Лекция 3.

Инклюзивные реакции

Некоторые определения:

Фазовый объем – доступная область импульсов вторичных частиц, разрешенная законами сохранения энергии и импульса.

Эксклюзивная реакция – измеряются все частицы конечного состояния, например упругое рассеяние частиц.

Исследуются при малых энергиях.

Инклюзивная реакция – измеряются частицы определенной природы, например: $p + p \to \pi^+ X$, $p + p \to \pi^\pm X$, или просто : $p\,p \to \pi^\pm$, $p\,p \to K^\pm$, или $p\,p \to \Lambda + \ldots$, $\pi p \to \pi^\pm$ и т.д. :

$a + b \to c + X$ – условная запись инклюзивной реакции,

X – нерегистрируемые частицы.

Исследуются при высоких энергиях

При энергиях LHC измеряется *ограниченная область переменных инклюзивных реакций*

Кинематические переменные.

Сущность инклюзивного способа исследования состоит в том, что суммируются все эксклюзивные каналы реакций, в которых образуется хотя бы одна частицы сорта ***С.*** Тогда кинематические характеристики частицы *С* усреднены по всем каналам, способным образовать частицу *С* в интервале импульсов от $\mathbf{p}_c$ до $\mathbf{p}_c + d\,p_c$.

Инвариантное сечение одночастичной инклюзивной реакции есть

$$E_c\, d^3\sigma/d^3p_c = f\,(\mathbf{p}_c, s)$$

Условие нормировки $\int(d^3p_c/E_c)\, f\,(\mathbf{p}_c, s) = \langle n_c\rangle\, \sigma_{неупр}(ab)$

Часто используют одночастичную плотность распределения $\rho\,(\mathbf{p}_c, s) = f\,(\mathbf{p}_c, s)/\,\sigma_{in}\,(ab)$, соответственно $\int(d^3p_c/E_c)\,\rho\,(\mathbf{p}_c, s) = \langle n_c\rangle$

Система X описывается как некая эффективная частица с массой m_x.

Помимо инвариантных кинематических переменных ***s, t, u*** используются наборы переменных $\{E\,(p), \theta, \varphi\}$, $\{E\,(p), p_t, \varphi\}$, $\{p_{//}, p_t, \varphi\}$ в л. с. и с.ц.м.

$p_{//} = p\cos\theta$, $p_t = p\sin\theta$, θ – пространственный угол вылета частицы, φ –азимутальный.

Кинематические переменные

В процессах множественного рождения $<p_t> \cong 0,35$ ГэВ/с , а средний продольный импульс в с.ц.м. растет ~ $\sqrt{s}$. Отсюда следует гипотеза <u>фейнмановского скейлинга</u>:

Продольные импульсы зависят от безразмерной переменной типа $x_F = 2p^*_{//}/\sqrt{s}$.

Эта переменная удобна для описания области <u>фрагментации первичной частицы</u>, т.е. там, где присутствует влияние первичной частицы на характеристики регистрируемой частицы *C*, т.е. при больших значениях x_F.

При малых x_F есть <u>центральная область взаимодействия</u>, где влияние начальных частиц мало. Для центральной области используется продольная переменная *быстрота*

$$y = (1/2) \ln [(E + p_{//})/(E - p_{//})]$$

Связь между этими переменными $x_F = \operatorname{sh} y^* / \operatorname{sh} y^*_{max}$.

Центральную область называют также областью *пионизации,*

т.к.~ 80% вторичных частиц пионы.

Лидирующие нуклоны в pp соударениях преобладают в областях фрагментации.

Переменная быстроты имеет ряд важных свойств:

- Она позволяет легко переходить от л.с. (y) к с.ц.м. (y^*)и обратно : $y = y^* + (1/2)\ln [(1+v)/(1-v)]$, где $v = p_a / (E_a + m_b)$ – скорость движения л.с. относительно с.ц.м., как и в другие системы отсчета;

- В релятивистском пределе, когда скорости частиц в с.ц.м. ~1 справедливо соотношение $y^* \cong - \ln [tg(\theta^*/2)]$

- В экспериментах на коллайдерах используется переменная псевдобыстроты $\eta = - \ln [tg(\theta/2)]$, имеющая геометрический смысл и практически соответствующая переменной быстроты.

- Промежуток по быстроте между частицами, или расстояние, позволяет оценить кинематический интервал между ними или примерную эффективную массу этих частиц.

- В переменных быстроты исследуются корреляции частиц в процессе множественного рождения.

Инвариантные распределения частиц в инклюзивных реакциях

Инвариантные распределения по фейнмановской переменной x_F для инклюзивных реакций $K^+ p \to C^+ + X$, $K^+ p \to \pi^- + X$

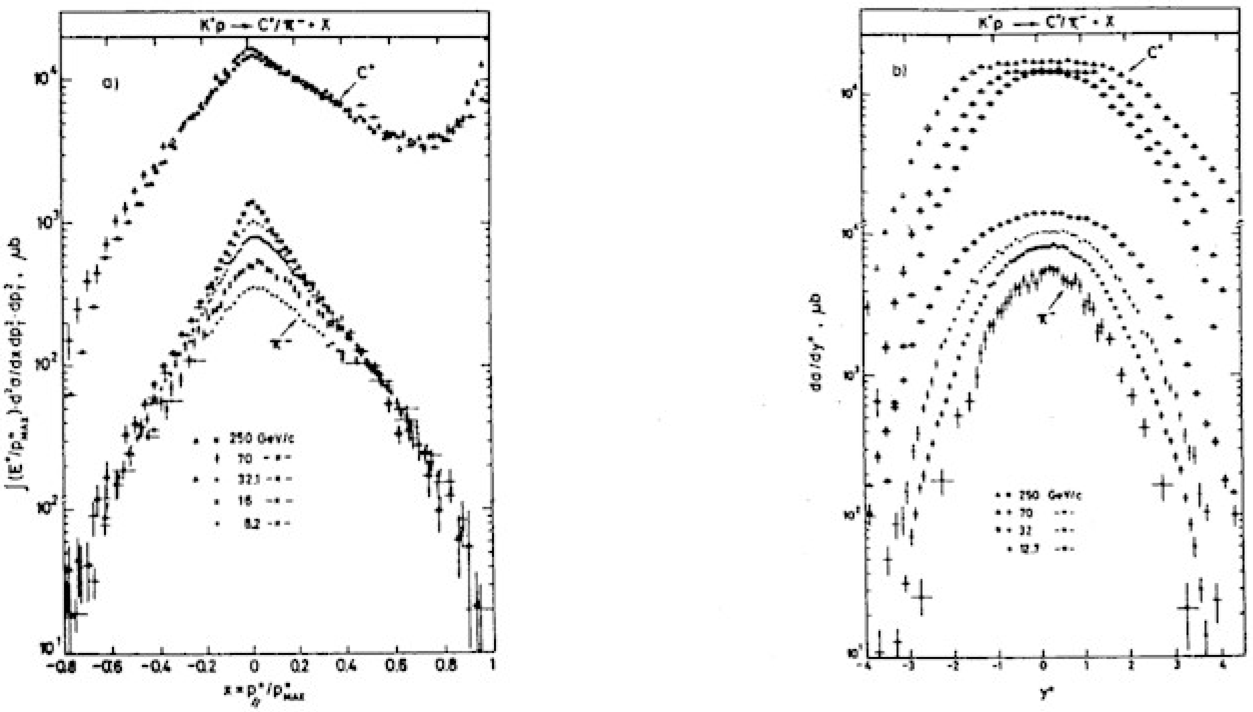


Figure 6. a) The invariant Feynman-x distribution for the inclusive reactions $K^+p \to C^+ + X$ and $K^+p \to \pi^- + X$ between 8.2 and 250 GeV/c; b) The rapidity distribution for the same reactions between 12.7 and 250 GeV/c [9].

gion, is the rapidity $y = 0.5 \ln[(E + p_{\|})/(E - p_{\|})]$. The energy dependence for the cms y-distribution for essentially the same data as above is shown in Fig. 6b.

the forward region. So, the strange quark of the beam plays a role in forward K^{*0} and ϕ production, but does not contribute to the ρ^0. Since ϕ needs an s-quark in

«Эффект чайки»

Корреляции между продольным и поперечным импульсом вторичных частиц

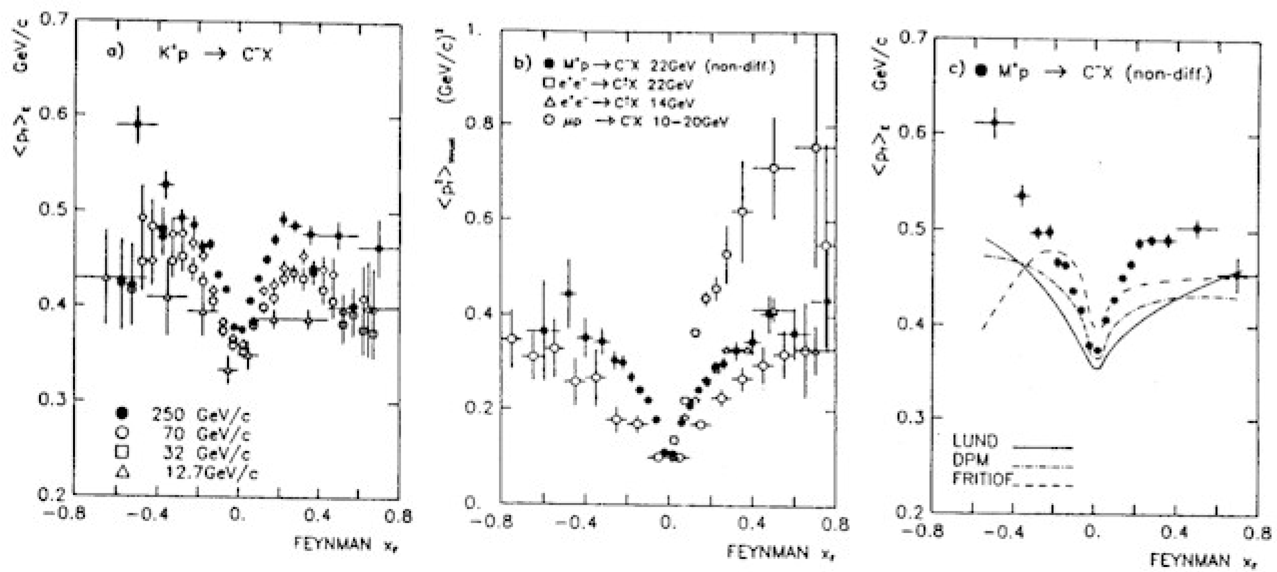


Figure 18. a) The energy weighted average transverse momentum $\langle p_T \rangle_E$ as a function of Feynman x_F for $K^+p \to C^- + X$ between 12.7 and 250 GeV/c incident momentum. b) The average squared transverse momentum $\langle p_T^2 \rangle_{thrust}$ with respect to the thrust axis for the combined non-single-diffractive K^+p and π^+p sample (indicated as M^+p) with multiplicity $n \geq 4$ at $\sqrt{s} = 22$ GeV, compared to that for e^+e^- collisions at 14 and 22 GeV, and μp collisions with $10 < W < 20$ GeV. c) The energy weighted average transverse momentum $\langle p_T \rangle_E$ for the combined non-single-diffractive M^+p sample compared to the predictions from "non-diffractive" LUND, DPM and FRITIOF Monte Carlos [41].

Относительное постоянство <p_t> при множественном рождении

означает наличие фиксированного масштаба в поперечном сечении (размер адрона, радиус сильного взаимодействия).

В продольном направлении такой масштаб отсутствует, по-видимому, в связи с релятивистским сжатием продольных размеров адронов и области их взаимодействия с ростом энергии.

Из приведенных данных видно, что плотности распределения частиц все же заметно зависят от энергии взаимодействия. Скейлинг является приближенным.

Поэтому инклюзивные распределения частиц измеряются в экспериментах.

Теоретическое описание одночастичных распределений связано с представлениями о структурных функциях сталкивающихся протонов.

Корреляции в процессах множественного рождения

Пример : «Эффект Чайки»– корреляционный эффект между переменными частицы.

Чтобы исследовать корреляции между частицами изучают двухчастичные инклюзивные реакции a + b -> c +d +X (и выше)

и измеряют двухчастичные (или более высокого порядка) плотности распределений частиц :

$$\rho\ (y_1,y_2) = (1/\sigma_{неупр})\ d\sigma(y_1,y_2)\ /\ dy_1\ dy_2\ .$$

Корреляционная функция

$$C\ (y_1,y_2) = \sigma_{неупр}\ \rho\ (y_1,y_2) - \sigma^2_{неупр}\ \rho\ (y_1)\ \rho\ (y_2)\ ,$$

где $\rho\ (y)$ – одночастичная плотность распределения $\rho\ (y) = (1/\sigma_{неупр})\ d\sigma(y)\ /\ dy$.

<u>Корреляционная функция (к.ф.) демонстрирует стремление частиц рождаться в кластерах, т.е. группами.</u>

Характер $C\ (y_1,y_2)$ зависит также от распределения по множественности частиц. Исключить эту зависимость позволяет измерение короткодействующей к.ф., взвешенной по топологиям множественности:

$C_{sh}\ (y_1,y_2) = \Sigma_n\ \sigma_n\ \rho_n\ (y_1,y_2) - \sigma^2_n\ \rho_n\ (y_1)\ \rho_n\ (y_2)$, n – множественность частиц, σ_n – топологическое сечение.

Корреляции в рождении частиц

Двухчастичные корреляционные функциив мезон-протонных соударениях при $\sqrt{s}$ = 22 ГэВ и e^+e^- - аннигиляции

ticles, and n_a and n_b are the corresponding particle multiplicities.

Most experiments use $f = 1$, so that the integral over the correlation function (equal to the ratio $\bar{n}^2/k$ of the negative binomial parameters) vanishes for the case of a Poissonian multiplicity distribution. Other experiments use $f = \langle n_a(n_b - \delta^{ab})\rangle / \langle n_a\rangle\langle n_b\rangle$ to obtain a vanishing integral also for a non-Poissonian multiplicity distribution.

To be able to compare to the various experiments, we use both definitions and denote the correlation function $C_2^{ab}(y_1, y_2)$ when $f = 1$ and $C_2^{\prime ab}(y_1, y_2)$ when following the second definition. We, furthermore, use a reduced form,

$$\tilde{C}_2^{ab}(y_1, y_2) = C_2^{\prime ab}(y_1, y_2)/\langle n_a(n_b - \delta^{ab})\rangle . \qquad (12)$$

The corresponding normalized correlation function $K_2^{ab}(y_1, y_2) = C_2^{ab}(y_1, y_2)/\rho_1^a(y_1)\rho_1^b(y_2)$ is more appropriate than C_2 itself when comparisons have to be performed at different average multiplicity and is less sensitive to acceptance problems.

The correlation functions defined above, contain the pseudo-correlation due to the summation of events with different charge multiplicity n. We write the correlation function as $C_2(y_1, y_2) = C_S(y_1, y_2) + C_L(y_1, y_2)$, where the value of $C_L(y_1, y_2)$ is determined by the differences between $\rho_1(y)$ and the semi-inclusive densities $\rho_1^{(n)}(y)$. Then $C_S(y_1, y_2)$ is

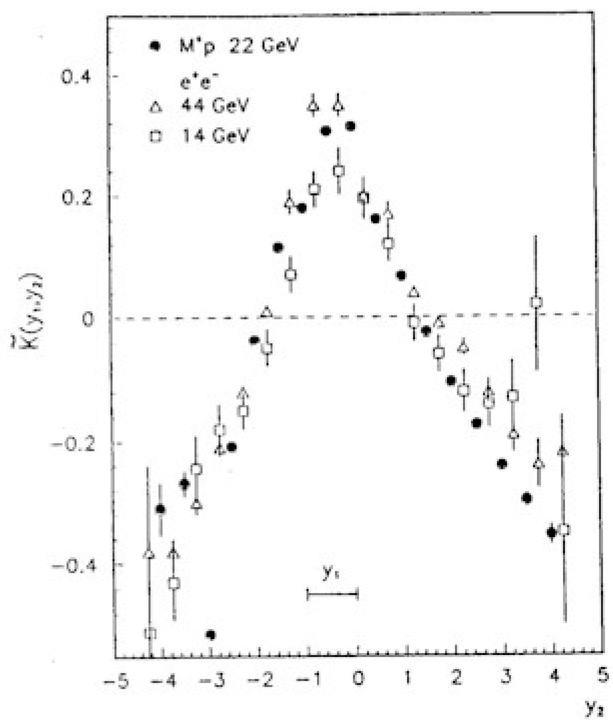


Figure 23. Normalized correlation function $\tilde{K}_2^{cc}(y_1, y_2)$ at $-1 < y_1 < 0$ in the non-single-diffractive meson-proton sample at $\sqrt{s}$=22 GeV compared to e^+e^--annihilation at 14 GeV [57].

Короткодействующие корреляции в процессах множественного рождения

- Короткодействующие корреляции также демонстрируют положительный корреляционный эффект.
- Описание корреляционных функций критично для моделей множественного рождения.

Фракталы, или перемежаемость, при множественном рождении частиц

Исследование зависимости фрактальных моментов от величины интервала Δy показало их рост с уменьшением Δy .

Прямое свидетельство фрактального поведения $\rho(y) = (1/\sigma_{неупр})\, d\sigma(y) / dy$ состоит в наблюдении флюктуаций плотности $\rho(y)$, превышающих статистические ($K^+ p$ взаимодействия при 250 ГэВ/с)

Распределения по поперечным импульсам

Распределения по поперечным импульсам частиц в инклюзивных реакциях принято описывать одной, двумя или более экспонентами.

Наиболее быстро падающая экспонента при малых поперечных импульсах пионов отвечает частицам от распада резонансов. Следующая – пряморожденными пионами.

Распределение при больших p_t определяется вкладом жестких процессов.

Инклюзивные реакции при энергиях коллайдеров

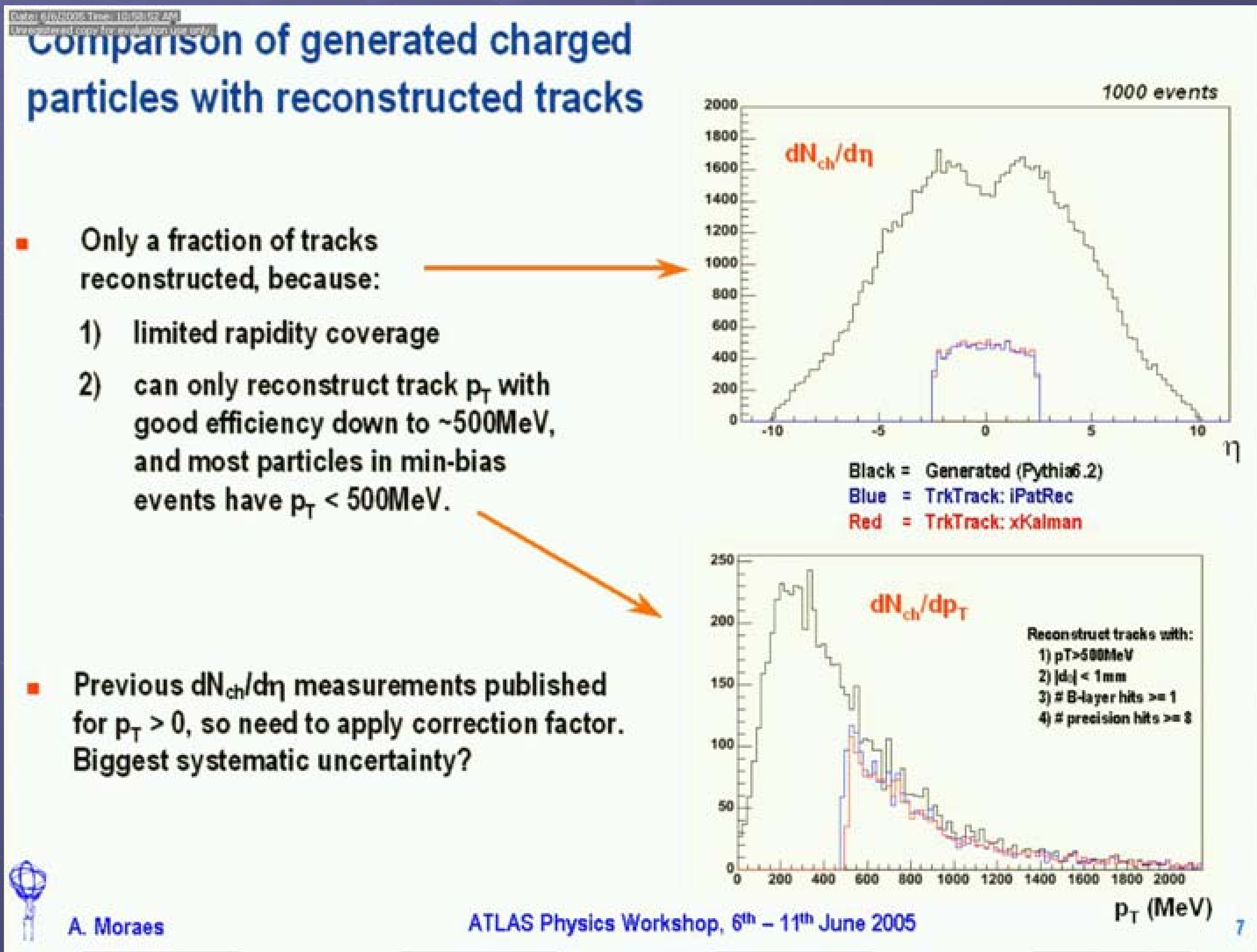
Объектом измерения служат не просто частицы, а частицы с большими импульсами в центральной области, т.е. продукты жестких процессов, лептоны и струи от адронизации кварков.

Измерения осуществляются в ограниченной части фазового объема. Это связано с постановкой задачи исследования и обусловлено возможностями детектора. Так, в эксперименте ATLAS:

- Не измеряются адроны с p_t менее 0,5 ГэВ/с
- Не измеряются мюоны с p_t менее нескольких ГэВ/с
- Существуют пороги идентификации и измерения струй.

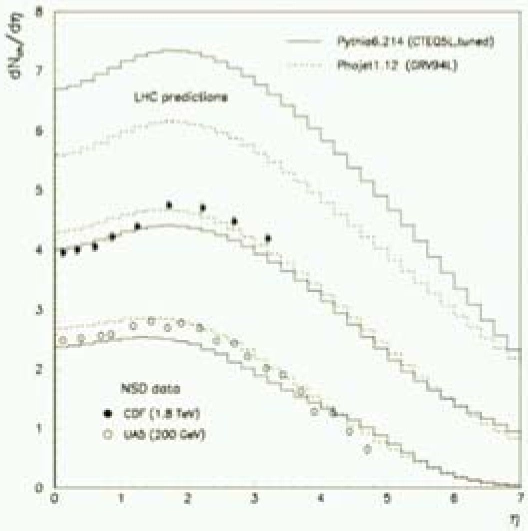
Подобная постановка опыта повышает требования к нормировке и моделированию исследуемых реакций

Сравнение распределений заряженных частиц по псевдобыстроте и поперечным импульсам, предсказываемых моделью и измеряемых в эксперименте ATLAS LHC.



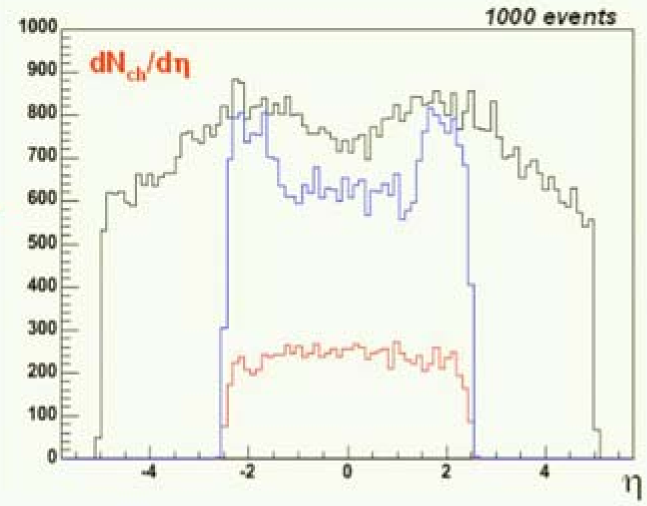
Charged particle density at $\eta = 0$

(Only need central inner tracker and a few thousand pp events)



Track reconstruction with reduced solenoid field?

- One way to reconstruct tracks down to lower p_T's would be to take some data with a reduced (or even zero) solenoid field?
  - Remember, only need a few thousand events, possibly in pp commissioning phase?
- For example, in zero field case:
  - Many more tracks reconstructed
    (Don't yet understand peaks at $\eta \sim 2$ ... fake tracks?)
  - Use latest ATHENA straight track fitters used in CTB?



Black = Generated charged tracks
Blue = Reconstructed: NO TRT, NO solenoid
Red = Reconstructed: NO TRT, WITH solenoid

- Probably better to look at reduced field scenarios (eg 1 Tesla), so that we can get dN_{ch}/dp_T measurement with same data.

The Underlying Event in jet physics

- The underlying event in charged jet evolution:

Phys. Rev. D, ***65*** *092002 (2002)*

CDF analysis:

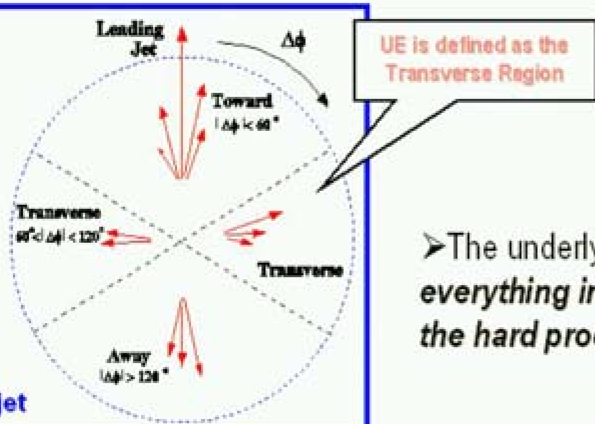
- charged particles:

p_t>0.5 GeV and $|\eta|$<1

- **cone jet finder:**

$$R=\sqrt{(\Delta\eta)^2+(\Delta\phi)^2}=0.7$$

$$\Delta\phi=\phi-\phi_{ljet}$$



➢The underlying event is defined as ***everything in the collision except the hard process*** .

➢ ***It is not*** a minimum bias event!

➢ The underlying event has ***hard*** (multiple "semi-hard" parton scatterings) and ***soft*** components (beam-beam remnants).

LHC predictions: pp collisions at $\sqrt{s}$ = 14 TeV

ATL-PHYS-PUB-2005-007

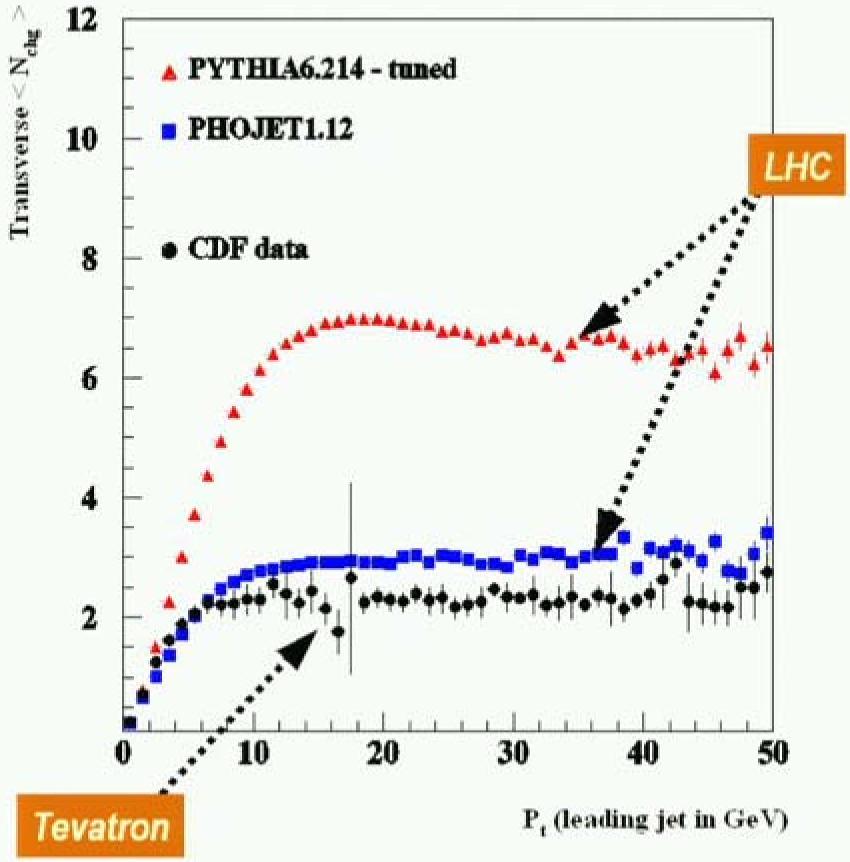
Charged particles:

p_t>0.5 GeV and | η | <1

Cone jet finder:

$$R=\sqrt{(\Delta\eta)^2+(\Delta\phi)^2}=0.7$$

UE particles come from region transverse to the leading jet.



Date: 6/6/2005 Time: 11:06:12 AM
Unregistered copy for evaluation use only.

LHC predictions: pp collisions at $\sqrt{s}$ = 14 TeV

ATL-PHYS-PUB-2005-007

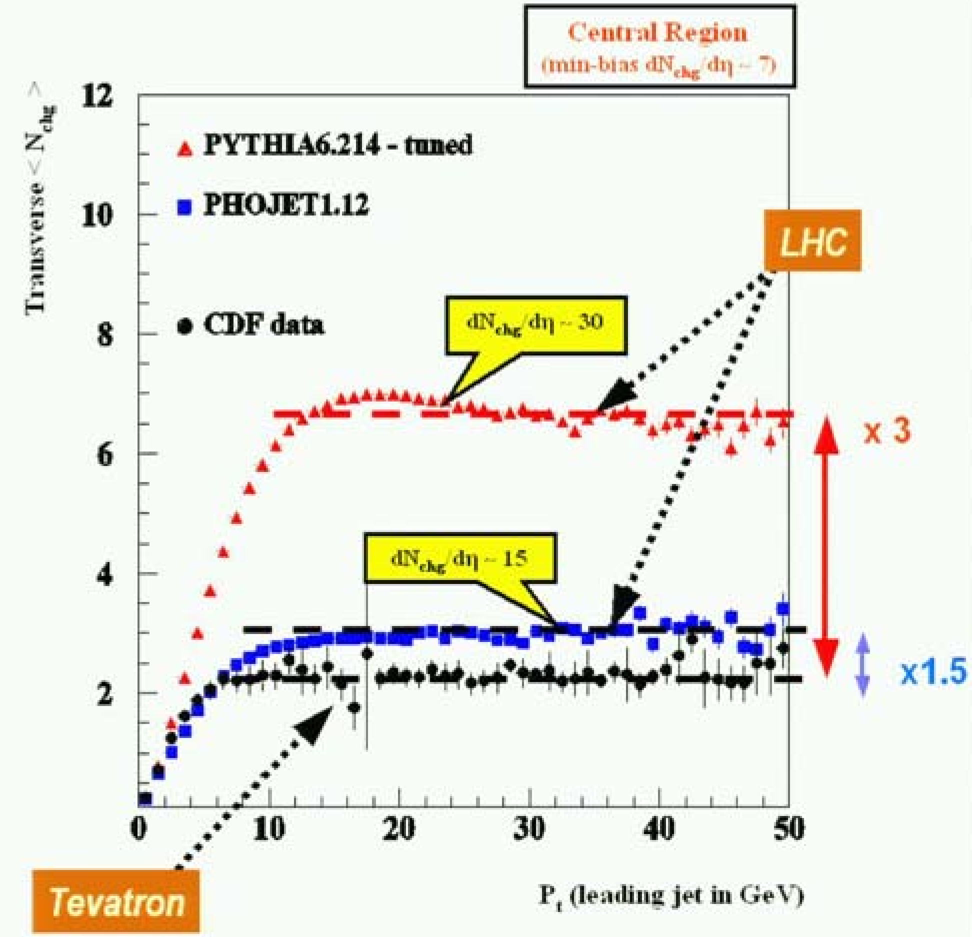
Charged particles:

p_t>0.5 GeV and $|\eta|$<1

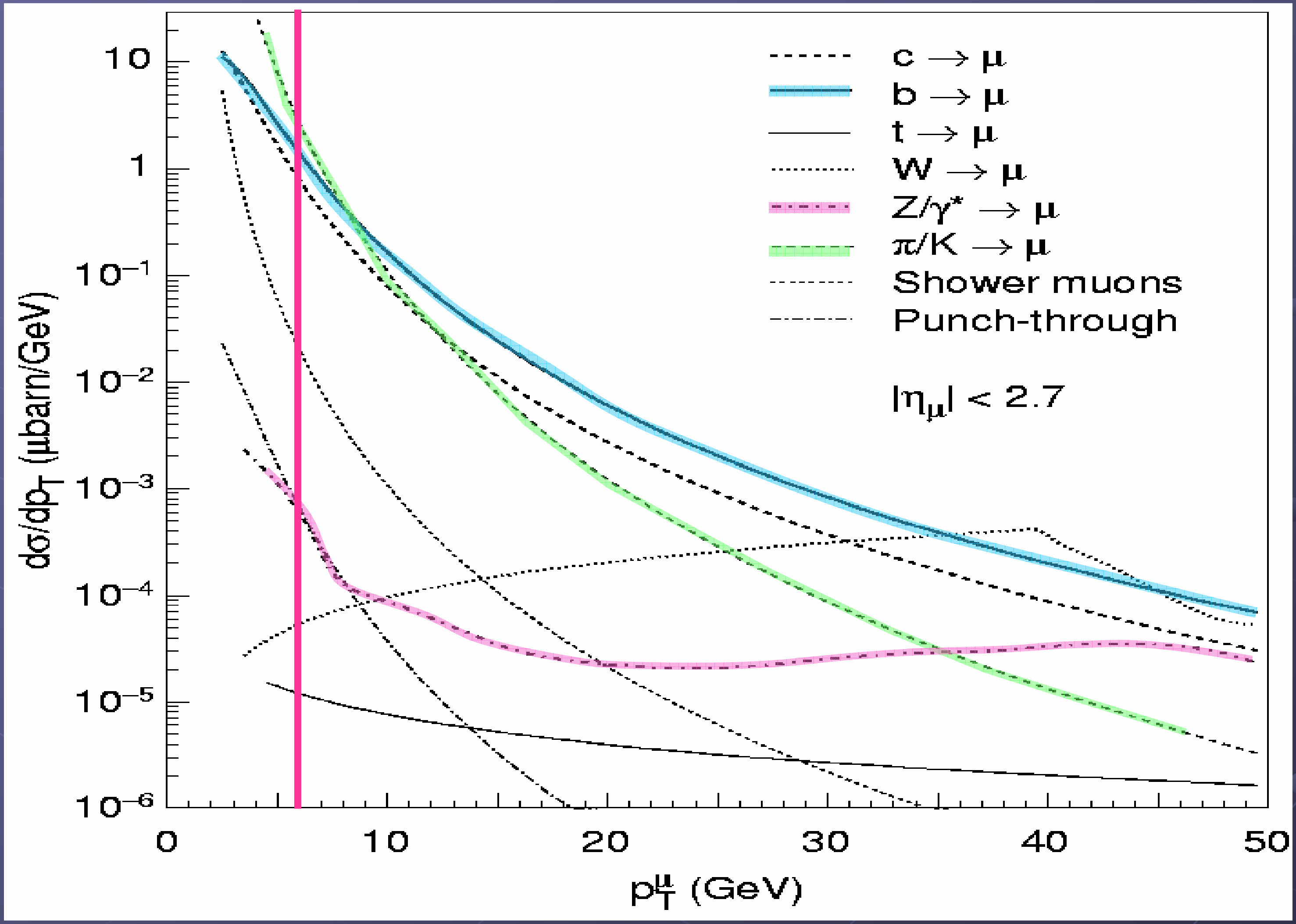
Cone jet finder:

$$R=\sqrt{(\Delta\eta)^2+(\Delta\phi)^2}=0.7$$

UE particles come from region transverse to the leading jet.



Распределения по поперечным импульсам мюонов от различных физических процессов в pp взаимодействиях при энергии 14 ТэВ



p_T of muons from different processes

Динамика множественного рождения

- Динамические свойства инклюзивных реакций, описывающих множественное рождение частиц, обусловлены «мягкими» адронными взаимодействиями
- Описание «мягких» адронных взаимодействий осуществляется в КХД на основе феноменологических моделей
- Исторически модельные представления о процессе множественного рождения частиц развивались от статистических к гидродинамическим, в т.ч. с ударной волной.
- Следующим этапом послужили мультипериферические модели, в т.ч. с мультипериферическим образованием кластеров.
- Далее возникли модель аддитивных кварков и кварк-партонная модель, модель предельной фрагментации
- Модель кварк-глюонных струн
- Основа современного описания – монте-карло компьютерное моделирование с использованием структурных функций начальных нуклонов и функций фрагментации кварков и глюонов.
- Для «мягких» и жестких процессов эти функции различны.

Заключение

Методы измерения структурных функций и функций фрагментации рассмотрены в лекциях 4,5.