

ИССЛЕДОВАНИЕ КУМУЛЯТИВНОГО ФОТОРОЖДЕНИЯ
ПРОТОНОВ И π -МЕЗОНОВ

К. Ш. ЕГИЯН

Приводятся новые экспериментальные данные по кумулятивному фоторождению протонов и π -мезонов из ядер ^{12}C , ^{27}Al , ^{63}Cu , ^{118}Sn , ^{208}Pb , облученных тормозными γ -квантами с энергией до 4,5 ГэВ. Обсуждаются энергетические, угловые и A -зависимости инвариантного сечения этих процессов, а также функции возбуждения кумулятивного фотообразования протонов. Спектры протонов из ядра ^{12}C сравниваются с предсказаниями двух теоретических моделей: модели малонуклонных корреляций (МНК) и кластерной модели. Полученные данные удовлетворительно объясняются кластерной моделью лишь в кумулятивной области ($\theta_p \geq 90^\circ$) и моделью МНК в приближении двухнуклонных корреляций в области характерных импульсов нуклонов в коррелированной паре $k \leq 1$ ГэВ/с.

I. Введение

Изучение процессов фрагментации ядер в элементарные частицы с кинематикой, запрещенной для столкновений со свободными нуклонами, привело к открытию кумулятивного эффекта [1, 2] и ядерного скейлинга [3, 4], исследованию которых в последнее время посвящается все большее число экспериментальных и теоретических работ. Поскольку указанные выше эффекты первоначально были наблюдаемы в основном в столкновениях адронов с ядрами, то для установления их универсальности необходимо было подробно исследовать кумулятивный эффект (КЭ) и ядерный скейлинг (ЯС) в процессах, вызванных электромагнитным излучением и слабо взаимодействующими частицами.

Первые систематические исследования [5, 6], проводимые в ЕрФИ с 1972 г., показали справедливость основных закономерностей КЭ и ЯС в процессах фотофрагментации ядер в протоны. В этих исследованиях импульсы кумулятивных протонов не превышали 0,8 ГэВ/с. Между тем для более однозначных сравнений с имеющимися теоретическими модельными представлениями, претендующими на объяснение сути КЭ и ЯС, необходимо расширить пределы импульсов регистрируемых протонов. Кроме того, КЭ и ЯС в процессах фотофрагментации ядер в π -мезоны до настоящего времени не исследованы вообще.

В предлагаемой работе представлены полученные в ЕрФИ новые экспериментальные данные по фотофрагментации ядер в протоны с импульсом до 1,25 ГэВ/с и первые результаты по фотофрагментации ядер в π -мезоны в области больших углов и энергий вторичных частиц.

II. Установка

Экспериментальные результаты получены на пучке Г-3 Ереванского электронного синхротрона при помощи установки «Дейтрон», подробно описанной в [7, 8].

Протоны и π -мезоны идентифицировались двумя детекторами. В первом случае был использован пробегный детектор [7], позволяющий отождествлять частицы с кинетической энергией $T_p = 80 \div 300$ МэВ для протонов и $T_\pi = 45 \div 160$ МэВ для π -мезонов (без разделения по знаку заряда) под углом регистрации $20 \div 160^\circ$. Абсолютные энергетические разбросы и телесный угол составляли соответственно $\Delta T_p = 15 \div 6$ МэВ, $\Delta T_\pi = 12 \div 8$ МэВ и $\Delta\Omega = 10$ мстр. Во втором случае детектором служил магнитный спектрометр с применением методики измерения времени пролета, который позволил [8] идентифицировать частицы с кинетической энергией $0,18 \div 1,2$ ГэВ для π -мезонов и $0,3 \div 0,65$ ГэВ для протонов под углом регистрации $20-120^\circ$. Относительные погрешности в измерении импульса и телесный угол спектрометра составляли соответственно $\Delta p/p = \pm 6,5\%$ (при $p \geq 1,0$ ГэВ/с) и $\Delta\Omega = 1,25$ мстр. Время пролета измерялось в интервале $\tau = 15 \div 50$ нс с относительными разбросами $\Delta\tau/\tau \leq \pm 5\%$.

На рис. 1а приведены массовые спектры, полученные при помощи пробегного детектора, которые показывают, что π -мезоны и протоны разделяются со 100% эффективностью. На рис. 1б приведены такие же спектры, полученные спектрометром при положительной полярности магнитного по-

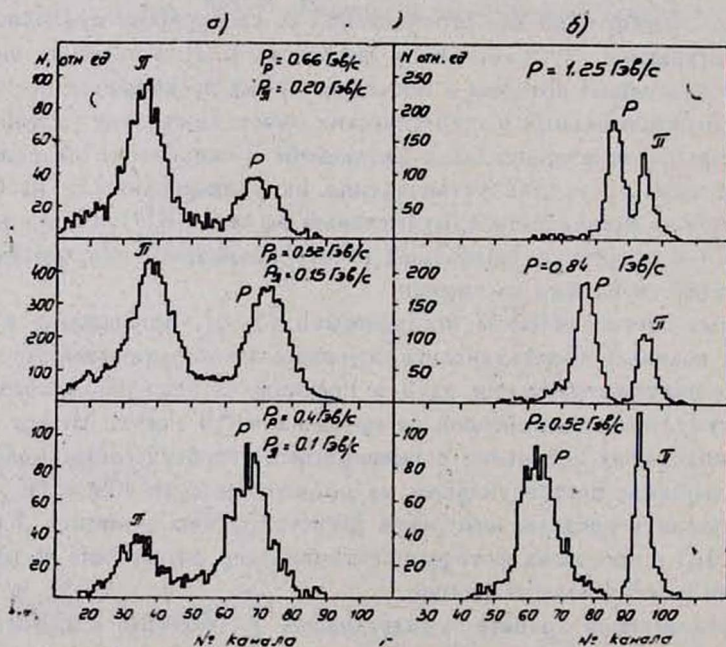


Рис. 1. Массовые спектры: а — получены пробегным детектором для заряженных частиц; б — получены магнитным спектрометром для положительно заряженных частиц.

ля. Как нетрудно видеть, пики от π^+ -мезонов и протонов (на рис. 16 пики от π^+ -мезонов расположены справа) надежно разделяются до значения импульса 1,25 ГэВ/с. Пики от протонов по мере уменьшения импульса расширяются из-за многократных рассеяний и энергетических потерь в сцинтилляционных счетчиках, используемых в спектрометре. Аналогичные спектры для отрицательной полярности магнитного поля показывают наличие только пиков в точности в тех местах, где расположены пики от π^+ -мезонов.

Таким образом, весь комплекс установки «Дейтрон» позволяет идентифицировать заряженные частицы в области энергий $T_\pi = 0,045 \div 1,2$ ГэВ для π -мезонов и $T_p = 0,08 \div 0,65$ ГэВ для протонов.

Были исследованы реакции

$$\gamma + A \rightarrow p(\pi) + X, \quad (1)$$

где X — остаточная система. В качестве твердых мишеней использовались ядра ^{12}C , ^{27}Al , ^{63}Cu , ^{118}Sn и ^{208}Pb .

Выходы реакций (1) измерялись одновременно для $\pi^\pm$ -мезонов и протонов в случае использования пробежного детектора и π^+ -мезонов и протонов в случае использования магнитного спектрометра. В последнем случае измерение выхода π^- -мезонов осуществлялось путем изменения полярности магнитного поля. По измеренным выходам составлялись инвариантные сечения:

$$f \equiv E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = C \frac{E}{p^2} \frac{N}{2 \Delta\Omega (\Delta p/p) p N_\pi N_\gamma}, \quad (2)$$

где N — измеренный выход, E , p и $\Delta p/p$ — полная энергия, импульс и импульсный разброс измерения, $\Delta\Omega$ — телесный угол регистрации, N_π и N_γ — число ядер на пути пучка и число эквивалентных γ -квантов, которое определяется путем измерения мощности пучка при помощи квантометра гауссовского типа. Коэффициент C в (2) учитывает поправки, обусловленные ядерным поглощением и многократным рассеянием в веществе детектора и мишени, параобразованием в мишени, распадом на лету (в случае $\pi^\pm$ -мезонов) и конечной эффективностью регистрации частиц. Инвариантное сечение (2) было получено в зависимости от энергии вторичных частиц, от угла регистрации, от массового числа ядер мишени и от энергии первичных γ -квантов.

III. Экспериментальные результаты и их обсуждение

1. Энергетические и угловые спектры

Протоны. На рис. 2 приведены энергетические спектры протонов из ядер ^{12}C при различных углах и при $(E)_{\text{max}} = 4,5$ ГэВ. Темными значками — данные, полученные магнитным спектрометром [10]. Необходимо отметить, что несмотря на то, что две серии данных получены различными обозначены данные [9], полученные пробежным детектором, светлыми той методикой и в разное время (фактически в двух самостоятельных экс-

периментах), тем не менее на рис. 2 никаких нормировок для «сшивания» данных не было сделано. Наблюдаемое согласие между двумя сериями измерений свидетельствует о малых систематических ошибках в наших измерениях.

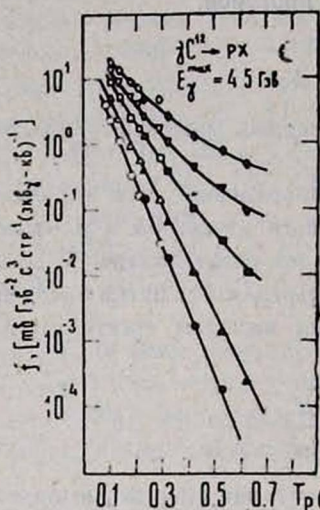


Рис. 2.

Рис. 2. Энергетические спектры протонов в реакции $\gamma C \rightarrow pX$ при $(E_\gamma)_{\max} = 4,5$ ГэВ. Экспериментальные точки: $\bullet$ и $\circ$ — 20° , $\blacktriangle$ и $\triangle$ — 40° , $\blacksquare$ и $\square$ — 60° , $\blacktriangledown$ и $\triangledown$ — 90° , $\blacklozenge$ и $\lozenge$ — 120° ; затемненные значки — из работы [9]. Кривые в случае $\vartheta_p = 90^\circ$ и 120° построены методом наименьших квадратов, в случае $\vartheta_p = 60^\circ, 40^\circ, 20^\circ$ — «на глаз».

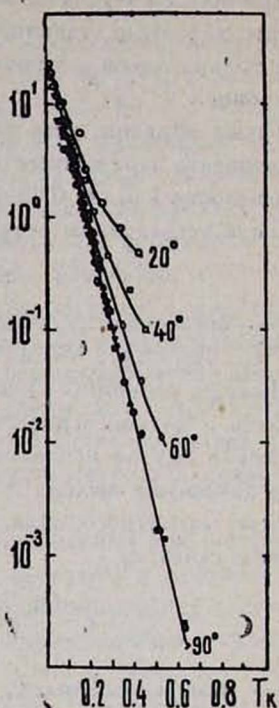


Рис. 3.

Рис. 3. Зависимость $F(T_k)$ от T_k (см. соотношение (5)). Экспериментальные точки: $\circ$ — для угла регистрации протонов 20° , $\triangle$ — 30° , $\square$ — 40° , $\triangledown$ — 50° , $\diamond$ — 60° , $\bullet$ — 70° , $\blacktriangle$ — 80° , $\blacksquare$ — 90° , $\blacktriangledown$ — 100° , $\blacklozenge$ — 110° , полутемные значки: $\circ$ — 120° , $\triangle$ — 130° , $\square$ — 140° , $\triangledown$ — 150° , $\diamond$ — 160° при $v = 0,18$ и $T_0 = 52,5$ МэВ [12]. Сплошными линиями экспериментальные точки соединены «на глаз».

Согласно данным рис. 2, для фиксированного угла регистрации спектры кумулятивных протонов (в данном случае для $\vartheta_p \geq 90^\circ$) можно описать одной экспонентой

$$f_p = C_p \exp(-T_p/T_{op}), \quad (3)$$

где C_p и T_{op} — постоянные. Величина T_{op} зависит от угла ϑ_p и достигает значения $T_{op} = 45 \div 50$ МэВ при $\vartheta_p \geq 120^\circ$, что хорошо согласуется с результатами, полученными ранее в [1 ÷ 6]. Для углов $\vartheta_p < 60^\circ$ ранее была установлена справедливость представления (3), но для области импульсов $p_p \leq 0,8$ ГэВ/с ($T_p \leq 0,3$ ГэВ). Новые данные (рис. 2) пока-

зывают, что для этой области углов (в основном это — некумулятивная область) спектры протонов нельзя представить одной экспонентой: для больших энергий спектры выполаживаются.

Ниже приводится сравнение наших экспериментальных данных с предсказаниями двух теоретических моделей.

В работе [11] было показано, что кластерная модель [12] очень хорошо описывает полученные нами [9] угловые и энергетические спектры фотообразования протонов для $p_p \leq 0,8$ ГэВ/с и $\vartheta_p = 20-160^\circ$.

Расчет спектров был проведен по формуле

$$f_p = \varphi_p(A) \exp \left[- \frac{E_p - v p_p \cos \vartheta_p}{T_{op}(1 - v^2)^{1/2}} \right], \quad (4)$$

где v — критическая скорость, при которой происходит распад кластера [11], T_{op} — параметр экспоненты (фактически температура распадающейся системы). Если ввести переменную $T_k = E_p - v p_p \cos \vartheta_p$, то, согласно (4), величина

$$F_p = \frac{f}{\varphi_p(A)} = \exp(-T_k/T_k) \quad (5)$$

будет универсальной функцией от T_k .

На рис. 3 приведены данные рис. 2 в таком представлении. Значение критической скорости принято равным $v = 0,18$ [11]. Если бы кластерная модель была справедлива для всех значений энергий и углов, то все точки должны были бы лежать на одной линии. Как видим, это имеет место лишь для кумулятивных протонов ($\vartheta_p \geq 90^\circ$). В области малых углов и больших энергий отклонение экспериментальных значений сечения от предсказаний (5) составляет несколько порядков.

В работе [13] было показано, что модель малонуклонных корреляций (МНК) в приближении двухчастичных корреляций удовлетворительно объясняет угловые зависимости наших данных [9]. Расчеты были проведены согласно формуле [13]

$$f_p = \lambda Z \sigma_1^N |\psi(k)|^2 (m_N^2 + k^2)^{1/2} \left[1 - \frac{E_p - p_p \cos \vartheta_p}{2 m_N} \right]^{-1}, \quad (6)$$

где

$$k = m_N \left\{ \frac{m_N^2 - (E_p - p_p \cos \vartheta_p)^2 + p_p^2 \sin^2 \vartheta_p}{(E_p - p_p \cos \vartheta_p)[2 m_N (E_p - p_p \cos \vartheta_p)]} \right\}^{1/2} \quad (7)$$

есть импульс нуклона в системе коррелированной пары нуклонов [13], p_p и E_p — импульс и полная энергия регистрируемого протона, $\psi(k)$ — волновая функция коррелированной пары, σ_1^N — полное адронное сечение поглощения γ -квантов, λ — постоянная, характеризующая увеличение вероятности спаривания в ядерной материи по сравнению со свободным состоянием, т. е. дейтроном, Z — порядковый номер ядра мишени.

Из (6) следует, что величина

$$F(k) \equiv |\psi(k)|^2 = \frac{f_p [1 - (E_p - p_p \cos \vartheta_p) / 2 m_N]}{\lambda Z \sigma_{I,N}^2 (m_N^2 + k_N^2)^{1/2}} \quad (8)$$

является универсальной функцией переменной k .

На рис. 4 приведены значения $F(k)$ в зависимости от k . Как легко видеть, универсальность функции $F(k)$ наблюдается в области $k \leq 1$ ГэВ/с. При $k > 1$ ГэВ/с, по-видимому, необходимо учесть вклады корреляций высших порядков, теоретические аспекты которых в настоящее время развиты в недостаточной степени.

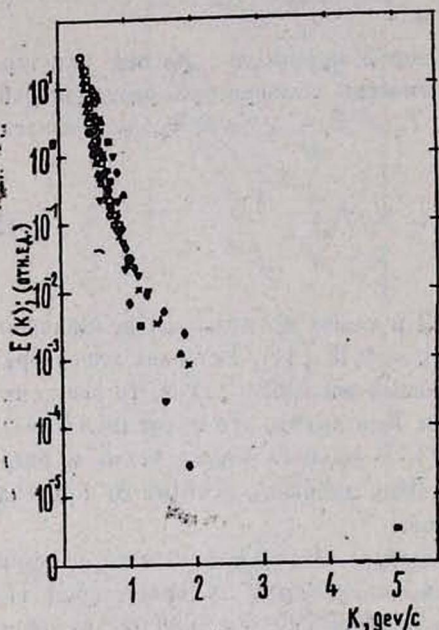


Рис. 4. Зависимость $F(k)$ от k (см. соотношение (8)). Значки те же, что на рис. 2.

π -Мезоны. На рис. 5а приведен энергетическая зависимость инвариантного сечения (2) реакции (1) для π^+ -мезонов. Линии проведены через экспериментальные точки: в случаях $\vartheta_\pi = 60^\circ, 90^\circ$ и 120° — методом наименьших квадратов, в случаях $\vartheta_\pi = 20^\circ$ и 40° — „на глаз“. Стрелками показаны границы кумулятивной области. Как видим, для $\vartheta_\pi \geq 60^\circ$ и $T_\pi \leq 1,1$ ГэВ спектры хорошо описываются одной экспонентой. При $\vartheta_\pi \leq 40^\circ$ наблюдается отклонение от экспоненты (спектр падает сильнее при больших энергиях). На рис. 5б приведены аналогичные данные для π^- -мезонов. Наблюдается одинаковый характер поведения спектров отрицательно и положительно заряженных π -мезонов.

При $\vartheta_\pi \geq 60^\circ$ инвариантное сечение можно представить в виде

$$f_\pi = C_\pi \exp(-T_\pi/T_{0\pi}), \quad (9)$$

где C_π и $T_{0\pi}$ — постоянные. В таблице приведены значения $T_{0\pi}$, найденные по экспериментальным точкам методом наименьших квадратов

для различных углов. Можно видеть, что с ростом угла $T_{0\pi}$ уменьшается и уже при $\theta_{\pi} = 120^\circ$ достигает значения $T_{0\pi} = 65$ МэВ, что хо-

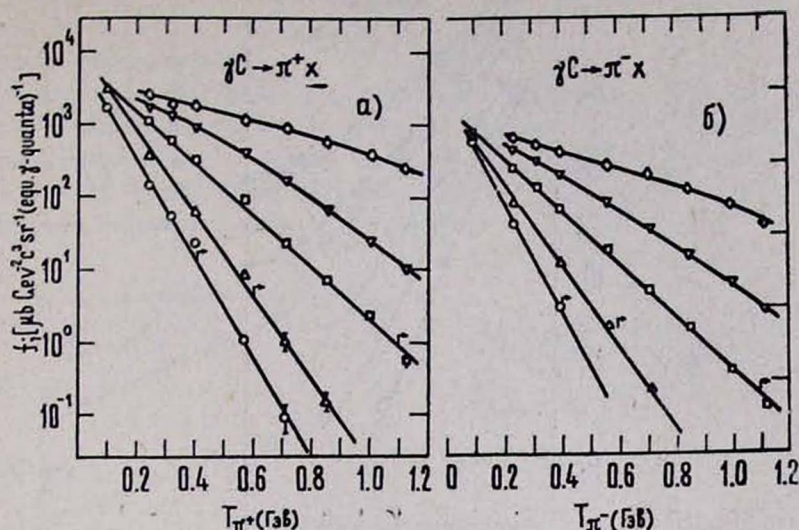


Рис. 5. Энергетические спектры: а — для π^+ -мезонов, б — для π^- -мезонов. Экспериментальные точки: $\diamond$ — угол π -мезонов $\theta_{\pi} = 20^\circ$, ∇ — 40° , $\square$ — 60° , $\triangle$ — 90° , $\circ$ — 120° .

рошо согласуется со значением $T_{0\pi} = 60 \div 65$ МэВ, найденным в аналогичных процессах, вызванных адронами [1, 2].

Таблица		
Значения $T_{0\pi} \pm \Delta T_{0\pi}$ (МэВ)		
θ_{π}	π^+ -мезоны	π^- -мезоны
60°	124 ± 2	121 ± 2
90°	$76,2 \pm 2,6$	$78,3 \pm 1,5$
120°	$65,1 \pm 3,1$	$57,1 \pm 1,8$

Необходимо подчеркнуть одно важное обстоятельство: при переходе из некумулятивной области в кумулятивную характеры спектров не меняются. Такое же поведение наблюдается при фотообразовании протонов на ядрах (см. рис. 2).

На рис. 6 и 7 приведены соответственно угловые распределения инвариантного сечения (2) для протонов и π -мезонов.

2. А-зависимость

π -мезоны. Зависимость сечения от атомного числа ядер мишени (А-зависимость) является одной из наиболее важных характеристик процесса фрагментации ядер в элементарные частицы.

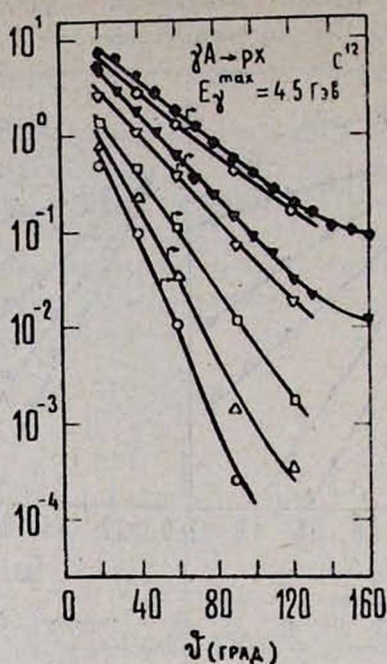


Рис. 6. Угловая зависимость протонов в реакции (1). Экспериментальные точки: $\blacklozenge$ — 0,208 ГэВ, $\diamond$ — 0,233 ГэВ, $\blacktriangledown$ — 0,290 ГэВ, $\triangledown$ — 0,317 ГэВ, $\square$ — 0,425 ГэВ, $\triangle$ — 0,53 ГэВ, $\circ$ — 0,62 ГэВ (затемненные точки взяты из работы [9]).

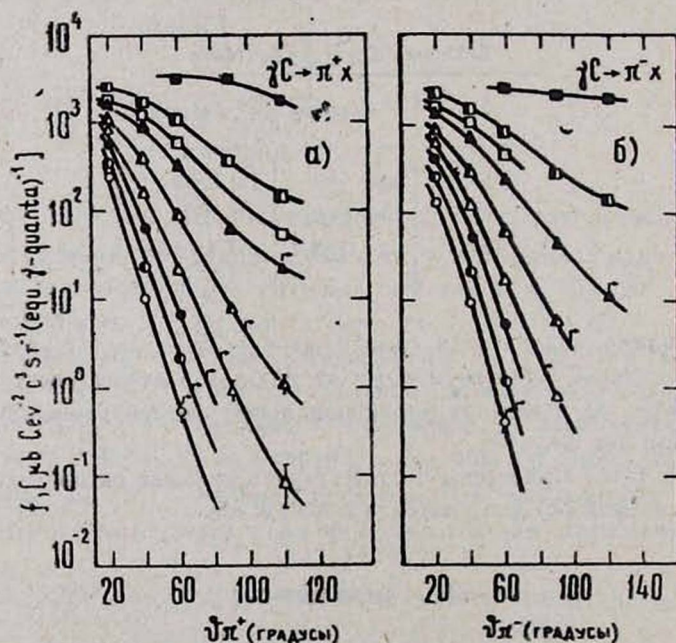


Рис. 7. Угловая зависимость инвариантного сечения f реакции (1) для π -мезонов: а — для π^+ -мезонов, б — для π^- -мезонов. Экспериментальные точки: $\blacksquare$ — при кинетической энергии π -мезонов $T_\pi = 0,094$ ГэВ, $\square$ — 0,318 ГэВ, $\blacktriangle$ — 0,399 ГэВ, $\triangle$ — 0,712 ГэВ, $\bullet$ — 0,851 ГэВ, $\circ$ — 1,12 ГэВ; полутемные значки: $\square$ — 0,239 ГэВ, $\triangle$ — 0,567 ГэВ, $\circ$ — 1,00 ГэВ.

Обычно A -зависимость реакции типа (1) представляется в виде

$$f = BA^n, \quad (10)$$

где B и n — постоянные.

На рис. 8 в качестве примера приведены некоторые данные по A -зависимости выхода π -мезонов в реакции (1). Кривые на рис. 8 проведены через экспериментальные точки методом наименьших квадратов согласно формуле (10). Ниже будет проанализировано поведение показателя n_π в зависимости от энергии и угла регистрации π -мезонов.

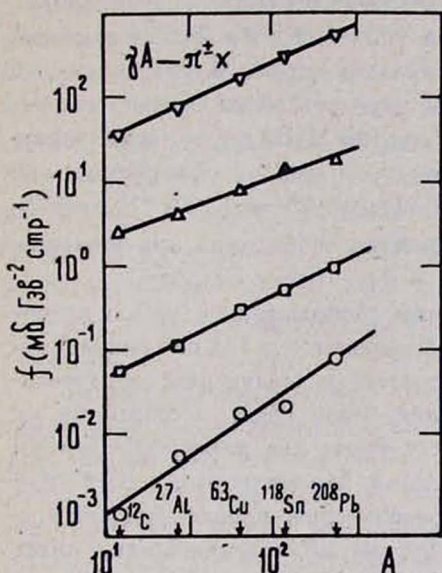


Рис. 8.

Рис. 8. Зависимость инвариантного сечения f реакции $\gamma A \rightarrow \pi X$ при $(E_\gamma)_{\text{max}} = 4,5$ ГэВ и угле регистрации $\vartheta = 90^\circ$ от массового числа ядер мишени A при разных значениях кинетической энергии π -мезонов T_π :

○ — 851 МэВ, □ — 356 МэВ, Δ — 283 МэВ, ▽ — 67 МэВ.

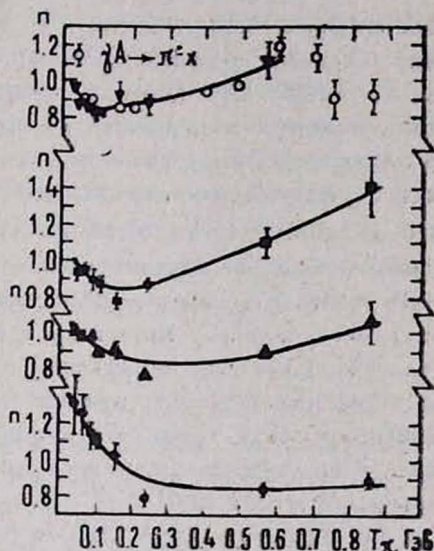


Рис. 9.

Рис. 9. Зависимость показателя n от кинетической энергии π -мезонов при различных углах регистрации π -мезонов в реакции $\gamma A \rightarrow \pi X$: ● — угол регистрации $\vartheta_\pi = 30^\circ$, ▲ — 60° , ■ — 90° , ▽ — 120° ÷ 160° , ○ — в реакции $pA \rightarrow \pi X$, $\vartheta_\pi = 180^\circ$ [14].

Рассматривая подробно поведение $n_\pi = n_\pi(T_\pi)$ для процесса рождения π -мезонов на ядрах под углом 180° протонами с энергией 8,6 ГэВ, авторы работы [14] впервые обнаружили сложную зависимость n_π от кинетической энергии вторичных частиц. Оказалось, что по мере возрастания энергии (начиная с энергии $T_\pi = 100$ МэВ) n_π сначала уменьшается, проходит через минимум (при $T_\pi \simeq 150$ МэВ), а затем возрастает и при больших энергиях (уже в кумулятивной области) снова становится

большим, $n_{\pi} \geq 1$. Минимальное значение $n_{\pi}^{\min}(150) \approx 0,8$. Такое странное поведение n_{π} было подтверждено в эксперименте [15] с первичными π^- -мезонами с импульсом 4,4 ГэВ/с, но не для фиксированного угла $\vartheta_{\pi} = 180^\circ$, а для интервала $110^\circ \leq \vartheta_{\pi} \leq 150^\circ$. Таким образом, было показано наличие сложной энергетической зависимости показателя n_{π} в A -зависимости сечения летящих назад инклюзивных π -мезонов в процессах, вызванных адронами. Если это есть явление универсальное, то оно должно иметь место и в аналогичных реакциях, вызываемых электромагнитным излучением.

На рис. 9 приведены наши данные (темные значки) для зависимости n_{π} от кинетической энергии вторичных π -мезонов в реакции (1) при углах регистрации 30° (●), 60° (▲), 90° (■) и 120° – 160° (▼). На том же рисунке (светлые кружки) приведены результаты работы [14] в случае угла $\vartheta_{\pi} = 180^\circ$. Как видим, в процессах фоторождения также наблюдается минимум в значениях n_{π} при $T_{\pi} \approx 150$ МэВ, хотя общий характер взаимодействия γ -квантов и адронов с ядрами в исследуемой области первичных энергий различен [15] (если $\sigma_I^N \sim A$, то $\sigma_I^{hN} \sim A^{2/3}$). Авторы работ [14] и [15] не делали попыток объяснить причины указанного поведения показателя n_{π} .

В работе [16] приведены качественные соображения с целью интерпретировать наличие минимума в распределении $n_{\pi}(T_{\pi})$ по данным работы [14]. Суть этих объяснений заключается в следующем: образованные вторичные π -мезоны при прохождении через ядро рассеиваются на ядерных нуклонах. Сечение этого процесса имеет два резонанса. Первый связан с поглощением π -мезонов нуклонными парами и имеет место при энергии $120 \div 130$ МэВ [17]. Второй резонансный процесс общеизвестный: при энергии ~ 190 МэВ полное сечение πN -взаимодействия имеет максимум [18]. Суммарный эффект этих двух процессов обуславливает максимум полного сечения рассеяния π -мезонов внутри ядра при энергии около 150 МэВ. Увеличение сечения приводит к увеличению потерь частиц из данного углового и энергетического интервала. Поскольку рассеянные частицы, как правило, теряют энергию (а не приобретают ее), то происходит «перекачка» частиц из области энергии с резонансным сечением в область меньшей энергии с малым сечением. Такая «перекачка» тем сильнее, чем тяжелее ядро. В результате в области резонансного сечения показатель n_{π} имеет минимальное значение, а в области более низких энергий может заметно возрасти и стать больше единицы. Что касается области больших энергий, то исходя из того, что здесь $n_{\pi} \leq 1$, авторы [16] делают вывод об уменьшении эффективного поглощения π -мезонов, иными словами, об уменьшении πN -сечения внутри ядра. Поскольку энергии π -мезонов еще малы для учета увеличения продольных расстояний в πN -взаимодействиях, этот вывод кажется не совсем обоснованным.

Несомненно, процесс поглощения регистрируемых частиц влияет на характер A -зависимости. Однако, как нам кажется, вряд ли им можно объяснить наблюдаемый на эксперименте характер A -зависимости. Это особенно хорошо видно на примере фоторождения.

Если бы не было вторичных взаимодействий π -мезонов и других частиц с ядром-остатком, то сечение $\sigma_{\pi^A \rightarrow \pi X}$ было бы пропорционально A , так как фотоны взаимодействуют со всеми отдельными нуклонами ядра. Рассеяние пионов на ядерных нуклонах должно приводить к уменьшению показателя n_π в A^{n_π} -зависимости. Следовательно, для полного сечения $\sigma_{\pi^A \rightarrow \pi X}$ фоторождения π -мезонов n_π должно быть меньше единицы. Действительно, в работе [19] нами была измерена A -зависимость полного (проинтегрированного по углу и энергии) сечения образования заряженных π -мезонов фотонами с энергией $(E_\gamma)_{\max} = 4,5$ ГэВ и показано, что показатель n_π в этом случае не больше $0,84 \pm 0,023$. Очевидно, $\bar{n}_\pi = 0,84$ есть средняя характеристика процесса фоторождения π -мезонов на ядрах и не исключает наличия локальных особенностей в зависимости $n_\pi = n_\pi(T_\pi)$. Здесь мы только хотим подчеркнуть, что „включение“ вторичного взаимодействия приводит к уменьшению этой средней характеристики от значения $n_\pi = 1$ до $\bar{n}_\pi = 0,84$. Поэтому если при каком-то значении энергии благодаря резонансному увеличению сечения взаимодействия увеличивается поглощение π -мезонов, то это должно привести к уменьшению показателя n_π по сравнению со средним значением $\bar{n}_\pi = 0,84$, что не наблюдается ни в адронных, ни в фотонных экспериментах, показывающих, что $n_\pi^{\min} \approx \bar{n}_\pi$ (см. рис. 9).

Таким образом, природа возникновения минимума связана не с дополнительными потерями π -мезонов при энергии $T_\pi \simeq 150$ МэВ, а, наоборот, по-видимому, есть следствие наличия дополнительных источников образования π -мезонов в области $T_\pi \leq 150$ МэВ и при значительно больших энергиях, усиливающих A -зависимость. Для того, чтобы подтвердить эту гипотезу, рассмотрим приведенные на рис. 9 зависимости $n_\pi = n_\pi(T_\pi)$ для различных углов регистрации π -мезонов. Видно, что, во-первых, с уменьшением угла положение минимума на шкале энергии сдвигается в область больших энергий, а затем исчезает, и, во-вторых, рост n_π в области $T_\pi \leq 150$ МэВ усиливается в случае малых углов.

Данные для $\theta_\pi = 30^\circ$ показывают, что в области $T_\pi \geq 200$ МэВ показатель n_π остается постоянным в интервале $0,8 + 0,85$, т. е. близок к значению $\bar{n}_\pi = 0,84$. И это естественно: при малых углах и больших энергиях определяющим является процесс прямого фоторождения π -мезонов на ядерных нуклонах. Вторичные перерасеяния в ядре уменьшают n_π от значения 1 до $0,8 + 0,85$. С увеличением угла регистрации наблюдается рост n_π , так как начинает давать вклад новый механизм — кумулятивное рождение π -мезонов, усиливающий A -зависимость. Что касается области кинетической энергии $T_\pi \leq 150$ МэВ, то увеличение роста n_π для малых углов связано, по-видимому, с процессом рождения каскадных π -мезонов. Вероятность последних в области малых углов больше, так как высокоэнергичные вторичные частицы, являющиеся основным источником малоэнергичных каскадных

π -мезонов, рождаются в основном вперед. Конечно, высокоэнергичные вторичные частицы имеются также и под большими углами, однако их количество несравненно мало (с увеличением угла регистрации спектры как π -мезонов, так и протонов становятся значительно круче). Вследствие этого усиление A -зависимости для больших углов и малых энергий вторичных π -мезонов относительно слабое. Что касается увеличения n_π , обусловленного механизмом резонансного поглощения [16] π -мезонов, то он должен иметь место как для больших углов, так и для малых углов регистрации, так как в ядре для вторичных частиц нет выбранного направления. Иными словами, характер зависимости $n_\pi = n_\pi(T_\pi)$ в этом случае должен быть одинаковым для всех углов, что противоречит эксперименту.

На рис. 10 приведены угловые зависимости показателя n_π для различных энергий. Видно, что, действительно, для $T_\pi \leq 150$ МэВ n_π падает с ростом угла, в области $T_\pi \approx 150 - 300$ МэВ $n_\pi \approx 0,8 - 0,85$, а при больших энергиях n_π растет с ϑ_π и становится больше единицы.

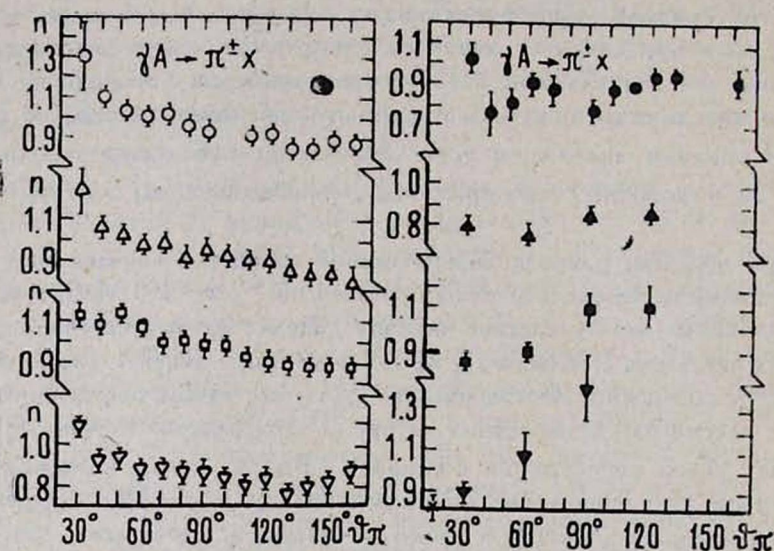


Рис. 10. Зависимость показателя n_π от угла регистрации π -мезонов при различных кинетических энергиях π -мезонов в реакции $\gamma A \rightarrow \pi^+ X$: $\circ$ — кинетическая энергия $T_\pi = 48$ МэВ, $\triangle$ — 67 МэВ, $\square$ — 91 МэВ, ∇ — 108 МэВ, $\bullet$ — 155 МэВ, $\blacktriangle$ — 238 МэВ, $\blacksquare$ — 356 МэВ, $\blacktriangledown$ — 851 МэВ, $*$ — 900 МэВ.

Последнее обстоятельство, как было отмечено выше, связано, по-видимому, с кумулятивным эффектом, физическую сущность которого в настоящее время нельзя считать окончательно ясной.

Протоны. A -зависимость для протонов в процессах фотообразования на ядрах исследована относительно лучше, чем для π -мезонов. Здесь мы приводим A -зависимости реакции $\gamma A \rightarrow p X$, полученные в тех же условиях, в которых были исследованы A -зависимости для фотопионов (см. выше).

На рис. 11 приведена зависимость показателя n_p в A -зависимости сечения фотообразования протонов в реакции (1) от энергии протонов. В об-

ласти $T_p = 60 \div 450$ МэВ никаких резких особенностей не наблюдается, как это имеет место и для π -мезонов (см. рис. 10). Наблюдается лишь слабая тенденция уменьшения n_p с ростом энергии в области малых углов ($30^\circ - 60^\circ$) и, наоборот, такая же слабая тенденция роста n_p с ростом энергии в области больших углов ($90^\circ, 120^\circ$).

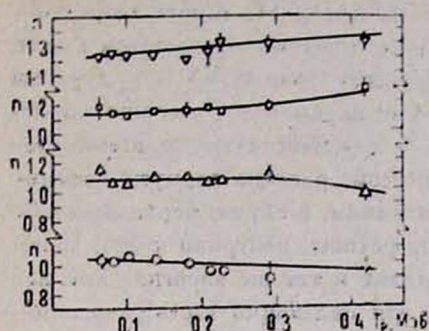


Рис. 11. То же, что на рис. 9, для протонов: $\circ - \theta_p = 30^\circ$, $\triangle - 60^\circ$, $\square - 90^\circ$, $\nabla - 120 \div 160^\circ$.

На рис. 12 приведены зависимости n_p от угла регистрации θ_p для различных энергий протонов. Во всем диапазоне энергий наблюдается рост n_p с увеличением угла. Для больших энергий этот рост сильнее, чем для малых энергий.

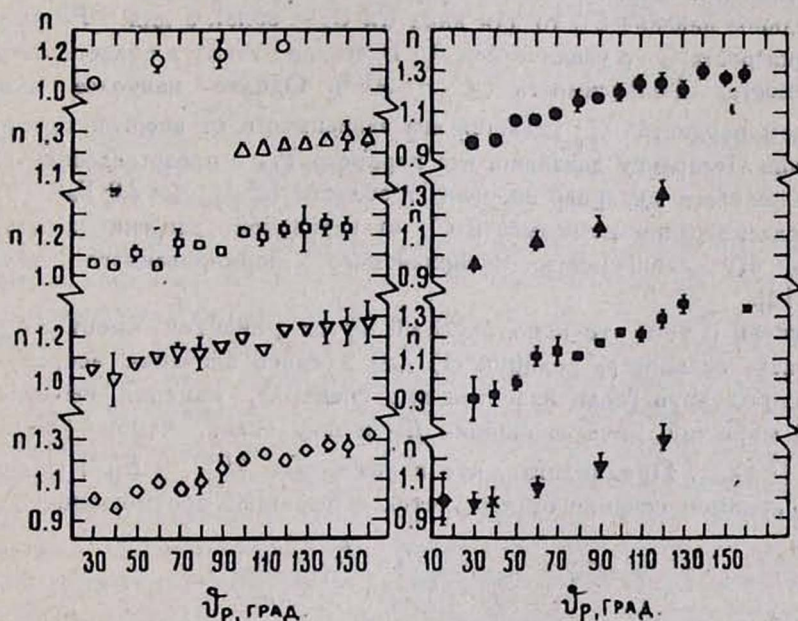


Рис. 12. То же, что на рис. 10, для протонов: $\circ - T_p = 63$ МэВ, $\triangle - 80$ МэВ, $\square - 100$ МэВ, $\nabla - 136$ МэВ, $\diamond - 180$ МэВ, $\bullet - 208$ МэВ, $\triangle - 226$ МэВ, $\blacksquare - 290$ МэВ, $\blacklozenge - 420$ МэВ, $\times - 1$ ГэВ.

3. Функция возбуждения фоторождения кумулятивных протонов на ядрах

В процессах кумулятивного образования протонов на ядрах первичными π -мезонами и протонами наблюдается [4] асимптотическая инвариантность параметра S_p представления

$$\rho_p = \frac{f_p}{\sigma_{T,A}} = C_p \exp(-T_p/T_{op}) \quad (11)$$

относительно энергии подающих частиц. Если для легчайших ядер (например, для ^{12}C) эта инвариантность имеет место уже при $E_0 \simeq 1,5$ ГэВ, то для тяжелых ядер (таких, как ^{208}Pb) та же инвариантность наблюдается при относительно больших энергиях ($E_0 \simeq 4,5$ ГэВ). На основе теоретических моделей, согласно которым кумулятивные протоны образуются в акте взаимодействия подающей частицы с ядерными нуклонами или другими нуклонными образованиями, такое поведение параметра C_p можно объяснить, если учесть, что первичные адроны взаимодействуют со всеми указанными выше объектами в трубке с радиусом, равным радиусу взаимодействия адронов. Согласно этим представлениям, в случае первичных слабо взаимодействующих частиц (электроны, фотоны, нейтрино и др.) инвариантность C_p должна наблюдаться при одних и тех же энергиях как для легких, так и для тяжелых ядер, так как эти падающие частицы взаимодействуют в ядре в основном один раз.

Исследования свойств параметра C_p в фотообразовании протонов на ядрах тормозными γ -квантами были проведены в работах [20, 21]. Одним из важных свойств является различие угловых зависимостей для легчайших и тяжелых ядер. Если, например, для ^{12}C с ростом угла наблюдается значительное падение C_p , то для ядра Cu $C_p = \text{const}$, а для ^{208}Pb имеется тенденция роста C_p с увеличением θ_p . Благодаря этому в области больших углов имеется A -зависимость ($C_p \sim A^{1/3}$). Однако наиболее важным свойством параметра C_p является его зависимость от энергии первичных γ -квантов. Поскольку доказано, что параметр T_{op} в представлениях (2) и (11) не является функцией энергии в области $(E_\gamma)_{\text{max}} \geq 2,0$ ГэВ [5], то вместо рассмотрения зависимости C_p от первичной энергии достаточно изучать эту зависимость инвариантного нормированного сечения $\rho_p(E_\gamma)$ [14].

В связи с тем, что используемый пучок γ -квантов имеет тормозной спектр, сечение ρ_p реакции (1) для данного значения энергии E_γ можно определить (если известен вид спектра), измеряя выходы по крайней мере при двух значениях $E_{\gamma 1}$ и $E_{\gamma 2}$, таких, чтобы $(E_{\gamma 1})_{\text{max}} < E_\gamma < (E_{\gamma 2})_{\text{max}}$. Предполагая, что в интервале $(E_{\gamma 2}^{\text{max}} - E_{\gamma 1}^{\text{max}})$ ρ_p не меняется, искомое сечение определяется с помощью соотношения

$$\rho_p(E_\gamma) = \frac{I_1 - I_2}{\ln(E_{\gamma 1})_{\text{max}} - \ln(E_{\gamma 2})_{\text{max}}}, \quad (12)$$

где I_1 и I_2 — выходы реакции (1) соответственно при энергиях $(E_{\gamma 1})_{\text{max}}$ и $(E_{\gamma 2})_{\text{max}}$.

Этот метод определения $\rho_p(E_\gamma)$ называется методом вычитания. Имеется другой, более точный, но значительно более сложный метод определения $\rho_p(E_\gamma)$ по измеренным значениям I_i — так называемый «метод обратных матриц». В настоящей работе приводятся результаты, полученные методом вычитания, т. е. по формуле (12).

В процессе вычитания наиболее важным является вопрос ошибок и вклад низкоэнергетической части спектра γ -квантов. Для учета последнего рассмотрим разностный спектр γ -квантов с двумя близкими значениями $(E_\gamma)_{\max}$. На рис. 13 приведены эти спектры для пяти разностей с ша-

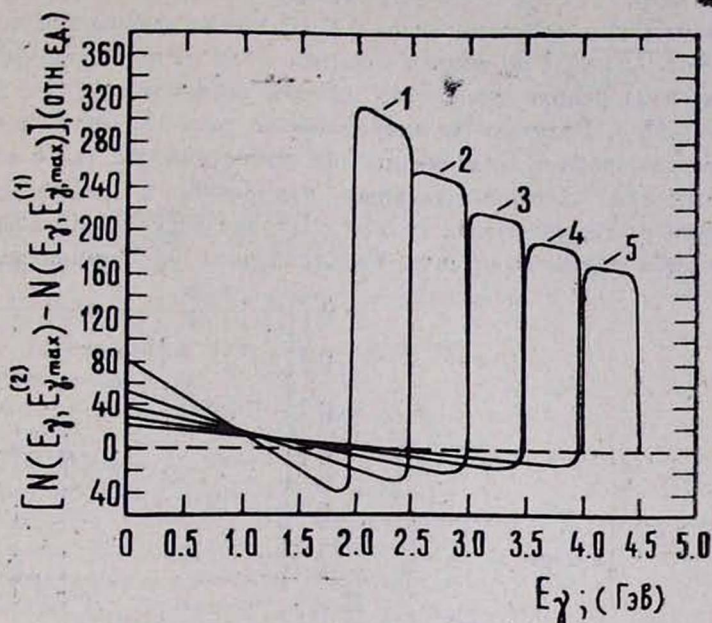


Рис. 13. Разностные спектры γ -квантов соответственно для значений $(E_\gamma, 2)_{\max}$ и $(E_\gamma, 1)_{\max}$: 1 — (2,5 и 2,0) ГэВ, 2 — (3,0 и 2,5) ГэВ, 3 — (3,5 и 3,0) ГэВ, 4 — (4,0 и 3,5) ГэВ, 5 — (4,5 и 4,0) ГэВ.

гом 0,5 ГэВ. Как видим, в области малых E_γ разностный спектр показывает наличие конечного числа γ -квантов. Но поскольку интегральное число этих малоэнергетичных фотонов не превышает 5% пика в области $(E_\gamma)_{\max}$ то, следуя [22], их вкладом будем пренебрегать. Что касается вопроса ошибок, то, во-первых, были приняты меры для максимального уменьшения статистических и систематических ошибок, которые доведены в настоящей серии измерений соответственно до $\pm (1 \div 2)\%$ и $\pm (1,5 \div 2)\%$, поэтому суммарные ошибки не превышали $\pm 3\%$, и, во-вторых, был применен известный метод сглаживания [23]. Для этого были построены зависимости инвариантных (ненормированных) выходов $I = I(E_\gamma)_{\max}$ для данного ядра и по полученным экспериментальным точкам были проведены методом наименьших квадратов наилучшие по критерию χ^2 кривые. При этом предполагалось, что в интервале между соседними значениями $(E_\gamma)_{\max}$ эта кривая не имеет особенностей. Результаты этих процедур приведены на рис. 15. Значками обозначены экспериментальные точки, кривые рассчитаны по формуле

$$I = \sum_{i=1}^2 a_i I_i, \quad (13)$$



где коэффициенты a_i определяются по экспериментальным точкам. Как видим, для всех ядер удается по экспериментальным точкам провести плавно возрастающие по $(E_\gamma)_{\max}$ кривые. Можно утверждать, что в первом приближении аномально большой рост выхода не наблюдается ни у одного из исследуемых ядер.

Для нахождения зависимости $\rho_p = \rho_p(E_\gamma)$ были вычислены разности $I_2[(E_\gamma)_{\max}] - I_1[(E_\gamma)_{\max}]$ по кривым на рис. 14 (а не по экспериментальным точкам) и на основе данных по полным сечениям σ_{γ}^A [24] из (11) определены $\rho_p(E_\gamma)$. Результаты приведены на рис. 15. Ошибки приведенных точек включают в себя вклады как статистических, так и систематических разбросов экспериментальных измерений, а также ошибки аппроксимации соответствующих кривых. Ширина «ступеньки» вокруг точек определяется шагом вычитания. Согласно рис. 15, нормированное сечение

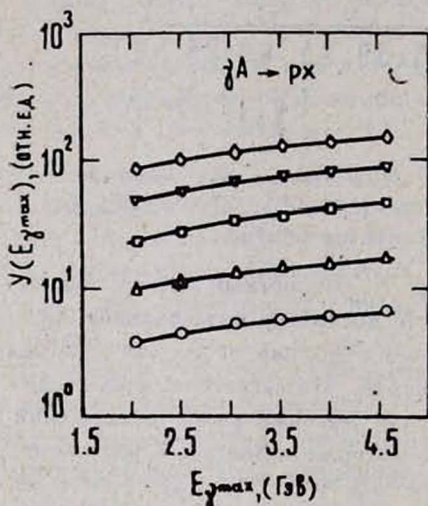


Рис. 14.

Рис. 14. Зависимость инвариантного сечения (2) от максимальной энергии $(E_\gamma)_{\max}$ тормозных γ -квантов: $\circ$ — ^{12}C , $\triangle$ — ^{27}Al , $\square$ — ^{63}Cu , ∇ — ^{118}Sn , $\diamond$ — ^{208}Pb ; кривые проведены согласно (13).

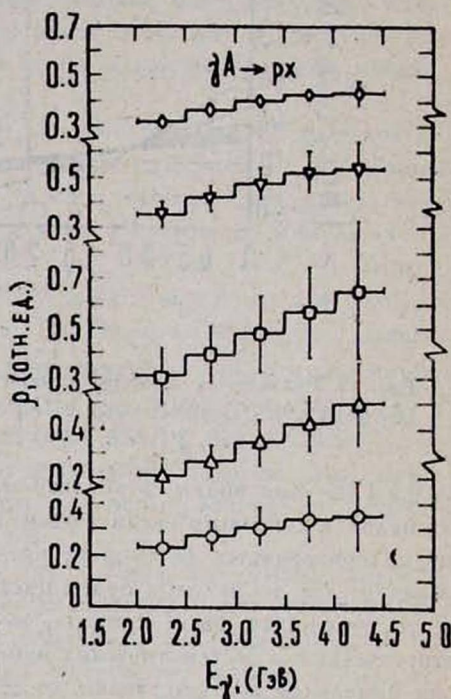


Рис. 15.

Рис. 15. Зависимость инвариантного нормированного сечения $\rho(E_\gamma)$ от энергии γ -квантов (обозначения те же, что на рис. 14).

сечение $\rho_p(E_\gamma)$ становится инвариантным по отношению к первичной энергии в области $3 \div 4$ ГэВ для тяжелых ядер, что хорошо согласуется с данными по адронным процессам. Что касается легких и легчайших ядер, то наблюдается небольшой рост $\rho_p(E_\gamma)$ в исследуемой области $E_\gamma = 2 \div 4,5$ ГэВ, т. е. инвариантность ρ_p еще не достигнута. Очевидно, нужны новые измерения при больших первичных энергиях ($E_\gamma > 4,5$ ГэВ).

Автор благодарит всех сотрудников лаборатории фотоядерных реакций ЕрФИ, совместно с которыми были получены и обработаны приведенные выше экспериментальные данные, А. Ц. Амагуни за постоянный интерес, Г. А. Вартапетяна и С. Г. Матиняна за поддержку, а также весь коллектив Ереванского ускорителя за обеспечение пучком.

Ереванский физический
институт

Поступила 8. I. 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Балдин. Препринт ОИЯИ, Р7-5769 (1971).
2. А. М. Балдин и др. ЯФ, 18, 79 (1973).
3. Ю. Д. Баюков и др. ЯФ, 18, 1246 (1973).
4. Г. А. Лексин. Труды Международной конференции по физике высоких энергий. Тбилиси, 1976, т. 1, А6-3 (1977).
5. М. Дж. Амарян и др. НС ЕФИ-173 (19)—76, 1976.
6. К. В. Аланакян и др. ЯФ, 25, 545 (1977).
7. К. В. Аланакян и др. НС ЕФИ-155 (76), 1976.
8. К. В. Аланакян и др. НС ЕФИ-408 (15)—80, 1980.
9. К. В. Аланакян и др. НС ЕФИ-220 (12)—77, 1977; НС ЕФИ-386 (44)—79, 1979.
10. К. В. Аланакян и др. НС ЕФИ—467 (9)—1981.
11. И. Г. Богацкая и др. ЯФ, 27, 856 (1978).
12. М. И. Горенштейн и др. ЯФ, 26, 788 (1977).
13. М. И. Стрикман, Л. Л. Франкфурт. ЯФ, 29, 490 (1979).
14. А. М. Балдин, В. С. Ставинский. Труды Международного семинара по физике высоких энергий, Дубна, 1978, стр. 261.
15. А. М. Балдин и др. Препринт ОИЯИ, 1—12 396 (1979).
16. Ю. Д. Баюков и др. Препринт ИТЭФ-30 (1979).
17. М. И. Стрикман, Л. Л. Франкфурт. Материалы XIV зимней школы ЛИЯФ, 1979, стр. 82.
18. D. Ashery. Proc. of 8th Int. Conf. on High Energy Phys. and Nucl. Str., Vancouver, 1979, Amsterdam, New York, Oxf., 1980, p. 385.
19. В. С. Барашенков. Сечение взаимодействия элементарных частиц, Изд. Наука, М., 1966.
20. К. В. Аланакян и др. НС ЕФИ-153 (75), 1975.
21. К. В. Аланакян и др. НС ЕФИ-174 (20)—76, 1976.
22. К. В. Аланакян и др. ЯФ, 26, 1018 (1977).
23. А. М. Bogarsky et al. SLAC-PUB-1694 (1975).
24. О. В. Богданкевич, Ф. А. Николаев. Работы с пучком тормозного излучения, Атомиздат, 1964, стр. 183.
25. G. R. Brooks et al. Phys. Rev., D8, 2826 (1973).

ԿՈՒՄՈՒՅԱՏԻՎ ՊՐՈՏՈՆՆԵՐԻ ԵՎ π -ՄԵԶՈՆՆԵՐԻ
ՖՈՏՈՍՆՄԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Կ. Շ. ԵՂՅԱՆ

Բերված են մինչև 4,5 ԳէՎ էներգիայի արդիական շաղկապներով ճառագայթված ^{12}C , ^{27}Al , ^{63}Cu , ^{118}Sn և ^{208}Pb միջուկներից առաքվող կոմպլյատիվ պրոտոնների և π -մեզոնների վերաբերյալ նոր էքսպերիմենտալ տվյալները ֆենարկվում է այդ պրոցեսների ինվարիանտ

կտրվածքների կախումը առաջնային էներգիայից, օգտագործվող թիրախների միջուկային թվից, գրանցվող մասնիկների էներգիայից և առաքման անկյունից: ^{12}C միջուկի դեպքում պրոտոնների սպեկտրները համեմատվում են երկու տեսական մոդելների՝ փոքրաքանակ նուկլոնային կոռելյացիայի (ՓՆԿ) և կլաստերային մոդելների կանխագուշակումների հետ: Ցույց է տրված, որ կլաստերային մոդելի դեպքում ստացված փորձնական տվյալները բավարար չափով բացատրվում են միայն պրոտոնների առաքման կոմպլյատիվ տիրույթում ($\vartheta_p > 90^\circ$) իսկ ՓՆԿ մոդելի երկնուկլոնային կոռելյացիայի մոտավորության դեպքում փորձնական և տեսական տվյալների համընկնումը տեղի ունի միայն կոռելյացված զույգի մեջ նուկլոնների իմպուլսի $k < 1$ Գէվ/Ց արժեքների դեպքում:

INVESTIGATION OF CUMULATIVE PHOTOPRODUCTION OF PROTONS AND π -MESONS

K. Sh. EGIYAN

New experimental data on the cumulative photoproduction of protons and π -mesons from ^{12}C , ^{27}Al , ^{63}Cu , ^{118}Sn and ^{208}Pb nuclei irradiated with bremsstrahlung γ -quanta having energies up to 4.5 GeV are presented. The energy, angular and A -dependences of the invariant cross section of these processes as well as the excitation functions of cumulative photoproduction of the proton are discussed. The spectra of protons from ^{12}C are compared with the predictions of two theoretical models—the low-nucleon correlation model (LNC) and the cluster model. It was found that the obtained results are satisfactorily explained by the cluster model only in the cumulative region ($\vartheta_p > 90^\circ$) and by the LNC model in the two-nucleon correlation approximation in the region of characteristic nucleon momenta in the correlated pair $k < 1$ GeV/c.