



Двухчастичные корреляции, возникающие при распаде одиночной струны

Автор: Кравцов Павел Сергеевич, 408 группа

Научный руководитель: д.ф.-м.н., профессор Вечерин
Владимир Викторович

Рецензент: к.ф.-м.н., ассистент Алцыбейев Игорь Геннадьевич

Санкт-Петербургский государственный университет
Кафедра физики высоких энергий и элементарных частиц

6 июня 2016г.

6 июня 2016г. 1 / 12

Актуальность и цель работы

Цель работы:
Объяснить задний хребет.

$\Delta\eta$ - разность быстрых

частиц

$\Delta\varphi$ - (азимутальный)
угол разлета (угол между
поперечными импульсами
частиц)

Определение быстроты:

$$\eta = \ln \frac{1 + V_z}{1 - V_z}$$

где V_z - продольная ско-
рость частицы.

²ALICE Collaboration, arxiv:1307.3237 [nucl-ex] (2013).

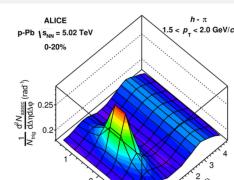


Рис.: Распределение по разности быстрых
частиц и углу разлета $\Delta\varphi$ частиц в процессе
множественного рождения.²

Кравцов Павел (СПбГУ)

6 июня 2016г. 2 / 12

В адронных столкновениях на Большом Адронном Коллайдере часто изучается статистика по быстроте и углу разлета образовавшихся частиц. Быстрота - это функция продольной скорости образовавшихся частиц (см. формулу), угол разлета - угол между поперечными импульсами частиц. **Угол разлета - азимутальный угол, как и все углы, которые будут встречаться в нашей работе.**

На рисунке характерное распределение числа частиц по разности быстрых и углу разлета, полученное из эксперимента. На нем мы видим некоторые особенности. Это т. н. передний пик, передний ридж и задний ридж или хребет. Естественным образом возникает задача объяснить данные эффекты.

Целью нашей работы является объяснение в рамках струнного подхода вот этого заднего хребта. Передний пик уже имеет объяснение, позже мы его упомянем.

Модель кварк-глюонной струны

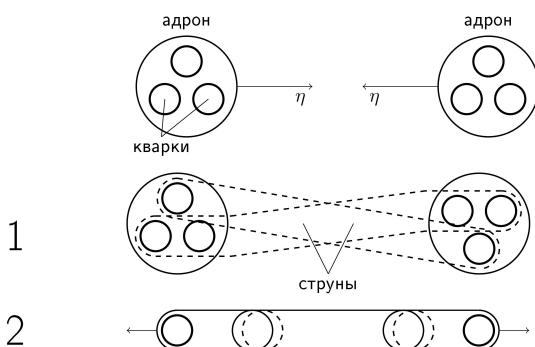
- Двухстадийное описание столкновений адронов
- Модель "уо-уо"струны
- Механизм фрагментации струны

Для начала обсудим, в чем состоит струнный подход для описания адронных столкновений. Он включает в себя некоторые феноменологические модели и механизмы. Нам понадобятся эти три. Рассмотрим их подробнее.

Кравцов Павел (СПбГУ)

6 июня 2016г. 3 / 12

Двухстадийное описание столкновений адронов



Сначала обсудим откуда появляются струны. В ускорителе, друг на встречу другу летят адроны с околосветовой скоростью, т. е. с большой быстротой. При столкновении, цветовые поля из квартов перецепляются на кварты и бикварты другого адрона. Эти поля ведут себя как струны. Потом эти струны рвутся и образуется множество новых струн, которые отождествляются с образовавшимися частицами. Такое механизм называется двухстадийным описанием. Это первая стадия, а это вторая.

Кравцов Павел (СПбГУ)

6 июня 2016г.

4 / 12

"Yo-yo" струна

$$S = \gamma \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} d\sigma \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \sqrt{\left(\frac{\partial x_\mu}{\partial \tau} \frac{\partial x^\mu}{\partial \sigma} \right)^2 - \left(\frac{\partial x_\mu}{\partial \sigma} \frac{\partial x^\mu}{\partial \sigma} \right) \left(\frac{\partial x_\nu}{\partial \tau} \frac{\partial x^\nu}{\partial \tau} \right)},$$

где $\gamma = \text{const}$ - натяжение струны,
 σ, τ - переменные, параметризующие струну,
 $x^\mu = x^\mu(\sigma, \tau)$ - координаты струны.

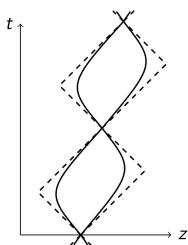


Рис.: Движение концов струны "у-у" с массами (сплошная линия) и без масс (пунктирная линия).

Кравцов Павел (СПбГУ)

6 июня 2016г.

5 / 12

С точки зрения теоретического описания, струны - двумерный объект в пространстве времени, который описывается действием Намбу-Гото. Струна - это любое решение уравнений движения, соответствующее данному действию. Как правило используется одно из простейших решений - т. н. уо-уо струна. Это решение в пространстве-времени размерности 1+1. В нем концы струны двигаются так, как показано на рисунке. Сплошные линии - движение массивных концов, пунктирные - движение безмассовых. При большой энергии квартов на концах струны траектории неотличимы.

Механизм фрагментации струны

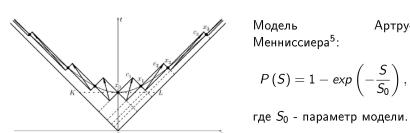


Рис.: Доминирующий процесс фрагментации струны. Все разрывы происходят с $S = S_0$.⁴

⁴V. V. Vechernin, arXiv: 0812.0604 [hep-ph].
⁵X. Artru, Phys. Rep. 97, p.147 (1983).

Вывод: $|\Delta t| \approx 1$

Сомо по себе действие Намбу-Гото не определяет, где и когда произойдет разрыв струны, а лишь накладывает некоторые ограничения. Поэтому придумывают феноменологические правила, удовлетворяющие этим ограничениям. Одной из них является модель Артура-Мениссисера.

Она дает формулу для вероятности разрыва. В формуле вероятность разрыва зависит лишь от площади, соответствующей точке разрыва. Из формулы видно, что среднее значение S это S_0 , поэтому будут преобладать процессы похожие на этот. Здесь все разрывы происходят при площади $S = S_0$.

В работе Владимира Викторовича Вечернина показано, что в подобных процессах образуются струны равномерно распределенные по быстроте и на соседние струны-частицы приходится порядка единицы быстроты. Это главный вывод, который нам понадобиться.

Источники и виды корреляций

❶ Дальние корреляции

- ▶ Флуктуация числа струн-источников
- ▶ Слияние струн

❷ Близкие корреляции

- ▶ Локальные законы сохранения

Корреляции в струнах бывают близкими и дальними. Они различаются по величине разности быстрот. Дальние корреляции обусловлены флуктуацией числа струн и процессами слияния струн. Близкие корреляции обусловлены локальными законами сохранения в струнах, такими как закон сохранения импульса. В работе мы рассматриваем близкие корреляции.

Кравцов Павел (СПбГУ)

6 июня 2016г. 7 / 12

Модель одиночной струны

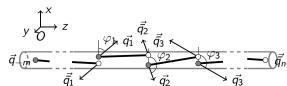


Рис.: Модель цветной кварк-глюонной струны

Дано:

- $|\Delta\eta| = 1$
- $\vec{p}_i = \vec{q}_{i+1} + \vec{q}_i = \vec{q}_{i+1} - \vec{q}_i$
- $\Delta\varphi_i$ - угол между p_i и p_{i+1}
- $\rho_{\varphi_i}(\varphi_i) = \frac{1}{2\pi}$
- $\rho_{q_i}(q_i)$ известно

Найти:

- $\rho_p(p_i) = ?$
- $\rho_{\Delta\varphi_i}(\Delta\varphi_i) = ?$

С этого слайда начинаются модель и результаты полученные в работе.

Формализуем нашу модель. Есть расширяющаяся струна. Она рвется в некоторых точках, что означает рождение пар кварк-антикварк в этих точках и образование новых струн. q_i, \bar{q}_i поперечные импульсы кварков и антикварков соответственно. φ_i азимутальный угол между осью x и направлением поперечного импульса кварков.

Мы считаем, что соседние струны отличаются на единицу по быстроте.

Импульс мезонов - сумма $\vec{q}_{i+1} + \vec{q}_i$ равная, из-за закона сохранения импульса $\vec{q}_{i+1} - \vec{q}_i$.

$\Delta\varphi$ - угол между поперечными импульсами соседних частиц.

Мы считаем, что φ_i распределено равномерно, а распределение по поперечного импульса кварка нам известно.

Из них мы находим распределение по поперечному импульсу образовавшихся мезонов и распределение по углу разлета.

Константный случай

Распределение импульсов кварков:

$$\rho_{q_i}(q) = \delta(q - q_0),$$

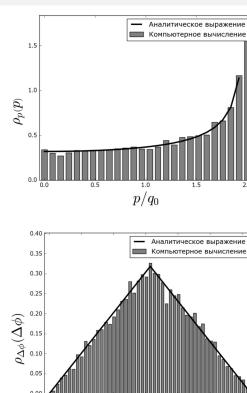
где q_0 - параметр модели.

Распределение импульсов мезонов:

$$\rho_p(p) = \frac{2}{\pi\sqrt{(2q_0)^2 - p^2}}.$$

Распределение по углу разлета:

$$\rho_{\Delta\varphi}(\Delta\varphi) = \frac{|\Delta\varphi|}{\pi^2}, \Delta\varphi \in [-\pi, \pi].$$



Мы рассматривали 2 случая для распределения кварков. Первый случай, когда величины поперечных импульсов все равны q_0 . Тогда были получены данные выражения для распределений. Здесь опущен индекс i , т. к. от него ничего не зависит. Также была написана программа для проверки этих выражений методом Монте-Карло. Результаты представлены на графике. Для угла разлета мы видим пик в точке $\Delta\varphi = \pi$.

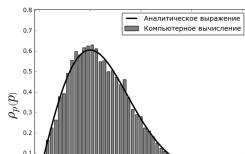
Кравцов Павел (СПбГУ)

6 июня 2016г. 9 / 12

Гауссов случай

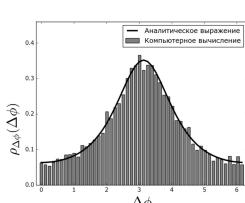
Распределение импульсов кварков:

$$\rho_{q_i}(q) = \frac{q}{2q_0^2} \exp\left(-\frac{q^2}{q_0^2}\right).$$



Распределение импульсов мезонов:

$$\rho_p(p) = \frac{p}{q_0^2} e^{-\frac{p^2}{2q_0^2}}.$$



Распределение по углу разлета:

$$\rho_{\Delta\varphi}(\Delta\varphi) = \frac{3}{8\pi} \frac{\sqrt{1-\gamma^2} - \gamma \arccos\gamma}{(1-\gamma^2)^{3/2}},$$

где $\gamma = \frac{\cos\Delta\varphi}{2}$.

Кравцов Павел (СПбГУ)

6 июня 2016г. 10 / 12

Второй случай, это распределение по гауссу. Были получены следующие распределения. Здесь тоже имеется пик в точке $\Delta\varphi = \pi$.

Несколько слов о переднем пике. Он говорит о том, что образуется много пар частиц летящих в одну сторону с одной быстротой. Это объясняется тем, что в после фрагментации образуются не только частицы с основным состоянием, но и частицы с резонансным состоянием. Подобные резонансы до улавливания детекторами сами распадаются на две и более стабильные частицы. Детекторы регистрируют именно эти стабильные частицы, которые разумеется будут иметь схожие быстроты и направления.

Вернемся к цели работы. В нашей модели появляется пик с центром $\Delta\varphi = \pi$. Так как в среднем на одну частицу приходится одна единица быстроты и частицы от соседних струн в среднем разделены интервалом $|\Delta\eta| = 1$, для функции распределения на графике это означает появление двух холмов с центрами в точках $(\Delta\varphi, \Delta\eta) = (\pi, -1)$ и $(\Delta\varphi, \Delta\eta) = (\pi, 1)$. На рисунке мы видим их сильно "размазанными" по быстроте, то есть именно они и формируют задний ридж.

Объяснение наличия заднего риджа

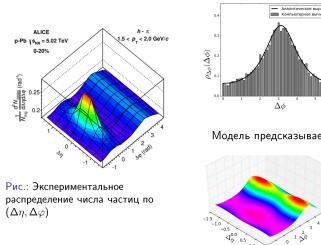


Рис.: Экспериментальное распределение числа частиц по $(\Delta\eta, \Delta\varphi)$

Кравцов Павел (СПбГУ)

6 июня 2016г.

11 / 12

Вернемся к цели работы. В нашей модели появляется пик с центром $\Delta\varphi = \pi$. Так как в среднем на одну частицу приходится одна единица быстроты и частицы от соседних струн в среднем разделены интервалом $|\Delta\eta| = 1$, для функции распределения на графике это означает появление двух холмов с центрами в точках $(\Delta\varphi, \Delta\eta) = (\pi, -1)$ и $(\Delta\varphi, \Delta\eta) = (\pi, 1)$. На рисунке мы видим их сильно "размазанными" по быстроте, то есть именно они и формируют задний ридж.

Результаты

- Построена модель одиночной струны
- В рамках модели объяснен задний хребет
- Получены аналитические выражения для распределений вероятности импульса мезона и угла разлета, которые в дальнейшем можно использовать в построении монте-карловских генераторов событий

Мы получили следующие результаты. Была построена модель одиночной струны.

В рамках модели объяснен задний хребет.

Получены аналитические выражения для распределений вероятности импульса мезона и угла разлета, которые в дальнейшем можно использовать в построении монте-карловских генераторов событий.

⁶Использован стилевой файл презентации из репозитория github.com/YaccConstructor/articles/tree/master/SlidesTemplate

Кравцов Павел (СПбГУ)

6 июня 2016г. 12 / 12