

индекс 3624

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-590(77)-82

В.В.АВАКЯН, А.П.ГАРЯКА, Э.А.МАМИДЖАНЫ
К ОПИСАНИЮ СПЕКТРОВ АДРОНОВ КОСМИЧЕСКОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ В ГЛУБИНЕ АТМОСФЕРЫ ПРИ
ОГРАНИЧЕННОМ ЛИВНЕВОМ СОПРОВОЖДЕНИИ

ԵՐԵՎԱՆ 1982 ԵՐԵՎԱՆ

Решение уравнений диффузии для энергетических спектров адронов космического излучения в атмосфере определяет потоки всех частиц различных компонент. Однако в экспериментальных условиях детектирования адронов нельзя обойтись без определенных, обусловленных прежде всего параметрами и характеристиками детектирующей аппаратуры, критериев отбора, полезных для дальнейшего анализа событий. На установках, где осуществляется, в частности, определение отношения потоков пионов и протонов надежное определение П/р возможно лишь для событий с плотностью частиц воздушного ливневого сопровождения, меньшей некоторого фиксированного порога. Для описания спектров при наличии критериев отбора необходимо решение более сложной задачи, чем решение уравнений диффузии. Получить необходимые, по крайней мере двумерные распределения, с учетом особенностей установки можно лишь с помощью метода Монте-Карло. Однако достаточно надежным может оказаться анализ, основанный на некоторой упрощенной картине процесса, правильно учитывающей лишь факторы, играющие наиболее важную роль.

В настоящей работе дано приближенное описание спектров ад-

ронов при наличии ограничения на плотность ливневого сопровождения. Оно основано на учете ливневых частиц лишь от последнего взаимодействия регистрируемого адрона. Точность такого приближения растет с ростом энергии частицы.

Напомним вначале некоторые особенности решений уравнений диффузии. Как известно, среднее число взаимодействий в атмосфере, в результате которых родился зарегистрированный на глубине z нуклон данной энергии $\langle n_{\nu_3} \rangle = z \langle u^{\gamma-1} \rangle / \lambda$, где u - коэффициент упругости, $\gamma-1$ - показатель интегрального энергетического спектра первичных частиц. Следовательно, в среднем между точками взаимодействия лежит слой воздуха $\sim \lambda / \langle u^{\gamma-1} \rangle$

Если критерием отбора является ограничение сверху на ρ_e - плотность частиц сопровождения вблизи точки регистрации адрона, то естественно предположить, что в событиях с малым ρ_e мы имеем дело со случаем, когда последнее взаимодействие лидирующего адрона имело место, достаточно высоко над установкой и сопровождающий ливень находится в стадии затухания. Сопровождающий ливень является суперпозицией ливней с точками зарождения в точках взаимодействия лидирующего адрона. Благодаря тому, что точки взаимодействия в среднем отделены друг от друга на расстояние порядка $\lambda / \langle u^{\gamma-1} \rangle \approx 250$ г/см², основной вклад в плотность

ρ_e дадут частицы ливня от последнего взаимодействия. По аналогии с электромагнитным каскадным ливнем можно считать, что

$$\rho_e \approx a e^{-\frac{z-z_1}{\Lambda}} (E(1-u)/u)^s, \quad (I)$$

где E - энергия зарегистрированного адрона, u - упругость адрона в последнем взаимодействии, z_1 - точка взаимодействия,

Λ - пробег поглощения ливня, и a - параметр, определяемый параметрами детектора ливня (размерами, чувствительностью, пороговыми характеристиками и т.д.). Ограничение сверху на ρ_e приводит к условию

$$a e^{-\frac{z-z_1}{\Lambda}} (E(1-u)/u)^s < \rho_e^0, \quad (2)$$

откуда следуют следующие ограничения на z_1 и u

$$0 \leq z_1 \leq z - \Lambda s \ln \frac{\alpha E (1-u)}{\rho_e^0 u} = z_1^{nop.}$$

$$\left(1 + \left(\frac{\rho_e^0 e^{z/\Lambda}}{\alpha E}\right)^{1/s}\right)^{-1} \leq u \leq 1. \quad (3)$$

Пусть, $\Phi_i(E, z)$ - энергетический спектр адронов i - компоненты на глубине z . Распределение по глубине рождения (последнего взаимодействия) и доле энергии, полученной в этом взаимодействии u имеет вид

$$\Phi_i(E, z, z_1, u) = \sum_j \Phi_j(z_1, E/u) w_{ij}(u) e^{-\frac{z-z_1}{\lambda_i} \frac{du dz_1}{u}} + \Phi_i(E, 0) e^{-\frac{z}{\lambda_i}}, \quad (4)$$

где суммирование идет по всем компонентам, рождающим i компоненту.

Полное число адронов $\Phi_i(E, z)$ получим, интегрируя (4) по u от 0 до 1 и по z_1 от 0 до z . Аналогично, спектр адронов с ограниченным сопровождением получим, интегрируя (4) в пределах (3):

$$\Phi_i(E, z, < \rho_e^0) = \sum_j \int_{\frac{z}{E}}^1 \frac{du}{u} \int_0^{z-\Delta(E,u)} \frac{dz_1}{\lambda_j} \Phi_j(z_1, E/u) e^{-\frac{z-z_1}{\lambda_i}} + \Phi_i(E, 0) e^{-\frac{z}{\lambda_i}}, \quad E(E, z) = \left(1 + \left(\frac{\rho_e^0 e^{z/\Lambda}}{\alpha E}\right)^{1/s}\right)^{-1}$$

$$\Delta(E, u) = \Lambda S \ln(\alpha(1-u)E/\rho_0^e u). \quad (5)$$

До сих пор мы не фиксировали тип адрона и вид реакции, от которых зависят $\Phi_i(E, z)$ и $w_{ij}(u)$. Типы адронов — протоны, нейтроны и пионы. Вид инклюзивных реакций, которые мы выделим это — неупругое рождение нуклона нуклоном, неупругая перезарядка нуклона, рождение нуклона с тем же зарядом, рождение пиона нуклоном и пиона пионом.

Рассмотрим для простоты поток всех нуклонов, удовлетворяющих критерию отбора (2):

$$\begin{aligned} N(E, z, < \rho_e^0) &= N_0 E^{-\gamma} \int_E^1 du u^{\gamma-1} w_{NN}(u) / \langle u^{\gamma-1} \rangle_{NN}^* \\ &= \left[\exp\left(-\frac{z}{L_N} - \frac{\Lambda S}{\lambda_N} \ln \frac{\alpha(1-u)E}{\rho_e^0 u}\right) - \exp\left(-\frac{z}{\lambda_N}\right) \right] = \\ &= N_0 E^{-\gamma} \left[\exp\left(-\frac{z}{L_N}\right) \left(E \frac{\alpha}{\rho_e^0} \right)^{-\frac{\Lambda S}{\rho_e^0} \langle u^{\gamma-1} \rangle_{NN}} + \exp\left(-\frac{z}{\lambda_N}\right) \right] * \\ &= \int_E^1 du w_{NN}(u) \frac{u^{\gamma-1 + \frac{\Lambda S}{\rho_e^0} \langle u^{\gamma-1} \rangle_{NN}}}{\langle u^{\gamma-1} \rangle (1-u)^{\frac{\Lambda S}{\rho_e^0} \langle u^{\gamma-1} \rangle_{NN}}} \end{aligned} \quad (6)$$

При не очень больших E и α $\xi(E, z)$ близко к нулю и при таких энергиях

$$N(E, z, < \rho_e^0) \sim E^{-\gamma - \frac{\Lambda S}{\lambda_N} \langle u^{\gamma-1} \rangle_{NN}} e^{-\frac{z}{L_N}},$$

т.е. спектр отобранных нуклонов имеет показатель спектра больший, чем для спектра всех нуклонов и доля таких нуклонов в общем потоке падает как $E^{-\frac{\Lambda S}{\lambda_N} \langle u^{\gamma-1} \rangle_{NN}}$. Аналогично, для потока пионов

$$\Pi(E, z, < \rho_e^0) \sim E^{-\gamma - \frac{\Lambda S}{\lambda_N} \langle u^{\gamma-1} \rangle_{\pi\pi}} e^{-\frac{z}{L_\pi}} - E^{-\gamma} e^{-\frac{z}{\lambda_\pi}}$$

Здесь мы учли, что $\lambda_\pi \approx L_N$.

В случае больших значений α и E $\xi(z, E)$ стремится к 1. В подынтегральном выражении существенно поведение функции $w(u)$ вблизи единицы. Теоретические соображения и экспериментальные данные (напр. [1, 2]) говорят, что при больших u справедлива следующая параметризация инклюзивных спектров

$$w_{\pi N}(u) \sim (1-u)^3 \quad (7a)$$

$$w_{pp} \approx w_{nn} \sim (1-u)^{-1} \quad (7b)$$

$$w_{\pi p} \approx w_{p\pi} \sim (1-u). \quad (7b)$$

Подставляя в (5) соответствующие выражения для спектров, получим спектры протонов, пионов и нейтронов. При больших E подавляющее большинство адронов с $\rho_e < \rho_e^0$ составят частицы, испытавшие всего одно взаимодействие. В этом случае спектры различных компонент будут вести себя следующим образом:

$$N_p(E, z) \sim N_p(0) E^{-\gamma} + N_n(0) E^{-\gamma-2+\delta}$$

$$N_n(E, z) \sim N_n(0) E^{-\gamma} + N_p(0) E^{-\gamma-2+\delta} \quad (8)$$

$$\Pi(E, z) \sim N(0) E^{-\gamma-4+\delta}, \quad \delta = \frac{\Lambda S}{\lambda} \langle u^{\gamma-1} \rangle.$$

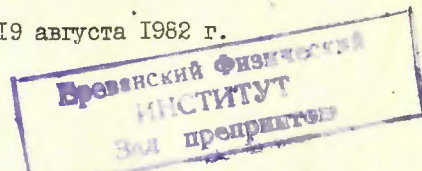
Формулы (8) можно использовать при анализе экспериментальных данных, полученных в условиях ограничения на сопровождение аналогично тому, как применяются решения уравнений диффузии.

При описании спектров у нас появился дополнительный параметр α , характеризующий детектор ливня. Его значение можно найти, рассматривая отношение потоков адронов при различных энергиях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Brodsky S.J., Gunion J.F. Hadronic Fragmentation as a Probe of the Underlying Dynamics of Hadron Collisions. Phys.Rev., 1978, vol.D17, p.848.
2. Brenner A.L., Carsey D.C., Elias J.E., Garbincius P.H. Experimental Study of Single Particle Inclusive Hadron Scattering and Associated Multiplicities. Prep. FERMILAB-Pub-81/82-EXP, 1982.

Рукопись поступила 19 августа 1982 г.



Редактор Л.П.Мукаян

Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 529

ВФ-05410

Тираж 299

Препринт ВФИ

Формат издания 60x84/16

Подписано к печати 2/XI-82г. 0,5 уч.-изд.л. Ц.8 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института, Ереван 36, пер.Маркаряна 2