

объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

P1-92-553

Г.Н.Агакишиев, С.Бацкович<sup>1</sup>, Р.Бекмирзаев,  
Т.Канарек, Е.Н.Кладницкая, М.М.Муминов<sup>2</sup>,  
Д.Салихагич<sup>1</sup>, Л.Симич<sup>3</sup>, А.Н.Соломин<sup>4</sup>,  
Г.П.Тонеева, Л.М.Щеглова<sup>4</sup>

ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРОВ И СЕЧЕНИЙ  
ВЫХОДА ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ ВЫШЕ 0,4 ГэВ  
ПРИ ФИКСИРОВАННЫХ УГЛАХ  
ОТ АТОМНЫХ ВЕСОВ СТАЛКИВАЮЩИХСЯ ЯДЕР  
В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

<sup>1</sup>Естественно-математический факультет Университета Черногории, Подгорица

<sup>2</sup>Самаркандский государственный университет

<sup>3</sup>Институт физики, Белград

<sup>4</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

Агакишиев Г.Н. и др.

Зависимость спектров и сечений выхода протонов с энергией выше 0,4 ГэВ при фиксированных углах от атомных весов сталкивающихся ядер в ядро-ядерных взаимодействиях

Представлены инвариантные сечения выхода протонов в зависимости от кинетической энергии ( $T > 0,4$  ГэВ) при фиксированных углах от  $0^\circ$  до  $90^\circ$  для  $(p, d, \alpha, C)+C$ -взаимодействий и  $(d, \alpha, C)+Ta$ -взаимодействий при 4,2 ГэВ на нуклон. Показано, что во взаимодействиях легких ядер с ядрами углерода и тантала форма спектров протонов в исследуемом энергетическом интервале и углах испускания  $\theta > 30^\circ$  не зависит от типа ядра-снаряда. Форма спектров протонов с энергией  $T > 0,4$  ГэВ не зависит от типа ядра-мишени, начиная с  $\theta = 20^\circ$ . Исследованы зависимости сечений выхода протонов при фиксированных углах от атомных весов сталкивающихся ядер ( $A_p, A_T$ ). 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 мишени. Получены угловые зависимости параметров  $\alpha_p^C$  и  $\alpha_p^{Ta}$ . При степенной зависимости  $d\sigma/d\Omega$  от атомного веса ядра-мишени ( $A_T^{\alpha_T}$ ) параметры  $\alpha_T$  растут от  $\alpha_T = 0,5$  до  $\alpha_T = 1+1,1$  при увеличении угла  $\theta$  от  $0^\circ$  до  $90^\circ$ .

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод авторов

Agakishiev H.N. et al.

P1-92-553

Dependence of Spectra and Cross Sections Yield of Proton at the Energy More than 0,4 GeV at Fixed Angles on Atomic Weights of Colliding Nuclei in Nucleus-Nucleus Interactions

Invariant cross sections of proton production depending on their kinetic energy ( $T > 0,4$  GeV) at fixed angles from  $0^\circ$  up to  $90^\circ$  for  $(p, d, \alpha, C)+C$ - and  $(d, \alpha, C)+Ta$ -interactions at 4,2 GeV/c per nucleon are presented. It is shown that the shape of proton spectra within the investigated energy interval and at emission angles of  $\theta \geq 30^\circ$  does not depend on the type of the projectile in the interactions between light nuclei and carbon and tantalum ones. The shape of proton spectra with  $T > 0,4$  GeV does not depend on the type of target nucleus starting with  $\theta = 20^\circ$ . The dependences of cross sections of proton yield at the fixed angles on the atomic weights of colliding nuclei ( $A_p, A_T$ ) have been investigated. In every angular interval the dependence  $d\sigma/d\Omega$  on  $A_p$  can be presented by the power function ( $A_p^{\alpha_p}$ ) for collisions on both light and heavy targets. Angular dependences of parameters  $\alpha_p^C$  and  $\alpha_p^{Ta}$  have been obtained. At power dependences  $d\sigma/d\Omega$  on the atomic weight of target ( $A_T^{\alpha_T}$ ) parameters  $\alpha_T$  grow from  $\alpha_T = 0,5$  to  $\alpha_T = 1+1,1$  with increasing of the angle  $\theta$  from  $0^\circ$  up to  $90^\circ$ .

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

## ВВЕДЕНИЕ

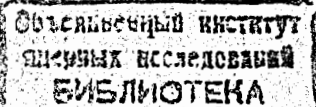
Настоящая работа завершает цикл исследований спектров вторичных частиц при фиксированных углах в ядро-ядерных взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с на нуклон. Наборы ядер-снарядов ( $p$ ,  $d$ ,  $\alpha$ ,  $C$ ) и ядер-мишеней ( $C$ ,  $Ta$ ) дают возможность проследить зависимость формы спектров пионов и протонов, а также сечений их выхода от атомных весов сталкивающихся ядер и угла испускания в условиях одного эксперимента. В ранних работах цикла представлены результаты анализа спектров  $\pi^-$ -мезонов [1,2,3] и протонов с кинетической энергией от 50 до 400 МэВ [4] в  $pC$ -,  $dC$ -,  $\alpha C$ -,  $CC$ - и  $dTa$ -,  $\alpha Ta$ -,  $CTa$ -взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с на нуклон в широком угловом интервале ( $0^\circ$ — $180^\circ$ ), а также характеристики спектров  $\pi^-$ -мезонов и протонов в  $pC$ - и  $pTa$ -соударениях при 10 ГэВ/с [5].

В данной работе исследовалось влияние атомных весов сталкивающихся ядер на форму спектров протонов с кинетической энергией  $T > 0,4$  ГэВ и сечения их выхода под фиксированными углами. В группу протонов с  $T > 0,4$  ГэВ входят протоны от фрагментации пучкового ядра и протоны из центральной области по продольной быстрой, куда могут попасть как протоны от фрагментации ядра-мишени, получившие большую передачу импульса, так и протоны от фрагментации ядра-снаряда, затормозившиеся в мишени.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Использованы стереофотографии, полученные при облучении двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ в пучках протонов, дейтронов,  $\alpha$ -частиц и ядер углерода с импульсом 4,2 ГэВ/с на нуклон. В рабочем объеме камеры размещались танталовые пластины толщиной 1 мм, так что имелась возможность отбирать события от взаимодействий пучковых ядер как с легкой ( $C$ ), так и с тяжелой ( $Ta$ ) мишенью. Методические вопросы эксперимента рассмотрены в работах [6—8].

Из числа рассматриваемых протонов исключены однозарядные стриппинговые фрагменты с импульсом больше 3 ГэВ/с и углом вылета  $\theta < 4^\circ$ . Среди частиц, отнесенных нами к протонам, есть примесь дейтронов и тритонов.



## СРЕДНИЕ МНОЖЕСТВЕННОСТИ ПРОТОНОВ

Статистика событий и средние множественности всех протонов-участников и протонов с  $T > 0,4$  ГэВ в исследуемых взаимодействиях представлены в табл.1. Там же приводятся (в %) доли быстрых протонов ( $T > 0,4$  ГэВ) в общем числе протонов-участников, значения  $\langle \nu_p \rangle$  — средних множественностей протонов, участвующих во взаимодействии из ядра-снаряда.

Таблица 1. Статистика событий и средние множественности протонов

	Тип ядра-мишени	Тип ядра-снаряда			
		<i>p</i>	<i>d</i>	$\alpha$	C
$N_{\text{собр}}$	C	5284	6734	4852	7327
$\langle n_p \rangle$	C	$1,58 \pm 0,06$	$1,94 \pm 0,07$	$2,93 \pm 0,06$	$4,23 \pm 0,07$
		$1,50 \pm 0,05^*$	$1,81 \pm 0,05^*$	$2,70 \pm 0,06^*$	$3,89 \pm 0,06^*$
$\langle n_p \rangle (T > 0,4 \text{ ГэВ})$	C	$0,71 \pm 0,03$	$0,86 \pm 0,03$	$1,50 \pm 0,03$	$2,54 \pm 0,04$
% от $\langle n_p \rangle$		47,3	47,5	55,6	65,3
$\langle \nu_p \rangle [6]$	C	1	$0,75 \pm 0,05$	$1,35 \pm 0,05$	$2,15 \pm 0,05$
$N_{\text{собр}}$	Ta		1475	1149	1823
$\langle n_p \rangle$	Ta		$4,9 \pm 0,2$	$7,3 \pm 0,4$	$14,6 \pm 0,4$
			$4,8 \pm 0,2^*$	$7,1 \pm 0,3^*$	$12,8 \pm 0,3^*$
$\langle n_p \rangle (T > 0,4 \text{ ГэВ})$	Ta		$0,96 \pm 0,06$	$1,86 \pm 0,08$	$4,48 \pm 0,11$
% от $\langle n_p \rangle$			20,0	26,3	35,1
$\langle \nu_p \rangle [9]$	Ta		$0,80 \pm 0,02$	$1,43 \pm 0,05$	$3,30 \pm 0,15$

\*Средняя множественность протонов, импульсы которых определены

Из табл.1 видно, что доля быстрых протонов возрастает с увеличением атомного веса пучкового ядра, причем быстрее во взаимодействиях на тяжелом ядре. Это обусловлено тем, что на тяжелой мишени в среднем взаимодействует больше (~ в 1,5 раза) протонов из ядра углерода, чем на легкой, а средние значения  $\langle \nu_p \rangle$  в *dC*- и *dTa*-соударениях в пределах погрешностей совпадают (см. табл.1).

Сравнение  $\langle n_p \rangle (T > 0,4 \text{ ГэВ})$  с  $\langle \nu_p \rangle$  позволяет оценить нижнюю границу\* вклада протонов от фрагментации мишени в  $\langle n_p \rangle (T > 0,4 \text{ ГэВ})$ . Он составляет ~10% в *pC*-событиях и увеличивается до 20—25% в *pTa*-соударениях.

## СПЕКТРЫ ПРОТОНОВ

Общее представление о спектрах протонов с  $T > 0,4$  ГэВ из *CC*- и *CTa*-взаимодействий можно получить из распределений этих протонов по продольной скорости *u* (рис.1а;б). В распределении для *CC*-взаимодействий отчетливо виден пик в области фрагментации ядра-снаряда, в распределении же для *CTa*-соударений пик наблюдается в центральной области. Этот результат наглядно демонстрирует влияние вторичных перерассеяний в ядре тантала на спектр протонов. Значительная часть взаимодействующих протонов ( $\nu_p$ ) из ядра углерода, многократно перерассеиваясь в ядре тантала, тормозится и попадает в центральную область по скорости.

Обратимся теперь к энергетическим спектрам протонов с  $T > 0,4$  ГэВ при фиксированных угловых интервалах, представленных на рис.2—8. Спектры протонов, вылетающих в интервале углов  $\theta < 10^\circ$  из *dC*-,  $\alpha C$ -, *CC*- и *dTa*-,  $\alpha Ta$ -, *CTa*-взаимодействий, имеют характерный для этого диапазона углов вид [10]: спадающая часть до 0,8—1,0 ГэВ, плато и снова спад выше 2 ГэВ (рис.2).

В спектре протонов из *pC*-взаимодействий при  $T \approx 3$  ГэВ виден пик от квазиупругого рассеяния протонов на нуклонах ядра углерода. Начиная с  $\theta = 10^\circ$ , форма спектров протонов меняется для всех типов взаимодействий (рис.3—8): спектры быстро спадают с увеличением кинетической энергии, в области  $T \approx 0,4$  ГэВ наблюдаются изломы. Характеристики спектров медленных ( $T \leq 0,4$  ГэВ) протонов, являющихся в большинстве своем фрагментами ядер-мишеней, подробно проанализированы в работе [4]. Все спектры протонов в области  $T > 0,4$  ГэВ и при углах  $\theta > 20^\circ$  могут быть описаны экспонентой

$$d\sigma_{inv} / dT = ae^{-T/T_0} \quad (1)$$

с параметрами  $T_0$ , приведенными в табл.2 и 3. В таблицах указаны также интервалы ( $T$ ), в пределах которых проводилась аппроксимация, и значе-

\*Здесь не учтены протоны из ядра-снаряда, затормозившиеся в мишени и перешедшие в группу протонов с  $T \leq 0,4$  ГэВ.

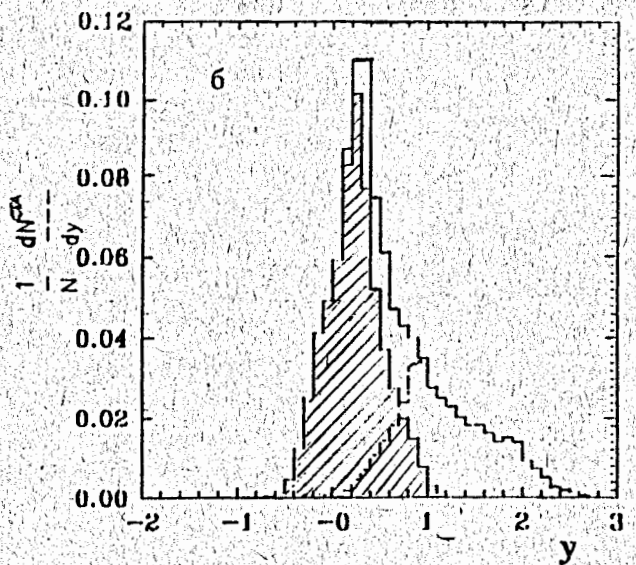
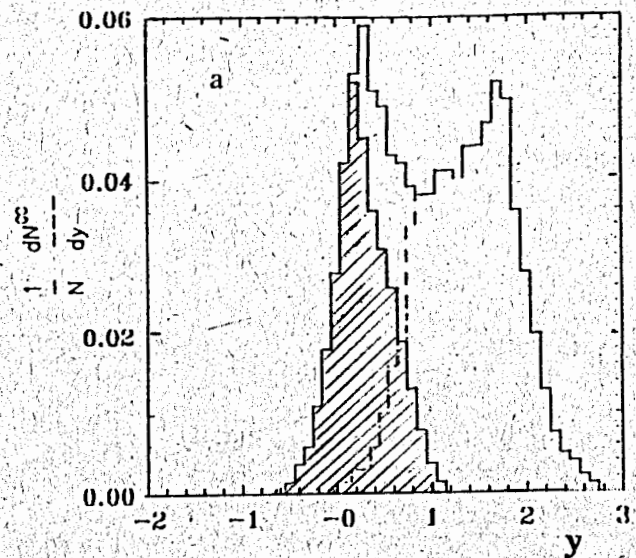


Рис.1. Распределение протонов по продольной быстрой: а) для СС-, б) для СТa-взаимодействий. Штриховой линией обозначено распределение протонов с  $T > 0,4$  ГэВ. Заштрихованы распределения протонов с  $\theta > 30^\circ$ .

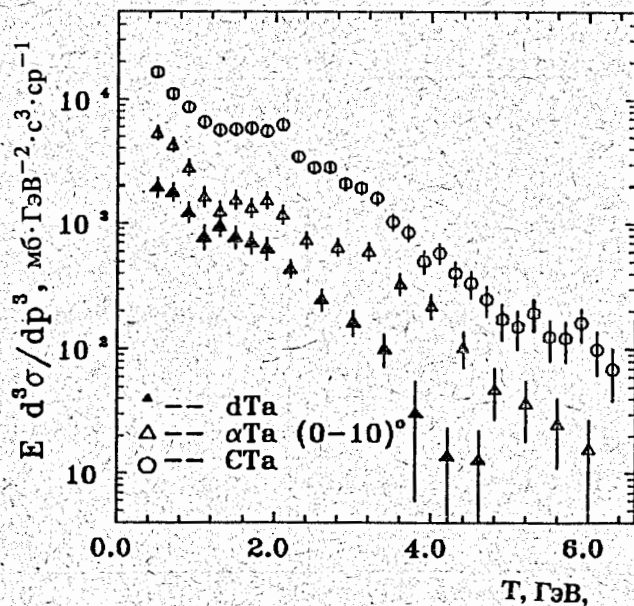
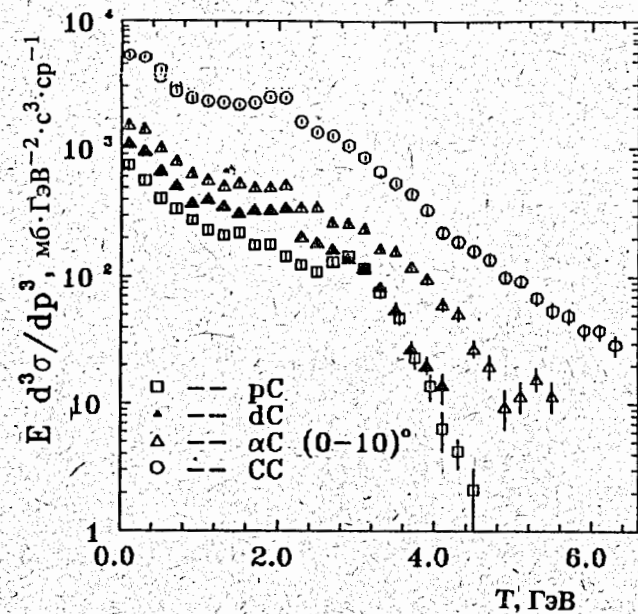


Рис.2. Спектры протонов в зависимости от кинетической энергии в угловом интервале  $0^\circ - 10^\circ$  из  $A_p$ С- и  $A_p$ Та-взаимодействий

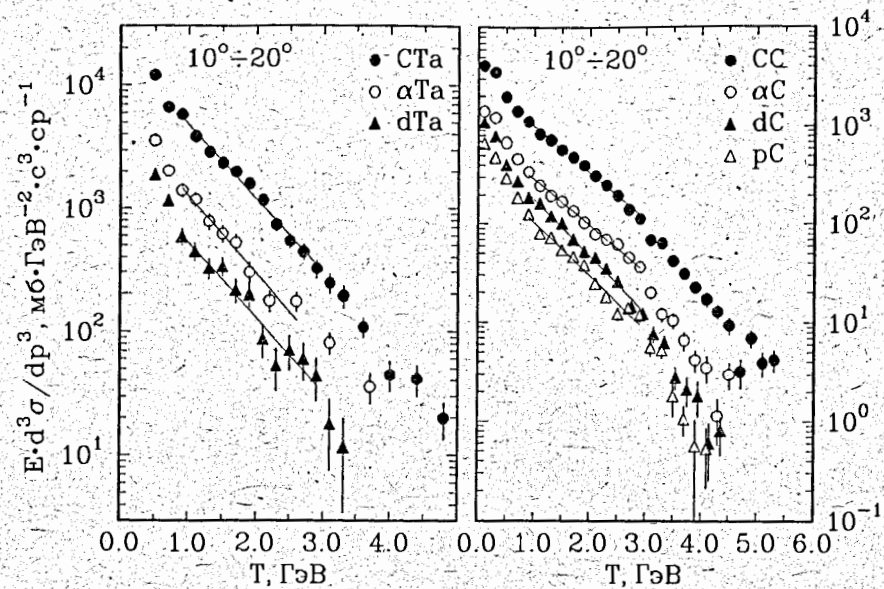


Рис.3. Спектры протонов, вылетающих в интервале  $10^\circ-20^\circ$  из  $A_p C$ - и  $A_p Ta$ -взаимодействий. Прямые — результат аппроксимации экспериментальных данных экспонентой

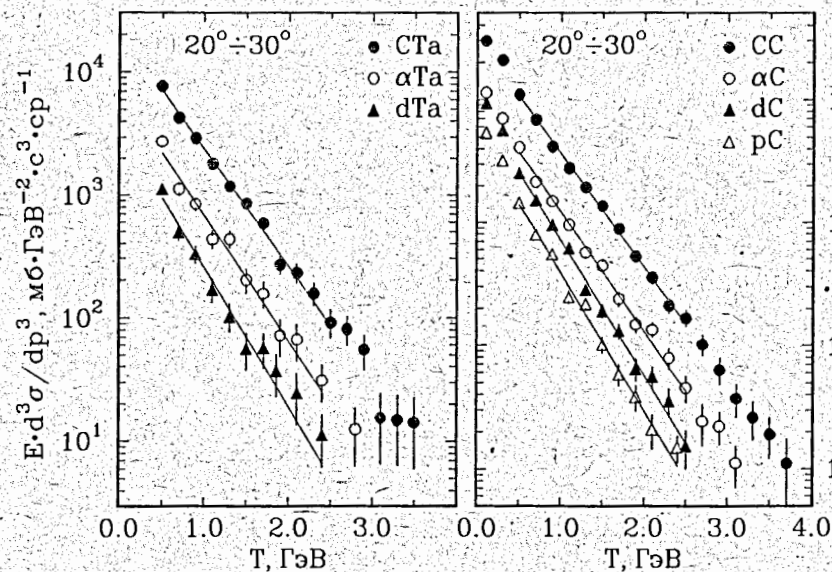


Рис.4. Спектры протонов, вылетающих в интервале  $20^\circ-30^\circ$

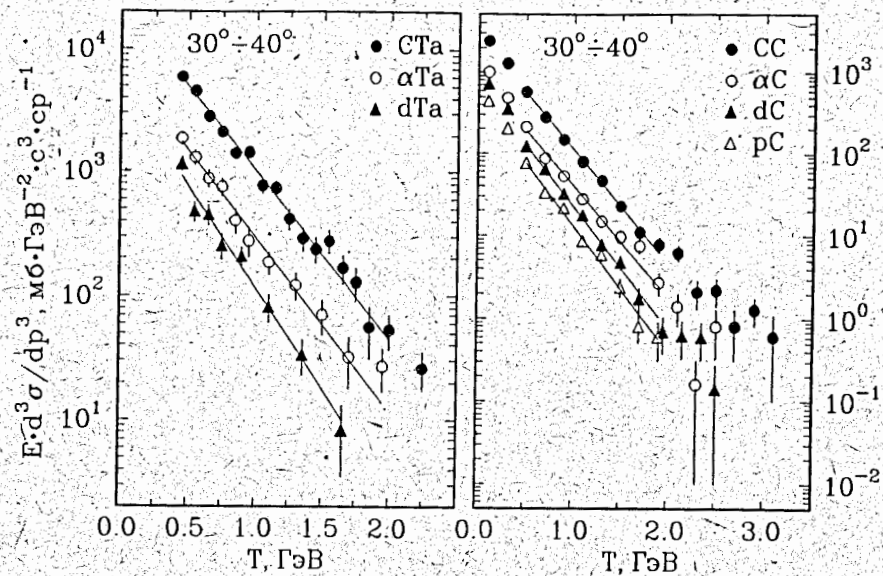


Рис.5. Спектры протонов, вылетающих в интервале  $30^\circ-40^\circ$

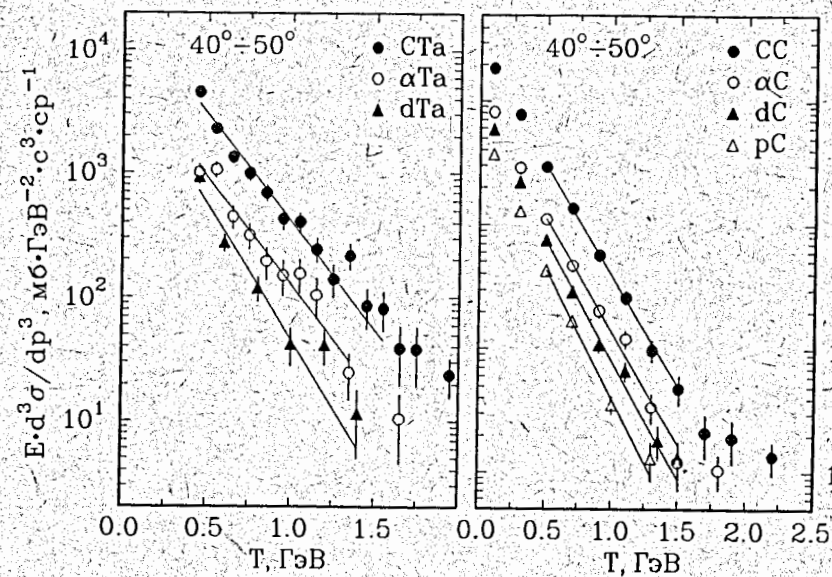


Рис.6. Спектры протонов, вылетающих в интервале  $40^\circ-50^\circ$

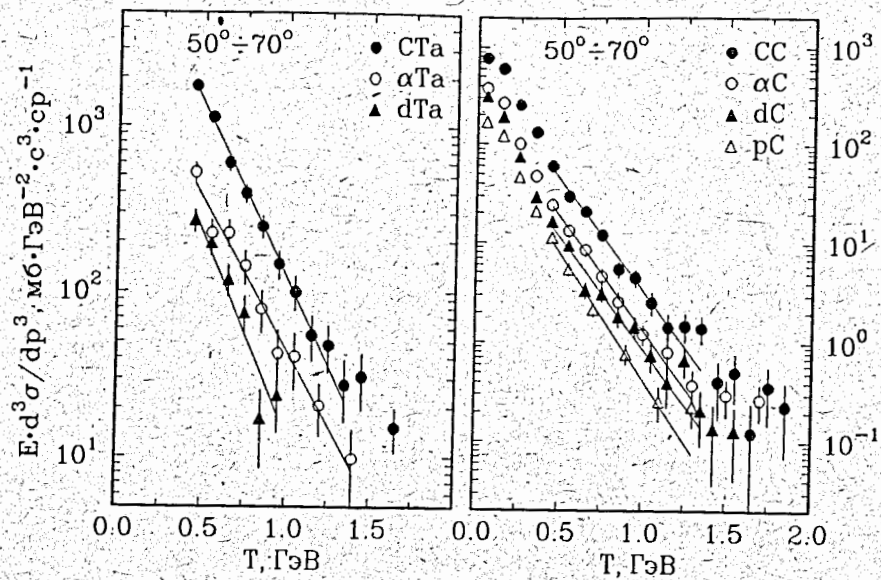


Рис.7. Спектры протонов, вылетающих в интервале 50°—70°

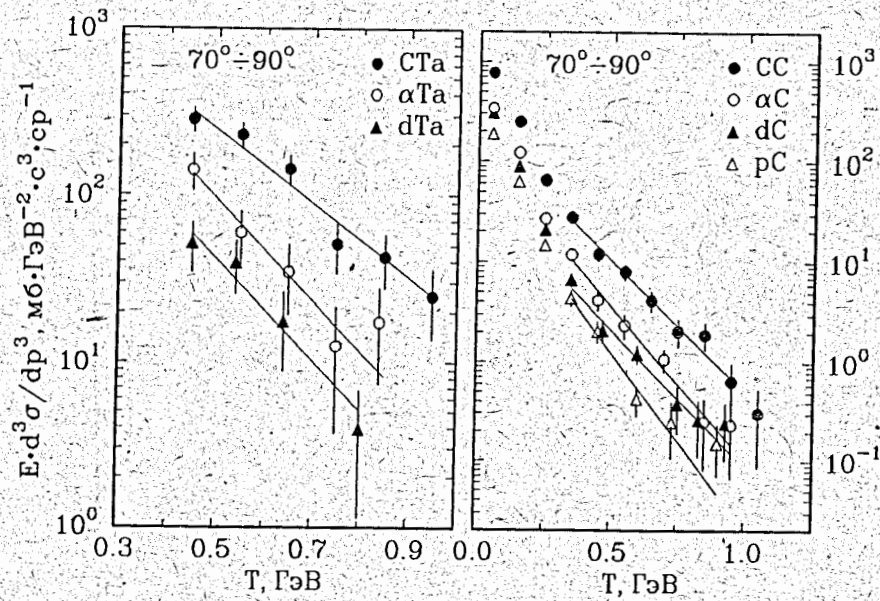


Рис.8. Спектры протонов, вылетающих в интервале 70°—90°

Таблица 2. Параметры  $T_0^C$ , полученные при аппроксимации спектров протонов с  $T > 0,4$  ГэВ из (p, d, α, C)C-взаимодействий функцией  $d\sigma_{inv}/dT = ae^{-T/T_0^C}$

θ, град	T, ГэВ	pC		dC		αC		CC	
		$T_0^C$ , МэВ	$\chi^2_{ст.об.}$	$T_0^C$ , МэВ	$\chi^2_{ст.об.}$	$T_0^C$ , МэВ	$\chi^2_{ст.об.}$	$T_0^C$ , МэВ	$\chi^2_{ст.об.}$
10—20	0,8—3,0	795±31	1,6	748±23	1,4	917±30	0,74	921±18	1,6
20—30	0,4—2,6	387±12	1,2	394±10	0,94	446±11	1,6	468±8	1,1
30—40	0,4—2,0	286±11	1,0	292±10	0,45	321±11	2,2	312±7	0,69
40—50	0,4—1,6	209±14	0,47	225±11	1,1	237±11	1,0	243±8	0,31
50—70	0,4—1,4	172±12	1,1	194±12	2,0	191±11	0,29	194±10	0,68
70—90	0,4—0,9	122±30	1,3	190±41	0,89	160±28	0,40	182±20	0,68

Таблица 3. Параметры  $T_0^{\text{Ta}}$ , полученные при аппроксимации спектров протонов с  $T > 0,4$  ГэВ из ( $d$ ,  $\alpha$ , C) Ta-взаимодействий функцией  $d\sigma_{\text{inv}}/dT = ae^{-T/T_0}$

$\theta$ , град	$T$ , ГэВ	dTa		$\alpha\text{Ta}$		CTa	
		$T_0^{\text{Ta}}$ , МэВ	$\chi^2_{\text{кр.об.}}$	$T_0^{\text{Ta}}$ , МэВ	$\chi^2_{\text{кр.об.}}$	$T_0^{\text{Ta}}$ , МэВ	$\chi^2_{\text{кр.об.}}$
10—20	0,4—3,4	594±30	1,4	666±30	1,6	701±15	2,2
20—30	0,4—2,6	383±25	0,9	425±21	1,9	453±11	1,0
30—40	0,4—1,5	266±19	1,2	300±20	0,4	319±11	1,2
40—50	0,4—1,2	199±20	1,6	250±20	1,2	245±11	2,0
50—70	0,4—1,0	178±19	1,5	223±27	1,1	198±11	0,3
70—90	0,4—0,9	144±35	0,5	144±33	0,4	197±28	1,1

ния  $\chi^2$  на степень свободы. Из рис.3—8 видно, что в каждом угловом интервале спектры протонов имеют близкие наклоны, т.е. слабо зависят от атомного веса ядра-снаряда для взаимодействий ( $p$ ,  $d$ ,  $\alpha$ , C) как с легкой, так и с тяжелой мишенью. Как следствие этого, значения параметров  $T_0$  меняются незначительно, возрастая на 10—15% при переходе от  $A_p = 2$  ( $d$ ) к  $A_p = 12$  (C), а с увеличением угла вылета протонов зависимость  $T_0$  от  $A_p$  становится настолько слабой, что для углов выше  $30^\circ$  можно говорить о независимости  $T_0$  от  $A_p$  (в пределах погрешностей).

Параметры  $T_0$  уменьшаются от ~400 МэВ для  $\theta = 20^\circ$ — $30^\circ$  до 150 МэВ для  $\theta = 70^\circ$ — $90^\circ$ . Сравнение параметров  $T_0$  для  $d\text{C}$ - и  $d\text{Ta}$ -,  $\alpha\text{C}$ - и  $\alpha\text{Ta}$ -,  $\text{CC}$ - и  $\text{CTa}$ -взаимодействий в соответствующих угловых интервалах показывает, что они близки между собой, т.е. форма спектров быстрых протонов не зависит (или зависит слабо) от атомного веса ядра-мишени в диапазоне  $20^\circ < \theta \leq 90^\circ$ .

Влияние атомного веса ядра-снаряда на спектры протонов по всему интервалу энергий можно проследить по рис.9, где представлены отношения инвариантных сечений  $R_1 = \frac{d\sigma_{\text{inv}}^{\text{CC}}}{dT} / \frac{d\sigma_{\text{inv}}^{d\text{C}}}{dT}$  и  $R_1' = \frac{d\sigma_{\text{inv}}^{\text{CTa}}}{dT} / \frac{d\sigma_{\text{inv}}^{d\text{Ta}}}{dT}$  в функции кинетической энергии в соответствующих интервалах по  $\theta$ .

Увеличение атомного веса ядра-снаряда приводит к возрастанию выхода протонов в каждом угловом интервале и по всему диапазону энергий протонов во взаимодействиях как с ядром углерода, так и с ядром тантала. В интервале углов до  $30^\circ$  переход от  $d$  к C сопровождается неравномерным по спектру усилением выхода протонов: чем больше кинетическая энергия протона, тем больше значения  $R_1$  и  $R_1'$ . Начиная с  $\theta = 30^\circ$ , спектры протонов с  $T > 0,4$  ГэВ из  $\text{CC}$ - и  $d\text{C}$ -взаимодействий подобны ( $R_1 = \text{const}$ ). С учетом погрешностей то же самое можно сказать о спектрах протонов из  $\text{CTa}$ - и  $d\text{Ta}$ -соударений (рис.9). Превышение инвариантных сечений  $\text{CTa}$ -соударений над соответствующими сечениями  $d\text{Ta}$ -взаимодействий, по-видимому, связано не только с увеличением в среднем числа протонов из ядра-снаряда, участвующих во взаимодействии (см.  $\langle \nu_p \rangle$  в табл.1), и уносимой ими энергии, но и с примесью дейтронов, образование которых более вероятно в углерод-ядерных столкновениях.

О влиянии атомного веса ядра-мишени на спектры протонов можно судить по рис.10, где в зависимости от кинетической энергии протонов в угловых интервалах от  $0^\circ$  до  $90^\circ$  представлены отношения

$$R_2 = \frac{d\sigma_{\text{inv}}^{\text{CTa}}}{dT} / \frac{d\sigma_{\text{inv}}^{\text{CC}}}{dT} \quad \text{и} \quad R_2' = \frac{d\sigma_{\text{inv}}^{d\text{Ta}}}{dT} / \frac{d\sigma_{\text{inv}}^{d\text{C}}}{dT}$$



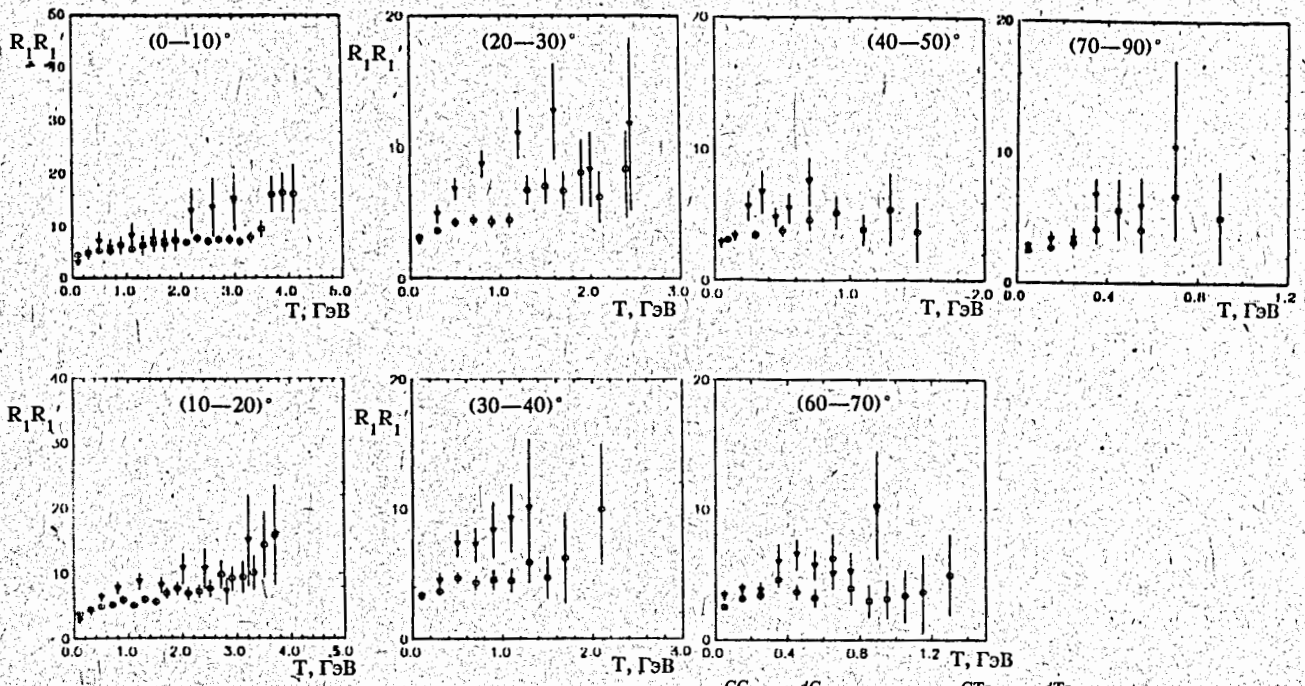


Рис.9. Отношения инвариантных сечений образования протонов:  $R_1 = \frac{d\sigma_{inv}^{CC}}{dT} / \frac{d\sigma_{inv}^{dC}}{dT}$  (o) и  $R_1' = \frac{d\sigma_{inv}^{CTa}}{dT} / \frac{d\sigma_{inv}^{dTa}}{dT}$  (v) в зависимости от кинетической энергии протонов в соответствующих угловых интервалах

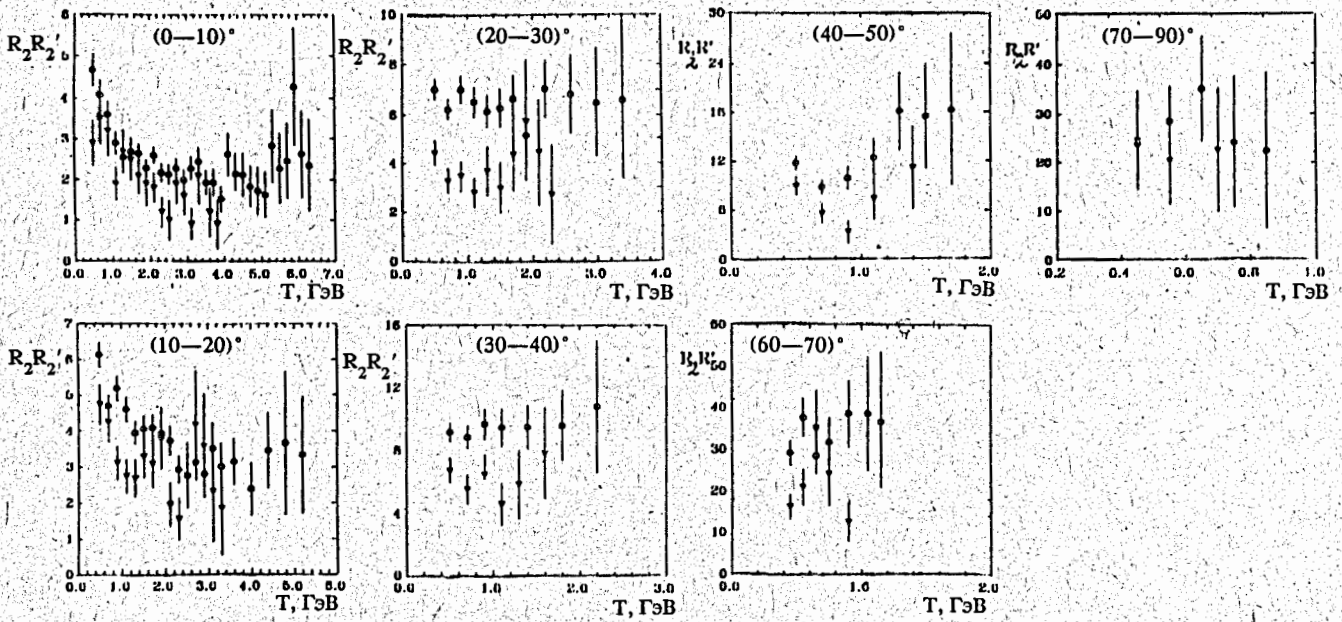


Рис.10. Отношения инвариантных сечений образования протонов:  $R_2 = \frac{d\sigma_{inv}^{CTa}}{dT} / \frac{d\sigma_{inv}^{CC}}{dT}$  (o) и  $R_2' = \frac{d\sigma_{inv}^{dTa}}{dT} / \frac{d\sigma_{inv}^{dC}}{dT}$  (v) в зависимости от кинетической энергии протонов в соответствующих угловых интервалах

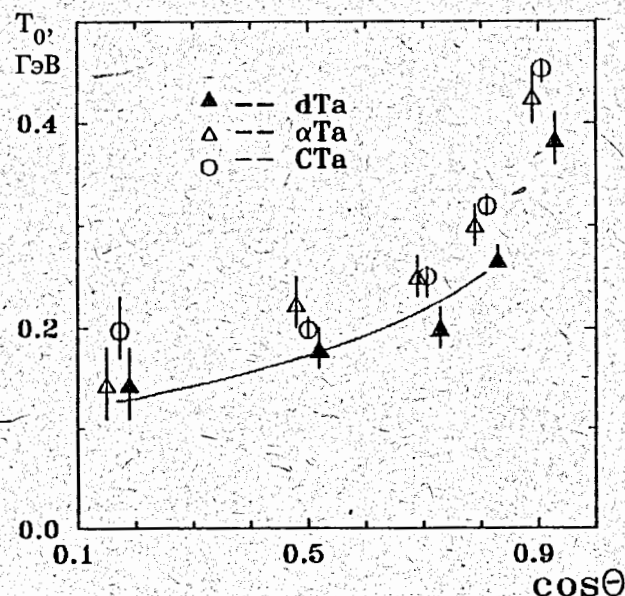
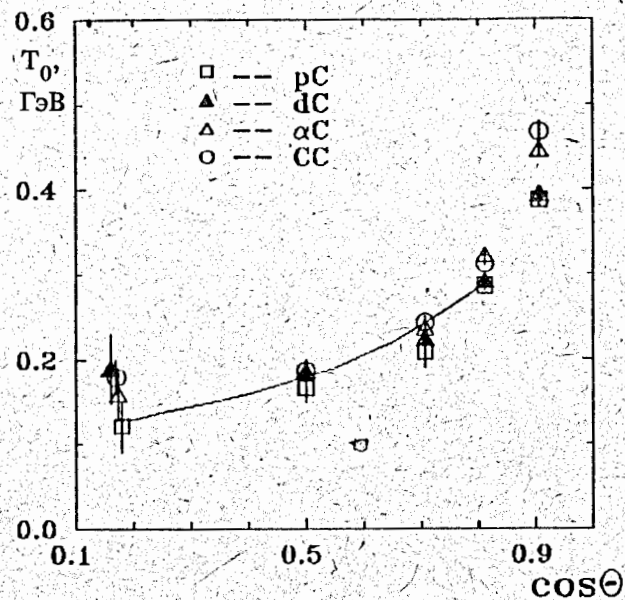


Рис.11. Угловые зависимости параметров  $T_0$  для  $(p, d, \alpha, C)C$ - и для  $(d, \alpha, C)Ta$ -взаимодействий. Кривые — результат аппроксимации экспериментальных данных для  $\alpha C$ - и  $dTa$ -соударений функцией (2)

Видно, что начиная с  $\theta = 20^\circ$  и  $T > 400$  МэВ, значения  $R_2$  и  $R_2'$  выходят на константы, т.е. спектры протонов подобны в  $CTa$ - и  $CC$ -, а также в  $dTa$ - и  $dC$ -взаимодействиях в указанной области по  $T$  и  $\theta$ . Иными словами, форма спектров быстрых протонов не зависит от атомного веса ядра-мишени в диапазоне  $20^\circ < \theta \leq 90^\circ$ . Усиление выхода протонов на ядре тантала по сравнению с ядром углерода обусловлено в основном вторичными взаимодействиями, роль которых велика в тяжелом ядре тантала, а также увеличением  $\langle \nu_p \rangle$  в  $CTa$ -соударениях.

Выше отмечалось, что с увеличением угла вылета протонов растет наклон спектров и соответственно убывают значения параметров  $T_0$  в (1). Угловые зависимости  $T_0^C$  и  $T_0^{Ta}$  показаны на рис.11.

Для их описания, как и в [4], использовалась функция

$$T_0 = T_0^\perp / (1 - \beta \cos \theta). \quad (2)$$

Таблица 4. Параметры  $T_0^\perp$  и  $\beta$ , полученные при аппроксимации угловой зависимости  $T_0$  функцией  $T_0 = T_0^\perp / (1 - \beta \cos \theta)$  ( $\theta \geq 30^\circ$ )

Тип события	$T_0^\perp$ , МэВ	$\beta$		Тип события	$T_0^\perp$ , МэВ	$\beta$	
$pC$	$96 \pm 10$	$0,79 \pm 0,05$	0,7	$dTa$	$114 \pm 18$	$0,68 \pm 0,11$	0,8
$dC$	$109 \pm 11$	$0,73 \pm 0,06$	1,5	$\alpha Ta$	$139 \pm 22$	$0,65 \pm 0,11$	0,4
$\alpha C$	$110 \pm 9$	$0,78 \pm 0,04$	1,7	$CTa$	$126 \pm 10$	$0,72 \pm 0,05$	2,8
$CC$	$112 \pm 8$	$0,76 \pm 0,04$	1,7				

Оказалось, что эта функция не описывает ( $\chi_{ст.св.}^2 > 3$ ) угловые зависимости  $T_0^C$  и  $T_0^{Ta}$  во всем интервале углов  $\theta$  ( $10^\circ - 90^\circ$ ). Описание улучшается, если использовать функцию (2) для интервала углов  $30^\circ - 90^\circ$ . Полученные значения параметров  $T_0^\perp$  и  $\beta$ , а также значения  $\chi_{ст.св.}^2$  приведены в табл.4. Для всех взаимодействий на ядре углерода значения  $T_0^\perp$  и  $\beta$  в пределах погрешностей одинаковы. То же самое можно сказать о  $T_0^\perp$  и  $\beta$  для  $(d, \alpha, C) Ta$ -со-

ударений. В пределах погрешностей нет различия между значениями  $T_0^{-1}$  и  $\beta$ , полученными для  $A_p C$ - и  $A_p Ta$ -взаимодействий.

### СЕЧЕНИЯ ВЫХОДА ПРОТОНОВ

Зависимости инклюзивных сечений выхода протонов ( $d\sigma/d\Omega$ ) с кинетической энергией выше 400 МэВ от атомного веса ядра-снаряда в различных угловых интервалах до  $\theta = 90^\circ$  показаны на рис.12,13. В каждом угловом интервале зависимость  $d\sigma/d\Omega$  от  $A_p$  хорошо описывается степенной функцией вида  $d\sigma/d\Omega = v \cdot A_p^{\alpha_p}$  для взаимодействий  $d, \alpha, C$  как с углеродной (рис.12), так и с танталовой (рис.13) мишенью. Полученные значения  $\alpha_p^C$  и  $\alpha_p^{Ta}$  в зависимости от угла вылета протонов показаны на рис.14. Можно видеть, что угловые зависимости  $\alpha_p^C$  и  $\alpha_p^{Ta}$  различаются. Параметр  $\alpha_p^{Ta}$  слабо зависит от  $\theta$ , оставаясь на уровне  $\alpha_p^{Ta} = 1,2 + 1,1$ , а  $\alpha_p^C$  с увеличением

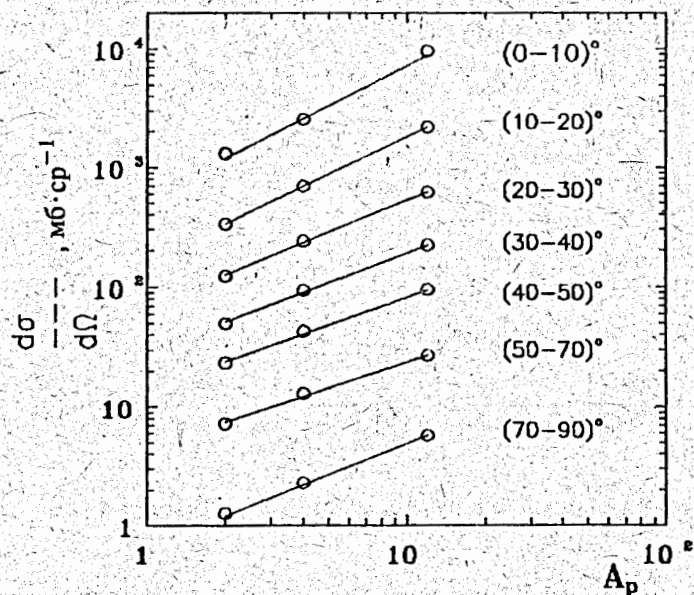


Рис.12. Сечения выхода протонов с  $T > 400$  МэВ при фиксированных углах в зависимости от атомного веса ядра-снаряда в  $dC$ -,  $\alpha C$ - и  $CC$ -взаимодействиях

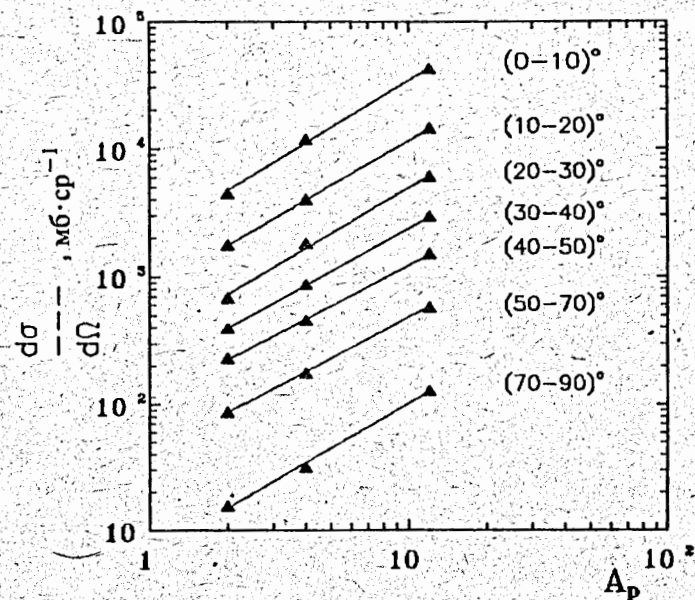


Рис.13. Сечения выхода протонов с  $T > 400$  МэВ при фиксированных углах в зависимости от атомного веса ядра-снаряда в  $dTa$ -,  $\alpha Ta$ - и  $CTa$ -взаимодействиях

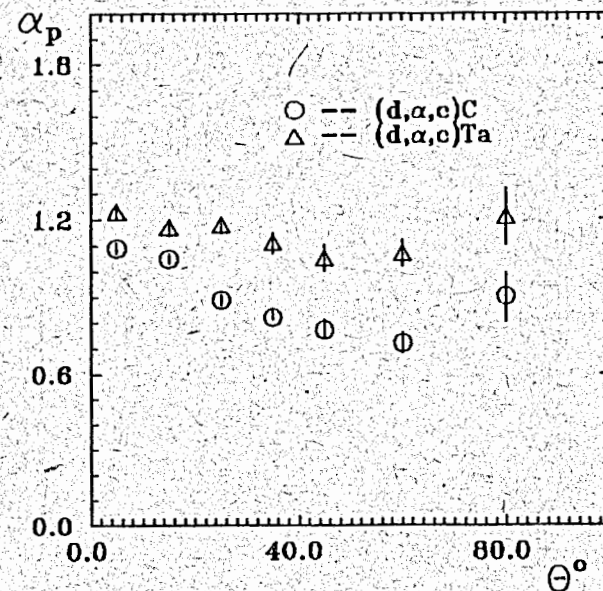


Рис.14. Угловая зависимость параметров  $\alpha_p$  для  $(d, \alpha, C)C$ - (○) и  $(d, \alpha, C)Ta$  (Δ)-взаимодействий

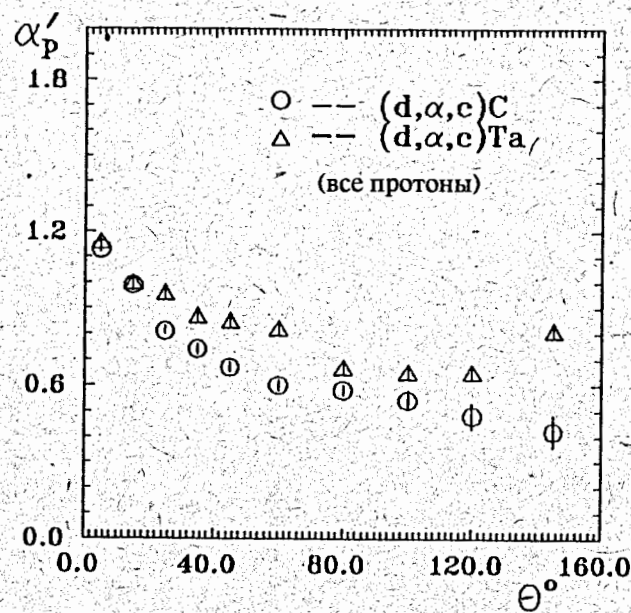


Рис. 15. Угловая зависимость параметров  $\alpha_p'$  для  $(d, \alpha, c)C$ - (o) и  $(d, \alpha, c)Ta$  ( $\Delta$ )-взаимодействий

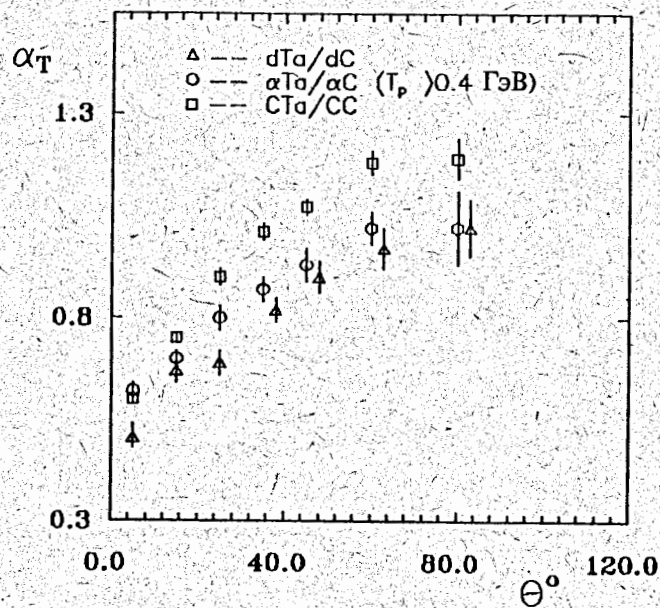


Рис. 16. Угловая зависимость параметров  $\alpha_T'$  для отношений сечений  $dTa/dC$  ( $\Delta$ ),  $\alpha Ta/\alpha C$  (o) и  $CTa/CC$  ( $\square$ ) (см. текст)

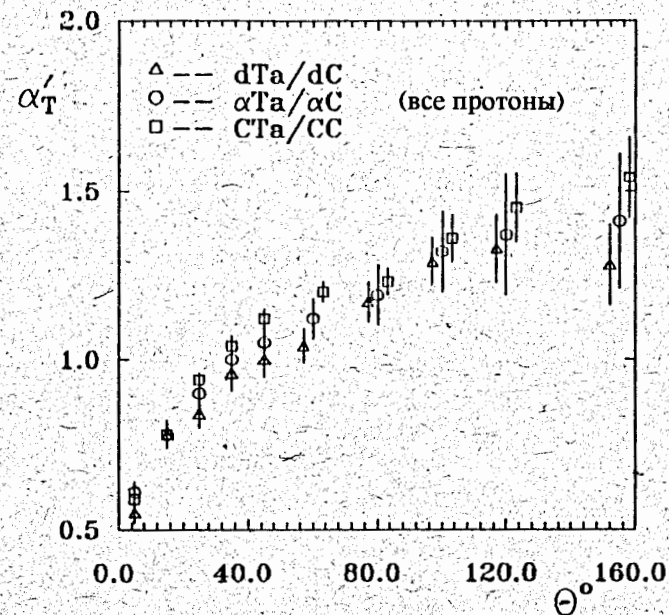


Рис. 17. Угловая зависимость параметров  $\alpha_T'$  для отношений  $dTa/dC$  ( $\Delta$ ),  $\alpha Ta/\alpha C$  (o) и  $CTa/CC$  ( $\square$ ).

угла уменьшается от  $\alpha_p^C = 1,10 \pm 0,02$  при  $\theta < 10^\circ$  до  $\alpha_p^C = 0,72 \pm 0,04$  в диапазоне  $50^\circ < \theta \leq 70^\circ$ .

Рис. 15 демонстрирует угловые зависимости параметров  $\alpha_p'^C$  и  $\alpha_p'^{Ta}$ , которые характеризуют степень роста инклюзивных сечений выхода всех протонов-участников\* с увеличением атомного веса ядра-снаряда. Наиболее сильная зависимость  $d\sigma/d\Omega$  от  $A_p$  ( $d\sigma/d\Omega \sim A_p$ ) наблюдается при малых углах, где  $\alpha_p'^C \approx \alpha_p'^{Ta}$ . С увеличением угла вылета протонов зависимость сечений выхода от  $A_p$  ослабевает ( $\alpha_p'$  уменьшаются), причем в большей степени в случае взаимодействия  $A_p$  с легкой мишенью.

Обратимся теперь к зависимости инклюзивных сечений выхода протонов с  $T > 0,4$  ГэВ от атомного веса ядра-мишени при данном пучковом ядре.

\*Исключены стриппинговые фрагменты ядра-мишени (протоны с  $P < 300$  МэВ/с) и ядра-снаряда (протоны с  $P > 3$  ГэВ/с и  $\theta < 4^\circ$ ).

Если предположить степенную ( $d\sigma/d\Omega \sim A_T^{\alpha_T}$ ) зависимость в каждом угловом интервале, то получим значения параметров  $\alpha_T$ , показанные на рис.16. Явный рост  $\alpha_T$  с увеличением угла от  $\alpha_T \approx 0,5$  при  $\theta < 10^\circ$  до  $\alpha_T \geq 1$  при  $\theta \geq 50^\circ$  свидетельствует о возрастании выхода протонов с  $T > 400$  МэВ на тяжелом ядре Та по сравнению с углеродной мишенью по мере увеличения угла вылета протонов при любом пучковом ядре ( $d, \alpha, C$ ). Заметим, что возрастание идет быстрее в случае более тяжелого ядра-снаряда ( $C$ ).

Угловая зависимость параметра  $\alpha_T$ , характеризующего степень увеличения инклюзивных сечений выхода всех протонов при переходе от легкой мишени ( $C$ ) к тяжелой (Та), показана на рис.17. Наглядно видно, что уже в интервале  $30^\circ-40^\circ$   $\alpha_T$  достигает значения, равного единице, и продолжает расти до  $\alpha_T \approx 1,2 + 1,5$  при больших углах.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное исследование зависимости спектров протонов с кинетической энергией выше 400 МэВ и сечений их выхода в интервале углов от  $0^\circ$  до  $90^\circ$  от атомных весов сталкивающихся ядер позволяет сделать следующие выводы. Влияние атомного веса ядра-снаряда на форму спектров протонов при данной мишени наблюдается главным образом при малых углах (рис.2—4). В интервале углов  $\theta > 30^\circ$  форма спектров протонов с  $T > 400$  МэВ оказывается малочувствительной к типу ядра-снаряда в ядро-ядерных взаимодействиях (рис.9).

В интервале углов  $\theta > 10^\circ$  распределения инвариантных сечений протонов по кинетической энергии выше 400 МэВ могут быть аппроксимированы функцией  $d\sigma_{inv}/dT = ae^{-T/T_0}$  (см. рис.3—8). В интервале  $\theta > 30^\circ$  параметры  $T_0$ , характеризующие форму спектров протонов, в пределах погрешностей не зависят от  $A_p$  (см. табл.2 и 3).

Угловая зависимость параметров  $T_0$  в интервале  $30^\circ-90^\circ$  описывается функцией (2) с близкими значениями параметров  $T_0^\perp$  и  $\beta$  (см. табл.4, рис.11) для взаимодействий как на легкой, так и на тяжелой мишени.

Влияние атомного веса ядра-мишени на форму спектров протонов проявляется при углах до  $20^\circ$  (рис.10). Начиная с  $\theta = 20^\circ$ , форма спектров протонов с  $T > 0,4$  ГэВ не зависит от атомного веса ядра-мишени.

Средняя множественность протонов в  $A_p$ Та-соударениях возрастает как за счет увеличения числа протонов из ядра-снаряда, участвующих во взаимодействии с ядром тантала (по сравнению с ядром углерода, см. табл.1), так и за счет вторичных взаимодействий, играющих существенную роль в тяжелом ядре.

Отношение сечений выхода протонов с  $T > 0,4$  ГэВ на ядрах тантала и углерода сильно зависит от угла испускания протонов. Показатель степени  $\alpha_T$  в  $A_T$ -зависимости ( $A_T^{\alpha_T}$ ) равен  $\approx 0,5$  при  $\theta < 10^\circ$  и возрастает до  $\alpha_T \approx 1,0 + 1,1$  в интервале  $70^\circ-90^\circ$  (рис.16).

Зависимость сечений выхода протонов с  $T > 0,4$  ГэВ от атомного веса ядра-снаряда хорошо описывается степенной функцией  $f \sim A_p^{\alpha_p}$  с параметрами  $\alpha_p^{Ta} = 1 + 1,2$  для  $A_p$ Та $^\pm$  и  $\alpha_p^C$ , изменяющимся от 1,1 до 0,7 в зависимости от  $\theta$  (рис.14), для  $A_p$ C-соударений. Иными словами, для взаимодействий легких ядер ( $d, \alpha, C$ ) с тяжелым ядром Та имеет место усиленная  $A_p$ -зависимость выхода протонов с  $T > 0,4$  ГэВ, вылетающих в переднюю полусферу. Для взаимодействий ( $d, \alpha, C$ ) с ядром углерода такая усиленная  $A_p$ -зависимость для протонов с  $T > 0,4$  ГэВ характерна только в интервале  $\theta \leq 20^\circ$ .

Суммируя результаты анализа спектров протонов по всему диапазону кинетических энергий и углов в ядро-ядерных взаимодействиях, можно сказать, что ряд свойств ядерного скейлинга, например, независимость формы спектров протонов от атомного веса ядра-снаряда, наблюдается уже при  $\theta \geq 30^\circ$ . Кроме того, форма спектров протонов с кинетической энергией выше 200 МэВ не зависит от атомного веса ядра-мишени в широком интервале углов  $20^\circ < \theta \leq 180^\circ$ .

Объемный характер ( $\alpha_T \geq 1$ ) имеет  $A_T$ -зависимость сечений выхода протонов не только с  $T \leq 400$  МэВ, но и с  $T > 400$  МэВ в диапазоне  $40^\circ-90^\circ$ . Протоны с  $T > 50$  МэВ и  $\theta > 30^\circ$ , удовлетворяющие скейлинговым свойствам, составляют 63% от всех протонов-участников (81% от  $n_p$  с  $T \leq 0,4$  ГэВ) в Ст-взаимодействиях и 35% (74% от  $n_p$  с  $T \leq 0,4$  ГэВ) в СС-соударениях. Все они вылетают в заднюю полусферу в с.д.м. «нуклон-нуклон» (рис.1, заштрихованная область) и являются в основном фрагментами ядер-мишеней.

Если воспользоваться классификацией событий, предложенной в [11], то можно сказать, что источником протонов, обладающих скейлинговыми свойствами, служат глубоконеупругие ядро-ядерные процессы. Доля таких процессов возрастает с увеличением атомного веса ядра-мишени

(как и в адрон-ядерных взаимодействиях) и падает с увеличением атомного веса ядра-снаряда.

Авторы благодарят участников сотрудничества за получение экспериментального материала, лаборантов за просмотр пленок и измерение событий, Л.А.Ратникову и Л.Седову за помощь в оформлении рукописи.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Канарек Т. и др. — ОИЯИ, P1-88-30, Дубна, 1988; ЯФ, 1988, т.48, с.1752
2. Агакишиев Г.Н. и др. — ОИЯИ, P1-89-793, Дубна, 1989; ЯФ, 1990, т.51, с.1591
3. Агакишиев Г.Н. и др. — ОИЯИ, P1-91-394, Дубна, 1991; ЯФ, 1992, т.55, с.736
4. Бацкович С. и др. — ОИЯИ, P1-92-262, Дубна, 1992
5. Армутлийски Д. и др. — ОИЯИ, P1-91-191, Дубна, 1991
6. Армутлийски Д. и др. — ОИЯИ, P1-86-263, Дубна, 1986; ЯФ, 1987, т.45, с.1047; Z.Phys., 1987, v.328A, p.455
7. Армутлийски Д. и др. — ОИЯИ, P1-87-905, Дубна, 1987; ЯФ, 1989, т.49, с.182
8. Ивановская И.А. — ОИЯИ, P1-91-264, Дубна, 1991
9. Баатар Ц. и др. — ОИЯИ, P1-80-209, Дубна, 1980
10. Nagamiya S. et al. — Phys.Rev.C., 1981, v.24, p.971
11. Баюков Ю.Д. и др. — ЯФ, 1985, т.42, с.185

Рукопись поступила в издательский отдел  
25 декабря 1992 года.