

индекс 3624

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-481(24)-81

К.Ш.ЕГИЯН

КУМУЛЯТИВНОЕ ФОТОРОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ НА
ЯДРАХ

ԵՐԵՎԱՆ 1981 ԵՐԵՎԱՆ

K. SH. EGIYAN

CUMULATIVE PHOTOPRODUCTION OF PARTICLES ON NUCLEI

A brief review is given of experimental investigations on the cumulative photoproduction of different particles in the interactions of high-energy γ -quanta with nuclei. Based on the available data a conclusion is reached that in processes of the cumulative particle inclusive photoproduction the hypotheses of cumulative effect and nuclear scaling in electromagnetic interactions with nuclei are on the whole confirmed.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1981

I. В области релятивистской ядерной физики в последнее десятилетие наблюдаются новые эффекты, так называемое кумулятивное рождение частиц на ядрах [1,2,3] и связанный с этим ядерный скейлинг [4,5,6]. Суть этих явлений заключается в том, что при взаимодействии релятивистских частиц (или ядер) с ядрами рождаются вторичные быстрые продукты в кинематической области, запрещенной для столкновения со свободным нуклоном и при этом спектры этих продуктов инвариантны по отношению к сорту и энергии первичной частицы, а также к ядру мишени. Универсальность закономерностей кумулятивного эффекта требует их проверки в электромагнитных и слабых взаимодействиях с ядрами.

В настоящей работе приводится краткий обзор экспериментальных исследований по кумулятивному рождению в электромагнитных взаимодействиях.

Фактически, кумулятивное фоторождение частиц на ядрах, например, протонов, наблюдается еще в начале 50-х годов. В работе [7] впервые получены энергетические и угловые распределения фотопротонов из ядер ^{12}C , облученных тормозными γ -квантами

с максимальной энергией $(E_\gamma)_{\max} = 195$ МэВ. При этом импульсы протонов достигли до $P_p = 0,5$ ГэВ/с, т.е. далеко от характерных импульсов испарительного процесса ($P_p \approx 0,25$ ГэВ/с), а углы регистрации до $\vartheta_p = 135^\circ$. В дальнейшем аналогичные данные были получены многими авторами [8-15]. Характерным в этих исследованиях было то, что первичная энергия не превышала 0,4 ГэВ. Это дало возможность объяснить экспериментальные результаты, в основном квазидейтронной моделью Левинжера [16]. Квазидейтронная модель фактически первая попытка использовать кумуляцию нуклонов в ядре, обеспечивающую расширение фазовых пределов наблюдаемых частиц. Однако характер спектров кумулятивных частиц, при этом, остается в тени.

В области высоких энергий рождение кумулятивных протонов и дейтронов впервые было исследовано в ХФТИ [17] на ускорителе электронов с энергией до 1,2 ГэВ. Уже при этих энергиях полученные данные не удалось объяснить известными в то время механизмами образования протонов на ядрах, включая и квазидейтронный механизм. Поэтому, естественно, что автор гипотезы ядерного скейлинга использовал [5] данные [17] для доказательства универсальности выдвинутой гипотезы. На рис. 1а и 1б приведены [5] энергетические спектры кумулятивных фотопротонов и фотодейтронов ($\vartheta_{p,d} = 120^\circ$) [17] совместно с данными из адронных процессов, показывающие, что спектры имеют универсальный характер в сильных и электромагнитных процессах, если $(E_\gamma)_{\max} = 1,2$ ГэВ. При $(E_\gamma)_{\max} = 0,7$ ГэВ наблюдается отклонение спектра. Это первый намек на асимптотический характер закономерностей ядерного скейлинга.

Более систематические исследования кумулятивного фоторождения на ядрах проведены в ЕРФИ на пучке γ -квантов с $(E_\gamma)_{\max} =$

$= 2-4,5$ ГэВ.

2. Еще в работе [18] по фотообразованию протонов на ядрах при $(E_\gamma)_{\max} = 4,5$ ГэВ было показано, что в области углов $\vartheta_p \geq 90^\circ$ (кумулятивная область) выход протонов достаточно велик и имеет специфичную А-зависимость. В последующих сериях измерений были исследованы энергетические, угловые и другие зависимости выхода протонов из ядер с $A = 12+209$.

На рис. 2 приведены энергетические спектры протонов из ядра C^{12} для ряда углов регистрации [19,20].

В области кинетической энергии $T \leq 0,3$ ГэВ все спектры можно представить в виде экспоненты в согласии с гипотезой ядерного скейлинга

$$\rho = \frac{E}{E_0} \frac{d^3 \rho}{d^3 P} = C \exp(-T/T_0). \quad (1)$$

При этом параметры C и T_0 зависят от угла регистрации. Аналогичные данные были получены на ядрах Cu^{63} и Pb^{208} .

На рис. 3 приведены зависимости параметра $B \approx 1/2m_0$ для C^{12} , Cu^{63} и Pb^{208} от угла [21]. На этом же рисунке показаны данные, полученные в ХФТИ с $(E_\gamma)_{\max} = 1,2$ ГэВ [22] на C^{12} ($\frac{1}{2}$). Как видно, параметр B (следовательно и T_0) не зависит от ядра мишени и является плавной функцией от угла. На рис. 4 приведены те же данные (заштрихованная область) совместно с имеющимися результатами из адронных [23] и нейтринных [24] экспериментов. Как видно, значения T_0 из данных адронных процессов неплохо согласуются с данными из электромагнитных и слабых взаимодействий. Что касается систематического завышения величины B при $(E_\gamma)_{\max} = 1,2$ ГэВ [22], то, по-видимому, это следствие асимптотического

выхода на скейлинг. В самом деле, на рис.5 приводится зависимость B от $(E_\gamma)_{\max}$ [25]. Как видно, инвариантность B от $(E_\gamma)_{\max}$ достигается в области $(E_\gamma)_{\max} \geq 2,0$ ГэВ.

На рис.6 приведены угловые зависимости параметра C из (1) [21]. Как видно, зависимость $C=C(\vartheta)$ различная для различных ядер. Для C^{12} - это падающая функция, для C^{63} - $C=C(\vartheta)$, а для P_b^{208} намечается тенденция падения C с уменьшением угла. Приведенные данные по $C=C(\vartheta)$ показывают, что в области больших углов C зависит от атомного ядра (примерно как $A^{1/3}$ в отличие от адронных процессов, для которых $C \sim A^{0,6}$ [26]), тогда как в области малых углов такой зависимости нет. Поведение параметра C в зависимости от ϑ и A нельзя считать до конца понятным.

Приведенный выше анализ характера спектров фотопротонов относится лишь к области импульсов $P_p \leq 0,8$ ГэВ/с. Из рис.2 видно, что при расширении этой области до $P \leq 1,3$ ГэВ/с ($T_p \leq 0,650$ ГэВ) характер спектров меняется. В некумулятивной области ($\vartheta \leq 60^\circ$) спектры трудно описывать одной экспонентой: при $T_p > 0,3$ ГэВ спектры становятся пологими. В кумулятивной области ($\vartheta_p \geq 90^\circ$), однако, спектры остаются не измененными. Это связано, по-видимому, с относительно большими вкладами прямых процессов вперед.

На рис.7(а, б) приведены первые данные по энергетическим спектрам \mathcal{N}^\pm -мезонов из ядра C^{12} для различных углов регистрации и при $(E_\gamma)_{\max} = 4,5$ ГэВ. Стрелками показаны пределы между кумулятивной и некумулятивной областями.

Эти спектры также, в первом приближении, имеют экспоненциальный вид (1). На рис.8 приведена зависимость параметра $T_{\text{оп}}$

от угла регистрации. Как видно, $T_{\text{оп}}$ падает с ростом угла и стремится к значению $T_{\text{оп}} \approx 60$, что хорошо совпадает со значением $T_{\text{оп}}$, найденным в адронных процессах назад [3].

3. Были подробно исследованы угловые зависимости кумулятивных протонов и \mathcal{N}^\pm -мезонов. На рис.9,10 приведены эти данные для ядра C^{12} и $(E_\gamma)_{\max} = 4,5$ ГэВ. Как видно, угловые спектры имеют остронаправленный вперед характер, и заметных нерегулярностей на границе двух областей (обозначенные стрелками) не наблюдается. Для протонов аналогичные данные имеются и для ядер Cu^{63} и P_b^{208} , показывающие, что угловые спектры по форме не зависят от ядра мишени. Как видно, из рис.9 и 10 с ростом энергии вторичных частиц направленность вперед сильно возрастает.

4. A -зависимость кумулятивных частиц является одним из важных характеристик взаимодействий. В фотонных процессах эта зависимость исследована достаточно подробно.

Обычно A -зависимость представляют в виде A^n . Хотя это является грубым приближением, тем не менее передает общую тенденцию изменений A -зависимости при изменении различных параметров исследуемой реакции. Здесь будут анализированы поведение показателя n как функция от энергии и угла вторичных частиц и энергия первичных фотонов.

На рис.11 приведены зависимости n от энергии фотопротонов для четырех углов. Как видно, во всех случаях n зависит от энергии очень слабо. Однако, если для кумулятивных протонов ($\vartheta_p \leq 90^\circ$) эта слабая зависимость имеет тенденцию роста с ростом энергии, то в случае малых углов наблюдается обратная картина. При очень больших энергиях и $\vartheta_p = 30^\circ$ n стремится к значению 0,78 [27].

На рис. 12 приведены угловые зависимости n для ряда энергий протонов. Во всех случаях $n = n(\nu_p)$ является возрастающей функцией, однако с ростом энергии эта функция становится резко возрастающей.

На рис. 13 приведена зависимость n для протонов от энергий первичных γ -квантов при $P_p = 0,5$ ГэВ/с и $\nu_p = 90^\circ$. Как видно, начиная с $(E_\gamma)_{\max} = 0,4$ ГэВ n остается постоянным, при $(E_\gamma)_{\max} = 0,25$ ГэВ, наблюдается тенденция уменьшения n .

Аналогичные данные для π^\pm -мезонов приведены на рис. 14 и 15. Наблюдается отличие от случая протонов. В функции $n = n(T_\pi)$ (рис. 14) для углов в задней полусфере наблюдаются особенности при $T_\pi = 150$ МэВ, точно так, как это имеет место в адронных процессах [28, 29]. С уменьшением угла минимум исчезает, вернее исчезает рост n в области $T_\pi > 150$ МэВ. Наблюдаемый характер, по-видимому, можно объяснить вкладом вторичных взаимодействий [30].

Что касается зависимости $n = n(\nu_\pi)$ для π^\pm -мезонов (рис. 15), то в соответствии с энергетическими спектрами N_π , можно выделить три области энергии: для $T_\pi \leq 150$ МэВ $n = n(\nu_\pi)$ есть падающая функция; в области $150 < T_\pi < 300$ МэВ $n \neq n(\nu)$; при $T_\pi > 300$ МэВ она становится возрастающей.

Имеются данные по A -зависимости и для дейтронов. Первые подробные эксперименты по этому вопросу выполнены ХФТИ, но для $(E_\gamma)_{\max} \leq 1,2$ ГэВ. Недавно получены новые результаты и для $(E_\gamma)_{\max} \geq 2,0$ ГэВ.

На рис. 16 приведена угловая зависимость N_d для дейтронов с импульсом 0,99 ГэВ/с и при энергии первичных γ -квантов 4,5 ГэВ. Для сравнения приведена та же зависимость для протонов. Как видно, для дейтронов n растет сильнее, чем для протонов, и в облас-

ти 120° разница между n_d и n_p составляет 0,15+0,2 тогда как в случае первичных адронов она составляет 0,3 [31].

5. Была измерена зависимость нормированного сечения ρ кумулятивных протонов от первичной энергии $E_{o\gamma}$. Как известно [6], такая зависимость для адронных процессов показывает, что ρ становится инвариантным по отношению к E_o при различных значениях E_o для различных ядер. Чем тяжелее ядро, тем больше значение E_o , при котором $\rho \neq \rho(E_o)$. Для фотонных процессов ожидается [32] одинаковый выход на скейлинг и меньших значениях E_o .

На рис. 17 приведены полученные недавно данные по $\rho = \rho(E_{o\gamma})$ зависимости при угле $\nu_p = 120^\circ$ и импульсе протонов 0,5 ГэВ/с. Данные получены методом вычитания при двух значениях максимальных энергий тормозных γ -квантов с шагом 0,5 ГэВ. Согласно рис. 17 ρ становится инвариантным по отношению к $E_{o\gamma}$ при 3-4 ГэВ для тяжелых ядер. Для легких и легчайших ядер наблюдается слабый рост во всем диапазоне энергии 2-4,5 ГэВ.

6. Особо важным являются исследования поляризационных и корреляционных явлений в кумулятивном рождении. В фотонных процессах такие исследования почти отсутствуют. Недавно были получены [33] первые результаты по асимметрии выхода кумулятивных протонов в области первичной энергии 0,7+2 ГэВ. Данные получены квазимонохроматичным поляризованным пучком ЕРФИ. На рис. 18 приведена зависимость асимметрии Σ как функции от атомного номера ядра мишени при $\nu_p = 100^\circ$, $T_p = 0,1+0,21$ ГэВ и $E_\gamma = 0,7+2,0$ ГэВ. Результаты не противоречат нулевой асимметрии, хотя намечается слабая тенденция роста Σ с ростом A .

Таким образом, имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные в основном подтверждают гипотезу кумулятивного эффекта τ

- ядерного скейлинга в процессах инклюзивного кумулятивного фоторождения на ядрах.

Дальнейшие исследования должны выполняться, на наш взгляд, в двух направлениях. С одной стороны, необходимо имеющиеся данные по инклюзивным измерениям уточнить (до 3-5%) для более корректных количественных оценок и, с другой стороны, необходимо начать корреляционные и поляризационные измерения в элементарных процессах.

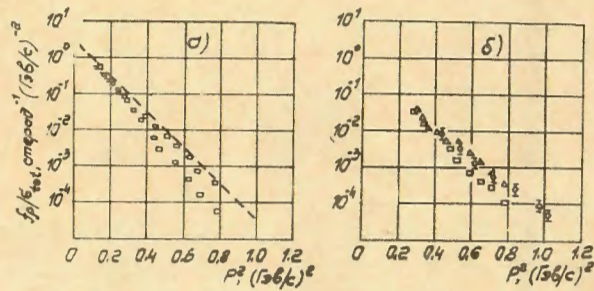


Рис.1 Зависимость инвариантного нормированного сечения $\rho \frac{E}{E_0} \frac{d^3\sigma}{d^3p}$ фотоброждения протонов (а) и дейтронов (б) в реакции $\gamma C \rightarrow P(d)X$ при угле вылета 120° . Экспериментальные точки: а) \circ - $(E_\gamma)_{\max} = 0,7$ ГэВ; \square - $(E_\gamma)_{\max} = 1,2$ ГэВ ----- данные по реакции $PC \rightarrow PX$, $E_0 = 1,15 + 5,7$ ГэВ $\psi_p = 137^\circ [5]$; б) \square - $(E_\gamma)_{\max} = 0,7$ ГэВ; \triangle - $(E_\gamma)_{\max} = 1,2$ ГэВ; \diamond - $PC \rightarrow dX$, $E_0 = 5,7$ ГэВ $\psi = 135^\circ$.

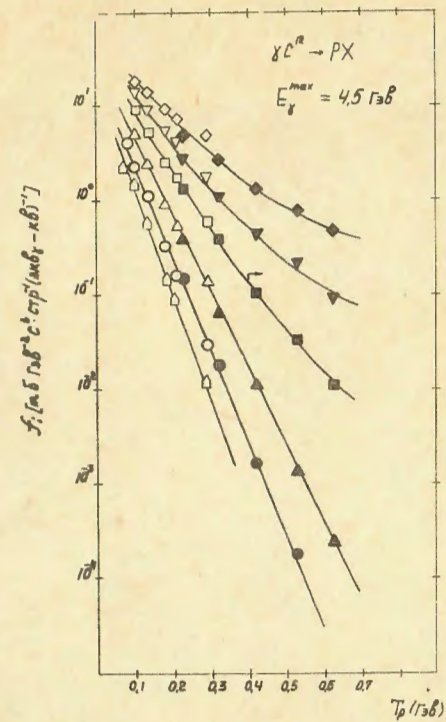


Рис.2 Энергетические спектры протонов в реакции $\gamma C \rightarrow PX$ при $(E_\gamma)_{\max} = 4,5$ ГэВ. Экспериментальные точки: \diamond , \square ; $\psi_p = 20^\circ$; ∇ , \circ ; $\psi_p = 40^\circ$; \triangle , \square ; $\psi_p = 60^\circ$; \triangle , \triangle ; $\psi_p = 90^\circ$; \square , \square ; $\psi_p = 120^\circ$; \square , \square ; $\psi_p = 160^\circ$. Стрелкой показана граница между кумулятивной и некумулятивной областями.

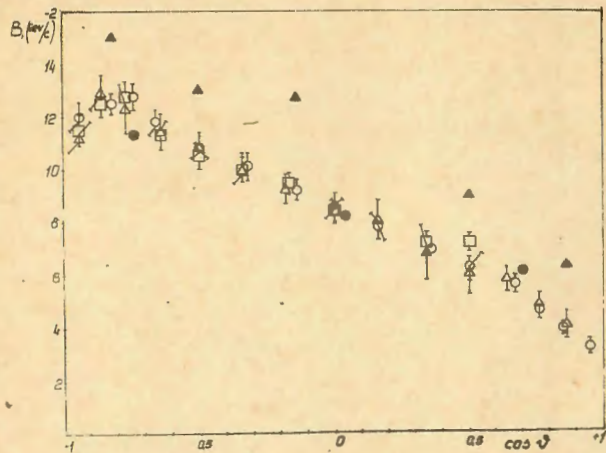


Рис.3 Зависимость параметра $B \approx \frac{1}{2MT_0}$ в представлении $\rho = c \cdot \exp(-T/T_0) \approx c \cdot \exp(-B\rho^2)$ от угла регистрации протонов из реакции $\gamma A \rightarrow PX$ при $(E_\gamma)_{\max} = 4,5$ ГэВ. Экспериментальные точки: \odot, \square - C^{12} ; \triangle - Cu^{63} ; \circ - Pb^{208} ; \square - данные работы [22] при $(E_\gamma)_{\max} = 1,2$ ГэВ.

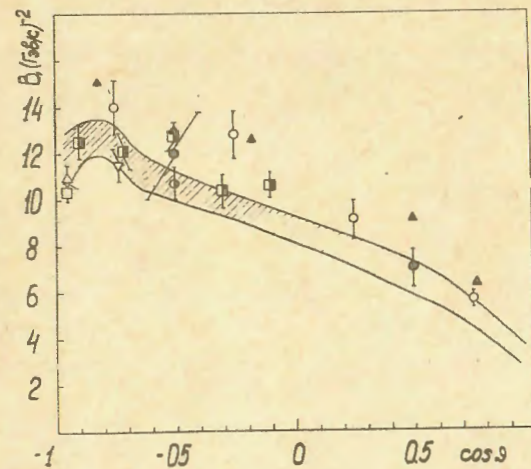


Рис.4 Та же зависимость, что на рис.3. Заштрихованная область для реакции $\gamma C \rightarrow PX$ при $(E_\gamma)_{\max} = 4,5$ ГэВ, $\bar{A} = 1,2$ ГэВ; \odot - $\bar{\nu}(CF_3 Br) \rightarrow PX$; \square - $\bar{\nu}(CF_3 Br) \rightarrow PX$; $E_{\nu, \bar{\nu}} > 2$ ГэВ; \triangle - $\bar{\nu} Ne \rightarrow PX$, $E_\gamma > 10$ ГэВ; \circ - $\pi(CF_3 Cl) \rightarrow PX$; $P_0 = 3,9$ ГэВ; \square - $PCu \rightarrow PX$, $P_0 = 9$ ГэВ/с; \circ - $PC(Cu) \rightarrow PX$; $P_0 = 4,5$ и $6,6$ ГэВ/с; \triangle - $PC \rightarrow PX$; $P_0 = 9$ ГэВ/с.

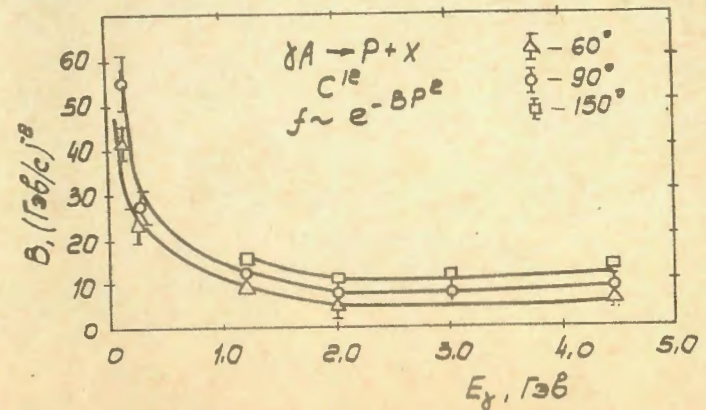


Рис.5 Зависимость параметра B от энергии первичных фотонов в реакции $\gamma C \rightarrow PX$. Экспериментальные точки \triangle - $\bar{\nu} = 60^\circ$; \circ - 90° ; \square - 150° .

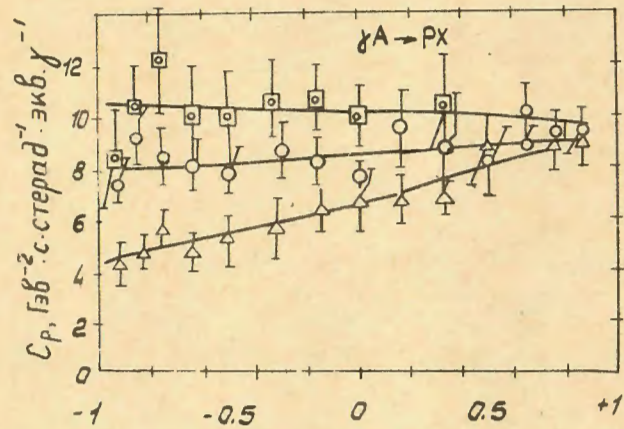
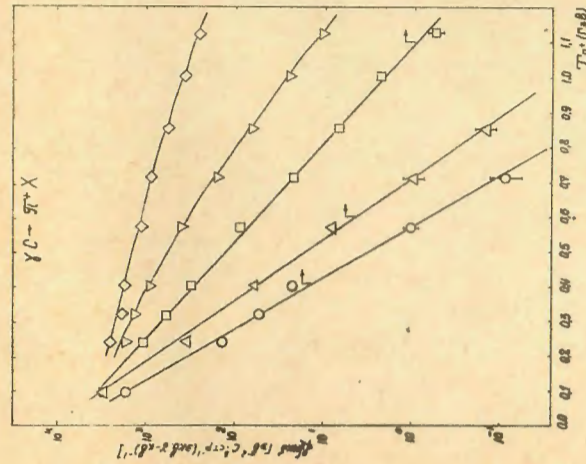
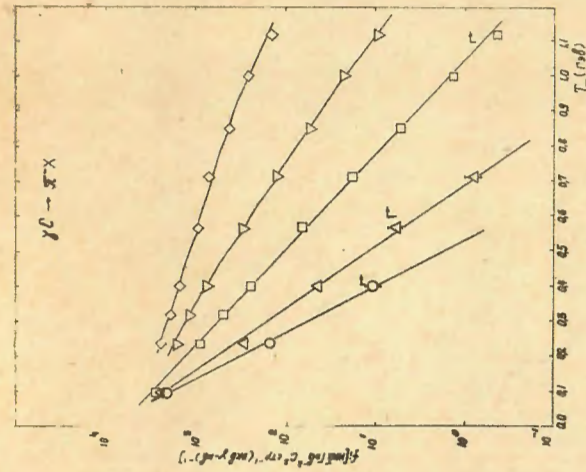


Рис.6 Угловая зависимость параметра C в представлении $\rho = C \exp(-T/T_0)$ при $(E_\gamma)_{max} = 4,5$ ГэВ. Экспериментальные точки: Δ - C^{12} ; \square - Cu^{63} ; \circ - Pb^{208} линии проведены через точки для однозначности.



а)



б)

Рис.7 Энергетические спектры π^+ (а) и π^- (б) - мезонов в реакции $\gamma C \rightarrow \pi X$ при $(E_\gamma)_{max} = 4,5$ ГэВ. Экспериментальные точки: \circ - $\psi = 20^\circ$; Δ - 40° ; \square - 60° ; ∇ - 90° ; \diamond - 120° . Линии проведены через экспериментальные точки методом наименьших квадратов. Стрелками показаны границы кумулятивной области.

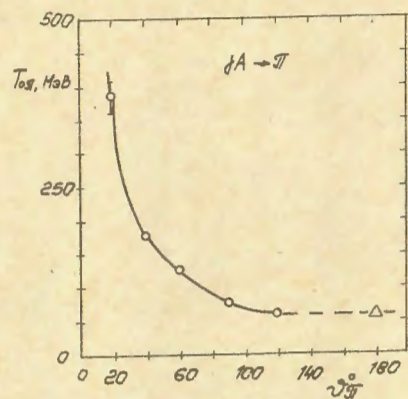


Рис.8 Зависимость параметра $T_{оп}$ в представлении $\rho_{ст} = C_{ст} \exp(-T/T_0)$ для реакции $\gamma C \rightarrow \pi X$ при $(E_\gamma)_{max} = 4,5$ ГэВ; Δ - данные по реакции $PC \rightarrow PX$ [3].

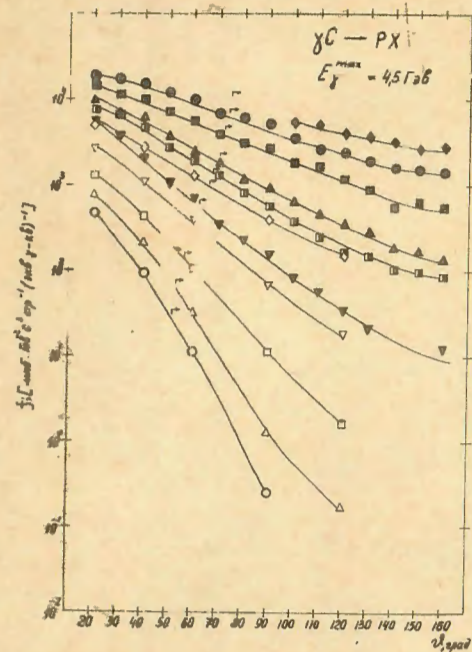


Рис.9 Угловая зависимость протонов в реакции $\gamma C \rightarrow PX$ при $(E_\gamma)_{max} = 4,5$ ГэВ; экспериментальные точки: \blacklozenge - P_p - $-0,4$ ГэВ/с, \blacklozenge - $-0,44$ ГэВ/с, \blacklozenge - $-0,52$ ГэВ/с, \blacklozenge - $-0,608$ ГэВ/с, \blacklozenge - $-0,66$ ГэВ/с, \blacklozenge - $-0,69$ ГэВ/с, \blacklozenge - $-0,784$ ГэВ/с, \blacklozenge - $-0,79$ ГэВ/с, \blacklozenge - $-0,99$ ГэВ/с, \blacklozenge - $-1,13$ ГэВ/с, \blacklozenge - $-1,25$ ГэВ/с. Стрелками показаны границы кумулятивной области. Линии проведены через экспериментальные точки "на глаз".

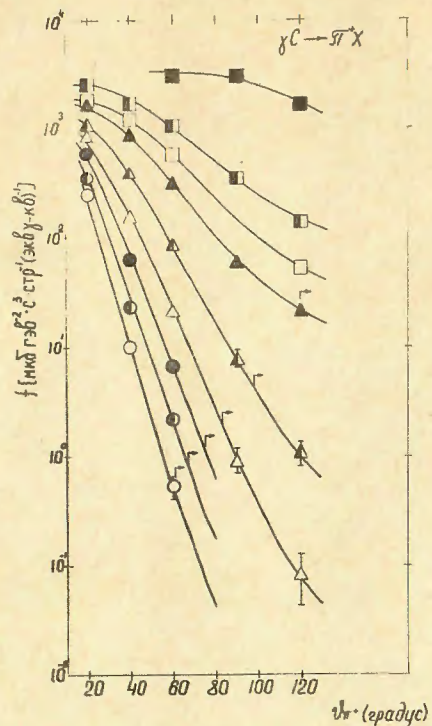


Рис. 10 Угловая зависимость π^+ -мезонов в реакции $\gamma C \rightarrow \pi^+ X$ при $(E_{\gamma})_{\text{max}} = 4,5$ ГэВ. Экспериментальные точки $\bar{\psi} - T_{\text{II}} = 0,094$ ГэВ; $\bar{\psi} - 0,239$ ГэВ; $\bar{\psi} - 0,318$ ГэВ; $\bar{\psi} - 0,399$ ГэВ; $\bar{\psi} - 0,567$ ГэВ; $\bar{\psi} - 0,712$ ГэВ; $\bar{\psi} - 0,851$ ГэВ; $\bullet - 1,00$ ГэВ; $\bar{\psi} - 1,12$ ГэВ. Линии проведены через экспериментальные точки "на глаз".

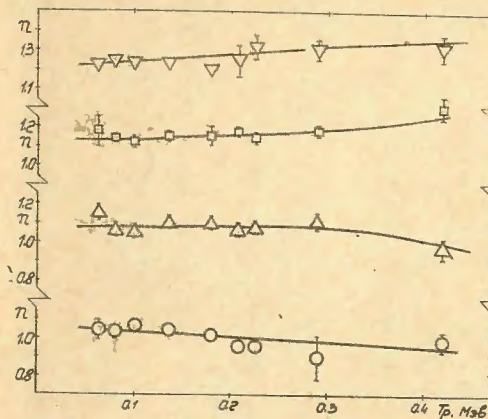


Рис. 11 Зависимость показания n в представлении $\rho \sim A^n$ для реакции $\gamma A \rightarrow P X$ при $(E_{\gamma})_{\text{max}} = 4,5$ ГэВ от энергии протонов. Экспериментальные точки: $\bar{\psi} - \nu_p = 30^\circ$; $\bar{\psi} - 60^\circ$; $\bar{\psi} - 90^\circ$; $\bar{\psi} - 120^\circ$. Линии проведены через экспериментальные точки для наглядности.

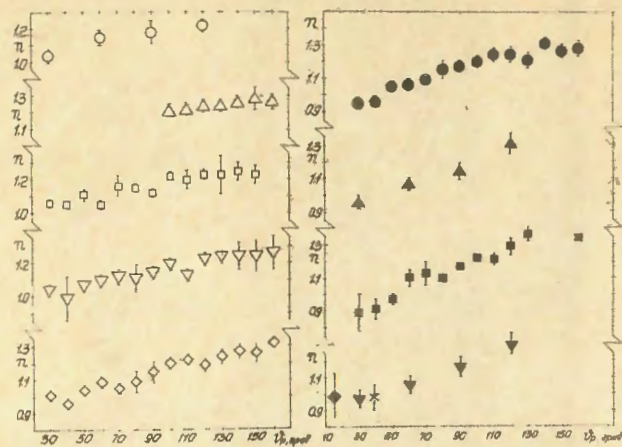


Рис.12 Зависимость показателя n в представлении $\rho \sim A^n$ для реакции $\gamma A \rightarrow pX$ при $(E_\gamma)_{\max} = 4,5$ ГэВ. Экспериментальные точки: \circ - для энергии протонов 63 МэВ, \triangle - 80 МэВ, \square - 100 МэВ, ∇ - 136 МэВ, \diamond - 180 МэВ, \blacktriangledown - 226 МэВ, \blacksquare - 290 МэВ, \blacktriangledown - 420 МэВ, \blacklozenge - 1000 МэВ, [27].

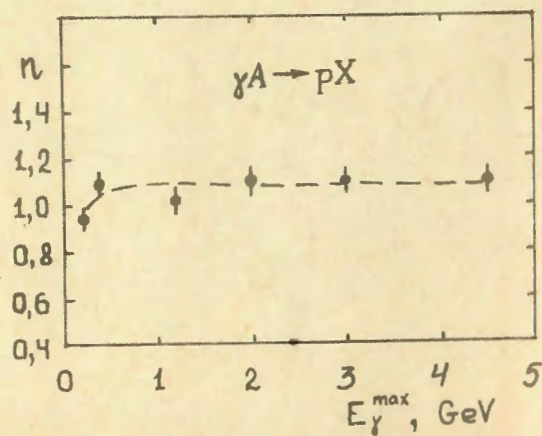


Рис.13 Зависимость показателя n в представлении $\rho \sim A^n$ для реакции $\gamma C \rightarrow pX$ от $(E_\gamma)_{\max}$ при $\nu_p = 90^\circ$ и $P_p = 0,5$ ГэВ/с. Линия проведена для наглядности.

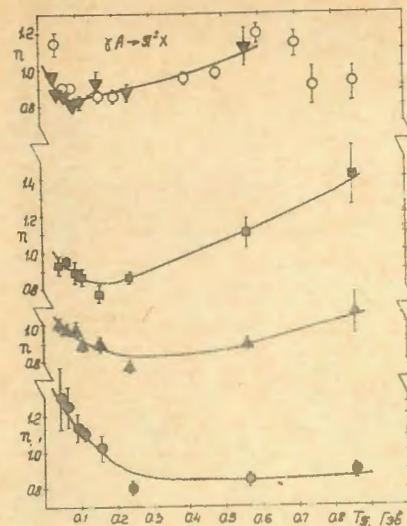


Рис.14 Зависимость показателя n в представлении $\rho_{\pi} \sim A^n$ для реакции $\gamma A \rightarrow \pi^\pm X$ при $(E_\gamma)_{\max} = 4,5$ ГэВ от кинетической энергии π -мезонов. Экспериментальные точки: \circ - $\nu_{\pi} = 30^\circ$, \triangle - 60° , \square - 90° , ∇ - 120° , \diamond - 180° для реакции $pA \rightarrow \pi^\pm X$ при $P_0 = 9$ ГэВ/с [25]. Линии проведены для наглядности.

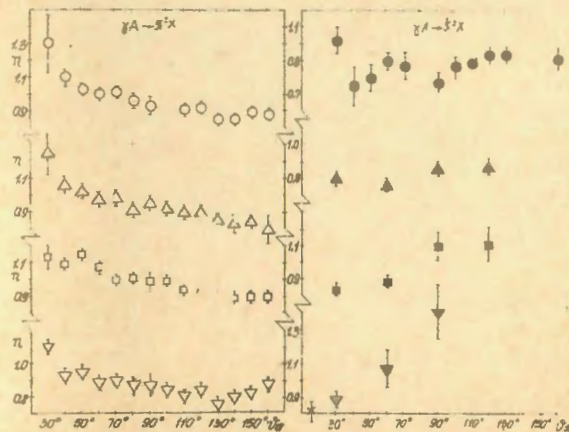


Рис.15 Угловая зависимость показателя n в представлении $\rho_{\pi} \sim A^n$ для реакции $\gamma A \rightarrow \pi^\pm X$ при $(E_\gamma)_{\max} = 4,5$ ГэВ. Экспериментальные точки: \circ - $T_{\pi} = 48$ МэВ, \triangle - 67 МэВ, \square - 91 МэВ, ∇ - 108 МэВ, \diamond - 155 МэВ, \blacktriangledown - 238 МэВ, \blacksquare - 366 МэВ, \blacktriangledown - 851 МэВ, \blacklozenge - 900 МэВ [27].

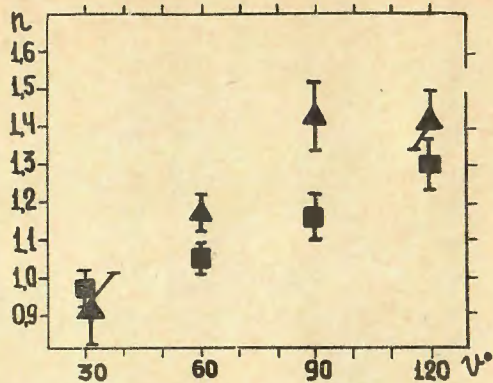


Рис. 16 Угловая зависимость показателя n_d в представлении $\rho_d \sim A^n$ для реакции $\gamma A \rightarrow dX$ при $(E_\gamma)_{\max} = 4,5$ ГэВ и $\rho_d = 0,98$ ГэВ/с. Приведены также результаты по реакции $\gamma A \rightarrow pX$ ($\frac{1}{2}$).

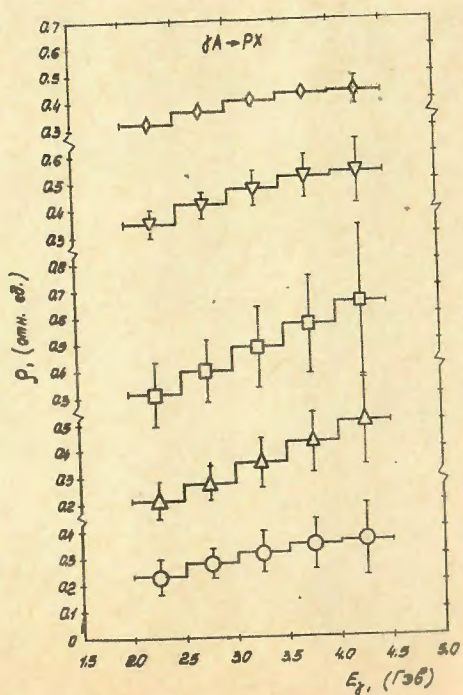


Рис. 17 Зависимость инвариантного сечения ρ реакции $\gamma A \rightarrow pX$ от энергии первичных γ -квантов. Экспериментальные точки: \circ - C^{12} , \triangle - Al^{27} , \square - Sn^{118} , \diamond - Pb^{208} .

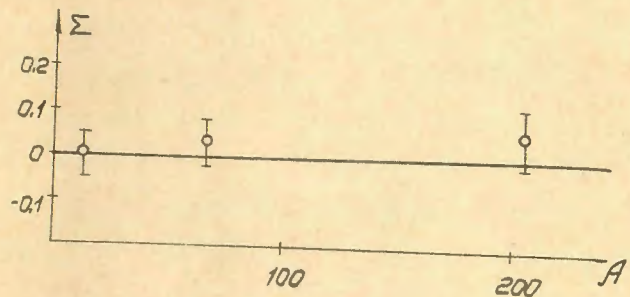


Рис. 18. Зависимость асимметрии Σ от атомного числа ядра мишени в реакции $\gamma A \rightarrow pX$ при квазимонохроматическом поляризованном пучке γ -квантов. $E_\gamma = 0,67 \pm 20$ ГэВ, $T_p = 0,1 \pm 0,21$ ГэВ, $\nu_p = 100^\circ$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Балдин А.М. Масштабная инвариантность адронных столкновений и возможность получения пучковых частиц высоких энергий при релятивистском ускорении многозарядных ионов. Краткое сообщение по физике, № 1, 35, 1971.
2. Балдин А.М., Герасимов С.Б., Гиорденеску Н. и др. Кумулятивное мезообразование - ЯФ, 1973, т.18, с.79.
3. Балдин А.М., Гиорденеску Н., Зубарев В.Н. и др. Экспериментальные исследования кумулятивного мезообразования. - ЯФ, 1974, т.20, с.1201.
Экспериментальные исследования кумулятивного мезообразования при возбуждении различных ядер релятивистскими дейтронами и протонами. - ЯФ, 1975, т.21, с.1008.
4. Бажков Ю.Д., Воробьев Л.С., Лексин Г.А. и др. Эффекты масштабной инвариантности при обратном рассеянии протонов с энергией несколько ГэВ ядрами. - ЯФ, 1973, т.18, с.1246.
5. Бажков Ю.Д., Воробьев Л.С., Лексин Г.А. и др. Инвариантные эффекты при испускании p , d , t назад ядрами облученными элементарными частицами с энергией 0,7 - 6 ГэВ. - ЯФ, 1974, т.19, с.1266.
6. Лексин Г.А. Ядерный скейлинг. Труды Международной конференции по физике высоких энергий, Тбилиси, 1977, т.1, : А 6-3
7. Walker Darcy. High Energy Photo-Protons from Carbon. - Phys.Rev., 1952, vol.81, p.634
8. Keck J.C. Energetic Protons from Nuclei Exposed to 300 MeV Bremsstrahlung. - Phys.Rev. 1952, vol.85, p.410
9. Rosengren J.M. and Dudley J.M. High Energy Photoproton Production by 322-MeV Bremsstrahlung. - Phys.Rev., 1953, vol.89, p.603
10. B.T.Feld, R.D.Godbole, A.Odian et al. High Energy Photoproton Production by 325 MeV Bremsstrahlung Radiation. - Phys. Rev, 1954, vol.94, p.1000
11. Whitehead C.W.R. McMurray, M.J.Aitken et al. - Ejection of Photoprotons from Light Elements by 45-110 Bremsstrahlung. - Phys.Rev. 1958, vol.110, p.341
12. Егиян К.Ш., Бочек Г.Л., Кулибаба В.И. и др. Угловые и энергетические распределения протонов в реакциях (γp) и $(e p)$ на ядре ^{12}C при энергиях возбуждения до 130 МэВ. Изв.АН Арм.ССР. Физика, 1971, т.6, с.161.
13. Егиян К.Ш., Бочек Г.Л., Кулибаба В.А. и др. Функция возбуждения реакций (γp) и (γp) на ^{12}C при энергиях фотонов и электронов 100 + 250 МэВ. Изв.АН Арм.ССР. Физика, 1971, т.6 с.351.
14. Бочек Г.Л., Егиян К.Ш., Кулибаба В.И. Исследование реакции (γp) при максимальной энергии тормозных фотонов 100-250 МэВ. НС ЕФИ-ЯФ-12(72), Ереван 1972.
15. Гончаров Н.В., Дербченский А.И., Коновалов О.Г. и др. Исследования зависимостей выхода пионов и протонов, вылетающих под углом $\theta_p = 90^\circ$ при $(E_{\gamma})_{\text{max}} = 400$ МэВ от массового числа ядра. - ЯФ, 1973, т.17, с.242.
16. Levinger J.S. The High Energy Nuclear Photoeffect. - Phys. Rev, 1951, vol.84, p.43
17. Антуфьев Ю.П., Агранович В.Л., Ганенко В.Б. и др. Исследование спектров протонов и дейтронов при фотодезинтеграции ядер фотонами с максимальной энергией до 1200 МэВ. - ЯФ,

1971, т.13, с.473.

Антуфьев Ю.П., Агранович В.Л., Ганенко В.В. и др. Реакции (γp) , (γd) , (γt) на ядрах ${}^7\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{181}\text{Tl}$ при энергиях фотонов 400 - 1300 МэВ.-УФЖ, 1969, т.14, с.499.

18. Аланакян К.В., Егиян К.Ш., Оганджян М.С. и др. Исследование реакции (γp) при максимальной энергии тормозных фотонов 4,5 ГэВ, НС ЕФИ-54(1974), Ереван 1974.

19. Аланакян К.В., Амарян М.Дж., Демирчян Р.А. и др. Исследование инклюзивного фотообразования протонов тормозными γ -квантами с максимальной энергией 2,0 - 4,5 ГэВ. - ЯФ, 1977, т.25, с.545.

20. Аланакян К.В., Амарян М.Дж., Демирчян Р.А. и др. Спектры кумулятивных протонов в процессе $\gamma C \rightarrow pX$ при максимальной энергии γ -квантов 4,5 ГэВ.-ЯФ, 1981, т.34.

21. Аланакян К.В., Амарян М.Дж., Демирчян Р.А. и др. Угловая зависимость параметров β и C нормированного инвариантного сечения $\beta = C \exp(-\beta p^2)$ реакции $\gamma A \rightarrow pA'$ при максимальной энергии тормозных γ -квантов 4,5 ГэВ. - ЯФ, 1977, т.26, с.1018.

22. Кузьменко В.С., Митрофанов А.В., Ранок Ю.Н. и др. Измерение спектров протонов на ядре ${}^{12}\text{C}$ и зависимости от массового числа ядра-мишени инклюзивной реакции $\gamma + A \rightarrow p + \dots$ при максимальной энергии тормозного излучения $E_{\gamma}^{\text{max}} = 1200$ МэВ.- Письма в ЖЭТФ, 1976, т.23, с.174.

23. Бургов Н.А., Власов М.К., Воробьев Л.С. и др. Исследование инклюзивных реакций на ядрах с вылетом протонов назад в энергетическом интервале 1,5 - 9,0 ГэВ. - ЯФ, 1976, т.24, с.1183.

Горнов М.Г., Ланушкин С.В., Орлов В.И. и др. Характеристики протонов испускаемых в заднюю полусферу в пион-ядерных взаимодействиях. - ЯФ, 1977, т.25, с.606.

24. Efremenko V.J., Gorichev P.A., Kaftanov V.S. et al. Nuclear Effects in High Energy Antineutrino Interaction, Fermilab-Pub-80/18-exp/

Иванилов А.А., Конюшко В.И. Кораблев В.М. и др. Исследование характеристик кумулятивных протонов при взаимодействии нейтрино и антинейтрино на камере СКАТ.- Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, с.390.

25. Егиян К.Ш. Фотообразование протонов на ядрах в области энергии γ -квантов до 0,25 ГэВ.- ЯФ, 1979, т.30, с.890.

26. Arefyev A.V., Bayukov Yu.D., Efremenko V.I. et al. A-Dependence of Differential Multiplicity at 7 GeV/c, ITEP-18 1978

27. Абрамян Л.А., Аганьянц А.О., Адамян Ф.В. и др. Инклюзивное фоторождение протонов и π^+ -мезонов на ядрах при энергии $E_{\gamma} = 4,28$ ГэВ. НС ЕФИ-150(75). Ереван 1975.

28. Балдин А.М., Ставинский В.С. Предельная фрагментация ядер (кумулятивный эффект). Труды У Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, 1978, Дубна, с.261.

Балдин А.М., Бондарев В.К., Манятовский А.Н. и др. Экспериментальные исследования предельной фрагментации ядер при больших порядках кумулятивности. Препринт ОИЯИ I-12396, Дубна, 1979.

29. Бажков Ю.Д., Власов А.В., Гаврилов В.Б. и др. Исследование рождения π^- -мезонов под углами $110-155^\circ$ в л.с. на ядрах Al и Pb под действием π^- -мезонов с энергией 4.4 ГэВ. Препринт, ИТЭФ-30(1979).
30. K.V.Alanakyan, M.D.Amarian, R.A.Demirchian et al.- A Dependence of Inclusive π^\pm -Meson Photoproduction EPI-455(62)-80 Yerevan 1980
31. Бургов Н.А., Власов М.К., Воробьев Л.С. и др. Спектры дейтронов и ядер трития, вылетающих под углом 162° из ядер C , Cu , Pb при облучении π^- -мезонами с энергиями 1,5-6,0 ГэВ. ИТЭФ-129(1977).
32. Baldin A.M. Multibarion Interactions at Relativistic Energies Proc.19-th Confer.High Energy Phys.Tokyo 1978 p.455
33. Авакян Р.О., Аветисян А.Э., Акопов Н.З. Данные по исследовании реакции $\gamma A \rightarrow pX$ в кумулятивной области с использованием пучка квазимонохроматических поляризованных фотонов. НС ЕФИ-424(31)-80, Ереван 1980.

Рукопись поступила 15-го апреля 1981 г.

Редактор Л.П.Мукаян
Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 459

ВФ-04888

Тираж 299

Препринт ЕФИ Формат издания 60x84/16
Подписано к печати 21/УП-81г. 2,0 уч.изд.л. Ц. 14 к.

Издано Отделом научно-технической информации