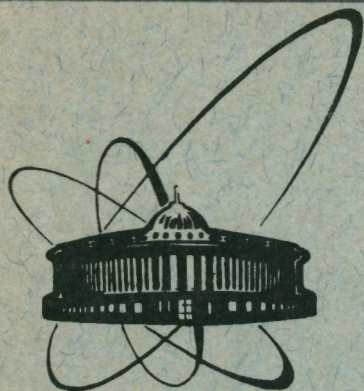


91-107



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

P16-91-107

М.М. Комочков

ДВОЙНЫЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ
ПОПЕРЕЧНЫЕ СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ
НЕЙТРОНОВ И ПРОТОНОВ
В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

1991

Ключевой информацией для прогноза радиационной обстановки и защиты от проникающих излучений являются сведения о двойных дифференциальных сечениях образования нейтронов $(d^2\sigma/dE d\Omega)_n$ и протонов $(d^2\sigma/dE d\Omega)_p$ при ядерных взаимодействиях с энергией снарядов до нескольких ГэВ/нуклон, при которых вкладом мезонного компонента можно пренебречь. Еще менее существенным является вклад в дозу радиации от тормозного излучения и гамма-квантов, являющихся продуктами ядерных реакций.

За два десятилетия, в течение которых ведутся интенсивные эксперименты с ускоренными тяжелыми ионами и ядрами, накопилось достаточно информации для выявления основных закономерностей формирования $d^2\sigma/dE d\Omega$ и их аналитического представления в приближении, приемлемом для решения вопросов физики радиационной защиты.

Цель настоящей работы — на основе краткого обзора информации о $d^2\sigma/dE d\Omega$, полученной в экспериментах, выявить закономерности формирования $d^2\sigma/dE d\Omega$ и дать их аналитическое описание с целью прогноза радиационной обстановки и защиты на ускорителях ионов и ядер с энергией до десятка ГэВ/нуклон.

1. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Таблица 1 суммирует основную информацию об инклюзивных сечениях образования адронов в ядро-ядерных взаимодействиях; она охватывает диапазон энергии ядер-снарядов E_c от 10 МэВ/нуклон до 2,1 ГэВ/нуклон, ядра-снаряды (здесь и далее обозначены в реакции первым символом) представлены от углерода до золота, а ядра-мишени — от углерода до урана. В таблице по отдельным позициям указаны пи-мезоны, информация по которым может быть также полезна.

В цитируемой литературе двойные дифференциальные сечения представлены в трех формах:

- лоренцивариантной $(W/P^2) \cdot d^2\sigma/dP d\Omega$,
- импульсной $d^2\sigma/dP d\Omega$,
- энергетической $d^2\sigma/dE d\Omega$.

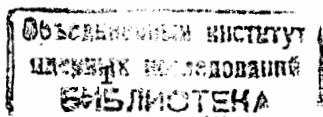


Таблица 1. Основная информация о двойных дифференциальных сечениях образования адронов в ядро-ядерных соударениях

Реакция	Энергия снаряда, МэВ/нуклон	Углы наблюдения, градусы	Литература
1	2	3	4
$^{12}\text{C} + \text{C} = n + x$	1050	0	1
$^{12}\text{C} + \text{C} = p + x$	1050	0 ÷ 10	13
$^{12}\text{C} + \text{C} = \begin{cases} p + x \\ \pi^- + x \end{cases}$	800	10 ÷ 145	15
$^{12}\text{C} + \text{C} = p + x$	86	32, 54, 90, 120, 142	11
$^{12}\text{C} + \text{C} = n + x$	9	0, 30, 60, 120	9
$^{12}\text{C} + \text{Al} = p + x$	86	32, 90	11
$^{12}\text{C} + \text{Cu} = p + x$	86	32, 45, 54, 90, 120	11
$^{12}\text{C} + \text{Ag} = p + x$	86	32, 90	11
$^{12}\text{C} + \text{Au} = p + x$	86	32, 45, 54, 90, 120	11
$^{12}\text{C} + \text{Pb} = \begin{cases} p + x \\ \pi^- + x \end{cases}$	800	10 ÷ 145	15
$^{14}\text{N} + \text{Ag} = n + x$	35	15, 31, 62, 112, 160	7
$^{16}\text{O} + \text{C}$	25	18, 40, 70, 130, 160	6
$^{16}\text{O} + \text{Al}$			
$^{16}\text{O} + \text{Au}$			
$^{20}\text{Ne} + \text{C} = n + x$	337	30, 45, 60, 90	10
$^{20}\text{Ne} + \text{NaF} = \begin{cases} p + x \\ \pi^\pm + x \end{cases}$	400, 800, 2100	10 ÷ 145	15
$^{20}\text{Ne} + ^{20}\text{NaF} = p + x$	400, 800	3	2
$^{20}\text{Ne} + \text{NaF} = n + x$	390, 790	0	3
$^{20}\text{Ne} + \text{Cu} = n + x$	337	30, 45, 60, 90	10
$^{20}\text{Ne} + \text{Cu} = \begin{cases} p + x \\ \pi^- + x \end{cases}$	400, 800	10 ÷ 145	15
$^{20}\text{Ne} + \text{Au} = p + x$	100, 156	50, 70, 90, 110	16
$^{20}\text{Ne} + \text{Pb} = \begin{cases} p + x \\ \pi^\pm + x \end{cases}$	400, 800, 2100	10 ÷ 145	15
$^{20}\text{Ne} + \text{Pb} = p + x$	400, 800	3	2
$^{20}\text{Ne} + \text{Pb} = n + x$	390, 790	0	3
$^{20}\text{Ne} + \text{U} = n + x$	2100	90	1

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4
$^{20}\text{Ne} + \text{U} = n + x$	337	30, 45, 60, 90	10
$^{20}\text{Ne} + \text{U} = p + x$	250, 400, 2100	30 ÷ 150	18
$^{32}\text{S} + \text{Al} = \begin{cases} p + x \\ \pi^\pm + x \end{cases}$	21, 2	10, 30, 50, 70, 110, 144	
$^{32}\text{S} + \text{Sn} = \begin{cases} p + x \\ \pi^\pm + x \end{cases}$			
$^{40}\text{Ar} + \text{Be} = p + x$	1800	5; 12; 14, 7	17
$^{40}\text{Ar} + \text{KCl} = \begin{cases} p + x \\ \pi^\pm + x \end{cases}$	800	10 ÷ 145	15
$^{40}\text{Ar} + \text{Cu} = p + x$	1800	5; 12; 14, 7	17
$^{40}\text{Ar} + \text{Au} = p + x$	60	22, 7; 30; 37, 3; 70; 110	12
$^{40}\text{Ar} + \text{Pb} = \begin{cases} p + x \\ \pi^\pm + x \end{cases}$	800	10 ÷ 145	15
$^{93}\text{Nb} + \text{Nb} = n + x$	800	0	4
$^{139}\text{La} + \text{La} = n + x$	800	0, 4, 8, 15, 30	8
$^{139}\text{La} + \text{La} = \begin{cases} p + x \\ \pi^- + x \end{cases}$	800	20, 40, 80	1
$^{139}\text{La} + \text{La} = \begin{cases} p + x \\ \pi^- + x \end{cases}$	800	20 ÷ 89	14
$^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au} = n + x$	800	0	4

Связь между этими формами следующая:

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = \frac{W}{P} \frac{d^2\sigma}{dP d\Omega} = \frac{W}{P^2} \frac{d^2\sigma}{dP d\Omega} P \quad (1)$$

где $W = E + m_0 c^2$ — полная энергия нуклона с массой покоя m_0 , а E — его кинетическая энергия; P — импульс нуклона.

На рис.1 представлены спектры нуклонов $d^2\sigma/dE d\Omega$ в направлении движения ядер-снарядов с энергией 800 МэВ/нуклон; рисунок иллюстрирует зависимость спектров от массовых чисел сталкивающихся ядер. Энергетический спектр протонов в реакции $\text{Ne} + \text{Pb} = p + x$ получен путем пересчета импульсного спектра протонов $(d^2\sigma/dE d\Omega)_p$, измеренного в интервале $0 \div 5^\circ$ (эффективный угол 3°)^{1,2/}, в энергетический спектр (формула (1)); остальные спектры измерены^{3,4/} под нулем градусов. Рис.2 представляет^{1,3/} зависимость формы спек-

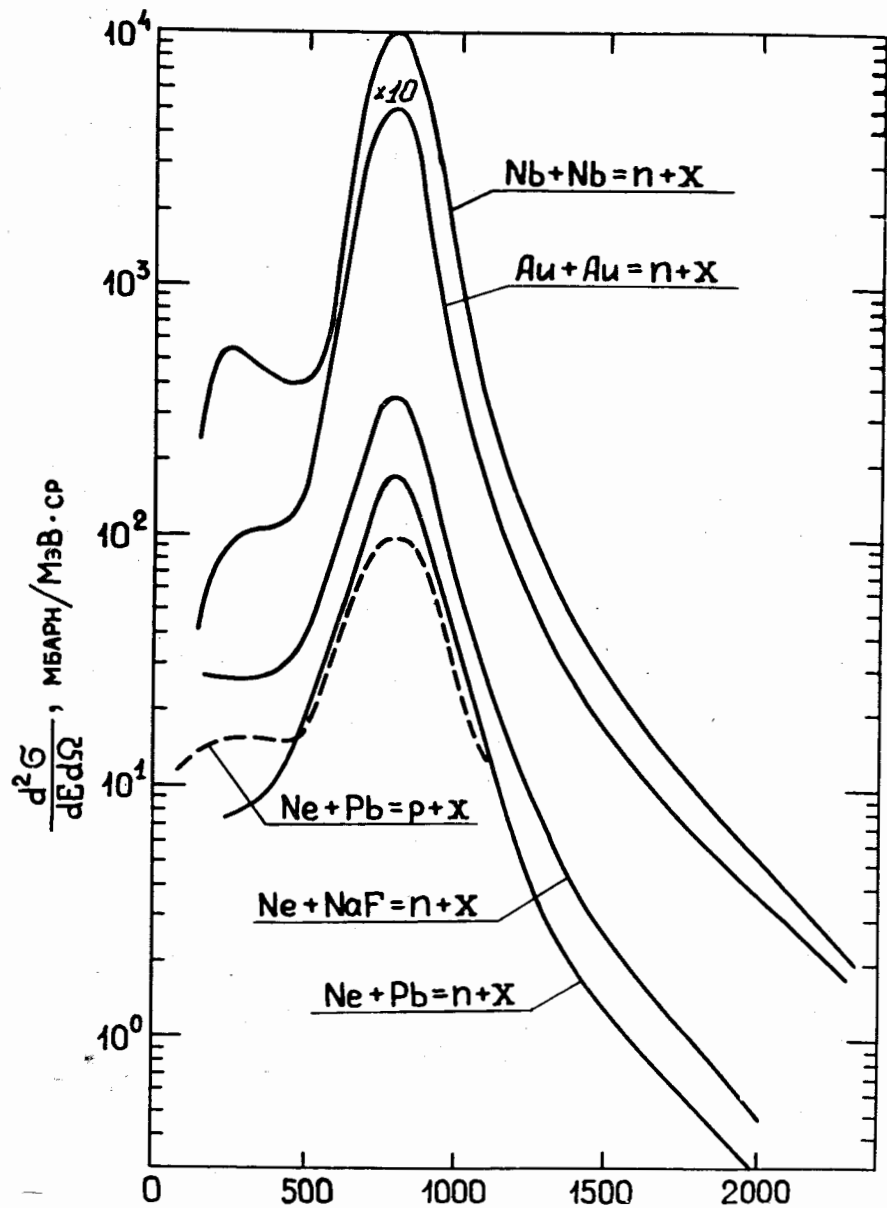


Рис.1. Спектры нуклонов в ядро-ядерных соударениях в направлении ядер-снарядов с энергией 800 МэВ/нуклон.

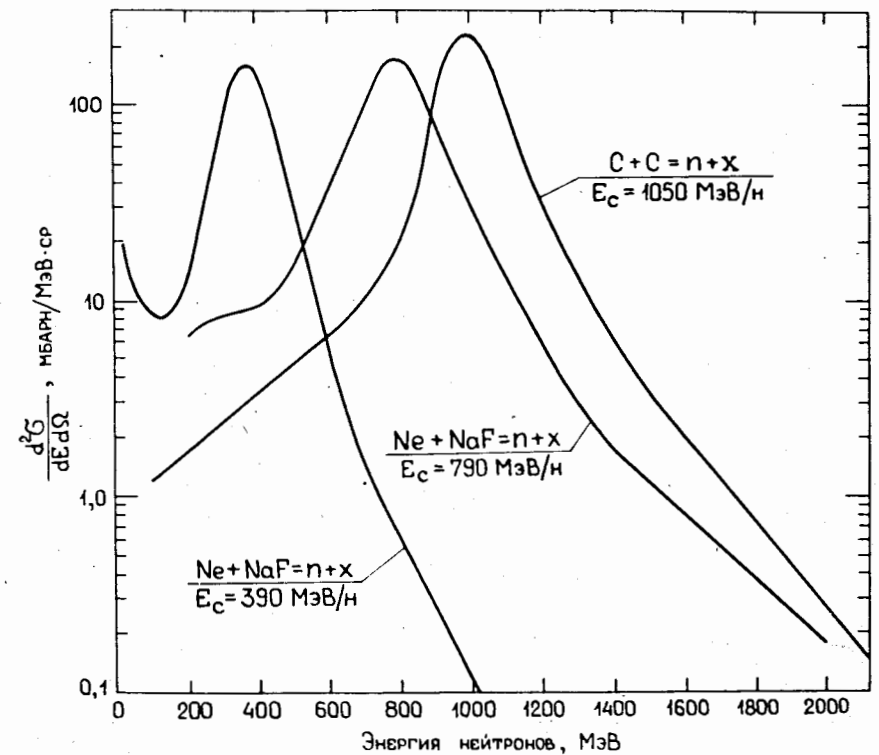


Рис.2. Спектры нейтронов в ядро-ядерных взаимодействиях при $\theta = 0$.

тров нейтронов под углом $\theta = 0$ к направлению движения ядер-снарядов от их энергии в МэВ на нуклон (МэВ/н.). Спектр нейтронов в C+C-реакции заимствован из работы ^{1/}, в которой не указано, получен ли он экспериментально или расчетным путем. Эволюция спектров протонов в зависимости от угла θ в реакции Ag+Pb=p+x при энергии снаряда (Ag) 800 МэВ/н. представлена ^{5/} на рис.3. Результаты измерений, изображенные на рис.1-3 в совокупности с другими данными, опубликованными в работах ^{1-18/}, дают возможность выявить некоторые закономерности формирования спектров нуклонов.

2. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ДВОЙНЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ ПОПЕРЕЧНЫХ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ НУКЛОНОВ И АЛГОРИТМ ИХ ОПИСАНИЯ

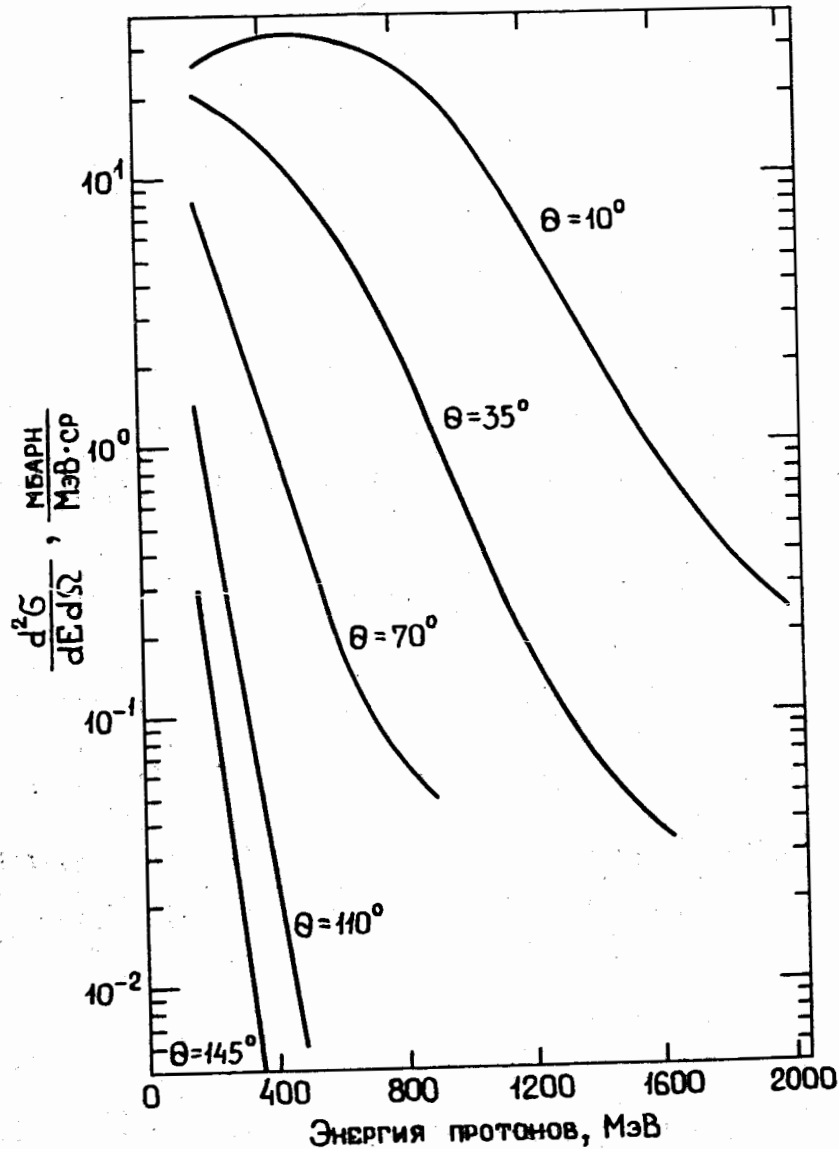


Рис.3. Спектры протонов в $Ag + Pb \rightarrow p + x$ взаимодействиях под различными углами θ при $E_c = 800$ МэВ/н.

2.1. При малых углах наблюдения ($\theta < 10^\circ$) по отношению к направлению ядер-снарядов в спектрах наблюдаются довольно острые пики, максимум которых почти совпадает со значением энергии снаряда на один нуклон. Обращает внимание симметричность пиков в значительной их части, напоминающих гауссиан, что послужило основанием ввести эти функции для описания спектров^{/4, 19/}. Дисперсии распределений в пиках практически не зависят от массовых чисел сталкивающихся ядер (рис.1), а в системе ядра-снаряда оказались не зависящими от энергии ядра-снаряда^{/13/}, при этом значения дисперсии распределений по продольному и поперечному импульсам, описываемых гауссианом, являются практически одинаковыми и равными приблизительно $(54 \text{ МэВ/с})^2$. Отмеченные факты позволяют сделать предположение о том, что энергетические (или импульсные) распределения в области пиков формируются в основном теми нуклонами ядер-снарядов, которые не претерпевают столкновений (наблюдатели), с нуклонами ядер-мишеней при взаимодействии ядер. Таким образом, распределение в пике должно определяться внутриядерным (снаряд) распределением нуклонов по импульсам и переносной скоростью ядра-снаряда. Эта закономерность дает возможность описать (в разделе 3) спектр нуклонов в его пиковой части сравнительно простыми формулами. Механизм образования таких нуклонов может быть описан двумя путями. На первом пути непроизводительная часть ядра-снаряда в результате столкновения с ядром-мишени разваливается на отдельные нуклоны и фрагменты, которые почти без изменения сохраняют свое импульсное распределение. На втором пути из непроизводительной части ядра-снаряда, движущейся со скоростью, чуть меньшей скорости ядра-снаряда, испаряются отдельные нуклоны и фрагменты благодаря некоторой энергии возбуждения, полученной в ядро-ядерном соударении.

Высокоэнергетическая часть спектров лучше аппроксимируется экспонентой. Для нее характерны те же закономерности, что и для пиковой, кроме одной — продольное распределение не совпадает с поперечным распределением по импульсам, если их представить в системе снаряда^{/13/}. Это свидетельствует о наличии в этой части нуклонов, образованных в столкновениях нуклонов и фрагментов ядер-снарядов с нуклонами ядер-мишеней.

2.2. При углах $\theta \geq 10^\circ$ ярко выраженных максимумов в спектрах не наблюдается, что свидетельствует о незначительном вкладе нуклонов-

наблюдателей в $d^2\sigma/dE d\Omega$. В этой области имеет место монотонное увеличение наклона спектров, что характерно для нуклонов, образующихся в результате внутриядерного каскада. Наличие в спектре нуклонов с энергией, в 2-2,5 раза превышающей E_c , свидетельствует о том, что источник, испускающий такие нуклоны (файербол) ^{15/}, движется с достаточно высокой скоростью, а энергия возбуждения файербола может быть сравнительно большой.

2.3. Информация о низкоэнергетической части спектра нуклонов, образующихся в ядерных реакциях при промежуточных и высоких энергиях, отсутствует, насколько нам известно, т.к. не представляет, видимо, интереса с точки зрения изучения новых состояний ядерного вещества. В этой связи сведения о нейтронах с энергией ниже десятков МэВ (протоны низких энергий не определяют радиационную обстановку за защитой) мы вынуждены черпать в ядро-ядерных реакциях при низких энергиях и опираясь на общее представление о механизме взаимодействия ядер ^{20-22/}. Основываясь на этих представлениях, можно предположить, что нейтроны сравнительно низких энергий испаряются из остатков ядра-мишени и замедлившегося файербола. Без ответа остается пока вопрос, с какими скоростями движутся эти источники в стадии испускания низкоэнергетических нейтронов.

2.4. Важной и необходимой информацией для создания алгоритма описания $d^2\sigma/dE d\Omega$ являются сведения об отношении $(d^2\sigma/dE d\Omega)_n$ для нейтронов к $(d^2\sigma/dE d\Omega)_p$ для протонов. Насколько нам известно, нет ни одного эксперимента, в котором бы установили такое отношение при одних и тех же условиях. Из доступной нам информации следует:

— Для диапазона углов $30-90^\circ$ отношение n/p при высоких энергиях не зависит от ядра-мишени и снижается от 3,5 ($\theta \approx 30^\circ$, $E_n = 20$ МэВ) до $\approx 0,5$ ($E_n = 500$ МэВ, $\theta = 30^\circ$ или $E_n = 200$ МэВ $\theta = 90^\circ$) ^{10/}.

— При $\theta \approx 0^\circ$ $n/p = 0,5 \div 2$ в зависимости от E_n и способа экстраполяции данных $(d^2\sigma/dE d\Omega)_p$ в реакции $Ne + Pb = p + x$ при $\theta = 3^\circ$ к $\theta = 0$ (рис.1); пересчет с помощью алгоритма работы ^{2/} дает $(n/p) \approx 2$, а экстраполяция по работе ^{26/} дает $(n/p) \approx 1$ при $E_n = 800$ МэВ.

— Расчеты ^{27/} с помощью релятивистской каскадной модели показали, что отношение n/p при низких энергиях приближается к отношению n/p в ядре-мишени, а при высоких энергиях — к n/p в ядре-снаряде.

3. АНАЛИТИЧЕСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ДВОЙНЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ

Из нескольких моделей (см., например, ^{23-25/}), описывающих $d^2\sigma/dE d\Omega$, остановимся лишь на двух наиболее простых для достиже-

ния поставленной в работе цели. Первая модель опирается на феноменологический подход к описанию $d^2\sigma/dE d\Omega$ ^{19, 25/} с той же целью, что и в настоящей работе; вторая модель распространена среди экспериментаторов для описания результатов измерений $d^2\sigma/dE d\Omega$ ^{27/}, и также может служить для решения вопросов радиационной защиты.

Первая модель обоснована и описана в работах ^{19, 25, 26, 28, 29/}; здесь будет представлена ее завершающая версия; она соответствует первому пути образования нуклонов, изложенному в разделе 2. Двойные дифференциальные поперечные сечения образования нуклонов $d^2\sigma/dE d\Omega$ в ядро-ядерном соударении опишем четырьмя компонентами

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = \left(\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega}\right)_n + \left(\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega}\right)_1 + \left(\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega}\right)_k + \left(\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega}\right)_n. \quad (2)$$

Первое слагаемое описывает дифференциальное распределение нуклонов по их энергии E и углу вылета θ в соответствии с алгоритмом, изложенным в разделе 2.1,

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega}\right)_n = \frac{\nu_n \sigma_{in} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\theta_1^2}\right)}{2\pi\theta_1^2 \left[r_1 \sqrt{2\pi} + \frac{1}{2}\epsilon_1\right]} \left\{ \exp\left[-\frac{(E-E_c)^2}{2r_1^2}\right] + b \exp\left(-\frac{|E-E_c|}{\epsilon_1}\right) \right\}. \quad (3)$$

Здесь σ_{in} — сечение неупругого ядро-ядерного взаимодействия, которое в аналитической форме можно заимствовать в одной из работ ^{26, 30/} с учетом зависимости поперечного сечения от энергии ядра-снаряда E_c в диапазоне от 1 МэВ/нуклон до 2 ГэВ/нуклон; ν_n — среднее число нуклонов-наблюдателей на один акт неупругого ядро-ядерного взаимодействия; θ_1 — параметр углового распределения:

$$\theta_1 \approx \frac{P_1}{\sqrt{2} P_c} = \frac{P_1}{\sqrt{2} \sqrt{E_c^2 + 2E_c m_0 c^2}}, \quad (4)$$

где $P_1 = 54$ МэВ/с — величина поперечного импульса нуклона-наблюдателя, при котором $\theta^2/2\theta_1^2 = 1$ ^{13/}, P_c — импульс нуклона в ядре-снаряде, соответствующий E_c , $m_0 c^2$ — энергия покоя нуклона, r_1^2 — дисперсия энергетического распределения

$$r_1 = 28 + 0,064 E_c, \text{ МэВ}^{25/}; \quad (5)$$

ϵ_1 — параметр экспоненциальной части энергетического распределения

$$\epsilon_1 = \{78 + 172[1 - \exp(-\frac{A_c}{11})] + 0,706 A_c\} \times (0,1 + 1,1 \cdot 10^{-3} E_c). \quad (6)$$

Параметр b описывается следующей формулой:

$$b = \frac{1}{0,075 E_c [1 - \exp(-\frac{A_c - 8}{48})]}. \quad (7)$$

Среднее число нейтронов-наблюдателей ν_H^H и протонов-наблюдателей ν_H^P на основании результатов работ ³¹⁻³⁴ может быть представлено следующими формулами:

$$\nu_H^H = 0,05[1 + 0,3(A - 2Z_c)] \times (1,25 + 0,063 Z_c), \quad (8)$$

$$\nu_H^P = 0,07(1 - 0,1 \cdot \sqrt{A_c - 2Z_c}) \times (1,25 + 0,063 Z_c), \quad (9)$$

где A_c и Z_c — массовое число и атомный номер ядра-снаряда соответственно, а A_M — массовое число ядра-мишени.

Второе слагаемое в формуле (2) описывает нуклоны, образующиеся в одиночных столкновениях нуклонов ядра-снаряда с нуклонами ядра-мишени:

$$\left(\frac{d^2 \sigma}{dE d\Omega}\right)_1 = C \frac{N \sigma_{in}}{\tau_2 \sqrt{2\pi}} \left\{ \exp\left(-\frac{\theta}{\theta_3}\right) \exp\left[-\frac{(E - E_0)^2}{2\tau_2^2}\right] + \right. \quad (10)$$

$$\left. + 0,52 \exp\left(-\frac{\theta}{\theta_4}\right) \exp\left(-\frac{|E - E_0|}{\epsilon_2}\right) \right\}.$$

Здесь $C = 1 \text{ ср}^{-1}$ для нейтронов и $C = 2,5 \text{ ср}^{-1}$ для протонов, N — число эквивалентных протонов ¹⁹

$$N = A_c^{1/4} + (A_c - 1)^{0,6} \cdot 0,078[\ln A_M - 1,85], \quad (11)$$

$$\tau_2 = \tau_1 \left[0,28 + 1,14 \exp\left(-\frac{\theta}{1,05}\right) \right], \quad (12)$$

$$\epsilon_2 = [61 + 0,108 E_c - 0,65 \exp\left(\frac{-E_c}{140}\right)] \left[0,28 + 1,14 \left(-\frac{\theta}{1,05}\right) \right], \quad (13)$$

$$\theta_3 = 0,113 \text{ рад}, \quad \theta_4 = 0,36 \text{ рад},$$

$$E_0 = E_c \exp\left(-\frac{\theta^2}{\theta_0^2}\right), \quad \theta_0 = 0,58 + \frac{35}{E_c \cdot A_c}. \quad (14)$$

Третье слагаемое в (2) является произведением двойного дифференциального распределения каскадных нуклонов в протон-ядерном соударении (см., например, ³⁵) на N и на σ_{in} :

$$\left(\frac{d^2 \sigma}{dE d\Omega}\right)_k = N \sigma_{in} \left(\frac{d^2 \nu_k}{dE d\Omega}\right)_{p-я}.$$

Четвертое слагаемое описывает испарительные нуклоны; с учетом цели, поставленной в настоящей работе, ограничимся лишь нейтронами, т.к. испарительные протоны, имея сравнительно низкую энергию, не вносят сколько-нибудь существенный вклад в радиационную обстановку. Для описания $\left(\frac{d^2 \sigma}{dE d\Omega}\right)$ за основу примем максвелловское распределение по энергии нейтрона E , одинаковое в первом приближении для всех углов θ и состоящее из анизотропной и изотропной частей:

$$\left(\frac{d^2 \sigma}{dE d\Omega}\right)_n = \frac{\sigma_{in} \nu_{n-я} E}{T^2} \left[\frac{A_c}{A_c + A_M} f(\theta) + \frac{A_M}{4\pi(A_c + A_M)} \right] \exp(-E/T). \quad (15)$$

Первое слагаемое представляет нейтроны, испаряющиеся из движущихся фрагментов ядер снаряда и мишени, а второе — покоящихся. В формуле (15) символы $\nu_{n-я}$, T , $f(\theta)$ обозначают следующие величины: $\nu_{n-я}$ — среднее число испарительных нейтронов на одно ядро-ядерное неупругое взаимодействие, которое может быть определено через среднее число испарительных нейтронов на одно протон-ядерное неупругое взаимодействие $\nu_{p-я}$ (см., например, ³⁶) путем

$$\nu_{n-я} = N \nu_{p-я}, \quad (16)$$

T — температура испарения нейтронов, которую можно на основе данных ³⁷ представить эмпирической формулой

$$T = 1,4 \left[5,45 \left(\frac{\sqrt{A_M}}{A_c + A_M} \right)^{1/3} - 1 \right] \times [1 - \exp(-E_c A_c / 40)], \quad (17)$$

$f(\theta)$ — функция углового распределения, определенная так, что

$$\int_{4\pi} f(\theta) d\Omega = 1,$$

$$f(\theta) = \frac{S^2 + 1}{2\pi[\exp(-\pi S) + 1]} \exp(-S\theta), \quad (18)$$

$$S = 0,5 \frac{A_c}{A_c + A_M} \sqrt{E'} [1 - \exp(-\sqrt{E_c/E'})], \quad (19)$$

где $E' \approx 7$ ГэВ/нуклон, если E_c имеет ту же размерность. Формулы (18) и (19) составлены на основе экспериментальных данных ³⁸, полученных при низких энергиях, и экстраполированы на высокие энергии.

Вторая модель опирается на законы термодинамики и описывает спектр $d^2\sigma/dP d\Omega$, состоящий из двух компонентов ²¹.

Первый компонент представляет нуклоны из остатка ядра-снаряда, который непосредственно не сталкивается с ядром-мишенью (в терминологии первой модели это нуклоны-наблюдатели), и описывается распределением Ферми:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dP d\Omega}\right)_n = C_n \frac{1}{\rho} \frac{P^2}{W} \gamma_n (W - \beta_n P \cos \theta) \times \\ \times \left\{ \exp \left[\frac{\gamma_n (W - \beta_n P \cos \theta) - \mu}{T_n} \right] + 1 \right\}^{-1}. \quad (20)$$

Здесь P — импульс нуклона, W — его полная энергия, θ — угол вылета нуклона, β_n — скорость остатка снаряда после столкновения относительно скорости света, γ_n — соответствующий β_n фактор Лоренца, T_n — температура остатка ядра-снаряда, μ — соответствующий (температуре T_n) химический потенциал при ядерной плотности ρ :

$$\mu = m_0 c^2 + \left(\frac{6\pi^2}{g}\right)^{2/3} \left(\frac{\hbar^2}{2m_0}\right) \rho^{2/3}, \quad (21)$$

где g — вырожденный фактор (для нуклонов $g=4$), \hbar — постоянная Планка; C_n — параметр, определяемый в настоящей работе через сечение образования непрореагировавших нуклонов $\sigma_{in} \nu_n$ и нормировочный коэффициент, который вычисляется из условия наилучшего

согласия рассчитанных с помощью формул (20), (21) и данных эксперимента о $(d^2\sigma/dP d\Omega)_n$. В частности, опираясь на данные работы ²¹ о $(d^2\sigma/dP d\Omega)_n$ в максимуме распределения по импульсу при $\theta=3^\circ$ в реакции $Ne + Pb = p + x$ при $E_c = 800$ МэВ/нуклон, а также принимая во внимание величину $\rho = 10^{-2}$ нуклон \cdot fm⁻³ из работы ²¹ и формулу (9) для ν_n^p , получим для протонов

$$\frac{C_n}{\rho} = 5,5 \cdot 10^{-7} \sigma_{in} \nu_n^p, \quad \frac{мб}{(МэВ/с)^3_{ср}}, \quad (22)$$

где σ_{in} выражено в мб.

Сравнение рассчитанной согласно (20), (21) и измеренной величин $(d^2\sigma/dP d\Omega)_n$ в случае реакции $Ne + Ne = p + x$ показывает хорошее согласие и приемлемость представления C_n посредством (22).

Второй компонент представляет нуклоны из файерболла с достаточно высокой температурой T_ϕ и скоростью β_ϕ , которые описываются распределением Больцмана:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dP d\Omega}\right)_\phi = C_\phi \frac{P^2}{W} \gamma_\phi (W - \beta_\phi P \cos \theta) (m_0 c^2 T_\phi)^{-3/2} \times \\ \times \exp \frac{m_0 c^2 - \gamma_\phi (W - \beta_\phi P \cos \theta)}{T_\phi}. \quad (23)$$

Здесь значения символов аналогичны (20), кроме параметра C_ϕ , который пропорционален числу нуклонов-участников.

Значения параметров β_n , β_ϕ , T_n , T_ϕ определены в работе ²¹ из условия наилучшего согласия рассчитанных с помощью формул (20), (23) и экспериментальных данных в случае взаимодействий неона с NaF и Pb при энергиях 400 и 800 МэВ/нуклон, в которых наблюдались протоны под углом θ около 3° ; значения этих параметров приведены в табл.2. Выражение для C_ϕ в явной форме можно найти, если использовать формулу для числа нуклонов-участников, например, из работы ²¹, а для нормировки (23) использовать экспериментальные данные ²¹:

$$\text{для протонов } C_\phi = 24,6 \frac{Z_c A_M^{2/3} + Z_M A_c^{2/3}}{(A_c^{1/3} + A_M^{1/3})^2}, \quad \frac{мб}{ср(МэВ/с)^{3/2}} \quad (24)$$

можно предположить, что для нейтронов

$$C_\phi = 24,6 \frac{(A_c - Z_c) A_M^{2/3} + (A_M - Z_M) A_c^{2/3}}{(A_c^{1/3} + A_M^{1/3})^2}, \quad \frac{мб}{ср(МэВ/с)^{3/2}} \quad (25)$$

Таблица 2. Значения параметров β_n , β_ϕ , T_n , T_ϕ

	T_n	β_n	T_ϕ	β_ϕ
Ne + Pb = p + x $E_c = 400$ МэВ/нукл.	$4,7 \pm 0,2$	$0,694 \pm 0,001$	17 ± 2	$0,483 \pm 0,003$
Ne + NaF = p + x $E_c = 400$ МэВ/нукл.	$4,4 \pm 0,1$	$0,699 \pm 0,001$	15 ± 1	$0,521 \pm 0,030$
Ne + Pb = p + x $E_c = 800$ МэВ/нукл.	$7,7 \pm 0,2$	$0,820 \pm 0,001$	89 ± 15	$0,482 \pm 0,034$
Ne + NaF = p + x $E_c = 800$ МэВ/нукл.	$7,5 \pm 0,2$	$0,820 \pm 0,001$	55 ± 17	$0,624 \pm 0,009$

Использование второй модели без дополнительных предположений, как это сделано, например, для (25) пока ограничивается набором A_M , A_c и E_c , указанных в таблице 2; кроме того, ничего нельзя сказать о низкоэнергетической части спектра в рамках этой модели.

4. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ И ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На рис.4 сравниваются измеренный и рассчитанные спектры нейтронов под углом $\theta = 0$ к направлению движения ядер-снарядов с энергией 800 МэВ/нуклон в реакции $Au + Au = n + x$. Расчет выполнялся с помощью первой (расчет 1) и второй (расчет 2) моделей, описанных в разделе 3. При расчете по второй модели потребовались дополнительные предположения в части β_n , β_ϕ , T_n и T_ϕ . В случаях, когда ядра-снаряды тождественны ядрам-мишеням ($A_M = A_c$), можно предположить, что параметры, измеренные при одних значениях $A_M = A_c$, равны параметрам β_n , β_ϕ и T_n для других значений $A'_M = A'_c$. В частном случае полагали справедливыми следующие равенства:

$$\beta_n(Au + Au = n + x) = \beta_n(Ne + Ne = p + x),$$

$$\beta_\phi(Au + Au = n + x) = \beta_\phi(Ne + Ne = p + x), \quad (26)$$

$$T_n(Au + Au = n + x) = T_n(Ne + Ne = p + x).$$

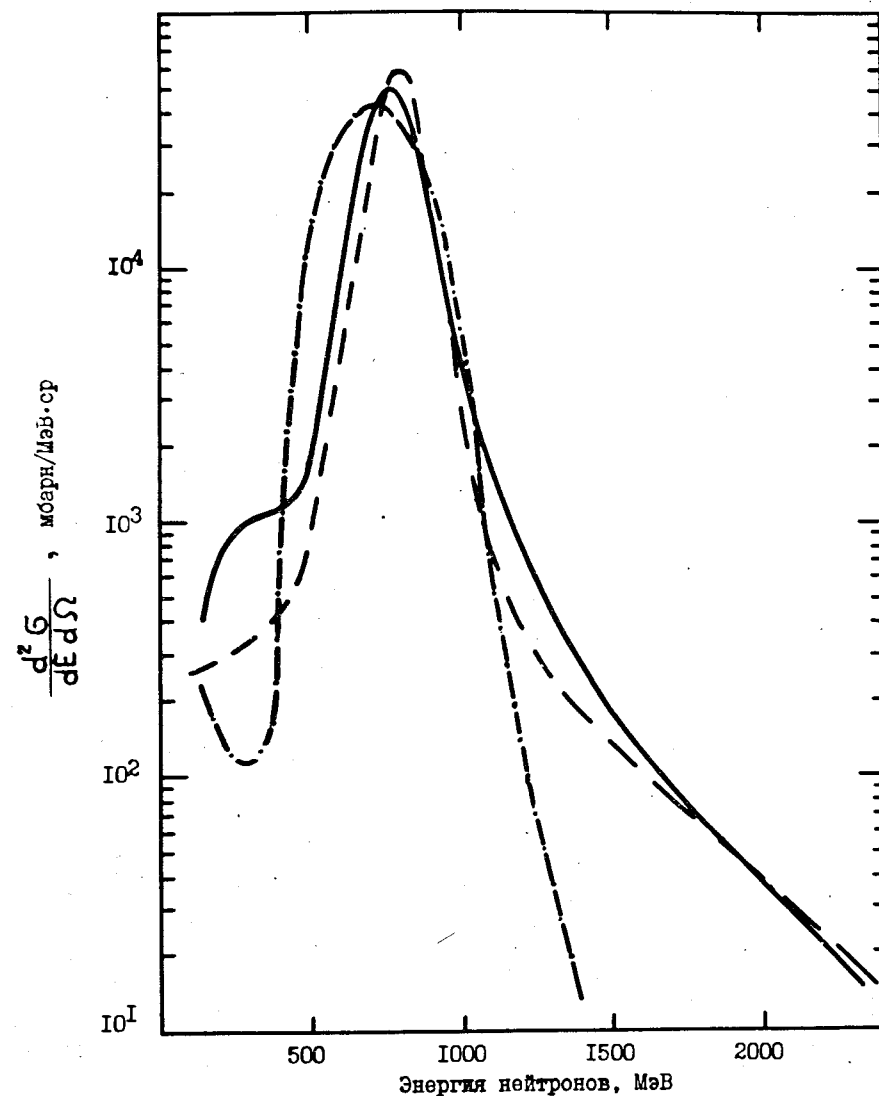


Рис.4. Спектр нейтронов в реакции $Au + Au = n + x$, $E_c = 800$ МэВ/нуклон, $\theta = 0$: — эксперимент; - - - - расчет 1; - · - · - расчет 2.

Температуру фибрбола T_ϕ полагали пропорциональной числу нуклонов-участников Y

$$T_\phi = T_0 Y^\delta, \quad (27)$$

где T_0 и δ — параметры, определенные с помощью экспериментальных данных табл.2, оказались равны $T_0 = 20$ МэВ, $\delta = 0,438$.

Результаты, представленные на рис.4, показывают, что обе модели удовлетворительно описывают часть спектра, охватываемую пиком; высокоэнергетическую часть спектра 2-я модель описывает неудовлетворительно и в этой связи требует доработки.

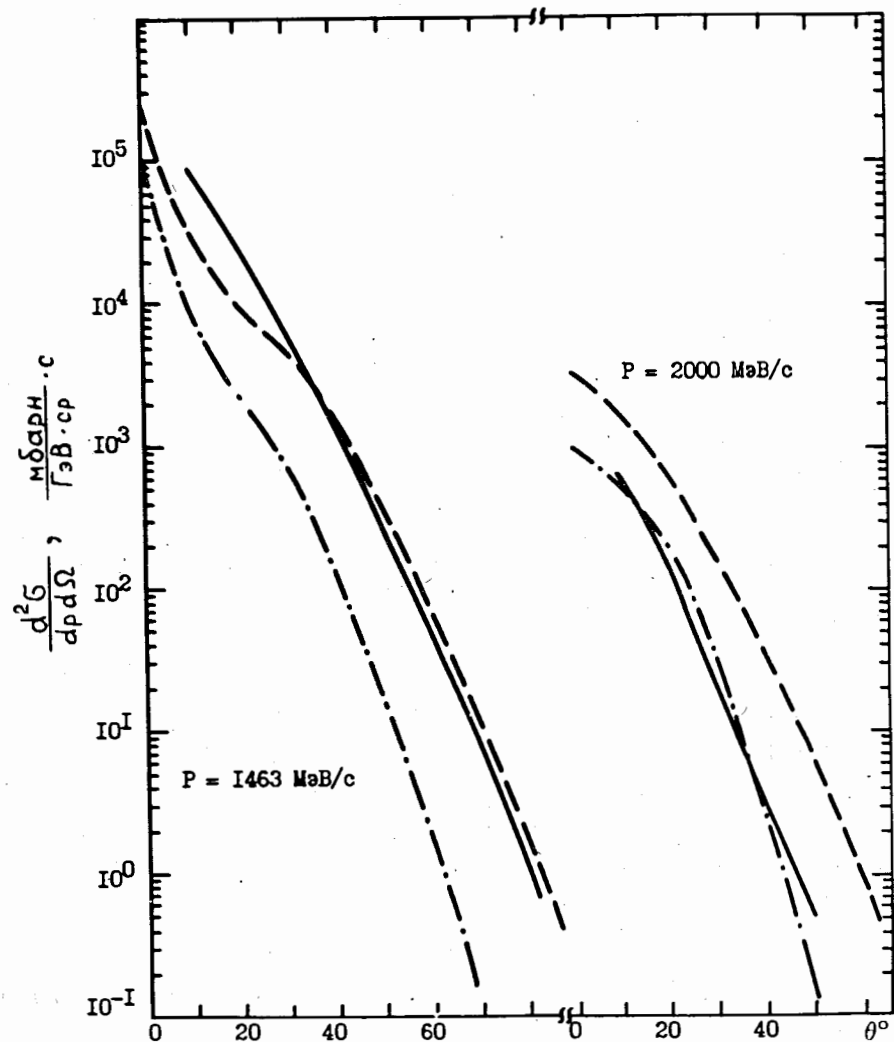


Рис.5. Угловое распределение протонов с импульсом P в реакции $Ag + KCl$, $E_c = 800$ МэВ/н: — эксперимент; --- расчет 1; - · - · - расчет 2.

Угловые распределения протонов с импульсами 1463 МэВ/с и 2000 МэВ/с в реакции $Ag + KCl$ при энергии снаряда 800 МэВ/нуклон представлены на рис.5. Здесь обе модели расчета демонстрируют удовлетворительное согласие с экспериментом в отношении зависимости $d^2\sigma / dE d\Omega$ от угла θ .

В заключение следует отметить, что феноменологическая модель проверена на большом экспериментальном материале в работах [19, 25, 26, 28, 29] и позволяет рассчитывать двойные дифференциальные сечения с целью их использования для прогноза радиационной обстановки в диапазоне энергий снарядов от десятка МэВ/нуклон до десятка ГэВ/нуклон с массовыми числами ядер-снарядов и ядер-мишеней от гелия до урана.

Использование второй модели пока ограничивается тем набором энергий снарядов и массовых чисел A_M и A_C , которые указаны в табл.2 и, в лучшем случае, с добавлением A_M и A_C , приведенных на рис.4 и 5.

Автор благодарен Л.Г.Бескровной за полезные замечания при подготовке рукописи этой работы.

ЛИТЕРАТУРА

- Weise H.P. — Shielding of High Energy Ion Accelerators. In the proceedings of CONF-8602706 "Health Physics of Radiation Generating Machines". Reno, Nevada February 8-12, USA, 1987, p.459.
- Bastid N. et al. — Nucl. Phys., 1990, A506, p.637.
- Madey R. et al. — Phys. Rev. Lett., 1985, v.55, p.1453.
- Madey R. et al. — Phys. Rev. 1988, C38, p.184.
- Nagamiya S. et al. — 1981, C24, p.971.
- Chitwood C.B. et al. — Phys. Rev., 1986, C34, p.858.
- Shelin H.R. et al. — Phys. Rev., 1989, C39, p.1827.
- Madey R. et al. — Proceedings of the 7th High Energy Heavy Ion Study, GSI, Darmstadt, October 8-12, 1984, p.397.
- Козулин Э.М. и др. — ОИЯИ, P7-86-589, Дубна, 1986; Козулин Э.М. и др. — Ядерная физика, 1987, т.45, вып.1, с.8.
- Cecil R.A. et al. — Phys. Rev., 1981, C24, p.2013.
- Jakobsson B. et al. — Phys. Lett., 1981, 102B, p.121.
- Remaud B. et al. — Proceedings of the Third Int. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions. Nucl. Phys., 1988, A488, p.420.
- Anderson L. et al. — Phys. Rev., 1983, C28, p.1224.
- Hayashi S. et al. — Phys. Rev., 1988, C38, p.1229.
- Gosset J. et al. — Phys. Rev., 1977, C16, p.629.

16. Westfall G.D. et al. — Phys. Lett., 1982, 116B, p.118.
17. Gosset J. et al. — Phys.Rev., 1977, C16, p.629.
18. Shimmerling W. et al. — Phys. Rev. Lett., 1979, 43, p.1985.
19. Комочков М.М. — ОИЯИ Р16-83-190, Дубна, 1983.
20. Goldhaber A.S., Heckman H.H. — High Energy Interactions of Nuclei. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1978, 28, p.161.
21. Nagamiya S., Gyulassy M. — High-Energy Nuclear Collisions Advances in Nuclear Physics, 1984, v.13, p.239.
22. Nagamiya S. — Proceedings of the Third International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions, Saint Malo, France, June, 6-11.
23. Hufner J. — Phys. Reports, 1985, 125, No.4, p.129.
24. Sano M. — INS-Rep.—707, Tokyo, 1988.
25. Бескровная Л.Г., Комочков М.М. — ОИЯИ, Р16-87-304, Дубна, 1987.
26. Бескровная Л.Г., Комочков М.М. — В Трудах XI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Том II, ОИЯИ, Д9-89-52, Дубна, 1989, с.382.
27. Stevenson J. — Phys. Rev. Lett., 1980, 45, p.1773.
28. Комочков М.М. — ОИЯИ, Р16-82-432, Дубна, 1982.
29. Комочков М.М. — ОИЯИ, Р16-86-186, Дубна, 1986.
30. Shen W.-Q. et al. — Nucl. Phys., 1989, A 491, p.130.
31. Webber W.R. et al. — Phys. Rev., 1990, C41, p.520.
32. Webber W.R. et al. — Phys. Rev., 1990, C41, p.533.
33. Webber W.R. et al. — Phys. Rev., 1990, C41, p.547.
34. Olson D.L. et al. — Phys. Rev., 1983, C 28, p.1602.
35. Сычев Б.С. и др. — Препринт РТИ АН СССР 789, М., 1979.
36. Зайцев Л.Н. и др. — Основы защиты ускорителей. Атомиздат, М., 1971.
37. Nakamura T. — Nucl. Instr. & Meth., 1985, A 240, p.207.
38. Guo Z.V. et al. — Nucl. Instr. & Meth., 1987, B 29, p.500.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 февраля 1991 года.

Комочков М.М.

P16-91-107

Двойные дифференциальные поперечные сечения образования нейтронов и протонов в ядро-ядерных взаимодействиях

Анализируются двойные дифференциальные поперечные сечения образования нейтронов и протонов $d^2\sigma/dE d\Omega$ в ядро-ядерных взаимодействиях. На основе выявленных закономерностей $d^2\sigma/dE d\Omega$ описываются в аналитической форме с целью прогнозирования радиационной обстановки и защиты на ускорителях тяжелых ионов. Достоверность такого прогноза оценивается путем сравнения результатов расчета и эксперимента.

Работа выполнена в Отделе радиационной безопасности и радиационных исследований ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1991

Перевод автора

Komochkov M.M.

P16-91-107

Double Differential Neutron and Proton Productions Cross Sections in Nucleus-Nucleus Collisions

Experimental double differential neutron and proton productions cross sections in nucleus-nucleus collisions $d^2\sigma/dE d\Omega$ are analysed. On the basis of ascertained regularities $d^2\sigma/dE d\Omega$ are described in analytical form for the aim of radiation environment and shielding prediction on the heavy ion accelerators. The reliability of such prediction is estimated by comparison of calculation and experimental data.

The investigation has been performed at the Department of Radiation Safety and Radiation Researches, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1991