

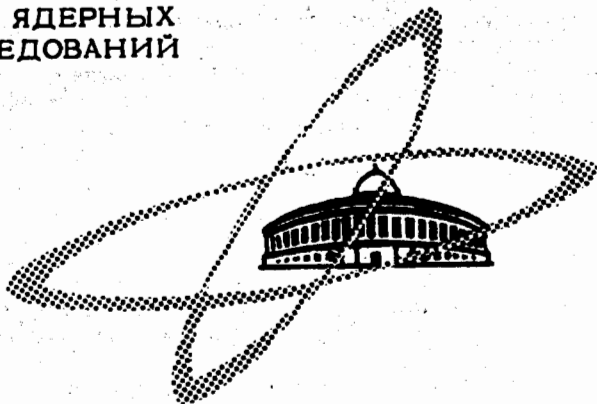
6357

Экз. чит. зала

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 6357



В.Г. Гришин

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

СРЕДНИЕ МНОЖЕСТВЕННОСТИ
ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ
В АДРОН-АДРОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

1972

P2 - 6357

В.Г. Гришин

СРЕДНИЕ МНОЖЕСТВЕННОСТИ
ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ
В АДРОН-АДРОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

Направлено в ЯФ

Средние множественности вторичных частиц в адрон-адронных столкновениях

Выведены соотношения между значениями средних множественностей вторичных частиц различного типа, вытекающие из изотопической и зарядовой инвариантности, законов сохранения странности, электрического и барионного зарядов, для процессов множественного рождения адронов. Эти соотношения могут быть использованы как для проверки изотопической и зарядовой инвариантности при сверхвысоких энергиях, так и для получения информации о природе вторичных частиц. Получены аналогичные соотношения для модели предельной фрагментации.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1972

Average Multiplicities of Secondary Particles
in Hadron-Hadron Collisions

The ratios between the values of the average multiplicities of different secondary particles are derived for the process of the multiple hadron production. These ratios result from the isotope and charge invariance, conservation of strangeness law, electrical and baryon charges. The ratios can be used both for testing the isotope and charge invariance at superhigh energies and for obtaining information about the secondary particle nature. Analogous ratios are obtained for the model of limiting fragmentation.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1972

§ 1. Введение

В настоящее время процессы множественного рождения частиц интенсивно изучаются на ускорителях Дубны, Серпухова и ЦЕРНа. Большая программа экспериментов намечена на ускорителе в Батавии с $E_p = 100 + 500$ Гэв. Ранее в этой области энергий имелись только данные, полученные из опытов с космическими лучами. В распоряжении экспериментаторов имеются интенсивные пучки частиц различного сорта с фиксированной энергией. В связи с этим становится возможным проведение экспериментов по множественному рождению частиц в изотопически и зарядово связанных реакциях. Эти опыты представляют большой интерес как с точки зрения проверки изотопической и зарядовой инвариантности при сверхвысоких энергиях, так и для проверки различных теоретических моделей ^{x/}.

^{x/} В настоящее время показано, что изотопические соотношения в сильных взаимодействиях выполняются с точностью $\leq 1\%$. Не найдено нарушений изотопической инвариантности до уровня электромагнитных процессов /1,2/.

С другой стороны, при высоких энергиях сталкивающихся частиц рождается много нейтральных частиц, регистрация которых представляет большие методические трудности. В связи с этим в настоящее время практически невозможно исследовать процессы множественного рождения с фиксированным числом всех вторичных частиц, как это было сделано при $E \lesssim 10$ Гэв. Аналогичная ситуация имеет место и в отношении установления природы всех вторичных заряженных частиц. Поэтому многочисленные опыты в основном связаны с так называемыми инклюзивными процессами, в которых регистрируются характеристики или всех заряженных частиц, или части из них с любым числом нейтральных частиц. Имеется целый ряд теоретических моделей, которые рассматривают инклюзивные реакции и предсказывают основные их характеристики при сверхвысоких энергиях ^{/3-6/}.

Изотопическая и зарядовая инвариантности сильных взаимодействий и законы сохранения странности, электрического и барионного зарядов дают определенные соотношения для инклюзивных процессов, которые не зависят от динамики реакций. Учитывая отмеченные выше экспериментальные трудности выделения реакций с определенным числом частиц, необходимо вывести соотношения нового типа для процессов с нефиксированным числом вторичных частиц. Для этой цели простым и удобным является метод Шмушкевича ^{/7/}, развитый и широко использованный в работах ^{/1,8/}, где разобрано несколько примеров инклюзивных процессов. Ниже будут выведены общие соотношения между значениями средних множественностей вторичных частиц (§ 2), а также специальные соотношения для модели предельной фрагментации (§ 3).

§ 2. Соотношения между значениями средних множественностей
вторичных частиц различного типа

При столкновении частиц могут осуществляться различные реакции. Например, возможна генерация одного π -мезона, двух K -мезонов и т.д. В каждом отдельном случае имеют место свои, вполне определенные изотопические соотношения. Некоторые из них являются универсальными и справедливы для реакций всех типов. Для их получения можно поэтому, не конкретизируя вида реакции, рассматривать все возможные реакции одновременно. Поясним сказанное на простом примере. Пусть имеется изотопически неполяризованная мишень, составленная из ядер дейтона с изотопическим спином $T = 0$. Рассмотрим некоторое число актов взаимодействия изотопически неполяризованного пучка нуклонов с этой мишенью. Совокупность всех возможных взаимодействий протонов с ядрами символически запишем в виде:

$$p + d \rightarrow N_1(\pi^+) + N_2(\pi^-) + N_3(\pi^0) + N_4(p) + N_5(n), \quad (1)$$

где через N_i обозначено среднее число вторичных π -мезонов и нуклонов соответствующих типов ^{x/}.

В силу изотопической симметрии взаимодействия нейтронов можно записать в виде:

$$n + d \rightarrow N_1(\pi^-) + N_2(\pi^+) + N_3(\pi^0) + N_4(n) + N_5(p). \quad (2)$$

Отсутствие поляризации для вторичных π -мезонов приводит к равенству ^{/1/}:

$$N_1(\pi^-) + N_2(\pi^+) = 2 N_3(\pi^0), \quad (3)$$

^{x/}Здесь предполагается, что образования странных частиц и антибарионов не происходит.

которое справедливо, конечно, не для каждого конкретного акта взаимодействия, а только в среднем. Законы сохранения электрического и барионных зарядов^х можно записать в виде:

$$N_1 + N_4 - N_2 = 2 \quad (4)$$

$$N_2 + N_5 - N_1 = 1 \quad (5)$$

$$N_4 + N_5 = 3. \quad (6)$$

Равенство (6) является следствием (4) и (5).

Таким образом, для определения пяти неизвестных величин (N_i) имеем три уравнения - (3), (4), (5).

Для получения новых соотношений воспользуемся тем, что средняя множественность всех вторичных заряженных частиц (n^\pm) экспериментально легко определяется с большой точностью ($\leq 1\%$)^{/9/ х/}.

В этом случае имеем

$$n_1^\pm = N_1 + N_2 + N_4 \quad (7)$$

$$n_2^\pm = N_1 + N_2 + N_5, \quad (8)$$

где индексы 1 и 2 у n^\pm обозначают реакцию (1) и (2) соответственно.

Из приведенных выше уравнений легко получить

$$N_2 = \frac{n_1^\pm - 2}{2}, \quad (9)$$

$$N_1 = \frac{n_2^\pm - 1}{2}, \quad (10)$$

^{х/} При больших энергиях также хорошо измеряются и топологические сечения (распределение событий по числу вторичных заряженных частиц^{/9/}. Изотопические соотношения, связывающие эти сечения, будут рассмотрены в дальнейшем.

$$N_3 = \frac{n_1^{\pm} + n_2^{\pm} - 3}{4}, \quad (11)$$

$$N_4 = \frac{n_1^{\pm} - n_2^{\pm} + 3}{2}, \quad (12)$$

$$N_5 = \frac{3 + n_2^{\pm} - n_1^{\pm}}{2} \quad (13)$$

Итак, используя законы сохранения электрического и барионного зарядов, изотопическую инвариантность и относительно легко определяемую величину средней множественности всех заряженных частиц, мы выразили N_i для π -мезонов и нуклонов через известные величины. Соотношения (9-13) верны и для любой фиксированной области углов и импульсов вторичных частиц. В этом случае и n^{\pm} - средние множественности всех заряженных частиц в выбранной области. Из (12) также следует, что

$$-3 \leq n_1^{\pm} - n_2^{\pm} = N_4(p) - N_5(n) \leq 3 \quad (14)$$

и эта разность может быть равна нулю только в том случае, если

$N_4 = 1,5$, т.е. вероятность перезарядки протона в нейтрон равна 0,5. В этом случае $N_1 - N_2 = +(2 - N_4) = +0,5$, то-есть среднее число π^+ мезонов в реакции (1) на 0,5 больше среднего числа π^- мезонов в той же реакции. В статистической теории обычно предполагается, что вероятность перезарядки протона равна 0,5, т.е. $n_1^{\pm} = n_2^{\pm}$ и поэтому необходимо учитывать избыток положительных π^+ -мезонов /6/.

Перейдем к выводу соотношений в общем случае. Рассмотрим изотопически сопряженные системы A и B , которые диссоциируют следующим образом:

$$A \rightarrow N_1(\pi^+) + N_2(\pi^-) + N_3(\pi^0) + N_4(p) + N_5(n) + \dots \quad (15)$$

и

$$B \rightarrow N_1(\pi^-) + N_2(\pi^+) + N_3(\pi^0) + N_4(n) + N_5(p), \dots, \quad (16)$$

где N_i - средние числа всех возможных вторичных частиц и античастиц. $A(B)$ - может иметь как определенный изотопический спин (dd , Nd , N , π , K и т.д.), так и неопределенный (πN , NN , KN и т.д.). Законы сохранения зарядов запишем в виде:

$$Q_A = \sum N_{iA} Q_{iA}, \quad (17)$$

$$Q_B = \sum N_{iB} Q_{iB}, \quad (18)$$

$$S = \sum N_i S_i, \quad (19)$$

$$B = \sum N_i B_i, \quad (20)$$

где индексы A и B обозначают, что рассматривается соответствующий процесс (15) или (16). Как и в рассмотренном выше примере, одно из уравнений (17)-(20) вытекает из других. Это связано с тем обстоятельством, что

$$Q_A = T_{3A} + \frac{S + B}{2} \quad (21)$$

$$Q_B = -T_{3A} + \frac{S+B}{2} \quad (22)$$

и сумма (17) и (18) дает законы сохранения зарядов (19) и (20) ^{x/}.

Значения средних множественностей всех заряженных вторичных частиц имеют вид:

$$n_A^\pm = \sum N_{iA} |Q_{iA}| \quad (23)$$

$$n_B^\pm = \sum N_{iB} |Q_{iB}| \quad (24)$$

Отсюда легко получить, например, для реакции (15) следующие соотношения ^{xx/}:

$$Q_A + Q_B = \sum (S_i + B_i) N_i = (N_p + N_n) - (N_{\bar{p}} + N_{\bar{n}}) + (N_{K^+} + N_{K^0}) - \quad (I)$$

$$- (N_{K^-} + N_{\bar{K}^0}) + (N_{\bar{\pi}^+} + N_{\bar{\pi}^0}) - (N_{\bar{\pi}^-} + N_{\bar{\pi}^0}) - 2N_{\Omega^-} + 2N_{\bar{\Omega}^-} ,$$

$$n_A^\pm - n_B^\pm = (N_p - N_n) + (N_{\bar{p}} - N_{\bar{n}}) + (N_{K^+} - N_{K^0}) + (N_{K^-} - N_{\bar{K}^0}) + \quad (II)$$

$$+ (N_{\bar{\pi}^+} - N_{\bar{\pi}^0}) + (N_{\bar{\pi}^-} - N_{\bar{\pi}^0}) ,$$

$$Q_A - Q_B = 2 \{ (N_{\pi^+} - N_{\pi^-}) + (N_{\Sigma^+} - N_{\Sigma^-}) + (N_{\bar{\Sigma}^-} - N_{\bar{\Sigma}^+}) \} + \quad (III)$$

$$+ (N_p - N_n) + (N_{\bar{p}} - N_{\bar{n}}) + (N_{K^+} - N_{K^0}) + (N_{K^-} - N_{\bar{K}^0}) +$$

$$+ (N_{\bar{\pi}^0} - N_{\bar{\pi}^-}) + (N_{\bar{\pi}^+} - N_{\bar{\pi}^0}) ,$$

^{x/} Изотопически связанные, но не сопряженные системы будут рассмотрены в дальнейшем.

^{xx/} Здесь мы не рассматриваем образование ядер и антиядер. Очевидно, что они также могут быть включены в соотношения $/(1) \pm (V)/$.

$$n_A^\pm + n_B^\pm = 2 \{ (N_{\pi^{++}} + N_{\pi^{-}}) + (N_{\Sigma^{++}} + N_{\Sigma^{-}}) + (N_{\bar{\Sigma}^{-}} + N_{\Sigma^{+}}) \} + \\ \pm (N_p + N_n) + (N_{\bar{p}} + N_{\bar{n}}) + (N_{K^{++}} + N_{K^0}) + (N_{K^{-}} + N_{K^0}) + \quad (IV) \\ + (N_{\bar{K}^{-}} + N_{\bar{K}^0}) + (N_{\bar{\Xi}^{-}} + N_{\bar{\Xi}^0}) + 2N_{\Omega^{-}} + 2N_{\bar{\Omega}^{-}}.$$

$$S_A = (N_{K^{++}} + N_{K^0}) - (N_{K^{-}} + N_{K^0}) + (N_{\bar{\Sigma}^{+}} + N_{\Sigma^0} + N_{\bar{\Sigma}^{-}}) - \\ - (N_{\Sigma^{-}} + N_{\Sigma^{+}} + N_{\Sigma^0}) + (N_{\bar{\Lambda}^0} - N_{\Lambda^0}) + 2 [(N_{\bar{\Xi}^{-}} + N_{\bar{\Xi}^0}) - \\ - (N_{\Xi^{-}} + N_{\Xi^0})] + 3 (N_{\bar{\Omega}^{-}} - N_{\Omega^{-}}). \quad (V)$$

Итак, используя законы сохранения зарядов, изотопическую инвариантность и n^\pm , мы получили пять соотношений (I - V) между значениями средних множественностей вторичных частиц. Интересно отметить, что при $E \rightarrow \infty$ для $Q_A + Q_B = 0$ и $n_A^\pm \rightarrow n_B^\pm$ естественно ожидать, что число частиц и античастиц для изотопических дублетов и синглетов, и число частиц, соответствующих разным компонентам этих дублетов, будут равны между собой. Таким образом, не будет изотопической и зарядовой поляризации для дублетных и синглетных состояний. Соотношения (I + V) в этом случае показывают, что асимметрия конечных состояний по изотопическим переменным (T_{3i}) будет определяться только изотопическими триплетами.

Рассмотрим некоторые частные системы **A** и **B**, в которых имеются дополнительные соотношения.

1. Изотопический синглет $A \equiv B$ (dd , $\Lambda^0 \text{He}$,
 Λ^0 и т.д.)

Отсутствие изотопической поляризации вторичных частиц приводит к $N_{\pi^+} = N_{\pi^-} = N_{\pi^0}$, $N_{\Sigma^-} = N_{\Sigma^0} = N_{\Sigma^+}$ и т.д., т.е. к равенству всех компонент каждого мультиплетта, и соотношения II' и III тождественно равны нулю.

Если начальная система при зарядовом сопряжении переходит сама в себя (η^0 , ω^0 , $p\bar{p}$ и т.д.), то числа вторичных частиц и античастиц также равны между собой (I).

2. Состояния с $T_3 = 0$, в которых $A \equiv B$ (π^0 ,
 Σ^0 , pp и др.)

В этом случае значения средних множественностей частиц, относящихся к разным компонентам изотопических дублетов, и N_i заряженных компонент изотопических триплетов равны между собой /1,8/. Если состояние A совпадает с зарядово - сопряженным состоянием \bar{A} (например, π^0), то N_i для соответствующих частиц и античастиц также равны между собой.

3. Изотопический дублет (N_d , K_d , N , K)

Здесь, кроме равенств (I - V), имеются дополнительные соотношения для изотопических триплетов, связанные с отсутствием изотопической поляризации вторичных частиц /1/.

$$N_{\pi^+} + N_{\pi^-} = 2N_{\pi^0} , \quad N_{\Sigma^+} + N_{\Sigma^-} = 2N_{\Sigma^0} , \quad (25)$$

$$N_{\tilde{\Sigma}^+} + N_{\tilde{\Sigma}^-} = 2N_{\tilde{\Sigma}^0} .$$

В общем случае, когда нет дополнительных соотношений, уравнения (I - V) могут быть использованы для определения тех типов частиц, регистрация которых представляет большие методические трудности (например, Σ^0 и π^0 -частиц).

§ 3. Модель предельной фрагментации и соотношения между средними значениями множественностей вторичных частиц

В настоящее время широко обсуждаются теоретические модели для инклюзивных процессов /3-6/. В модели предельной фрагментации /4/ предполагается, что при высоких энергиях диссоциация сталкивающихся частиц a и b происходит независимо друг от друга, а взаимодействие между ними осуществляется путем обмена полюсом Померанчука. Таким образом, в области фрагментации квантовые числа системы вторичных частиц определяются начальными частицами.

В этом случае можно вывести соотношения между N_i для изотопически не связанных между собой процессов. Рассмотрим для примера $\pi^+ p$ и $\pi^- p$ - взаимодействия. Различие между этими процессами определяется диссоциацией π^- и π^+ -мезонов, которые являются изотопически сопряженными частицами. Поэтому $A \equiv \pi^+$, $B \equiv \pi^-$ и соотношения (1) + (V) можно применять к $\pi^{\mp} p$ - взаимодействиям.

В этом случае, для уравнения (II) можно брать значения $n_{\pi^+}^+$ и $n_{\pi^-}^+$ для всей реакции в целом, а значения N_i определяются в области фрагментации π^- -мезонов. Из изотопической и зарядовой инвариантности следует, что N_i для соответствующих частиц и анти-частиц равны между собой ($N_{K^+} = N_{K^0}$, $N_{K^0} = N_{K^-}$, $N_p = N_{\bar{n}}$ и т.д.) /10/.

Отсюда, из уравнения (II), вытекает, что $n_{\pi^+p}^{\pm} = n_{\pi^-p}^{\pm}$

в этой модели. В настоящее время экспериментальные данные еще не позволяют сделать вывод о справедливости полученного результата при $(pc)_{\pi} \leq 16$ Гэв ^{/9/}. Однако стремление $n_{\pi^+p}^{\pm} \rightarrow n_{\pi^-p}^{\pm}$ при более высоких энергиях может служить указанием на справедливость сделанных выше предположений.

Аналогично, в рамках выведенных соотношений (I - V), могут быть рассмотрены взаимодействия:

π^-p и π^-n , K^+p и K^0p ; pp pn и т.д.

В этих случаях изотопически сопряженными частицами являются (p, n) и (K^+, K^0) . Они не являются зарядово сопряженными, как это было в случае π^{\mp} -мезонов, поэтому здесь нет равенства

N_i для частиц и античастиц. Разность средних множественностей всех заряженных частиц в этих процессах будет определяться соотношением (II).

В заключение мне приятно поблагодарить М.И. Подгорецкого за многочисленные полезные обсуждения.

Литература

1. В.Г. Гришин, В.А. Никитин, М.И. Подгорецкий. Препринт ОИЯИ, Р-480, Дубна, 1960.
2. Ю.П. Горин, С.П. Денисов, С.В. Донсков, А.И. Петрухин, Ю.Д. Прокошкин, Д.А. Стоянова. Препринт ИФВЭ, СЭФ 71-100, Серпухов, 1971.
3. А.А. Логунов. Труды Международного семинара по теории элементарных частиц (Варна). Изд. ОИЯИ Р2-4050, стр. 119, Дубна, 1968.
4. J. Venecke, T.T. Chou, C.N. Yang and E. Yen. Phys. Rev., 188, 2159, 1969.
5. R.P. Feynman. Phys. Rev. Lett., 23, 1415, 1969.

6. Е.Л. Фейнберг. УФН, т. 104, вып. 4, 539, 1971.
7. И. Шмушкевич. ДАН СССР, 103, 235, 1955.
8. М.С. Хвастунов. Препринт ОИЯИ, Р-748, Дубна, 1961.
9. O.Czyzewski and K.Rybicki. I.N.P., No. 703/pH, Krakow, 1970.
10. R.N.Cohn and M.V.Einhorn. Phys.Rev.D, v. 4, No. 11, 3337, 1971.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 апреля 1972 года.