Краткие сообщения по физике № 1 январь 1973

К ВОПРОСУ О СУЩЕСТВОВАНИИ СКЕЙЛИНГА ДЛЯ ПИОНИЗАЦИОННЫХ ЧАСТИЦ

В. Н. Акимов, Н. Г. Зелевинская

В последнее время при изучении процесса множественной генерации большое внимание уделяется экспериментальной проверке гипотезы о скейлинге, предложенной Фейнманом /I/.

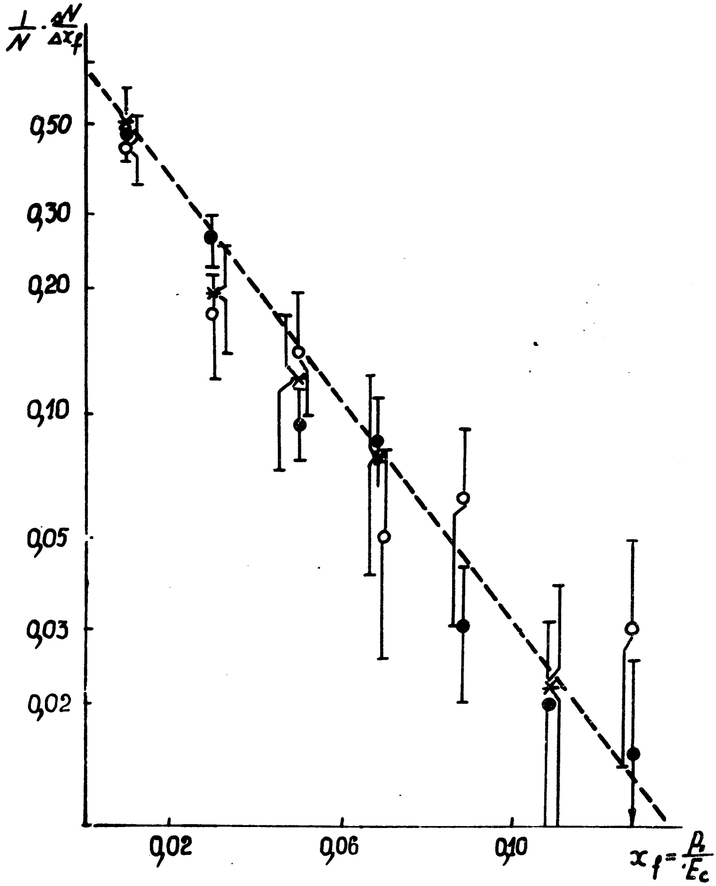
Гипотеза Фейнмана состоит в том, что во взаимодействии адронов дифференциальное эффективное сечение генерации частицы с энергией $\varepsilon = (P_{\parallel}^2 + P_{\perp}^2 + m^2)^{1/2}$, начиная с некоторого значения первичной энергии, определяется функцией двух переменных (структурной функцией): $P_{\perp}$ и $x_f = 2P_{\parallel}/\sqrt{s}$. Рассмотрение проводится в С-системе сталкивающихся частиц, где полная энергия налетающей частицы $E_c = \sqrt{s}/2$. Это утверждение выражается соотношением

$$\frac{d\sigma}{dx_f dP_{\perp}} = \frac{f(x_f, P_{\perp})}{\varepsilon} = \frac{f(x_f, P_{\perp})}{\left[x_f^2 + 4(P_{\perp}^2 + m^2)/s\right]^{1/2}}. \qquad (I)$$

По Фейнману должна существовать структурная функция, которая определяет собой характер импульсных спектров и не зависит от энергии налетающей частицы, причем гипотеза сформулирована для $|x_f| \geqslant m_N/E_c$ (для энергий в сотни Гэв $|x_f| \geqslant 0,1$). Фактически гипотеза Фейнмана относится лишь к тем частицам, которые уносят заметную долю ($\geqslant 0,I$) энергии налетающей частицы. Однако, в процессе множественного рождения, как давно уже известно из исследований в космических лучах, генерируются в основном малоэнергичные частицы и лишь небольшое количество частиц большой энергии, которые обычно называют лидирующими /2/. Большая часть частиц с мягким импульсным спектром генерируется в процессе пионизации. (Один из возможных механизмов пионизации – файрбольная модель.)

Фактически гипотеза Фейнмана не относится к пионизационным частицам, а относится лишь к немногочисленной доле лидирующих частиц. Доля последних составляет $\sim 30\%$ при ускорительных энергиях и падает с ростом энергии налетающей частицы. В состав лидирующих частиц входят частицы изобарного происхождения, первичная частица, потерявшая примерно половину своей энергии, частицы, образовавшиеся за счет дифракционной генерации. Причем, поскольку число лидирующих частиц мало меняется с энергией (рост множественности идет за счет пионизации), доля энергии, расходуемая на вторичные частицы, примерно постоянна до энергий $\sim 10^4$ Гэв (этот факт - примерное постоянство коэффициента неупругости - также давно был установлен в космических лучах), то и скейлинг для этих частиц, естественно, должен иметь место. Очевидно, что из распределения величины коэффициента неупругости K можно найти распределение по фейнмановской переменной x_f^N для первичного нуклона или структурную функцию для нуклонов, так как $x_f^N = 1 - K$.

Имея в виду то, что строго фейнмановская идея не относится к пионизационным частицам, мы исследовали спектры в переменных x_f для пионов, генерированных адронами космических лучей в мишени LiH. Экспериментальные данные получены на Тянь-Шаньской высокогорной научной станции ФИАН, на установке, подробно описанной в /3/. Спектры построены по 73 взаимодействиям с $E_0 = 150 \div 550$ Гэв и 8 событиям с $\langle E_0 \rangle = 1500$ Гэв и приведены на рис. I. Как видно из рисунка, спектры по x_f, проинтегрированные по всем $P_\perp$, для трех различных энергий $\langle E_0 \rangle$ качественно согласуются между собой. Наши данные дают определенное экспериментальное указание в пользу существования скейлинга в широком интервале первичных энергий для малых $x_f \leq 0,1$. Подчеркнем, что здесь идет речь не о собственно фейнмановском скейлинге - о существовании универсальной функции $f(x_f, P_\perp)$ для $|x_f| \gtrsim 0,1$, начиная с некоторого значения энергии. Мы говорим о скейлинге по нашим данным в более узком смысле этого слова, как о подобии спектров по x_f для малых значений x_f. Вероятно, окончательная экспериментальная проверка скейлинга может быть выполнена при наличии хорошо статистически обеспеченных данных во всем интервале $0 < x_f < 1$ для широкого интервала энергий.



Р и с. I. Распределение по x_f для разных E_0.

● – $\langle E_0 \rangle$ = 200 Гэв

о – $\langle E_0 \rangle$ = 400 Гэв

*** – $\langle E_0 \rangle$ = 1500 Гэв**

В работах, выполненных на встречных пучках протонов на ускорителе /4/, импульсные спектры исследуются в виде зависимости величины $\varepsilon(d\sigma/d^3P)$ от x_f. Связь между нашими экспериментальными данными $(1/N)(dN/dx)$ и данными /5/ в единицах $\varepsilon(d\sigma/d^3P)$ дается следующим соотношением:

$$\varepsilon \frac{d\sigma}{d^3P} = \frac{\sigma_{in}\langle n_s\rangle}{2\pi P_\perp}\left(x_f^2 + \frac{P_\perp^2 + m_\pi^2}{E_c^2}\right)^{1/2} \frac{1}{N}\frac{dN}{dx_f dP_\perp}, \qquad (2)$$

где σ_{in} - полное сечение для неупругих процессов; $\langle n_s\rangle$ - среднее число пионов, генерированных в одном акте взаимодействия; m_π - масса пиона.

Далее допустим, как поступают обычно экспериментаторы, что структурная функция факторизуется по x_f и $P_\perp$, то-есть, пренебрежем в данном рассмотрении имеющейся зависимостью между $P_\parallel$ и $P_\perp$

$$f(x_f, P_\perp) = F(P_\perp)G(x_f) \qquad (3)$$

и аппроксимируем наш спектр функцией

$$\frac{1}{N}\frac{dN}{dx_f} \sim G(x_f) = \frac{\exp(-ax_f)}{x_f}. \qquad (4)$$

В соответствии с (2) это равносильно аппроксимации величины $\varepsilon(d\sigma/d^3P)$ функцией $\exp(-ax_f)$. Коэффициент "a", определенный по (4) для данных рис. I, оказался равным IO $\pm$ 2, в то время как для спектра из /4/ показатель экспоненциальной функции равен ~ 4. Таким образом, оказалось, что наклон спектра по x_f для наших данных значительно больше соответствующей величины для спектра пионов, генерированных во взаимодействии встречных пучков протонов. Аналогичный результат получен грузинскими физиками по данным высокогорной установки на Цхра-Цкаро /5/. Сравнивая наши экспериментальные данные с ускорительными, необходимо помнить, что они относятся к разным интервалам x_f. Все наши результаты сосредоточены в области $|x_f| \leqslant 0,1$. Из-за недостатка статистики и по методическим причинам данные о пионах с $|x_f| \gtrsim 0,1$ в нашем эксперименте отсутствуют.

В /4/ приводятся спектры пионов, генерированных в p-p соударениях при энергиях от I2 до I500 Гэв, и утверждается наличие единой структурной функции в этом интервале энергии, но для $x_f = 0{,}1 \div 0{,}3$. По нашим данным при переходе к $x_f \lesssim 0{,}1$ спектр становится более крутым, и, возможно, для интервала малых x_f осуществляется своя структурная функция.

Если принять в качестве рабочей гипотезы существование скейлинга в определенном выше узком смысле этого слова, то показатель степени в выражении для структурной функции можно оценить, исходя из экспериментальных фактов, установленных в космических лучах.[ж)] Нам известны из опыта значение коэффициента неупругости К – доли энергии, затраченной первичным нуклоном на генерацию вторичных частиц, и зависимость среднего числа генерированных частиц от энергии, $\langle n_s \rangle = C \ln E_c$. Аппроксимируя имеющиеся данные по зависимости $\langle n_s \rangle$ от энергии, мы получили константу $C \simeq 3$. Элементарный расчет позволяет связать эти факты с величиной показателя степени в выражении для структурной функции.

Принятая нами выше аппроксимация спектра по переменной x_f не может удовлетворительно описать экспериментальные данные при $x_f \to 0$. Поэтому перейдем к новым переменным $x = \sqrt{x_f^2 + (P_\perp^2 + m_\pi^2)/E_c^2}$ и аппроксимируем спектр функцией $(1/N)(dN/dx) = (A/x)\exp(-bx)$. Для распределения, построенного в новых переменных, наклон спектра оказывается равным $b = 16 \div 20$.

Полное число частиц в нашем спектре $N_o = N_{BS} \langle n_s \rangle$ можно получить интегрированием его по x, откуда

$$\langle n_s \rangle = \frac{A}{N_{BS}} \int_{x_{min}}^{1} \frac{\exp(-bx)}{x}\, dx \approx \frac{A}{N_{BS}} \ln E_c,$$

где $x_{min} = \sqrt{(P_\perp^2 + m_\pi^2)/E_c^2}$ и $A/N_{BS} = C \simeq 3$. Затем находим среднее значение суммарной энергии вторичных пионов $\langle E_\pi \rangle$, если энергия отдельного пиона ε_i

$$\langle E_\pi \rangle = \frac{1}{N_{BS}} \int_{x_{min}}^{1} \varepsilon \frac{dN}{dx} = \frac{A}{N_{BS}} \int_{x_{min}}^{1} xE_c \frac{\exp(-bx)}{x}\, dx \simeq C \frac{E_c}{b}.$$

ж) Идея этого расчета была высказана Л. Л. Габунией.

Поскольку $E_c = \langle E_\pi \rangle / K$, то $b = C/K$.

Так как мы имеем дело лишь с пионизационными частицами, то нас интересует доля энергии, затраченная на их генерацию, $\langle K_\pi \rangle$. Эта доля по оценкам, выполненным в /6/, составляет $\approx 0,5$ от всей энергии, потерянной нуклоном во взаимодействии, т.е. $\langle K_\pi \rangle \approx 0,5K$. Для оценки примем значение $K \approx 0,4$, тогда получаем $b \approx 15$. Эта величина находится в удовлетворительном согласии с $b_{эксп} \approx 16 \div 20$, найденным выше непосредственно из экспериментального спектра, если учесть грубость сделанных предположений. По-видимому, можно утверждать, что если коэффициент неупругости, а точнее та его часть, которая ответственна за большую долю малоэнергичных частиц, не меняется с ростом энергии, и верен закон о логарифмическом возрастании $\langle n_\pi \rangle$, то отсюда с необходимостью следует постоянство наклона спектра, т.е. скейлинг в том смысле, о котором мы говорили выше.

Таким образом, мы пришли к следующим выводам:

I. Наклон спектра вторичных пионов при $x_r < 0,1$ значительно превышает значение аналогичной величины в области $x_r > 0,1$.

2. Анализ экспериментального материала дает указание на наличие универсальной структурной функции в области $x_r < 0,1$.

В заключение заметим, что существование скейлинга для пионизационных частиц не противоречит известной модели файрболов /7/.

Авторы благодарны В. И. Максименко, С. А. Славатинскому и Д. С. Чернавскому за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
3 октября 1972 г.

Литература

1. R. Feinman. Phys. Rev. Letts., 23, 1415 (1969).
2. E. L. Feinberg. Phys. Letts., 39B, 237 (1972).
3. В. В. Гусева, Н. А. Добротин, В. Г. Денисова, Н. Г. Зелевинская и др. Труды ФИАН, 46, 3 (1970).
4. L. G. Ratner, R. J. Ellis, G. Vannini et al. Phys. Rev. Letts., 27, 68 (1971).

5. Н. Н. Ройнишвили. Диссертация. Ин-т физики АН Груз. ССР, Тбилиси, 1971 г.
6. Н. А. Добротин, Н. Г. Зелевинская. В. М. Максименко. В. С. Пучков, С. А. Славатинский. Nucleonika, 9, 233 (1964).
7. В. В. Гусева, Н. А. Добротин, Н. Г. Зелевинская, К. А. Котельников, А. М. Лебедев, С. А. Славатинский. Изв. АН СССР, сер. физ., 36, 549 (1962).