

Измерение средней множественности заряженных адронов в событиях с рождением топ кварков на LHC (предложение)

Р. Рютин, ИФВЭ, Протвино

Аннотация

Предложено измерение средней множественности заряженных адронов в событиях с рождением топ-кварков на LHC. Проведены теоретические расчеты в рамках теории возмущений КХД. Приводятся численные результаты и предварительный анализ конкретных экспериментальных задач. Рассмотренные измерения могут быть использованы как дополнительный тест КХД, не зависящий от модели фрагментации.

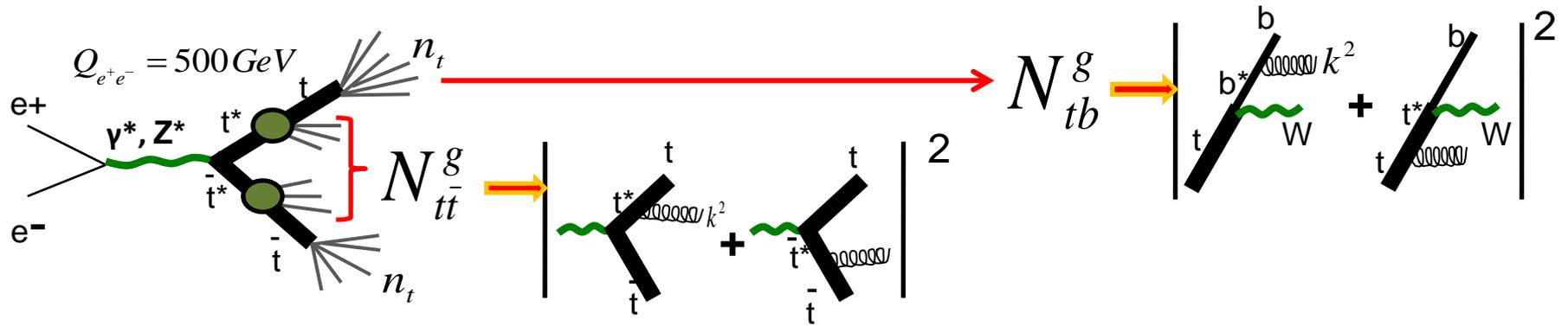
План

- Теоретический базис
- Численные результаты для LHC
- Основные мотивации
- Экспериментальные возможности CMS
- Заключение и обсуждения

Литература

- [1] A.V. Kisselev and V.A. Petrov, “Multiple hadron production in e^+e^- annihilation induced by heavy primary quarks: New analysis”, **Phys. Part. Nucl.** **39** (2008) 798.
- [2] A.V. Kisselev and V.A. Petrov, “Hadron multiplicity in e^+e^- events induced by top quark pair at the ILC energy”, **PMC Phys. A** **2** (2008) 3.
- [3] A.V. Kisselev and V.A. Petrov, “Hadron multiplicities in e^+e^- annihilation with heavy primary quarks”, **Eur. Phys. J. C** **50** (2007) 21.
- [4] A.V. Kisselev and V.A. Petrov, “On hadron multiplicities in e^+e^- events induced by massive quarks”, **Z. Phys. C** **66** (1995) 453.
- [5] R. Rytin, “Hadron multiplicity induced by top quark decays at the LHC”, **Eur. Phys. J. C** **72** (2012) 1879.

Измерения множественности в $e^+e^- \rightarrow t \text{ anti-}t$



$$n_b = 5.55 \pm 0.09 \quad n_W = 19.34 \pm 0.1$$

$$N_{tb}^g = 16.14 \pm 0.24 \quad N_{t\bar{t}}^g(Q_{e^+e^-}) = 4.61 \pm 0.11$$

$$n_t^H(t \rightarrow \text{hadr.}) = n_b + n_W + N_{tb}^g = 41.03 \pm 0.54$$

$$n_t^L(t \rightarrow l\bar{\nu}_l + \text{hadr.}) = n_b + N_{tb}^g = 21.69 \pm 0.53$$

$$N_{t\bar{t}}(Q_{e^+e^-}, t\bar{t} \rightarrow \text{hadr.}) = 2n_t^H + N_{t\bar{t}}^g = 86.67 \pm 1.11$$

$$N_{t\bar{t}}(Q_{e^+e^-}, t\bar{t} \rightarrow l\bar{\nu}_l l\nu_l + \text{hadr.}) = 2n_t^L + N_{t\bar{t}}^g = 47.99 \pm 0.59$$

Измерения множественности в $e^+e^- \rightarrow t \text{ anti-}t$

Преимущество e^+e^- аннигиляции (по сравнению с адрон-адронными процессами):
 $t \text{ anti-}t$ является синглетным состоянием

Предположение о независимой фрагментации “on-shell” t и $\text{anti-}t$
 t кварк достаточно тяжелый и короткоживущий

$$m_t = 172 \text{ ГэВ}, \quad \tau_t = 1/\Gamma_t \sim 5 \times 10^{-25} \text{ с}, \quad \tau_{\text{had}} = 1/\Lambda_{QCD} \sim 3 \times 10^{-24} \text{ с}$$

по аналогии с процессом $e^+e^- \Rightarrow W^+W^-$, где $\langle n_{4q}^h \rangle - 2 \langle n_{2ql\bar{\nu}}^h \rangle \sim 0$

t -кварк и W бозон похожи с простр.-временной точки зрения ($\Gamma_t \sim \Gamma_W$)

$$|M(e^+e^- \rightarrow t^*\bar{t}^* \rightarrow \text{hadr.})|^2 \approx |M(e^+e^- \rightarrow t^*\bar{t}^* \rightarrow t\bar{t} + \text{hadr.})|^2 \times \\ |M(t \rightarrow \text{hadr.})|^2 |M(\bar{t} \rightarrow \text{hadr.})|^2$$

Измерения множественности в $e+e^- \rightarrow t \text{ anti-}t$

$$N_{t\bar{t}}^g(Q) = \int_{Q_0^2}^{(k^2)_{\max}} \frac{dk^2}{k^2} \frac{C_F \alpha_S(k^2)}{\pi} N_g(k^2) E_{t\bar{t}}(Q^2, k^2) \rightarrow \text{КХД-вычисления}$$

$$N_g(k^2) = \int_{Q_0^2}^{k^2} \frac{dp^2}{p^2} n_g(p^2)$$

Средняя множественность адронов в виртуальном глюоне с фиксированным p^2

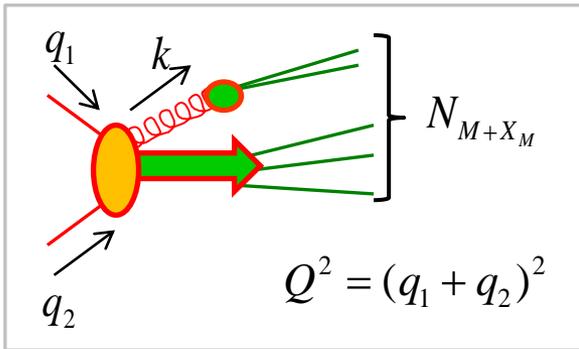
Феноменологическая параметризация, нормированная на экспериментальные данные по множественности в процессе $e+e^- \Rightarrow q \text{ anti-}q$

$$n_g(p^2) = n_g(p^2, Q_0^2) K(Q_0^2)$$

Local Parton-Hadron Duality

Результат вычислений не зависит от точной формы $n_g(p^2)$, т.е. от определенной модели фрагментации

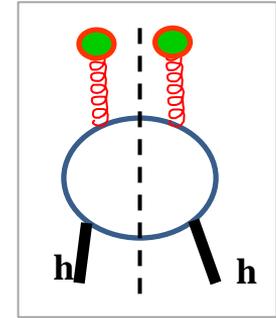
Основная модель



$$d_{ab}^{\mu\nu}(k) \equiv i \tilde{d}_{ab}^{\mu\nu}(k) / (k^2 + i0)$$

пропагатор глюона

$$n_{\alpha\beta}^{ab}(k) = (-g_{\alpha\beta}k^2 + k_\alpha k_\beta) \delta^{ab} n_g(k^2)$$



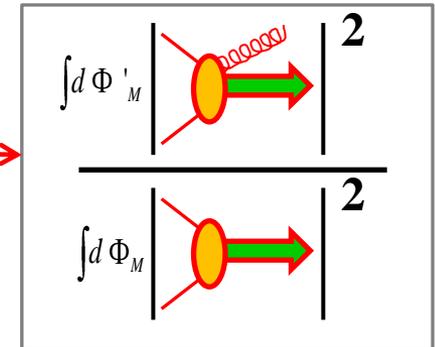
$$N_{M+X_M}(Q) = n_M + N_M^g(Q)$$

$$N_M^g(Q) = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \Pi_{\mu\nu}^{ab}(q_1, q_2, k) d_{aa'}^{\mu\alpha}(k) d_{bb'}^{\nu\beta}(k) n_{\alpha\beta}^{a'b'}(k) = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \Pi(Q^2, k^2, kq_1, kq_2) \frac{\partial}{\partial p^2} N_g(p^2) \Big|_{p^2=k^2}$$

$$\Pi(Q^2, k^2, kq_1, kq_2) = -g^{\mu\nu} \delta_{ab} \Pi_{\mu\nu}^{ab}(q_1, q_2, k)$$

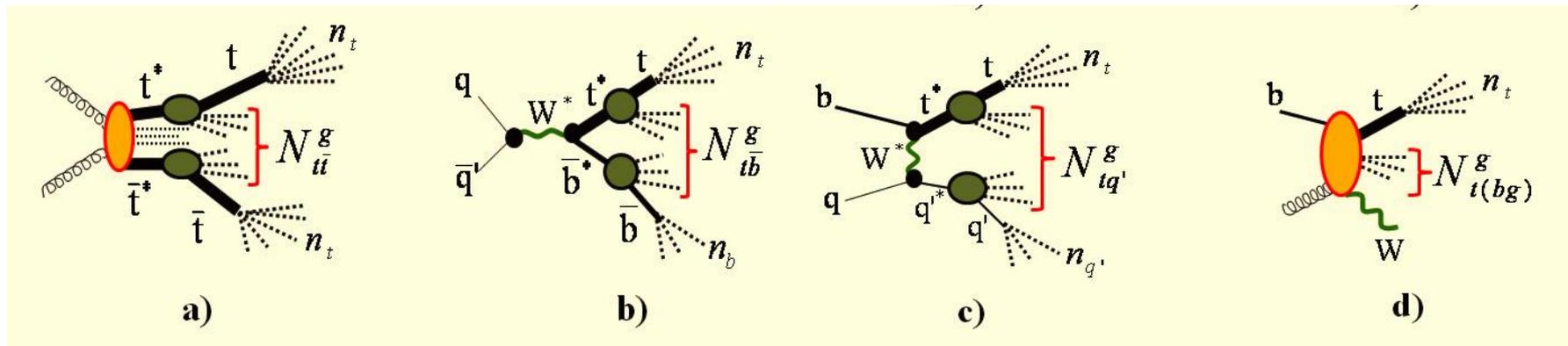
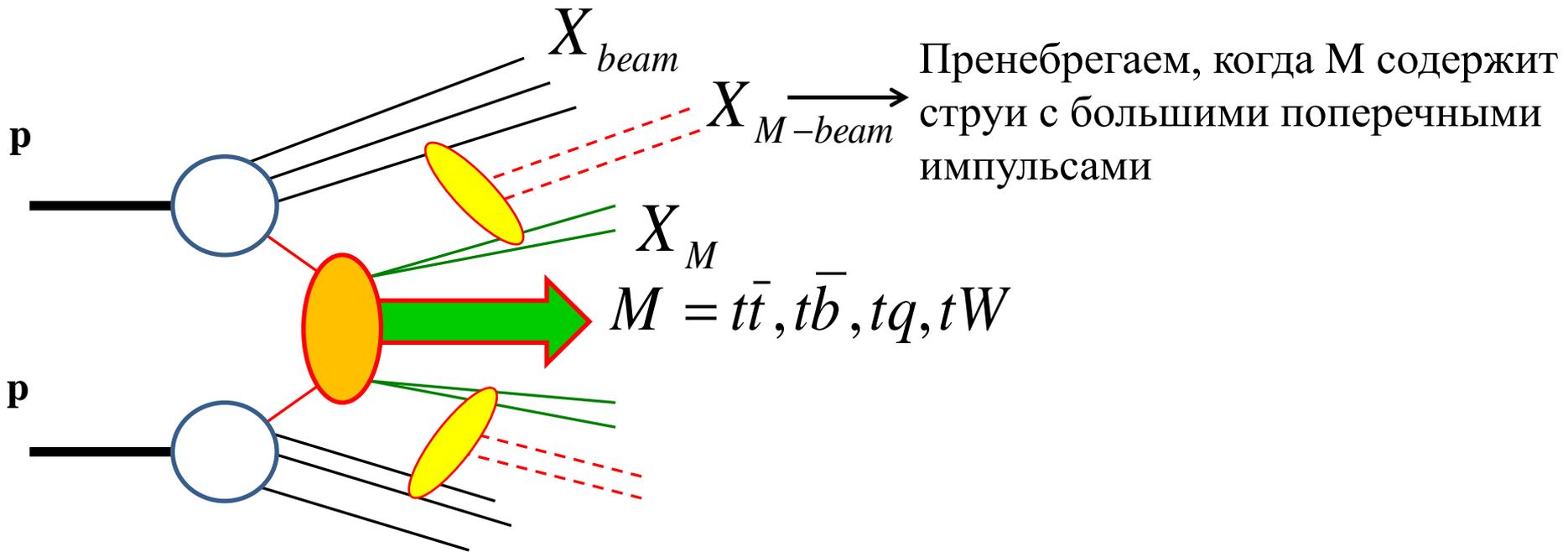
$$\Pi_{\mu\nu}^{ab}(q_1, q_2, k) = \prod_{i=1}^{N_{\text{in.gluons}}} \tilde{d}^{\rho_i \sigma_i}(q_i, n) \times \Pi_{\{\rho_i \sigma_i\}; \mu\nu}^{\{a_i b_i\}; ab}(q_1, q_2, k)$$

$$\tilde{d}^{\rho_i \sigma_i}(q_i, n) = \sum_{\lambda=1,2} \varepsilon_{(i);\lambda}^{\rho_i} \varepsilon_{(i);\lambda}^{*\sigma_i} = -g^{\rho_i \sigma_i} + \frac{q_i^{\rho_i} n^{\sigma_i} + q_i^{\sigma_i} n^{\rho_i}}{q_i \cdot n} - \frac{n^2}{q_i \cdot n^2} q_i^{\rho_i} q_i^{\sigma_i}$$



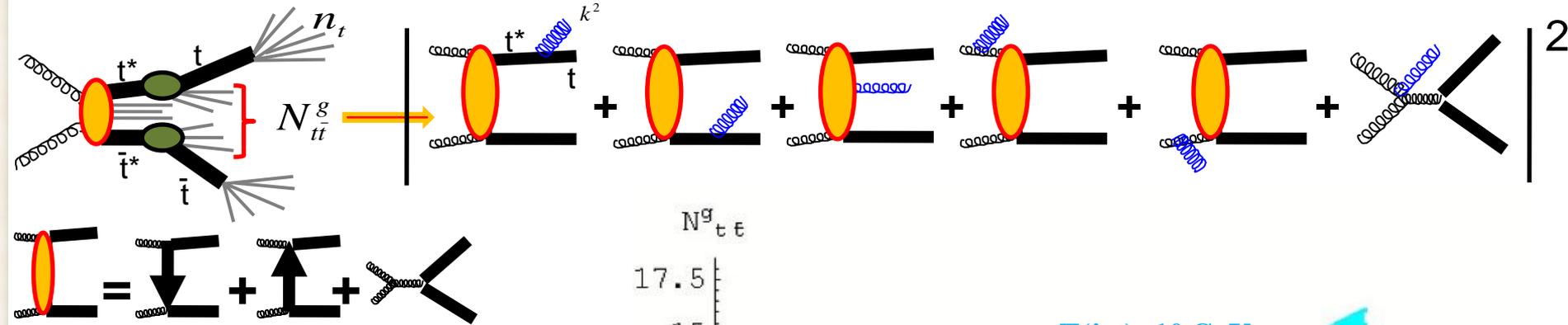
$$k_\mu \Pi_{\mu\nu}^{ab}(q_1, q_2, k) = 0, q_i^2 = 0, k^2 \neq 0 \quad [\text{E. Leader, E. Predazzi, ArXiv: 1101.3425}]$$

Основная модель



Результаты для процесса $pp \rightarrow X t \text{ anti-}t$

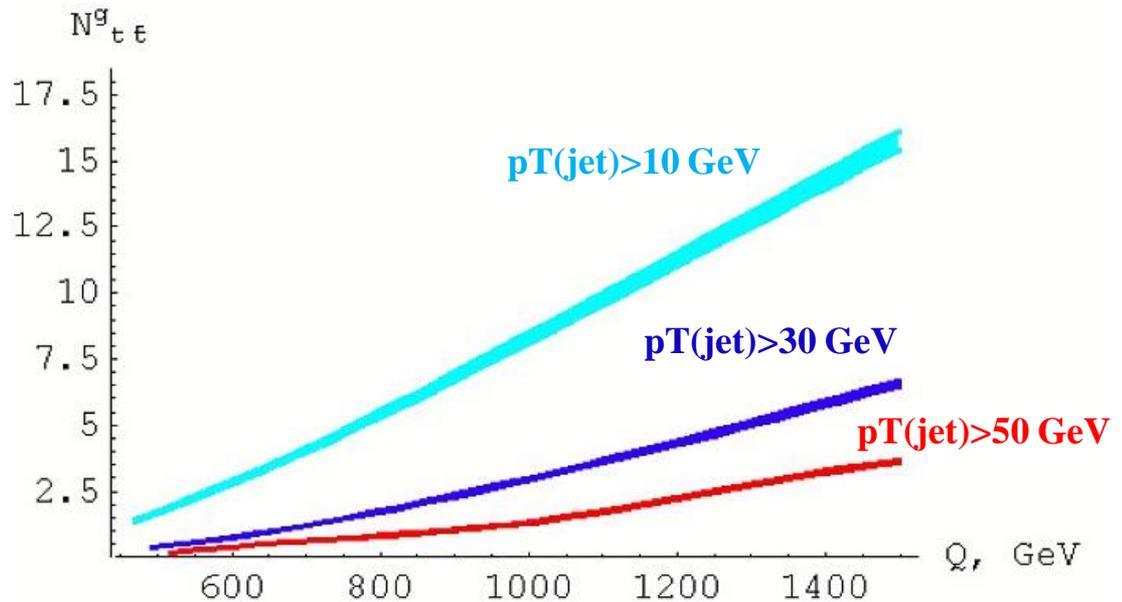
Лидирующий механизм рождения $t \text{ anti-}t$ на ЛHC (также с виртуальным(!) глюоном)



$$N_{t\bar{t}}^{L,H}(Q) = 2n_t^{L,H} + N_{t\bar{t}}^g(Q)$$

Здесь $t\text{-anti-}t$ может быть цветным, но цветное взаимодействие с пучковыми остатками может быть сильно уменьшено, если взять $p_T(\text{jet}) > \sim 20 \text{ GeV}$

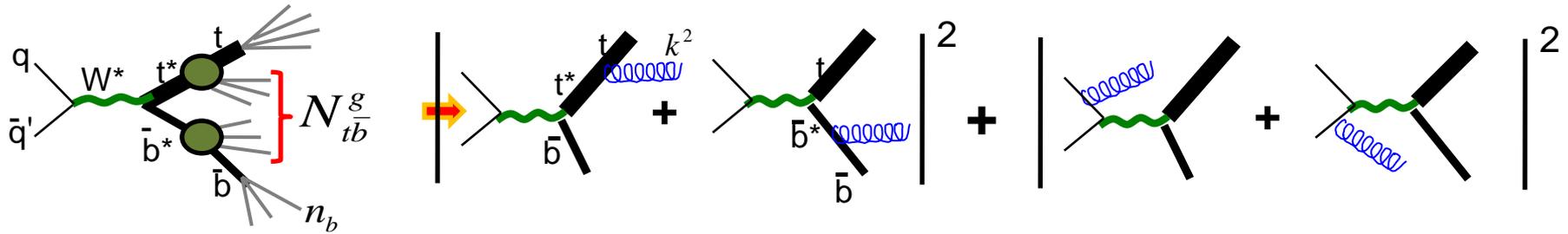
Большие сечения ($\sim 900 \text{ pb}$ at 14 TeV)



Задачи:

- **прямая проверка (не зависящая от модели фрагментации!) КХД-предсказаний для множественностей в струях**, (в т. ч. индуцированных виртуальным глюоном ($N_g(k^2)$ нормирована на реальные данные!),
- проверить предположение о независимой фрагментации t и $\text{anti-}t$,
- извлечь (заметную!) энергетическую зависимость функции $N_{t\bar{t}}^g(Q)$, $Q^2 \approx x_1 x_2 S_{pp}$

Результаты для процесса $pp \rightarrow X t \text{ anti-}b$

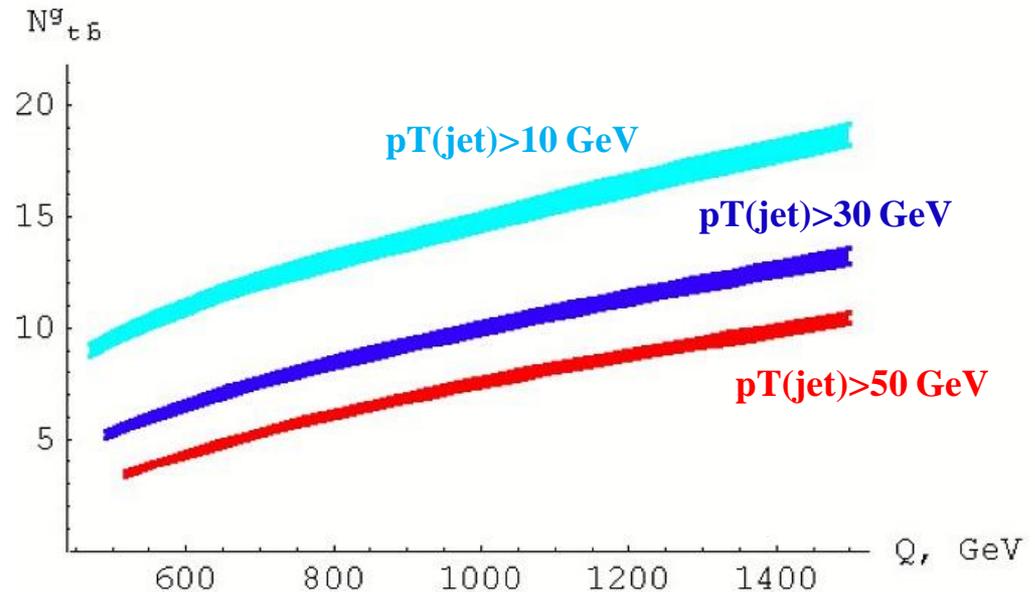


- похож на $e+e-$,

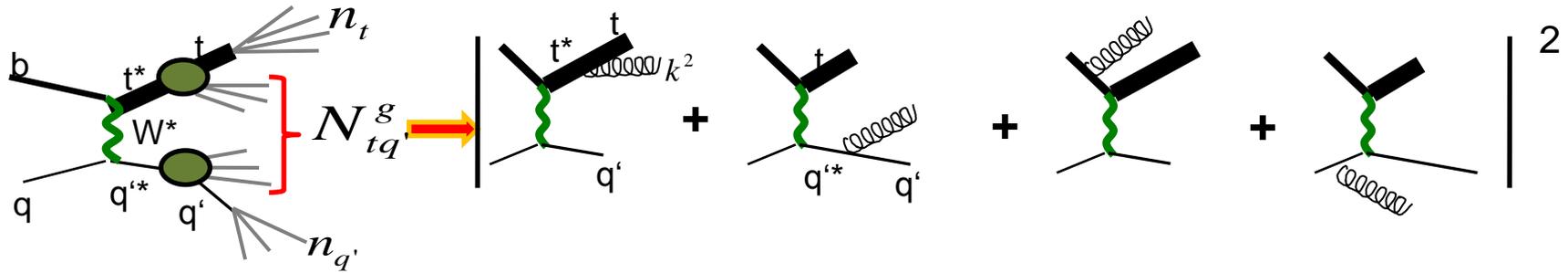
W^* бесцветный \Rightarrow цветное взаимодействие с пучковыми остатками мало

однако маленькие сечения
(~ 10 pb at 14 TeV)

$$N_{t\bar{b}}^{L,H}(Q) = n_t^{L,H} + n_b + N_{t\bar{b}}^g(Q)$$



Результаты для процесса $pp \rightarrow X t q'$



- $(b+q)$ может быть цветным \Rightarrow $p_T(\text{jet}) > 15-20$ ГэВ для уменьшения цветовых вз-й с пучковыми остатками

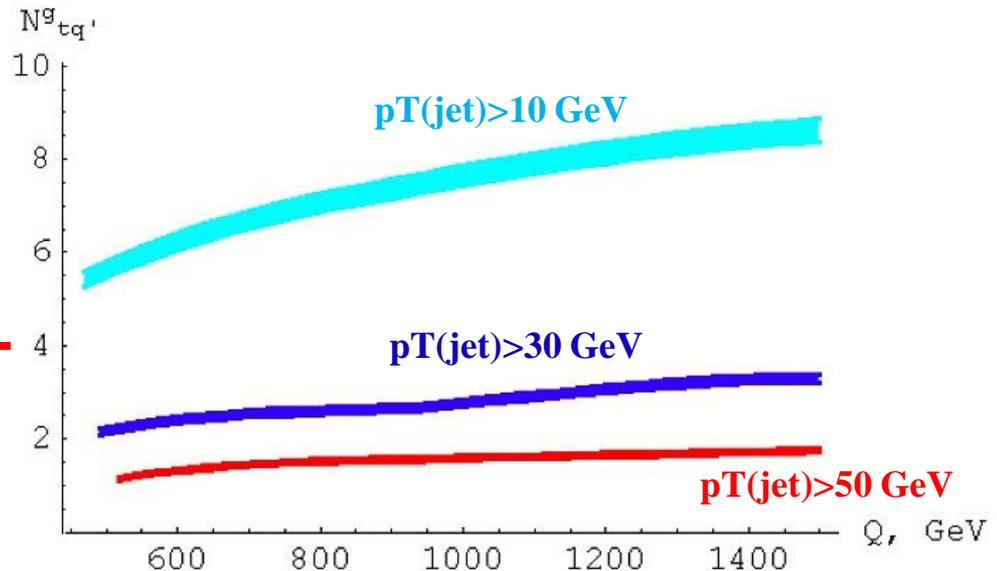
Сечения достаточно большие (~ 250 pb at 14 TeV)

$\langle n_{u,d,s} \rangle = 1.2$ низкоэнергетические данные

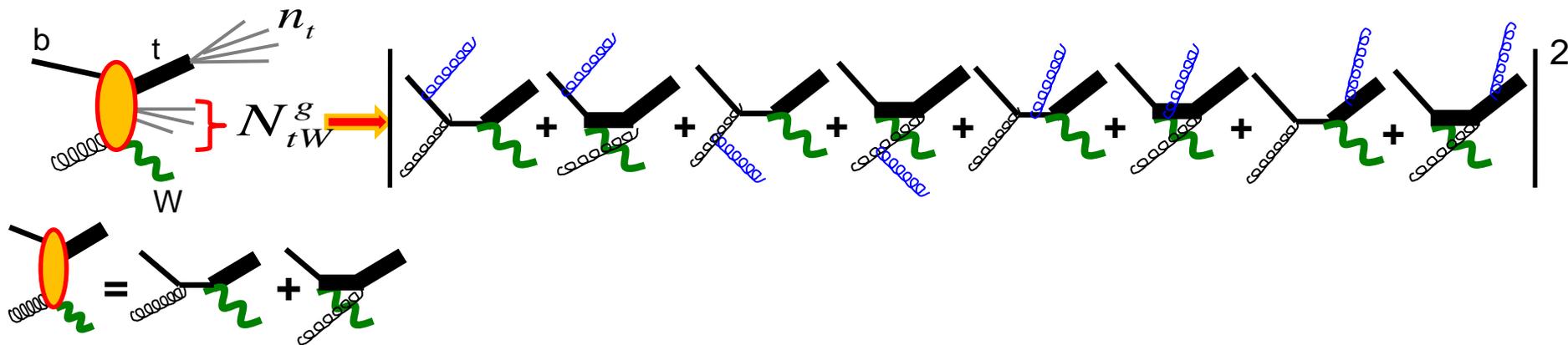
$$N_{tq'}^{L,H}(Q) = n_t^{L,H} + n_{q'} + N_{tq'}^g(Q)$$

$$N_{tq'}^g(Q) \ll n_t^{L,H} + n_{q'} \leftarrow$$

Есть возможность оценить влияние цветовых взаимодействий с пучковыми остатками



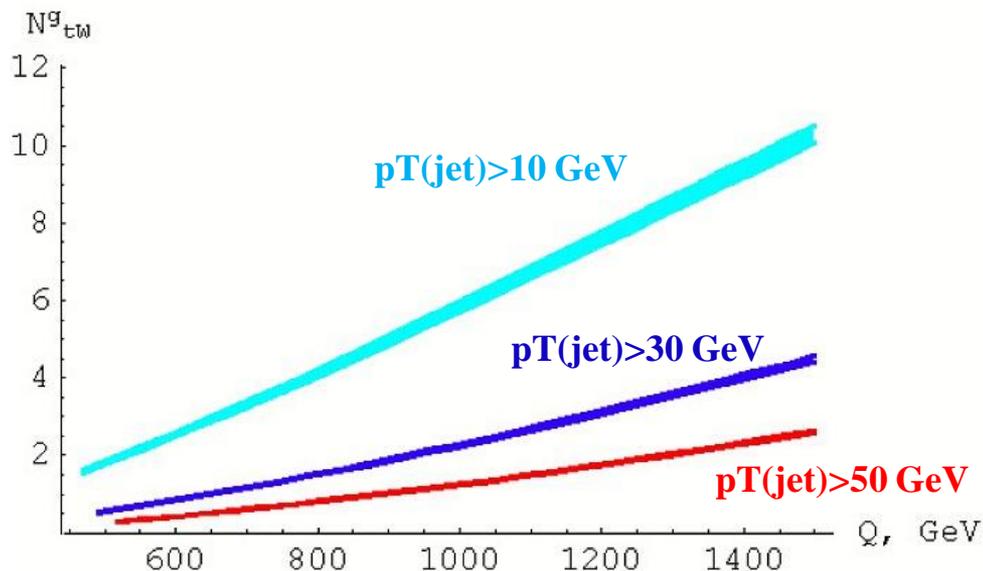
Результаты для процесса $pp \rightarrow X t W$



- (b+g) может быть цветным \Rightarrow $p_T(\text{jet}) > 15-20$ ГэВ для уменьшения цветовых вз-й с пучковыми остатками

Сечения (~ 50 pb at 14 TeV)

$$N_{tW}^{L,H}(Q) = n_t^{L,H} + n_W + N_{tW}^g(Q)$$



Мотивации

Основной результат анализа: извлеченные функции $N_M^g(Q)$, которые входят в конечные выражения для средних множественностей в событиях с t-кварками и однозначно определяются при помощи вычислений в теории возмущений КХД. Влияние модели фрагментации считается пренебрежимо малым (имеющиеся расчеты слабо зависят от типа феноменологической параметризации множественности в глюонах). Предложенный **прямой тест КХД** позволит нам проверить как правильность избранной методики расчетов, так и удостовериться в предполагаемых свойствах глюонной радиации и цветовых взаимодействий в конечном состоянии.

Основные мотивации:

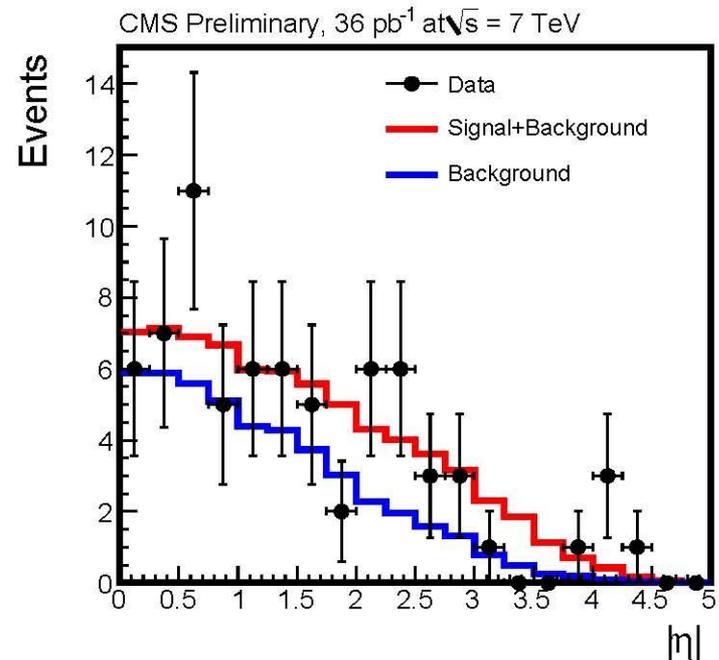
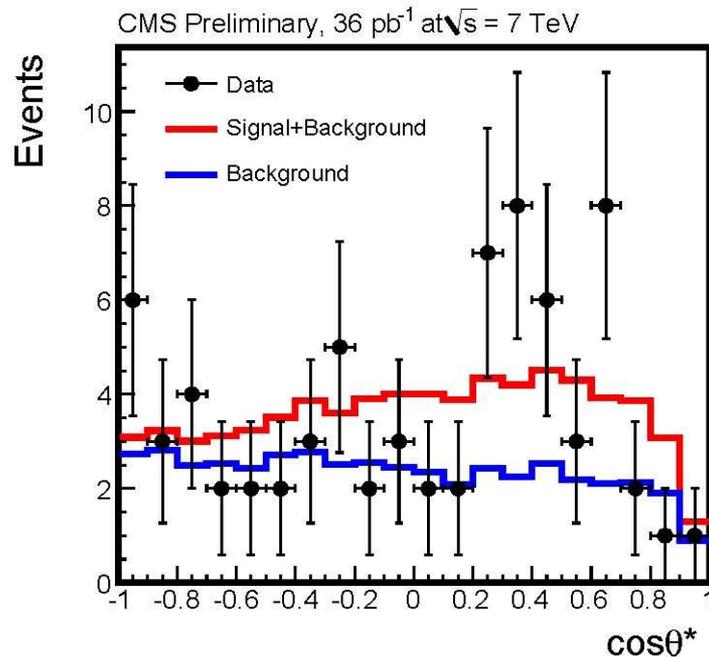
- особые свойства топ-кварка: большая масса и очень малое время жизни позволяют использовать процессы с топ-кварком как эффективные тесты КХД, не зависящие от непертурбативных феноменологических моделей фрагментации. Из-за огромной массы возможны более точные теоретические КХД-оценки. В данном конкретном случае это особенно интересно и важно, так как мы имеем дело с одним из редких случаев, когда теория дает точное предсказание.
- мы имеем возможность оценить значимость цветовых взаимодействий в конечном состоянии и сделать вывод об их структуре.
- можно изучать взаимодействия партонов при больших энергиях (500-2000 ГэВ) и сравнить полученные результаты с экспериментальными данными при более низких энергиях (например, в процессах e+e- аннигиляции).

Дополнительные задачи:

- путем измерения разности множественностей, $N_{t\bar{t}} - N_{b\bar{b}}$ или $N_{t\bar{t}} - N_{q\bar{q}}$, можно избавиться от результатов взаимодействия с остатками пучков, тем самым оценив вклад таких взаимодействий. Эти данные могут значительно улучшить значимость предыдущей задачи с t-кварками.
- определение множественности в распадах W-бозонов путем разницы значений в парном рождении топ-кварков в различных каналах распада также позволит улучшить точность проверки.
- проверка **универсальности механизма адронизации** путем сравнения множественностей от “b-струй” в различных процессах

Экспериментальные возможности

t-channel single top

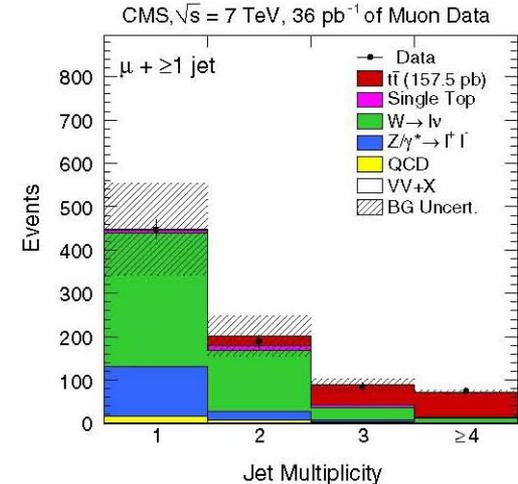
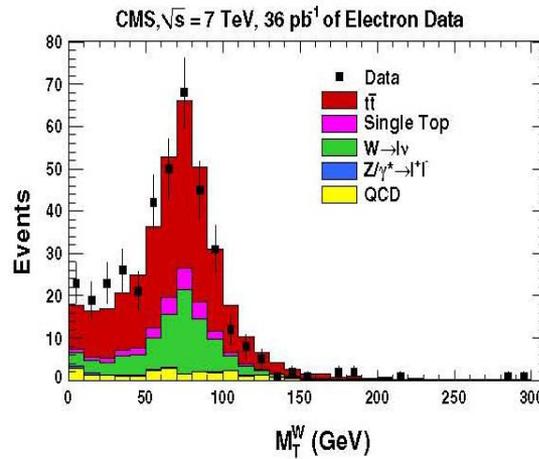
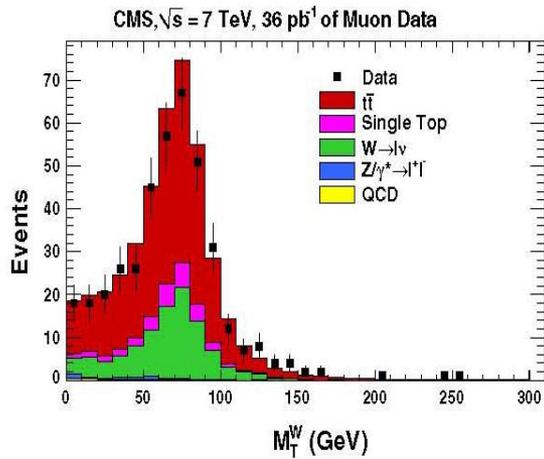


сигнал/фон $\sim 1/4$

Существуют надежды при помощи использования более тонких методов (нейронные сети) довести соотношение сигнал/фон до ~ 1 . Однако и этого недостаточно для исследований, так как мы должны измерять множественности именно в “чистых” событиях, то есть отношение сигнала к фону должно быть больше 1 (в лучшем случае, как следует из последних работ по одиночному рождению топ-кварков при энергии 7 Тэв, достигается отношение сигнал/фон порядка 1.3).

Экспериментальные возможности

t anti-t in muon+jets mode



Есть возможность проводить исследования в 3-х различных каналах распада W-бозонов (адронный, полуплептонный, ди-лептонный). Процесс парного рождения топ-кварков уже обнаружен, отобраны события и реконструирована их топология. Все параметры известны. Остается взять эти события (известны просто их номера), и посчитать число треков в струях. Для простоты предлагается использовать лептонные моды распадов W.

Другие возможности

- Выделение “отдельного” t-кварка
- Исследование более редких каналов рождения t-кварков совместно с другими частицами, обладающих более “чистой” сигнатурой

Заключение и дискуссия



Картина взаимодействия

