

ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫХ γ -КВАНТОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ АДРОНОВ РАЗЛИЧНОЙ ПРИРОДЫ

С. В. МИТОЯН

На основе обобщения известных экспериментальных данных по экспериментам на ускорителях и в космических лучах делается заключение, что высокоэнергичные γ -кванты с $E_\gamma \gtrsim 1$ Тэв с одинаковой эффективностью рождаются при взаимодействии адронов различной природы, а именно, при взаимодействии высокоэнергичных пионов и нуклонов.

Экспериментальные результаты об эффективности рождения высокоэнергичных π^0 -мезонов (γ -квантов) при взаимодействии адронов различной природы (πN , NN , N —ядро, π —ядро) представляют интерес с точки зрения выяснения механизма генерации высокоэнергичных γ -квантов пионами и нуклонами и получения некоторых указаний об элементарном акте неупругих адрон-адронных взаимодействий при высоких энергиях. Существуют разные, в большинстве своем противоречивые, соображения о механизме генерации высокоэнергичных γ -квантов (γ -квантов в области фрагментации налетающего адрона) пионами и нуклонами. Так, согласно заключениям работ [1, 2] высокоэнергичные γ -кванты с близкими средними характеристиками одинаково эффективно генерируются и в пионных, и в нуклонных взаимодействиях при первичных энергиях $E_0 > 1$ Тэв. А по заключениям работ [3—5] в пионных столкновениях энергетически выделенные π^0 -мезоны (и тем самым γ -кванты) из-за различия процессов асимметрии и перезарядки в нуклонных и пионных взаимодействиях могут рождаться с большей вероятностью. Из этого следует, что при близких средних характеристиках высокоэнергичных γ -квантов, рожденных во взаимодействиях первичных пионов и нуклонов, особенность пионных столкновений по сравнению с нуклонными, если она существует, может проявиться в различных значениях эффективности генерации высокоэнергичных γ -квантов.

Рассмотрим значение эффективности рождения π^0 -мезонов (в области фрагментации налетающего адрона) при энергиях взаимодействующих адронов $E_0 > 1$ Тэв. Такие результаты в настоящее время дают, в основном, эксперименты в космических лучах.

1. Нетрудно показать (см. Приложение), что выражение, характеризующее отношение эффективностей генерации γ -квантов пионами и нуклонами космических лучей, имеет следующий вид:

$$J = \frac{\eta(\geq E_0, t) - (1 - \alpha)\eta(\geq E_0, 0)}{\alpha \eta(\geq E_0, 0)},$$

где $\eta(\geq E_0, t) = \Gamma(\geq E_0, t)/F_h(\geq E_0, t)$ — эффективность генерации π^0 -мезонов (γ -квантов) с энергией $E \geq E_0$ адронами космических лучей в 1 грамме вещества в секунду на высоте t (г см^{-2}), $\Gamma(\geq E_0, t)$ — спектр

генерации γ -квантов, т. е. количество γ -квантов с энергией $E \geq E_0$, генерируемых в 1 грамме вещества в секунду на высоте t (г см^{-2}), $F_h(\geq E_0, t)$ — поток адронов с энергией $E \geq E_0$ на высоте t ; $\alpha = F_\pi(\geq E_0, t)/F_h(\geq E_0, t)$ — доля пионов в потоке всех адронов космических лучей (предполагается, что доля нуклонов в потоке всех адронов космических лучей есть $F_N/F_h = 1 - \alpha$).

Значения $\eta(\geq E_0, t)$ приводятся в табл. 1. Данные, относящиеся к высоте $t = 0$ (вблизи границы атмосферы, где в потоке генерирующих частиц отсутствуют пионы), взяты из работы [7], а для $t = 700 \text{ г см}^{-2}$

Таблица 1

t (г см^{-2})	$\Gamma(\geq 1 \text{ Тэв}, t)$ ($\text{г}^{-1} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1}$)	$F(\geq 1 \text{ Тэв}, t)$ ($\text{см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1}$)	$\eta(\geq E_0, t)$
0	$(3,4 \pm 0,4) \cdot 10^{-9}$	$\sim 8,8 \cdot 10^{-6}$	$(3,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$
700	$(8,5 \pm 1,2) \cdot 10^{-12}$	$(2,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-8}$ [8]	$(4,0 \pm 0,7) \cdot 10^{-4}$

получены на основе результатов работ [8, 9]. Если принять, что доля пионов с $E \geq 1 \text{ Тэв}$ в потоке всех адронов на высоте гор ($t = 700 \text{ г см}^{-2}$) составляет $\alpha > 30\%$, а доля нуклонов — соответственно $(1 - \alpha) < 70\%$, то оценка отношения эффективности генерации γ -квантов пионами и нуклонами дает: $J = 1,1 \pm 0,5$. Полученный результат позволяет сделать заключение, что высокоэнергичные пионы и нуклоны обладают в среднем одинаковой эффективностью генерации высокоэнергичных γ -квантов.

2. Для подтверждения сделанного заключения можно сравнить характеризующую интенсивность генерации γ -квантов величину a_0 [8], вычисленную из ускорительных данных, с данными из экспериментов в космических лучах (см. Приложение). Это сравнение проводится на основе подобия спектров ультрарелятивистских частиц в различных системах отсчета [10]. Когда скорость $\mathcal{L}$ -системы относительно $\mathcal{U}$ -системы удовлетворяет условию $v \ll v_1^*$, где v_1^* — продольная скорость инклюзивной частицы в $\mathcal{U}$ -системе, то распределение частиц с точностью до релятивистских поправок ($\sim v/v_1^*$) не изменяется при переходе из $\mathcal{U}$ -системы в $\mathcal{L}$ -систему. А для вторичных γ -квантов указанное условие всегда выполняется.

Из той же аппроксимации инвариантных сечений рождения γ -квантов в инклюзивной реакции $pp \rightarrow \gamma + X$, рассмотренной в статье, можно оценить значение среднего парциального коэффициента неупругости $\langle K_\gamma \rangle$. Полученное значение $\langle K_\gamma \rangle \sim 0,15$ удовлетворительно согласуется с известными данными [5, 6] о $\langle K_\gamma \rangle$ для NN -или NC^{12} -взаимодействий.

Вышеизложенное, по-видимому, позволяет считать корректным сравнение величины a_0 , полученной из ускорительных данных ($\mathcal{U}$ -система) и данных по космическим лучам ($\mathcal{L}$ -система). Для получения оценки a_0 из данных по экспериментам на ускорителях можно воспользоваться выражением

$$\alpha_0 = \langle n_\gamma \rangle \langle x^\beta \rangle,$$

где $\langle n_\gamma \rangle$ — средняя множественность γ -квантов, рожденных в одном акте взаимодействия, x — фейнмановская переменная, $\beta \simeq 1,7$ — показатель интегрального энергетического спектра адронов в космических лучах.

Поскольку

$$\langle x^\beta \rangle = \frac{\int_0^1 x^\beta \frac{d\sigma_\gamma}{dx} dx}{\sigma_{pp}^{in} \langle n_\gamma \rangle},$$

то

$$\alpha_0 = \frac{\int_0^1 x^\beta \frac{d\sigma_\gamma}{dx} dx}{\sigma_{pp}^{in}}.$$

При определенной аппроксимации инвариантного сечения рождения γ -квантов в инклюзивной реакции $pp \rightarrow \gamma + X$ [11] $\left(x \frac{d\sigma_\gamma}{dx} = 30 \times \right.$
 $\times \exp(-7x)$ мбн для $x \geq 0,1$ и $x \frac{d\sigma_\gamma}{dx} = 44 \exp(-13x)$ мбн для $0 \leq x \leq 0,1$)
 для импульсов первичных частиц $P_0 = 100 \div 300$ и $1000 \div 2000$ Гэв/с
 имеем

$$\alpha_0 \simeq 3,5 \cdot 10^{-2}.$$

Для получения оценки α_0 по результатам [9] эксперимента в космических лучах воспользуемся соотношением

$$\alpha_0 = \frac{\beta + 1}{2} \frac{\lambda}{d} \frac{N_\gamma (\geq 1 \text{ Тэв})}{F (\geq 1 \text{ Тэв}; 700 \text{ г см}^{-2})} \frac{1}{st \Omega},$$

где $\lambda \simeq 83 \text{ г см}^{-2}$ [8] — пробег взаимодействия адронов в атмосфере, $d \simeq 34 \text{ г см}^{-2}$ [9] — среднее количество вещества в установке, в котором происходило рождение γ -квантов, $N_\gamma (\geq 1 \text{ Тэв}) = 80 \pm 9$ — абсолютное число γ -квантов, рожденных в установке [9], $F (\geq 1 \text{ Тэв}, 700 \text{ г см}^{-2}) = (0,77 \pm 0,08) \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1}$ [8], $st \Omega \simeq 1 \cdot 10^4 \text{ м}^2 \text{ час стер}$ — геометрический фактор установки [9]. После подстановки соответствующих данных в формулу получаем

$$\alpha_0 \simeq (3,4 \pm 0,5) \cdot 10^{-2}.$$

Приведенная оценка согласуется с предсказанием, полученным из ускорительных данных для pp -взаимодействия.

Аналогичным путем можно оценить величину α_0 на основе результатов работы [12] для одиночных адронов (представляющих в основном нуклоны) и адронов, идущих в группах (среди которых присутствуют и пионы, и нуклоны) в космических лучах на высотах гор [13]. Все оценки величины α_0 приводятся в табл. 2.

Таблица 2

Природа первичных адронов	a_0
1. pp -взаимодействие (ускоритель [11])	$\sim 3,5 \cdot 10^{-2}$
2. Взаимодействия адрон-ядра графита (все адроны в космических лучах на высотах гор [9])	$(3,4 \pm 0,5) \cdot 10^{-2}$
3. Взаимодействия адрон-ядра графита (адроны, идущие в группах на высотах гор, — пионы и нуклоны [12])	$(3,1 \pm 0,8) \cdot 10^{-2}$
4. Взаимодействия адрон-ядра графита (одиночные адроны на высотах гор — в основном, нуклоны [12])	$(4,0 \pm 1,3) \cdot 10^{-2}$

Данные табл. 2 позволяют сделать заключение, что высокоэнергичные γ -кванты с $E_\gamma \geq 1 \text{ ТэВ}$ с одинаковой эффективностью рождаются при взаимодействии адронов различной природы, а именно, при взаимодействии высокоэнергичных пионов и нуклонов. Тем не менее следует отметить, что данные экспериментов в космических лучах, относящиеся к природе первичных взаимодействующих адронов, носят косвенный характер. Для подтверждения вышеизложенных заключений необходимы прямые эксперименты с четкой идентификацией природы первичных взаимодействующих высокоэнергичных адронов.

В заключение приношу свою глубокую благодарность Н. Л. Григорову за ценные советы и полезные обсуждения.

Ереванский политехнический
институт

Поступила 5.X.1976

Приложение

Ожидаемое отношение эффективности генерации высокоэнергичных γ -квантов (π^0 -мезонов) пионами и нуклонами космических лучей.

Интенсивность генерации γ -квантов (спектр генерации γ -квантов) — число γ -квантов с энергией $E_\gamma \div E_\gamma + dE_\gamma$, генерируемых в 1 грамме вещества в 1 секунду на глубине t потоком адронов космических лучей, идущих в вертикальном направлении в телесном угле в 1 стерадиан, — равна

$$\Gamma(E_\gamma, t) dE_\gamma = \int_{E_\gamma}^{\infty} \frac{2}{E} \Pi(E, E_0) dE dE_\gamma, \quad (1)$$

где

$$\Pi(E, E_0) dE = \frac{1}{\lambda_h} \int_E^{\infty} \psi(E, E_0) dE F_h(E_0, t) dE_0 \quad (2)$$

есть интенсивность генерации π^0 -мезонов с энергией $E \div E + dE$. В выражении (2) λ_h — пробег взаимодействия адронов в атмосфере,

$$F_h(E_0, t) dE_0 = BE_0^{-(\beta+1)} dE_0$$

есть поток адронов с энергией $E_0 \div E_0 + dE_0$ на глубине атмосферы t , $\psi(E, E_0) dE$ — вероятность того, что адрон с энергией E_0 генерирует π^0 -мезон с энергией $E \div E + dE$.

Исходя из однородности распределения высокоэнергичных вторичных частиц можно записать

$$\psi(E, E_0) dE = \langle n_0 \rangle f(E/E_0) \frac{dE}{E_0},$$

где $\langle n_0 \rangle$ — среднее число π^0 -мезонов, генерируемых в одном акте взаимодействия, а функция $f(E/E_0)$ удовлетворяет условию нормировки

$$\int_0^1 f(E/E_0) \frac{dE}{E_0} = 1.$$

Если ввести переменную $x = E/E_0$, то выражение (1) можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} \Gamma(E_\gamma, t) dE_\gamma &= \int_{E_\gamma}^{\infty} \int_E^{\infty} \frac{2}{E} \frac{1}{\lambda_h} \psi(E, E_0) dE F_h(E_0, t) dE_0 dE_\gamma = \\ &= \frac{2}{\beta+1} \frac{1}{\lambda_h} \langle n_0 \rangle BE_\gamma^{-(\beta+1)} dE_\gamma \int_0^1 x^\beta f(x) dx = \\ &= \frac{2}{\beta+1} \frac{1}{\lambda_h} a_0 F_h(E_\gamma, t) dE_\gamma, \end{aligned} \quad (3)$$

где $a_0 = \langle n_0 \rangle \int_0^1 x^\beta f(x) dx = \langle n_0 \rangle \langle x^\beta \rangle$ — основная характеристика интенсивности генерации γ -квантов.

Далее, предполагая, что поток адронов космических лучей на высотах гор состоит из нуклонов и пионов, выражение (3) запишем в следующем виде:

$$\Gamma(E_\gamma, t) dE_\gamma = \frac{2}{\beta+1} \left\{ \frac{1}{\lambda_N} a_{0N} F_N(E_\gamma, t) dE_\gamma + \frac{1}{\lambda_\pi} a_{0\pi} F_\pi(E_\gamma, t) dE_\gamma \right\}.$$

Для интенсивности генерации γ -квантов с энергией $E_\gamma \geq E_0$ соответственно получим следующее соотношение:

$$\begin{aligned} \Gamma(\geq E_0, t) &= \frac{2}{\beta+1} \left\{ \frac{1}{\lambda_N} a_{0N} \int_{E_0}^{\infty} F_N(E_\gamma, t) dE_\gamma + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\lambda_\pi} a_{0\pi} \int_{E_0}^{\infty} F_\pi(E_\gamma, t) dE_\gamma \right\} = \end{aligned}$$

$$= \frac{2}{\beta + 1} \left\{ a_{0N} \frac{1}{\lambda_N} F_N(\geq E_0, t) + a_{0\pi} \frac{1}{\lambda_\pi} F_\pi(\geq E_0, t) \right\}. \quad (4)$$

Эффективность генерации γ -квантов потоком адронов космических лучей определяется выражением

$$\eta(\geq E_0, t) = \frac{\Gamma(\geq E_0, t)}{F(\geq E_0, t)}. \quad (5)$$

Подставляя выражение (4) для $\Gamma(\geq E_0, t)$ в (5), получим

$$\eta(\geq E_0, t) = \frac{2}{\beta + 1} \left\{ a_{0N} \frac{1}{\lambda_N} \frac{F_N}{F_h} + a_{0\pi} \frac{1}{\lambda_\pi} \frac{F_\pi}{F_h} \right\}. \quad (6)$$

Обозначим долю пионов в потоке всех адронов космических лучей через $\alpha = F_\pi/F_h$; соответственно $F_N/F_h = 1 - \alpha$. Вблизи границы атмосферы пионы в потоке адронов отсутствуют, т. е. $\alpha = 0$, следовательно

$$\eta(\geq E_0, 0) = \frac{2}{\beta + 1} a_{0N} \frac{1}{\lambda_N}. \quad (7)$$

Для глубины атмосферы t имеем

$$\eta(\geq E_0, t) = \frac{2}{\beta + 1} \left\{ a_{0N} \frac{1}{\lambda_N} (1 - \alpha) + a_{0\pi} \frac{1}{\lambda_\pi} \alpha \right\}. \quad (8)$$

Из выражений (7), (8) и (3) можно найти соотношение, характеризующее отношение эффективностей (5) генерации γ -квантов пионами и нуклонами:

$$J = \frac{a_{0\pi}}{a_{0N}} \frac{\lambda_N}{\lambda_\pi} = \frac{\eta(\geq E_0, t) - (1 - \alpha) \eta(\geq E_0, 0)}{\alpha \eta(\geq E_0, 0)}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Григоров и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 368 (1974).
2. Н. А. Григоров и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 38, 954 (1974).
3. В. С. Мурзин. Сб. Школа—семинар молодых ученых по проблемам физики ял. частиц, Дубна, 1975.
4. С. А. Азимов, Т. С. Юлдашбаев. Неупругие соударения частиц большой энергии с нуклонами и ядрами, Ташкент, 1974.
5. Н. С. Ангелов и др. Препринт Р1-8718, Дубна, 1975.
6. Н. В. Масленникова и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 36, 1696 (1972).
7. Н. А. Григоров и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 36, 1657 (1972).
8. Н. А. Григоров и др. Частицы высоких энергий в космических лучах, Изд. Наука, М., 1973.
9. Н. А. Григоров, С. В. Митоян, А. И. Савельева. Изв. АН АрмССР, Физика, 10, 84 (1975).
10. Ю. П. Никитин, Н. А. Розенталь. Теория множественных процессов, Атомиздат, М., 1976.
11. J. Whitmore. Phys. Reports, 10C, 275 (1975).
12. Н. А. Григоров, С. В. Митоян, А. И. Савельева. Изв. АН АрмССР, Физика, 8, 93 (1973).
13. С. В. Митоян. Изв. АН АрмССР, Физика (в печати).

ՏԱՐԲԵՐ ԲՆՈՒՅԹԻ ԱԴՐՈՆՆԵՐԻ ՓՈԽԱԶԳԵՑՈՒԹՅԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ
ՄԵՐ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ γ -ՔՎԱՆՏՆԵՐԻ ԳԵՆԵՐԱՑՄԱՆ ԷՖԵԿՏԻՎՈՒԹՅԱՆ
ՄԱՍԻՆ

Ս. Վ. ՄԻՏՈՅԱՆ

Արագացուցիչների վրա և կոսմիկական ճառագայթներում արված փորձերից հայտնի փորձարարական տվյալների ընդհանրացման հիման վրա արվում է եզրակացություն, որ մեծ էներգիայի γ -քվանտները ($E_\gamma \geq 1$ ՏեՎ) միևնույն էֆեկտիվությամբ են ծնվում տարբեր բնույթի ադրոնների փոխազդեցություններում, այն է՝ մեծ էներգիայի պրոնների և նուկլոնների փոխազդեցություններում:

ON THE EFFICIENCY OF HIGH ENERGY γ -QUANTA
GENERATION IN THE INTERACTIONS OF DIFFERENT
NATURE HADRONS

S. V. MITOYAN

Based on the generalization of known data from accelerator and cosmic ray experiments, it is concluded, that γ -quanta with $E_\gamma \geq 1$ Tev are produced with the same efficiency in the interactions of different nature hadrons, viz., in high energy pion and nucleon interactions.