

S2176 06453

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И Ф В Э
СТФ 75-23

В.И. Саврин, С.В. Семенов, О.А. Хрусталева

A21;A22

ФОРМФАКТОР НУКЛОНА
И ИНКЛЮЗИВНЫЙ СПЕКТР ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

Серпухов 1975

В.И. Саврян, С.В. Семенов, О.А. Хрусталеv

**ФОРМФАКТОР НУКЛОНА
И ИНКЛЮЗИВНЫЙ СПЕКТР ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ**

Направлено в ЯФ

Аннотация

Саврин В.И., Семенов С.В., Хрусталева О.А.
Формфактор нуклона и инклюзивный спектр вторичных частиц. Серпухов, 1975.
8 стр. с рис. (ИФВЭ СТФ 75-23).
Библиогр. 7.

В работе на основе экспериментальных данных проведена проверка полученного ранее соотношения между инклюзивным распределением по поперечному импульсу и электромагнитным формфактором протона.

Abstract

Savrin V.I., Semenov S.V., Khrustaleva O.A.
Nucleon Form-Factor and Secondaries Inclusive Spectrum. Serpukhov, 1975.
p. 8. (INEP 75-23).
Ref. 7.

The relation between inclusive distribution over transverse momentum and proton electromagnetic form-factor, obtained earlier, has been checked basing on the experimental data.

Столкновение двух адронов, обладающих очень большой энергией, сопровождается, как правило, множественным образованием вторичных частиц. В настоящее время накоплен большой экспериментальный материал о процессах множественного рождения частиц в области высоких энергий. С другой стороны, было предложено много теоретических моделей для описания инклюзивных сечений^{/1/}. Совокупность всех полученных результатов приводит к выводу, что существование процессов множественного образования непосредственно связано со сложным внутренним строением адронов. Поэтому тщательное изучение неупругих реакций дает ценную информацию о структуре адронов, и наоборот, теоретические представления о внутренней структуре должны объяснять основные свойства множественного рождения.

В настоящей работе мы рассмотрим одну из разновидностей модели независимого испускания мягких пионов^{/2/}, сформулированную первоначально в работе^{/3/} как квазиклассический предел в квантовой теории поля. В рамках этой модели удастся непосредственно связать инклюзивные сечения с распределением материи внутри адрона.

Привлекательность указанной модели состоит в том, что она допускает введение наглядной классической картины взаимодействия. Предположим, что мы рассматриваем столкновение двух скалярных нуклонов в с.д.м.,

в результате которого рождается произвольное число мезонов. Если представить себе нуклоны в виде протяженных объектов, то, очевидно, результат такого столкновения зависит от прицельного расстояния, т.е. от вектора \vec{b} , соединяющего центры нуклонов в момент взаимодействия и перпендикулярного направлению их движения в начальном состоянии. Это связано с тем, что значение прицельного расстояния определяет степень перекрывания внутренних структур нуклонов и, следовательно, влияет на свойства данного взаимодействия.

Далее предполагается, что в результате столкновения рождаются только мягкие мезоны, и поэтому процесс испускания не влияет на движение нуклонов, иначе говоря, прицельный вектор \vec{b} сохраняется в процессе взаимодействия. В рамках квантовой теории поля такая картина наблюдается при описании нуклонов с помощью классических неквантованных токов^{/3/}.

Важным предположением модели является независимость испускания мезонов. Это означает, что плотность распределения по импульсам вторичных мезонов в каждом канале с заданным \vec{b} распадается на произведение одинаковых одночастичных распределений по импульсу каждого мезона, а распределение по числу частиц при фиксированном \vec{b} имеет пуассоновский вид. Конечно, при рассмотрении произвольного начального состояния, т.е. после интегрирования по всем возможным \vec{b} неизбежно появление корреляций между отдельными мезонами, рождение которых нельзя считать независимым.

В работе^{/2/} на основе перечисленных здесь предположений было показано, что инклюзивное сечение образования вторичного мезона в процессе столкновения двух нуклонов имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\vec{k}} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{b} \rho(\vec{k}; \vec{b}), \quad (1)$$

где $\rho(\vec{k}; \vec{b})$ - плотность распределения по импульсу вторичного мезона в канале с заданным прицельным вектором \vec{b} .

С помощью фурье-преобразования можно ввести плотность распределения в координатном пространстве

$$\bar{\rho}(\vec{r}; \vec{b}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{k} e^{i\vec{k}\vec{r}} \rho(\vec{k}; \vec{b}). \quad (2)$$

В работе ^{/2/} вектор \vec{r} интерпретировался как координата образовавшегося мезона. Однако учитывая то, что в системе центра масс импульс \vec{k} равен суммарному импульсу нуклонов (с обратным знаком), правильнее будет интерпретировать вектор \vec{r} как сумму расстояний между вторичным мезоном и каждым из нуклонов $\vec{r} = \vec{r}_1 + \vec{r}_2$.

Функция $\bar{\rho}(\vec{r}, \vec{b})$ определяет вероятность рождения мезона в точке, удаленной от взаимодействующих нуклонов на расстояние \vec{r} , причем \vec{b} — это расстояние между нуклонами в момент взаимодействия. Если мы представим себе нуклоны в виде протяженных объектов, то ясно, что эта вероятность должна быстро убывать при удалении от области взаимодействия нуклонов, точнее от области их перекрывания. Поэтому в рамках описанной здесь квазиклассической картины целесообразно выбрать $\bar{\rho}(\vec{r}, \vec{b})$ в виде произведения двух перекрывающихся быстро убывающих функций:

$$\bar{\rho}(\vec{r}; \vec{b}) = g(\vec{r}_1) g(\vec{r}_2), \quad (3)$$

где \vec{r}_1 и \vec{r}_2 — расстояния между вторичным мезоном и соответствующими нуклонами. Поскольку $\vec{r}_1 - \vec{r}_2 = \vec{b}$, то мы имеем

$$\bar{\rho}(\vec{r}; \vec{b}) = g\left(\frac{\vec{r} + \vec{b}}{2}\right) g\left(\frac{\vec{r} - \vec{b}}{2}\right). \quad (4)$$

Функция $g(\vec{r})$ по смыслу характеризует распределение адронной материи внутри нуклона. Поэтому в системе покоя нуклона она представляет собой сферически симметричную, быстро убывающую при удалении от центра функцию. Однако в с.ц.м., где нуклоны, благодаря быстрому движению,

сплющиваются в продольном направлении, их обычно представляют в виде дисков, внутри которых материя распределена следующим образом:

$$g(\vec{r}) = a(z) g(\vec{\xi}^2), \quad (5)$$

где $a(z)$ отлична от нуля в узком слое вблизи $z = 0$, а $\vec{\xi}$ — поперечная составляющая вектора \vec{r} .

Теперь вместо соотношения (4) мы имеем

$$\rho(\vec{r}; \vec{b}) = a^2\left(\frac{z}{2}\right) g\left(\frac{(\vec{\xi} + \vec{b})^2}{4}\right) g\left(\frac{(\vec{\xi} - \vec{b})^2}{4}\right). \quad (6)$$

В работах ^{/2,3/} была установлена связь функции распределения вторичного мезона с мнимой частью эйконала $\chi(b^2)$:

$$\bar{\rho}(0; \vec{b}) = 4 \operatorname{Im} \chi(b^2). \quad (7)$$

С помощью соотношений (6) и (7) нетрудно получить соотношение между $\operatorname{Im} \chi$ и g

$$a^2(0) g^2\left(\frac{b^2}{4}\right) = 4 \operatorname{Im} \chi(b^2). \quad (8)$$

Таким образом, мы получили непосредственную связь мнимой части эйконала в упругом рассеянии нуклонов с функцией распределения материи внутри нуклона. Несколько иная связь между этими характеристиками была предложена Чоу и Янгом ^{/4/}.

Вычислим теперь с помощью соотношений (1), (2) и (6) инклюзивное распределение по поперечному импульсу вторичного мезона \vec{x}

$$\frac{d\sigma}{d\vec{x}} = \int d\vec{k}_z \frac{d\sigma}{d\vec{k}} = \left(\frac{a(0)}{2\pi}\right)^2 \bar{g}^2(\vec{x}^2), \quad (9)$$

где $\bar{g}(x^2)$ - фурье-образ $g(\xi^2)$. В дальнейшем мы будем считать, что адронная материя внутри нуклона распределена подобно электромагнитной материи, т.е. функция распределения $\bar{g}(x^2)$ совпадает с электромагнитным формфактором $G(x^2)$, и оставшуюся часть работы посвятим проверке соотношения

$$\frac{d\sigma}{d x^2} = \left(\frac{\alpha(0)}{2\pi}\right)^2 G^2(x^2) \quad (10)$$

на основе существующих экспериментальных данных.

На рис. 1 представлены результаты сравнения экспериментальных данных об одночастичном распределении в реакции $pp \rightarrow p \bar{X}$ при энергии 102 Гэв, взятых из работы ^{/5/}, и данных о поведении электромагнитного формфактора протона, приведенных в работах ^{/6/}. Результаты проверки формулы (10) в области больших поперечных импульсов $x^2 > 2$ Гэв/с представлены на рис. 2. Причем здесь, ввиду отсутствия проинтегрированных по продольному импульсу данных об инклюзивном распределении, использовались данные работы ^{/7/} при фиксированном $k_x = 0$ в области энергий ISR, которые в рамках рассмотренной здесь модели с факторизованным сечением отличаются лишь множителем от соответствующего проинтегрированного по k_x распределения. В результате проведенного сравнения удалось установить коэффициент пропорциональности $(\alpha/2\pi)^2$ в формуле (10), который оказался равным $65 \text{ мб}/(\text{Гэв})^2$.

Обращаясь теперь к рисункам, мы видим, что в области поперечных импульсов $0,5 \div 3,5$ Гэв/с соотношение (10) выполняется довольно хорошо. В области больших $x^2 > 3,5$ Гэв/с мы замечаем явное расхождение, которое, очевидно, связано с тем, что здесь мы приходим к противоречию с одним из основных предположений модели о мягкости испускаемых мезонов.

В области малых $x^2 < 0,3$ (Гэв/с)² в инклюзивном сечении наблюдается резкий пик, который отсутствует в поведении электромагнитного формфактора. Наличие этого пика, вероятно, связано с присутствием в

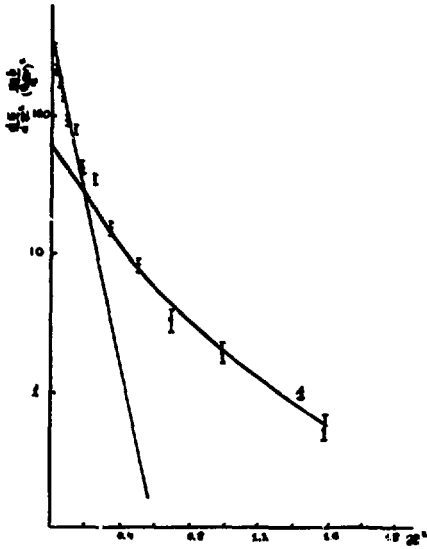


Рис. 1. Результаты экспериментальной проверки соотношения (10) в области малых поперечных импульсов. Точками нанесены измеренные значения инклюзивного сечения, проинтегрированного по продольному импульсу, при энергии 102 Гэв. Кривая 1 изображает наблюдаемое поведение электромагнитного формфактора протона.

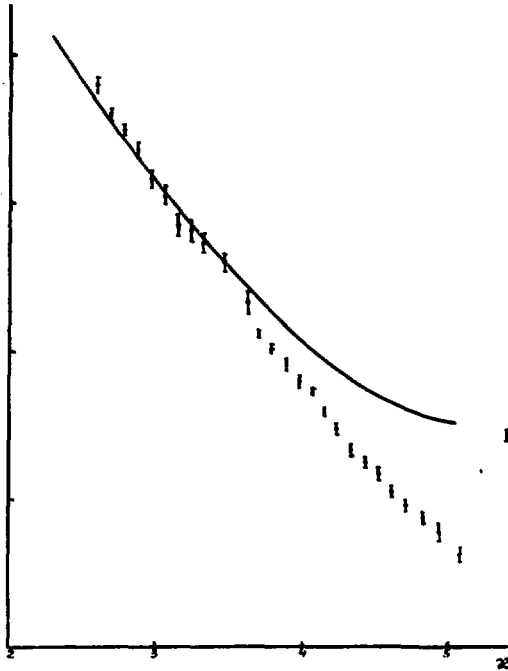


Рис. 2. Результаты экспериментальной проверки соотношения (10) в области больших поперечных импульсов. Точками нанесены измеренные значения инклюзивного сечения при нулевом значении продольного импульса в области энергий ISR. Кривая изображает наблюдаемое поведение электромагнитного формфактора протона.

адронной материи протона такой фракции, закон распределения которой резко отличается от распределения электромагнитной материи. Эта фракция распределена, по-видимому, строго по гауссовскому закону с большим показателем и большой интенсивностью. Остальная же часть адронной материи распределена подобно электромагнитной.

Авторы выражают искреннюю благодарность А.А.Архипову, А.А.Логунову и Н.Е.Тюрину за полезные обсуждения и критические замечания.

Л и т е р а т у р а

1. Proceedings of the V-th Intern. Symposium on Many Particle Hydrodynamics, June, 1974, Eisenach and Leipzig, GDR.
2. В.И.Саврин, С.В.Семенов, Н.Е.Тюрин, О.А.Хрусталеv. Препринт ИФВЭ 74-102, Серпухов, 1974.
3. В.И.Саврин, Н.Е.Тюрин, О.А.Хрусталеv. Препринт ИФВЭ 70-62, Серпухов, 1970; XV Международная конференция по физике высоких энергий, Киев, 1970, секция 12, доклад № 5 (в сб. аннотаций т.2, стр.567, Дубна, 1970).
4. T.T.Chou, C.N.Yang. Phys.Rev., 170, 1591 (1968).
5. C.M.Bromberg et al. Phys. Rev., D2, 1864 (1974).
6. L.E.Price et al. Phys. Rev., D1, 45 (1971).
P.N.Kirk et al. Phys. Rev., D8, 63 (1973).
7. F.W.Busser et al. Phys.Lett., 46B, 471 (1973).

Рукопись поступила в издательскую группу
21 февраля 1975 года.



Цена 4 коп.

© Институт физики высоких энергий, 1975.

Издательская группа И Ф В Э

Заказ 214. Тираж 290. 0,3 уч.-изд.л. Т-02'

Март 1975. Редактор Н.В. Ежела.