: R_2 и R_2' в пределах погрешностей постоянны в этой части спектра в каждом угловом интервале. Вместе с тем наблюдается угловая зависимость величин R_2 и R_2' при $T \geq 200$ МэВ. Их значения возрастают по мере увеличения угла, что свидетельствует об усилении относительного выхода протонов в $(C, d)\text{Ta}$ -взаимодействиях по сравнению с $(C, d)\text{C}$ -соударениями. Выше $\theta = 70^\circ$ влияние A_T на форму спектров протонов ослабевает по всему интервалу энергий, а выход протонов усиливается, следуя зависимости $A_T^{1,3+1,4}$.

Обратимся теперь к угловой зависимости параметров T_0^{Ta} и T_0^C для изучаемых типов взаимодействий (рис.12). Параметры T_0^C быстро уменьшаются с увеличением угла θ до 90° , а далее в пределах 5-10% погрешностей от θ не зависят (рис. 12 а). Параметры T_0^{Ta} в области $\theta < 70^\circ$ зависят от угла значительно слабее по сравнению с T_0^C , а при больших углах имеют одинаковую с T_0^C угловую зависимость (рис.12 б). Имеющиеся данные по параметрам T_0 , характеризующим форму спектров кумулятивных протонов в адрон-ядерных взаимодействиях при 7,5 [1], 8,9 [2] и 17 [7] ГэВ/с также представлены на рис.12. Несколько меньшее значение T_0^{PC} , по-

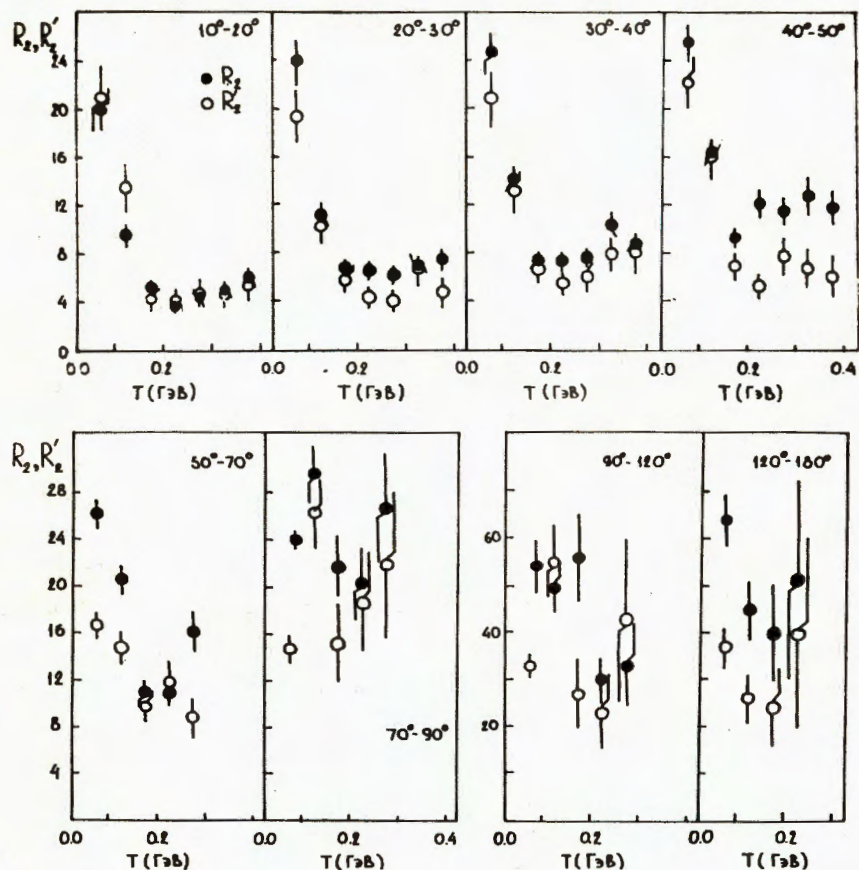


Рис.11. Отношения инвариантных сечений образования протонов: $R_2(\theta) = \frac{d\sigma_{inv}^{CTa}}{dT} / \frac{d\sigma_{inv}^{CC}}{dT}$ и $R_2'(\theta) = \frac{d\sigma_{inv}^{dTa}}{dT} / \frac{d\sigma_{inv}^{dC}}{dT}$ в зависимости от кинетической энергии протонов в различных угловых интервалах

лученное в нашей работе, связано с различным выбором нижней границы по T при аппроксимации спектров протонов экспонентой (1). Для сравнения параметров T_0 в одинаковых условиях мы аппроксимировали экспонентой спектры протонов из pC -взаимодействий в интервале $0,1 \leq T < 0,25$ ГэВ и получили при углах $50-70^\circ$ значения $T_0^{pC} = 99 \pm 8$

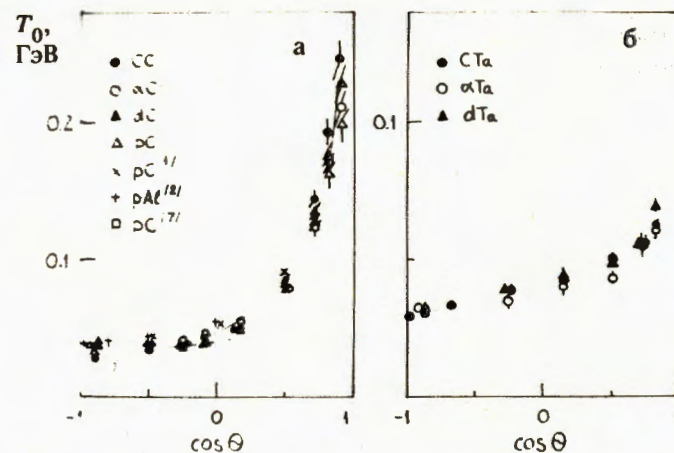


Рис.12. Угловые зависимости параметров T_0 для: а) $(p, d, \alpha, C)C$ - и б) $(d, \alpha, C)Ta$ -взаимодействий. Кривые — результат аппроксимации экспериментальных данных для CC - и CTa -соударений функцией (2)

Таблица 4. Параметры T_0 и β , полученные при аппроксимации угловой зависимости параметров наклона спектров протонов

$$\text{функцией } T_0 = \frac{T_0^\perp}{1 - \beta \cos \theta}$$

Тип события	T_0^\perp МэВ	β	Тип события	T_0^\perp МэВ	β
pC	$45,2 \pm 0,2$ $\chi^2 = 1,6$	$0,869 \pm 0,015$	dTa	$41,7 \pm 1,0$ $\chi^2 = 2,1$	$0,375 \pm 0,028$
dC	$45,2 \pm 0,2$ $\chi^2 = 1,5$	$0,898 \pm 0,014$	αTa	$39,2 \pm 0,9$ $\chi^2 = 2,1$	$0,247 \pm 0,035$
αC	$46,1 \pm 0,2$ $\chi^2 = 0,6$	$0,871 \pm 0,017$	CTa	$41,1 \pm 0,8$ $\chi^2 = 0,6$	$0,382 \pm 0,026$
CC	$45,8 \pm 0,1$ $\chi^2 = 1,3$	$0,916 \pm 0,011$			

МэВ и при углах $90-120^\circ$ $T_0 = 41 \pm 2$ МэВ, которые находятся в хорошем согласии с соответствующими T_0^{pC} из [1].

Угловая зависимость параметров T_0 ($\theta > 20^\circ$) аппроксимировалась функцией $T_0 = T_0^\perp / (1 - \beta \cos \theta)$ (2) для каждого типа взаимодействий. Полученные при этом значения параметров T_0^\perp и β для pC -, dC -, αC - и CC -соударений отличаются между собой не более чем на 5% (табл.4). Такое же заключение можно сделать и о параметрах T_0^\perp и β для взаимодействий на тантале. Различие угловых зависимостей параметров T_0 для взаимодействий легких ядер с ядрами углерода и тантала в интервале $\theta < 70^\circ$ привело к существенному различию параметров β при близких значениях T_0 для этих взаимодействий (см. табл.4).

Следует отметить также, что сравнение полученных значений параметра β с результатами модели файерболов [27] для инклюзивных барионных спектров показывает, что наши экспериментальные значения для танталовой мишени близки к скорости барионного кластера, получаемого в этой модели для области 3.

СЕЧЕНИЯ ВЫХОДА ПРОТОНОВ

Зависимости инклюзивных сечений выхода протонов ($d\sigma/d\Omega$) с кинетической энергией от 50 до 400 МэВ от атомного веса ядра-снаряда в различных угловых интервалах показаны на рис.13, 14. Видно, что в каждом угловом интервале зависимость $d\sigma/d\Omega$ от A_p хорошо описывается степенной функцией вида $d\sigma/d\Omega = b A_p^{\alpha_p}$ как для взаимодействий d, α, C с углеродной (рис.13), так и с танталовой (рис.14) мишенью. Полученные значения параметров α_p^C и α_p^{Ta} в зависимости от угла вылета протонов показаны на рис.15. Видно, что угловые зависимости α_p^C и α_p^{Ta} различны. Параметр α_p^{Ta} почти не зависит от θ , оставаясь на уровне $\alpha_p^{Ta} = 0,7-0,8$, α_p^C с ростом угла θ уменьшается от $\alpha_p^C = 0,89 \pm 0,05$ в интервале $\theta < 10^\circ$ до $\alpha_p^C = 0,41 \pm 0,05$ в диапазоне $120-180^\circ$, т.е. на углеродной мишени с увеличением атомного веса ядра-снаряда ($d \rightarrow C$) уменьшается относительный выход кумулятивных протонов ($\theta \geq 90^\circ$, $p > 300$ МэВ/с) по сравнению с выходом протонов в диапазоне $\theta < 90^\circ$, $50 \leq T < 400$ МэВ, чего не наблюдается во взаимодействиях d, α, C с ядром тантала.

Отметим, что наши результаты для интервала $120-180^\circ$ согласуются с данными работы [14], где для сечений выхода протонов с $P > 340$ МэВ/с в

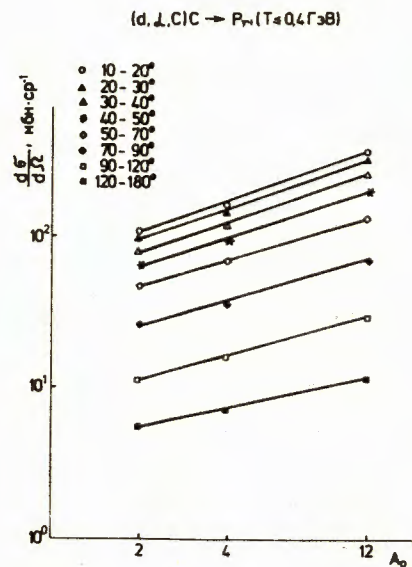


Рис.13. Сечения выхода протонов при фиксированных углах в зависимости от атомного веса ядра-снаряда в dC -, αC - и CC -взаимодействиях

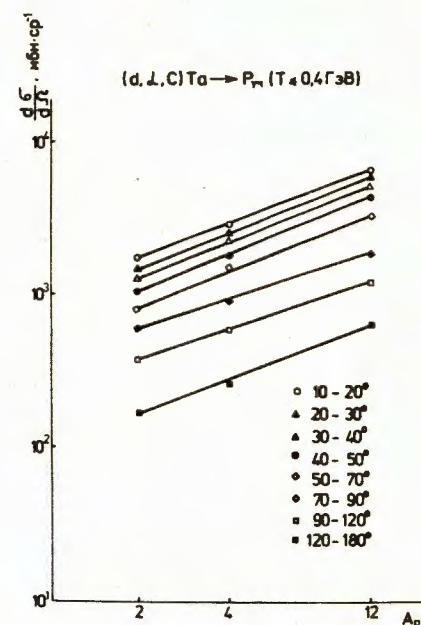


Рис.14. Сечения выхода протонов при фиксированных углах в зависимости от атомного веса ядра-снаряда в dTa -, αTa - и CTa -взаимодействиях

том же интервале углов получена зависимость $d\sigma/d\Omega \sim A_p^{0,5 \pm 0,1}$ для взаимодействий α, C с ядром углерода и $d\sigma/d\Omega \sim A_p^{0,7 \pm 0,1}$ для $A_p Pb$ -соударений.

На основании данных, представленных на рис.15, можно сделать вывод, что универсальной функцией, не зависящей от A_p , в случае тяжелой мишени может быть функция $f = \frac{d\sigma}{d\Omega} / \sigma_{A_p N}^{in} (\sigma_{A_p N}^{in} \sim A_p^{0,75})$ в широком диапазоне углов. Независимость f от A_p для кумулятивных протонов из ядерных взаимодействий предсказывалась в модели малонуклонных корреляций [26] и экспериментально подтверждена в [14] для $(\alpha, C) + (Ne, Cu, Pb)$ -соударений при 4,5 ГэВ/с на нуклон. Для $A_p C$ -соударений функция f не зависит от A_p лишь при малых углах (рис.15). Для интервала $120^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ в качестве не зависящей от A_p функции лучше под-

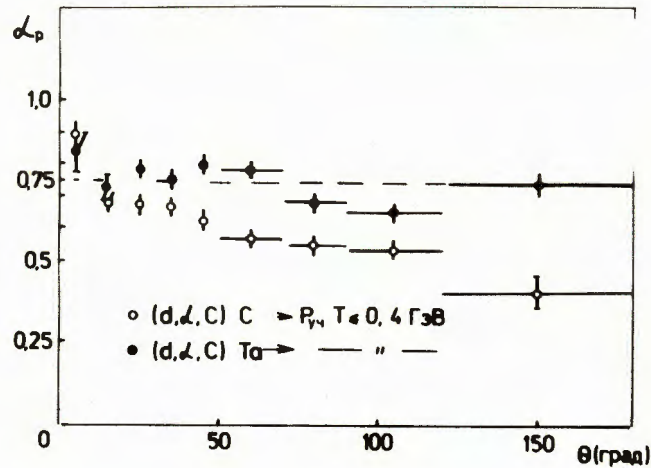


Рис.15. Угловая зависимость параметров α_p для (d, α, C) - (o) и (d, α, C) Ta (•)-взаимодействий (см. текст)

ходит $f' = \frac{d\sigma}{d\Omega} / \sigma_{A_p A_T} (\sigma_{A_p A_T} \sim A_p^{0,41})$, что согласуется с данными [14] для (α, C) С-взаимодействий.

Рассмотрим теперь зависимость инклюзивных сечений протонов от атомного веса ядра мишени при данном A_p во всем диапазоне углов.

Если предположить, что отношение $(d\sigma/d\Omega)_{A_p}^{A_{Ta}} / (d\sigma/d\Omega)_{A_p}^{A_C}$ в каждом угловом интервале при определенном A_p следует зависимости $(A_{Ta}/A_C)^{\alpha_T}$, то получим значения параметров α_T , показанные на рис.16. Видно, что до $\theta = 50^\circ$ величина α_T не зависит от угла вылета протонов и в пределах 5—10% погрешностей не зависит от атомного веса ядра-снаряда, оставаясь на уровне $\alpha_T \approx 1$. По мере увеличения угла θ выше 50° величина α_T возрастает, причем несколько сильнее для взаимодействий более тяжелого снаряда (C) с ядрами углерода и тантала. Так, в интервале $120^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ $\alpha_T^d = 1,27 \pm 0,10$, а $\alpha_T^C = 1,49 \pm 0,10$. Усиленная A_T -зависимость ($\sim A_T^{4/3}$) выхода протонов, вылетающих в заднюю полусферу, наблюдалась ранее в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях [1,2,8,10,14,16,17,21]. Пропорциональный $A_T^{1+1,2}$ выход протонов в переднюю полусферу указыва-

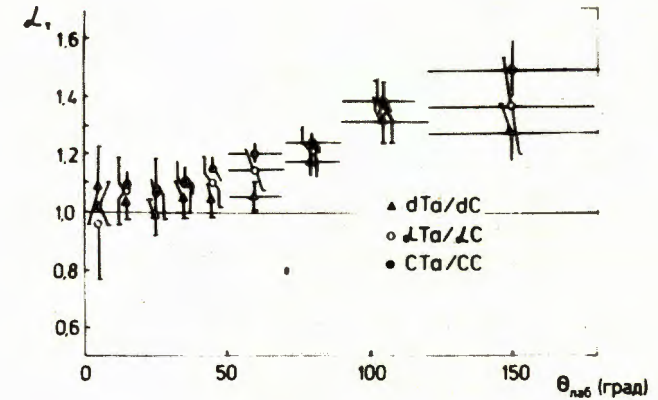


Рис.16. Угловая зависимость параметров α_T для отношений сечений dTa/dC (\blacktriangle), $\alpha Ta/\alpha C$ (o) и CTa/CC (•) (см. текст)

ет на то, что основным источником этих протонов (T от 50 до 400 МэВ) служит ядро мишени.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное исследование зависимости спектров протонов с кинетической энергией от 50 до 400 МэВ и сечений их выхода в широком интервале углов ($0-180^\circ$) от атомных весов сталкивающихся ядер позволяет сделать следующие выводы.

Форма спектров протонов ($50 \leq T < 400$ МэВ), вылетающих под углами $\theta \geq 30^\circ$ из взаимодействий легких ядер с ядрами углерода, не зависит от атомного веса ядра-снаряда (рис.4—10). Спектры могут быть аппроксимированы функцией $d\sigma_{inv}/dT = Ae^{-T/T_0}$ во всем интервале по T при углах $\theta < 50^\circ$ (рис.1—5). При больших углах описание одной экспонентой возможно до 250 МэВ (рис.6—9).

Спектры протонов из (d, α, C) Ta-соударений подобны между собой в областях 50—200 МэВ и 200—400 МэВ (рис.10). Эти области характеризуются существенно различными параметрами наклона (рис.1—9). Одна из причин — примесь дейтронов в области $T > 250$ МэВ. Параметры T_0 , характеризующие форму спектров протонов в соответствующих угловых и энергетических интервалах, представлены в табл.2 и 3. Угловая зависи-

мость параметров T_0 для взаимодействий на легкой и тяжелой мишенях описывается функцией (2) с близкими значениями параметров T_0^{\perp} (рис.12) ($T_0^{\perp} \approx 45$ МэВ для $A_p C$ - и $T_0^{\perp} \approx 41$ МэВ для $A_p Ta$ -соударений), но сильно отличающимися параметрами β ($\beta^{A_p C} > \beta^{A_p Ta}$).

Сравнение спектров протонов из взаимодействий d, α, C с легкой (C) и тяжелой (Ta) мишенями показало существенное влияние атомного веса ядра-мишени на форму спектров в области $50 \leq T < 200$ МэВ и $\theta < 90^\circ$ (рис.1—7, 11).

Форма спектров протонов в области 200—400 МэВ в пределах 10—15% погрешностей не зависит от A мишени во всех угловых интервалах, начиная с $\theta = 20^\circ$, как в случае SA_T , так и в случае dA_T -взаимодействий (рис.11).

Зависимость инклюзивных сечений выхода протонов, проинтегрированных по энергетическому интервалу 50—400 МэВ, от атомного веса ядра-снаряда хорошо описывается степенной функцией вида $d\sigma/d\Omega \sim A_p^\alpha$ во всех угловых интервалах как для dC -, αC -, CC -, так и для dTa -, αTa - и CTa -взаимодействий (рис.13,14). Параметры α_p^{Ta} для $A_p Ta$ -соударений практически не зависят от угла θ , оставаясь на уровне 0,7+0,8 (рис.15). В этом случае универсальной, не зависящей от A_p функцией может служить $f = \frac{d\sigma}{d\Omega} / \sigma_{A_p}^{in}$.

В $A_p C$ -соударениях относительный выход протонов ($\frac{d\sigma^{CC}}{d\Omega} / \frac{d\sigma^{dC}}{d\Omega}$) уменьшается по мере увеличения угла (рис.15). Для интервала углов 120 — 180° не зависящей от A_p функцией может быть $f' = \frac{d\sigma}{d\Omega} / \sigma_{A_p A_T}$ или средняя множественность протонов.

Результаты, характеризующие зависимость инклюзивных сечений выхода протонов от атомного веса ядра-мишени, свидетельствуют о том, что сечения пропорциональны $A_T^{1+1,1}$ при $\theta \leq 50^\circ$, а с увеличением угла A_T -зависимость сечений усиливается и достигает вида $d\sigma/d\Omega \sim A_T^{1,5}$ в интервале 120 — 180° (рис.16). Угловая зависимость α_T слабо меняется с увеличением атомного веса налетающего ядра.

Подводя итоги, можно сказать, что ядерный скейлинг (независимость формы спектров протонов от типа налетающей частицы и ядра-мишени, усиленная A_T^α -зависимость ($\alpha = 1,3+1,5$) инклюзивных сечений выхода протонов), наблюдавшийся для кумулятивных протонов в адрон-ядерных

взаимодействиях, имеет место и в ядро-ядерных соударениях при 4,2 ГэВ/с.

Вместе с тем, ряд свойств ядерного скейлинга, например независимость формы спектров протонов от атомного веса ядра-снаряда, наблюдается уже при $\theta > 30^\circ$ как в CTa -, так и в CC -взаимодействиях. Кроме того, форма спектров протонов с кинетической энергией от 200 до 400 МэВ в широком интервале углов (10 — 180°) не зависит от ядра-мишени.

Объемный характер имеет A_T -зависимость выхода протонов в интервале углов $\theta < 90^\circ$. Все эти закономерности свидетельствуют об универсальности механизма ядро-ядерных взаимодействий.

Авторы выражают благодарность участникам сотрудничества за получение экспериментального материала, лаборантам за просмотр пленок и измерение событий, Л.А.Ратниковой, А.Х.Будиловой, И.А.Сергеевой за помощь в оформлении рукописи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баюков Ю.Д. и др. — ЯФ, 1985, т.42, с.185, 377.
2. Балдин А.М. и др. — ОИЯИ, P1-83-432, Дубна, 1983.
3. Балдин А.М. и др. — ЯФ, 1974, т.20, с.1201.
4. Ep'uo H. et al. — Phys. Lett., 1985, v.159B, p.1.
5. Бояринов С.В. и др. — ЯФ, 1987, т.46, с.1472.
6. Беляев И.М. и др. — ОИЯИ, P1-89-112, 1989.
7. Беляев И.М. и др. — ОИЯИ, P1-90-551, Дубна, 1990.
8. Bayukov Y.D. et al. — Phys. Rev. C, 1979, v.20, p.764.
9. Nikiforov N.A. et al. — Phys. Rev. C, 1989, v.22, p.700.
10. Geaga T.V. et al. — Phys. Rev. Lett., 1980, v.45, p.1993.
11. Nagamiya S. et al. — Phys. Rev. C, 1981, v.24, p.971.
12. Sandoval A. et al. — Phys. Rev. C, 1980, v.21, p.1321.
13. Аникина М.Х. и др. — ОИЯИ, P1-85-208, Дубна, 1985.
14. Аникина М.Х. и др. — ЯФ, 1984, т.40, с.489.
15. Гаспарян А.П., Мехтиев Р.Р. — ОИЯИ, P1-85-14, Дубна, 1985.
16. Адыяевич Б.П. и др. — ЯФ, 1984, т.40, с.495; Adyasevich B.P. et al. — IAE-3973/2, 1984; Adyasevich B.P. et al. — Phys. Lett., 1984, v.142B, p.245.
17. Гулкянц Г.Р. и др. — ОИЯИ, P1-88-685, Дубна, 1988; ЯФ, 1989, т.50, с.415.
18. Агакишиев Г.Н. и др. — ОИЯИ, P1-89-793, Дубна, 1989; ЯФ, 1990, т.51, 1591.
19. Канарек Т. и др. — ОИЯИ, P1-88-30, Дубна, 1988; ЯФ, 1988, т.48, с.1752.
20. Агакишиев Г.Н. и др. — ОИЯИ, P1-91-394, Дубна, 1991; ЯФ, 1992, т.55, с.736.
21. Армутлийски Д. и др. — ОИЯИ, P1-91-191, Дубна, 1991.
22. Армутлийски Д. и др. — ОИЯИ, P1-86-263, Дубна, 1986; ЯФ, 1987, т.45, с.1047.

23. Армутлийски Д. и др. — ОИЯИ, P1-87-905, Дубна, 1987; ЯФ, 1989, т. 49, с. 182.
 24. Ивановская И.А. и др. — ОИЯИ, P1-91-264, Дубна, 1991.
 25. Aduyasevich V.P. et al. — IAE-4148/2, Moscow, 1985.
 26. Стрикман М.Н., Франкфурт Л.Л. — ЯФ, 1980, т. 32, с. 1403.
 27. Bogatskaya I.G. et al. — Phys. Rev. C, 1980, v. 22, p. 209.

Рукопись поступила в издательский отдел
 22 июня 1992 года.

Бацкович С. и др.

P1-92-262

Зависимость спектров и сечений выхода протонов при фиксированных углах от атомных весов сталкивающихся ядер в ядро-ядерных взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с на нуклон

Представлены инвариантные сечения выхода протонов в зависимости от кинетической энергии в интервале 50—400 МэВ при фиксированных углах от 0 до 180° для (p, d, α, C) + C- и (d, α, C) + Ta-взаимодействий при 4,2 ГэВ/с на нуклон. Показано, что во взаимодействиях легких ядер с ядрами углерода форма спектров протонов в исследуемом энергетическом интервале и углах испускания $\theta > 30^\circ$ не зависит от типа ядра-снаряда. В соударениях (d, α, C) с ядром тантала спектры протонов с $\theta > 20^\circ$ подобны друг другу в областях 50—200 МэВ и 200—400 МэВ. Эти области характеризуются различными параметрами наклона. Показано также, что атомный вес ядра-мишени существенно влияет на форму спектров протонов в области $50 \leq T < 200$ МэВ и $\theta < 90^\circ$, а форма спектров более быстрых протонов ($200 \leq T < 400$ МэВ) от A_T не зависит, начиная с $\theta = 20^\circ$. Исследованы зависимости сечений выхода протонов при фиксированных углах от атомных весов сталкивающихся ядер. В каждом угловом интервале зависимость $d\sigma/d\Omega$ от A_p может быть представлена степенной функцией ($A_p^{\alpha_p}$) для взаимодействий как на легкой, так и на тяжелой мишенях. Получены угловые зависимости параметров α_p^C и α_p^{Ta} . При степенной зависимости $d\sigma/d\Omega$ от атомного веса ядра-мишени ($A_T^{\alpha_T}$) параметры $\alpha_T^{d,\alpha,C} \approx 1$ при $\theta < 50^\circ$ и возрастают до $\approx 1,5$ в интервале $120^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод авторов

Backović S. et al.

P1-92-262

Dependence of Spectra and Cross Sections of Proton Yield at Fixed Angles on the Atomic Weight of Colliding Nuclei in Nucleus-Nucleus Interactions at 4,2 GeV/c per Nucleon

The invariant cross sections of proton production depending on their kinetic energy within an interval of 50—400 MeV at fixed angles from 0 up to 180° for (p, d, α, C) + C- and (d, α, C) + Ta- interactions at 4,2 GeV/c per nucleon are presented. It is shown that the shape of proton spectra in investigated energy interval and at emission angles of $\theta > 30^\circ$ does not depend on the type of the projectile nucleus in interactions between light nuclei and carbon nucleus. Proton spectra at $\theta > 20^\circ$ are similar in the region of 50—200 MeV (d, α, C) collisions with tantalum nuclei. The atomic weight of target-nucleus is also shown to affect substantially the shape of proton spectra over the interval of $50 \leq T < 200$ MeV and $\theta < 90^\circ$ and the shape of spectra of faster protons ($200 \leq T < 400$ MeV) does not depend on A_T from $\theta = 20^\circ$. The dependences of the cross sections of proton yield at fixed angles on the atomic weights of colliding nuclei have investigated. In every angular interval the $d\sigma/d\Omega$ dependence on A_p can be presented by a power function ($A_p^{\alpha_p}$) for interactions on both light and heavy targets. The angular dependences of the parameters α_p^C and α_p^{Ta} have been obtained. The parameters $\alpha_T^{d,\alpha,C} \approx 1$ at $\theta < 50^\circ$ and they grow up to $\approx 1,5$ within an interval of $120^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ for the power dependence $d\sigma/d\Omega$ on the atomic weight of the target-nucleus.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1992