

Академик АН КазССР Ж. С. ТАКИБАЕВ, Э. Г. БООС

СООТНОШЕНИЕ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ И СКЕЙЛИНГ-ЭФФЕКТ

Особенностью взаимодействий адронов в области высоких энергий является постоянство среднего значения поперечного импульса вторичных частиц P_{\perp} , которое определяется в основном массой адронов и с ростом энергии изменяется не быстрее, чем $\ln S$ (S — квадрат полной энергии сталкивающихся адронов в системе центра масс (с.д.м.)). Это свойство поперечных импульсов является следствием ограниченности области действия ядерных сил, размер которой может быть оценен из соотношения неопределенности Гейзенберга $\langle r^2 \rangle^{1/2} \sim \hbar / \langle P_{\perp}^2 \rangle^{1/2}$, применимого как в нерелятивистской, так и в релятивистской квантовой механике (1).

Важным экспериментальным фактом является удивительная универсальность вида распределения поперечных импульсов адронов, испытывавших либо упругое рассеяние, либо возникших в неупругих процессах.

При исследовании протон-нуклонных взаимодействий при энергии 10 Гэв (2) нами была предложена функция

$$dN/NdP_{\perp} = c(b) \cdot P_{\perp} \exp(-P_{\perp}^2/b^2) \quad (1)$$

для аппроксимации экспериментального распределения пионов и вторичных протонов, b^2 определяется из эксперимента. В более поздней работе (3) было показано, что формула (1) хорошо описывает распределение поперечных импульсов протонов из упругих pp -взаимодействий. Величина квадрата четырехмерного переданного импульса при упругом рассеянии с ошибкой меньше 5% (при $t \leq 1$ Гэв² и $E_0 \geq 10$ Гэв) равна квадрату поперечного импульса P_{\perp}^2 . Отсюда непосредственно следует переход от формулы (1) к хорошо установленной для сечения упругого рассеяния σ_{el} экспоненциальной зависимости

$$d\sigma_{el}/\sigma_{el} dt = c \exp(-t/b^2). \quad (2)$$

В области $t > 1$ Гэв² при высоких энергиях наблюдается отклонение от экспоненциального распределения (2), однако вероятность таких больших передач при упругих взаимодействиях невелика ($\leq 10^{-3}$ (4)).

Хорошее приближение, которое дает формула (1) при описании распределения поперечных импульсов вторичных частиц, привело нас к мысли рассмотреть модель инклюзивного процесса

$$a + b \rightarrow c + \text{«все остальное»},$$

в основе которой лежит предположение о том, что состояние частицы «с» может быть описано минимизирующей волновой функцией $\Psi_{min}(P_i)$, обеспечивающей точное выполнение соотношения неопределенности. Тогда плотность вероятности наблюдать в с.д.м. значение проекции импульса P_i на любую из осей декартовой системы координат будет описываться функцией

$$W(P_i) = \Psi_{min}^* \Psi_{min} = (2\pi)^{-1/2} \langle P_i^2 \rangle^{-1/2} \exp\left(-\frac{[P_i - \langle P_i \rangle]^2}{2\langle \Delta P_i^2 \rangle}\right) \quad i=1, 2, 3. \quad (3)$$

В работе (5) анализируется справедливость этого предположения для различных сортов частиц. По-видимому, оно не вызывает сомнения для падающей частицы, подвергшейся столкновению с мишенью. Что же касается применения (3) к описанию генерированных частиц, то тут вопрос остается открытым и степень приемлемости такого постулата может быть оценена из сравнения с экспериментом.

Из минимизирующей волновой функции нами в 1962 г. было получено распределение по поперечному импульсу (2, 3), совпадающему с выражением (1). Позднее это же соотношение было получено в работе (6).

Далее будет показано, что из формулы (3) можно в рамках естественных предположений получить свойство подобия спектров пионов из инклюзивной реакции $pp \rightarrow \pi +$ «все остальное», т. е. скейлинг-эффект, предсказанный Р. Фейнманом и А. Логуновым, и определить явный вид структурной функции $\rho(x, P_{\perp}^2)$ (7, 12).

Выберем начало отсчета импульсов пионов в центре масс сталкивающихся нуклонов и направим оси P_1 и P_2 в плоскости, перпендикулярной линии столкновения начальных нуклонов, а P_3 — по оси столкновения. При таком выборе координатной системы, в силу симметрии pp -взаимодействий, среднее значение проекции на любую из осей для π -мезонов равно нулю.

В инклюзивном процессе проекции импульса отдельной частицы на оси координат статистически независимы, т. е. $\langle P_i P_j \rangle = 0$. Отсюда непосредственно следует, что среднеквадратичное значение поперечного импульса $\langle P_{\perp}^2 \rangle = \langle P_1^2 \rangle + \langle P_2^2 \rangle$ и, в силу симметрии осей P_1 и P_2 ,

$$\langle P_1^2 \rangle = \langle P_2^2 \rangle = 1/2 \langle P_{\perp}^2 \rangle.$$

Тогда для плотности вероятности $W(P_{\perp})$ наблюдения поперечного импульса P_{\perp} легко получить с помощью (3) выражение

$$W(P_{\perp}^2) = \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{2\pi \langle P_{\perp}^2 \rangle} \exp(-P_{\perp}^2 / \langle P_{\perp}^2 \rangle) = \frac{1}{\langle P_{\perp}^2 \rangle} \exp(-P_{\perp}^2 / \langle P_{\perp}^2 \rangle), \quad (4)$$

где φ — азимутальный угол, отсчитываемый в плоскости (P_1, P_2) от произвольного направления.

Поскольку вдоль продольной оси нуклоны до столкновения лоренц-сжатаны на фактор $\gamma_c = 1/2 S^{1/2} / M_N$, предположим, что для вторичных пионов выполняются условия

$$\langle P_3^2 \rangle / \langle P_1^2 \rangle = \langle P_3^2 \rangle / \langle P_2^2 \rangle = 1/4 S / M_N^2, \quad (5)$$

где M_N — масса нуклона.

В рамках справедливости соотношения неопределенности (1) это можно качественно объяснить тем, что масштаб пространственной локализации (т. е. области рождения) пионов пропорционален «размерам» сталкивающихся нуклонов. Используя (3) и (5), получим

$$W(P_3) = \frac{2M_N}{\pi^{1/2} \langle P_{\perp}^2 \rangle^{1/2} \cdot S^{1/2}} \exp(-4M_N^2 P_3^2 / S \langle P_{\perp}^2 \rangle), \quad (6)$$

или, переходя к переменной Фейнмана $x = 2P_3 \cdot S^{-1/2}$,

$$W(x) = \frac{M_N}{\pi^{1/2} \langle P_{\perp}^2 \rangle^{1/2}} \exp\left(-\frac{M_N^2 x^2}{\langle P_{\perp}^2 \rangle}\right). \quad (7)$$

Если теперь, следуя Фейнману (7), ввести понятие об инклюзивной реакции, то элемент сечения

$$d^3\sigma_{\text{inc}} = A W(P_{\perp}^2) \cdot W(x) \cdot \frac{d^3P}{E}. \quad (8)$$

С учетом (4) и (7), выражение (8) легко приводится к виду

$$d^2\sigma_{\text{inc}} = A' [x^2 + 4(P_{\perp}^2 + \mu^2)/S]^{-1/2} \exp[-(P_{\perp}^2 + M_N^2 x^2)/\langle P_{\perp}^2 \rangle], \quad (9)$$

где $A' = AM_N/\pi^{3/2} \cdot \langle P_{\perp}^2 \rangle^{3/2}$ и $\langle P_{\perp}^2 \rangle$ — константы, определяемые из эксперимента.

Полученная таким образом структурная функция

$$\rho(x, P_{\perp}^2) = E \frac{d^3\sigma_{\text{inc}}}{d^3P} = A' \exp[-(P_{\perp}^2 + M_N^2 x^2)/\langle P_{\perp}^2 \rangle] \quad (10)$$

обладает свойством подобия, предсказанного Фейнманом, она мультипликативна по P_{\perp} и x , причем коэффициент при x^2 определяется отношением

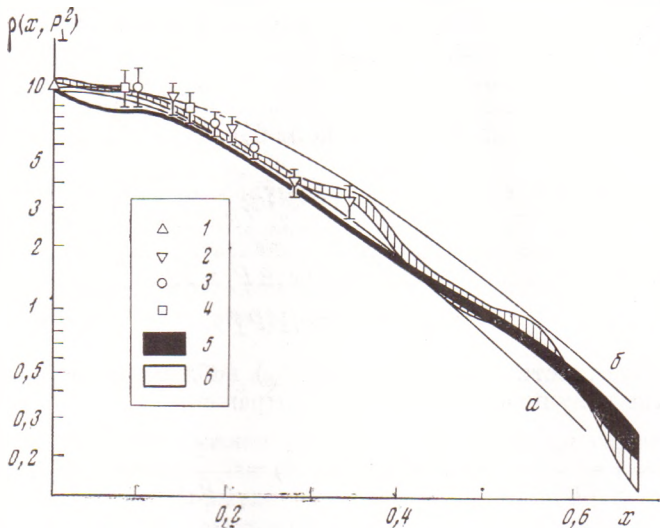


Рис. 1. Зависимость от x структурной функции для положительных пионов из реакции $pp \rightarrow \pi^+ + \text{«все остальное»}$ при $P_{\perp} = 0,4$ Гэв/с; экспериментальные точки (¹⁰): 1 — 500, 1100, 1500 Гэв/с (данные Saclay — Straseburg); 2 — 500, 3 — 1100; 4 — 1500 (Bertin et al); 5 — 12 (Mück et al); 6 — 24 Гэв/с (Panwini et al). Кривые a и b рассчитаны по формуле (10) при значениях $\langle P_{\perp}^2 \rangle = 6 \mu_{\pi}^2$ и $5 \mu_{\pi}^2$ соответственно. $\rho(x, P_{\perp}^2)$ в единицах мбн(Гэв/с)⁻²

$M_N^2/\langle P_{\perp}^2 \rangle$. С точностью до нормировочного множителя A' , структурная функция, вытекающая из общих квантово-механических соображений, определяется одной произвольной постоянной — $\langle P_{\perp}^2 \rangle$. Следует отметить, что параметризация зависимости от x^2 в виде функции Гаусса уже производилась ранее при энергиях 10–30 Гэв (⁸), достижимых на ускорителях, и в космических лучах в диапазоне энергий 100–800 Гэв (⁹).

На рис. 1 представлены экспериментальные данные о зависимости структурной функции $\rho(x, P_{\perp}^2)$ от x для реакции $pp \rightarrow \pi^+ + \text{«все остальное»}$ при фиксированном поперечном импульсе $P_{\perp} = 0,4$ Гэв/с, близком к среднему значению (¹⁰). Кривые на рис. 1 рассчитаны по формуле (10) при значениях параметра $\langle P_{\perp}^2 \rangle = 5$ и $6 \mu_{\pi}^2$ (нормировка произведена при $x=0$). Наблюдается удовлетворительное согласие с экспериментальными данными, относящимися к широкому диапазону (10–1500 Гэв/с) первоначального импульса (^{10, 11}).

В конечном итоге ценность настоящего, как впрочем и любого другого феноменологического подхода к объяснению инклюзивных реакций определяется полнотой описания экспериментальных данных при наименьшем

числе подбираемых из опыта параметров. Однако интересным является то обстоятельство, что скейлинг-эффект содержится в рассмотрении, которое основывается на соотношении неопределенностей и предположении о существовании минимизирующего волнового пакета.

Институт физики высоких энергий
Академии наук КазССР
Алма-Ата

Поступило
2 I 1974

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ В. Гейзенберг, Принципы квантовой механики, М.—Л., 1962; В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, А. П. Питаевский, Релятивистская квантовая теория, ч. 2, 1971.
² Э. Г. Боос, В. А. Ботвин и др., ЖЭТФ, т. 42, 3 (1962). ³ Ж. С. Такибаев, Э. Г. Боос, Н. П. Павлова, Тр. Инст. ядерной физики АН КазССР, Алма-Ата, т. 6, 90 (1963).
⁴ В. А. Никитин, Исследование упругого рассеяния протонов на нуклонах в интервале энергий (1–70) Гэв, ЭГЯЯ, т. 1, в. 1, Объедин. инст. ядерн. исслед., 1970.
⁵ Ж. С. Такибаев, Изв. АН КазССР, т. 2 (1972). ⁶ К. Д. Толстов, Ядерная физика, т. 1, 832 (1965). ⁷ R. P. Feinmann, Phys. Rev. Letters, v. 23, 1415 (1969). ⁸ N. F. Balı, L. S. Brown et al., ibid., v. 25, 557 (1970). ⁹ A. E. Bussian, G. D. De Meester et al., Proceeding of the Cosmic Ray Conference, Hobart, v. 3, 1970, p. 1194. ¹⁰ J. S. Sens, Results of Experiments on Inclusive Reactions at the CERN — ISR, Oxford, United Kingdom, April 5, 1972. ¹¹ M. Jacob, High Energy Collisions, Ref. TH 1570 — CERN, NAL — THY — 63, October, 1972. ¹² A. A. Logunov, M. A. Mestvirishvili, Nguyen Van Hien, Phys. Letters, v. 25B, 611 (1967).