

ОБ ОДНОМ ПРОСТОМ МЕТОДЕ ТЕСТИРОВАНИЯ СКЕЙЛИНГОВОГО ХАРАКТЕРА МОДЕЛЕЙ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ АДРОНОВ ВЫСОКИХ И СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

М.Д. Смирнова, Ю.А. Смородин

Предложен метод тестирования скейлингового характера инклюзивных распределений в процессах множественного рождения частиц по данным о мюонах. Тестирование проводится по интегральным моментам распределений и не требует расчетов прохождения излучения через атмосферу.

В настоящее время число предлагаемых моделей множественного рождения частиц во взаимодействиях высоких и сверхвысоких энергий исчисляется десятками, и успех в создании реалистических моделей связан прежде всего с физическим выбором наиболее критичных экспериментальных результатов для тестирования, желательно раздельного, основных параметров, закладываемых в модель. Становится принятым тестировать пионизационную область инклюзивных распределений, dn/dx , в основном, по данным ускорителей для N-N взаимодействий, в которых область пионизации детально изучается, а для тестирования фрагментационной области, не наблюдаемой в большинстве ускорительных экспериментов, привлекать данные космических лучей, падающие степенные спектры которых подчеркивают область больших значений x .

В данной работе указана возможность тестирования скейлингового характера инклюзивных распределений частиц, рождающихся во взаимодействиях нуклонов с ядрами воздуха.

Метод опирается на экспериментальные данные о потоке мюонов на уровне моря, позволяющем, практически однозначно, без серьезных допущений, получить спектр генерации мезонов нуклонами первичного космического излучения (ПКИ) в тонком (менее 0,1 ядерного пробега) слое верхней атмосферы, где еще несущественны поглощение нуклонов и вклад других частиц в адронную компоненту.

Метод не требует проведения расчетов прохождения космического излучения через атмосферу; тестирование распределений проводится по интегральным характеристикам самого распределения.

Тестируется скейлинговый (квазискейлинговый) характер инклюзивных распределений, ярко проявляющийся в спектре мюонов на уровне моря, экспериментальные данные о котором /1-6/ приведены на рис. 1.

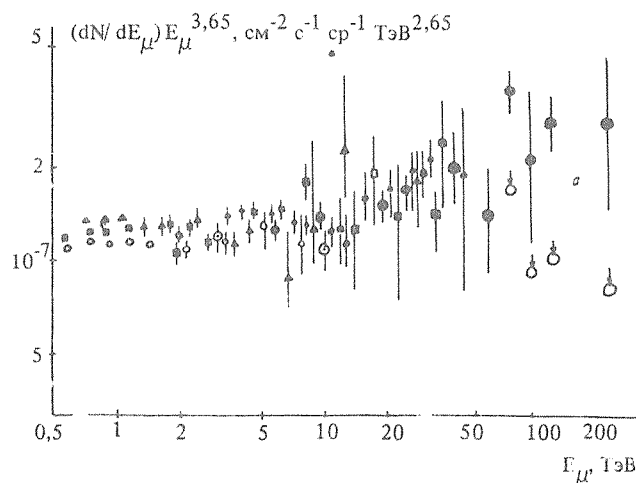


Рис. 1. Энергетический спектр мюонов на уровне моря:
○ — DEIS /1/, ■ — MUTRON /4/, ▲ — сцинт. /2/,
◆ — РЭК /3/, ⊙ — РЭК /5/, ● — грунт /6/, ○ — за вычетом
прямых мюонов.

Результаты современных измерений, выполненные разными методами: магнитными спектрометрами /1, 2/, рентгенэмульсионными камерами /3, 4/, по вспышкам в сцинтилляторах /5/ и поглощению в грунте /6/ согласуются друг с другом, хотя методические неопределенности приводят к различиям, превосходящим пределы приводимых в работах статистических погрешностей.

Не придавая значения выбросам в отдельных работах точек с наивысшими энергиями, можно сделать заключение о степенном виде спектра мюонов. Наиболее продвинутые по энергии (до 250 ТэВ) данные по кривой поглощения в грунте /6/ имеют показатель степени спектра $\gamma + 1 = 3,63 \pm 0,03$. Выделение прямых мюонов по верхнему пределу из спектра по угловому распределению мюонов на уровне моря увеличивает показатель до 3,67 /6/. Таким образом, для распадных мюонов показатель $\gamma + 1 = 3,65 \pm 0,02$.

Нижняя граница показателя спектра для нуклонов ПКИ около 2,62, а оценка $2,65 \pm 0,05$ не противоречит никаким результатам. Таким образом показатели отличаются на единицу:

$$(d\Phi_{\mu}/dE) \cdot E / (dN/dE) = C = \text{const.} \quad (1)$$

Если считать, что интенсивность интегрального потока нуклонов ПКИ при энергии 1 ТэВ согласно ГОСТ есть $300 \text{ м}^{-2} \cdot \text{час}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$, принять неопределенности потока ПКИ согласно /7/ и усреднить данные рис. 1, то значения $C \cdot 10^3$ оцениваются при энергиях мюонов 1, 10 и 100 ТэВ соответственно величинами $5,8 \pm 8$, $6,0 \pm 16$ и $5,8 \pm 25\%$.

Интенсивность генерации степенного спектра мезонов при экспоненциальном поглощении в атмосфере генерирующих мезоны нуклонов описывается выражением $d^2M/dE \cdot dt = cE^{-(\gamma+1)} \exp(-t/\lambda_{\text{abs}}) = I_0^M(E) \times \exp(-t/\lambda_{\text{abs}})$. Теория распада мезонов в атмосфере /8/ связывает величину дифференциального потока мюонов на уровне моря $d\Phi_{\mu}/dE$ с I_0 соотношением вида

$$(d\Phi_{\mu}/dE) / I_0 = A(\gamma) S(E, E_c, \lambda_M, \lambda_{\text{abs}}). \quad (2)$$

Здесь $A = (1 - m^2(\gamma+1)) / (\gamma+1)(1 - m^2)$; $m = m_{\mu}/m_M$, $S = \sum_{i=1}^{\infty} (1 - \lambda_M/\lambda_{\text{abs}})^{i-1} / (iBE/E_c + 1)$, $B = (\gamma+2) \times (1 - m^2(\gamma+1)) / (\gamma+1)(1 - m^2(\gamma+2))$. Для пионов и каонов величины A и B слабо зависят от γ , а сумма S слабо зависит от отношения пробегов $\lambda_M/\lambda_{\text{abs}}$. Зависимость от E сводится к множителю $1/E$ при энергиях $E > E_c$. При таких энергиях в первом приближении с погрешностью порядка процента имеем:

$$E \cdot (d\Phi_{\mu}^{\pi} / dE) / I_0^{\pi} = 0,067; \quad E \cdot (d\Phi_{\mu}^K / dE) / I_0^K = 0,14.$$

При скейлинге (или квазискейлинге) и степенных (γ) спектрах интенсивность рождения мезонов $I_0(E)$, отнесенная к пробегу λ_{int} для взаимодействия генерирующих мезоны нуклонов, связана со спектром нуклонов выражением

$$I_0(E) = dN_M / dE = \alpha_M \cdot dN_N(E) / dE, \quad (3)$$

где $\alpha = \int_0^1 x^{\gamma} (dn/dx) dx$ — момент инклюзивного распределения dn/dx для данного сорта частиц.

Из (3) следует, что $E \cdot (d\Phi_{\mu}/dE) / (dN/dE) = 0,067 (\alpha_{\pi} + 2,0 \alpha_K)$.

Используя экспериментальное значение отношения (1), получим интегральное соотношение для тестирования инклюзивных распределений dn/dx :

$$(\alpha_{\pi} + 2,0 \alpha_K) \lambda_{\text{abs}} / \lambda_{\text{int}} = 0,090. \quad (4)$$

В однокомпонентных инклюзивных моделях пробег поглощения и взаимодействия для нуклонов связаны через величину интеграла a для нуклонов. В этом случае соотношение (4) принимает вид

$$(\alpha_{\pi} + 2,0 \alpha_K) / (1 - \alpha_N) = 0,090. \quad (5)$$

Тестовые соотношения имеют место для энергий мюонов от $\sim 0,1$ до ~ 250 ТэВ, т.е. от энергий взаимодействующих нуклонов несколько ниже 1 ТэВ и до энергий порядка 1000 ТэВ.

Таким образом, данные о спектрах вторичных компонент космических лучей в атмосфере тестируют только интегральную характеристику – величину момента распределения $dn(x)/dx$ – интеграла α , но не значения функции dn/dx в отдельных областях значений x . При таком тестировании описание нарушения скейлинга изменением значения dn/dx при отдельном значении x (например, $x = 0,3$), не имеет физического смысла. Для тестирования dn/dx при больших x нужны данные экспериментов, выделяющих эту область специально, таких как исследования адронно-фотонных семейств, особенно содержащих гало.

Т а б л и ц а 1

Данные об интегральных характеристиках инклюзивных распределений dn/dx некоторых моделей

Модель	E, ТэВ	α_{π}	α_k	μ^+/μ	α_N	$\alpha_{\pi+2} \alpha_k$	$\alpha \lambda_{abs}/\lambda_{int}$	Эксперимент
КГС /7/ $p_t = c$	1	0,064	0,0096	1,60	0,31	0,085	0,123	$0,090 \pm 0,007$
	10^2	0,063	0,0102	1,54	0,10	0,080	0,099	$0,090 \pm 0,014$
	10^4	0,060	0,0077	1,40	0,16	0,080	0,095	$0,090 \pm 0,020$
КГС /9/ $p_t = f(E)$	1	0,065	0,0097	1,58	0,30	0,080	0,114	$0,090 \pm 0,007$
	10^2	0,060	0,0095	1,52	0,18	0,080	0,098	$0,090 \pm 0,014$
	10^4	0,052	0,0081	1,50	0,15	0,066	0,077	$0,090 \pm 0,020$
КГС /10/	0,1	0,064	0,0077	1,41	0,31	0,079	0,115	$0,090 \pm 0,007$
	10^4	0,050	0,0097	1,60	0,24	0,069	0,080	$0,090 \pm 0,020$
ДКМ /11, 12/	1	0,121	–	1,25	–	–	0,110	$0,090 \pm 0,007$
	10^2	0,121	–	1,25	–	–	0,099	$0,090 \pm 0,014$
	10^4	0,12	–	1,25	–	–	0,085	$0,090 \pm 0,020$

В табл. 1 приведены величины интегралов α для некоторых современных моделей, которые в пределах погрешностей согласуются с тестовым значением $\alpha \lambda_{abs}/\lambda_{int}$ по мюонам.

В модели кварк-глюонных струн (КГС) с постоянным поперечным импульсом /7/ α_{π} и α_k с энергией практически не убывают; падение dn/dx при $x \sim 0,3$ компенсируется растущим вкладом в величину α от меньших x . Большое нарушение скейлинга в dn/dx , предлагаемое в /7/ для лучшего описания потоков частиц в глубине атмосферы, уже противоречило бы мюонным данным /9/. Уменьшение потоков частиц в глубине атмосферы можно получить только уменьшением пробега для поглощения нуклонов.

Все сказанное относится и к варианту модели КГС, предложенному Дунаевским /10/. Нарушение скейлинга в dn/dx здесь уже на пределе согласия с тестом по мюонным данным.

Некоторое падение тестируемой величины в двухкомпонентной модели (ДКМ) /11/ может быть устранено небольшим ростом с энергией сечения для процессов дифракционного возбуждения. Для описания потоков в глубине атмосферы здесь можно свободно варьировать пробег поглощения нуклонов изменением сечения второй компоненты взаимодействий, не дающей вклада в величину интеграла α .

ЛИТЕРАТУРА

1. Alkopher O.C. et al. Proc. 17-th ICRC, 7, 15 (1981), Paris.
2. Khalchukov F.F. et al. Proc. 19-th ICRC, 8, 12 (1985), La Jolla.
3. Afanasieva T.N. et al. Proc. 20-th ICRC, 6, 161 (1987), Moscow.

4. Matsuno S. et al. Phys. Rev. D 29, 1 (1984).
5. Барадзей Л.Т., Каневская Е.А., Смородин Ю.А. Изв. АН СССР, сер. физ., 35, 2144 (1971).
6. Krishnaswamy M.R. et al. Proc. 18-th ICRC, 11, 450 (1983), Bangalore.
7. Ерлыкин А.Д., Крутикова Н.П., Шабельский Ю.М. Ядерная физика, 45, 1075 (1987).
8. Зацепин Г.Т., Кузьмин В.А. ЖЭТФ, 30, 1677 (1960).
9. Ерлыкин А.Д., Крутикова Н.П., Шабельский Ю.М. Ядерная физика, 47, 1667 (1988).
10. Dunaevsky, A.M., Pluta M., Slavatsky S.A. Proc. 5-th ISVHECRI, 1, 143 (1988), Lodz.
11. Smirnova M.D., Smorodin Yu. A., Tomaszewski A. Proc. 5-th ISVHECRI, 2, 42 (1989).
12. Смородин Ю.А. Ядерная физика, 19, 614 (1974).

Поступила в редакцию 6 июля 1989 г.