

Объединенный институт ядерных исследований

На правах рукописи

Готра

Юрий Николаевич

**Измерение инклюзивного сечения J/ψ
при энергии 1,96 ТэВ на детекторе CDF**

Специальность 01.04.16 — физика ядра
и элементарных частиц

Диссертация на соискание
ученой степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических
наук, В.В. Глаголев

ДУБНА — 2003

Введение

Механизмы генерации J/ψ в $p\bar{p}$ столкновениях еще недостаточно изучены. Сечения образования в двух основных каналах, $b \rightarrow J/\psi X$ и прямых немедленных распадах, оказались существенно выше чем первоначальные теоретические предсказания [2]. Последние достижения в области теории извлечения непертурбативных функций фрагментации B мезонов из данных накопленных на ЛЭП (ЦЕРН) согласующиеся с расчетами в NLO QCD b сечений образования адронов уменьшили расхождение между теоретическими прогнозами и измерениями сечений $b \rightarrow J/\psi X$ на CDF Run I до менее чем 50% [7], [8].

Получение тяжелого кваркония даёт возможность изучать КХД, как в пертурбативном, так и в непертурбативном режимах. Ранее на CDF были сделаны несколько работ по анализу образования кваркония на основе данных, собранных в Сеансе I. Были измерены дифференциальные сечения образования J/ψ , $\psi(2S)$ и Υ мезонов [2], [3]. Чармоний, образованный в распадах B -адрона был отделен от промт (с нулевым временем жизни) компоненты используя смещение вершины. Кроме того, был измерен вклад χ_c в образование промт J/ψ [4]. Было найдено, что сечение прямого образования J/ψ и $\psi(2S)$ (то есть, за вычетом вклада от χ_c) было значительно больше (в 50 раз), чем предсказания Цвето-Октетной Модели [5]. Этот результат стимулировал включение цвето-октетных $c\bar{c}$ состояний в теоретические вычисления образования кваркония.

Нерелятивистские связанные состояния кваркония наиболее полно описываются теоретическими моделями НеРелятивистской Квантовой ХромоДинамики (НР КХД) которые позволяют предсказать сечения образования адронов [9], [10]. При больших поперечных импульсах генерация фрагментационного типа доминирует и матричные элементы цветовых октетов превалируют над вкладом матричных элементов цветовых синглетов [57]. Результаты находятся в хорошем согласии с данными Тэватрона для $p_T(J/\psi) > 5$ ГэВ/с. Цвето-Синглетная Модель (ЦСМ) рассматривает только диаграммы где $c\bar{c}$ пара рождается в состоянии цветового синглета. В ней нет неопределенных параметров за исключением обычных масштабных параметров.

Цвето-Октетная Модель (ЦОМ) включает $c\bar{c}$ пары, рожденные в состоянии цветового октета. Первоначальное рождение может быть посчитано пертурбативно и использова-

но чтобы предсказать p_T зависимость сечения. Переход в состояние цветового синглета, необходимое для образования связанной $c\bar{c}$ частицы происходит путем испускания медленного глюона, что не может быть посчитано пертурбативно, поэтому нормировка находится фитированием теории по данным. В отличие от ЦСМ, ЦОМ может предсказать только форму распределения сечения. Эти предсказания расходятся с данными как при малых, так и при больших $p_T(J/\psi)$. ЦОМ дает оценку нормировки сечения для высоких $p_T(J/\psi)$ с точностью до одного порядка. Прямое рождение J/ψ включает 3 диаграммы, каждая из которых вносит неизвестный матричный элемент, являющийся свободным параметром теории. Два из них объединены в один член, обозначаемый $(^1S_0, ^3P_0)$. Третий вклад, обозначаемый 3S_1 является результатом фрагментационного рождения и доминирует в сечении при высоких p_T ($p_T \geq 4 m_c$ для J/ψ). Сечение прямого образования J/ψ также включает в себя вклад от $\psi(2S) \rightarrow J/\psi X$ [58].

При малых поперечных импульсах эффекты медленных глюонов и нефрагментационные эффекты от других октетных матричных элементов, которые трудно вычислить теоретически, дают существенный вклад и приводят к отличию между теоретическими предсказаниями и экспериментальными данными. Измерения сечений $\Upsilon(nS)$ при малых поперечных импульсах на CDF Run I [59] показывают, что теория и данные эксперимента расходятся на $p_T < 6 \text{ GeV}/c$.

Установка CDF для Run-II имеет улучшенный двухмюонный триггер с меньшим порогом: $p_T > 1.4 \text{ GeV}/c$. Это позволило расширить диапазон поперечных импульсов для прошедших триггер $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ событий до $p_T(\mu\mu) \geq 0 \text{ ГэВ}/c$. Было произведено новое измерение полного инклюзивного сечения J/ψ используя данные, накопленные на Run-II.

Настройка вкладов от различных КХД процессов, таких как рождение ароматов, их возбуждение и ливни/фрагментация партонов в Монте Карло моделировании может оказать большой эффект на полное сечение.

Теоретические вычисления с использованием различных КХД процессов [6] были использованы для лучшего объяснения завышенного по сравнению с оценками сечения $B \rightarrow J/\psi$.

Цвето-Синглетные Матричные элементы НР КХД могут быть определены с помощью фитирования на измеренные в Run I установкой CDF сечения $\Upsilon(nS)$ для $p_T(\Upsilon) > 8 \text{ ГэВ}/c$, где $n = 1, 2, 3$ и Р-волновые состояния $\chi_b(1P)$ и $\chi_b(2P)$.

Различные КХД вычисления с использованием таких моделей, как ЦСМ и ЦОМ [9] и теории НР КХД были проведены для того, чтобы объяснить более высокое сечение немедленного рождения J/ψ , наблюдаемое экспериментально. До сих пор ни один из теоретических расчетов не дал удовлетворительных результатов.

Чарм физика на CDF

Подобно В, чарм открывает большие возможности для поиска новой физики. В В-системе, петлевые диаграммы часто доминированы тяжёлым t кварком, приводящим к большим амплитудам для В смешивания, нарушения СР и пингвиновских распадов. Так как чарм является кварком типа u , петлевые диаграммы не содержат тяжелый t кварк и предсказания Стандартной Модели для таких процессов меньше на несколько порядков. Промежуточные мезонные состояния, как ожидается, должны давать вклад на уровне 10^{-3} и таким образом затмевают вклад на малых расстояниях. В то время как наблюдение процессов, опосредованных петлями может быть затруднено, новая физика может привести к их усилению.

Экспериментально чарм имеет некоторое преимущество по отношению к В-системе. Вероятности распада в полностью восстановленные моды находятся на уровне 10 %, тогда как произведение вероятностей распада для полного восстановления В-распада типично на уровне 10^{-4} .

Чарм физика долгое время доминировалась экспериментами с неподвижной мишенью, такими как SELEX, E791 и E687/FOCUS. В-фабрики работающие на $\Upsilon(4S)$ имеют сечения чарма сходные с сечениями В. Результаты CLEO сравнимы с лучшими экспериментами с неподвижной мишенью. Многие лучшие измерения чарма проводятся BaBar и Belle, которые продолжают набор данных с еще большей интенсивностью. CLEO планирует особый сеанс (CLEO-C) при различных порогах чтобы измерить, например, отношения вероятностей распада. Однако, они не смогут конкурировать в смысле статистики с BaBar и Belle. В более далёкой перспективе, LHC-B и BTeV накопят также большие наборы данных с чармом. Чарм физика ещё не была изучена на $p\bar{p}$ коллайдере и не рассматривалась в физической программе Сеанса II CDF. Из-за большого сечения и SVT триггера CDF имеет возможность накапливать большие наборы данных очарованных адронов, открывая совершенно новые возможности для эксперимента. К концу 2004 года будет записано несколько миллионов восстановленных событий адронных распадов D мезонов. Этот набор данных уже превосходит по статистике эксперименты с неподвижной мишенью и сравним с наборами BaBar и Belle [1]. К концу Сеанса IIa, CDF будет иметь более чем 2×10^7 полностью восстановленных D адронов в 2 fb^{-1} данных, что в несколько раз превышает статистику, накопленную BaBar и Belle.

Подводя итог, имея в виду размер набора данных с очарованным мезоном, можно утверждать, что CDF II является естественной чарм фабрикой и будет играть важную роль в будущей чарм физике.

Данная диссертация представляет результаты измерения инклюзивного сечения J/ψ на основе данных, полученных на Сеансе II установкой CDF. Впервые наблюдалось по-

ведение сечения при малых поперечных импульсах. В задачи автора входило также измерение эффективности димьюонного триггера CDF (Глава 4), создание и поддержание набора данных с димьюонным J/ψ триггером и работа над системой анализа данных (Раздел 2.5). Автор также принимал активное участие в создании кремниевого трекового детектора CDF (Раздел 2.2.3).

В Главе 1 дано изложение теоретических положений НеРелятивистской Квантовой Хромодинамики (НР КХД) применительно к процессам рождения и распада кваркония, а также описаны результаты экспериментальной проверки этой теории на Тэватроне в Сеансе I. Основные характеристики эксперимента представлены в Главе 2. В Главах с 4 по 6 проводится анализ физической информации. Эффективность работы триггера изучается в Главе 4. Анализ акцептанса детектора посвящена Глава 5. В Главе 6 изучается сечение реакции $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ при энергии 1,96 ТэВ. В Заключение представлен перечень основных результатов, полученных в работе.

Глава 1

Инклюзивное рождение тяжелого кваркония

1.1 Метод НР КХД факторизации

В распадах тяжёлого кваркония и процессах рождения с участием твёрдого рассеивания мы имеем дело с передачей больших импульсов и энергии. Масса тяжёлого кварка m гораздо тяжелее чем Λ_{QCD} и, в случае рождения, поперечный импульс p_T может также быть гораздо больше, чем Λ_{QCD} . Это означает, что соответствующие значения константы связи КХД значительно меньше единицы ($\alpha_s(m_c) \approx 0,25$ и $\alpha_s(m_b) \approx 0,18$). Отсюда можно было бы сделать вывод, что имеется возможность точного вычисления сечения рождения и распада тяжёлого кваркония в теории возмущений. Однако, наличие присутствия низкоимпульсных непертурбативных эффектов, связанных с динамикой связанного состояния кваркония, которые не позволяют прямое использование теории возмущений.

Чтобы использовать методы теории возмущений необходимо разделить пертурбативные эффекты малых расстояний (больших импульсов) и непертурбативные эффекты. Этот метод известен как факторизация. Одним из способов проведения такого разделения является теория НеРелятивистской КХД (НР КХД) [11] [12] [13]. НР КХД точно воспроизводит результаты КХД при значениях импульса порядка mv и меньше, где v — скорость тяжёлого кварка в связанном состоянии в системе центра масс ($v^2 \approx 0,3$ для чармония и $v^2 \approx 0,1$ для боттомония). Виртуальные процессы, включающие масштабы значений импульса порядка m и выше, могут оказывать влияние на низкомоментные процессы, и их влияние учитывается посредством ближних коэффициентов в операторах НР КХД.

Так как рождение $Q\bar{Q}$ происходит при значениях импульса порядка m или выше, это проявляется в НР КХД через контактные взаимодействия. Как следствие, сечение рождения кваркония при больших поперечных импульсах (p_T) на адронных коллайдерах или при больших импульсах в системе центра масс (p^*) на e^+e^- коллайдерах может

быть выражено как сумма произведений матричных элементов НР КХД и близких коэффициентов:

$$\sigma(H) = \sum \frac{F_n(\Lambda)}{m^{d_n-4}} \langle 0 | \mathcal{O}_n^H(\Lambda) | 0 \rangle \quad (1.1)$$

Здесь H — состояние кваркония, Λ — ультрафиолетовая отсечка эффективной теории, F_n — близкие коэффициенты и \mathcal{O}_n^H — четырех-фермионные операторы с размерностью масс d_n . Подобная формула существует для инклюзивного сечения аннигиляции кваркония [13].

Ближние коэффициенты $F_n(\Lambda)$ представляют, в сущности, зависящие от процесса партонные сечения образования $Q\bar{Q}$ пары, свёрнутые с партонными распределениями. $Q\bar{Q}$ пара может быть образована в цвето-синглетном или в цвето-октетном состоянии. Ближние коэффициенты определяются путём согласования квадрата амплитуды рождения в НР КХД с полной теорией КХД. Так как масштаб образования $Q\bar{Q}$ порядка m или выше, это согласование может проводиться в теории возмущений.

Четырех-фермионные операторы в выражении 1.1 создают $Q\bar{Q}$ пару, проецируют её в промежуточное состояние, включающее тяжёлый кварконий и всё прочее, а затем аннигилируют $Q\bar{Q}$ пару. Вакуумный матричный элемент такого оператора есть вероятность, что $Q\bar{Q}$ пара создаст кварконий плюс всё остальное. Эти матричные элементы в некоторой степени аналогичны партонным функциям фрагментации. Они содержат всю пертурбативную физику, связанную с переходом $Q\bar{Q}$ пары в состояние кваркония.

В выражение 1.1 входят как цвето-синглетные, так и цвето-октетные четырёх-фермионные операторы. Они относятся, соответственно, к эволюции $Q\bar{Q}$ пары в соответствующее цвето-синглетное состояние, либо соответствующее цвето-октетное состояние в цвето-синглетный кварконий. Если отбросить весь цвето-октетный вклад в выражении 1.1, то получится цвето-синглетная модель. Напротив, НР КХД не является моделью. О ней часто ошибочно говорят как о „цвето-октетной модели“, но в действительности это есть строгое следствие КХД в пределе $\Lambda_{QCD}/m \rightarrow 0$.

Матричные элементы распада в НР КХД могут быть вычислены путём моделирования на решётках [14] [15], либо определены феноменологически. В общем случае, матричные элементы рождения отличны от матричных элементов распада. Однако, в цвето-синглетном состоянии они могут быть связаны через приближение вакуумного насыщения, вплоть до поправок порядка v^4 [13].

Важным свойством матричных элементов, которое значительно повышает предсказательную силу НР КХД, является тот факт, что они универсальны, то есть не зависят

от процесса. Правила подсчёта степеней v в НР КХД позволяют сформировать сумму операторов в выражении 1.1 как разложение по степеням v . Ограниченное число матричных элементов оператора дают вклад через данную степень v . Более того, при ведущем порядке по v , существуют упрощающие связи между матричными элементами оператора, такие как спиновая симметрия тяжелых кварков [13] и приближение вакуумного насыщения [13], которые сокращают число независимых феноменологических параметров.

Доказательство формулы факторизации 1.1 опирается как на НР КХД, так и на пертурбативный механизм для проверки факторизации жёсткого рассеивания. Подробного доказательства ещё нет, но работа в этом направлении ведётся [16]. Поправки на часть факторизации, связанную с жёстким рассеиванием, предполагаются порядка $(mv)^2/p_T^2$ при отсутствии поляризации и $(mv)/p_T$ при наличии поляризации. Неизвестно, существует ли формула факторизации при малых p_T или для интегрального по p_T сечения. Наличие мягких глюонов в процессе связывания кваркония делает проблематичным применение стандартных методов факторизации при малых p_T .

В случае распада, цвето-октетные матричные элементы имеют интерпретацию вероятности найти кварконий в состоянии Фока, содержащий $Q\bar{Q}$ пару плюс некоторое количество глюонов. Образование цветового октета не происходит, подобно распаду цветового октета, через высшее состояние Фока. При образовании цветового октета глюоны, нейтрализующие цвет, находятся в конечном состоянии, а не в начальном состоянии. Существует процесс высшего состояния Фока, но он требует рождения глюонов, почти коллинеарных к $Q\bar{Q}$ паре, что подавляется дополнительными степенями v .

В модели цветового испарения (МЦИ) предполагается, что $Q\bar{Q}$ пара развивается в кварконий с вероятностью, не зависящей от квантовых чисел углового импульса $Q\bar{Q}$ [17]. МЦИ пренебрегает иерархией матричных элементов в разложении по v . МЦИ достаточно хорошо согласуется с большинством экспериментальных данных, но неизвестно, как провести систематические улучшения данного приближения.

В практических теоретических расчётах ссечений образования и распада кваркония возникает ряд значительных неопределённостей. Во многих случаях, серии в α_s и v в формуле факторизации 1.1 сходятся медленно и погрешности при от их отбрасывания велики — иногда порядка 100 %. Кроме того, матричные элементы часто плохо определены, либо из феноменологических измерений, либо из расчётов на решётках, и важные линейные комбинации матричных элементов изменяются от процесса к процессу, тем самым усложняя проверку универсальности. Остаётся ещё неизвестным, как сформулировать расчёт матричных элементов рождения в моделировании на решётках. Также имеются большие погрешности в массах тяжёлых кварков (около 10% для m_c и около 5% для m_b), которые могут быть очень существенными для сечения чармония,

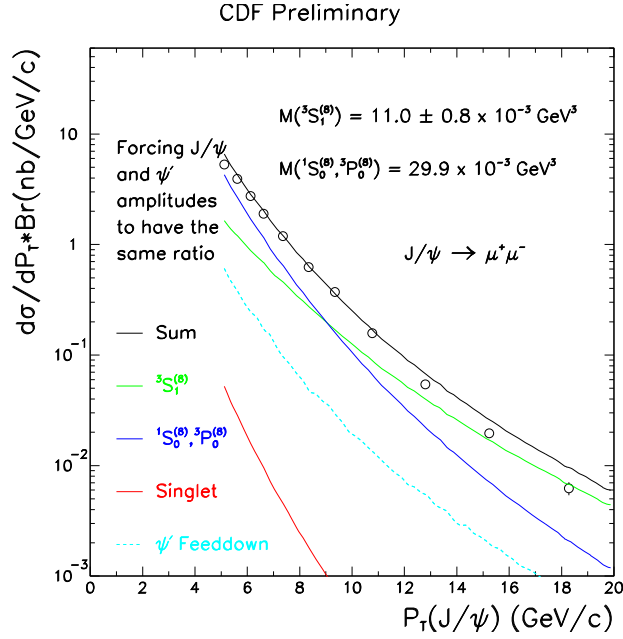


Рис. 1.1: Сечение прямого образования J/ψ , измеренное на CDF в Сеансе I [2]. Сплошная черная линия — результат фитирования с помощью НР КХД факторизации. Показан также вклад различных составляющих этого фитирования [18]

которое пропорционально высокой степени массы.

1.2 Изучение рождения кваркония в Сеансе I на установке CDF

1.2.1 Рождение неполяризованного кваркония на Тэватроне

Как показано на Рисунке 1.1, данные CDF по рождению J/ψ [2] более чем на порядок выше предсказаний цвето-синглетной модели. Более того, форма кривой также расходится с экспериментальными данными. Однако, можно добиться удовлетворительного фитирования данных с помощью НР КХД факторизации путём настройки цвето-октетных матричных элементов $\langle \mathcal{O}_8(^3S_1) \rangle$, $\langle \mathcal{O}_8(^3P_0) \rangle$ и $\langle \mathcal{O}_8(^1S_0) \rangle$. Сечение рождения J/ψ чувствительно только к линейной комбинации $M_k^H = (k/m^2) \langle \mathcal{O}_8(^3P_0) \rangle + \langle \mathcal{O}_8(^1S_0) \rangle$, с $k \approx 3$. Подобная ситуация с рождением на Тэватроне χ_c , $\psi(2S)$, Υ и $\Upsilon(2S)$ [18].

В Таблице 1.1 показаны значения матричных элементов кваркония, полученных фитированием в [18]. Цвето-синглетные матричные элементы были получены из потенциальных моделей, фитированных на спектр и распады чармония [19] [20]. Из правил масштабирования скорости в НР КХД можно ожидать для случая S-волны:

Н	$\langle \mathcal{O}_1^H \rangle$	$\langle \mathcal{O}^H[8, {}^3S_1] \rangle$	$M_{3,5}^H(8, {}^1S_0, {}^3P_0)$
J/ψ	$1,16 \text{ ГэВ}^3$	$(1,19 \pm 0,14) \times 10^{-2} \text{ ГэВ}^3$	$(4,54 \pm 1,11) \times 10^{-2} \text{ ГэВ}^3$
$\psi(2S)$	$0,76 \text{ ГэВ}^3$	$(0,50 \pm 0,06) \times 10^{-2} \text{ ГэВ}^3$	$(1,89 \pm 0,46) \times 10^{-2} \text{ ГэВ}^3$
χ_{c0}	$0,11 \text{ ГэВ}^5$	$(0,31 \pm 0,04) \times 10^{-2} \text{ ГэВ}^3$	

Таблица 1.1: Матричные элементы для рождения чармония со статистическими погрешностями [18]

$$\langle \mathcal{O}_8 \rangle / \langle \mathcal{O}_1 \rangle \sim v^4 / (2N_c) \quad (1.2)$$

В эту оценку включены цветовые коэффициенты, связанные с ожидаемыми значениями операторов НР КХД, как предложено в [21]. Как следует из Таблицы 1.1, извлеченные цвето-октетные матричные элементы примерно соответствуют данной оценке ($v^4 / (2N_c) \approx 0,015$). Однако, гораздо более строгой проверкой теории является проверка универсальности извлеченных матричных элементов других процессов. В случае Р-волновых состояний, правила скоростного масштабирования дают оценку:

$$(\langle \mathcal{O}_8 \rangle / m_c^2) / \langle \mathcal{O}_1 \rangle \sim v^0 / (2N_c) \quad (1.3)$$

Р-волновой матричный элемент в Таблице 1.1 несколько меньше, чем эта оценка. Это также справедливо и для матричных элементов, которые появляются в Р-волновых распадах кваркония, которые были определены феноменологически [22] и из вычислений на решётках [14].

В Таблице 1.2 представлены матричные элементы для рождения J/ψ , полученные путём различных дополнительных способов фитирования распределения поперечного импульса. Налицо большие погрешности из-за выбора масштаба факторизации и ренормализации, а также сильная зависимость от выбора партонных распределений. Извлеченные значения октетных матричных элементов (особенно M_k) очень чувствительны к поведению сечения на малых p_T , что, в свою очередь, приводит к чувствительности поведения глюонного распределения на малых x . Более того, имеют существенное значение эффекты многократного испускания мягких глюонов и пренебрежение ими в пертурбативных вычислениях с фиксированной степенью приводит к переоценке размера

Ссылка	PDF	$\langle \mathcal{O}^{J/\psi}[8, {}^3S_1] \rangle$	$M_k^{J/\psi}(8, {}^1S_0, {}^3P_0)$	k
ЛО коллинеарная факторизация				
CL [23]	MRS(D0) [24]	$0,66 \pm 0,21$	$6,6 \pm 1,5$	3
BK [25]	CTEQ4L [26]	$1,06 \pm 0,14^{+1,05}_{-0,59}$	$4,38 \pm 1,15^{+1,52}_{-0,74}$	3,5
	GRV-LO(94) [27]	$1,12 \pm 0,14^{+0,99}_{-0,56}$	$3,90 \pm 1,14^{+1,46}_{-1,07}$	
	MRS(R2) [28]	$1,40 \pm 0,22^{+1,35}_{-0,79}$	$10,9 \pm 2,07^{+2,79}_{-1,26}$	
BKL [29]	MRST-LO(98) [30]	$0,44 \pm 0,07$	$8,7 \pm 0,9$	3,4
	CTEQ5L [31]	$0,39 \pm 0,07$	$6,6 \pm 0,7$	
Излучение партонного ливня				
S [32]	CTEQ2L [33]	$0,96 \pm 0,15$	$1,32 \pm 0,21$	3
	MRS(D0) [24]	$0,68 \pm 0,16$	$1,32 \pm 0,21$	
	GRV-HO(94) [27]	$0,92 \pm 0,11$	$0,45 \pm 0,09$	
KK [34]	CTEQ4M [26]	$0,27 \pm 0,05$	$0,57 \pm 0,18$	3,5
k_T -размывание				
P [35]	$\langle k_T \rangle$ [ГэВ]			3,5
	CTEQ4M [26] 1	$1,5 \pm 0,22$	$8,6 \pm 2,1$	
	1,5	$1,7 \pm 0,19$	$4,5 \pm 1,5$	
SMS [36]	MRS(D'_-) [24] 0,7	$1,35 \pm 0,30$	$8,46 \pm 1,41$	3
	1	$1,5 \pm 0,29$	$7,05 \pm 1,17$	
k_T -факторизация				
HKSST1 [37]	KMS [38]	$\approx 0,04 \pm 0,01$	$\approx 6,5 \pm 0,5$	5

Таблица 1.2: Матричные элементы для рождения J/ψ в единицах 10^{-2} ГэВ³. Первой указана статистическая, а второй - систематическая (если есть) погрешность, полученная путём изменения масштабов факторизации и ренормализации [18]

матричных элементов. В Таблице 1.2 показаны результаты различных попыток оценки эффектов многократного испускания мягких глюонов. В [32] [34] используется Монте Карло моделирование партонного ливня, а в [35] [36] разработаны модели, содержащие Гауссово k_T -размывание. В дополнение, в [32] включено ресуммирование логаритмов p_T^2/m^2 . В [37] использован формализм k_T -факторизации для ресуммирования больших логаритмов в пределе $s \gg 4m_c^2$. Подобная сильная зависимость от выбора масштаба факторизации, партонных распределений и многократного испускания мягких глюонов наблюдаются в матричных элементах, извлеченных из распределений поперечных импульсов $\psi(2S)$ и χ_c [18].

Эффекты поправок по высшим степеням α_s приводят к дополнительным погрешностям в фитировании данных в Таблице 1.2. Известно, что подобные поправки существенны в случае распада чармония. В случае рождения чармония новый канал для цвето-синглетного рождения, включающий обмен глюоном в t -канале, может дать большую поправку. В работе [35] обнаружено, что глюонные поправки к цвето-синглетному 3S_1 рождению дают большой вклад. Были вычислены поправки по степеням α_s для рождения χ_0 и χ_2 [21] и для фрагментационного процесса [39] [40] [41]. Большие поправки от ресуммирования логаритмов p_T^2/m^2 при фрагментации партонов в кварконий также были подсчитаны [32] [39] [42].

Подобные теоретические погрешности возникают при извлечении НР КХД матричных элементов рождения $\psi(2S)$ [18], χ_c [18] и Υ [43]. В сравнении со статистическими погрешностями в случае J/ψ статистические погрешности больше для $\psi(2S)$ и гораздо больше для Υ .

Существуют предсказания для отношения полных сечений χ_{c2} и χ_{c1} . Факторизация НР КХД даёт $1,1 \pm 0,2$ [44], а Модель Цветового Испарения — $5/3$. Экспериментальное значение составляет $0,96 \pm 0,27(\text{стат.}) \pm 0,11(\text{сист.})$ [45], что свидетельствует в пользу предсказания факторизации НР КХД.

1.2.2 Рождение поляризованного кваркония на Тэватроне

При рождении кваркония с большими поперечными импульсами ($p_T \geq 4 m_c$ для J/ψ) доминирующим механизмом является глюонная фрагментация в $Q\bar{Q}$ пару в цвето-октетном состоянии. Соответствующий матричный элемент $\langle \mathcal{O}_8(^3S_1) \rangle$. При больших p_T фрагментирующий глюон находится около своей массовой поверхности и поэтому поляризован в поперечном направлении. К тому же правила масштабирования скорости предсказывают, что цвето-октетное состояние $Q\bar{Q}$ сохраняет поперечную поляризацию по мере эволюции в S -волновой кварконий [46], вплоть до поправок порядка v^2 . Радиационные поправки и цвето-синглетное рождение несколько понижают поляризацию

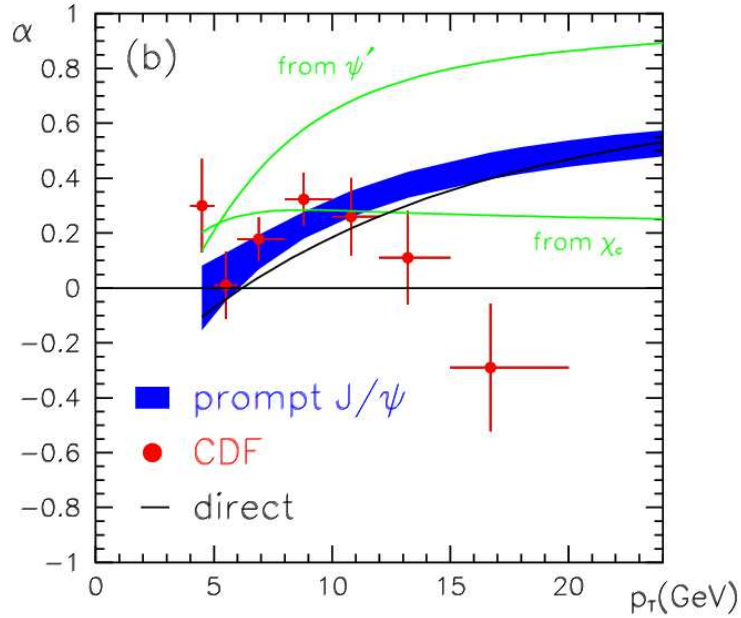


Рис. 1.2: Измерение поляризации J/ψ , измеренное на CDF в Сеансе I [49] [50]. Полоса показывает предсказания факторизации НР КХД. Остальные кривые показывают вклад от более высоких состояний чармония

кваркония [39] [47] [48]. В случае рождения J/ψ вклад от более высоких состояний кваркония также важен [49]. Вклад χ_c состояний в J/ψ составляет около 30% и уменьшает его поляризацию. Вклад от $\psi(2S)$ — около 10% и имеет сильную поперечную поляризацию. Несмотря на все эти эффекты, ожидается значительная поляризация при больших p_T и её экспериментальное подтверждение окавалось бы важным свидетельством в пользу наличия цвето-октетного механизма рождения.

Модель Цветового Испарения, напротив, предсказывает нулевую поляризацию кваркония. Измерения поляризации J/ψ как функции p_T , проведённые на CDF [50], показаны на Рис. 1.2, наряду с предсказаниями НР КХД факторизации [47] [48] [49]. Величина α определяется из выражения $d\sigma/d(\cos\theta) \propto 1 + \alpha \cos^2\theta$. $\alpha = 1$ соответствует 100% поперечной поляризации, а $\alpha = -1$ соответствует 100% продольной поляризации. Наблюдаемая поляризация J/ψ находится в согласии с предсказаниями, кроме наибольшего бина по p_T . Несмотря на это, предсказание увеличения поляризации с ростом p_T неочевидно. Данные CDF [50] и предсказания факторизации НР КХД [49] для поляризации $\psi(2S)$ показаны на Рис. 1.3. Теоретический анализ поляризации $\psi(2S)$ проще, чем для J/ψ , так как отсутствуют дополнительные вклады.

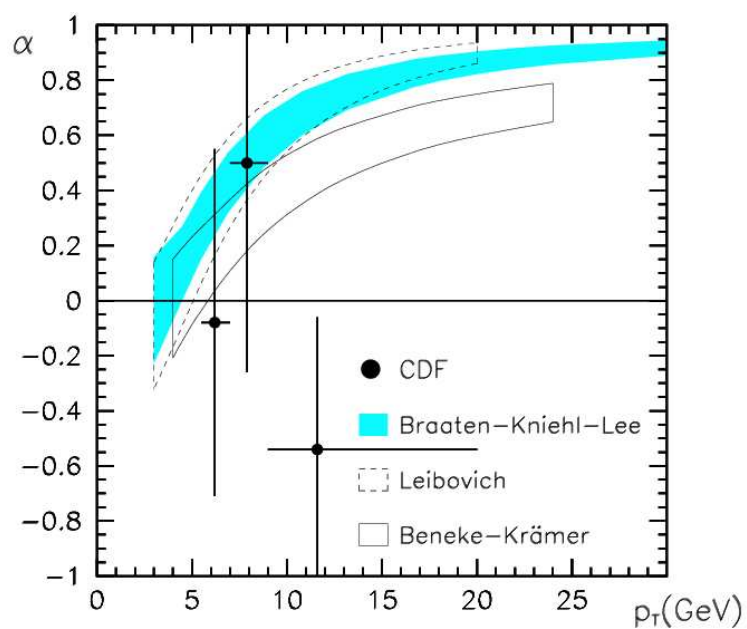


Рис. 1.3: Измерение поляризации $\psi(2S)$, измеренное на CDF в Сеансе I [49]. Полоса показывает предсказания факторизации НР КХД. Остальные кривые показывают вклад от более высоких состояний чармония

Глава 2

Ускорительный комплекс Тэватрона и детектор CDF

В настоящее время Сеанс II на Тэватроне Ускорительной лаборатории имени Ферми (Рис. 2.1) является наиболее важной физической программой, функционирующей в физике элементарных частиц, поскольку только она имеет достаточную энергию для изучения многих основных вопросов науки. Открытия в таких важных областях физики, как суперсимметрия или дополнительных измерений привело бы к важным изменениям нашего понимания физики частиц. Подтверждение или опровержение существования частицы Хиггса также было бы очень важно. Сеанс II значительно углубит знания в области физики топ кварка, электрослабых взаимодействий, физики тяжелых кварков, КХД и Хиггс физики.

2.1 Ускоритель

Тэватрон [72] является циклическим ускорителем с радиусом около 1 км, в котором происходят столкновения протонов и антипротонов, ускоренных в противоположных направлениях до энергии в системе центра масс 1,96 ТэВ. Эта величина, обычно обозначаемая \sqrt{s} , представляет собой полную доступную энергию в системе центра масс двух сталкивающихся частиц. Для коллайдера полная энергия в системе центра масс $\sqrt{s} = E_1 + E_2$, где E_1 и E_2 — энергии сталкивающихся частиц. Для экспериментов с неподвижной мишенью $\sqrt{s} \cong \sqrt{2E_1 m_2}$, где m_2 — масса мишени. Энергия в системе центра масс — ключевой параметр в коллайдерных экспериментах, так как сечения различных процессов и массы частиц, рождающихся при взаимодействиях, зависят от ее значения. Другим важным параметром для коллайдерных экспериментов является светимость, которая определяет размер образца данных, который будет собран за определенный период работы ускорителя. Число событий, собранных для процесса с сечением σ за время

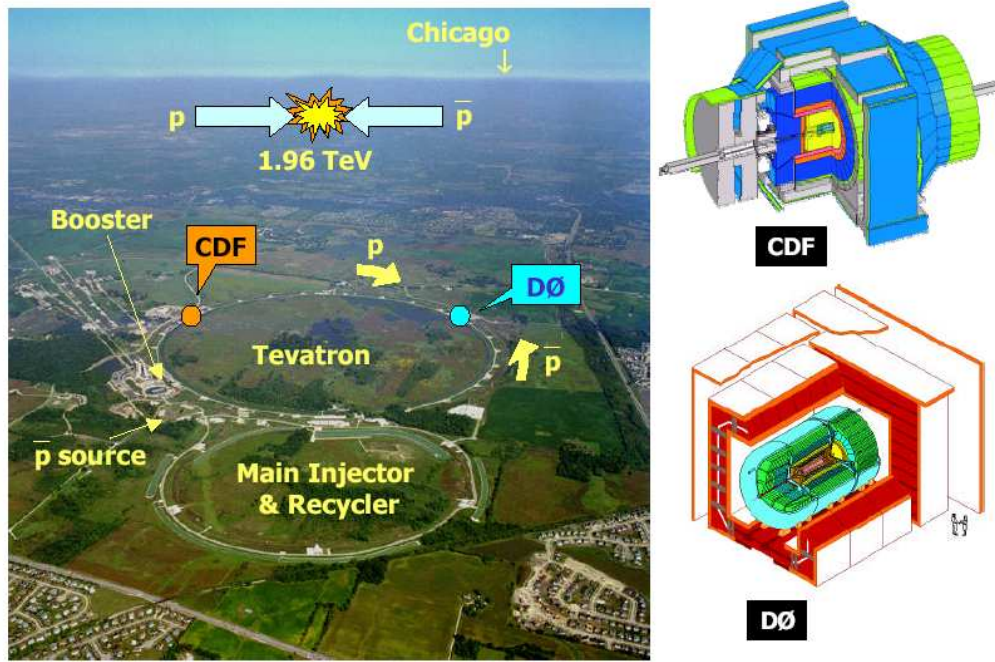


Рис. 2.1: Ускорительная лаборатория имени Ферми, Фермилаб

ΔT :

$$N = \sigma \int_{\Delta T} L dt = \sigma \mathcal{L}.$$

Величина \mathcal{L} называется интегралом светимости и определяется для заданного промежутка времени, в то время как "мгновенная" светимость L есть светимость в определенный момент времени. На практике, в протон-антипротонных взаимодействиях L определяется измерением числа неупругих столкновений в секунду. Размерности для $[L] = [\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}]$, для $[\mathcal{L}] = [\text{см}^{-2}]$. Обычно принято сечения и светимость приводить в барнах, $1\text{барн} = 10^{-24}\text{см}^{-2}$.

2.1.1 Производство протонов и бустер

Первой стадией ускорения является Кокрофт-Волтон пре-ускоритель, в котором образуются протоны. Газ водорода ионизуется и отрицательные ионы, состоящие из двух электронов и одного протона, последовательно ускоряются в положительном потенциале от энергии 25 до 750 кэВ. На второй ступени эти ионы пропускают через линейный ускоритель LINAC (Рис. 2.2), имеющий длину около 150 м, где они ускоряются переменным электрическим полем до 400 МэВ. В конце туннеля LINAC ионы проходят через углеродную мишень, теряя при взаимодействиях оба электрона, давая чистый пучок протонов. На третьем этапе пучок протонов вводится в Бустер, представляющий собой

FERMILAB'S ACCELERATOR CHAIN

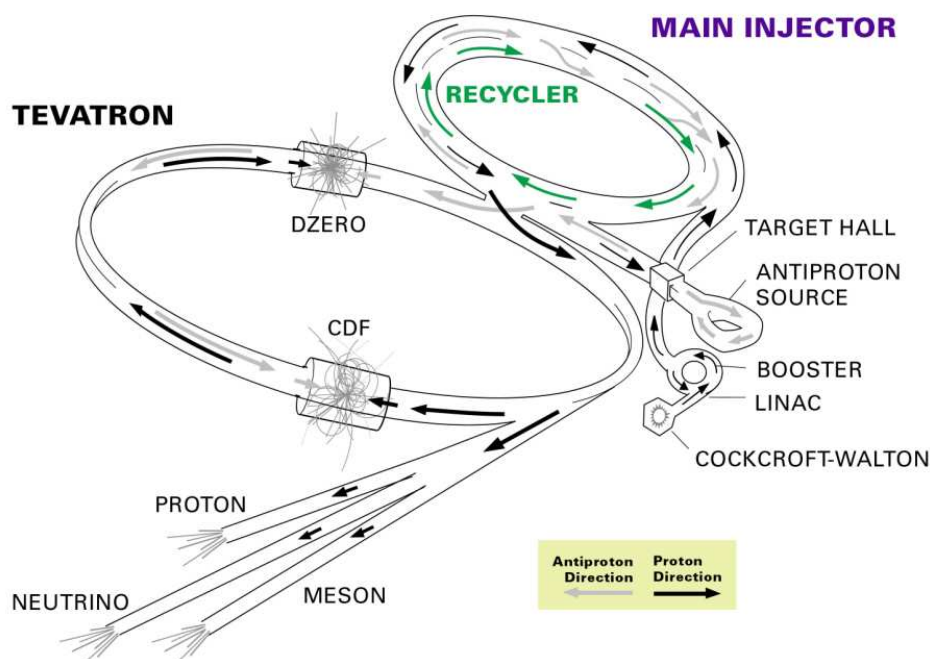


Рис. 2.2: Ускорительный комплекс Тэватрона. Дебанчер и Накопитель помечены как антипротонный источник

протонный синхротрон радиусом 75 м, расположенный 6 м ниже уровня земли. Здесь протоны циркулируют, пока не достигнут энергии 8 ГэВ, а затем отбираются сгустками по $6 \cdot 10^{10}$ частиц в каждом для использования в Тэватроне (или $5 \cdot 10^{12}$ для производства антипротонов).

2.1.2 Основной инжектор

Дальнейшее ускорение протонов до энергии 150 ГэВ происходит в Основном Инжекторе. Этот синхротрон имеет радиус 3 км и был спроектирован для уменьшения неэффектив-

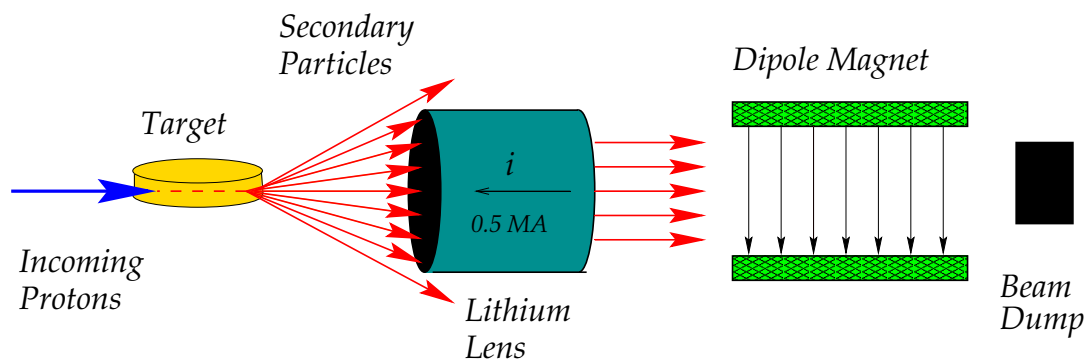


Рис. 2.3: Получение антипротонов для Тэватрона

ности производства антипротонов. Антипротоны образуются путем вывода протонов из Основного Инжектора с энергией 120 ГэВ и пропускания через никелиевую мишень (Рис. 2.3). Антипротоны со средним импульсом 8 ГэВ фокусируются литиевыми линзами и магнитным полем. Затем они проходят накопительное кольцо, Дебанчер, который уменьшает импульсное распределение сгустков путем стохастического охлаждения. В то же самое время увеличивается их пространственное распределение, образуя непрерывный пучок. Далее антипротоны посылаются в Накопитель, где они подвергаются дальнейшему охлаждению и формируются в сгустки. После ускорения до 150 ГэВ протоны и антипротоны направляют в Тэватрон для окончательного ускорения и столкновения. Использование Основного Инжектора позволило увеличить на порядок число антипротонов вводимых в Тэватрон.

2.1.3 Тэватрон

Тэватрон получает протоны и антипротоны при энергии 150 ГэВ и ускоряет их до 0,98 ТэВ. Конечная энергия в системе центра масс возросла по сравнению с Сеансом I с 1,8 до 1,96 ТэВ, что имеет большое значение для физики (например, это увеличивает выход $t\bar{t}$ на 40%). После того, как получены 36 сгустков протонов и 36 антипротонов, они фокусируются с помощью квадрупольных магнитов в двух зонах вокруг кольца, где они сталкиваются каждые 396 нс. Эти две зоны названы D0, где расположен одноименный эксперимент и B0, центр установки CDF. Район столкновений в CDF имеет распределение порядка 30 см в направлении пучка ($\sigma_z \cong 30\text{см}$) из-за геометрии сгустков. Профиль пучка в поперечном направлении близок к кругу и имеет распределение Гаусса $\sigma_z^t \cong 30\text{мкм}$. Светимость на Сеансе II значительно выше за счет строительства Основного Инжектора и увеличения числа сгустков с 6 до 36 без уменьшения количества протонов и антипротонов в сгустке. В настоящее время Тэватрон работает при мгновенной светимости около $4 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Целью Сеанса II является достижение мгновенной светимости $2 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ и интеграла светимости 4 – 8fb к 2009 году.

2.2 Детектор CDF

CDF (Рис. 2.4) является многоцелевым детектором рассчитанным на обнаружение вторичных частиц, рождающихся в протон-антипротонных столкновениях и измерение физических процессов, связанных с их рождением. Как показано на Рис. 2.5, установка CDF имеет цилиндрическую геометрию с центральной областью, двумя торцевыми детекторами и двумя детекторами, вынесенными вдоль направления пучка. Она состоит из электромагнитного и адронного калориметров, построенных с проекционной геомет-

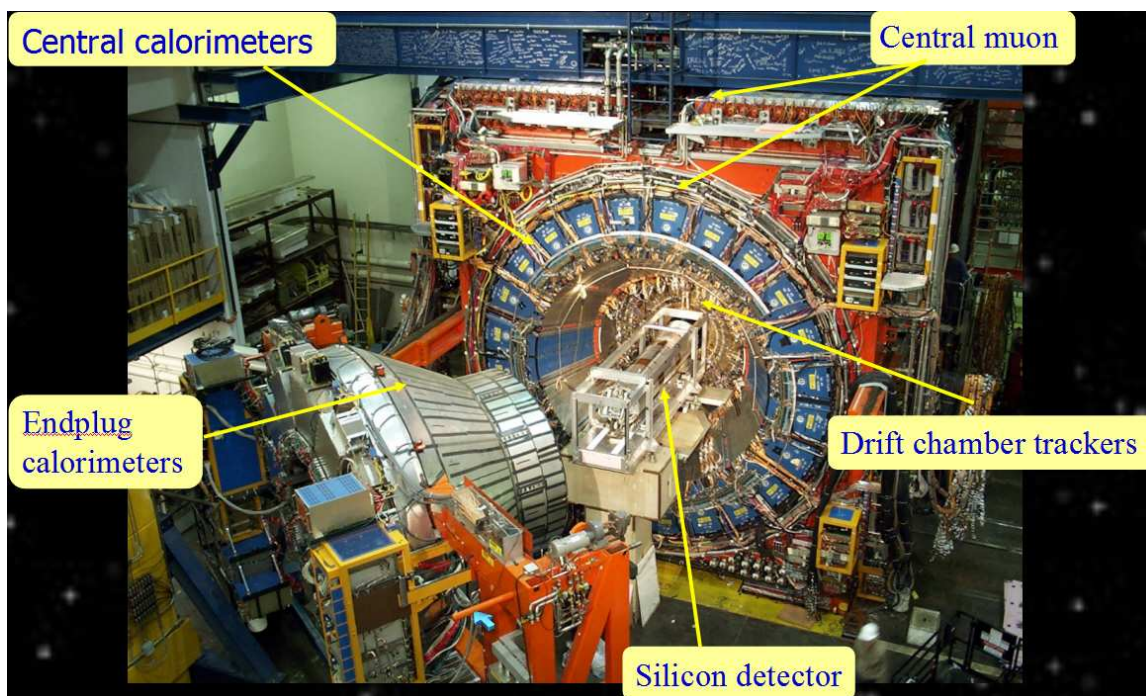


Рис. 2.4: Детектор CDF II

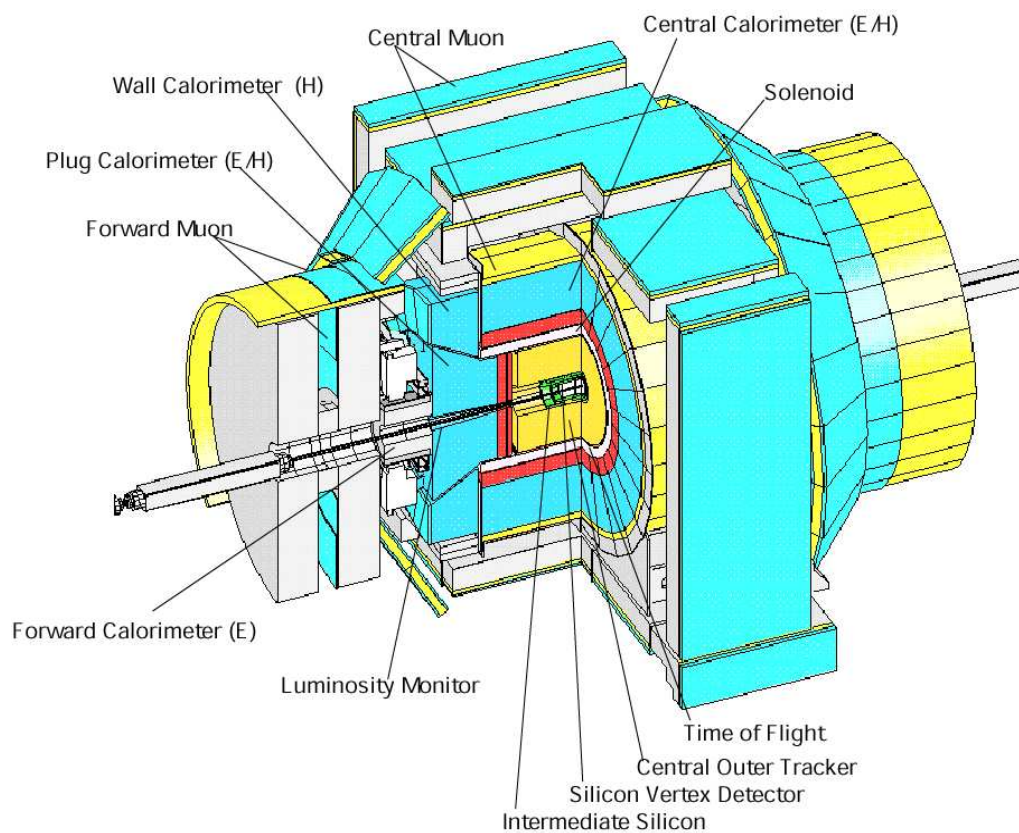


Рис. 2.5: Основные системы детектора CDF II

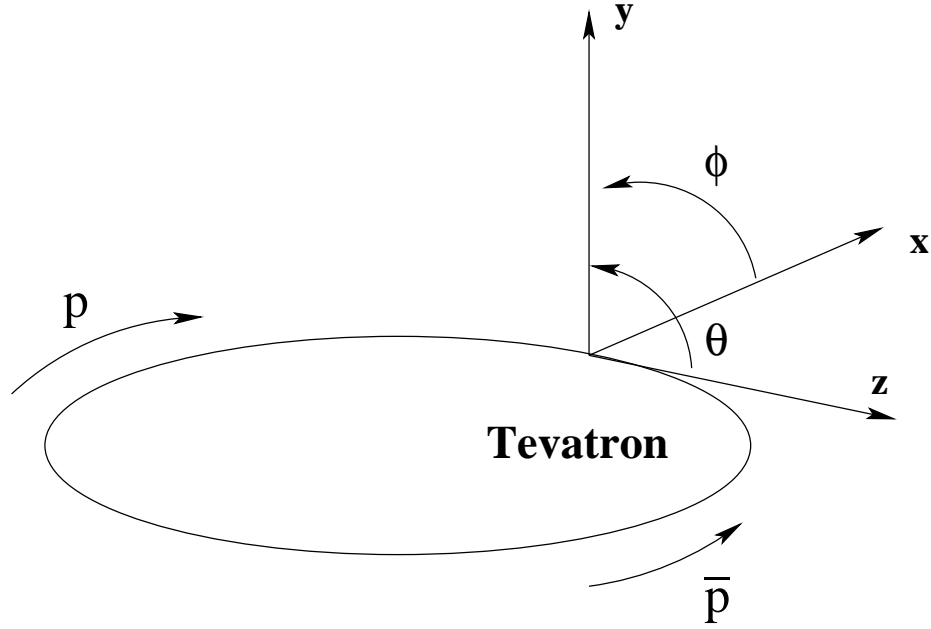


Рис. 2.6: Координатная система на CDF

рией и трековых камер. Трековые камеры находятся в однородном магнитном поле 1,4 Т, ориентированном вдоль пучка протонов, созданном при помощи сверхпроводящего магнитного кольца диаметром 3 м и длиной 5 м. Дрейфовые камеры с внешней стороны адронного калориметра служат для регистрации мюонов и охватывают зону $|\eta| < 1,5$. Детальное описание установки CDF опубликовано в [tdr].

Эксперимент CDF начал работу в 1985 году с Сеанса I, продолжавшегося около 10 лет. Результатом этого сеанса было опубликование более 100 работ по широкому спектру физики на адронном коллайдере, в том числе открытие t кварка [70] и B_c мезона [71]. С 1996 по 2001 установка была значительно модернизирована [73] и в 2001 году начала набор данных в Сеансе II.

2.2.1 Координатная система

CDF использует цилиндрическую систему координат, где ось z направлена вдоль направления пучка протонов с началом в центре детектора и притивоположно направлению магнитного поля. Координаты r и азимутальный угол ϕ измеряются в плоскости, ортогональной к этому направлению, проходя через вершину взаимодействия. Декартова система координат также определена (Рис. 2.6), где оси x и y , также лежащие в поперечной плоскости, ориентированы от детектора и вертикально вверх, образуя правостороннюю систему координат с осью z , определенной выше. Полярный угол θ измеряется вверх от положительной оси z и связан с z и r выражением:

$$z = r \times \cos\theta.$$

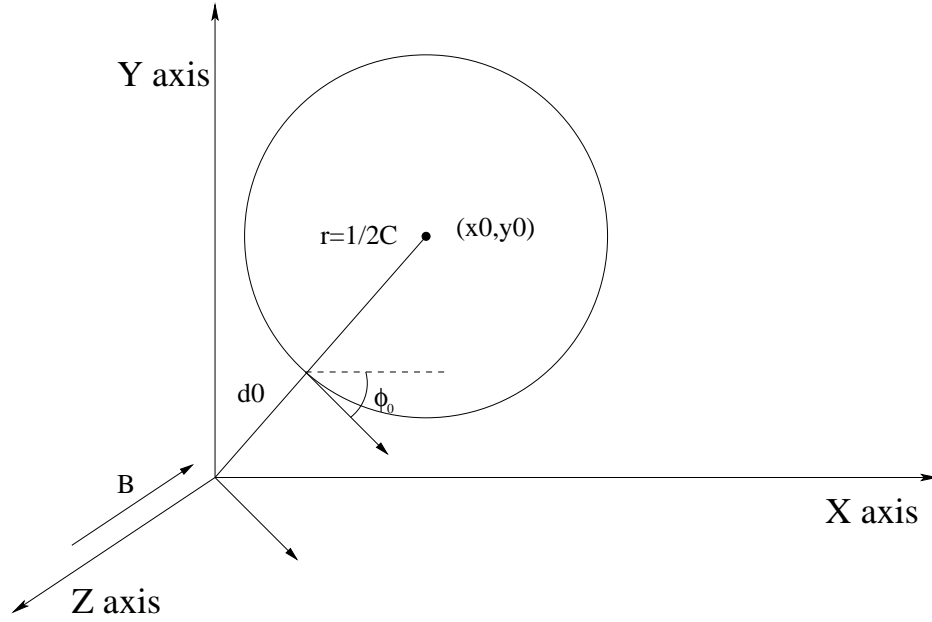


Рис. 2.7: Спиральная траектория частицы в поперечной плоскости с обозначением прицельного параметра d_0 и угла ϕ_0 . Радиус спирали равен $1/2C$, где C — кривизна трека

Псевдобыстрота определяется как $\eta = -\log(\tan(\frac{\theta}{2}))$,

и зависит только от угла θ .

В однородном магнитном поле траектория заряженной частицы — спираль, с осью, параллельной магнитному полю, как показано на Рис. 2.7 На CDF для описания этой спирали используются 5 параметров:

$$\vec{\alpha} = (\lambda, C, z_0, d_0, \phi_0),$$

где $\lambda = \cot\theta$, а θ — полярный угол при минимальном сближении. C — полукривизна и имеет тот же знак, что и заряд частицы. z_0 и ϕ_0 — координата z и направление в точке минимального сближения к началу спирали соответственно. d_0 — импакт параметр, чья величина равна расстоянию между спиралью и началом при минимальном сближении, а знак определяется формулой:

$$d_0 = \frac{\hat{z} \cdot (\vec{r} \times \vec{P}_T)}{|\vec{P}_T|},$$

где \vec{P}_T — поперечный вектор импульса частицы, \vec{r} — вектор, указывающий от первичной вершины на восстановленную траекторию частицы в точке наибольшего сближения к первичной вершине в $r - \phi$ плоскости и \hat{z} — единичный вектор вдоль оси z .

2.2.2 Магнитный спектрометр

Сверхпроводящее соленоидное кольцо дает магнитное поле с центральным значением 1,412 Т позволяющее измерение импульсов заряженных частиц. Поле однородно с точностью до 0.1% в области $|z| < 150\text{см}$ и $|r| < 150\text{см}$. Соленоид и криогенное оборудование

CDF Tracking Volume

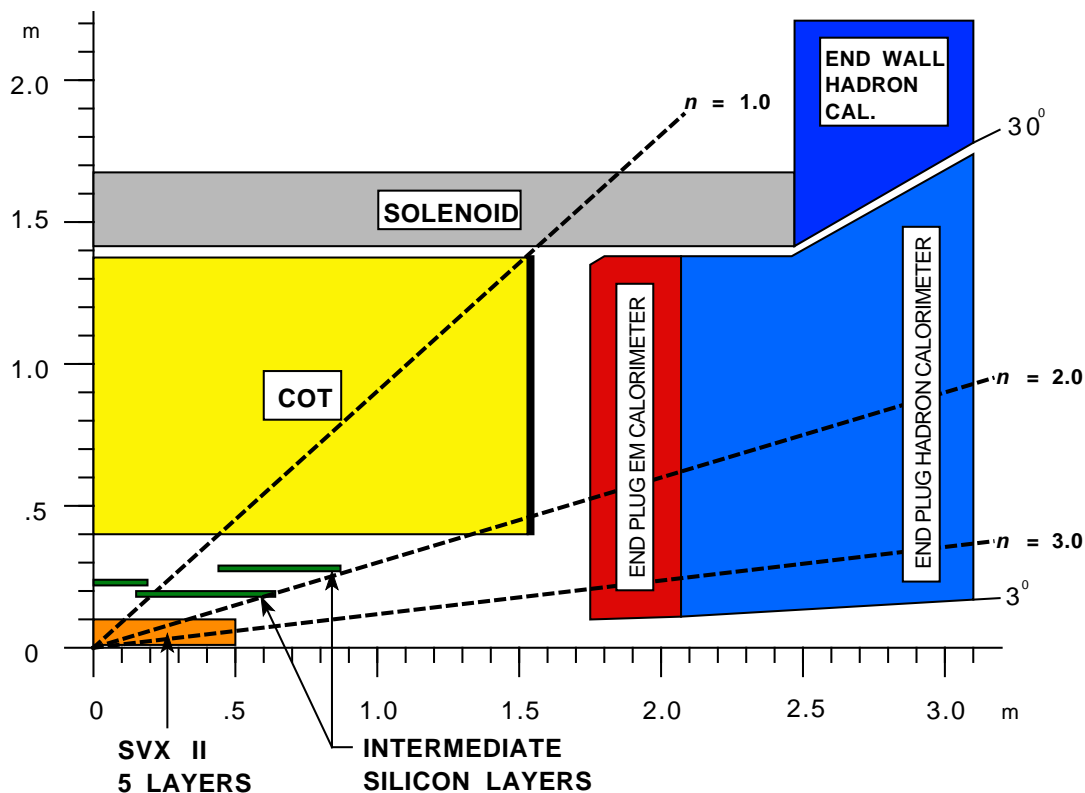


Рис. 2.8: Продольный вид трековой системы на CDF (показана четвертая часть детектора)

составляет 0.85 радиационных длин (X_0) вещества для частиц с углом падения 90° .

2.2.3 Трековая система

Трековая система на CDF, показанная на Рис. 2.8 состоит из центрального внешнего трекера (COT), представляющего собой дрейфовую камеру, покрывающую область $|\eta| < 1$ (центральная область) и внутреннего кремниевого трекера, покрывающего область до $|\eta| < 2$ (передняя область).

2.2.4 Кремниевые детекторы

Внутренняя кремниевая трековая система [75] состоит из трех concentric кремниевых детекторов, расположенных в центре CDF (Рис. 2.9).

Самый внутренний детектор называется **Слой 00 (L00)** [77] и является слоем односторонних, радиационно стойких кремниевых детекторов, размещенных на радиусе 1.35 см от оси трубопровода пучка, который находится между 0.83 и 1.25 см (Рис. 2.13(a)). Рис. 2.13(б) показывает важность L00. Наличие SVX 3 микросхем считывания на ги-

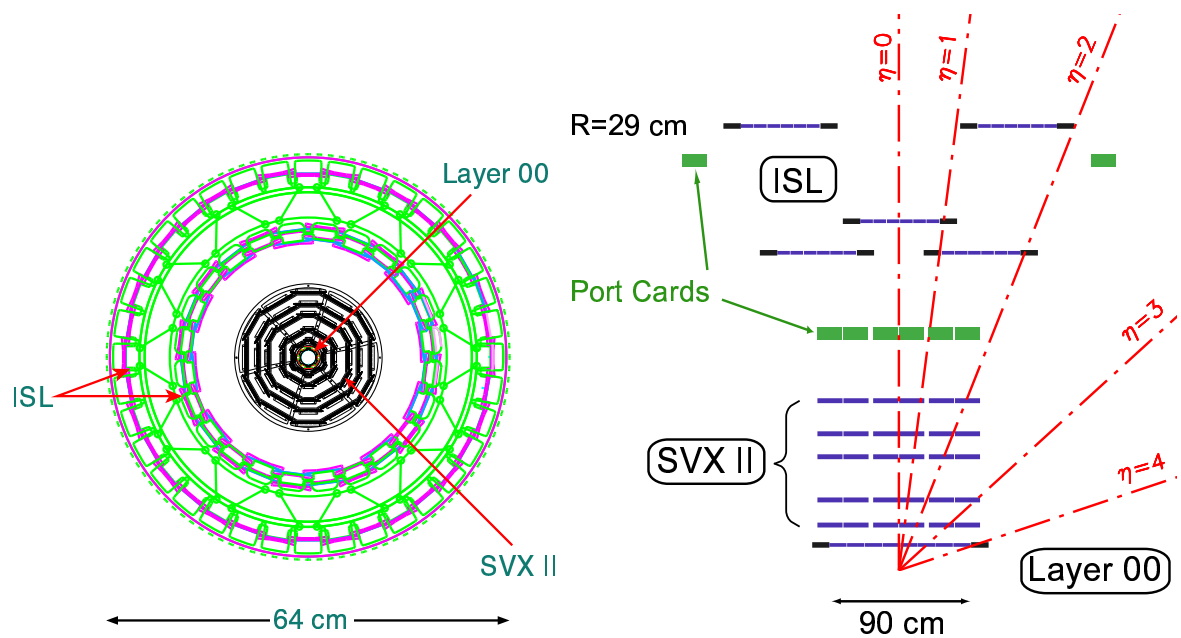


Рис. 2.9: а) Вид с торца (а) и сбоку (б) на кремниевую систему CDF

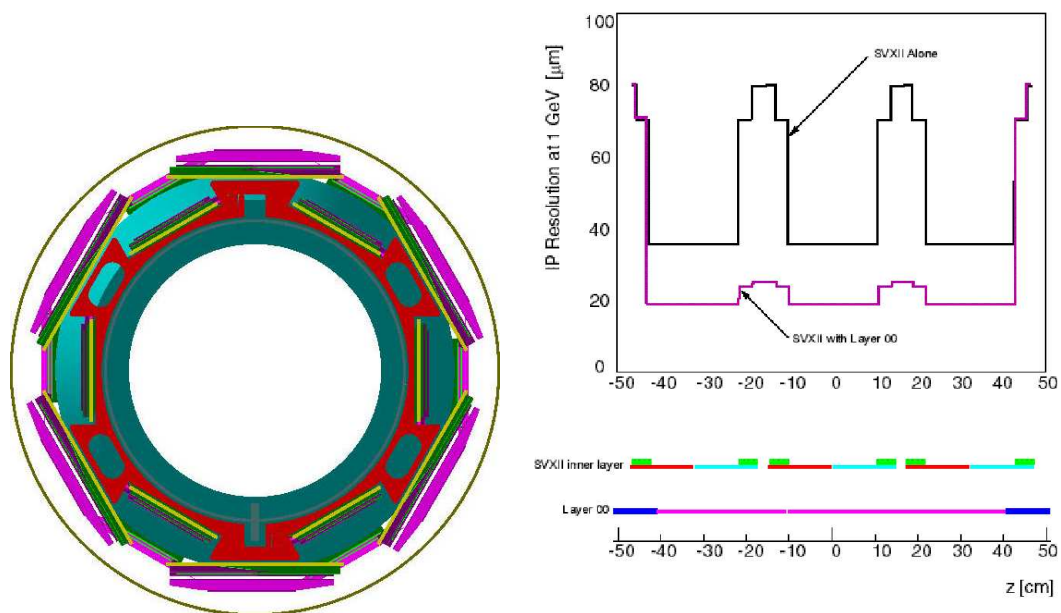


Рис. 2.10: а) Вид с торца на детектор L00. б) Влияние детектора L00 на разрешение прицельного параметра

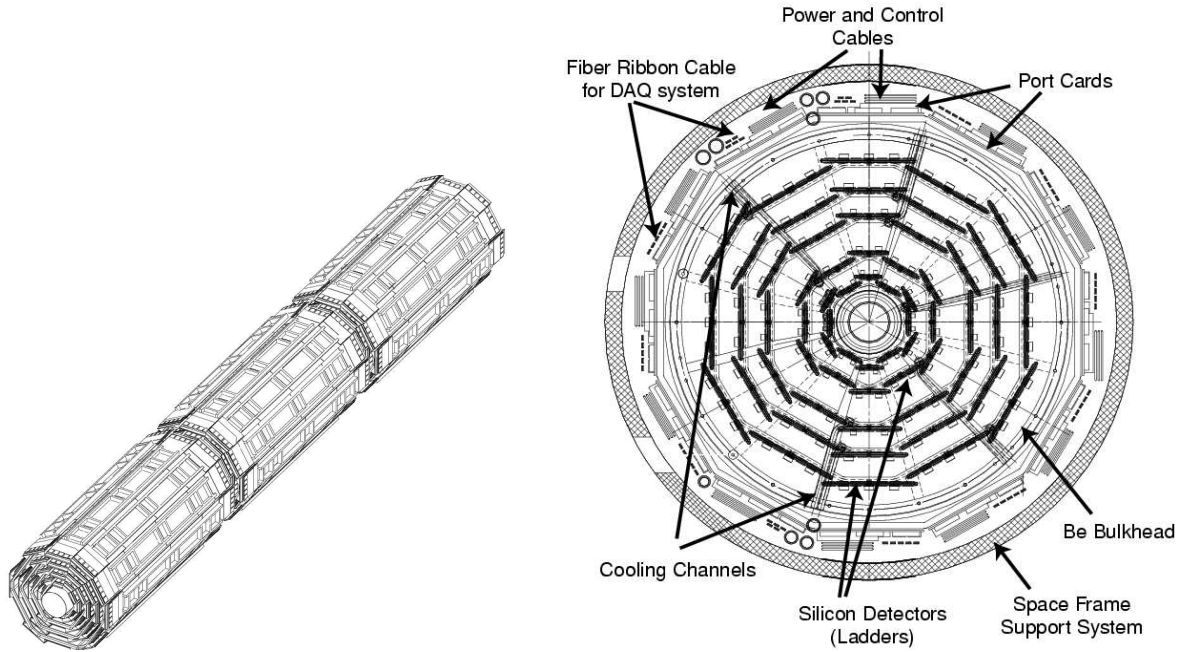


Рис. 2.11: Вид трех бочек кремниевого детектора SVX II (слева). Вид одной бочки, состоящей из 12 сегментов по 5 слоёв в каждом (справа)

бридных платах в SVX II приводит к ухудшению разрешения на импакт параметр в этих местах. Применение L00 значительно улучшает это разрешение, что является важным фактором для В-физики. L00 был построен с использованием радиационно-стойкой технологии детекторов, разработанной для экспериментриментов на LHC.

Вершинный кремниевый детектор (SVX II), размещенный сразу за L00 на радиусе 1,6 см, состоит из трех бочек, каждая длиной 29 см, как показано на Рис. 2.11. Все вместе они покрывают 45 см вдоль оси z по каждую сторону от точки взаимодействия. Каждая бочка разделена на 12 сегментов по ϕ , каждый сегмент включает 5 слоев двусторонних кремниевых микрополосковых детекторов между радиусами 2,7 и 10,7 см от линии пучка, покрывая область $-2 < |\eta| < 2$. Три слоя соединяют измерение в плоскости $r - \phi$ на стороне, обращенной к трубопроводу пучка, со стерео измерениями под углом 90° на обратной стороне детектора. Остальные два слоя соединяют измерение в плоскости $r - \phi$ на одной стороне с измерениями под малым стерео углом в $1,2^\circ$ на обратной стороне (таблица 2.1). Ширина зоны имплантации — 15 мкм для $r - \phi$ стрипов и $1,2^\circ$ стерео стрипов, и 2 мкм для 90° стерео стрипов.

Информация о стерео угле со всех слоев объединяется для построения трехмерного трека. Каждый слой состоит из 4 кремниевых сенсоров, объединенных в пары. Сенсоры в каждой паре соединены микропроводами так, что считывание происходит с обоих концов бочки. На Рис. 2.12 представлен вид сверху на один слой детекторов, где указано местоположение считывающих микросхем SVX3. Важной особенностью детектора

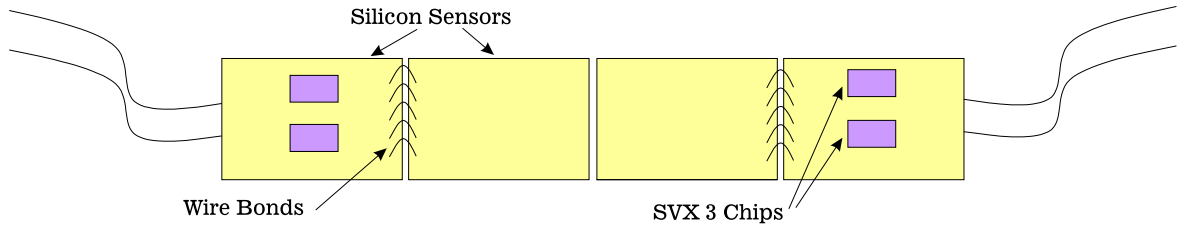


Рис. 2.12: Вид сверху на один слой кремниевых детекторов в SVX II

Параметр	Слой 1	Слой 2	Слой 3	Слой 4	Слой 5
число ϕ стрипов	256	384	640	768	896
число Z стрипов	256	576	640	512	896
стерео угол	90°	90°	1,2°	90°	-1,2°
шаг ϕ стрипов (мкм)	60	62	60	60	65
шаг Z стрипов (мкм)	141	125,5	60	141	65

Таблица 2.1: Основные параметры слоев SVX II

CDF является тот факт, что значительная часть электроники считывания расположена непосредственно на кремниевых сенсорах. Порткарты [76] смонтированы снаружи детектора, но гибридные платы (на которых располагаются считывающие микросхемы) смонтированы на кремниевых пластинах и, следовательно, ближе к области взаимодействия.

Разрешение на прицельный параметр для центральных треков с большими импульсами $\sigma_\phi < 30\text{мкм}$, а $\sigma_z < 60\text{мкм}$. При нормальном угле падения координатное разрешение определяется как $\frac{\text{шаг стрипа}}{\sqrt{12}}$, в то время как для частиц с наклонными треками разрешение будет между 12 и 25 мкм.

Промежуточный кремниевый слой (ISL) (Рис. 2.13) состоит из трех кремниевых слоев расположенных на радиусах 20, 22 (центральный слой) и 28 см от оси пучка. Центральный слой покрывает область $|\eta| < 1$, а два внешних — область $1 < |\eta| < 2$. Каждый слой сделан из двусторонних детекторов и имеет $r - \phi$ стрипы с одной стороны и стрипы с малым стерео углом с другой (таблица 2.2). Комбинированная информация от SVX и ISL позволяет восстанавливать трехмерные треки независимо от COT, в автономной моде, тем самым давая возможность измерения эффективности работы COT. Разрешение системы SVX+ISL определяется как:

$$\sigma_{p_T}/p_T^2 \approx 0,4\%; \sigma_{d_0} = 15\text{мкм}; \sigma_{\phi_0} = 0,3 \text{ мрад},$$

где d_0 — импакт параметр трека, ϕ_0 — угол между треком и осью x .

Однако, в данной работе используются только центральные мюоны и не принимается в рассмотрение информация с кремниевых детекторов.

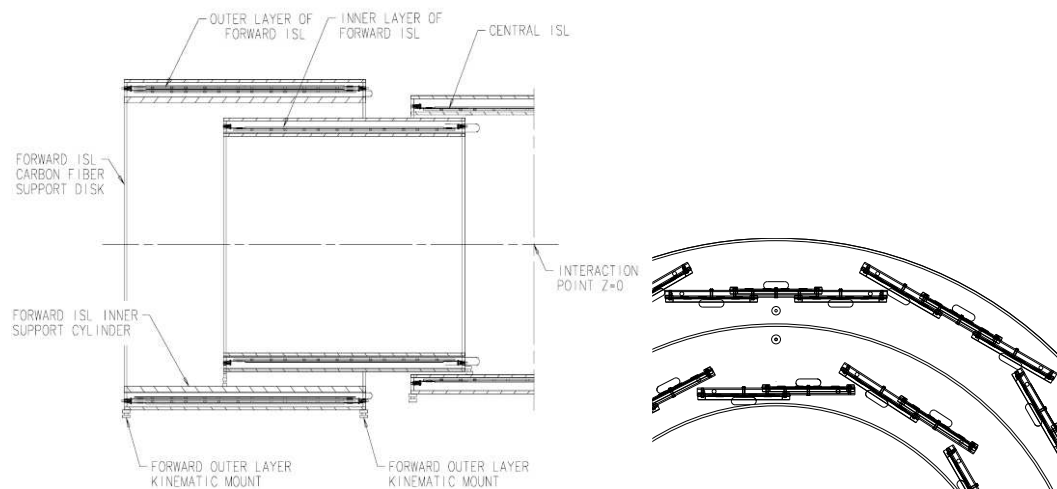


Рис. 2.13: Вид сбоку на детектор ISL (слева) и вид с торца на часть ISL (справа)

число ϕ стрипов	1024
число стерео стрипов	768
стерео угол	1,2°
шаг ϕ стрипов (мкм)	55
шаг стерео стрипов (мкм)	73
разрешение по ϕ (мкм)	<16
разрешение по стерео (мкм)	<23

Таблица 2.2: Физические параметры сенсоров ISL

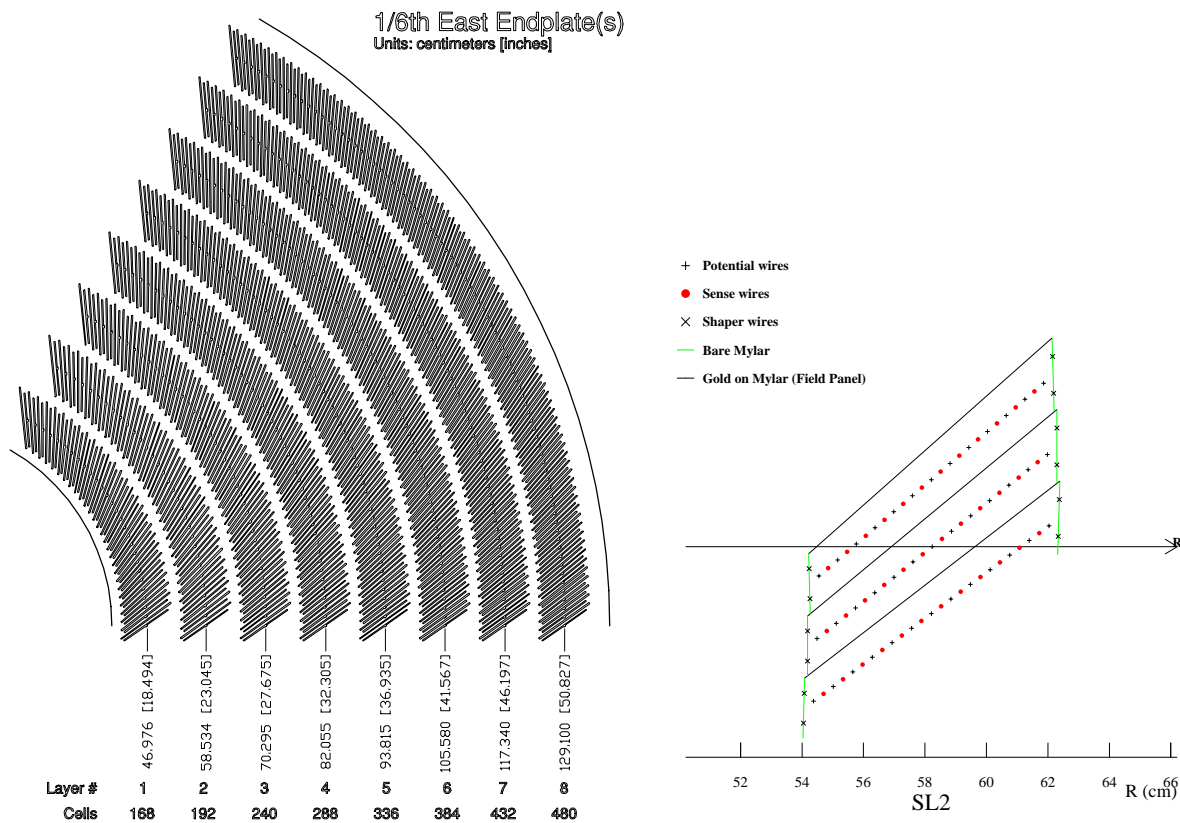


Рис. 2.14: Вид сбоку на часть детектора COT (слева). Ячейка COT (справа)

2.2.5 Внешний центральный трекер

Обнаружение треков в центральной области осуществляет внешний центральный трекер (COT) [73] [74], представляющий собой дрейфовую камеру с открытой ячейкой, состоящую из восьми суперслоев (Рис. 2.14) ячеек, расположенных между радиусами 40 и 137 см от оси детектора. Суперслои разделены по ϕ на суперячейки. Каждый суперслой включает 12 слоев чувствительных проволочек, с примерно одинаковым максимальным временем дрейфа, перемежающихся с потенциальными проволочками. Число суперячеек в данном суперслое примерно пропорционально его радиусу. Суперячейка наклонена под углом 35° к радиальному направлению. Пространство между ячейками заполнено газовой смесью $Ar - Et - CF_4$ в соотношении 50:35:15 для обеспечения быстрой скорости дрейфа ($\approx 100 \text{ мкм/нс}$), необходимой для работы при высоких светимостях. Чувствительные и потенциальные проволочки сделаны из вольфрама, а полевые панели — из позолоченного майлара. Чувствительные проволочки являются частью цепи, регистрирующей потенциал, вызванный прохождением ионов, образованных при прохождении частицы с высокой энергией. Потенциальные проволочки определяют форму поля, а полевые панели образуют катод регистрирующей схемы. Четыре суперслоя являются осевыми (для измерений в поперечной плоскости), а остальные 4 — стерео (для измере-

ний z координаты), с стерео углами $\pm 2^\circ$. Суперслои чередуются и начинаются со стерео суперслоя. Наилучшее разрешение по поперечному импульсу p_T [ГэВ]: $\frac{\sigma(p_T)}{p_T^2} \approx 0.0009$. В таблице 2.3 даются основные характеристики COT.

COT	Значение
радиальный охват (см)	от 44 до 132
число суперслоев	8
стерео угол ($^\circ$)	+3, 0, -3, 0, +3, 0, -3, 0
число ячеек в слое	168, 192, 240, 288, 336, 384, 432, 480
радиус центра суперслоя (см)	46, 58, 70, 82, 94, 106, 119, 131
число слоев в суперслое	12
дрейфовое поле	2,5 кВ/см
максимальное время дрейфа	100 нс
максимальная длина дрейфа	0,88 см
разрешение	180 мкм
область рапидити	$ \eta < 1$
число каналов	30240
толщина вещества	1,6% X_0

Таблица 2.3: Основные характеристики COT

Заряженная частица, пересекающая весь детектор COT в радиальном направлении, приведет к 96 измерениям. Ионы, образованные заряженной частицей, проходящей через COT, собираются на чувствительных проволочках, давая информацию (через время дрейфа) о $r - \phi$ положении попаданий. Срабатывания со стерео и осевых проволок объединяются для получения координаты z . Трехмерная последовательность срабатываний фитируется и образует трек. Импульс и заряд трека определяются по его кривизне в магнитном поле. Если B есть напряженность магнитного поля, то поперечный импульс трека p_T определяется выражением:

$$p_T = Bqr,$$

где q — заряд частицы, а r — радиус трека. Разрешение по кривизне трека было получено из моделирования и составляет $0,68 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$, что соответствует импульсному разрешению $\sigma_{p_T}/p_T^2 \cong 3 \times 10^{-3} [\text{ГэВ/с}]^{-1}$. Так как более энергичные треки изгибаются слабее, кривизна, а следовательно, и импульсное разрешение COT, уменьшается у треков с большими импульсами. Разрешение на импакт параметр d_0 около 600 мкм, разрешение на $\cot\theta \approx 6 \times 10^{-3}$. Полный заряд, собранный при прохождении частицы через детектор, дает измерение потерь энергии на ионизацию газа на единицу длины (dE/dx). Потери энергии (dE/dx) заряженной частицы зависят от скорости частицы и

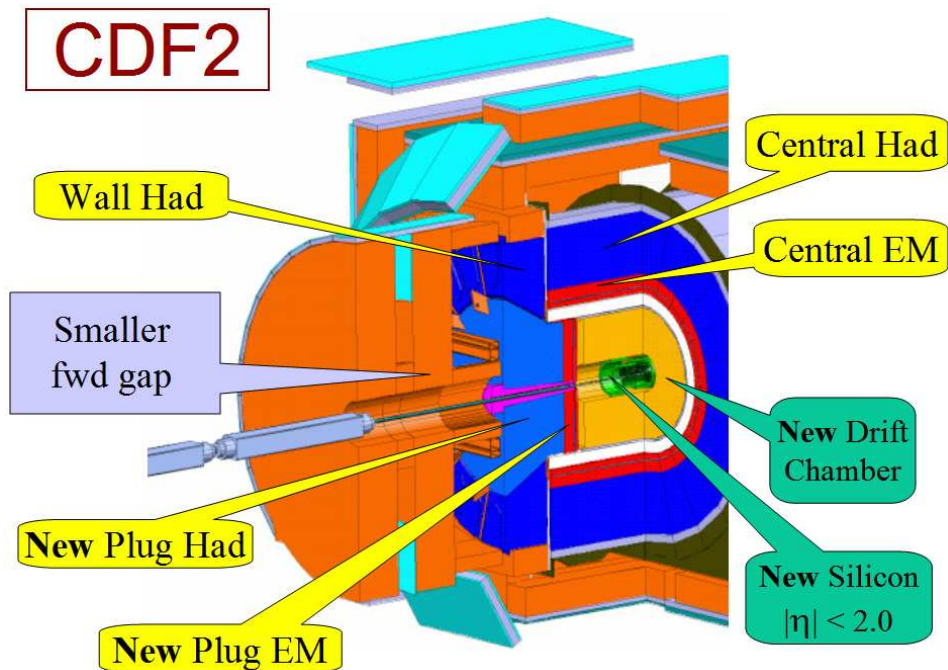


Рис. 2.15: Система калориметров на CDF

в сочетании с информацией об импульсе частицы дают её массу. COT является важным элементом в регистрации мюонов в центральной области, так как мюонные кандидаты, зарегистрированные мюонными детекторами, согласовываются с треком в COT.

2.2.6 Калориметры

Система калориметров на CDF (Рис. 2.15) расположена снаружи соленоида и служит для измерения энергии заряженных и нейтральных частиц, рожденных в $p\bar{p}$ столкновениях. Калориметр разделен на две секции: центральная ($|\eta| < 1$) и торцевая ($1,1 < |\eta| < 3,64$). Каждая секция состоит из электромагнитного (CEM, PEM) и адронного (CHN, PHN) калориметров. Промежуточный адронный калориметр (WNA) закрывает зазор между центральной и торцевой секциями, как показано на рис... Центральный калориметр разделен по $\eta = 0$ на две половины; каждая половина состоит из 24 сегментов по ϕ . Сегмент, как показано на Рис. 2.16, состоит из 10 башень, охватывающих 0,1 по η и 15° по ϕ . CEM калориметр сделан из свинцовых пластин, перемежающихся полистирольными сцинтилляторами. Проходя через калориметр, частица взаимодействует с веществом, образуя ливни фотонов, электронов и позитронов. Электроны и фотоны дадут ливни раньше и их ливни почти целиком останутся в электромагнитных секциях, в то время как адроны (например, пионы) начнут адронные ливни позднее, оставляя значительную часть своей энергии в адронных калориметрах. Фотоны, образованные в результате сцинтилляций, выходят через световоды на концах сцинтиллятора, где

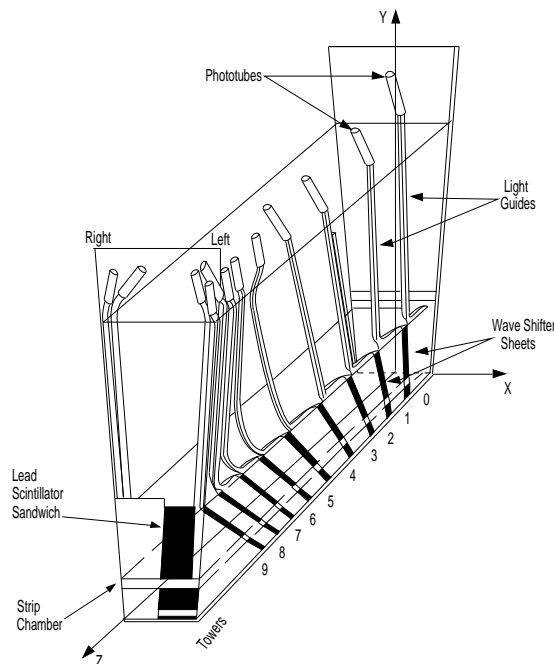


Рис. 2.16: Один сегмент центрального калориметра СЕМ. Каждый сегмент покрывает одну башню в азимутальном направлении ($\Delta\phi = 15^\circ$ и 10 башень по псевдобыстроте ($0 < |\eta| < 1,1$). Пропорциональная камера CES, обозначенная на рисунке как стриповая камера, расположена в месте максимального ливня

фотоумножители (по два на башню электромагнитного калориметра) измеряют число фотонов в ливне. СНА и WNA используют акриловый сцинтиллятор, чередующийся с железными пластинами и имеют схему считывания, аналогичную СЕМ. Пропорциональные камеры (CES и PES) вставлены в электромагнитные калориметры в области максимума ливня, $0 < |\eta| < 0,613$ и $0,623 < |\eta| < 1,1$, на расстоянии порядка 6 радиационных длин (X_0). Эти камеры, по две на сегмент калориметра, имеют проволочки в $r - \phi$ плоскости и катодные полосы вдоль оси z для регистрации трехмерного положения ливня (Рис. 2.17). Эта информация определяет положение падающей частицы в башне и позволяет согласовать трек и ливень. Остальные две пропорциональные камеры, центральный и торцевой радиаторы (CPR и PPR) расположены между передней стороной электромагнитных калориметров и кольцом магнита. Эти камеры могут быть использованы для пион-пионного разделения и идентификации электронов. Калориметр позволяет измерять энергию струй с точностью до 2,5%.

2.2.7 Мюонная система

Мюоны проходят трековую систему и калориметры с малыми потерями энергии. Например, мюоны от Z распадов оставляют около 0,4 ГэВ в электромагнитном калориметре

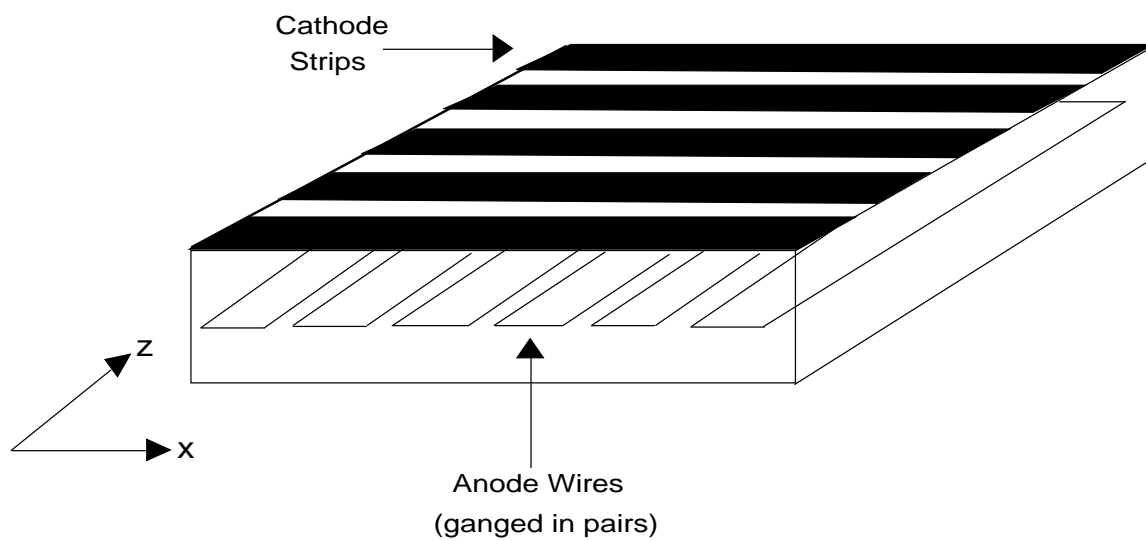


Рис. 2.17: Геометрия пропорциональной камеры CES

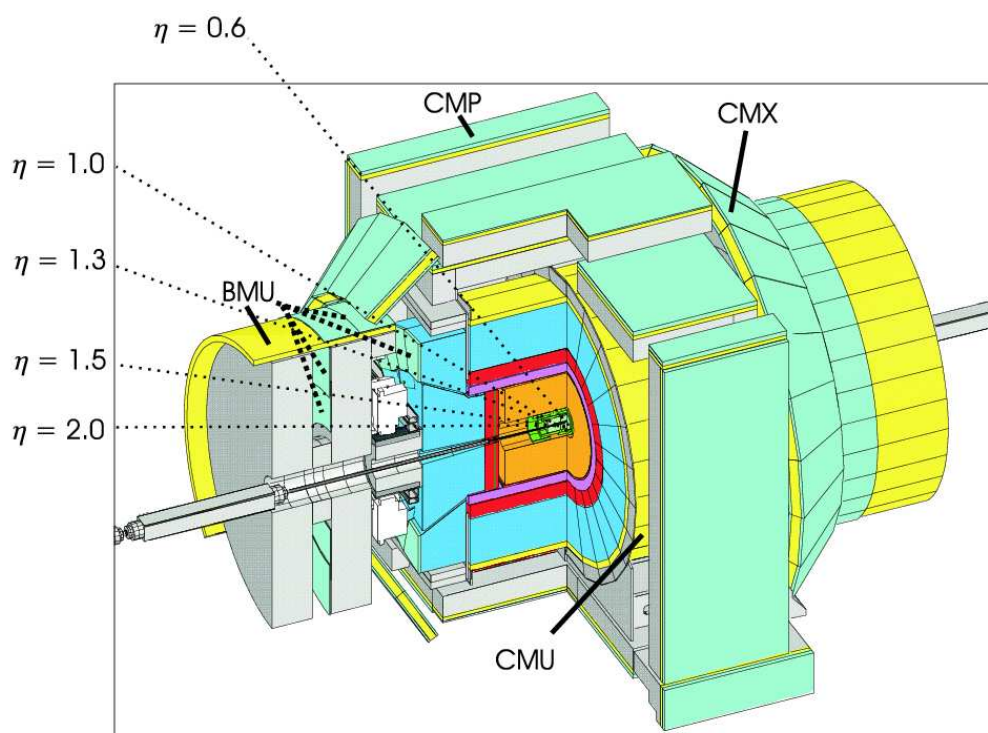


Рис. 2.18: Трехмерный вид детектора CDF с указанием расположения мюонных камер

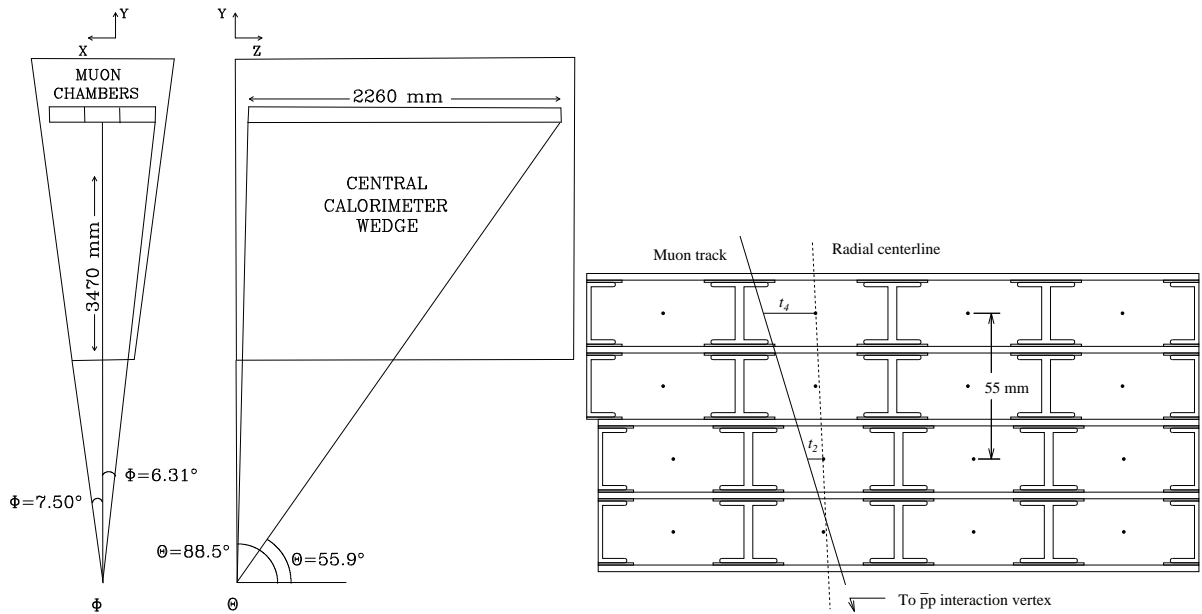


Рис. 2.19: Расположение башень детектора CMU

и 2 ГэВ в адронном. Поэтому мюонный кандидат должен иметь минимальные потери энергии в калориметрах, трек с минимальными ионизационными потерями в COT и срабатывания в мюонных камерах, расположенных с внешней стороны детектора CDF. Мюонная система CDF (Рис. 2.18) состоит из четырех детекторов, представляющих собой пропорциональные камеры с поглотителями и сцинтилляторами в области $|\eta| < 2$. Это центральный мюонный детектор (CMU), усовершенствованный центральный мюонный детектор (CMP), дополнительный центральный мюонный детектор (CMP) и цилиндрический мюонный детектор (BMU). Все четыре детектора состоят из слоев однопроволоочных дрейфовых камер. Смежные слои расположены уступами, чтобы устранить неопределенность в координате срабатываний (Рис. 2.19). Создание мюонного объекта включает процесс формирования частичного трека из срабатываний в мюонных камерах и согласования его с треком в COT. Характеристики мюонной системы представлены в таблице 2.4

2.2.8 Времяпролётная система (TOF)

Времяпролётная система [77] позволяет улучшить идентификацию каонов и пионов с малыми поперечными импульсами (Рис. 2.20). Основной мотив заключается в улучшении тагирования b кварка, что важно для анализа В смешивания и нарушения CP четности. Идентификация частиц с помощью TOF проводится путём измерения разницы между временем регистрации частицы сцинтиллятором и временем столкновения. Масса частицы m может быть определена из её импульса p , расстояния от точки столк-

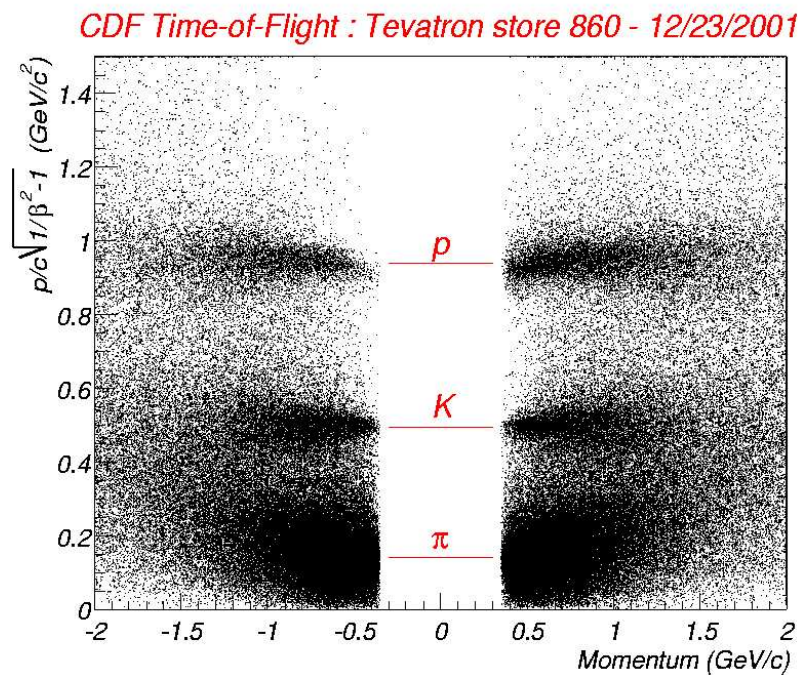


Рис. 2.20: Разделение K , π и p с помощью TOF

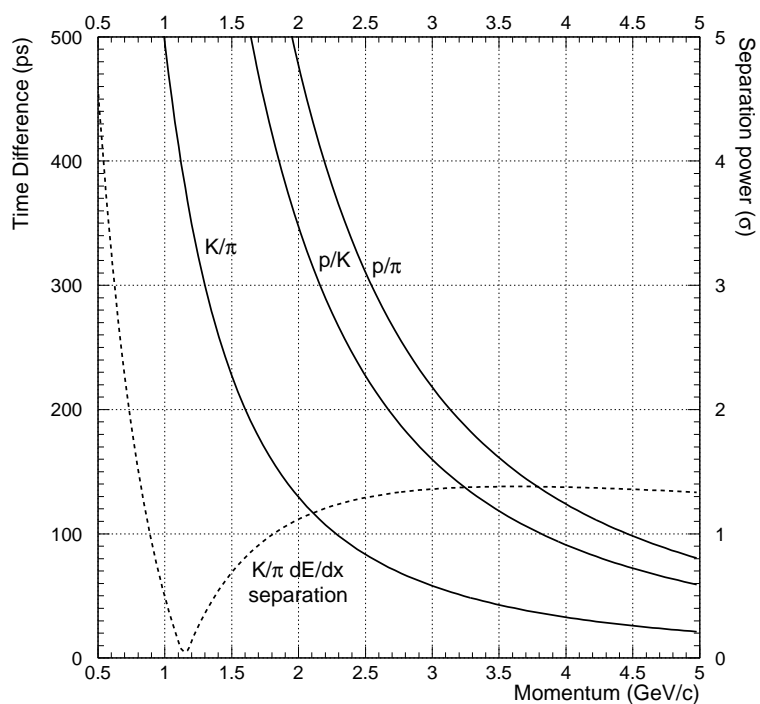


Рис. 2.21: Разница во времени в зависимости от импульса между K/π , p/K и p/π , проходящих расстояние 140 см, выраженная в пикосекундах и параметре разделения, предполагая разрешение 100 пс. Штриховая линия относится к измерению dE/dx в COT

Параметр	CMU	CMР	CMX	BMU
область псевдобыстроты	$ \eta < 0,6$	$ \eta < 0,6$	$0,6 \leq \eta \leq 1,0$	$1,0 \leq \eta \leq 1,5$
длина дрейфовой трубки (см)	226	640	180	363
ширина дрейфовой трубки (см)	6,35	15	15	8,4
максим. время дрейфа (мкс)	0,8	1,4	1,4	0,8
число дрейфовых трубок	2304	1076	2208	1728
толщина сцинтиллятора (см)	-	2,5	1,5	2,5
ширина сцинтиллятора (см)	-	30	30-40	17
длина сцинтиллятора (см)	-	320	180	180
число сцинтилляторов	-	269	324	864
миним. p_T мюона (ГэВ/с)	1,4	2,2	1,4	1,4-2,0
разрешение многократного рассеивания (см/р)	12	15	13	13-25

Таблица 2.4: Основные параметры мюонной системы

новения пучков до сцинтиллятора L и времени пролёта t :

$$m = \frac{p}{c} \sqrt{\frac{c^2 t^2}{L^2} - 1},$$

где p и L измеряются трековой системой. На Рис. 2.21 показана разница во времени пролёта между K/π , π/K и p/π . Для сравнения также показано разделение, основанное на удельных ионизационных потерях энергии dE/dx , измеренных центральной дрейфовой камерой. Система TOF значительно улучшает разделение K/π в области импульсов $p \leq 1,6 \text{ ГэВ/с}$.

2.2.9 Триггерная система

Триггер играет важную роль в экспериментах на адронных коллайдерах. Так как частота столкновений значительно превышает скорость записи событий, необходимо обеспечить быстрый отбор интересующих событий. В Сеансе II при проектной светимости частота столкновений около 7,6 МГц, а скорость записи — менее 75 Гц. Задача триггера — эффективно отобрать интересующие события среди большого числа упругих столкновений. Триггерная система на CDF имеет 3 уровня, каждый из которых обеспечивает достаточное снижение частоты срабатываний, чтобы позволить обработку событий на следующем уровне с минимальным мертвым временем. На Рис. 2.23 показана функциональная блок схема системы сбора данных, а на Рис. 2.23 — блок схема триггерной системы.

Первый уровень (L1)

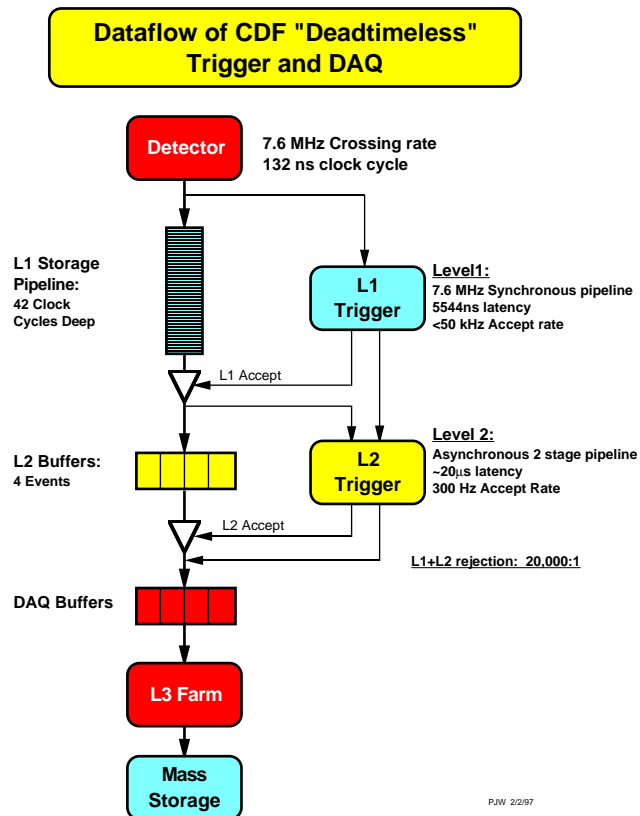


Рис. 2.22: Функциональная схема системы сбора данных на CDF

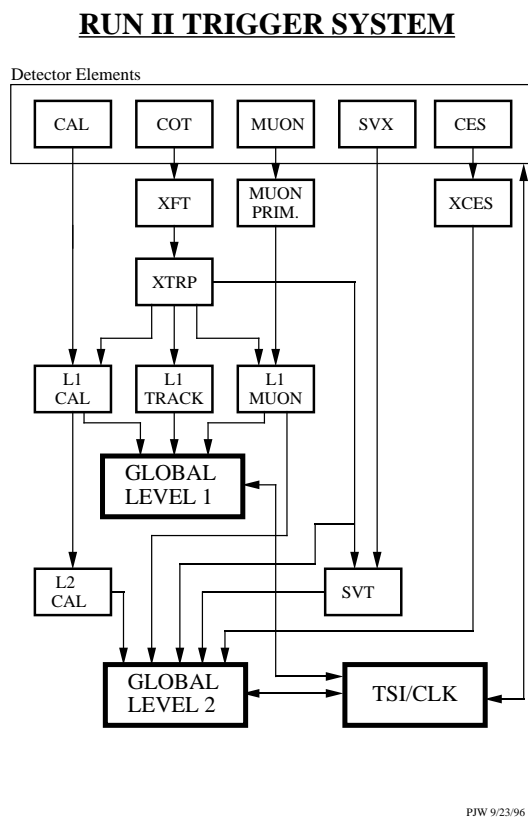


Рис. 2.23: Блок-диаграмма триггерной системы CDF

Первый уровень триггера использует информацию с детекторов установки чтобы найти физические объекты и принимает решение путем подсчета их количества [73]. На вход L1 триггера приходят данные с калориметров, трековых камер и мюонных детекторов. Решение об отборе события для дальнейшей обработки основано на количестве и энергии электронов, струй и мюонных кандидатов, потеря энергии в событии или кинематических свойствах данных объектов. L1 триггер выполнен в виде трех параллельных синхронных потоков обработки которые поставляют данные на вход блока, принимающего решения. Один из потоков находит объекты в калориметре (например, электроны, струи), другой находит мюоны, а третий — треки в центральной области. Триггеры могут использовать логические комбинации этих потоков. Все элементы L1 триггера синхронизованы с периодом 132 нс. В настоящее время ускоритель работает в режиме с 36 сгустками и периодом 396 нс, поэтому 2 промежуточные периода триггера автоматически отбрасываются. Максимальная частота допускаемая L1 триггером — около 20 кГц, типичная — 12 кГц.

За формирование объектов L1 триггера, связанных с треками, отвечают XFT (очень быстрый трекер) и XTRP (модуль экстраполяции), измеряющий поперечный импульс p_T и ϕ треков. Так как мюонный и калориметрический потоки требуют наличия трека, указывающего на соответствующие элементы внешних детекторов, треки, найденные XFT должны посылаться в другие потоки. С точки зрения В-физики XFT и XTRP являются наиболее важными элементами L1. XFT обрабатывает данные с COT и используя двухступенчатый алгоритм находит треки с большими значениями p_T . Для каждого осевого слоя COT первая ступень алгоритма определяет возможные маски срабатываний для $p_T \geq 1,5 \text{ ГэВ}$. Затем вторая стадия алгоритма проверяет сектора по $1,2^\circ$ и совмещает срабатывания с высокими p_T с этими слоями, образуя трековые кандидаты с большими поперечными импульсами.

XTRP получает треки от XFT и передает их на L1 и L2. Если трек имеет p_T выше порогового значения, XTRP передает его в L1. Принятие L1 триггера зависит от числа треков, найденных XTRP.

Второй уровень (L2)

События, отобранные L1 триггером поступают на обработку на второй уровень триггера L2, состоящий из нескольких асинхронных подсистем. Обработка начинается после того, как событие записано триггером L1 в один из четырех буферов L2. Пока L2 триггер обрабатывает событие в одном из буферов, этот буфер не может быть использован для следующей записи. Если все четыре буфера заняты, эксперимент не может принимать события. Для минимизации мертвого времени, L2 триггер разделен на 2 этапа, каждый длительностью около 10 мкс, что позволяет обрабатывать L1 триггера вплоть до 50 кГц. Буфера L2 выполняют частичное восстановление событий используя всю ту же инфор-

мацию что и L1 триггер, но с большей точностью. Дополнительно, на уровне L2 доступна информация с ливниевых детекторов Shower-Max и с кремниевого детектора SVX, что улучшает идентификацию электронов и фотонов и восстановление вторичных частиц. Более того, алгоритм восстановления струй используется системой поиска кластеров. После записи события в одном из процессоров, событие проверяется на соответствие одному из условий L2 триггера. Это происходит параллельно с загрузкой новых событий в память. Типичная частота L2 триггера от 100 до 300 Гц, в зависимости от светимости, с коэффициентом отбрасывания около 150. Триггер L2 имеет улучшенное импульсное разрешение для треков, более точное согласование между мюонными прототипами и центральными треками и доступ к данным от центрального ливниевых детектора (CES) для улучшенной идентификации электронов и фотонов. Данные от кремниевого трекера (SVX II) также доступны для L2, они могут ассоциироваться с XFT треками с помощью триггера вторичных вершин (SVT) [81] [82], обеспечивая точное измерение прицельного параметра трека d_0 , который определяется как минимальное расстояние между вершиной и траекторией трека.

Третий уровень (L3)

Триггер третьего уровня состоит из двух компонент, компоновщика событий (EVB) и L3 фермы. Первый и второй уровни должны принимать решения очень быстро, что не позволяет полностью восстанавливать события. После принятия решения вторым уровнем триггера компоновщик событий собирает фрагменты события, хранящиеся в 140 крейтах, в блок данных. L3 ферма включает в себя 16 малых ферм, которые получают фрагменты события и обрабатывают их, образуя структуру данных, пригодную для анализа. Так как обработка одного события занимает около секунды на одном процессоре, L3 ферма состоит из 250 компьютеров с двойными процессорами под операционной системой Линукс, что позволяет достичь необходимой скорости обработки.

События затем передаются триггерному процессору, который принимает решение о их записи. При построении события, проверяется его целостность, используя информацию, недоступную на ранних уровнях триггера. Происходит полное трехмерное восстановление события и более строгое согласование треков с информацией от калориметров и мюонной системы. Система алгоритмов для автономного анализа представляет собой модули восстановления событий и отдельные фильтры для определенных триггеров. Третий уровень обрабатывает события с частотой около 75 Гц. Размер каждого события около 250 кб. Более подробно триггерная система для идентификации мюонов рассмотрена в Главе 4

2.3 Генерация и моделирование событий

На основании известной физики изучаемых процессов разработаны компьютерные программы, воспроизводящие кинематику физических процессов (образование и распад изучаемых частиц) и моделирующие прохождение частиц через вещество детектора (потери энергии, рассеивание и прочее). Первый этап называется генерацией событий и обычно обеспечивается программами Монте Карло. Эти программы включают знания физики процессов и воспроизводят их кинематику. После генерации события обрабатываются программами моделирования, воспроизводящими физику взаимодействия частиц с веществом детектора, такими как GEANT [83], где собрана полная информация о веществе и геометрии детектора. На выходе из программы моделирования события имеют ту же структуру, что и реальные данные с установки CDF. Данные моделирования анализируются теми же пакетами программ, что и экспериментальные данные. Совпадение результатов является свидетельством того, что физика процессов и отклик детектора понятны и находятся под контролем. Несовпадения между экспериментальными данными и результатом моделирования означают недостаток знаний либо несовершенство программного кода и требуют дальнейшего изучения.

2.4 Объектно-ориентированный код

Вся система сбора и анализа данных на CDF построена на языке C++. C++ является объектно-ориентированным компьютерным языком, который использует понятие объекта как отдельной структуры с характерным набором свойств, общих для данных подобного типа. Объект, определяющий определенную категорию, обладает всеми свойствами и связями, присущими данной категории. На CDF к таким объектам относятся основные физические величины, такие как треки, или более сложные, как, например, электроны, мюоны или струи. Как только выполнены основные условия для построения физического объекта, он наполняется связями со всеми физическими величинами, которые помогают его лучшей идентификации. Таким образом, пользователь, имеющий доступ к объектам, имеет возможность делать их отбор по заданным физическим параметрам.

2.5 Система анализа данных CAF

Система анализа данных CDF (CAF) построена на основе большой (около 600 CPU, Рис. 2.24) вычислительной фермы, состоящей из компьютеров под системой Линукс, имеющей доступ к системе сбора и обработки данных и обеспечивающей обработку

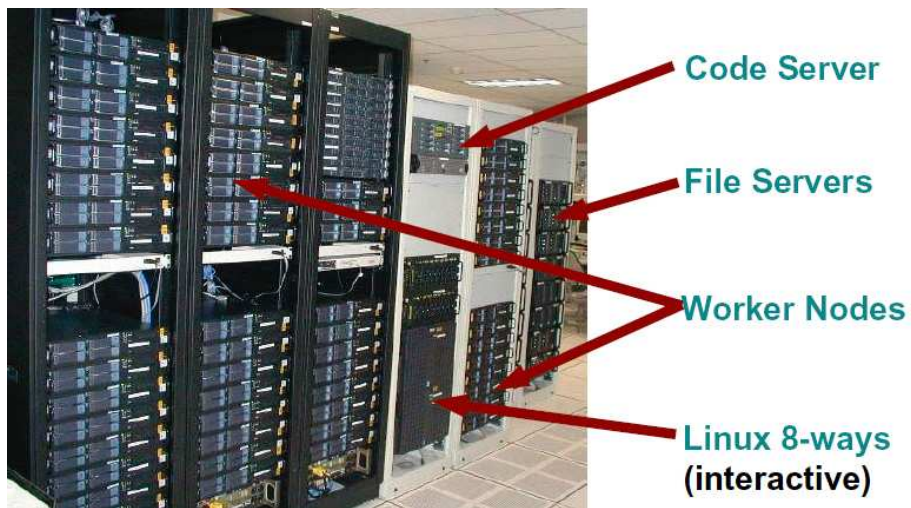


Рис. 2.24: Фотография вычислительной системы CAF

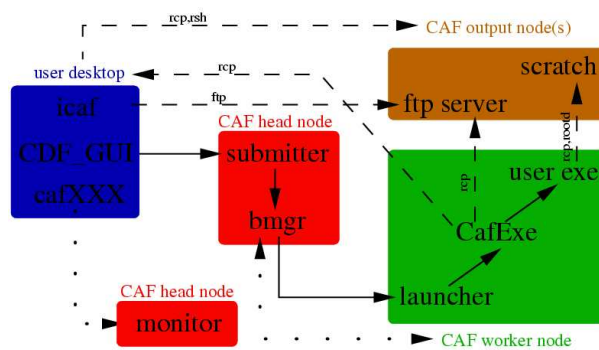


Рис. 2.25: Блок-схема вычислительной системы CAF

пакетных заданий анализа. Система позволяет запуск удалённых задач, контроль и наблюдение за их выполнением, а также имеет интерфейс для пользователя, который основан на системе доступа Kerberos. САФ предполагает, что пользователи вычислительного комплекса компилируют свои задания для анализа физических данных на локальных компьютерах, выполняют их посредством пакетной системы и получают результаты обратно на локальные компьютеры или на специально отведенные файловые серверы для дальнейшей пересылки.

На Рис. 2.25 представлена основная архитектура САФ. Пользователь посылает задания на САФ с помощью графического интерфейса. Этот интерфейс позволяет параллельный запуск множества однотипных заданий (отличающихся, например, входными данными, которые анализируются, либо файлами конфигурации). Выполняемый файл, наряду с вспомогательными файлами задания, архивируются во временный tar файл, который копируется с локального компьютера пользователя на основной узел САФ, где пакетный менеджер распределяет задания по доступным рабочим узлам. На рабочем узле tar файл распаковывается и задание выполняется. По окончании задания выходные файлы упаковываются и копируются в заданное место. Пользователь получает сообщение, содержащее информацию о статусе выполненного задания.

Пакетная система содержит HTTP сервер, обеспечивающий управление и контроль за выполнением пользовательских заданий, а также систему администрирования вычислительной системы САФ. На Рис. 2.26 показан пример web страницы управления заданиями.

Netscape: FBSWWW CAF list of queues

File Edit View Go Communicator Help

FBSNG on the web

Form: CAP
Time: Thu May 23 02:32:41 2002
Report: List of queues

Queues Jobs Modes Process Types

Uscc Monitor

Name	Status	Default Process Type	Share	Prio	Waiting	Ready	Running	Total
akorn	OK	short	1.00	0	0	0	0	0
amtl	OK	short	1.00	0	0	0	0	0
amkeev	OK	short	1.00	0	0	0	0	0
belmonte	OK	short	1.00	0	0	0	0	0
mcmerlin	OK	short	1.00	0	0	0	0	0
msn	OK	short	1.00	0	1	0	11	12
pauly	OK	short	1.00	0	0	0	0	0
pava	OK	short	1.00	0	0	0	0	0
ratnikov	OK	short	1.00	0	0	0	0	0
reacigno	OK	short	1.00	0	0	0	0	0
semeda	OK	short	1.00	0	0	0	0	0
stidigoi	OK	short	1.00	0	0	0	0	0
sgromoll	OK	short	1.00	0	0	0	0	0
shepard	OK	short	1.00	0	0	0	0	0
sidoti	OK	short	1.00	0	0	0	0	0
spazziga	OK	short	1.00	0	0	0	0	0
test	OK	short	1.00	0	0	0	0	0
thkim	OK	short	1.00	0	0	0	0	0
thum	OK	short	1.00	0	1	0	1	2

Рис. 2.26: Управление системой CAF через web сервер

Глава 3

Описание эксперимента

Экспериментальные данные распада $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, используемые в настоящей работе, были собраны с использованием CMU-CMU двухмюонного триггера. Эффективность и прочие эксплуатационные характеристики L1 и L3 двухмюонного триггера детально описаны в работах [60] and [61].

3.1 Общие характеристики набора экспериментальных данных

Анализ экспериментальных данных, проделанный в данной работе основан на статистике, набранной детектором CDF в области энергий 1.96 ТэВ с февраля по октябрь 2002 г.. При наборе данных был использован 2-miss L1 XFT алгоритм триггера. Для двухмюонных триггеров the level 2 был использован на 100% пропускание событий, прошедших level 1. Были использованы два level 3 триггерных пути, отличающихся в выборе угла между двумя мюонами, как показано в таблице 3.1.

Серии событий были исследованы автономно чтобы исключить события с проблемами в мюонной системе, триггере, COT и системе измерения светимости. Критериями для отбора серий были: полностью работающий детектор COT с числом неисправных каналов не более 1% и интегрированной светимостью серии не менее 10 нб^{-1} .

Серии	J/ψ L3 Триггер used	DFC \mathcal{L} (pb^{-1})	CMU-CMU J/ψ rate (nb)	угол раскрытия selection critiria
138425 - 150009	JPSI_CMUCMU1.5	24	9.05 ± 0.05	$\Delta\phi(\mu\mu) < 130^\circ$
150010 - 152625	JPSI_CMUCMU1.5_ALLPHI	15	9.69 ± 0.11	No $\Delta\phi(\mu\mu)$ cut

Таблица 3.1: Светимость и выход для набора данных

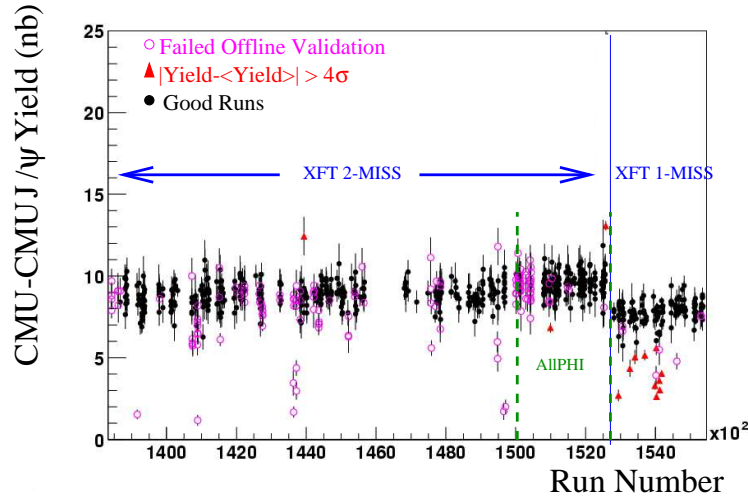


Рис. 3.1: Частота сигнала J/ψ , прошедших CMU-CMU триггер как функция номера серии для данных, собранных от февраля по декабрь 2002. Для измерения сечения J/ψ использовался диапазон серий с триггером „2-miss“

Для каждой серии выход, средняя инвариантная масса и ширина пика J/ψ определялись путём фитирования двухмюонной инвариантной массы с помощью функции Гаусса и фона с помощью полинома первого порядка. Число восстановленных J/ψ частиц нормализовалось на светимость. Скорость образования CMU-CMU J/ψ частиц для серий с 138425 по 152625 при условии, что светимость в серии $> 10 \text{ nb}^{-1}$ показана на рисунке 3.1; серии, не прошедшие отбор, обозначены окружностями. Для нахождения остальных серий, которые могли бы иметь дополнительные проблемы аппаратуры или триггера, не обнаруженные стандартной автономной системой контроля COT/CMU, серии с выходом J/ψ , отличающиеся на 4σ от выхода, усредненного по сериям, где σ — стандартное отклонение выхода в заданном диапазоне серий, помечены как красные треугольники. Такому критерию удовлетворяют 2 серии из 457. Ожидаемое значение 0,03 (критерий Chauvenet [62]). Номера серий: 143938 ($14,3 \text{ nb}^{-1}$) и 152579 ($258,3 \text{ nb}^{-1}$). Изучение эксплуатационных условий при наборе этих серий не выявило каких-либо нарушений режима работы установки. Обе эти серии включены в измерение сечения. Это измерение было повторено с исключением вызвавших подозрение серий и была установлена систематическая погрешность измерения.

Окончательный набор данных представлен сериями в диапазоне от 138819 до 152625 и соответствует полной светимости $39,0 \pm 2,3 \text{ }^{-1}$. Значение светимости получено из каталога файлов базы данных CDF (DFC) для каждой секции в серии. Поправочный

коэффициент $+1.9\%$ был применён к значению светимости, полученному из DFC [64] и для вычисления сечения было использовано значение светимости $39,7 \pm 2,3^{-1}$ для полного набора данных и $14,83 \pm 0,87^{-1}$ для ALLPHI части данных. Погрешность в $5,9\%$ на значение светимости есть совокупное систематическое значение погрешности от acceptance ЧСС [63] $(4,4\%)^{-1}$ и погрешности в измерении сечения $p\bar{p}$ [64] $(4,0\%)$.

Распады $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ были восстановлены с помощью пакета автономных программ анализа данных CDF версии 4.8.4. В дополнение к критериям восстановления мюона из пакета программ по восстановлению мюонов, оба мюона должны быть типа CMU или CMUP с $\chi^2(\Delta r\phi)_{CMU} < 9$ [65]². Оба мюона должны быть типа CMU и иметь $p_T > 1.5$ /с на основании измерения COT. Инвариантная масса была вычислена из четырех-импульса двух мюонов с использованием треков COT без применения фитирования вершины. Оба восстановленных мюона должны согласовываться с полученным от L1 триггера прототипом двухмюонной пары и с соответствующими треками XFT. Детали алгоритма, используемого для согласования мюонов от L1 и L3 триггеров с мюонами, восстановленными автономно, описаны в [60] и [61]. Кроме того, каждое событие должно быть помечено как L3 JPSI_CMUCMU1.5 или JPSI_CMUCMU1.5_ALLPHI.

Проверка числа событий с триггером J/ψ в сериях с 138819 по 144720 обнаружила недостаточное число событий, где оба прототипа мюонов имеют значение ϕ в области $240 - 270^\circ$, что соответствует согласующему устройству мюонов номер 8 в L1 триггере димюонов (Рисунок 3.2). Эта аппаратная проблема была устранена для серий начиная с 150143. Для единообразия, события J/ψ , где оба мюона обнаружены в согласующем устройстве номер 8, не принимались в рассмотрение при вычислении сечения для всего набора данных.

Помимо этого, было наложено ограничение $128,9^\circ$ на угол раскрытия между двумя мюонами для L3 димюонного триггера во всех сериях с 138425 по 150010. Для серий, после 150010, такого условия не было.

Как обсуждалось в [60], эффективность L1 трекового триггера ниже не моделируется с достаточной точностью для треков, проходящих близко к центру плоскости проволочек COT в каком-либо из четырех осевых суперслоёв. События J/ψ , где один из треков проходит на расстоянии до 1,5 см от центра плоскости проволочек отбрасываются и на них вводится поправка при вычислении acceptance.

Распределение восстановленных частиц J/ψ в различных сегментах CMU представ-

¹Blessed

²По умолчанию в пакете используется критерий согласования для CMU мюонов $\Delta(r\phi)_{CMU} < 30\text{см}$. Трек должен начинаться в той же стороне детектора (западной или восточной), где найден прототип мюона, за исключением случая, когда мюонный прототип найден близко к границе стороны детектора. В таком случае применяется критерий согласования 20 см.

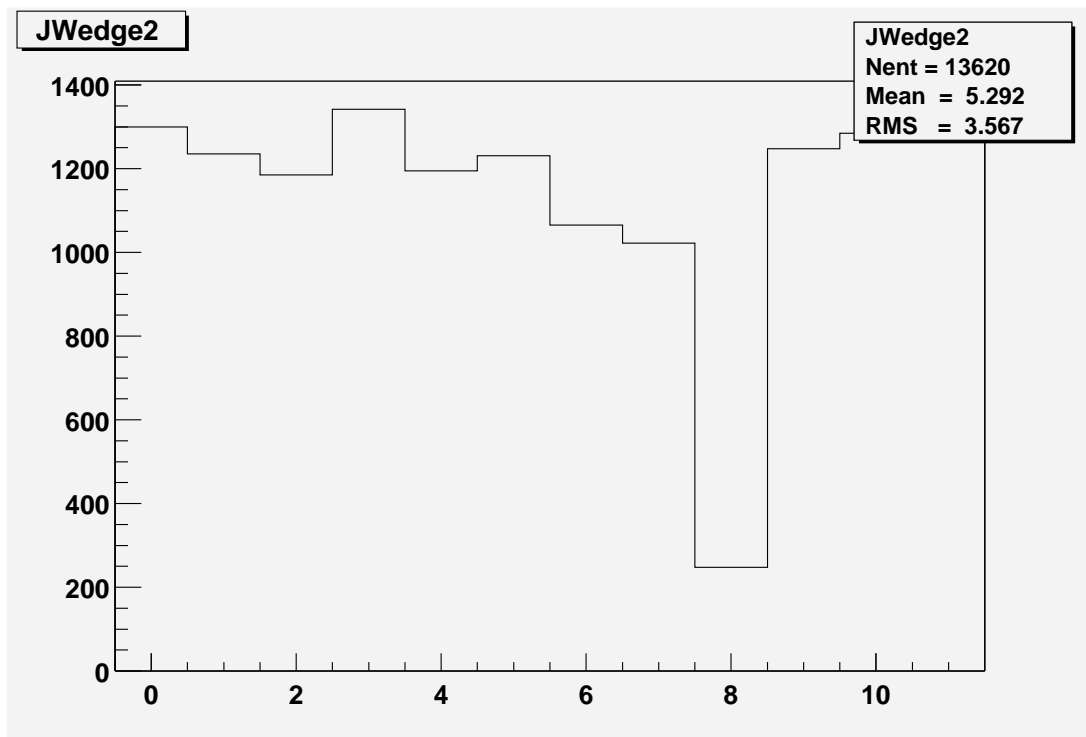


Рис. 3.2: Распределение событий, прошедших димьюонный триггер в одном димьюонном узле согласования L1. Наблюдается нехватка событий в узле номер 8

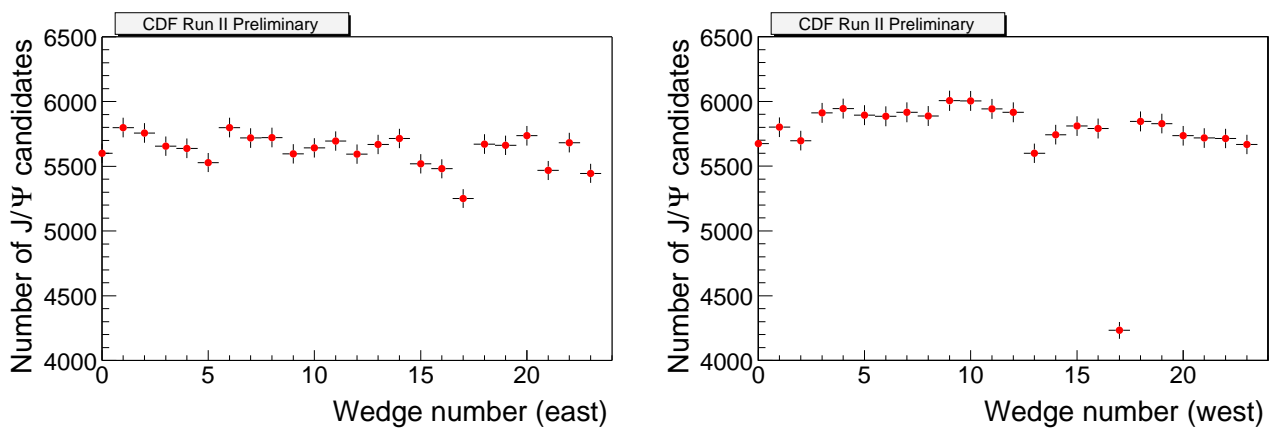


Рис. 3.3: Распределение выхода J/ψ по сегментам CMU, полученное путём вычитания боковых сторон в распределении инвариантной массы димьюона. Сегмент 17W на западной стороне имеет низкую эффективность из-за аппаратной неисправности

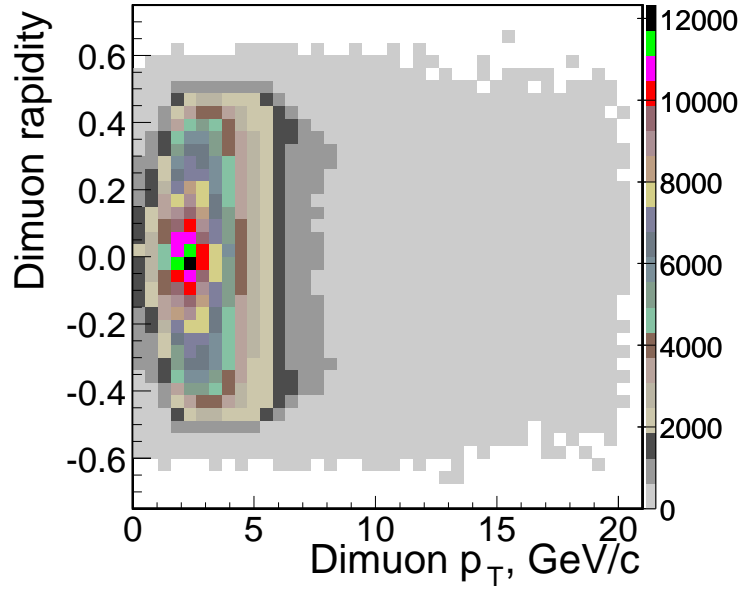


Рис. 3.4: Распределение восстановленных димюонных CMU-CMU J/ψ кандидатов как функция поперечного импульса и быстроты

лено на Рис. 3.3. Как видно из распределения, сегмент номер 17W на западной стороне детектора не является полностью рабочим для части набора данных. Пониженная эффективность для сегмента номер 17W является известной аппаратной проблемой, вызванной замыканием в одной из высоковольтных линий. J/ψ события, где по крайней мере один из мюонных прототипов был восстановлен в сегменте 17W, были исключены при вычислении сечения и на них вводится поправка при вычислении acceptance.

Сечение вычисляется в бинах по $p_T(J/\psi)$ и интегрируется по области рапидити $|y(J/\psi)| < 0,6$. распределение восстановленных CMU-CMU димюонных кандидатов в J/ψ от поперечного импульса и рапидити показано на Рис. 3.4. Для области с $|y(J/\psi)| > 0,6$ не было найдено событий.

Критерии отбора, примененные на различных стадиях анализа, суммированы ниже:

- *критерии отбора по L1:*

- $p_T(\mu)_{XFT} > 1,5$ ГэВ/с
- Мюонные прототипы согласуются с триггерными прототипами.
- Димюонные прототипы разделены двумя CMU 2,4⁰ башнями.
- Треки мюонов согласованы с треками XFT и проекциями XTRP.
- Исключаются треки, которые проходят в пределах 1,5 см от центра проволочных плоскостей COT в каком-либо из четырех осевых слоёв.

- Исключаются события, где оба мюонных кандидата находятся в области ϕ $240 - 270^0$ (проблема узла согласования номер 8 [60]).
- *критерии отбора по L2:* Нет.
- *критерии отбора по L3:*
 - CMU мюоны.
 - $p_T(\mu)_{COT} > 1,5 \text{ ГэВ/с.}$
 - Мюоны с противоположными знаками.
 - $|z_0(\mu_1) - z_0(\mu_2)| < 5 \text{ см.}$
 - $2.7 < M(\mu\mu) < 4.0 \text{ ГэВ/с}^2$.
 - $\Delta\phi(\mu\mu) < 130^0$ при $p_T(J/[y]) > 2,0 \text{ ГэВ/с.}$
 - Согласование трека и кандидата в мюоны: $\Delta(r\phi)_{CMU} < 30\text{см.}$
- *Дополнительный автономный отбор:*
 - Отбор CMU или CMUP мюонов.
 - $\chi^2(\Delta r\phi)_{CMU} < 9$.
 - $|y(J/\psi)| < 0.6$.
 - число COT срабатываний: осевых ≥ 20 , стерео ≥ 16 .
 - $|z_0(\mu)| < 90 \text{ см.}$
 - Исключение мюонов в сегменте CMU номер 17W.

Чтобы скорректировать импульс мюона на потери энергии в кремниевом детекторе, каждый мюонный COT трек был рефитирован, используя модуль SiTrackFitter версии 4.9.1 и соответственное описание материала кремниевого детектора в GEANT³. При рефитировании был использован поправочный коэффициент на магнитное поле 1.0013 [66].

Рис. 3.5 показывает распределение инвариантной массы $\mu\mu$ для всех отобранных событий в диапазоне $2.7 < M(\mu\mu) < 3.5 \text{ ГэВ/с}^2$. Число J/ψ частиц, восстановленное в данном анализе получено фитированием пика функцией двойного Гаусса, а фона — полиномом 2 порядка, составляет 299800 ± 800 в диапазоне инвариантной массы димюона $3,09391 \pm 0,00008 \text{ ГэВ/с}^2$ и средней шириной $0,020 \pm 0,001 \text{ ГэВ/с}^2$.

Восстановленная масса J/ψ частицы на 3 MeV/с^2 меньше среднемирового значения $3,09688 \pm 0,00004 \text{ ГэВ/с}^2$ [67]. Это объясняется недооценкой потерь энергии в кремниевом

³при рефитировании не было добавлено срабатываний в кремниевом детекторе

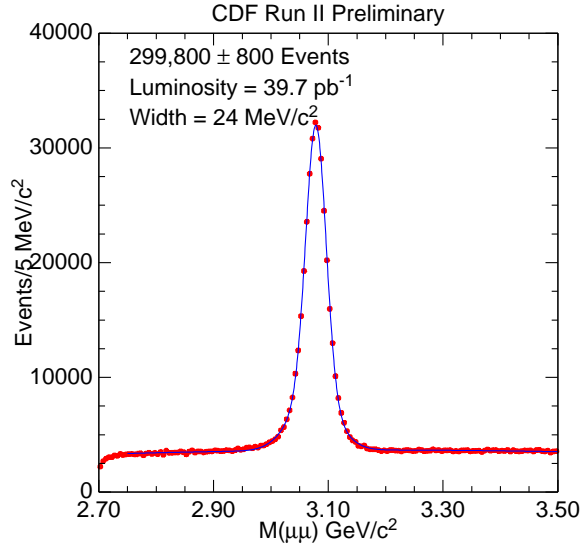


Рис. 3.5: Распределение инвариантной массы восстановленных CMU-CMU димюонных J/ψ кандидатов прошедших все критерии отбора. Использовались только треки COT (без информации с кремниевого трекера)

детекторе из-за неполного учета материала детектора SVX II [66]. Систематическая погрешность $+0.1\%$ на величину импульса в каждом J/ψ бине была добавлена чтобы учесть недооценку потерь энергии в треновых камерах.

3.2 Определение светимости

Для получения значения сечений исследуемых процессов по числу зарегистрированных событий N необходимо знать интеграл светимости p^+p^- взаимодействий \mathcal{L} :

$$\sigma = \frac{N}{\epsilon \mathcal{L}},$$

где ϵ — эффективность регистрации. Светимость зависит от токов и размеров пучков в накопителе.

Светимость измерялась с использованием процесса неупругого $p\bar{p}$ рассеивания, имеющего большое сечение $\sigma_{in} \sim 60$ мб, измеренное при энергии Тэватрона (1.8 ГэВ в системе центра масс) в экспериментах CDF, E710 и E811 [88], [89], [90] с точностью $\sim 3\%$. Скорость неупругих $p\bar{p}$ взаимодействий находится по формуле:

$$\mu \cdot f_{BC} = \sigma_{in} \cdot \mathcal{L},$$

где \mathcal{L} — «мгновенная» светимость, f_{BC} частота пересечения пучков в Тэватроне и μ — среднее число $p\bar{p}$ взаимодействий на одно пересечение пучков.

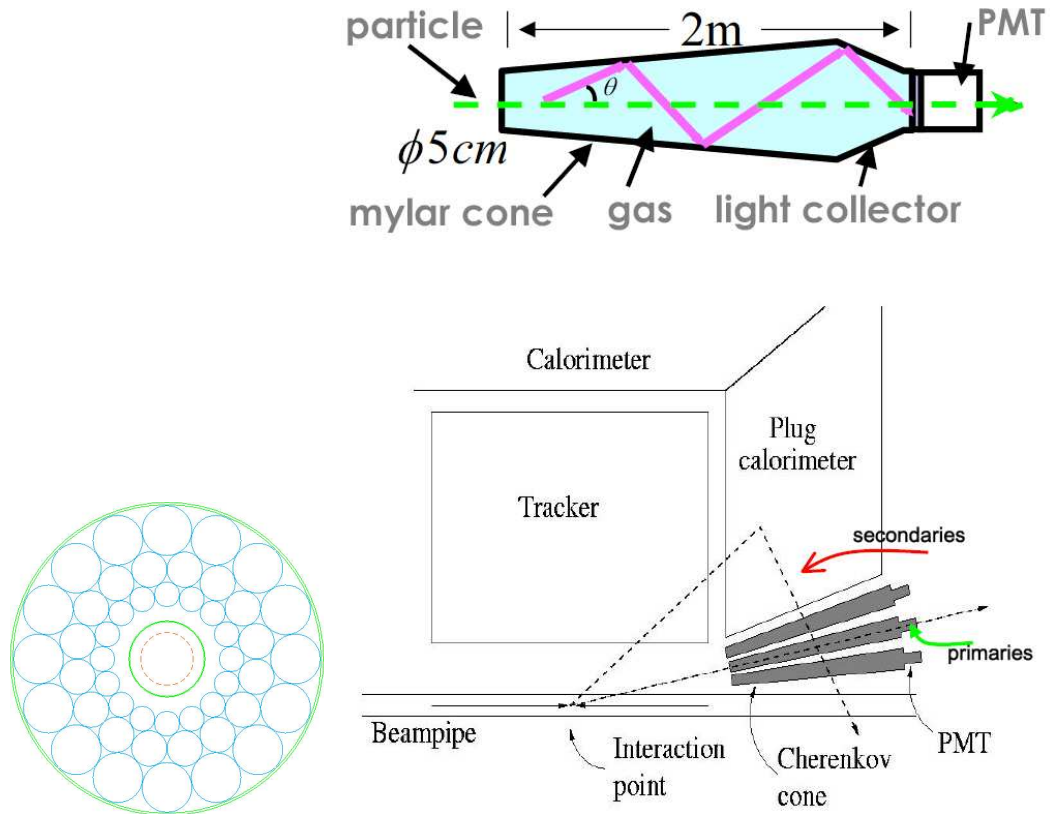


Рис. 3.6: Дизайн и расположение Черенковского Счётчика Светимости

Для измерения светимости Тэватрона в Run II используются Черенковские Счётчики Светимости (ЧСС). Эти счётчики были спроектированы для точного измерения (погрешность составляет несколько процентов) μ включая область высоких значений светимости

$$\mathcal{L} \sim 2 \times 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1} \quad [91], \quad [73].$$

Детектор CDF имеет два модуля ЧСС (Рис. 3.6), установленных на малых углах в направлении протонов (восток) и анти-протонов (запад) в диапазоне rapidity $3.75 \div 4.75$ [78] [79] [80]. Каждый модуль состоит из 48 тонких, длинных, газонаполненных Черенковских счётчиков. Счётчики расположены вдоль трубы пучка в 3 концентрических слоя с 16 счётчиками в каждом и направлены на центр области взаимодействий. Они изготовлены с использованием отражающей алюминизированной майларовой пленки толщиной 0.1 мм, имеют коническую форму и работают при коэффициенте газового умножения 2×10^5 . Длина счётчиков — от 110 до 180 см, диаметр — между 2 и 6 см. Трубка фотоумножителя расположена с торца каждого счётчика и собирает свет, испускаемый релятивистской частицей при прохождении через ЧСС. Счётчики смонтированы в алюминиевом корпусе, заполненном изобутаном под атмосферным давлением. Изобутан обладает большим коэффициентом рефракции (1.00143) и хорошую прозрачность в ультрафиолетовой области.

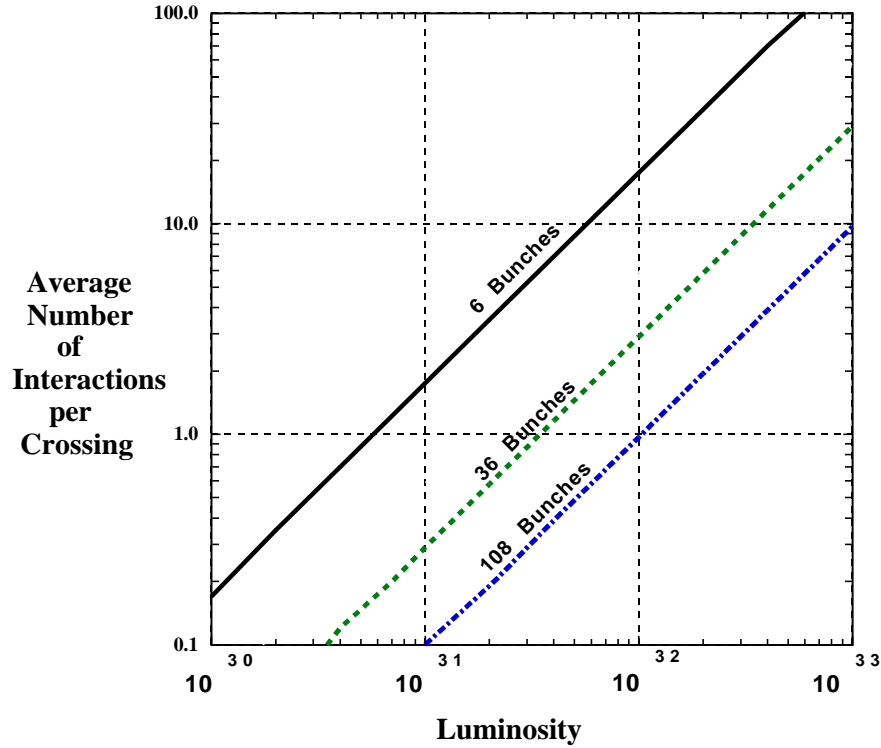


Рис. 3.7: Среднее число взаимодействий на CDF при различных условиях эксплуатации: 36 сгустков эквивалентно периоду пересечения 396 нс, 108 — 132 нс

Первичная частица от $p\bar{p}$ взаимодействий проходит через весь счётчик, а вторичные частицы, образованные в трубопроводе пучка и веществе, окружающем ЧСС пересекают счётчик под разными углами и дают гораздо более слабый сигнал. ЧСС нечувствителен к частицам с малыми импульсами благодаря порогу (2,6 ГэВ для пионов).

Число $p\bar{p}$ взаимодействий (n) на одно пересечение пучков подчиняется Пуассоновской статистике со средним значением μ . Пересечения с $n=0$ являются пустыми и вероятность таких пересечений: $P(\mu) = e^{-\mu}$. Путём измерения части пустых пересечений можно найти μ и, следовательно, светимость. Однако этот подход не работает при высоких светимостях, где среднее число взаимодействий становится слишком большим, чтобы определить часть пустых пересечений с небольшой погрешностью. В Сеансе II на CDF μ может достигать 6, как показано на Рис. 3.7. ЧСС позволяет прямое измерение μ с высокой точностью даже при высокой светимости, так как амплитуда сигнала с фотоумножителя, собранного Черенковским счётчиком, пропорциональна числу первичных частиц.

Основной вклад в систематическую погрешность измерения светимости дают неопределённости в измерении неупругого $p\bar{p}$ сечения ($\sim 3\%$), ЧСС acceptance ($\sim 2\%$), и нелинейность в ЧСС acceptance ($\leq 2\%$). Полная систематическая погрешность $\leq 5\%$.

Во время набора данных, используемых в данном анализе, типичная пиковая свети-

мость была порядка $2 \times 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, типичная мгновенная светимость — $1 \times 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.
При этом почти все события имели только одно столкновение.

Глава 4

Димюонный триггер

CDF использует трехуровневую систему триггера. На первом уровне (L1) данные с каждого пересечения пучков сохраняются в буфере из 42 ячеек по 132 нс. Так как в настоящее время период пересечения пучков составляет 396 нс, заполняется только каждая третья ячейка. Затем L1 триггер либо отбрасывает событие, либо копирует данные в один из четырех L2 буферов. Типичная частота срабатываний при наборе данных для настоящего анализа составляла для L1 триггера около 10 кГц с коэффициентом отбрасывания событий около 700.

На втором уровне (L2) значительная часть данных о событии становится доступной для анализа процессорами триггера, что занимает около 25 мкс на событие. События, проходящие критерии отбора, посылаются на третий уровень триггера (L3). Частота L2 триггера была около 200 Гц, с коэффициентом отбрасывания событий около 50. Во время набора данных для триггеров, использовавшихся в данном анализе, L2 триггер не накладывал каких-либо критериев отбора.

Третий уровень представляет собой “ферму” персональных компьютеров с операционной системой Линукс, использующую версию программ CDF для восстановления и анализа событий, оптимизированную по скорости. Задача L3 триггера — найти события, являющиеся фоном, и отбросить их, послав оставшиеся события на запись. Частота L3 триггера была около 40 Гц, с коэффициентом отбрасывания событий около 5.

При измерении сечения были использованы события, полученные мюонным CMU-CMU триггером первого уровня L1, который ищет димюонные пары во всех пересечениях пучков. Этот триггер требует нахождения двух CMU мюонов, каждый с энергией $p_T > 1,5$ ГэВ/с, триггером L1. Восстановление L1 мюонов включает восстановление COT трека и прототипа CMU мюона (Рис. 4.2). Восстановление трека обеспечивает очень быстрый трекер (XFT)[51]. XFT проверяет срабатывания COT в 4 осевых суперслоях. Так как только осевые слои используются при восстановлении, L1 использует только η - ϕ трековую информацию. Для того, чтобы трек удовлетворял условиям XFT, он должен

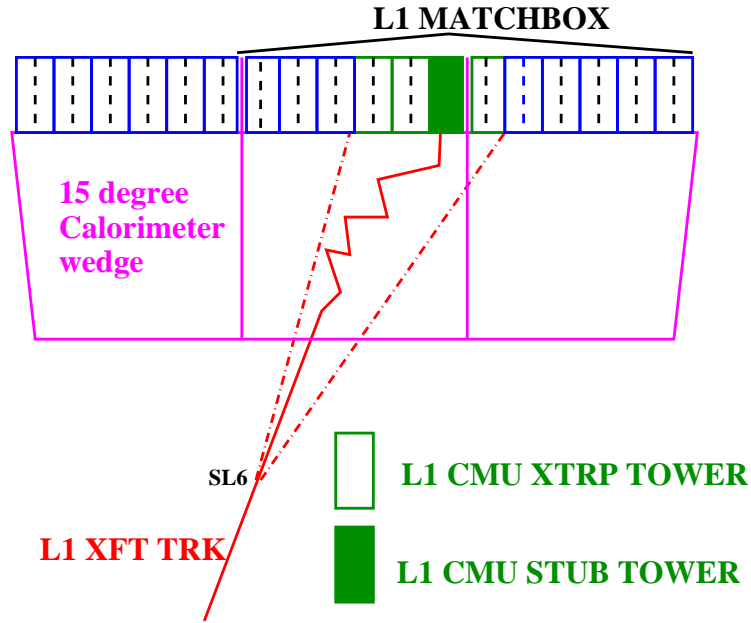


Рис. 4.1: Согласование трека с мюонным прототипом с помощью XTRP в L1

иметь попадания по меньшей мере в 10 слоях каждого суперслоя и XFT должен определить, что импульс трека $p_T > 1,5$ ГэВ/с. XFT разбивает COT на 228 азимутальных секторов по 1.25° каждый. Он располагает трек в данном секторе на основании его ϕ положения в суперслое 6 ($R = 105,575$ см). Если более одного трека попадает в данный сектор, XFT выбирает трек с наибольшим p_T .

XFT передает найденные треки устройству экстраполяции (XTRP). Задача XTRP (Рис. 4.1) в димюонном триггере заключается в экстраполяции, на основе траектории трека, данного XFT трека в интервал в CMU, где трек был бы найден при условии что он является мюоном. Это отображение принимает во внимание кривизну трека в магнитном поле COT и многократное рассеивание мюонного кандидата в калориметре. Оно имеет глубину детализации по ϕ $2,5^\circ$. XTRP затем передает интервал экстраполяции в крейт мюонного триггера, который ищет прототипы CMU мюонов в пределах интервала экстраполяции. Кандидат в L1 CMU мюон должен иметь попадания в обоих четных или обоих нечетных слоях одного из 1.25° сегмента CMU. Затем два смежных CMU сегмента объединяются логическим ИЛИ и образуют 2.5° мюонный триггерный прототип, соответствующий 2.5° детализации XTRP экстраполяции. Если прототип найден внутри интервала экстраполяции, то он рассматривается как L1 мюон. Чтобы сработал димюонный триггер, два найденных мюона должны быть разделены по ϕ не менее чем на 5° , то есть не менее чем двумя триггерными прототипами. На этом этапе не требуется, чтобы мюоны имели противоположные знаки.

Для измерения эффективности димюонного L1 триггера использовались события отобранные J/ψ триггером, который требует срабатывания L1 CMUP4 триггера. В до-

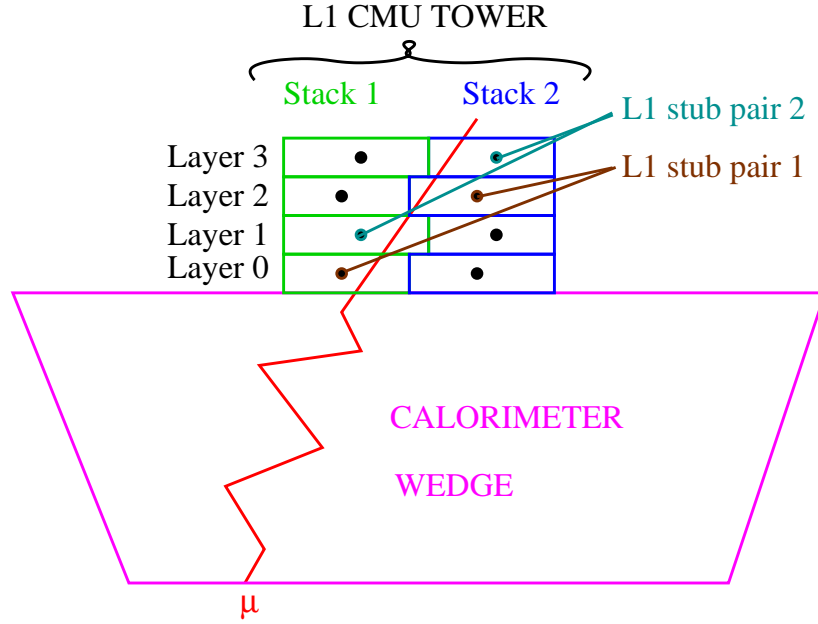


Рис. 4.2: Создание мюонного прототипа CMU в L1

полнение к одномюонному триггеру требуется экстраполяция XFT трека с $p_T > 4,0$ ГэВ/с на прототип CMU мюона с высоким p_T и прототип CMP мюона. Крейт мюонного триггера определяет согласование с CMP потём экстраполяции найденного прототипа CMP мюона назад к CMU, а затем поиск прототипа CMU мюона в интервале экстраполяции для прототипа CMP мюона. Далее, на уровне L3, J/ψ восстанавливается используя CMUP мюон из L1 и второй мюон, не связанный L1 триггером. Мюон прошедший триггер (пробный мюон) используется для измерения эффективности L1 мюонного триггера относительно L3 и автономного восстановления. Все события в знаменателе эффективности содержат автономно восстановленную J/ψ частицу с использованием информации о L3 треке и мюоне. Эти J/ψ кандидаты должны иметь массу в диапазоне от 2,7 до 3,6 ГэВ/ c^2 , $\Delta\phi_0 < 130^\circ$ и $|\Delta Z_0| < 5$ см между треками кандидатов. Кроме того, пробный мюон должен иметь по меньшей мере 20 осевых и 16 стерео попаданий в L3, согласование CMU $\phi \chi^2 < 9$, а трек должен иметь $|Z_0| < 90$ см и $|Z| > 1,5$ см в осевых COT суперслоях чтобы войти в знаменатель измерения эффективности. Мюон считается найденным в L1 и входит в числитель эффективности, если L3 трек пробного L3 мюона согласуется с XFT треком и для пробного мюона L3 прототип CMU мюона согласуется с прототипом L1 мюона, который находится в интервале экстраполяции XTRP. Получающаяся эффективность нахождения L1 мюона параметризована по формуле:

$$\epsilon(p_T) = \epsilon_{plateau} \times freq\left(\frac{1/p_{T50} - 1/p_T}{\sigma}\right)$$

где $freq$ — функция ошибок, $\epsilon_{plateau} = 0,9774 \pm 0,0020$, $1/p_{T50} = 1,10 \pm 0,11$ (ГэВ/с) $^{-1}$, и $\sigma = 0,390 \pm 0,085$ (ГэВ/с) $^{-1}$.

4.1 Эффективность триггера J/ψ для одиночных СМУ мюонов

Далее приводятся результаты измерения эффективности триггера для одиночных СМУ мюонов. Характеристики L1 СМУ-СМУ триггера были проанализированы используя распад $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Эффективность триггера была измерена на основе событий, собранных инклюзивным СМУР триггером. Она оказалась близкой к единице и определяется, в основном, эффективностью ХФТ.

4.2 Мюонный триггер в Сеансе II

Детальное описание мюонного триггера в Сеансе II для установки CDF можно найти в работах [73][52][53]. L1 триггер начинается с прототипа мюона, имеющего интервал в 2 башни от соседних прототипов. Временной интервал прототипа, (ΔT) , вычисляемый как разница во времени между срабатыванием двух радиальных проволочек камер СМУ/X является грубым порогом по p_T на уровне мюонного прототипа. ХТРП [56] принимает треки ХФТ с $p_T > 1,5$ ГэВ/с и вычисляет проекцию по ϕ интервала, куда трек мог бы попасть в мюонную камеру. Прототип с треком ХФТ, который проецируется на его координату, мазывается L1 мюоном. Если найдено более одного L1 мюона, событие классифицируется как димюонное в уровне L1.

Информацию о мюоне собирают 12 узлов согласования, которые формируют логическое решение. Каждый узел охватывает 30° по ϕ , как показано на Рис. 4.3. Гранулярность на уровне L1 составляет $2,5^\circ$ по ϕ . Более подробная информация по ϕ ($1,25^\circ$) и информация о стороне детектора (восток-запад) сохраняется для дальнейшего использования в L2. Основными отличиями Сеанса II являются меньший порог p_T (1,5 ГэВ/с для СМУ и 2,0 ГэВ/с для СМХ по сравнению с 2,2 ГэВ/с в Сеансе I) и меньшее разделение мюонных прототипов.

Так же, как и в СМУ, сегменты СМХ покрывают 15° по ϕ . Однако, в СМХ интервалы ϕ $75 \div 105^\circ$ (Keystone) и $225 \div 315^\circ$ (MiniSkirt) не охватываются. Всего на восточной и западной сторонах СМХ детектора находятся по 16 сегментов. Каждый СМХ сегмент имеет 6 стеков по $2,5^\circ$, в отличие от 12 стеков по $1,2^\circ$ в сегменте СМУ. Конструкция СМХ стека отличается от СМУ стека, но эта разница не влияет на работу триггера.

В СМУ слои 0+2 и 1+3 объединены логическим ИЛИ, а в СМХ — слои 0+4, 1+5, 2+6, и 3+7. В СМХ четные и нечетные слои в стеке покрывают разные интервалы по ϕ . На западной стороне СМХ четные слои имеют большее покрытие, а на восточной — нечетные.

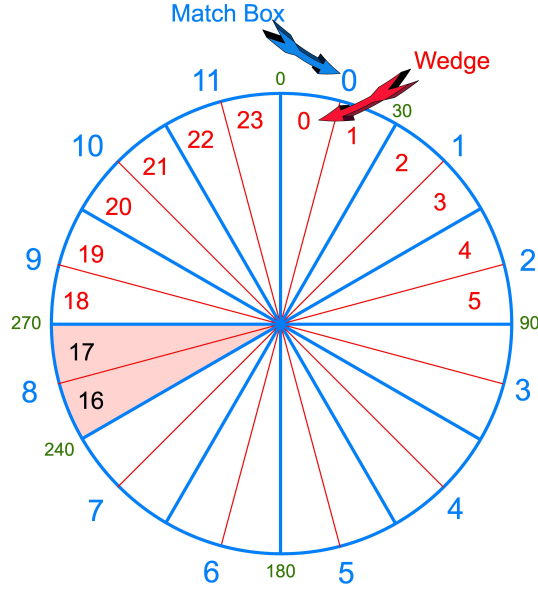


Рис. 4.3: Геометрия детектора CMU

Хранилище TCMD записывает прототипы мюонов, найденные в CMU и CMX в 12 24-битных словах. Это даёт эффективное разрешение хранилища в $1,25^\circ$ по ϕ . В CMU слове каждый бит соответствует одному стеку. В CMX слове в каждом стеке находятся 2 бита. Для большего разрешения четные и нечетные слои устанавливают разные биты.

4.3 Измерение эффективности триггера

Для данного измерения использовались данные, набранные инклюзивным L1 CMUP триггером с порогом по p_T в 4 ГэВ/с.

Этот триггер имеет название “L1_CMUP6_PT4”. L2 триггер был поставлен на пропуск всех событий. На уровне L3 событие J/Ψ частицы, для которой один из мюонов — CMUP, а другой — CMU или CMX, относится к триггеру “JPSI_CMUP4_CMU1.5” или “JPSI_CMUP4_CMX2”.

J/Ψ частицы, рассматриваемые в данном анализе, имеют по крайней мере один мюон от срабатывания L1 триггера. Для определения так называемого “смещенного” мюона используется согласование в башнях между онлайн и восстановленными мюонами для J/Ψ . Мюон J/Ψ частицы, который не вызвал срабатывание инклюзивного CMUP L1 триггера (“несмещенный” мюон), используется для измерения эффективности CMU

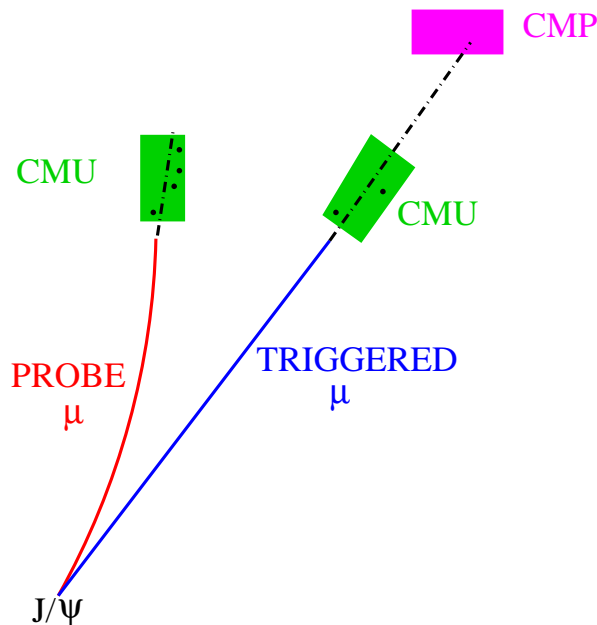


Рис. 4.4: Отбор CMU-CMU событий для вычисления эффективности мюонного триггера (Рис. 4.4). Эта процедура описана ниже.

4.3.1 Эффективность CMU триггера

Распределение J/Ψ массы для событий, прошедших триггер “*JPSI_CMUP4_CMU1.5*”, представлено на Рис. 4.5. События, отобранные для данного анализа относятся к так называемому потоку J, набор данных jphysr, диапазон серий 139277-151684, который был набран CDF с февраля по сентябрь 2002. Серии с проблемами в мюонной системе были исключены. Вычисление инвариантной массы проведено путем сложения четырех-импульсов двух мюонов, без фитирования вершины. Рассматривался диапазон инвариантной массы от 2,7 до 3,6 ГэВ/с. Мюоны должны быть противоположных знаков. Порог на угол раскрытия димюона составлял 130° . Отбирались димюоны с ΔZ двух мюонных треков ≤ 5 см.

В каждом узле согласования есть 4 24-битных слова. Слова 3,4,5 и 6 сохраняют информацию о ϕ координате прототипа для мюонов восточной стороны CMU с высоким p_T , восточной стороны CMU с малым p_T , западной стороны CMU с высоким p_T и западной стороны CMU с малым p_T [54]. Выходы со всех 12 узлов согласования объединены логическим ИЛИ в сумматоре мюонного триггера (MTSC).

Имея информацию о прототипе мюона, из него извлекается информация о стеке, сегменте и слое. Биты преобразуются в номера башен. В каждом сегменте есть 12 стеков, объединенных в 6 башень логическим ИЛИ. Прототип считается кандидатом для L1 триггера, если есть попадания в слоях 0 и 2 или 1 и 3 в том же прототипе. Если стек имеет срабатывание только в одном слое, он отбрасывается. Для каждого слоя, который имеет

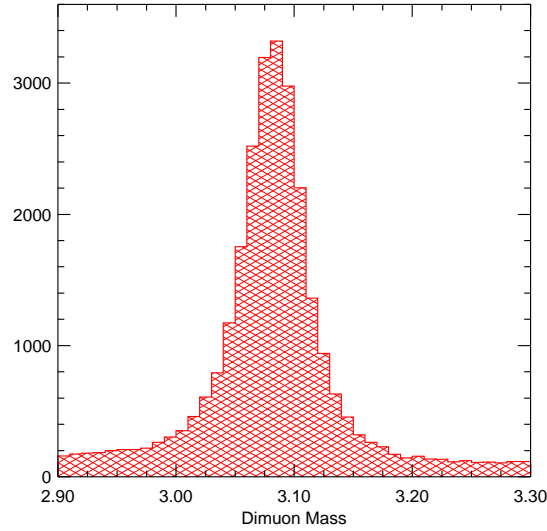


Рис. 4.5: Распределение CMU-CMU инвариантной массы для событий, прошедших ин-
клюдзивный CMUP4 триггер

попадания, вычисляется сработавшая башня по информации о стеке. Затем применяется условие о разделении прототипов двумя башнями. Физический зазор между сегментами при этом считается за промежуточную башню.

Согласование прототипов проводится путем согласования башень, номера которых были получены из восстановленных прототипов мюонов J/Ψ частицы с башнями L1, сохраненных во втором слове хранилища TCMD. Интервал ϕ , спроецированный XTRP для мюонного прототипа сохраняется в слове 33 для CMU (гранулярность $1,25^\circ$) и в слове 34 ($2,5^\circ$) для CMX. Согласование башни мюонного прототипа J/Ψ с башней, спроецированной XTRP, выполнено подобным образом. Требуется точное соответствие башень при согласовании прототипов и XTRP.

24 бита охватывают 30° по ϕ , преобразование из битов в угол ϕ определяется формулой: $\phi_{trigger} = j_{card} * 30,0 + (i_{bit} - 0,5) * 1,25$, где $j_{card} = 0 \rightarrow 11$ — номер узла согласования и $i_{bit} = 0 \rightarrow 23$ — положение выставленного бита.

Димюонные пары, отобранные для измерения эффективности мюонного триггера должны пройти L3 CMUP триггер “ $JPSI_CMUP4_CMU1,5$ ”. Мюон CMUP триггера должен быть согласован с триггерным прототипом, (Рис. 4.6) обозначенным как “CMU прототип с высоким p_T с треком и CMP”. Оба мюона в J/Ψ были исследованы независимо. Если один из мюонов был идентифицирован как прошедший CMUP триггер, второй CMU мюон был использован для измерения эффективности, вне зависимости от того, прошёл ли он CMUP триггер. Это означает, что если оба J/Ψ мюона прошли CMUP

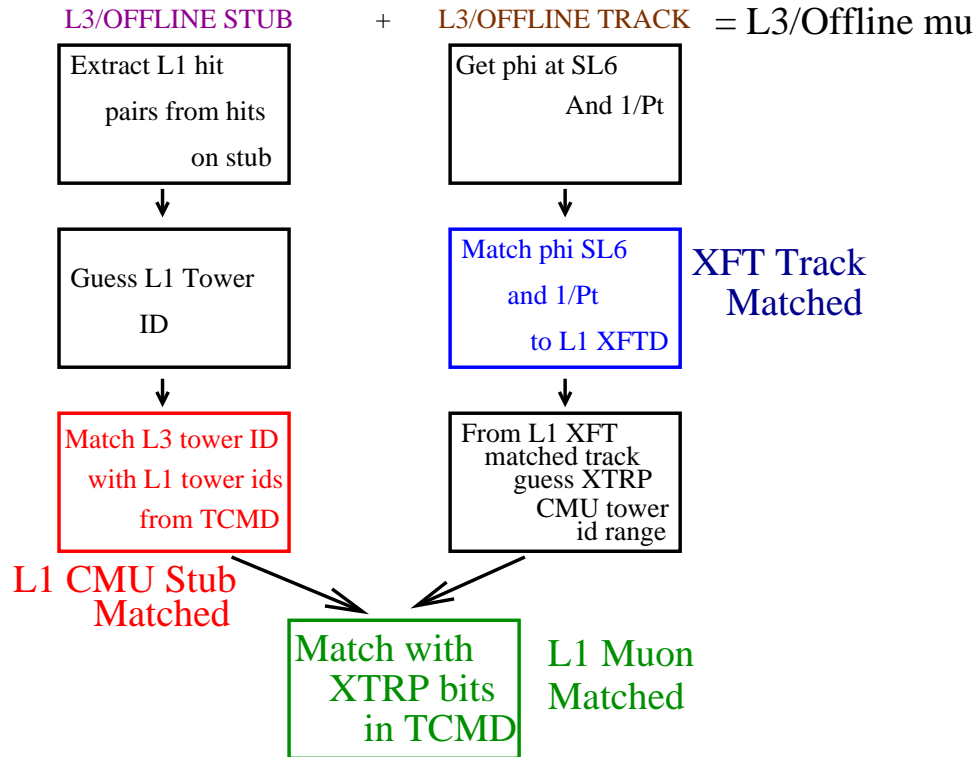


Рис. 4.6: Согласование трека с мюонным прототипом в L3

триггер, то они оба включены в измерение.

CMU мюоны для измерения эффективности должны быть в пределах охвата COT, который включает координату Z до $\pm 150\text{см}$ в суперслое 8. Так как события прошли CMUP триггер, все элементы мюонного триггера доступны для изучения. Каждый CMU мюон исследуется и маркируется в зависимости от соответствия следующим критериям:

- Найден прототип: CMU мюон согласуется с триггерным прототипом, обозначенным как “CMU прототип с малым p_T ” в слове 2 TCMD.
- Найдено согласование трека с прототипом: выполнено согласование как прототипа так и XTRP, и также согласованный триггерный прототип обозначен как “CMU прототип с малым p_T и треком” во втором слове TCMD.
- TCMD прошёл триггер: помимо мюона, прошедшего триггер, найден еще один мюон, прошедший триггер.
 - оба мюона имеют трек, согласованный с прототипом и найден димюон в том же узле согласования (обозначенный как “CMU димюон в тех же 30° ”, бит 6, слово 2 в TCMD).
 - 2 мюонных трека согласуются с прототипами в разных узлах согласования.

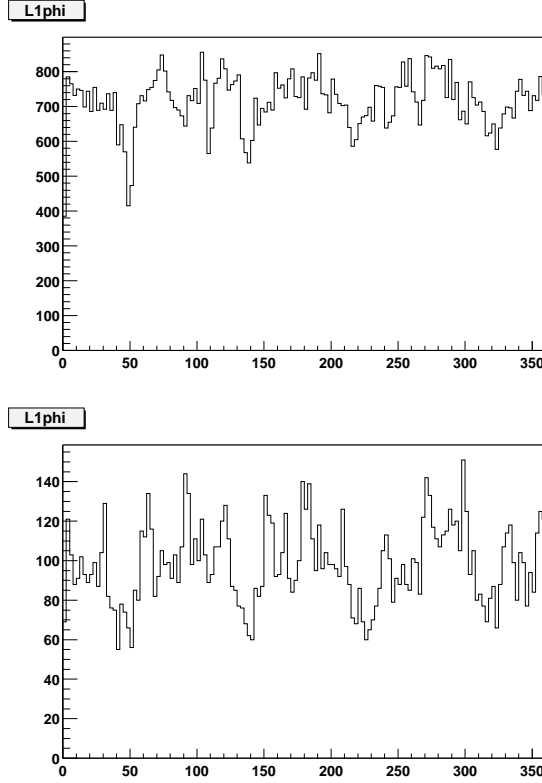


Рис. 4.7: Распределение прототипов мюонов в димюонных событиях по углу ϕ в 12 узлах согласования. Верхний график — для мюонов в разных узлах, нижний — в одном узле согласования

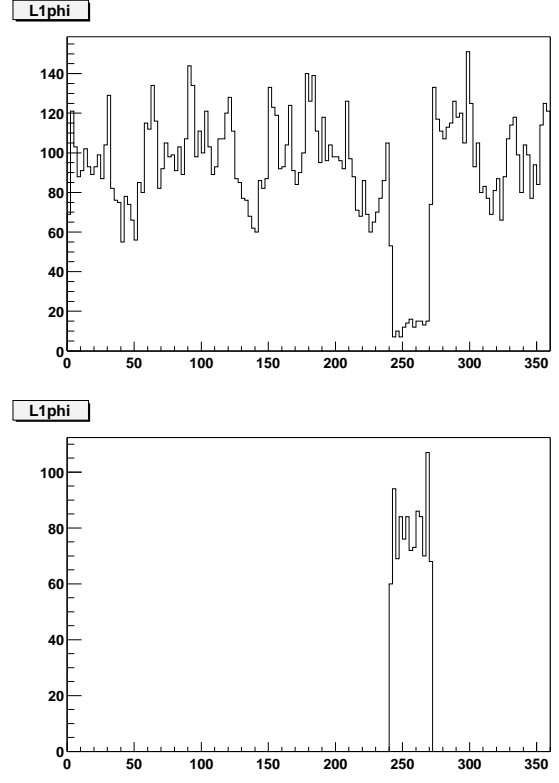


Рис. 4.8: Распределение прототипов мюонов в димюонных событиях с триггером в одном узле согласования по углу ϕ . Верхний график — с димюонными битами, выставленными как в узлах согласования, так и в сумматоре мюонного триггера (MTSC). Нижний — то же, но бит в MTSC не установлен

- MTSC прошёл триггер: TCMD прошёл триггер и сумматор мюонного триггера (MTSC данные в TCMD [54]) пометил событие как димюонное.

Ложные мюоны были отброшены методом вычитания боковой полосы, используя информацию о инвариантной массе димюона. Интервал в 3σ вокруг $m_{J/\Psi}$ был определён как область сигнала, где $m_{J/\Psi}$ — масса, полученная фитированием и σ — ширина пика Гаусса, обе найдены фитированием пика инвариантной массы функцией Гаусса. Два боковых интервала, $(m_{J/\Psi} - 7\sigma, m_{J/\Psi} - 4\sigma)$ и $(m_{J/\Psi} + 4\sigma, m_{J/\Psi} + 7\sigma)$, использованы для оценки фона. Эффективность вычислялась как

$$\epsilon(i) = \frac{N(i)_{pass}^{peak} - N(i)_{pass}^{sideband}}{N(i)_{total}^{peak} - N(i)_{total}^{sideband}},$$

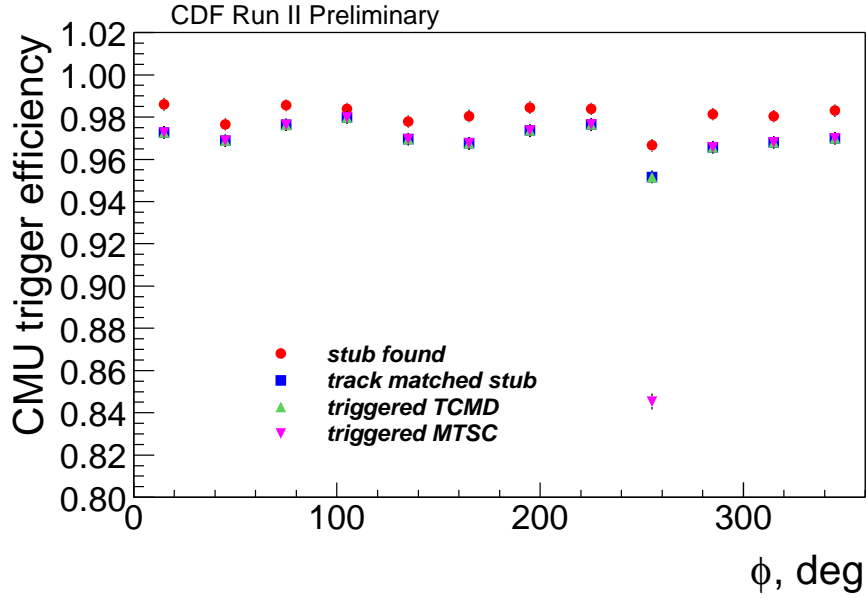


Рис. 4.9: Эффективность СМУ триггера как функция угла ϕ мюонного прототипа. Красные круги — для эффективности нахождения прототипа мюона. Синие квадраты — для эффективности согласования трека с прототипом мюона. Зеленые треугольники — эффективность TCMD. Розовые треугольники — эффективность MTSC

где $N(i)_{pass}^{peak}$, $N(i)_{pass}^{sideband}$, $N(i)_{total}^{peak}$ и $N(i)_{total}^{sideband}$ — соответственно число прошедших кандидатов и полное число кандидатов в пике/боковых сторонах для бина i .

Эффективность определяется как:

$$\epsilon = \frac{N_P}{N_P + N_F},$$

$$\sigma_\epsilon = \frac{[\sigma_{N_P}^2(1 - \epsilon)^2 + \sigma_{N_F}^2\epsilon^2]^{\frac{1}{2}}}{N_P + N_F},$$

где N_P и N_F — число прошедших/отброшенных кандидатов.

Из ϕ распределения димюонов в 12 узлах согласования была выявлена проблема несоответствия данных с информацией с сумматора мюонного триггера (MTSC), как показано на Рис. 4.7 и Рис. 4.8. Обнаружена проблема в передаче данных между картой сумматора, охватывающей 240-270° по ϕ с картой сумматора для димюонного бита (исправлено начиная с триггерной таблицы PHYSICS_1_02_v3). Лишь немногие димюоны в этом диапазоне ϕ приводят к установке димюонного бита в MTSC карте (Рис. 4.9. Поэтому для данного измерения эффективности триггера мюоны из диапазона ϕ 240-270° не использовались.

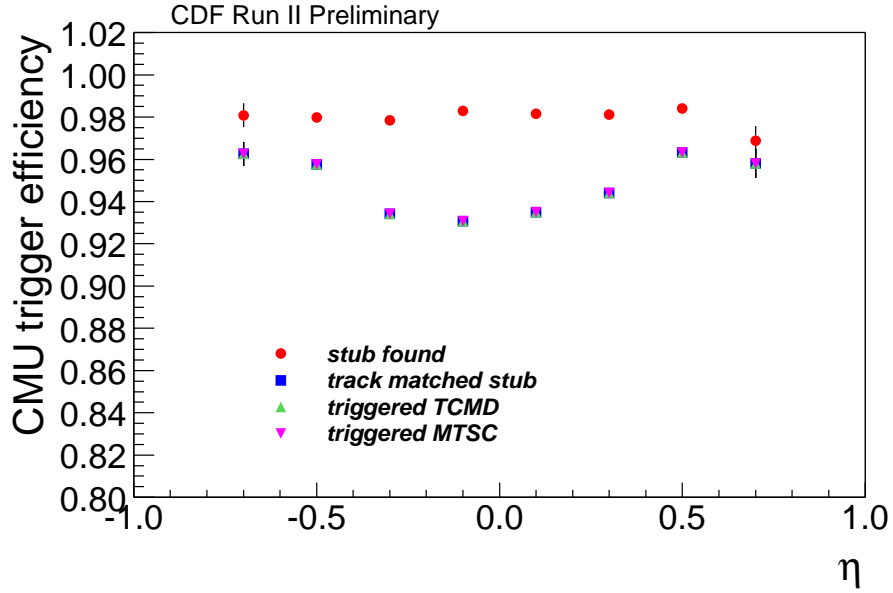


Рис. 4.10: Эффективность CMU триггера как функция псевдобыстроты трека η . Мюоны в нерабочих ϕ областях ($240 \div 270^\circ$) были исключены. Красные круги — для эффективности нахождения прототипа мюона. Синие квадраты — для эффективности согласования трека с прототипом мюона. Зеленые треугольники — эффективность TCMD. Розовые треугольники — эффективность MTSC

Эффективности триггера в зависимости от псевдобыстроты η и ϕ прототипа представлены на Рис. 4.10 и Рис. 4.11. Распределение по ϕ соответствует ожидаемому, за исключением впадины в области $\eta = 0$. Такая же впадина при $\eta = 0$ наблюдается и в распределении эффективности XTRD согласования, как показано на Рис. 4.12. Эффективность XTRD получена путём согласования автономного мюона с треками XTRD используя события J/Ψ .

Причиной низкой эффективности XFT в центре COT является меньшая длина трека, проходящего через детектор либо мертвые зоны детектора в области, где проходит плоскость поддержки COT. В данном анализе были исключены треки, проходящие через середину COT, путем требования $Z_{2,4,6} > 2\text{ см}$ и $Z_8 > 8\text{ см}$, где $Z_{2,4,6,8}$ — z координата трека в осевых суперслоях COT.

Эффективности триггера, полученные с учётом этих требований, показаны на Рис. 4.13. Показаны также графики отдельно для положительных и отрицательных мюонов. На Рис. 4.14 показана зависимость эффективностей от псевдобыстроты η .

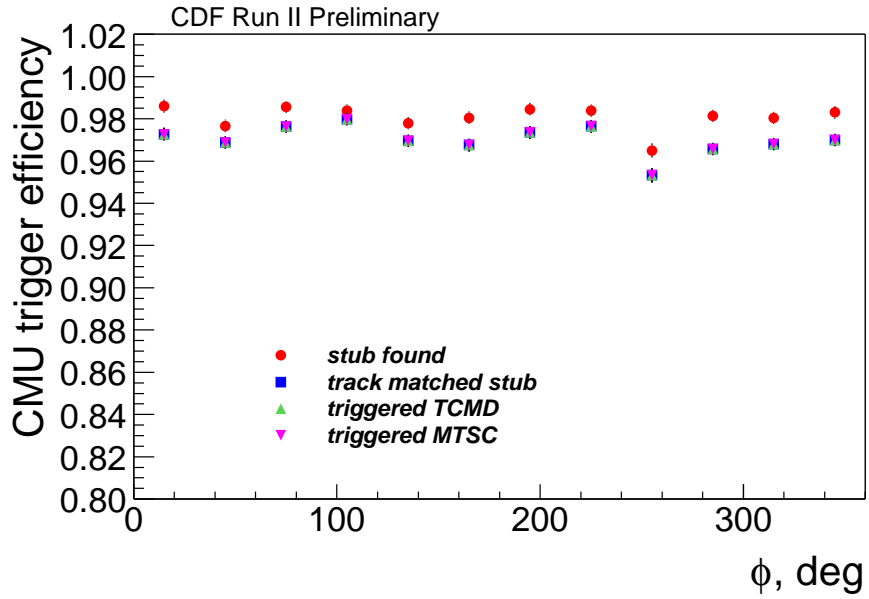


Рис. 4.11: Эффективность CMU триггера как функция угла ϕ мюонного прототипа. Мюоны с треками в пределах (по номерам суперслоёв) $|Z_{2,4,6}| < 2$ см и $|Z_8| < 8$ см исключены. Димюоны в нерабочих ϕ областях ($240 \div 270^\circ$) были исключены. Красные круги — для эффективности нахождения прототипа мюона. Синие квадраты — для эффективности согласования трека с прототипом мюона. Зеленые треугольники — эффективность TCMD. Розовые треугольники — эффективность MTSC

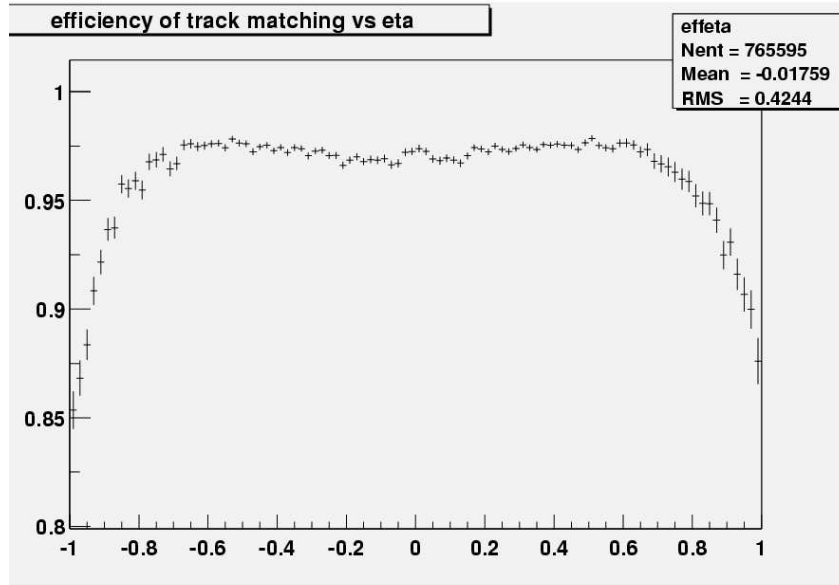


Рис. 4.12: Эффективность XTRP в зависимости от псевдобыстроты η

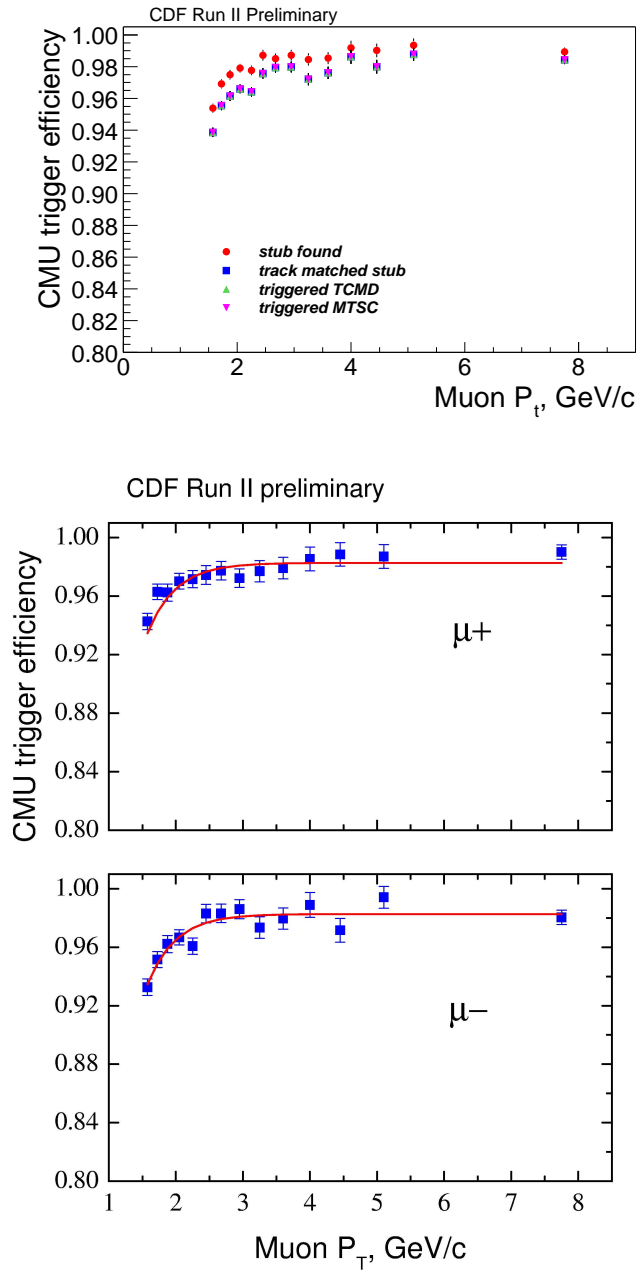


Рис. 4.13: Эффективность СМУ триггера в зависимости от p_T мюона. Мюоны с треками в пределах (по номерам суперслоёв) $|Z_{2,4,6}| < 2$ см и $|Z_8| < 8$ см исключены. Димюоны в нерабочих ϕ областях ($240 \div 270^\circ$) были также исключены. Красные круги — для эффективности нахождения прототипа мюона. Синие квадраты — для эффективности согласования трека с прототипом мюона. Зеленые треугольники — эффективность TCMD. Розовые треугольники — эффективность MTSC. Графики снизу — отдельно для положительных и отрицательных мюонов

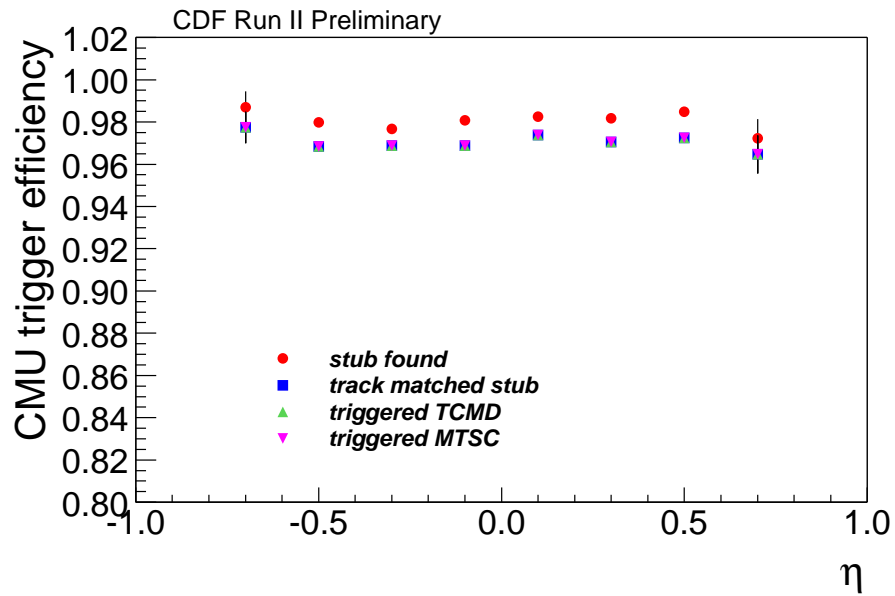


Рис. 4.14: Эффективность CMU триггера как функция псевдобыстроты трека η . Мюоны с треками в пределах (по номерам суперслоёв) $|Z_{2,4,6}| < 2$ см и $|Z_8| < 8$ см исключены. Димюоны в нерабочих ϕ областях ($240 \div 270^\circ$) были также исключены. Красные круги — для эффективности нахождения прототипа мюона. Синие квадраты — для эффективности согласования трека с прототипом мюона. Зеленые треугольники — эффективность TCMD. Розовые треугольники — эффективность MTSC

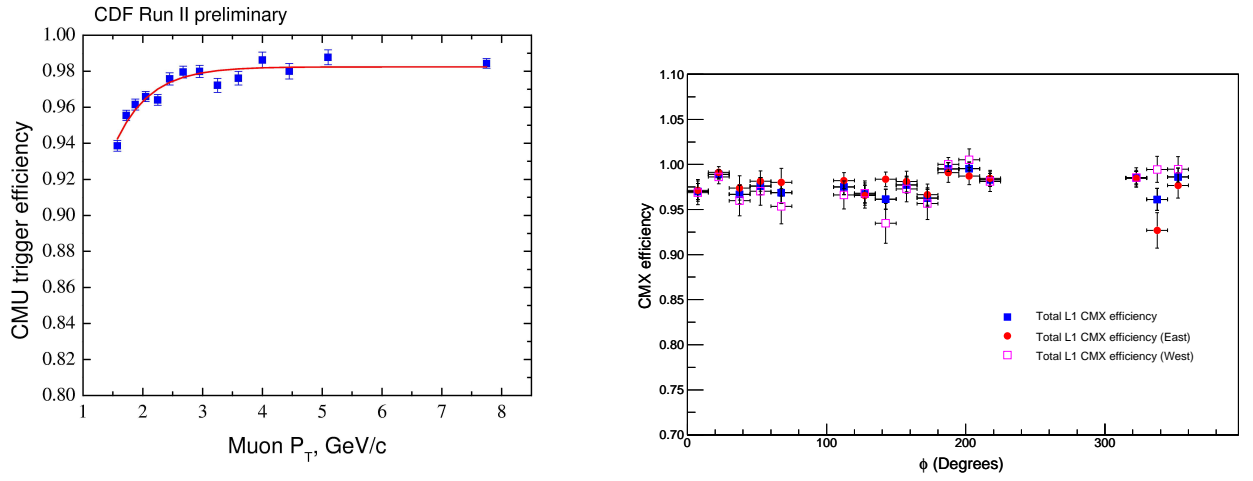


Рис. 4.15: Эффективность СМХ триггера как функция p_T (слева) и ϕ (справа) мюона. Мюоны с треками в пределах (по номерам суперслоёв) $|Z_{2,4,6}| < 2$ см и $|Z_8| < 8$ см исключены. Димюоны в нерабочих ϕ областях ($240 \div 270^\circ$) были также исключены.

4.4 Эффективности СМХ триггера

Эффективности СМХ были получены подобным образом. Графики для СМХ представлены на Рис. 4.15 в зависимости от p_T и ϕ и на Рис. 4.16 в зависимости от η .

Эти графики были построены с учётом требования, что пара слоёв (0+4, 1+5, ...) имела срабатывания в СМХ. Если мюон удовлетворял этому критерию, дополнительно проверялось соответствие регистров прототипа мюона СМХ диапазону угла ϕ .

Измерения эффективности мюонного триггера в Сеансе II с использованием событий J/Ψ показали, что она близка к проектной. Зависимость эффективности СМУ триггера от p_T мюона показана на Рис. 4.17. Данные фитировались функцией:

$$\epsilon = \frac{A}{1 + e^{B(P_T+C)}},$$

$$A = 0,9824 \pm 0,0022, B = -1,79 \pm 0,41, C = 0,18 \pm 0,43$$

Измерение эффективности триггера для одиночных СМУ мюонов описано в [87]. Зависимость этой эффективности от p_T мюона показано на Рис. 4.18. Чтобы учесть p_T зависимость и корреляции между p_T распределениями димюона, для вычисления эффективности J/ψ триггера был применён метод взвешивания событий. Для каждого события вычислялись эффективности триггера для обоих мюонов, используя эффективность L1 триггера для одиночных мюонов в зависимости от p_T мюона, $\epsilon_{L1}^\mu(p_{T_{1,2}}^\mu)$. Произведение одномюонных эффективностей было представлено в зависимости от p_T первичной J/ψ частицы. Затем, для каждого J/ψ p_T бина была вычислена эффектив-

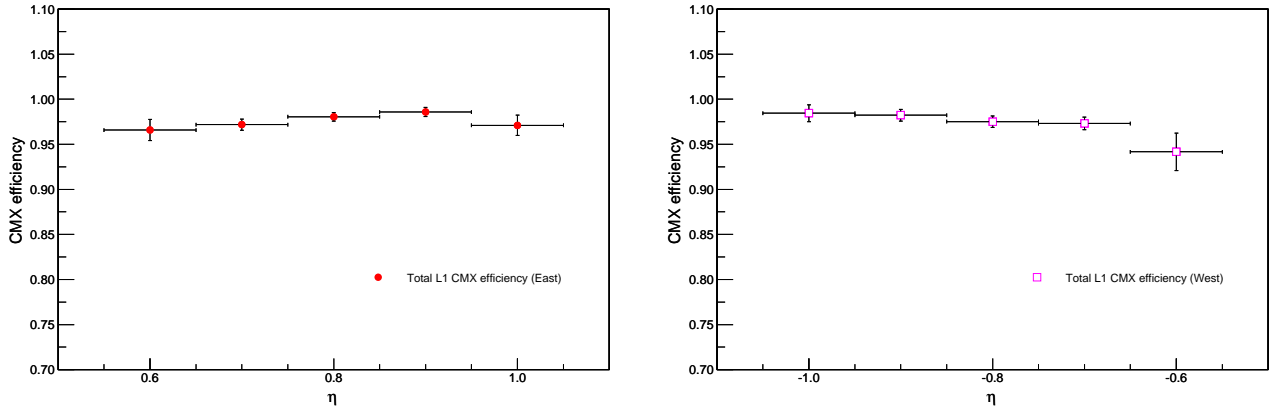


Рис. 4.16: Эффективность CMX триггера как функция псевдобыстроты трека η , восточная сторона (слева), западная сторона (справа)

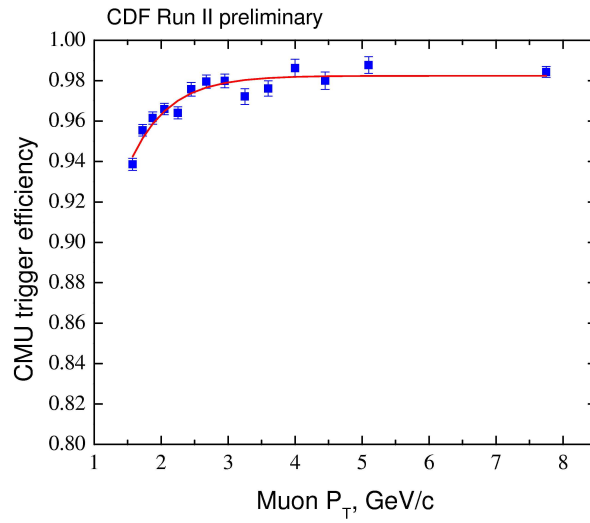


Рис. 4.17: Эффективность CMU триггера в зависимости от p_T мюона. Мюоны с $|Z_{2,4,6,8}| < 2$ см трека исключены при вычислении эффективности. Также исключены мюоны с $240 \div 270^\circ \phi$

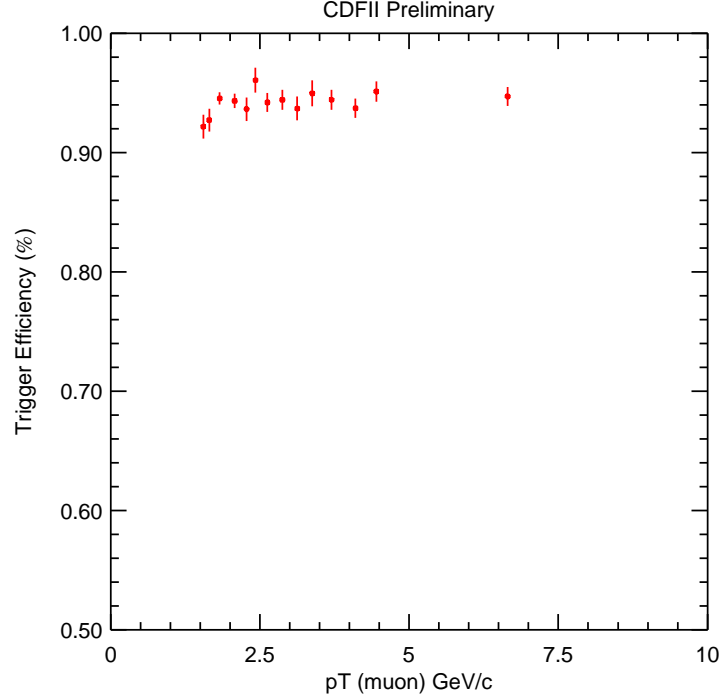


Рис. 4.18: Эффективность мюонного триггера для одиночных мюонов

ность, что CMU-CMU L1 и L3 димюон прошёл триггер, при условии что два отдельных L1 CMU мюона прошли триггер ¹ на основании данных, собранных с помощью триггера JPSI_CMUP4_CMU1.5:

$$\epsilon_{L1+L3}^{\mu\mu}(p_T^{J/\psi}) = \frac{\text{Число } J/\psi \text{ событий давших триггер на } L(1+3) \text{ димюон}}{\text{Число } J/\psi \text{ событий давших триггер на два } L1 \text{ CMU мюона}}$$

Конечная эффективность J/ψ триггера была вычислена как:

$$\epsilon_{trig}^{J/\psi}(p_T^{J/\psi}) = \epsilon_{L1}^{\mu}(p_{T1}^{\mu}) \cdot \epsilon_{L1}^{\mu}(p_{T2}^{\mu}) \cdot \epsilon_{L1+3}^{\mu\mu}(p_T^{J/\psi})$$

Распределение по p_T CMU мюонов показано на Рис. 4.19, а импульсное распределение J/ψ — на Рис. 4.20. Эффективность триггера для J/ψ с использованием метода взвешивания событий представлена на Рис. 4.21, а значения одномюонной эффективности L1 триггера эффективности J/ψ триггера в зависимости от p_T перечислены в Табл. 4.1 и 4.2 соответственно. Погрешности в каждой точке были получены объединением стандартных отклонений распределения для каждого p_T бина и отклонений от изменения входной эффективности CMU на одно стандартное отклонение.

¹Два L1 CMU мюонных прототипа должны быть разделены двумя башнями = 5° чтобы два L1 мюона дали триггер как L1 димюон. Условие разделения двумя башнями доминирующий источник неэффективности L1 димюонного триггера.

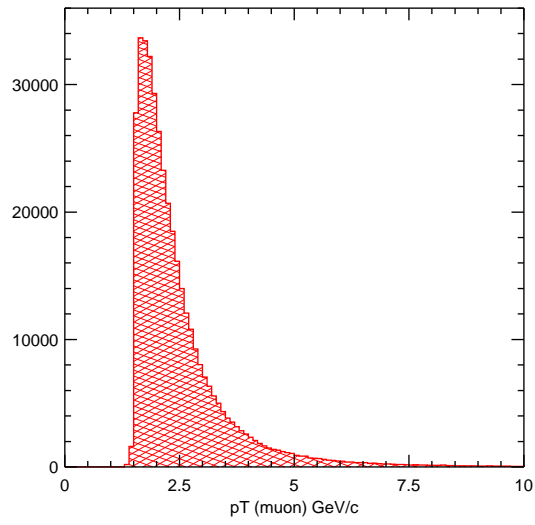


Рис. 4.19: Распределение CMU мюонов по p_T

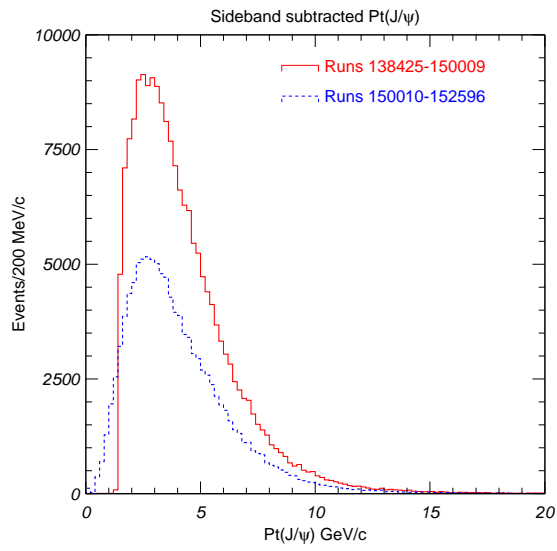


Рис. 4.20: Импульсное распределение J/ψ

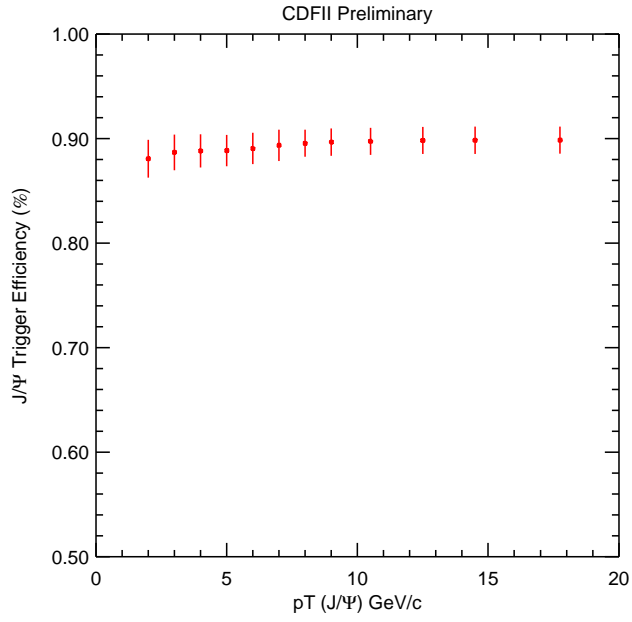


Рис. 4.21: Эффективность триггера для J/ψ с использованием метода взвешивания событий

$p_T(\mu)$ (ГэВ/с)	ϵ_{L1}^μ
< 1,6	$0,918017 \pm 0,006$
1,6 – 1,7	$0,934326 \pm 0,006$
1,7 – 1,95	$0,950462 \pm 0,003$
1,95 – 2,2	$0,948468 \pm 0,004$
2,2 – 2,35	$0,944202 \pm 0,006$
2,35 – 2,5	$0,967167 \pm 0,006$
2,5 – 2,75	$0,960604 \pm 0,005$
2,75 – 3,0	$0,965159 \pm 0,005$
3,0 – 3,25	$0,952252 \pm 0,006$
3,25 – 3,5	$0,963080 \pm 0,007$
3,5 – 3,9	$0,967672 \pm 0,005$
3,9 – 4,3	$0,965901 \pm 0,005$
4,3 – 4,9	$0,967786 \pm 0,005$
> 4,9	$0,980339 \pm 0,005$

Таблица 4.1: Эффективность CMU L1 одномюонного триггера в зависимости от p_T мюона

$p_T(J/\psi)$ (ГэВ/c)	$\epsilon_{trig}^{J/\psi}$
1,5 – 2,0	$0,86459 \pm 0,0018$
2,0 – 2,5	$0,88560 \pm 0,0017$
2,5 – 3,0	$0,89323 \pm 0,0016$
3,0 – 3,5	$0,89871 \pm 0,0015$
3,5 – 4,0	$0,90432 \pm 0,0015$
4,0 – 4,5	$0,90804 \pm 0,0016$
4,5 – 5,0	$0,91103 \pm 0,0016$
5,0 – 5,5	$0,91404 \pm 0,0015$
5,5 – 6,0	$0,91614 \pm 0,0015$
6,0 – 7,0	$0,91401 \pm 0,0015$
7,0 – 8,0	$0,91687 \pm 0,0014$
8,0 – 9,0	$0,92505 \pm 0,0014$
9,0 – 10,0	$0,91895 \pm 0,0014$
10,0 – 12,0	$0,91932 \pm 0,0015$
12,0 – 14,0	$0,91226 \pm 0,0017$
14,0 – 17,0	$0,91707 \pm 0,0018$
17 – 99,0	$0,90893 \pm 0,0019$

Таблица 4.2: Эффективность J/ψ СМУ-СМУ триггера в зависимости от J/ψ p_T

Глава 5

Акцептанс детектора для CMU-CMU J/ψ

Только часть the J/ψ событий, образованных в $p\bar{p}$ столкновениях, восстанавливаются установкой CDF из-за геометрии детектора, ограниченного кинематического акцептанса и из-за неэффективностей триггера и реконструкции событий. Наблюдаемое число событий должно быть скорректировано с учетом всех этих факторов.

Для изучения эффективностей триггера и восстановления, можно было бы полагаться на полное моделирование детектора в GEANT. Однако, текущая версия GEANT Монте Карло все ещё находится в стадии разработки и приводит к переоценке эффективности детектора. Поэтому для вычисления эффективностей вместо GEANT моделирования было использовано параметрическое Монте Карло моделирование детектора. В противоположность к GEANT Монте Карло, все корреляции между эффективностями должны быть явно промоделированы. Поэтому где это было возможно, применялись измерения корреляции, а в отдельных случаях погрешности, вносимые корреляциями были включены в систематические погрешности.

5.1 Вклад геометрии и кинематики в акцептанс

Мюонный детектор CMU покрывает диапазон псевдобыстроты $-0,6 < \eta < 0,6$ и разбит по ϕ на 24 $12,6^\circ$ сегмента с $2,4^\circ$ разделением между сегментами [73]. В этой области детектор перекрывает всю центральную трековую камеру COT и акцептанс определяется геометрией мюонного детектора и кинематическим охватом детектора. Калориметр для CMU детектора действует как поглотитель, задерживающий мюоны с p_T меньше 1,35 ГэВ/с. Геометрия четырёх чувствительных проволочек в камерах CMU позволяет вычисление поперечного импульса мюона по разнице времени дрейфа в соседних слоях. Для CMU выбран временной интервал $\Delta T \leq 396 ns$, обеспечивающий полную эффективность для мюонов с $p_T > 1,5 \text{ ГэВ/с}$, но CMU акцептанс для мюонов с $1,5 < p_T < 1,7 \text{ ГэВ/с}$ понижен из-за влияния вещества калориметра.

Чтобы правильно промоделировать аксептанс CMU детектора, в первую очередь надо точно смоделировать сферу действия детектора, затем надо выявить и промоделировать действующие элементы детектора с известными аппаратными проблемами или низкими эффективностями; наконец, прохождение мюонов через калориметр должно быть правильно смоделировано чтобы найти кинематический аксептанс для мюонов с малыми импульсами.

Аксептанс вычисляется отдельно для событий от двух триггеров L3 с разными условиями отбора на угол раскрытия димюона. J/ψ события, в которых один из мюонных прототипов был восстановлен в сегменте 17W были исключены при вычислении сечения и приняты во внимание при подсчёте аксептанса.

5.2 Монте Карло моделирование с использованием GEANT

Методы Монте Карло моделирования использовались для оценки геометрического и кинематического аксептанса.

Дифференциальное p_T распределение J/ψ , полученное в измерении сечения в Сеансе I фитируется эмпирической формулой:

$$\frac{d\sigma(p_T)}{dp_T} = \frac{NORM}{A + B \exp(\frac{p_T - OFFSET}{SLOPE})} \quad (5.1)$$

Результат фитирования показан на Рис. 5.1. Форма кривой была использована на входе при генерации Монте Карло.

Для изучения аксептанса были получены два набора данных Монте Карло с использованием событий J/ψ , сгенерированных пакетом FAKEEV, где распад $J/\psi \rightarrow \mu\mu\gamma$ был промоделирован пакетом QQ ψ с моделью распада с излучением, предполагая нулевую поляризацию:

1. события J/ψ сгенерированы с плоским спектром по η и с p_T распределением, описываемым выражением 5.1 в диапазоне от 1 до 20 ГэВ/с.
2. события J/ψ сгенерированы с плоским спектром по η и по p_T в интервале от 0 до 3 ГэВ/с

Полное GEANT моделирование детектора CMU с использованием кода моделирования CDF версии 4.9.1 применялось для оценки поправки на аксептанс. Экстраполяция $p_T(J/\psi)$ спектра из Сеанса I не согласуется полностью с данными для импульсов $< 4 \text{ GeV}/c$, как показано на Рис. 5.2.

Проверка GEANT моделирования проводилась путём сравнения распределений различных кинематических величин для экспериментальных данных и восстановленных

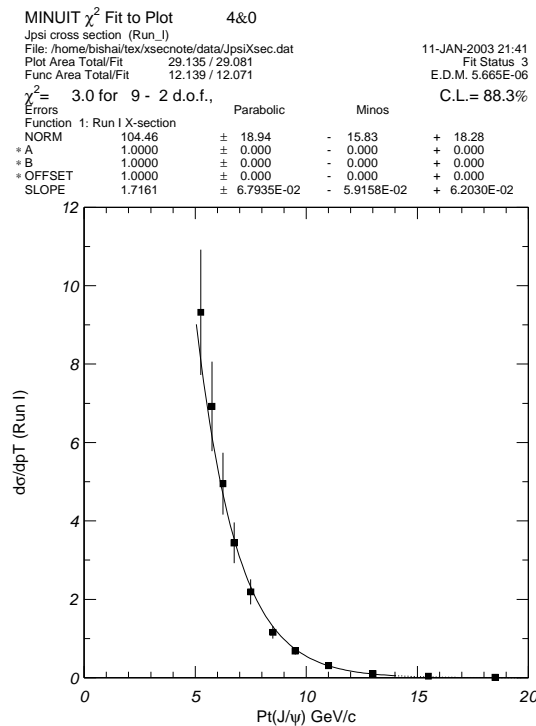


Рис. 5.1: Эмпирический фит распределения дифференциального сечения Сеанса I

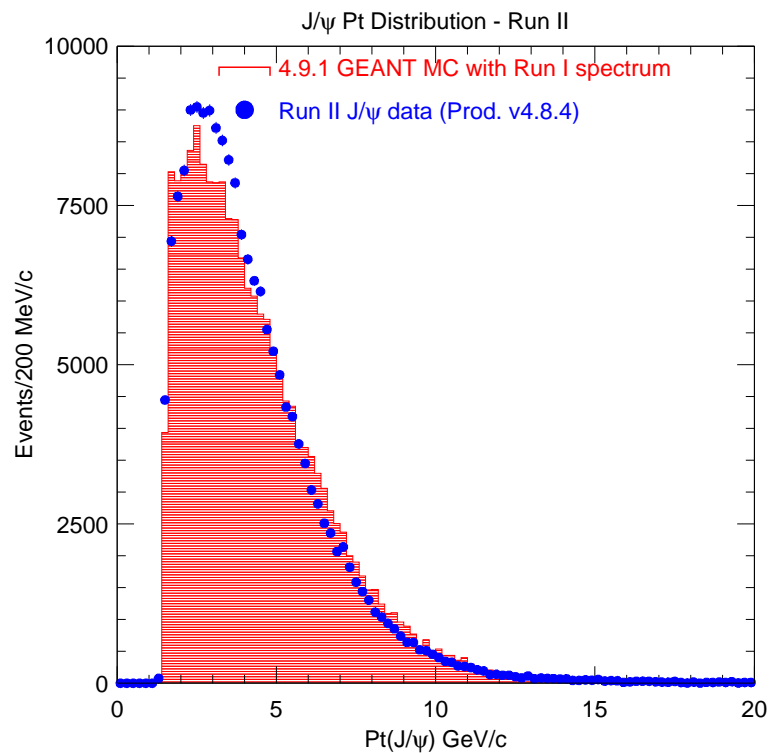


Рис. 5.2: Сравнение результатов Монте Карло с данными для поперечного импульса J/ψ . Гистограммы — GEANT MC, полученные с использованием Cdfsoft 4.9.1, синие кружки — данные, обработанные Cdfsoft 4.8.4. J/ψ p_T в MC был согласован с данными Сеанса I.

Монте Карло событий. Набор J/ψ событий с $p_T(J/\psi) > 1,5 \text{ ГэВ/с}$ и $|\eta(J/\psi)| < 0,6$ в первом Монте Карло наборе данных был подвергнут процедуре перевзвешивания, с тем чтобы распределение поперечного импульса J/ψ согласовывалось с экспериментальными данными.

Сравнение между результатом моделирования и данными эксперимента для распределений по p_T , η и $\Delta\phi(\mu\mu)$ показаны на Рис. 5.3. Распределения по η и углу раскрытия мюона хорошо согласуются для смоделированных и экспериментальных данных, если p_T сгенерированных J/ψ событий правильно описывает данные. На Рис. 5.4 показано, что хорошее соответствие получено также между импульсными распределениями мюона с максимальным и минимальным p_T в каждом событии между данными и результатами моделирования. Для проверки описания мюонных камер в программе GEANT, z координата μ трека экстраполируется до входного радиуса СМУ, 347 см. Использовалась экстраполяция с помощью простой прямой линии. Распределение событий для данных и моделирования показано на Рис. 5.5. Наблюдается избыток смоделированных событий в области зазора между западной и восточной сторонами по сравнению с данными эксперимента. Для учета этого эффекта была установлена систематическая погрешность на акцептанс, как обсуждается в разделе 5.4.

Эффективность акцептанса в зависимости от восстановленного $p_T(J/\psi)$ и быстроты, $y(J/\psi)$ определяется как

$$\mathcal{A}(p_T, y) = \frac{\text{число } J/\psi(p_T(\mu\mu), |y| < 0,6, \mu_{type} = CMU, p_T(\mu) > 1,5, L1/L3/Offline \text{ условия})}{\text{число сгенерированных } J/\psi(p'_T(J/\psi), |y'| < 0,6)}$$

где $p'_T(J/\psi)$ и y' являются истинными значениями сгенерированных J/ψ импульса и быстроты, включая испущенный фотон. Зависимость акцептанса от p_T and y показана на Рис. 5.6 и Рис. 5.7. Как показано на Рис. 5.6, акцептанс в области 0,0-0,25 ГэВ/с есть быстро меняющаяся функция $p_T(J/\psi)$. Чтобы определить оптимальный размер p_T бина для параметризации акцептанса, двумерный акцептанс, $\mathcal{A}(p_T(J/\psi), y)$ был смоделирован с использованием разных размеров Монте Карло p_T бинов. Сечение в этом бине вычисляется с использованием пособытийного взвешивания, описанного в разделе 6. Результаты представлены в Табл. 5.1. Значения сечения стабильны для размеров Монте Карло p_T бина $\leq 100 \text{ МэВ/с}$. Размер бина в 50 МэВ/с был выбран для моделирования двумерного акцептанса в интервале 0-0,25 ГэВ/с.

5.3 Параметрическое моделирование

Чтобы понять влияние геометрии различных частей детектора и их взаимодействию с кинематикой распада $J/\psi \rightarrow \mu\mu\gamma$, была разработана простая кинематическая Монте Карло модель, позволяющая изучать различные эффекты независимо:

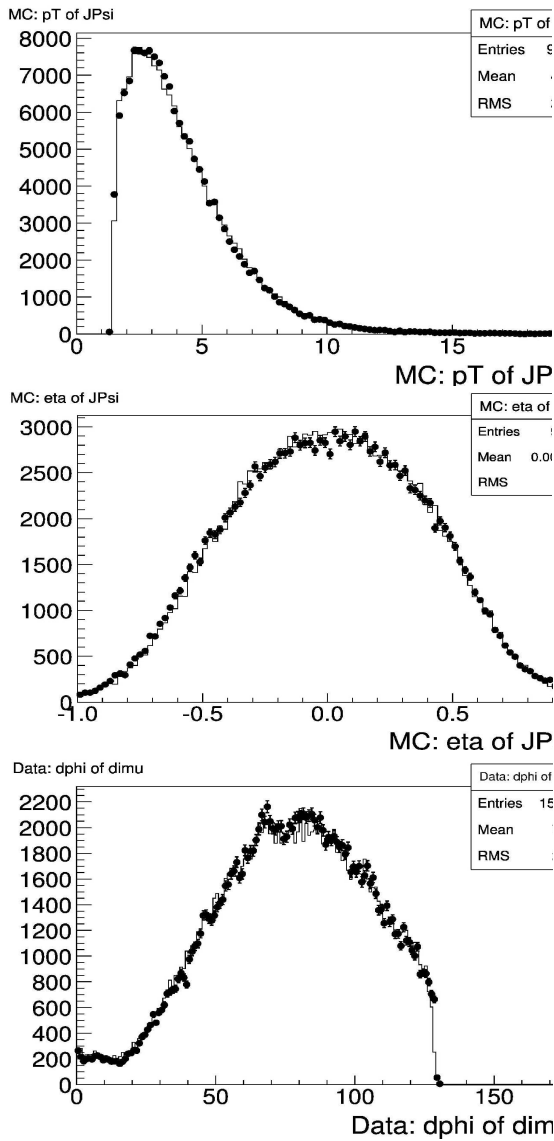


Рис. 5.3: Сравнение MC с данными для распределений поперечного импульса, псевдобыстроты и угла раскрытия J/ψ . Гистограммы — GEANT MC, полученные с использованием Cdfsoft 4.9.1, черные кружки — данные, обработанные Cdfsoft 4.8.4. J/ψ p_T в MC взвешены для согласования с данными

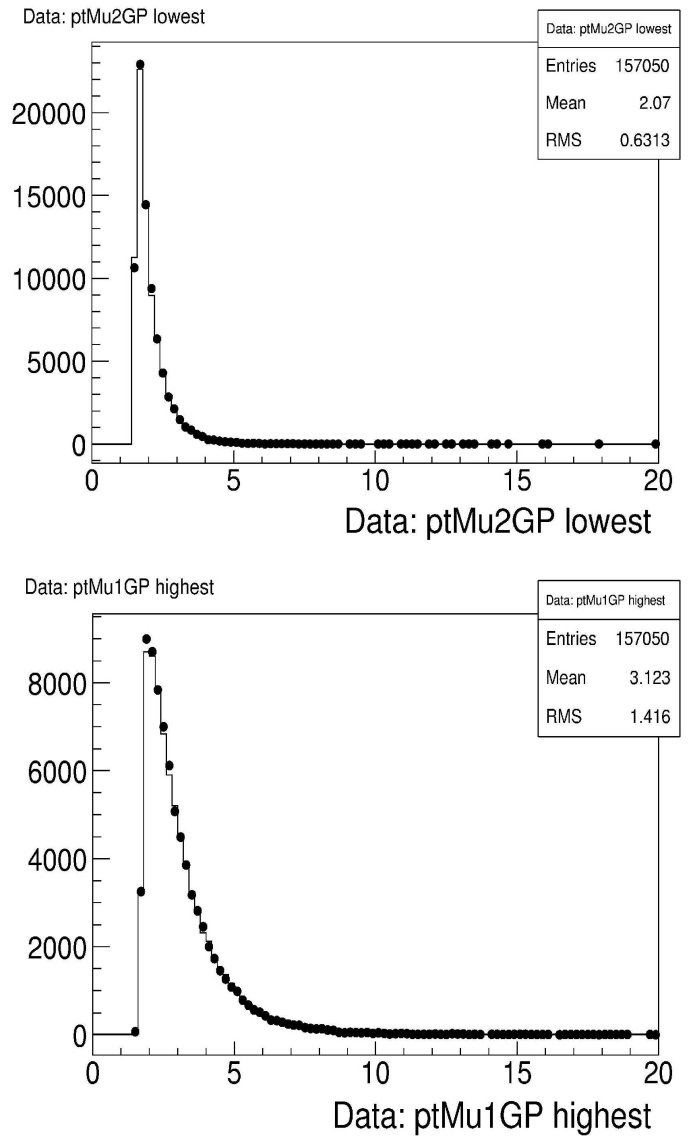


Рис. 5.4: Сравнение MC с данными для распределения поперечного импульса обоих мюонов от J/ψ . Гистограммы — GEANT MC, полученные с использованием Cdfsoft 4.9.1, черные кружки — данные, обработанные Cdfsoft 4.8.4. J/ψ p_T в MC взвешены для согласования с данными

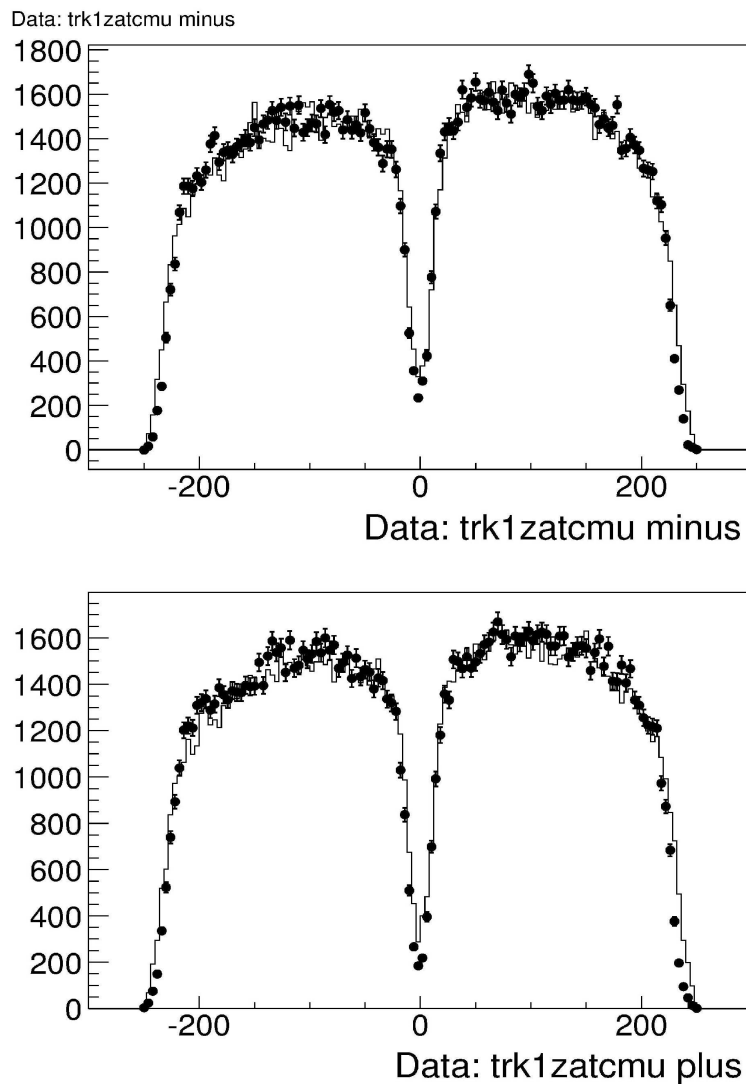


Рис. 5.5: Сравнение МС с данными для распределения z координаты мюонного трека, измеренной при $R = 347$ см поперечного импульса обоих мюонов от J/ψ . Гистограммы — GEANT МС, полученные с использованием Cdfsoft 4.9.1, черные кружки — данные, обработанные Cdfsoft 4.8.4. Информация с кремниевого трекера не использовалась

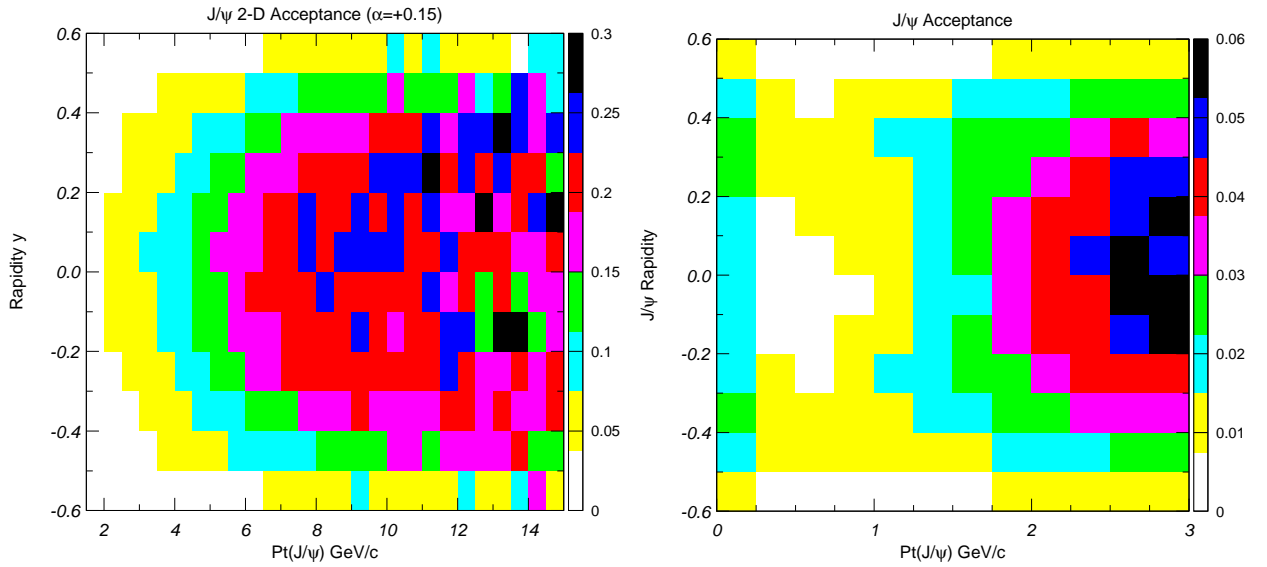


Рис. 5.6: Двумерный аксептанс J/ψ как функция $p_T(J/\psi)$ и $y(J/\psi)$, полученный с использованием моделирования 4.9.1 GEANT. Левый график — для диапазона от 1 до 15 ГэВ/с, правый — для 0 - 3 ГэВ/с.

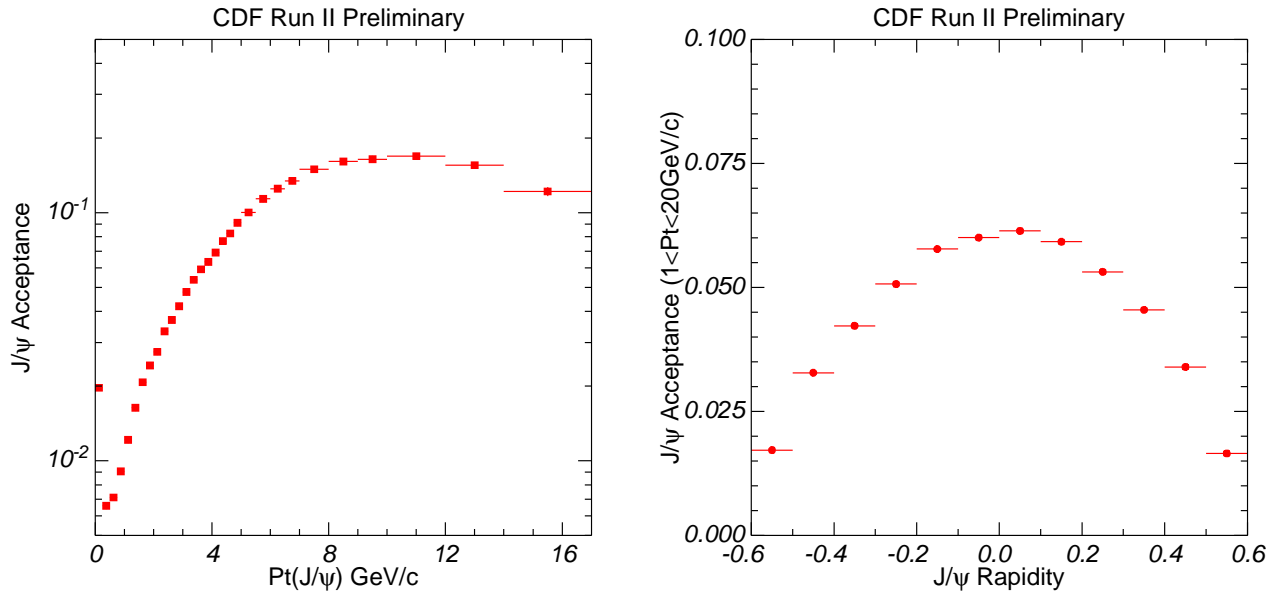


Рис. 5.7: J/ψ аксептанс, полученный с использованием моделирования 4.9.1 GEANT как функция $p_T(J/\psi)$ и y .

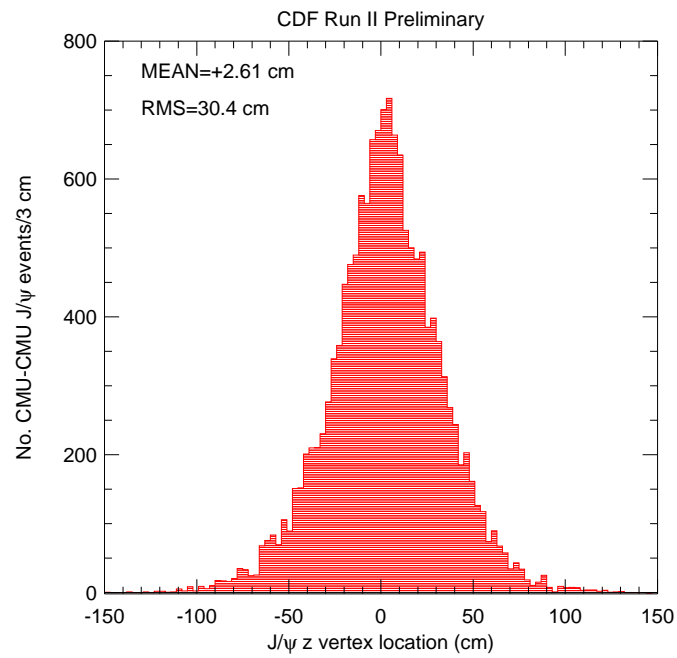


Рис. 5.8: Распределение z координаты вершины J/ψ , полученное с использованием вычитания боковых сторон по инвариантной массе. Среднее значение распределения находится при $z = +2,6$ см. Это означает, что центр пучка смещён в сторону положительных z

Размер p_T бина (МэВ/с)	$d\sigma/dp_T$ для 0,0-0,25 ГэВ/с
50*	9,1
100	9,0
200	8,4
250	7,2

Таблица 5.1: Изменение сечения, измеренного в интервале 0-0,25 ГэВ/с в зависимости от размера p_T бина, используемое при измерении аксептанса. *Размер бина, принятый как значение по умолчанию.

- z вершина сгенерированных J/ψ событий смещена и размыта чтобы согласовать с данными измерения. Распределение z вершин событий J/ψ (выполненное с применением вычитания боковых сторон инвариантной массы), измеренное в данных, показано на Рис.5.8. Среднее значение распределения находится при +2,6см с RMS = 30,4 см.
- используется настраиваемое моделирование для срабатываний COT с потерями энергии и многократным рассеиванием с помощью пакета CotSim. CotSim представляет собой пакет моделирования COT и фитирования треков на уровне срабатываний. Он включает в себя многократное рассеивание и ионизационные потери энергии в COT и веществе до COT. Ионизационные потери вычисляются с помощью формулы Бете-Блоха с учётом эффекта плотности. Вещество SVXII промоделировано с использованием программы SiliMap версии 4.9.0, и описания детектора в GEANT. Помимо этого поправки dE/dX получены изучая космические лучи. Включены также поправки на магнитное поле.
- рассеивание в веществе калориметра параметризовано путём экстраполяции размытого трека от COT до входа в CMU и используя $\Delta_{r\phi}^{CMU}(p_T)$, $\Delta_{\phi}^{CMU}(p_T^{\mu})$ и $\Delta_z^{CMU}(p_T^{\mu})$ параметры согласования трека с прототипом мюона, измеренное в данных эксперимента для определения положения и направление прототипа мюона. Сравнение данных с параметрическим Монте Карло для импульса мюонного трека и параметров согласования трека и прототипа мюона показаны на Рис. 5.9.

Эффекты геометрии и кинематический отбор были применены отдельно и изучалось распределение аксептанса по η и p_t J/ψ событий. Для ясности, события J/ψ были сгенерированы с плоским спектром по η и p_t . Распределение прототипов мюонов по ϕ и z аксептанс геометрии CMU, как смоделировано параметрическим Монте Карло, показано на Рис. 5.10. Ниже перечислены критерии на аксептанс детектора, примененные к размытым величинам в параметрическом моделировании:

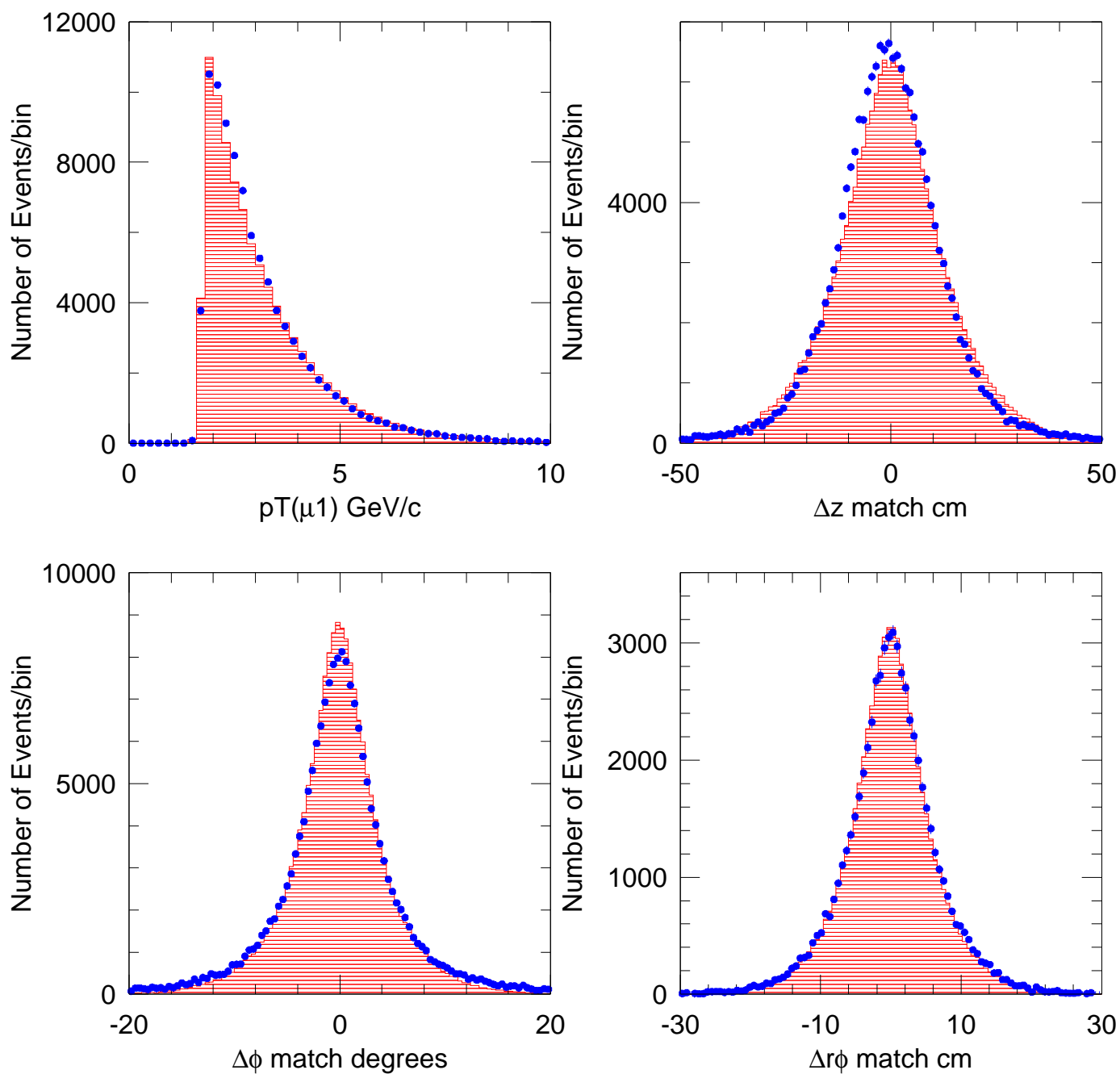


Рис. 5.9: Сравнение распределений поперечного импульса мюона и параметров согласования $\Delta_{r\phi}$, Δ_ϕ and Δ_z , полученных из данных и параметрического МС моделирования

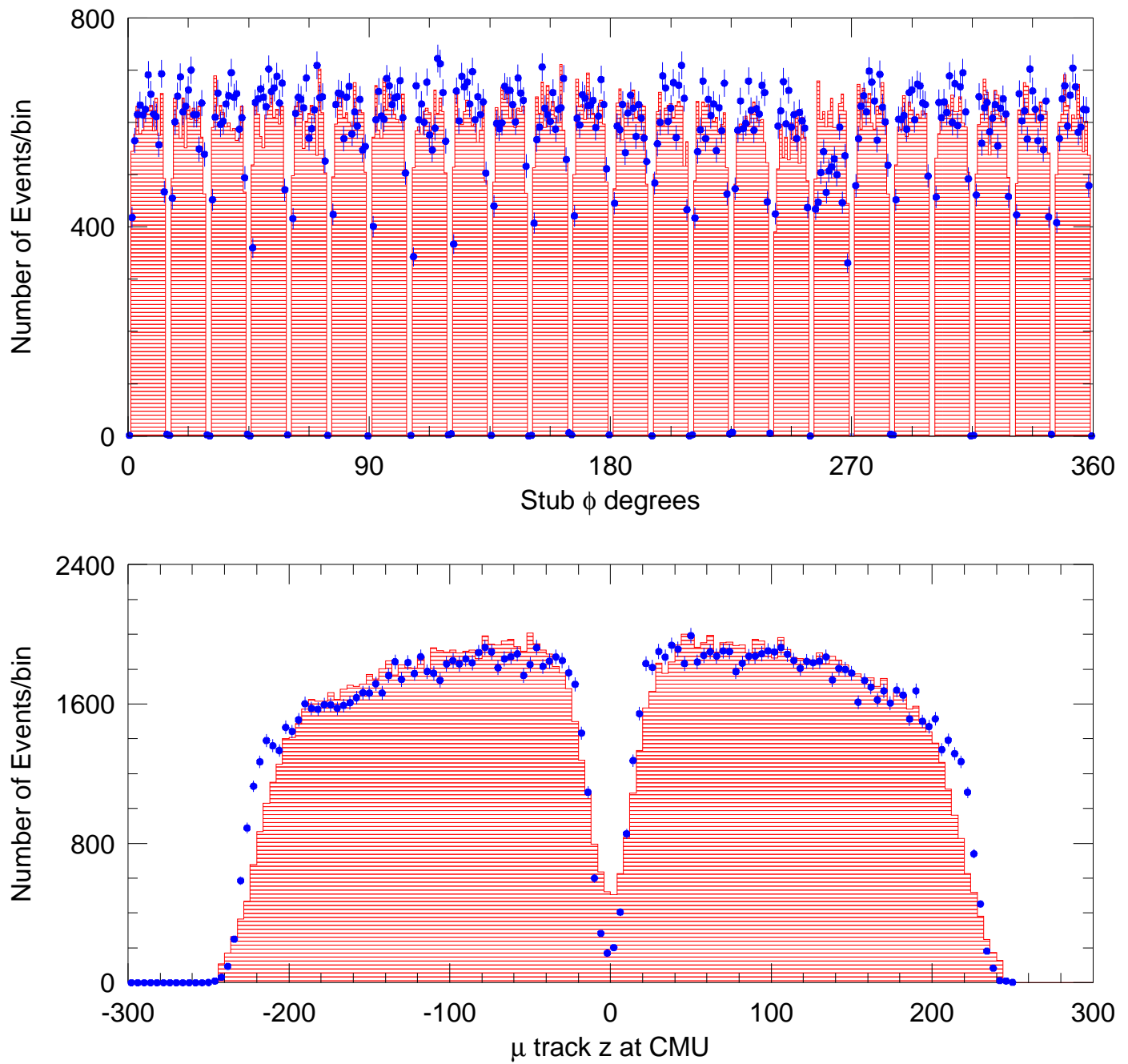


Рис. 5.10: Сравнение распределений угла ϕ прототипа и z координаты мюонных треков, спроецированной на место входа в мюонные камеры, $R = 347$ см, полученных из данных и параметрического МС моделирования

1. Кинематический аксептанс детектора CMU для $p_t(\mu) > 1,5 \text{ ГэВ/с}$. Рис. 5.11 (верхние графики).
2. Охват по z активных областей 23 из 24 сегментов CMU детектора $z = \pm 226 \text{ см}$ на входе в камеры CMU; $R = 347 \text{ см}$. Сегмент 6 на восточной дуге на 20 см короче. Рис. 5.11 (нижние графики).
3. Зазор по z между восточной и западной дугами составляет $|z| \geq 11 \text{ см}$. Для изучения эффекта аксептанса использовалось значение $\pm 15 \text{ см}$ Рис. 5.12 (верхние графики).
4. Зазор в $2,4^\circ$ между ϕ сегментами. Рис. 5.12 (нижние графики).
5. Исключение событий в сегменте 17W на западной стороне ($255 < \phi(\mu) < 270$). Рис. 5.13 (верхние графики).
6. Критерии отбора на аксептанс L1 триггера (Рис. 5.13 (нижние графики)).
 - Разделение прототипов CMU мюонов по ϕ составляет $> 5^\circ$.
 - Исключение событий, где оба мюона имеют $240 < \phi(\mu) < 270^\circ$ — это компенсирует неэффективность L1 триггера когда оба мюонных прототипа обработаны узлом согласования номер 8.
 - Исключение событий, где один из треков прошёл в пределах 1,5 см от центра плоскости проволочек в каком-либо из 4 осевых слоёв.
7. Угол раскрытия в L3 между двумя мюонными треками $< 128.9^\circ$. Это условие наложено L3 триггером на половину набора данных. Рис. 5.14 (верхние графики).

Эффективность в зависимости от $p_T(J/\psi)$ для каждого критерия отбора, представлена на Рис. 5.14 (нижние графики, А), а относительная эффективность каждого критерия отбора показана на Рис. 5.14 (нижние графики, В). Окончательно аксептанс подсчитан в зависимости от быстроты y и $p_T(J/\psi)$. Рис. 5.15 (верхние графики) представляет результаты вычислений двумерного аксептанса в зависимости от y и η .

Вычисление аксептанса проведено на наборе данных J/ψ событий $> 2 \text{ ГэВ/с}$ с быстро падающим p_T спектром, подобно Сеансу I. На Рис. 5.15 (нижние графики), видно хорошее соответствие двумерного аксептанса, полученного из того же сгенерированного набора данных с использованием GEANT/CdfSim версии 4.9.1 и параметрического моделирования CMU.

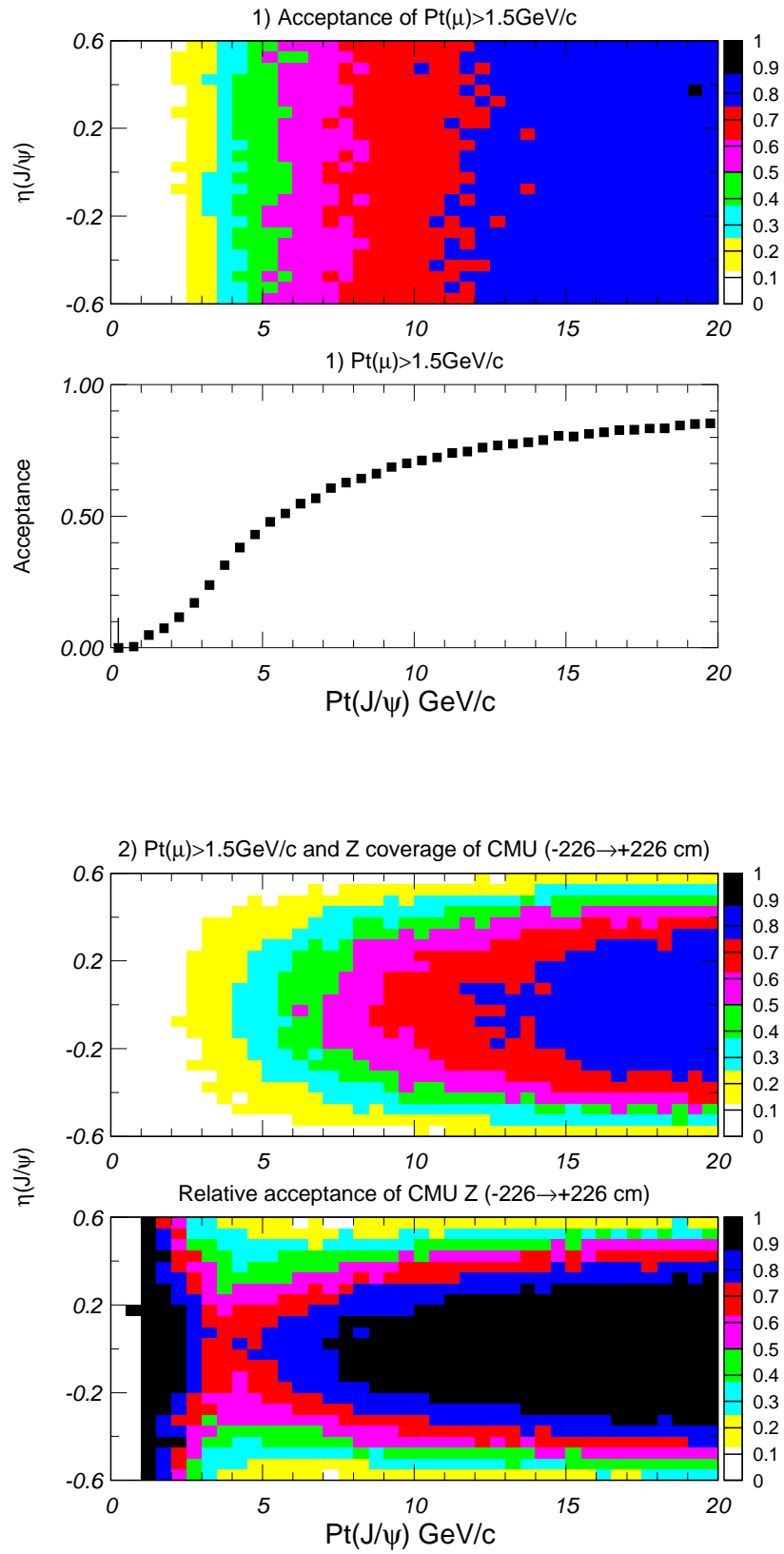


Рис. 5.11: Аксептанс для $p_T(\mu) > 1,5 \text{ ГэВ/с}$ (верхние графики). Аксептанс для $p_T(\mu) > 1,5 \text{ ГэВ/с}$ и Z охвата СМУ (-226 \div +226 см) (нижние графики)

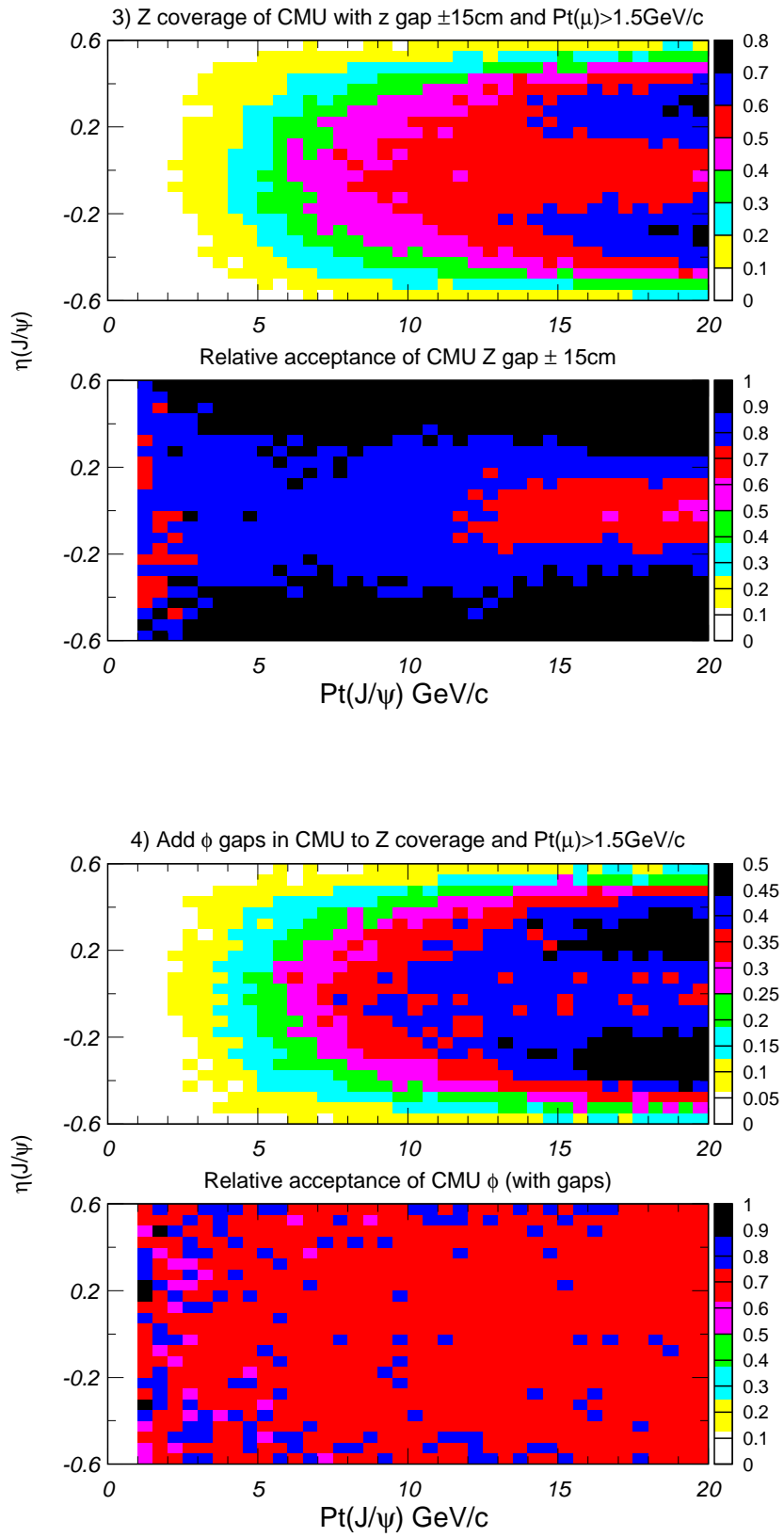


Рис. 5.12: Z охват CMU с z зазором $\pm 20\text{см}$ и $p_T(\mu) > 1,5 \text{ ГэВ}/c$ (верхние графики).
Добавление ϕ зазоров CMU к Z охвату и $p_T(\mu) > 1,5 \text{ ГэВ}/c$ (нижние графики)

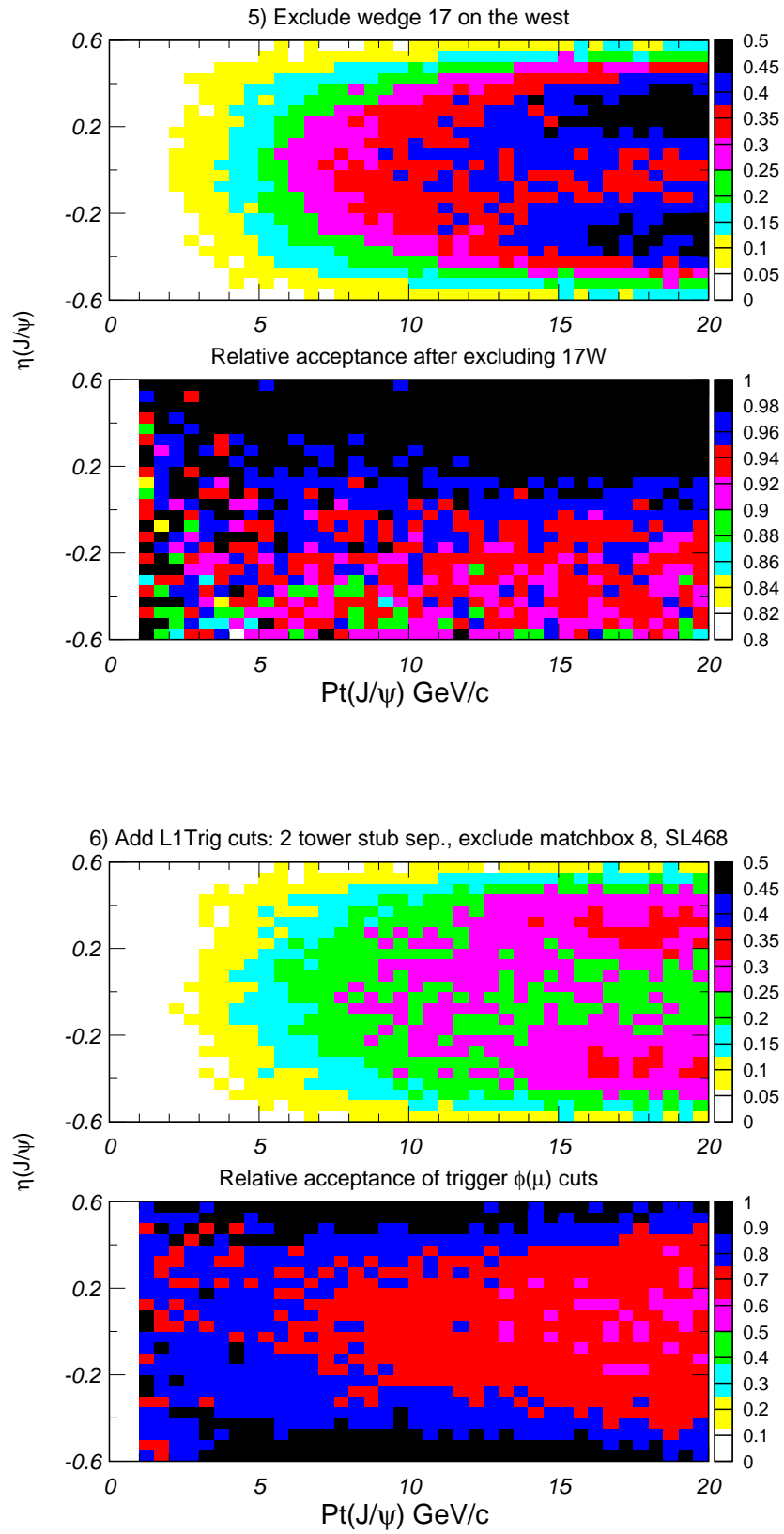


Рис. 5.13: Исклучение сегмента 17W на западной стороне (верхние графики). Добавление условий L1 триггера: разделение прототипов мюонов двумя башнями, исключение узла согласования номер 8, суперслои 4,6,8 (нижние графики)

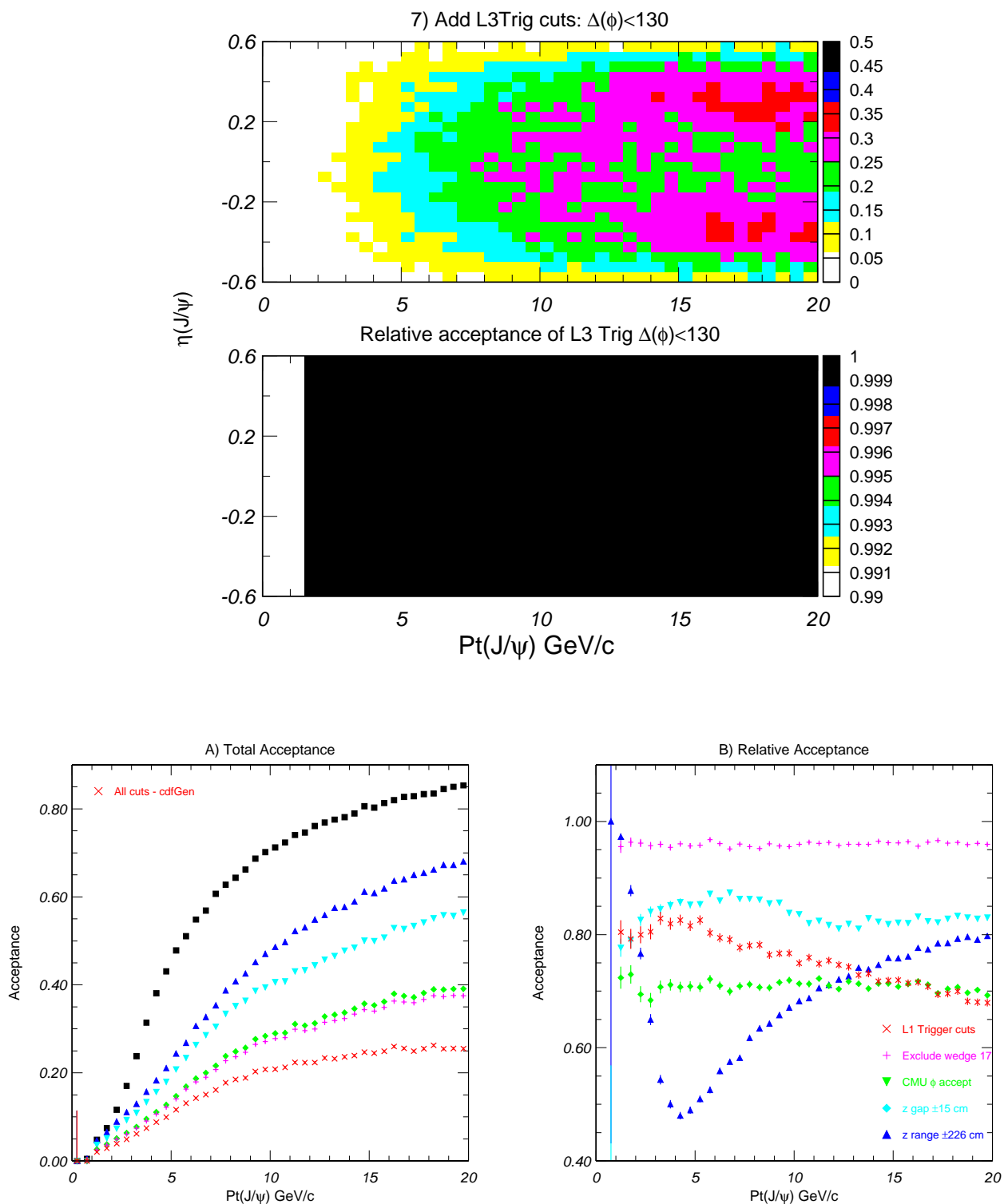


Рис. 5.14: Верхние графики: Добавление условий L3 триггера: $\Delta\phi(\mu\mu) < 130$. Это условие имеет полную эффективность при $p_T(J/\psi) > 1,5$ ГэВ/с. Нижние графики: А) Изменение аксептанса в зависимости от различных критериев отбора и В) Относительная эффективность каждого критерия

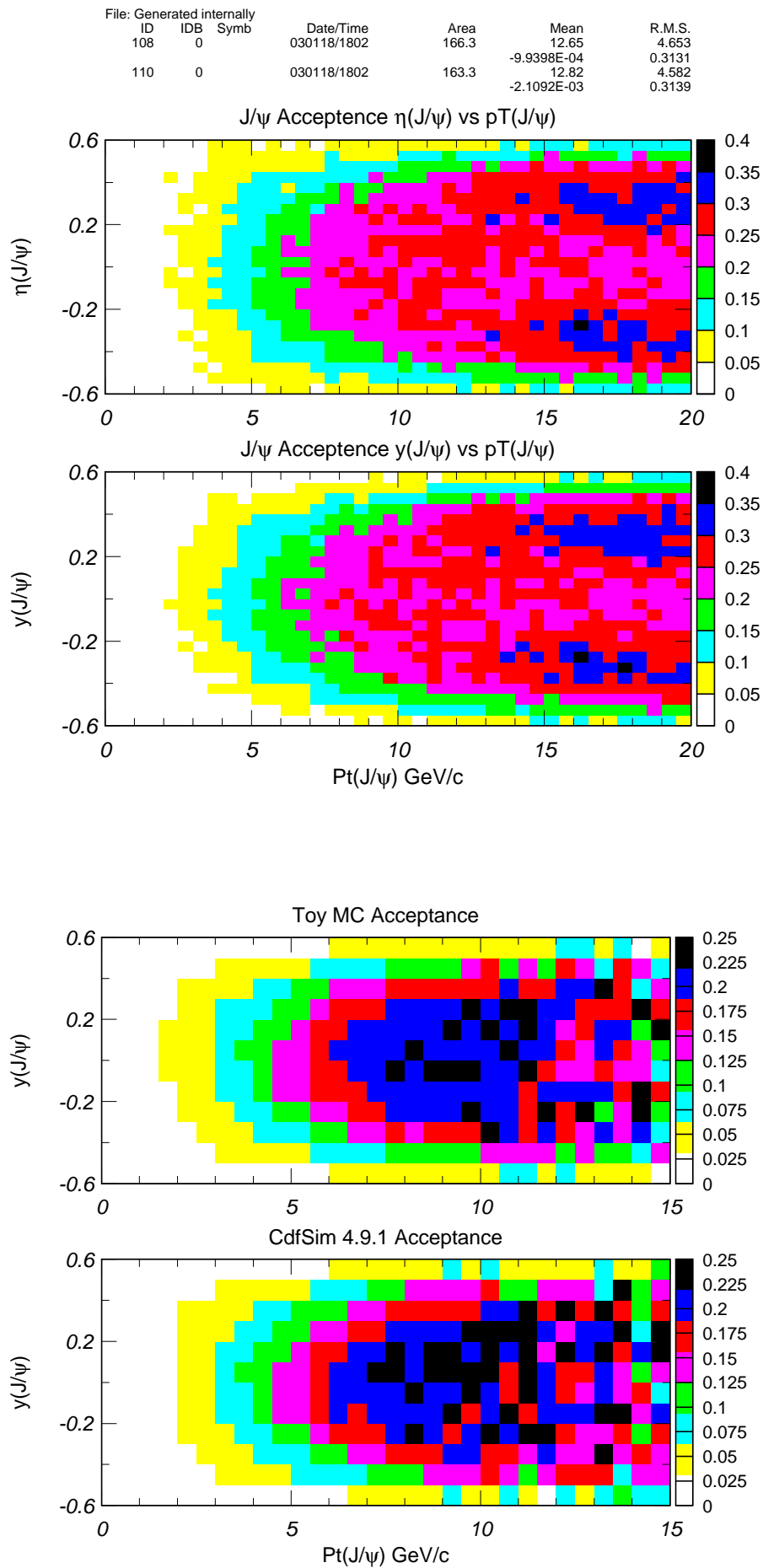


Рис. 5.15: Аксептанс в зависимости от быстроты y и псевдобыстроты η для параметрического J/ψ МС (верхние графики). Двумерный аксептанс как функция быстроты y

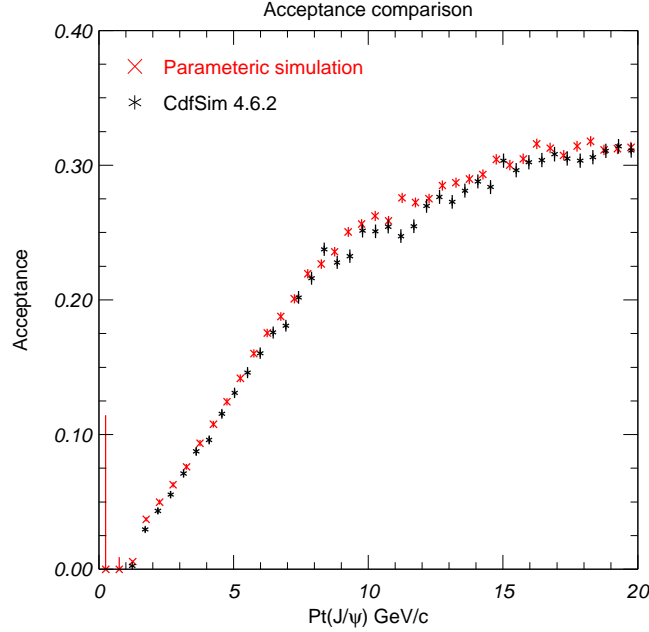


Рис. 5.16: Сравнение между параметрическим МС аксептансом J/ψ и аксептансом GEANT. Треки, проходящие через середину осевых суперслоёв не были исключены. Наборы сгенерированы с плоским спектром по p_T , η и ϕ

Полный отклик детектора на J/ψ события, сгенерированные равномерно по p_T и η был смоделирован с размытой первичной вершиной с использованием GEANT. Распределение аксептанса по $p_T(J/\psi)$ ¹, полученное с использованием программы CdfSim версии 4.6.2 и параметрического моделирования детектора показано на Рис. 5.16. Оба распределения находятся в хорошем согласии одно с другим.

5.4 Систематические погрешности

Поляризация J/ψ при рождении Кинематический аксептанс зависит от поляризации J/ψ , которая приводит к различному наполнению мюонного спектра. Опубликованный результат о поляризации J/ψ в Сеансе I [84] [85] показывает, что все измерения поляризации J/ψ согласуются с нулём, но могут также достигать 50% при определенных p_T . J/ψ события были сгенерированы с величиной поляризации $\alpha = +0.5, \pm 1$, где α — параметр поляризации. Нормализованное угловое распределение в зависимости от угла θ между μ в системе покоя J/ψ и направлением J/ψ

¹Треки, проходящие через середину осевых слоёв COT не были отброшены

в лабораторной системе [84]:

$$I(\theta) = \frac{3}{2(\alpha + 3)}(1 + \alpha \cos^2 \theta)$$

Рис. 5.19 показывает зависимость аксептанса от J/ψ p_T , η и ϕ для случаев с нулевой поляризацией и $\alpha = +0,5, \pm 1, 0$. Измерение аксептанса поляризованных состояний зависит от p_T . Некоторые интерпретации измерения поляризации в Сеансе I обсуждаются в [86]. Для оценки неопределенности аксептанса в каждом $J/\psi(p_T)$ бине, обусловленной неопределенностью поляризации выбран Вариант Е6, $\alpha = 0.15 \pm 0.3$. Результаты представлены в Табл. 5.2. Погрешности из-за поляризации меняются в пределах 5 – 10% и принимают наибольшие значения в бинах с малыми импульсами.

Сгенерированные $p_T(J/\psi)$ Аксептанс вычисляется в бинах y и p_T , чтобы минимизировать погрешность от недостаточных знаний о спектре рождения J/ψ . Для начального аксептанса, вычисляемого в области $0 < p_T < 2,0$ ГэВ/с, используется плоское p_T распределение, так как нет данных о форме сечения в этой области. Полученный аксептанс является быстро меняющейся функцией поперечного импульса J/ψ в области $0 - 0,25$ ГэВ/с (Рис. 5.6). 30% изменение величины сечения в области $0 - 0,25$ ГэВ/с наблюдалось при использовании разных размеров p_T бинов для коррекции наблюдаемого количества событий на двумерный p_T, y аксептанс (Табл. 5.1). Это значение симметричной систематической погрешности задано для дифференциального сечения в наименьшем p_T бине из Монте Карло моделирования.

Форма сечения сначала получена с использованием аксептанса из распределения, сгенерированного при малых p_T . Наблюдаемое дифференциальное сечение меняется от 0 до почти максимального значения при 2,0 ГэВ/с. Сгенерированное p_T распределение в области 0,25 – 3,0 ГэВ/с ре-взвешено таким образом, что оно согласуется с первоначальной формой сечения. Аксептанс увеличивается до 7%. Увеличение аксептанса показано в Табл. 5.2 и принято как симметричная систематическая погрешность на аксептанс в бинах 0,25-3,0 ГэВ/с.

Сгенерированное распределение по высоким $p_T(J/\psi)$ (согласующееся со спектром Сеанса I), изменяется в области высоких p_T путём изменения параметра $SLOPE$ в уравнении 5.1 как показано на Рис. 5.17. Результирующее изменение в аксептанс показано на Рис. 5.18. Для импульсов от 3 до 10 ГэВ/с, изменение лежит в пределах 3% и в пределах 15% для $p_T(J/\psi) > 10$ ГэВ/с.

y размытие Аксептанс CMU-CMU J/ψ в зависимости от y показана на Рис. 5.19. Существует небольшой ненулевой аксептанс при $|y| = 0,6$ из-за разрешения детектора

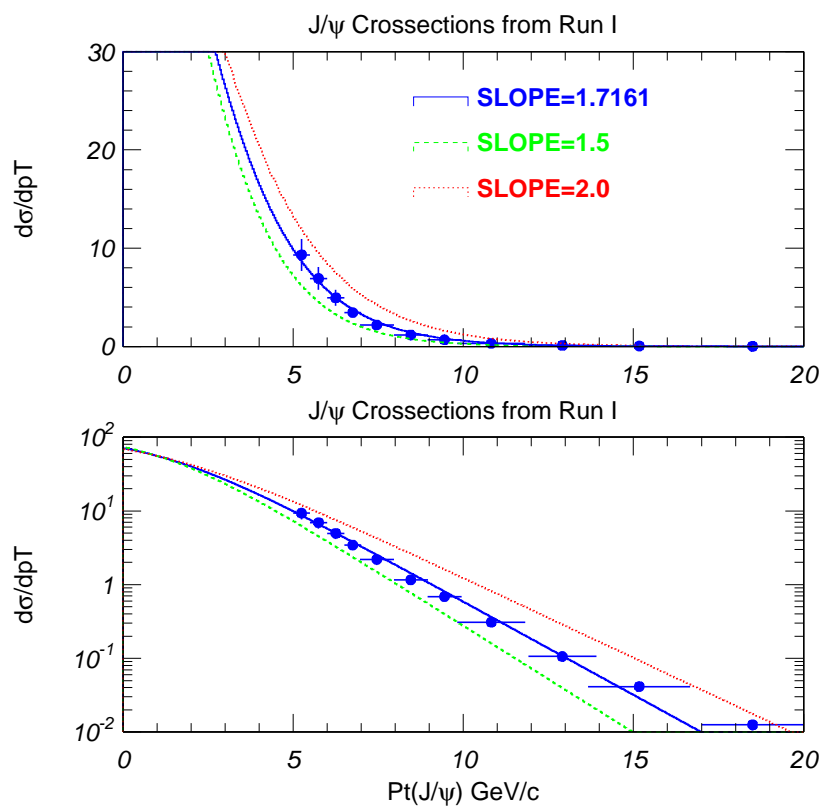


Рис. 5.17: Изменения эмпирического фита спектра Сеанса I для вычисления систематической погрешности акцептанса

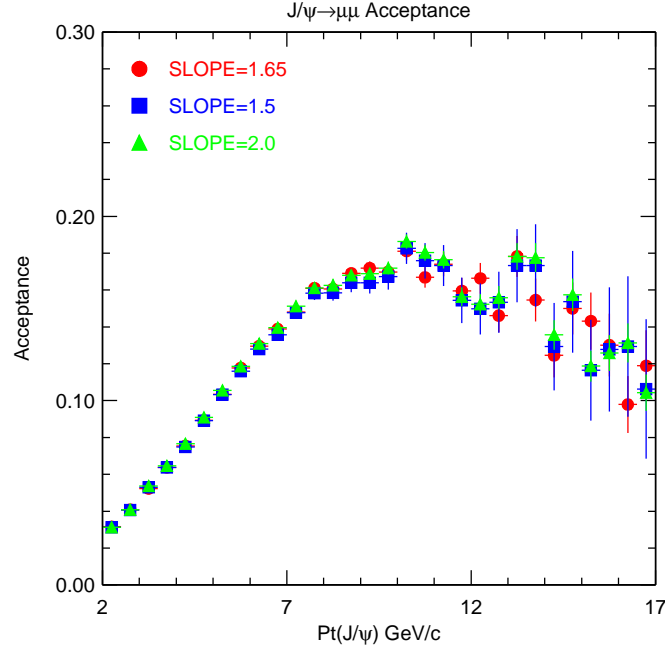


Рис. 5.18: Изменение аксептанса от параметра наклона из эмпирического фитирования спектра Сеанса I

и размытия первичной вершины по z . Смоделированы Монте Карло J/ψ события, сгенерированные с $|y| < 0,8$. Относительный аксептанс событий, сгенерированных с $|y| > 0,6$ и восстановленных с $|y| < 0,6$, \mathcal{A}' , вычисляется как:

$$\mathcal{A}'(p_T) = \frac{\text{число принятых } J/\psi(|y|_{\text{сгенерированных}} > 0,6, |y|_{\text{восстановленных}} < 0,6)}{\text{Полное число } J/\psi(|y|_{\text{сгенерированных}} < 0,6)} \quad (5.2)$$

Из Монте Карло набора в 226650 событий принятых J/ψ ($p_T > 2,0 \text{ ГэВ/с}$) с восстановленными $|y|_{\text{reco}} < 0,6$, 226488 были сгенерированы с $|y|_{\text{gen}} < 0,6$. Величина \mathcal{A}' для всех восстановленных событий, следовательно, очень мала: $\mathcal{A}' = 0,00071 \pm 0,00006(\text{stat})$. Поправочный коэффициент $(1 - \mathcal{A}') = 99.93\%$ был наложен на выход J/ψ для каждого $p_T(J/\psi)$ бина.

Моделирование первичной вершины СМУ мюоны от J/ψ должны иметь $|z_0| < 90$ см. Как показано на Рис. 5.20, есть разногласие между экспериментальными данными и Монте Карло распределением $z_0(\mu)$ из-за неадекватного моделирования области взаимодействия в Монте Карло. Систематическая погрешность оценивается из разницы в отношении треков данных и Монте Карло с $|z_0| < 90 \text{ см}$ по сравнению со всеми СМУ мюонами. Эта погрешность составляет 0,28%.

Зазор по z в СМУ Для учета неточного моделирования размера зазора между вос-

точной и западными дугами назначена систематическая погрешность. Рассеивание мюонных треков в веществе калориметра вблизи центра СМУ детектора определяет долю событий, допущенных СМУ в области $|z|_{at\ C\mu U} \pm 20\text{см}$. Доля событий в экспериментальных данных и Монте Карло, попадающих в область зазора, сравнивается, как показано на Рис. 5.5. Расхождение между отношениями в данных и результатах моделирования взято за погрешность от моделирования рабочего объема СМУ по z . Измеренная погрешность на размер зазоров составляет 0,20%.

Асимметрия СМУ восток-запад Несколько факторов оказали влияние на наблюдаемую разницу в числе J/ψ μ событий в восточной и западной частях детектора. Это включает в себя сдвиг в положении первичных вершин в сторону положительных значений z (восток), исключение сегмента 17W и погрешности в моделировании протяженности СМУ детектора по z , а также различия восточных и западных камер. Асимметрия СМУ аксептанса с востока на запад определяется как:

$$Asym_{E-W} = \frac{N(\mu)_{east} - N(\mu)_{west}}{N(\mu)_{east} + N(\mu)_{west}}$$

где $N(\mu)_{east,west}$ — число мюонов, восстановленных в восточной и западной частях детектора СМУ соответственно. Погрешность моделирования восточной и западной частей СМУ определяется как:

$$\Delta_{E-W} = Asym_{E-W}^{Data} - Asym_{E-W}^{GEANT} = 0.80\%$$

Посегментные колебания числа событий в СМУ Аксептанс по ϕ детектора СМУ, полученная из GEANT моделирования, не даёт правильного описания различия в коэффициенте усиления и эффективности между сегментами. Число событий, восстановленных в каждом сегменте для данных и результатов Монте Карло показано на Рис. 5.21, где полное число Монте Карло событий нормализовано для согласования с данными. Хотя можно ожидать на 10% меньше событий в сегменте 6E, как предсказывается Монте Карло на основании меньшего рабочего объема по z (активная зона — от $z = -11\text{см}$ до -206см), уменьшения относительного аксептанса в данных не наблюдается. Это может быть связано с более высоким коэффициентом усиления или эффективностью в данном сегменте. Стандартное отклонение разницы числа событий, восстановленных в каждом сегменте для данных и результатов моделирования, взято как погрешность для ϕ аксептанса GEANT СМУ. Погрешность составляет 0,55%.

Отбор событий по согласованию СМУ По умолчанию при восстановлении СМУ мюона применяется значение отбора по согласованию прототипа СМУ мюона с

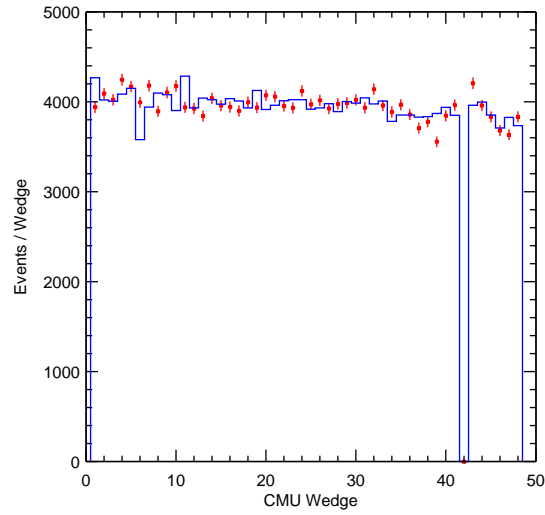


Рис. 5.21: Сравнение данных и МС для числа событий в каждом из 48 сегментов СМУ. Полное число событий в МС нормализовано на число событий в данных. Восточные сегменты обозначены 0 — 23, западные — 24 — 47. Гистограммы — GEANT МС, полученные с использованием Cdfsoft 4.9.1, черные кружки — данные, обработанные Cdfsoft 4.8.4

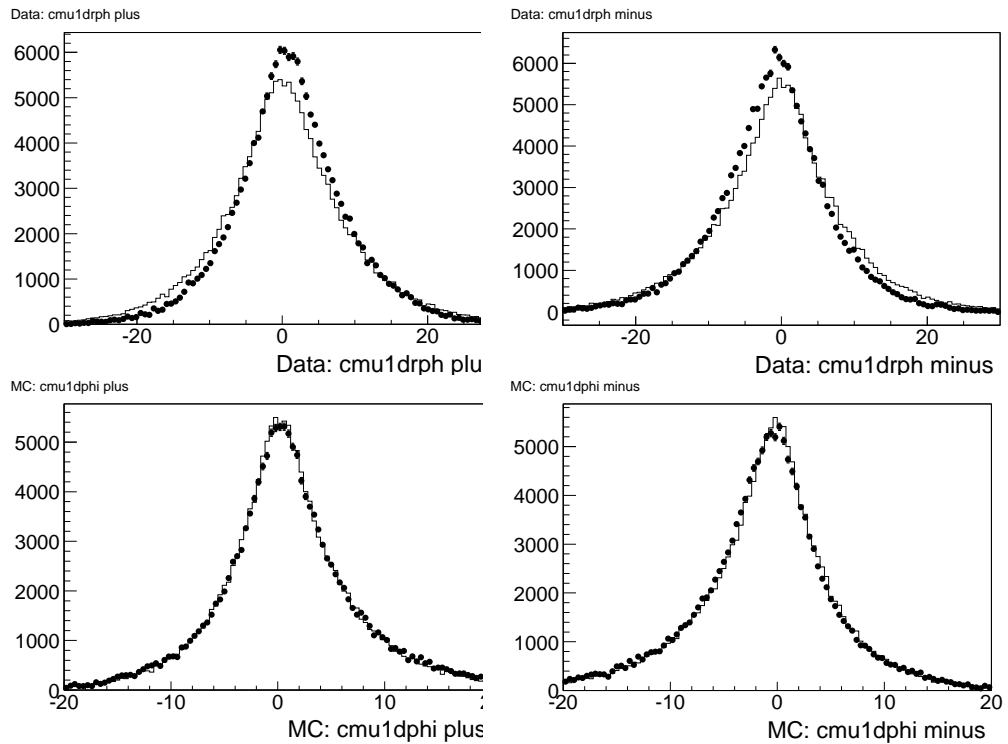


Рис. 5.22: Сравнение данных и МС для параметров согласования трек-прототип мюона СМУ

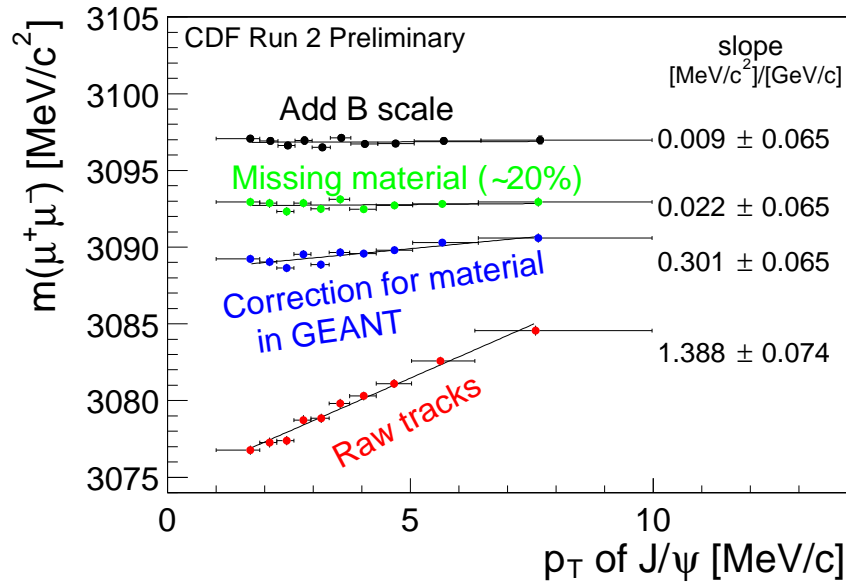


Рис. 5.23: Коррекция зависимости среднего значения пика массы J/ψ от поперечного импульса

треком $\Delta_{r\phi}^{CMU} < 30$ см. Эффективность этого согласования включена в значение эффективности offline восстановления CMU мюона. Сравнение между данными и Монте Карло для разделения прототип-трек и $\Delta_{r\phi}^{CMU}$ для положительных и отрицательных мюонов показано на Рис. 5.22. Среднее значение распределения сдвинуто от нуля на небольшую величину из-за неточного моделирования магнитного поля в калориметре. Существует небольшая разница между данными и Монте Карло в среднем значении и ширине распределения $\Delta_{r\phi}^{CMU}$. Чтобы обеспечить полную эффективность мюонного согласования в Монте Карло, модуль MuonLinker был применен к Монте Карло наборам и установленный по умолчанию интервал согласования $\Delta_{r\phi}^{CMU}$ был увеличен до 50 см для вычисления аксептанса. Устанавливать систематическую погрешность не требуется.

Потери энергии в веществе SVX II Описание вещества SVX II в версии 4.9.1 программы GEANT не совсем точное (Рис. 5.23). По оценкам около 10–15% вещества SVX II не описано в текущей версии моделирования. Распределение этого недостающего материала неизвестно и версия 4.9.1 SiliMap кода, отвечающего за описание вещества переоценивает его количество в центральной области до 10%. Это вносит погрешность в импульсное разрешение. Влияние на аксептанс больше при малых поперечных импульсах J/ψ . Для оценки погрешности на аксептанс от неточного учета полных потерь энергии в SVX II детекторе, количество вещества в SVXII, используемое в параметрическом моделировании, было уменьшено на 10% и уве-

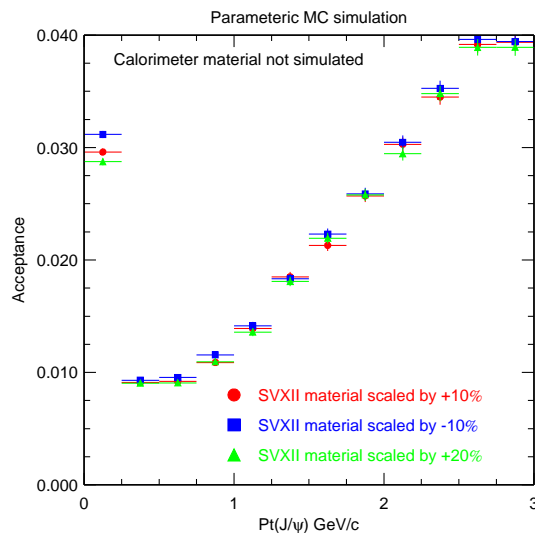


Рис. 5.24: Изменение аксептанса при малых $p_T(J/\psi)$ как функция взвешивания вещества SVX II

лично на 20%; систематическая погрешность есть разница между значениями аксептанса, измеренная с разными поправочными коэффициентами на вещество и номинальным коэффициентом (1,1). Результаты представлены на Рис. 5.24.

Материал calorimetра Вычисление аксептанса низкомоментных CMU мюонов зависит от точности моделирования их рассеивания в версии 4.9.1 программы GEANT. Центральный calorimetр и поглощающее вещество моделируются корректно и нет необходимости устанавливать систематическую погрешность.

Полная систематическая погрешность от рабочей области CMU и размытия z вершины составляет 1,4%, что намного меньше, чем погрешности от недостаточной информации о кинематике рождения и распада J/ψ , в том числе поляризации и спектра поперечного импульса.

$p_T(J/\psi)$ ГэВ/с	Акцептанс ($\alpha = 0,15$)	Поляризация сист. погреш.(%)	Вещество SVX II погреш. (%)	Сгенерир. $p_T(J/\psi)$ погреш. (%)
0,0 – 0,25	$0,01971 \pm 0,00025^*$	+8,3 – 6,8%	+5,2 – 2,9%	$\pm 30\%$
0,25 – 0,5	$0,00659 \pm 0,00018$	+10,0 – 8,32%	+2,1 – 0,7%	$\pm 3,3\%$
0,5 – 0,75	$0,00712 \pm 0,00021$	+10,2 – 8,4%	+3,9 – 1,3%	$\pm 6,8\%$
0,75 – 1,0	$0,00907 \pm 0,00026$	+10,1 – 8,4%	+6,2 – 0,0%	$\pm 5,7\%$
1,0 – 1,25	$0,01215 \pm 0,00031$	+10,0 – 8,3%	+2,7 – 2,3%	$\pm 5,2\%$
1,25 – 1,5	$0,01636 \pm 0,00039$	+9,97 – 8,23%	+0,0 – 2,3%	$\pm 4,8\%$
1,5 – 1,75	$0,01992 \pm 0,00045$	+9,81 – 8,10%	+4,7 – 0,0%	$\pm 4,0\%$
1,75 – 2,0	$0,02413 \pm 0,00051$	+9,63 – 7,96%	+0,7 – 0,0%	$\pm 3,8\%$
2,0 – 2,25	$0,02749 \pm 0,00024$	+9,50 – 7,85%	+0,6 – 2,8%	$\pm 3,5\%$
2,25 – 2,5	$0,03328 \pm 0,00028$	+9,32 – 7,70%	+2,2 – 0,0%	$\pm 2,8\%$
2,5 – 2,75	$0,03699 \pm 0,00032$	+9,11 – 7,52%	+1,1 – 0,7%	$\pm 2,6\%$
2,75 – 3,0	$0,04199 \pm 0,00037$	+8,93 – 7,38%	+0,2 – 1,1%	$\pm 2,3\%$
3,0 – 3,25	$0,04792 \pm 0,00042$	+8,70 – 7,18%	< 1%	$\approx 2\%$
3,25 – 3,5	$0,05367 \pm 0,00048$	+8,52 – 7,04%	< 1%	$\approx 2\%$
3,5 – 3,75	$0,05914 \pm 0,00054$	+8,32 – 6,87%	< 1%	$\approx 2\%$
3,75 – 4,0	$0,06339 \pm 0,00060$	+8,14 – 6,72%	< 1%	$\approx 2\%$
4,0 – 4,25	$0,06909 \pm 0,00067$	+7,91 – 6,54%	< 1%	$\approx 3\%$
4,25 – 4,5	$0,07689 \pm 0,00076$	+7,78 – 6,42%	< 1%	$\approx 3\%$
4,5 – 4,75	$0,08252 \pm 0,00084$	+7,68 – 6,34%	< 1%	$\approx 3\%$
4,75 – 5,0	$0,09114 \pm 0,00095$	+7,37 – 6,09%	< 1%	$\approx 3\%$
5,0 – 5,5	$0,10029 \pm 0,00078$	+7,13 – 5,88%	< 1%	$\approx 3\%$
5,5 – 6,0	$0,11378 \pm 0,00096$	+6,87 – 5,67%	< 1%	$\approx 3\%$
6,0 – 6,5	$0,1251 \pm 0,0012$	+6,52 – 5,38%	< 1%	$\approx 3\%$
6,5 – 7,0	$0,1344 \pm 0,0014$	+6,23 – 5,14%	< 1%	$\approx 3\%$
7,0 – 8,0	$0,1498 \pm 0,0013$	+5,98 – 4,99%	< 1%	$\approx 3\%$
8,0 – 9,0	$0,1609 \pm 0,0018$	+5,45 – 4,47%	< 1%	$\approx 3\%$
9,0 – 10,0	$0,1643 \pm 0,0024$	+5,26 – 4,31%	< 1%	$\approx 10\%$
10,0 – 12,0	$0,1692 \pm 0,0025$	+4,91 – 3,99%	< 1%	$\approx 15\%$
12,0 – 14,0	$0,1555 \pm 0,0041$	+5,25 – 4,26%	< 1%	$\approx 15\%$
14,0 – 17,0	$0,1219 \pm 0,0052$	+5,50 – 4,43%	< 1%	$\approx 15\%$

Таблица 5.2: J/ψ акцептанс и систематические погрешности в зависимости от p_T . * Средний акцептанс; в этом интервале акцептанс вычисляется в 50 МэВ/с бинах, значения акцептанса в каждом 50 МэВ/с бине от 0 до 250 МэВ/с: $0,0375 \pm 0,0006, 0,0243 \pm 0,0006, 0,0135 \pm 0,0005, 0,0090 \pm 0,0004, 0,0087 \pm 0,0004$

Глава 6

Измерение сечения

6.1 Эффективности восстановления мюонов

В Сеансе II CDF, мюон восстанавливается путём согласования трека с прототипом мюона в мюонных камерах. Триггеры, с помощью которых получены J/ψ используют только COT треки, согласующиеся с прототипами CMU (или CMX). Полная эффективность восстановления имеет несколько составляющих, измеренных отдельно с учётом совместности. Полная эффективность восстановления, независимая от аксептанса детектора, вычисляется по формуле:

$$\epsilon_{reco}^{all} = \frac{L1\&L3\&Offline}{L3\&Offline} \times \frac{L3\&Offline}{Offline} \times \text{CotTrack}_{reco}^{offline} \times \text{CdfMuon}_{reco}^{offline} \quad (6.1)$$

где L3&Offline обозначает мюон, восстановленный в L3, который также согласован с мюоном, восстановленным offline.

6.1.1 Эффективность триггера L1

Измерение эффективности одномюонного L1 CMU триггера в Сеансе II, по отношению к L3 мюонам, которые согласованы с мюонами, восстановленными offline, представлено в [60]. Эта эффективность применима к l1 мюонам, которые прошли „2-miss“ XFT триггер и зависит только от $p_T(\mu)$, при условии отбрасывания треков, проходящих в пределах 1,5 см от центра плоскости проволочек COT в каком-либо из осевых слоёв. Эффективность L1 μ триггера:

$$\epsilon_{L1}^{\mu}(p_T^{\mu}) = (0.9774 \pm 0.0020) \times freq \left(\frac{(1.10 \pm 0.11) - 1/p_T}{(0.276 \pm 0.060)} \right) \quad (6.2)$$

где $freq$ — функция частоты:

$$freq(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x e^{-\frac{1}{2}t^2} dt$$

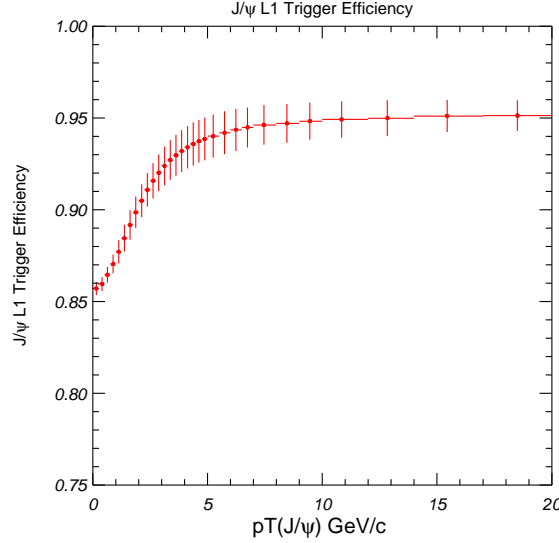


Рис. 6.1: $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ Level 1 trigger efficiency as a function of J/ψ transverse momenta. The points are the mean of the dimuon efficiency in each bin and the error bars are the RMS of the dimuon efficiency distribution.

Чтобы вычислить эффективность L1 триггера J/ψ , принимая во внимание корреляции $\mu - \mu$, измеряется эффективность восстановления L1 каждого J/ψ кандидата в области инвариантной массы J/ψ :

$$\epsilon_{L1}^{J/\psi}(p_T^{J/\psi}) = \epsilon_{L1}^{\mu}(p_T^{\mu_1})\epsilon_{L1}^{\mu}(p_T^{\mu_2})$$

Среднее значение и RMS распределения эффективности димюонного L1 триггера в каждом бине поперечного импульса J/ψ показано на Рис. 6.1 и в Табл. 6.1.

6.1.2 Восстановление на уровне триггера L3

В эффективности восстановления на уровне триггера L3 преобладает разница между online и offline трековыми эффективностями. Для распознавания треков в COT на уровне L3 используется алгоритм „связи гистограмм“ (HL). В offline восстановлении используется комбинированный метод HL и SL („связи сегментов“) для получения более высокой конечной эффективности восстановления треков COT. Большинство offline треков восстанавливаются с использованием SL алгоритма. Кроме того, эффективность нахождения попаданий в SL алгоритме версии 4,8,4 была улучшена. Для набора данных использовалась версия 4,3,0 трекового алгоритма L3 HL и алгоритма восстановления мюонов. Эффективность восстановления мюонов в L3 версии 4,3,0, измеренная относительно версии 4,8,4 COT и CMU offline восстановления подробно описана в [61].

$p_T(J/\psi)$ ГэВ/c	Эффективность L1
0,0 – 0,25	$0,8571 \pm 0,0035$
0,25 – 0,5	$0,8595 \pm 0,0038$
0,5 – 0,75	$0,8646 \pm 0,0042$
0,75 – 1,0	$0,8705 \pm 0,0050$
1,0 – 1,25	$0,8771 \pm 0,0063$
1,25 – 1,5	$0,8845 \pm 0,0072$
1,5 – 1,75	$0,8917 \pm 0,0080$
1,75 – 2,0	$0,8986 \pm 0,0086$
2,0 – 2,25	$0,9049 \pm 0,0089$
2,25 – 2,5	$0,9109 \pm 0,0091$
2,5 – 2,75	$0,9158 \pm 0,0096$
2,75 – 3,0	$0,920 \pm 0,010$
3,0 – 3,25	$0,924 \pm 0,010$
3,25 – 3,5	$0,927 \pm 0,010$
3,5 – 3,75	$0,930 \pm 0,011$
3,75 – 4,0	$0,932 \pm 0,011$
4,0 – 4,25	$0,934 \pm 0,011$
4,25 – 4,5	$0,936 \pm 0,011$
4,5 – 4,75	$0,937 \pm 0,011$
4,75 – 5,0	$0,939 \pm 0,011$
5,0 – 5,5	$0,940 \pm 0,011$
5,5 – 6,0	$0,942 \pm 0,011$
6,0 – 6,5	$0,946 \pm 0,011$
6,5 – 7,0	$0,945 \pm 0,010$
7,0 – 8,0	$0,946 \pm 0,010$
8,0 – 9,0	$0,947 \pm 0,010$
9,0 – 10,0	$0,948 \pm 0,010$
10,0 – 12,0	$0,9492 \pm 0,0099$
12,0 – 14,0	$0,9499 \pm 0,0097$
14,0 – 17,0	$0,9511 \pm 0,0087$
17 – 20,0	$0,9513 \pm 0,0083$

Таблица 6.1: Эффективность L1 $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ триггера как функция поперечного импульса J/ψ

cut	J/ψ signal	sideband	net
$ \Delta_z(\mu\mu) < 5 \text{ cm}$	8453	2300	7303 ± 95
$ \Delta_z(\mu\mu) \geq 5 \text{ cm}$	42	103	-9.5 ± 8.2

Таблица 6.2: Эффективность отбора в L3 по разнице в z -координате двух J/ψ мюонов. События, найденные в наборах данных одномюонного триггера CMUP4 и CMUP8

эффективность восстановления одиночных L3 мюонов имеет плоский спектр в области $p_T(\mu) > 1,5 \text{ ГэВ/с}$ и составляет:

$$\epsilon_{L3/Offline}^{\mu} = 0,997 \pm 0,001(stat) \pm 0,002(syst) \quad (6.3)$$

Эффективность отбора событий в L3 по разнице в z -координате двух J/ψ мюонов была измерена с использованием J/ψ , восстановленных в наборах данных с одномюонным триггером [61]. Число событий, прошедших и не прошедших отбор по z в области сигнала и фона распределения по инвариантной массе, показано в Табл. 6.2.

Эффективность отбора:

$$\epsilon_{\Delta_z}^{\mu\mu} = \frac{N_{passed}}{N_{passed} + N_{failed}} = 1.0013 \pm 0.0011 \quad (6.4)$$

6.1.3 Восстановление COT в offline

Трековая эффективность COT была измерена с использованием метода внедрения треков в Монте Карло [68]. Мюонные Монте Карло треки внедряются в димюонные события Сеанса II CDF. Масштабный параметр разрешения и расстояние внедрения попаданий подбираются таким образом, что внедренный трек имеет распределения остатков и попаданий согласующиеся с мюонными треками в J/ψ событиях. Эффективность восстановления COT треков в димюонных событиях с использованием метода внедрения треков составляет:

$$\epsilon_{COT}(p_T^{\mu} > 1.5 \text{ GeV/c}) = 99.61 \pm 0.02(stat)_{-0.91}^{+0.34}(syst)\% \quad (6.5)$$

6.1.4 Offline восстановление CMU мюонов

Эффективность восстановления мюонов изучалась в [94]. J/ψ частицы были восстановлены из наборов данных мюон+SVT, где J/ψ восстанавливается из прошедшего триггер CMUP мюона и COT+SVXII трека, который привёл к срабатыванию второго триггера. Архитектура SVT триггера представлена на Рис. 6.2 и Рис. 6.3. Эффективность была вычислена путём проецирования SVT трека на мюонные камеры и проверки, был

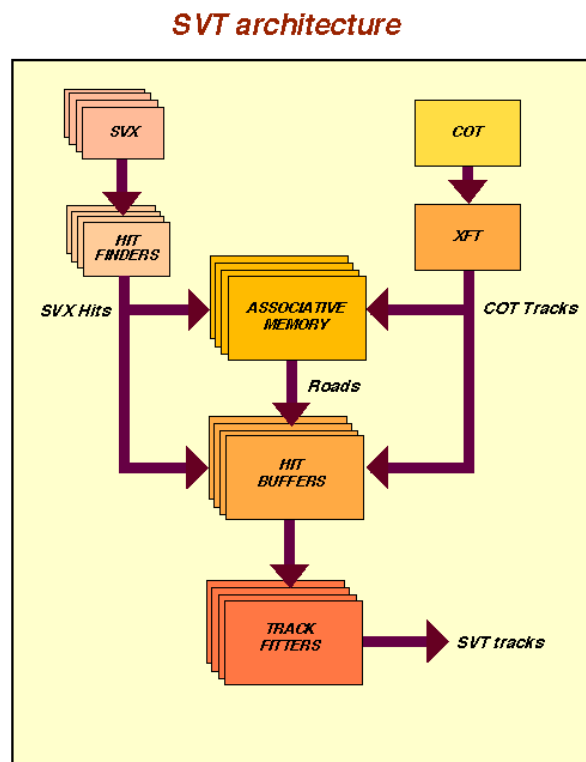


Рис. 6.2: Архитектура SVT триггера

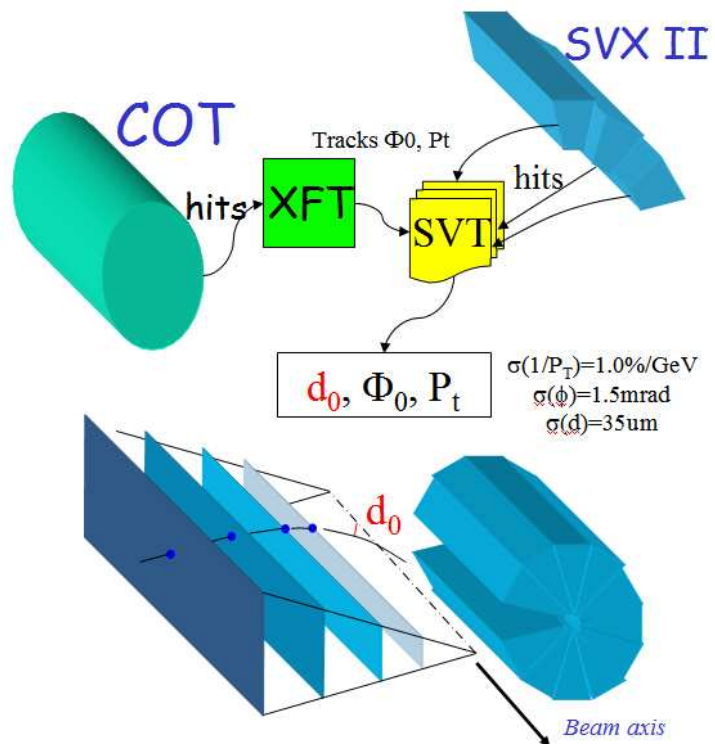


Рис. 6.3: Блок-диаграмма SVT триггера

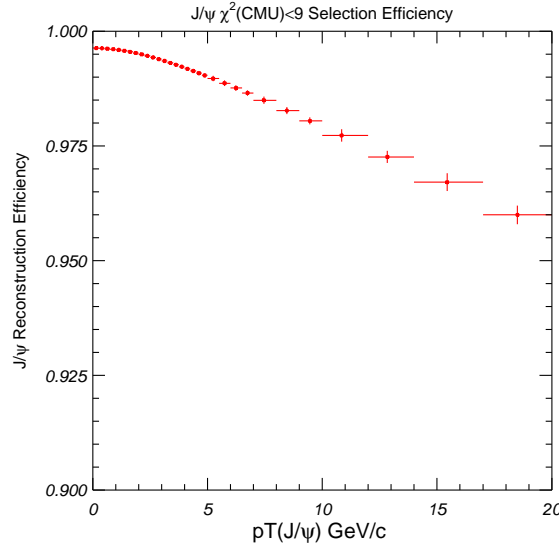


Рис. 6.4: Эффективность восстановления $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ $\chi^2_{CMU} < 9$ в зависимости от поперечного импульса J/ψ . Точки указывают среднее значение димюонной эффективности в каждом бине, а погрешности — RMS

ли восстановлен мюон в области проекции трека в CMU, CMP and CMX детекторах. Для CMU мюонов с поперечным импульсом $> 1,5$ ГэВ/с, эффективность не меняется в пределах погрешностей измерения и составляет [69]:

$$\epsilon_{CMU}^{\mu} = 0.986 \pm 0.003 \pm 0.010 \quad (6.6)$$

Все CMU сегменты были включены в данное измерение. Для измерения сечения J/ψ сегмент 17W, имеющий эффективность $\approx 0,86$ [69], исключается. Пересчитанная эффективность CMU с учётом исключения сегмента 17W составляет $\epsilon_{CMU} = 0,990 \pm 0,005 \pm 0,010$. Чтобы отобрать CMU мюоны, согласование трека и прототипа мюона в плоскости $r - \phi$ должно иметь $\chi^2_{CMU}(\Delta r\phi) < 9$. Эффективность этого критерия отбора имеет слабую p_T^{μ} -зависимость:

$$\epsilon_{\chi^2} = (1,0018 \pm 0,0003) - (0,0024 \pm 0,0001)p_T^{\mu} \quad (6.7)$$

Эффективность критерия отбора $\chi^2_{CMU}(\Delta r\phi) < 9$ в зависимости от поперечного импульса $J/\psi \rightarrow \mu\mu$, полученная путём взвешивания событий, показана на Рис. 6.4 и в Табл. 6.3.

$p_T(J/\psi)$ ГэВ/c	Эффективность отбора $\chi_{CMU}^2(\Delta r\phi) < 9$
0,0 – 0,25	$0,996327 \pm 0,000061$
0,25 – 0,5	$0,996282 \pm 0,000067$
0,5 – 0,75	$0,996193 \pm 0,000082$
0,75 – 1,0	$0,99608 \pm 0,00010$
1,0 – 1,25	$0,99593 \pm 0,00013$
1,25 – 1,5	$0,99573 \pm 0,00017$
1,5 – 1,75	$0,99551 \pm 0,00020$
1,75 – 2,0	$0,99525 \pm 0,00024$
2,0 – 2,25	$0,99496 \pm 0,00027$
2,25 – 2,5	$0,99463 \pm 0,00030$
2,5 – 2,75	$0,99429 \pm 0,00033$
2,75 – 3,0	$0,99391 \pm 0,00034$
3,0 – 3,25	$0,99352 \pm 0,00036$
3,25 – 3,5	$0,99310 \pm 0,00038$
3,5 – 3,75	$0,99268 \pm 0,00040$
3,75 – 4,0	$0,99225 \pm 0,00042$
4,0 – 4,25	$0,99180 \pm 0,00044$
4,25 – 4,5	$0,99133 \pm 0,00046$
4,5 – 4,75	$0,99086 \pm 0,00048$
4,75 – 5,0	$0,99038 \pm 0,00051$
5,0 – 5,5	$0,98967 \pm 0,00058$
5,5 – 6,0	$0,98866 \pm 0,00060$
6,0 – 6,5	$0,98761 \pm 0,00059$
6,5 – 7,0	$0,98653 \pm 0,00058$
7,0 – 8,0	$0,98496 \pm 0,00079$
8,0 – 9,0	$0,98270 \pm 0,00075$
9,0 – 10,0	$0,98044 \pm 0,00076$
10,0 – 12,0	$0,9772 \pm 0,0013$
12,0 – 14,0	$0,9726 \pm 0,0013$
14,0 – 17,0	$0,9671 \pm 0,0019$
17 – 20,0	$0,9600 \pm 0,0020$

Таблица 6.3: Эффективность критерия отбора $\chi_{CMU}^2(\Delta r\phi) < 9$ в зависимости от поперечного импульса $J/\psi \rightarrow \mu\mu$. Указано среднее значение димьюонной эффективности в каждом бине, а погрешности — RMS эффективности

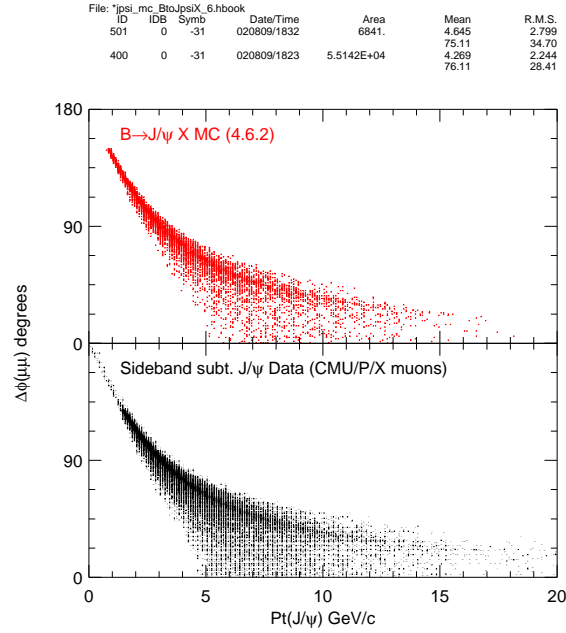


Рис. 6.5: Изменение угла раскрытия димюона в $r - \phi$ плоскости как функция $p_T(J/\psi)$. Верхний график — $B \rightarrow J/\psi X$ МС, а нижний получен путём вычитания боковых сторон распределения инвариантной массы димюона для экспериментальных данных

6.1.5 Резюме эффективности восстановления и триггера

Два мюонных прототипа J/ψ должны быть разделены двумя телесными башнями, имеющими независимое считывание. Следовательно, не ожидается корреляции эффективности восстановления двух мюонов. Корреляция между углом раскрытия димюонных треков и поперечным импульсом J/ψ представлена на Рис. 6.5. Для событий с $p_T(J/\psi) < 5$ ГэВ/с, угол раскрытия в плоскости $r - \phi$ составляет $\Delta\phi(two-track) > 30^\circ$, следовательно корреляции трековой эффективности $\mu - \mu$ пренебрежимо малы для данного диапазона поперечных импульсов. При более высоких поперечных импульсах требование разделения прототипов мюонов двумя башнями приводит к разделению двух мюонных треков по меньшей мере на 5° и корреляции между двумя треками малы. При оценке эффективности восстановления треков СОР $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ два μ трека рассматриваются как некоррелированные.

Так как оба мюона происходят из одной вершины, эффективность критерия z_0 трека полностью 100% коррелирована и учитывается только один раз. Комбинированная p_T -независимая эффективность восстановления СОР треков, мюонов и L3 триггера для CMU-CMU J/ψ составляет:

$$\epsilon_{rec} = \epsilon_{L3}^2 \cdot \epsilon_{COT}^2 \cdot \epsilon_{CMU}^2 \cdot \epsilon_{z_0} \cdot \epsilon_{\Delta z} = 95,5_{-2,7}^{+2,1}\% \quad (6.8)$$

Итоговые значения всех рассмотренных эффективностей восстановления представ-

J/ψ Отбор	Эффективность	Ссылка
L1/L3&Offline	$\epsilon_{L1}^{\mu} = (0,9774 \pm 0,0020) freq \left(\frac{(1,10 \pm 0,11) - 1/p_T}{(0,276 \pm 0,060)} \right)$	CDFNOTE 6162
$\chi^2(\Delta r\phi)_{CMU} < 9$	$\epsilon_{\chi^2} = (1,0018 \pm 0,0003) - (0,0024 \pm 0,0001)p_T$	CDFNOTE 6114
L3&Offline/Offline	$\epsilon_{L3}^{\mu} = 99,7 \pm 0,1 \pm 0,2\%$	CDFNOTE 6144
COT Offline	$\epsilon_{COT}(p_T^{\mu} > 1,5 \text{ GeV}/c) = 99,61 \pm 0,02^{+0,34}_{-0,91}\%$	CDFNOTE 6394
Muon Offline	$\epsilon_{CMU} = 98,6 \pm 0,3 \pm 1,0\%$	CDFNOTE 6347
$z_0(\mu) < 90 \text{ cm}$	$\epsilon_{z0} = 99,43 \pm 0,16\%$	J/ψ s muons
$ z_{0\mu_1} - z_{0\mu_2} < 5 \text{ cm}$	$\epsilon_{\Delta z} = 1,0013 \pm 0,0011\%$	D. Litvintsev
CMU fiducial	МС аксептанс	настоящая работа
Exclude CMU 17W	МС аксептанс	настоящая работа
2 tower separation	МС аксептанс	настоящая работа
SL2468	МС аксептанс	настоящая работа
Matchbox 8	МС аксептанс	настоящая работа
$\Delta\phi(\mu\mu) < 130^\circ$	МС аксептанс	настоящая работа
$p_T(\mu) > 1,5 \text{ GeV}/c$	МС аксептанс	настоящая работа
$z_0(\mu) < 90 \text{ cm}$	МС аксептанс	настоящая работа
$ y < 0,6$	МС аксептанс	настоящая работа
$ \eta < 1,0$	МС аксептанс	настоящая работа

Таблица 6.4: Итоговые значения эффективностей J/ψ триггера и восстановления offline. МС аксептанс означает что комбинированная эффективность данных критериев отбора будет вычислена из Монте Карло моделирования

лены в Табл. 6.4

6.2 Определение сечения

6.2.1 Выход J/ψ

Чтобы оценить корректный выход в каждом p_T бине, пик распределения инвариантной массы J/ψ , включая излучающий „хвост“, фитируется используя формы сигнала COT, полученные моделированием с настроенным уровнем попаданий с помощью пакета COTSim. Распад J/ψ моделируется с использованием модель распада ψ с излучением в пакете распада QQ. Сначала множественность попаданий на трек COT была приведена в соответствие с экспериментальными данными, как показано на Рис. 6.6. Моделирование на уровне попаданий слишком упрощенно, чтобы получить полное соответствие с данными и нет различия между распределениями попаданий в разных суперслоях.

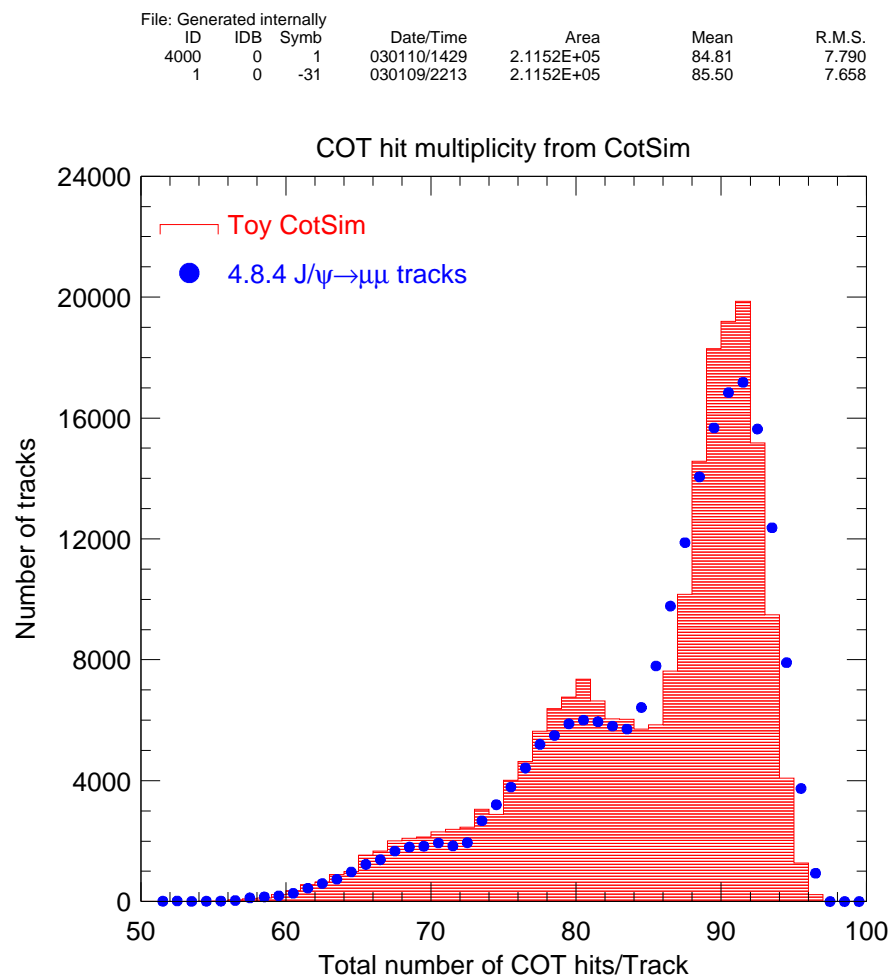


Рис. 6.6: Распределение множественности COT попаданий для мюонных J/ψ треков, полученное с помощью моделирования на уровне попаданий (заштрихованная гистограмма), в сравнении с экспериментальными данными (точки с погрешностями)

Затем разрешение попаданий COT было настроено так, чтобы получить наилучшее значение $\chi^2/D.O.F.$ из фитирования данных методом побинного правдоподобия с использованием формы MC инвариантной массы для сигнала и полинома Чебышева третьей степени для фона. Наконец, потери энергии и многократное рассеивание в веществе смоделированы с помощью описания вещества Silimar версии 4,9,1. Количество вещества SVXII было отрегулировано чтобы совпадали пики распределений инвариантной массы COT J/ψ в разных p_T бинах для экспериментальных данных и результатов моделирования. Наилучшее разрешение COT оказалось 210 мкм, для чего понадобилось увеличить количество вещества детектора причем понадобилось увеличить количество вещества детектора SVXII на 10% для наилучшего согласия с данными. Настроенное разрешение COT хуже, чем измеренное из данных (180 мкм), так как MC переоценивает число попаданий на трек.

Результаты фитирования распределений инвариантной массы COT в различных бинах показаны на Рис. 6.10 6.11 6.12 6.13 6.14. Выход и статистические погрешности представлены в первой колонке Табл. 6.5.

6.3 Систематические погрешности и качество фитирования

Параметр фитирования χ^2 на степень свободы в каждом $p_T(J/\psi)$ бине представлен на Рис. 6.7 и указывает, что фитирование инвариантной массы выполнено успешно во всех бинах.

Для оценки погрешности выхода из-за неполного знания формы инвариантной массы восстановленных J/ψ был произведен подсчёт выхода в каждом бине исходя из количества событий в области сигнала (с вычетом боковых сторон) в каждом p_T бине. Интервал в 3σ для распределения инвариантной массы был использован для области сигнала, где σ — ширина пика J/ψ в каждом p_T бине, полученная путём фитирования функцией Гаусса в области сигнала и полиномом второго порядка для фоновой области. Два интервала в 3σ расположенных на расстоянии 5σ от пика массы по обе стороны пика использовались как область боковых сторон.

Разница в выходе J/ψ , измеренном в каждом импульсном бине и результатом фитирования суммированном по бинам в области сигнала инвариантной массы J/ψ показана на Рис. 6.8. В области бинов с низким моментом, где фон имеет нелинейную форму, метод вычитания боковых сторон ненадёжен. Выход J/ψ , полученный с использованием двух разных методов, представлен в Табл. 6.5. Разница между выходом, полученным путём подсчёта событий и выходом, полученным фитированием с помощью формы сигнала из

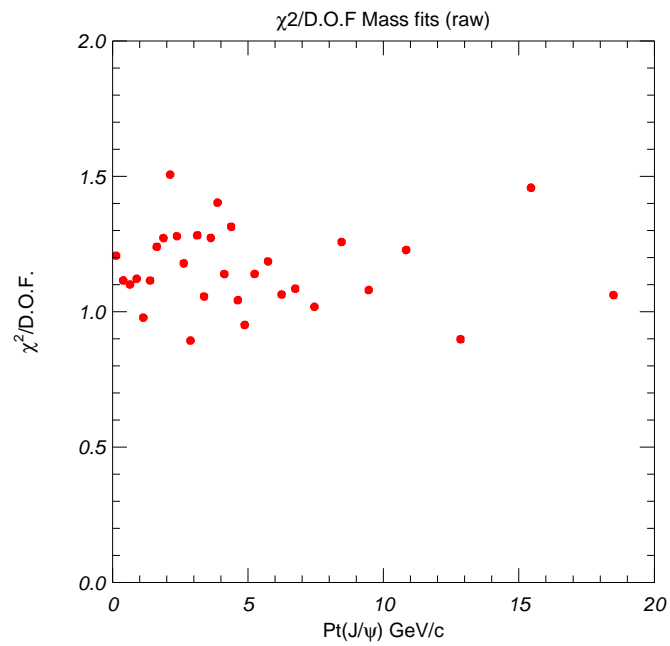


Рис. 6.7: Параметр качества фитирования $\chi^2/\text{D.O.F}$ для распределений инвариантной массы в $p_T(J/\psi)$ бинах. Форма сигнала моделируется с использованием Монте Карло на уровне попаданий, настроенное таким образом, чтобы получить согласие с данными эксперимента. Фон фитируется полиномом Чебышева

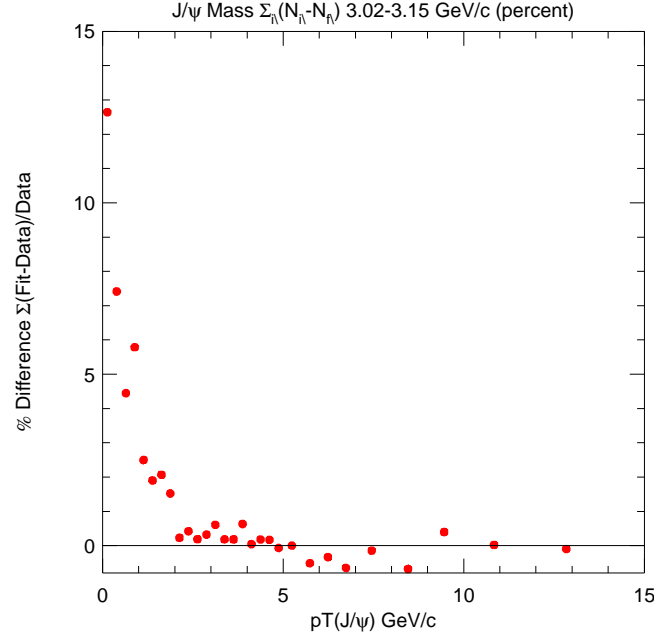


Рис. 6.8: Разница в выходе J/ψ , измеренном в каждом импульсном бине и результатом фитирования суммированном по бинам в области сигнала инвариантной массы J/ψ

Монте Карло представлена на Рис. 6.9. В области бинов с низким моментом разница в выходе между двумя методами в пределах 10%. По мере увеличения импульса разрешение становится хуже и оба метода дают результаты совпадающие в пределах 6% для всех бинов выше 5 GeV/c, где фон имеет линейную форму.

Лучшая оценка качества фита может быть получена путём введения коэффициента качества R :

$$R = \Sigma_i (N_i - N_f) \quad (6.9)$$

где N_i — число событий в бине i инвариантной массы, полученное из экспериментальных данных, а N_f — предсказание фита. Для идеального фита, этот коэффициент должен согласовываться с нулём. Суммирование проведено по бинам в сигнальной области инвариантной массы $3.02 \div 3.15$ ГэВ/ c^2 , где сигнал J/ψ доминирует над фоном. Отклонения от нуля означают расхождение в выходе, что является хорошей оценкой систематической погрешности выхода в каждом p_T бине. Табл. 6.5 даёт значение доли данных, неучтённых фитированием массы, полагая, что разница между экспериментальными данными и результатом фитирования может быть полностью отнесена к выходу сигнала J/ψ . Наибольшее расхождение имеет место в бинах от 0 до 2 ГэВ/c, где фон является быстроменяющейся функцией в области под пиком сигнала. Различие меж-

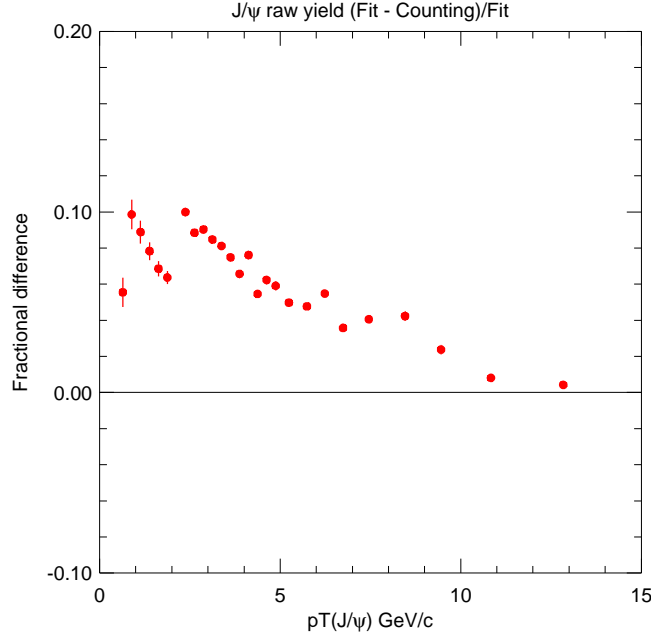


Рис. 6.9: Разница в выходе J/ψ , измеренном в каждом импульсном бине с использованием МС для моделирования формы сигнала и полученном путём подсчёта событий

ду данными и результатом фитирования для бинов > 2 ГэВ/с менее 1%. Отношение R /выход берется за систематическую погрешность выхода.

Выход J/ψ в каждом p_T бине был скорректирован на двумерный аксептанс, $\mathcal{A}(p_T^{J/\psi}, y^{J/\psi})$, эффективность одномюонного L1 триггера, $\epsilon_{L1}(p_T^\mu)$ и эффективность согласования трека с мюонным прототипом, $\epsilon_{\chi^2 < 9}(p_T^\mu)$, используя взвешивание событий, так что:

$$N(p_T)_{corrected} = \sum_{i=0}^{i=N_s} \frac{1}{w_i}$$

$$w_i = \epsilon_{L1}(p_T^{\mu 1}) \cdot \epsilon_{L1}(p_T^{\mu 2}) \cdot \epsilon_{\chi^2 < 9}(p_T^{\mu 1}) \cdot \epsilon_{\chi^2 < 9}(p_T^{\mu 1}) \cdot \mathcal{A}(p_T^{J/\psi}, y^{J/\psi})$$

где N_s — число событий в области сигнала, полученное путём фитирования распределения инвариантной массы взвешенных событий, используя формы для сигнала и фона как показано на Рис. 6.10 6.11 6.12 6.13 6.14.

Погрешность на число событий в каждом бине распределения инвариантной массы:

$$\delta(N(p_T)) = \sqrt{\sum_{i=0}^{i=N_s} \left(\frac{1}{w_i}\right)^2}$$

Подобным образом взвешено распределение по p_T димюона в каждом бине. Скорректированное распределение p_T , полученное с использованием вычитания боковых сторон

P_T интервал ГэВ/с	Выход форма МС	$\chi^2/D.O.F.$	Разница выхода вычитание сторон, (%)	$R = \Sigma_i (N_i - N_f)$ 3,02-3,15 ГэВ/с ² (%)
0,0 – 0,25	358 ± 25	1,20697	N/A	13
0,25 – 0,5	611 ± 33	1,11565	N/A	7,4
0,5 – 0,75	964 ± 42	1,10081	+5,5	4,4
0,75 – 1,0	1621 ± 50	1,12180	9,9	5,8
1,0 – 1,25	2498 ± 63	0,976961	8,8	2,5
1,25 – 1,5	3525 ± 76	1,11618	7,8	1,9
1,5 – 1,75	4457 ± 87	1,23965	6,9	2,1
1,75 – 2,0	5405 ± 96	1,28116	6,4	1,5
2,0 – 2,25	15978 ± 170	1,33084	9,0	0,23
2,25 – 2,5	18401 ± 254	1,31248	10	0,42
2,5 – 2,75	18219 ± 256	1,28862	8,8	0,192
2,75 – 3,0	18757 ± 261	0,955163	9,0	0,32
3,0 – 3,25	18016 ± 259	1,33731	8,5	0,60
3,25 – 3,5	17445 ± 253	1,09657	8,1	0,19
3,5 – 3,75	16147 ± 242	1,24685	7,5	0,18
3,75 – 4,0	14787 ± 228	1,43158	6,6	0,63
4,0 – 4,25	13963 ± 224	1,20700	7,6	0,042
4,25 – 4,5	12528 ± 205	1,30148	5,5	0,18
4,5 – 4,75	12199 ± 206	1,05405	6,2	0,17
4,75 – 5,0	10642 ± 190	1,01275	5,9	-0,067
5,0 – 5,5	18192 ± 244	1,20063	5,0	0,003
5,5 – 6,0	14505 ± 214	1,26074	4,8	-0,51
6,0 – 6,5	11352 ± 185	1,08717	5,5	-0,34
6,5 – 7,0	8507 ± 156	1,11788	3,6	-0,65
7,0 – 8,0	12316 ± 187	1,04154	4,1	-0,15
8,0 – 9,0	6927 ± 136	1,23860	4,2	-0,68
9,0 – 10,0	3932 ± 100	1,14280	2,4	0,40
10,0 – 12,0	3761 ± 95	1,19374	0,8	-0,020
12,0 – 14,0	1551 ± 59	0,89067	0,4	-0,010
14,0 – 17,0	858 ± 42	1,4579	N/A	+11
17 – 99,0	308 ± 27	1,0615	N/A	+6,0290

Таблица 6.5: Выход J/ψ в разных J/ψ P_T бинах, используя МС для фитирования формы сигнала в сравнении с подсчётом событий с вычитанием боковых сторон

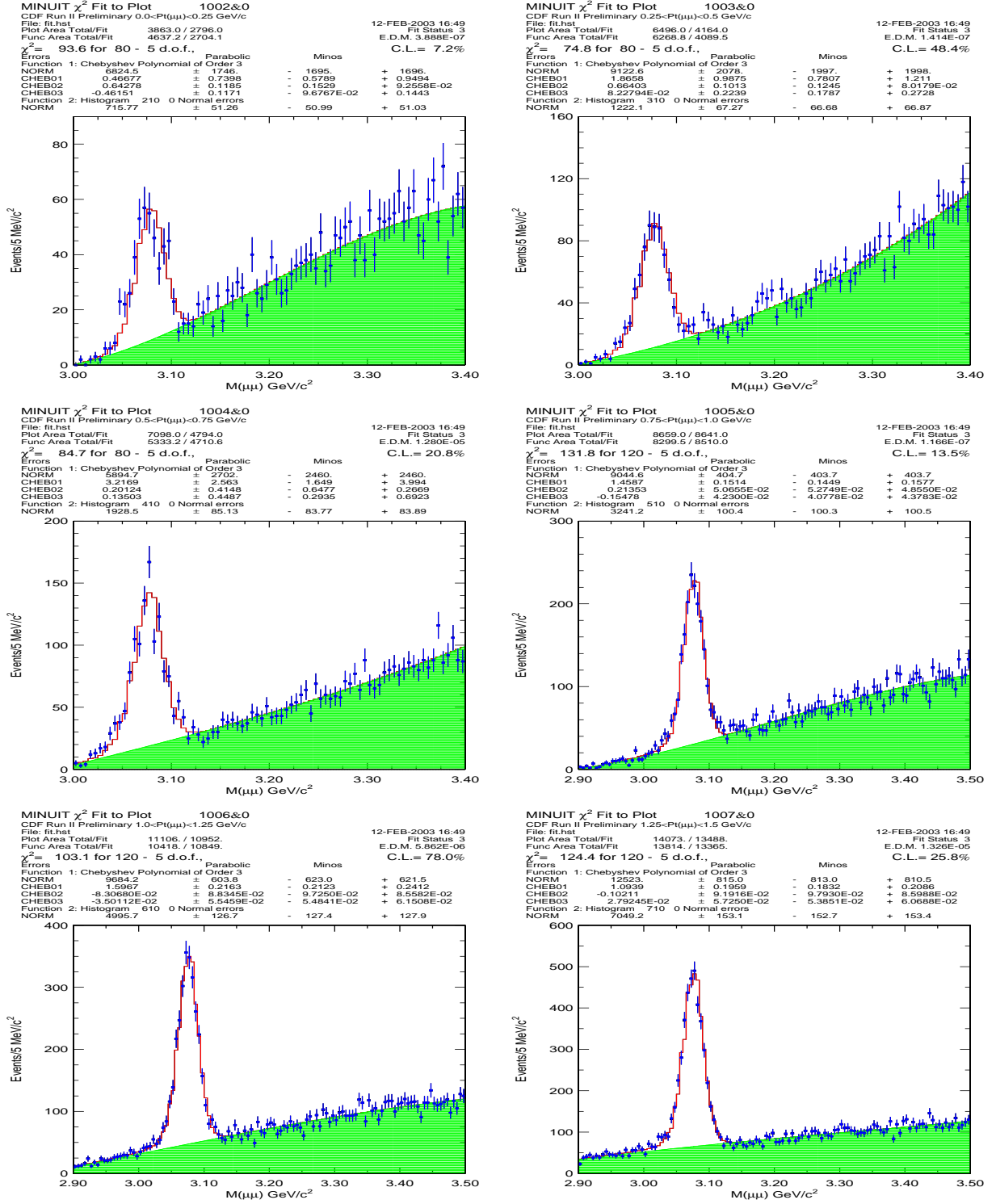


Рис. 6.10: Распределение инвариантной массы J/ψ событий, восстановленных из треков, имеющих информацию от COT с p_T 0,0 ÷ 1,5 GeV/c. Символы с погрешностями относятся к экспериментальным данным. Сплошная линия — результат фитирования формы сигнала с применением моделирования срабатываний в COT и полинома Чебышева третьей степени. Заштрихованная гистограмма — результат фитирования формы фона

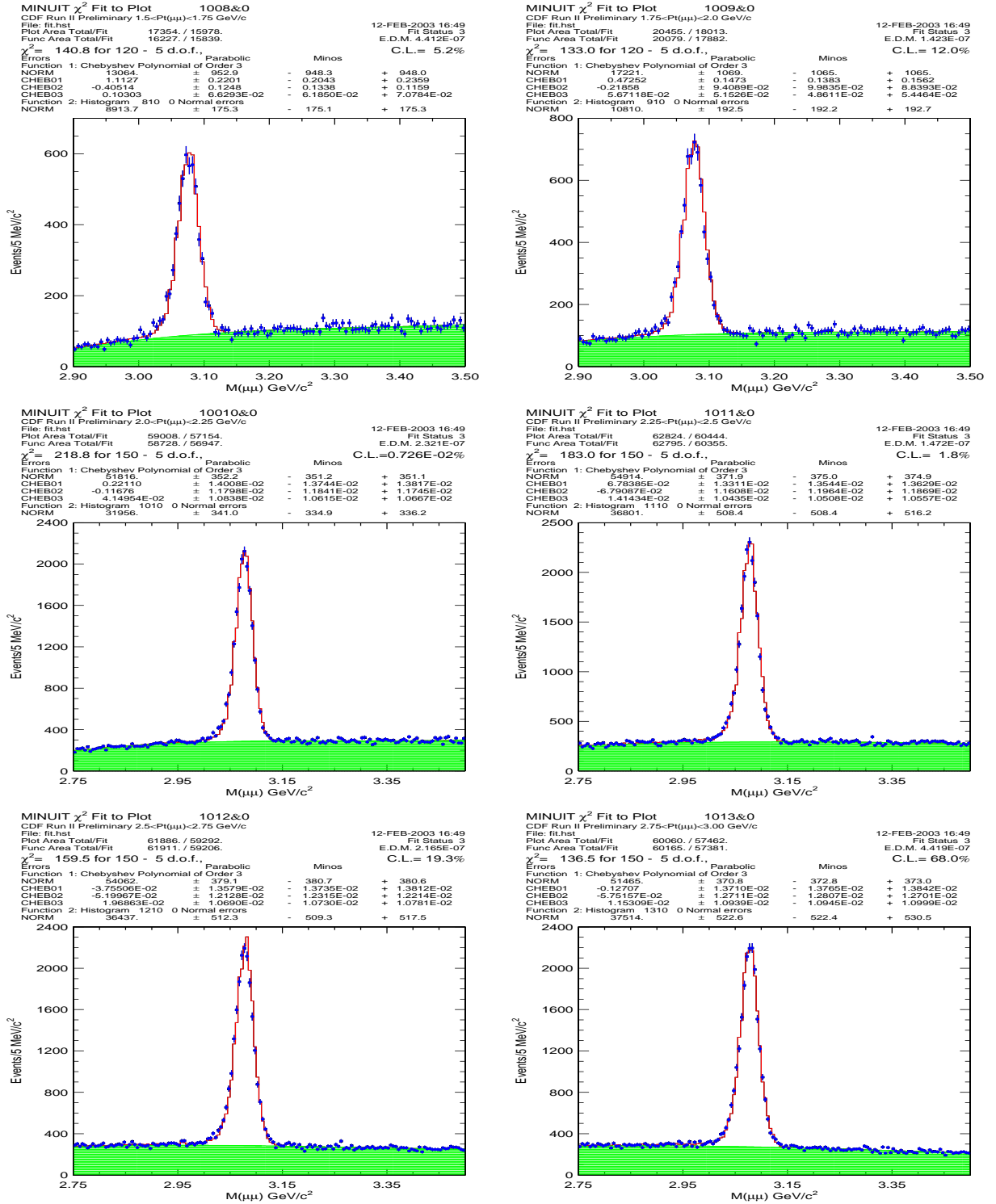


Рис. 6.11: Распределение инвариантной массы J/ψ событий, восстановленных из треков, имеющих информацию от COT с p_T $1,5 \div 3,0$ GeV/c. Символы с погрешностями относятся к экспериментальным данным. Сплошная линия — результат фитирования формы сигнала с применением моделирования срабатываний в COT и полинома Чебышева третьей степени. Заштрихованная гистограмма — результат фитирования формы фона

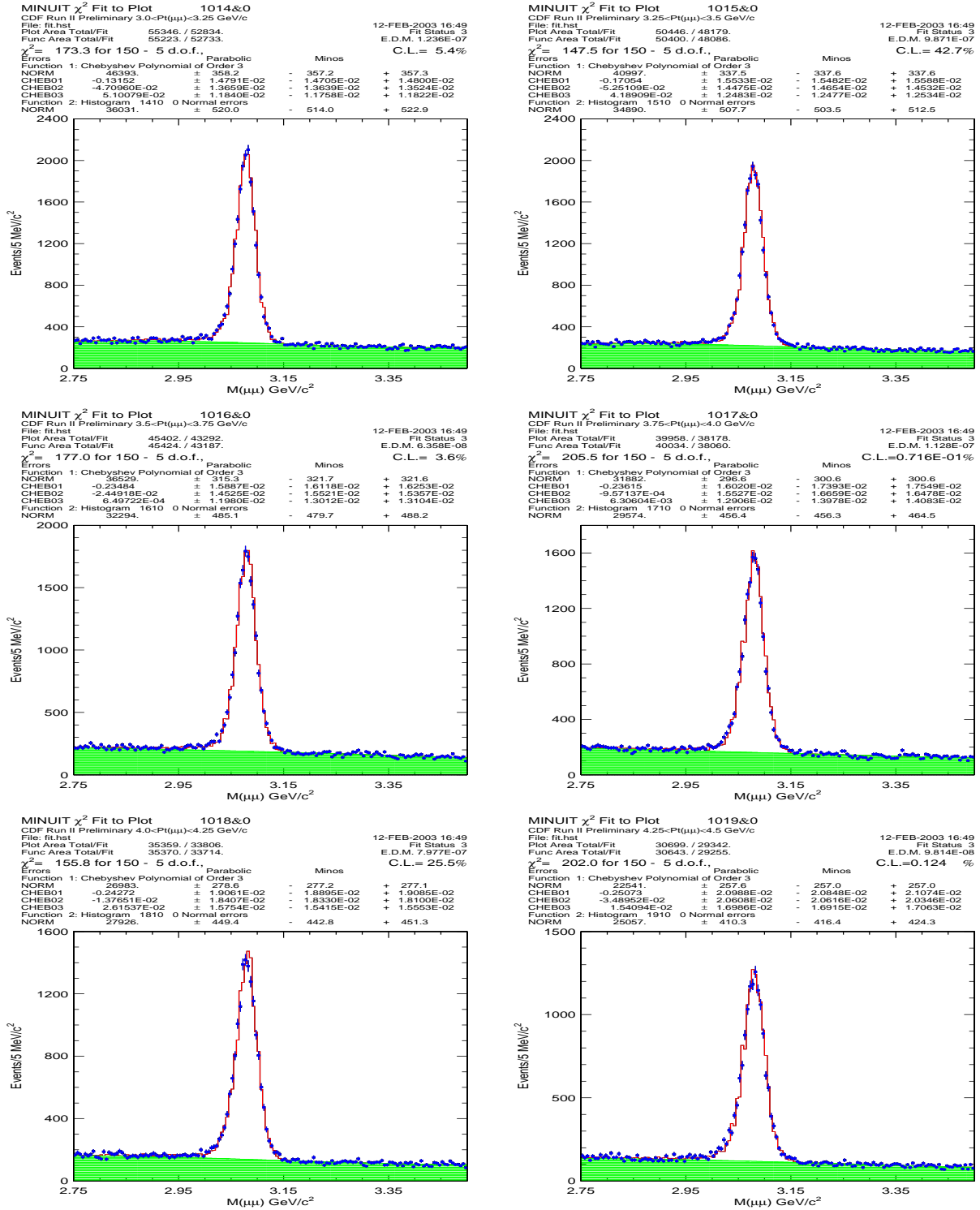


Рис. 6.12: Распределение инвариантной массы J/ψ событий, восстановленных из треков, имеющих информацию от COT с p_T $3,0 \div 4,5$ GeV/c . Символы с погрешностями относятся к экспериментальным данным. Сплошная линия — результат фитирования формы сигнала с применением моделирования срабатываний в COT и полинома Чебышева третьей степени. Заштрихованная гистограмма — результат фитирования формы фона

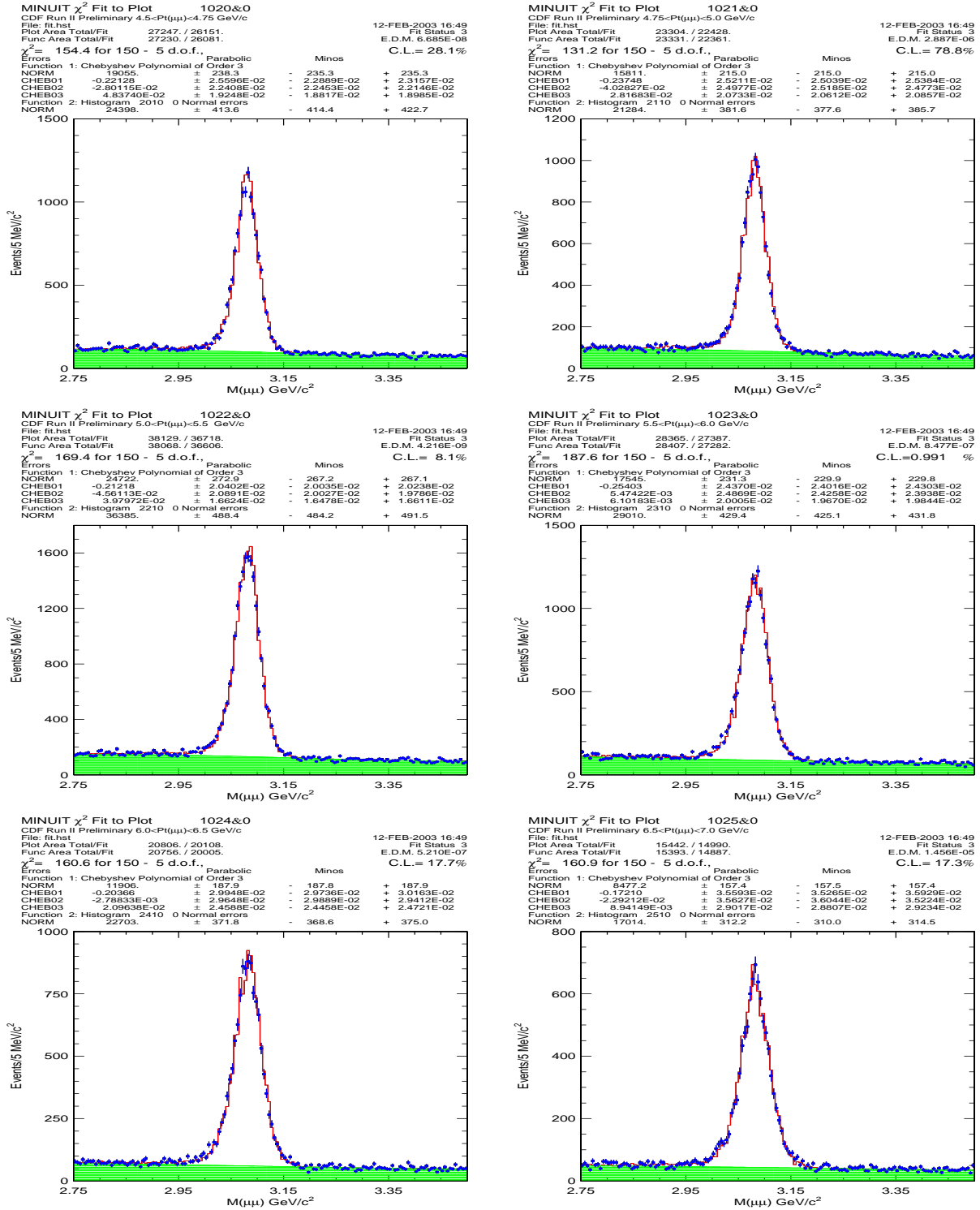


Рис. 6.13: Распределение инвариантной массы J/ψ событий, восстановленных из треков, имеющих информацию от COT с p_T $4,5 \div 7,0$ GeV/c. Символы с погрешностями относятся к экспериментальным данным. Сплошная линия — результат фитирования формы сигнала с применением моделирования срабатываний в COT и полинома Чебышева третьей степени. Заштрихованная гистограмма — результат фитирования формы фона

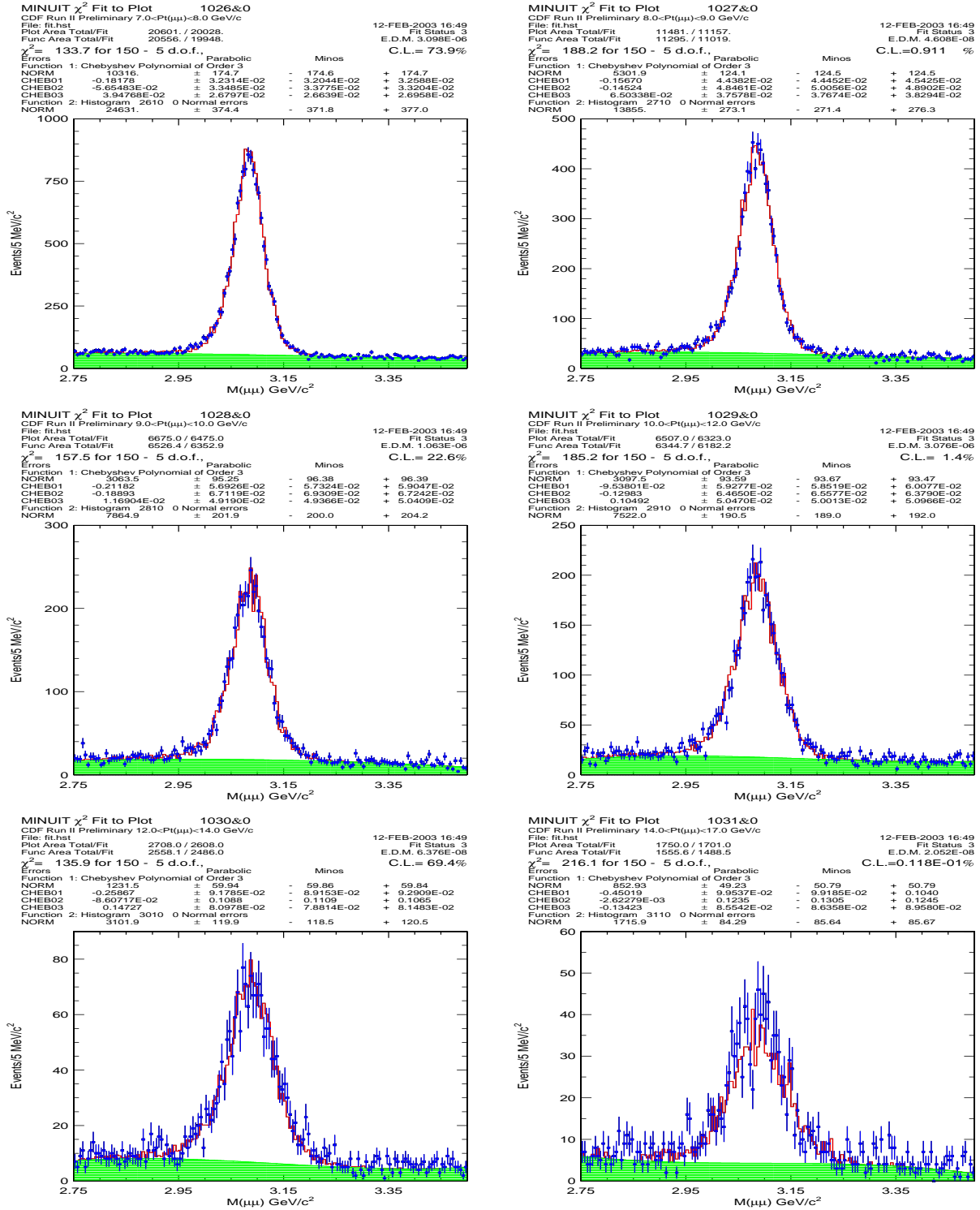


Рис. 6.14: Распределение инвариантной массы J/ψ событий, восстановленных из треков, имеющих информацию от COT с p_T 7,0 ÷ 14,0 GeV/c. Символы с погрешностями относятся к экспериментальным данным. Сплошная линия — результат фитирования формы сигнала с применением моделирования срабатываний в COT и полинома Чебышева третьей степени. Заштрихованная гистограмма — результат фитирования формы фона

по инвариантной массе в области J/ψ используется для определения среднего значения p_T в каждом бине.

Дифференциальное сечение J/ψ вычисляется следующим образом:

$$\frac{d\sigma(p\bar{p} \rightarrow J/\psi X) \cdot Br(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{dp_T} = \frac{N(p_T)_{corrected} \cdot (1 - \mathcal{A}')}{\epsilon_{rec} \cdot \int Ldt \cdot \Delta p_T}$$

где $\sigma(J/\psi) \equiv \sigma(p\bar{p} \rightarrow J/\psi X, |y(J/\psi)| < 0.6)$, \mathcal{A}' — поправочный коэффициент на размытие по быстрой y , ϵ_{rec} — комбинированные эффективности L3, offline трекинга и восстановления мюонов, $\int Ldt$ — интегрированная светимость, а Δp_T — размер p_T бина.

Полученное дифференциальное сечение, со статистическими погрешностями, показано на Рис. 6.15. Значения сечения представлены в Табл. 6.6.

Доминирующий источник p_T -зависимых погрешностей — погрешность на эффективность мюонного L1 триггера для малых p_T , как указано в Уравнении 6.2.

Погрешность на эффективность L1 триггера определяется погрешностями определения параметров наклона и смещения в Уравнении 6.2. Сначала параметр наклона кривой параметризации эффективности был изменен на одно стандартное отклонение и взвешивание событий было проведено для извлечения новых значений сечения. Результаты представлены на Рис. 6.16. Затем параметр смещения был изменен на одно стандартное отклонение и сечение пересчитано. (Рис. 6.17). Так как оба параметра имеют наибольшие погрешности и коррелированы, наибольшее положительное и отрицательное отклонение взяты как систематическая погрешность, вызванная областью включения L1 триггера при малых поперечных импульсах. Погрешность в области пла-то составляет 0.2% и не зависит от p_T . Погрешности вызванные эффективностью L1 триггера в зависимости от p_T представлены в Табл. 6.7.

Систематическая погрешность в +0.1% на измерение импульсной шкалы, обсуждаемая в Разделе 3.1, соответствует погрешности в $d^2\sigma/dp_T^2 \times 0.1\%$ на дифференциальное сечение, измеренной в каждом бине. Используя значения из Табл. 6.9, вычислена вторая производная на дифференциальное сечение и подсчитана погрешность на сечение из-за импульсной шкалы в каждом бине. Этот эффект не вносит большой вклад в погрешность: наибольшее отрицательное отклонение составляет -0.08%, а положительное — +0.7%.

В таблице 6.8 приведен вклад отдельных погрешностей в суммарную погрешность измерения сечения.

Систематические погрешности на дифференциальное сечение показаны на Рис. 6.18. Инвариантное сечение, $d\sigma/dp_T^2$ с систематическими погрешностями представлено на Рис. 6.19. Распределение p_T^2 (с применением вычитания боковых сторон в распределении инвариантной массы) было проверено в каждом p_T бине; среднее значение распределе-

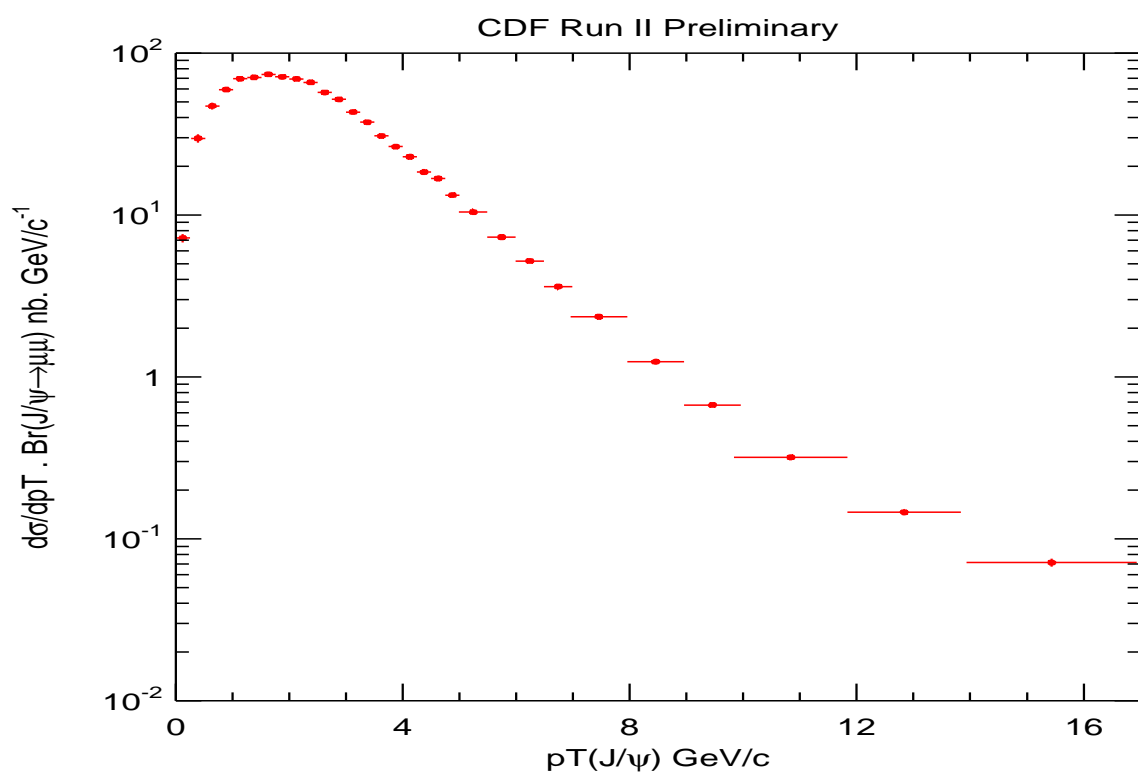
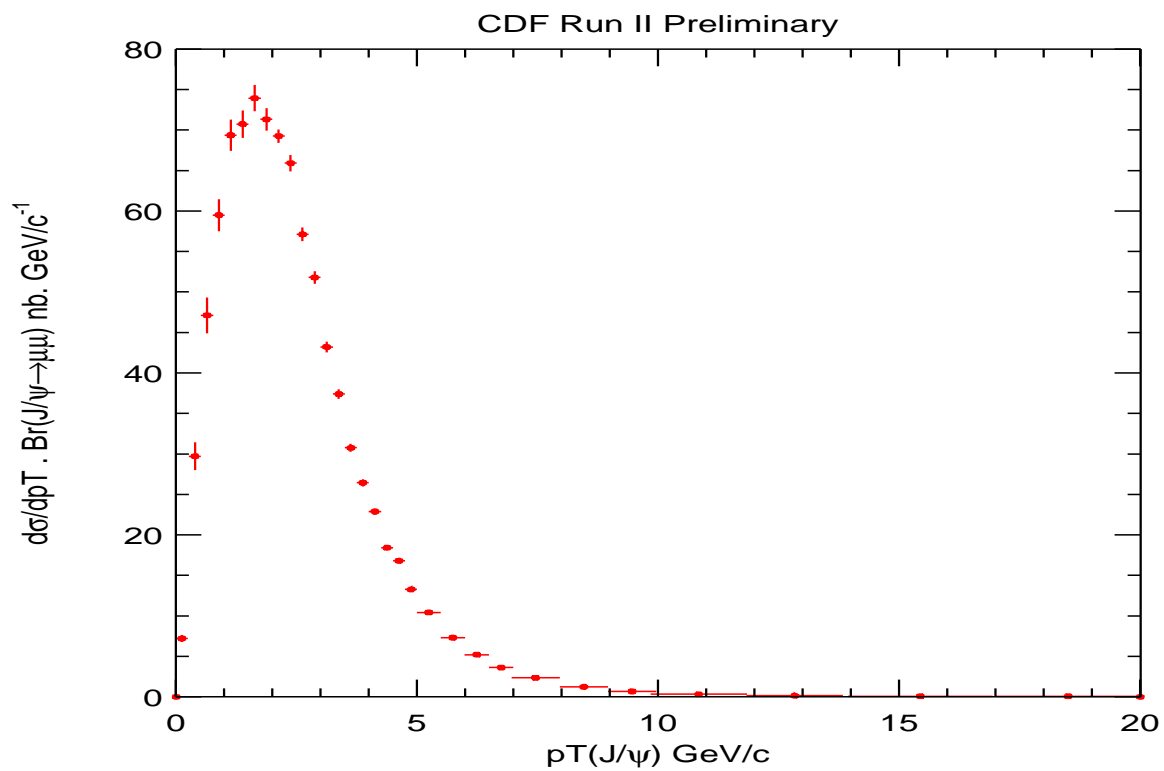


Рис. 6.15: Распределение поперечного импульса J/ψ и инклюзивное сечение $\text{SMU-SMU } J/\psi$ в зависимости от J/ψ p_T . Показаны только статистические погрешности

$p_T(J/\psi)$ (GeV/c)	Mean p_T (p_T^2)	$\frac{d\sigma}{dp_T} \cdot \mathcal{B}$ (nb/GeV/c)	$\frac{d\sigma}{dp_T^2} \cdot \mathcal{B}$ (nb. GeV/c ⁻²)
0,0 – 0,25	0,15(0,027)	$9,10 \pm 0,6^{+3,33}_{-2,89}$	$36,5 \pm 2,4^{+13,3}_{-11,6}$
0,25 – 0,5	0,39(0,16)	$29,8 \pm 1,7^{+5,48}_{-3,30}$	$39,7 \pm 2,3^{+7,3}_{-4,4}$
0,5 – 0,75	0,64(0,42)	$47,2 \pm 2,2^{+8,56}_{-5,9}$	$37,8 \pm 1,8^{+6,9}_{-4,8}$
0,75 – 1,0	0,89(0,79)	$59,6 \pm 2,0^{+10,8}_{-7,0}$	$34,1 \pm 1,1^{+6,2}_{-4,0}$
1,0 – 1,25	1,13(1,29)	$69,5 \pm 1,9^{+11,2}_{-8,0}$	$30,9 \pm 0,9^{+5,0}_{-3,6}$
1,25 – 1,5	1,38(1,91)	$70,9 \pm 1,7^{+10,6}_{-7,8}$	$25,8 \pm 0,6^{+3,8}_{-2,8}$
1,5 – 1,75	1,63(2,66)	$74,1 \pm 1,6^{+10,9}_{-7,5}$	$22,8 \pm 0,5^{+3,4}_{-2,3}$
1,75 – 2,0	1,87(3,52)	$71,5 \pm 1,4^{+9,4}_{-7,0}$	$19,1 \pm 0,4^{+2,5}_{-1,9}$
2,0 – 2,25	2,13(4,53)	$69,4 \pm 0,8^{+8,6}_{-6,8}$	$16,3 \pm 0,2^{+2,0}_{-1,6}$
2,25 – 2,5	2,38(5,65)	$66,0 \pm 1,0^{+7,8}_{-5,9}$	$13,9 \pm 0,2^{+1,6}_{-1,2}$
2,5 – 2,75	2,62(6,89)	$57,2 \pm 0,9^{+6,4}_{-4,9}$	$10,9 \pm 0,2^{+1,2}_{-0,93}$
2,75 – 3,0	2,87(8,26)	$51,9 \pm 0,8^{+5,5}_{-4,3}$	$9,03 \pm 0,13^{+0,96}_{-0,74}$
3,0 – 3,25	3,12(9,76)	$43,3 \pm 0,7^{+4,4}_{-3,4}$	$6,93 \pm 0,11^{+0,70}_{-0,55}$
3,25 – 3,5	3,38(11,4)	$37,5 \pm 0,8^{+3,7}_{-2,9}$	$5,55 \pm 0,09^{+0,54}_{-0,43}$
3,5 – 3,75	3,62(13,1)	$30,8 \pm 0,5^{+2,9}_{-2,3}$	$4,25 \pm 0,07^{+0,40}_{-0,32}$
3,75 – 4,0	3,87(15,0)	$26,5 \pm 0,4^{+2,4}_{-1,9}$	$3,42 \pm 0,06^{+0,31}_{-0,25}$
4,0 – 4,25	4,12(17,0)	$22,9 \pm 0,4^{+2,1}_{-1,7}$	$2,78 \pm 0,05^{+0,25}_{-0,21}$
4,25 – 4,5	4,38(19,2)	$18,5 \pm 0,3^{+1,7}_{-1,4}$	$2,11 \pm 0,04^{+0,19}_{-0,15}$
4,5 – 4,75	4,62(21,4)	$16,8 \pm 0,3^{+1,5}_{-1,2}$	$1,82 \pm 0,03^{+0,16}_{-0,13}$
4,75 – 5,0	4,88(23,8)	$13,3 \pm 0,3^{+1,1}_{-0,9}$	$1,36 \pm 0,03^{+0,12}_{-0,09}$
5,0 – 5,5	5,24(27,5)	$10,4 \pm 0,15^{+0,9}_{-0,71}$	$0,995 \pm 0,014^{+0,082}_{-0,068}$
5,5 – 6,0	5,74(33,0)	$7,32 \pm 0,12^{+0,58}_{-0,48}$	$0,636 \pm 0,010^{+0,050}_{-0,042}$
6,0 – 6,5	6,24(38,9)	$5,21 \pm 0,09^{+0,39}_{-0,33}$	$0,417 \pm 0,0074^{+0,031}_{-0,026}$
6,5 – 7,0	6,74(45,5)	$3,62 \pm 0,07^{+0,26}_{-0,22}$	$0,268 \pm 0,0052^{+0,019}_{-0,016}$
7,0 – 8,0	7,45(55,7)	$2,36 \pm 0,04^{+0,16}_{-0,14}$	$0,157 \pm 0,0025^{+0,011}_{-0,009}$
8,0 – 9,0	8,46(71,6)	$1,24 \pm 0,03^{+0,08}_{-0,07}$	$0,0732 \pm 0,002^{+0,005}_{-0,004}$
9,0 – 10,0	9,46(89,5)	$0,672 \pm 0,018^{+0,077}_{-0,074}$	$0,0354 \pm 0,001^{+0,004}_{-0,004}$
10,0 – 12,0	10,8(118)	$0,320 \pm 0,009^{+0,051}_{-0,050}$	$0,0145 \pm 0,0004^{+0,0023}_{-0,0023}$
12,0 – 14,0	12,8(165)	$0,146 \pm 0,006^{+0,023}_{-0,023}$	$0,0056 \pm 0,0002^{+0,0009}_{-0,0009}$
14,0 – 17,0	15,4(239)	$0,072 \pm 0,004^{+0,014}_{-0,011}$	$0,0023 \pm 0,0001^{+0,0005}_{-0,0004}$
17 – 20,0	18,5(343)	< 0,07	< 0,002

Таблица 6.6: Дифференциальное сечение J/ψ как функция p_T , для $|y(J/\psi)| < 0,6$. Для каждого измерения, первой показана статистическая, а второй — систематическая погрешность. Показаны только систематические погрешности, зависящие от p_T . Скорректированная систематическая погрешность, не зависящая от p_T , составляет 6.7% в каждом бине

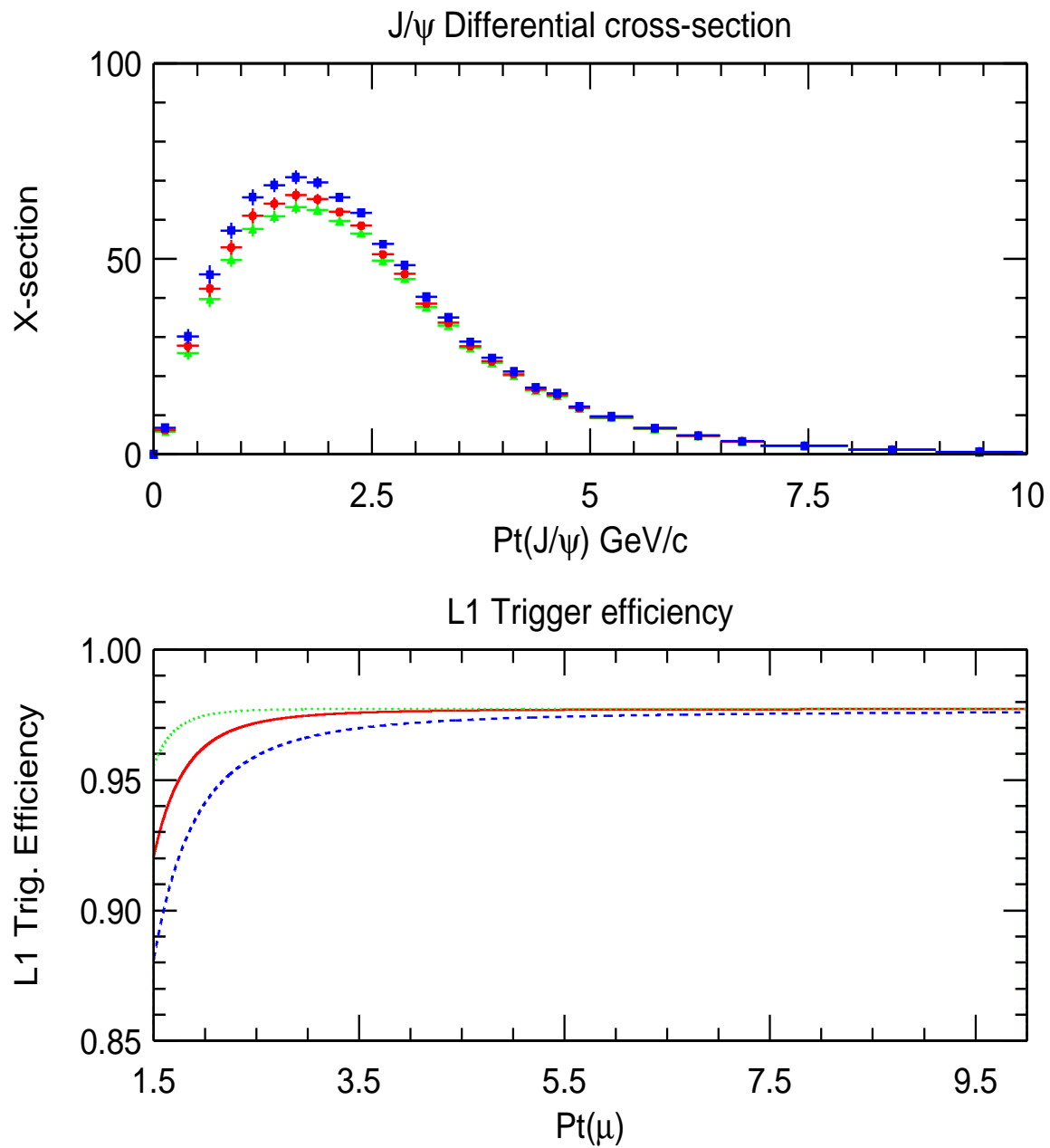


Рис. 6.16: Влияние изменения параметра наклона функции эффективности L1 триггера на дифференциальное сечение (верхний график). На нижнем графике представлено изменение параметризации эффективности L1 триггера при изменении параметра наклона функции эффективности на одно стандартное отклонение

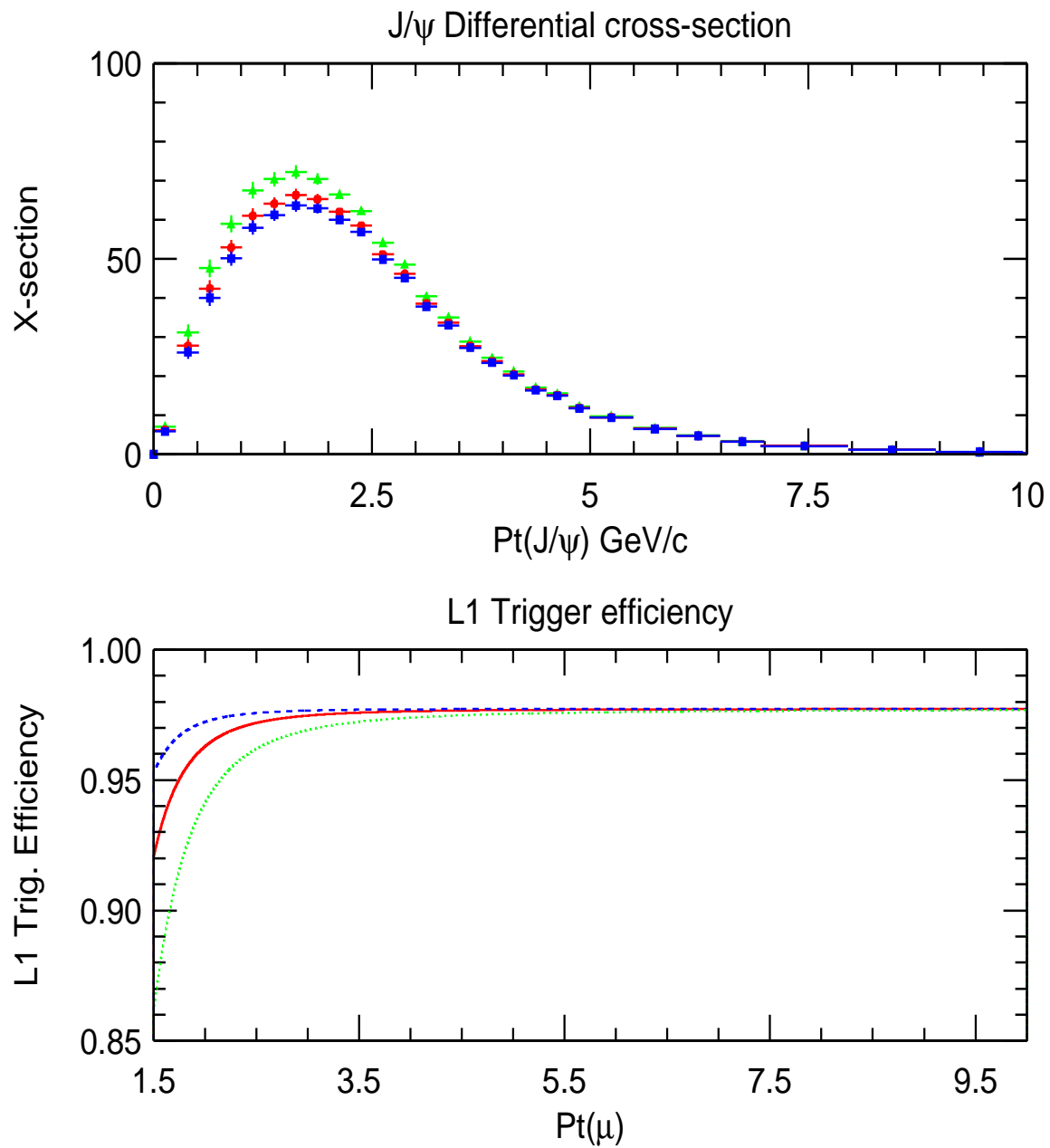


Рис. 6.17: Влияние изменения параметра смещения функции эффективности L1 триггера на дифференциальное сечение (верхний график). На нижнем графике представлено изменение параметризации эффективности L1 триггера при изменении параметра смещения функции эффективности на одно стандартное отклонение

$p_T(J/\psi)$ (GeV/c)	L1 Trigger syst.
0,0 – 0,25	–6,8 + 13%
0,25 – 0,5	–6,5 + 13%
0,5 – 0,75	–6,3 + 12%
0,75 – 1,0	–6,0 + 11%
1,0 – 1,25	–5,6 + 11%
1,25 – 1,5	–5,1 + 9,8%
1,5 – 1,75	–4,7 + 8,9%
1,75 – 2,0	–4,2 + 8,0%
2,0 – 2,25	–3,8 + 7,2%
2,25 – 2,5	–3,4 + 6,4%
2,5 – 2,75	–3,0 + 5,8%
2,75 – 3,0	–2,7 + 5,2%
3,0 – 3,25	–2,5 + 4,7%
3,25 – 3,5	–2,2 + 4,3%
3,5 – 3,75	–2,0 + 4,0%
3,75 – 4,0	–1,9 + 3,6%
4,0 – 4,25	–1,7 + 3,4%
4,25 – 4,5	–1,6 + 3,1%
4,5 – 4,75	–1,5 + 2,9%
4,75 – 5,0	–1,4 + 2,7%
5,0 – 5,5	–1,2 + 2,5%
5,5 – 6,0	–1,1 + 2,2%
6,0 – 6,5	–0,9 + 1,9%
6,5 – 7,0	–0,8 + 1,8%
7,0 – 8,0	–0,7 + 1,5%
8,0 – 9,0	–0,6 + 1,3%
9,0 – 10,0	–0,5 + 1,1%
10,0 – 12,0	–0,4 + 1,0%
12,0 – 14,0	–0,4 + 0,8%
14,0 – 17,0	–0,4 + 0,8%
17 – 20,0	–0,2 + 0,5%

Таблица 6.7: Изменение дифференциального сечения J/ψ в зависимости от p_T при изменении параметризации эффективности L1 триггера

Источник	Систематическая погрешность
J/ψ Поляризация	$\pm 4 - 10\%$ (p_T зависимая)
J/ψ спектр	$\pm 3 - 30\%$ (p_T зависимая)
Вещество SVXII	-3% to $+6\%$ (p_T зависимая)
Эффективность L1 триггера	$-7,0\%$ to $+13\%$ (p_T зависимая)
Фитирование масс	$-0,7\%$ to $+13\%$ (p_T зависимая)
Шкала импульса	$-0,08\%$ to $+0,7\%$ (p_T зависимая)
Светимость	$\pm 5.9\%$
Эффективность восстановления	$+2.1 - 2.7\%$
Моделирование CMU	$\pm 1.4\%$
Отбор данных	$\pm 1.0\%$
Эффективность L1 триггера	$\pm 0.2\%$
Всего	$\pm 6.7\% \oplus \epsilon(p_T^{J/\psi})$

Таблица 6.8: Источники систематических погрешностей в измерении сечения

ния использовалось как центральное значение p_T^2 в этой области. Результаты приведены в Табл. 6.9.

Интегральное сечение, полученное путем интегрирования дифференциального сечения:

$$\sigma(J/\psi) \equiv \sigma(p\bar{p} \rightarrow J/\psi X, p_T(J/\psi), |y(J/\psi)| < 0,6) = 240 \pm 1(stat)_{-28}^{+35}(syst) \text{ nb}$$

Некоррелированные статистические ошибки добавлены в квадрате. p_T -зависимые систематические ошибки сложены вместе и затем добавлены в квадрате с коррелированной погрешностью 6,5%:

$$\epsilon_{tot \sigma, Br}^{stat} = \sqrt{\sum_{i=1}^{i=N_{bins}} (\epsilon_i^{stat})^2} = 1,3 \quad (6.10)$$

$$\epsilon_{tot \sigma, Br}^{syst} = \left\{ \sum_{i=1}^{i=N_{bins}} \epsilon_i^{syst}(p_T) \right\} \oplus_{-16,1}^{+15,6} =_{-28,2}^{+34,8} \quad (6.11)$$

где N_{bins} — полное число p_T бинов, ϵ_i^{stat} — статистическая погрешность измерения сечения в бине i , а $\epsilon_i^{syst}(p_T)$ — систематическая погрешность измерения в каждом p_T бине, независимо от коррелированной систематической погрешности 6.5%.

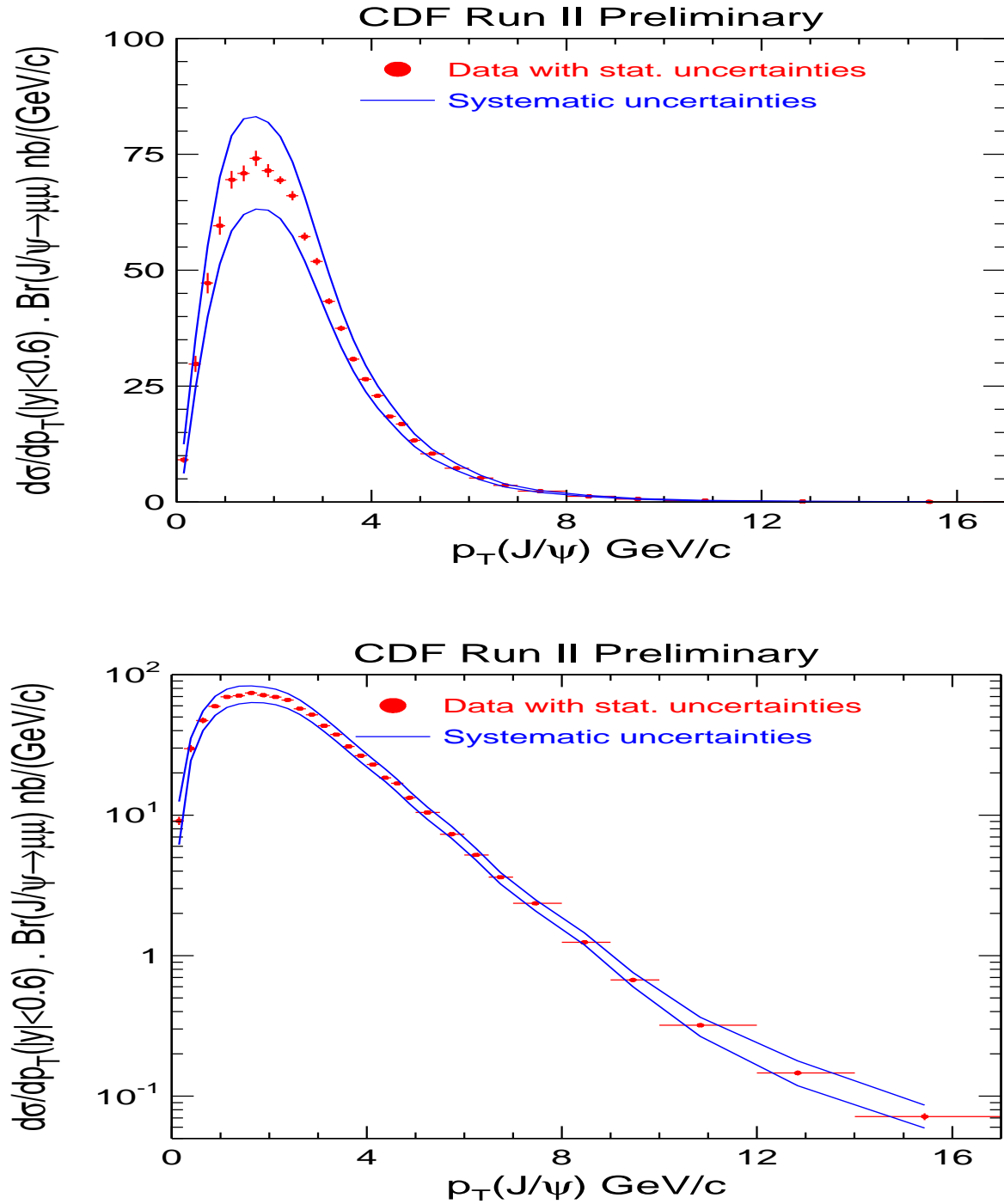


Рис. 6.18: Инклюзивное сечение SMU-SMU J/ψ как функция J/ψ p_T . Дифференциальное сечение показано со статистическими ошибками, наложенными на красные круги. Сплошные синие линии представляют систематические погрешности

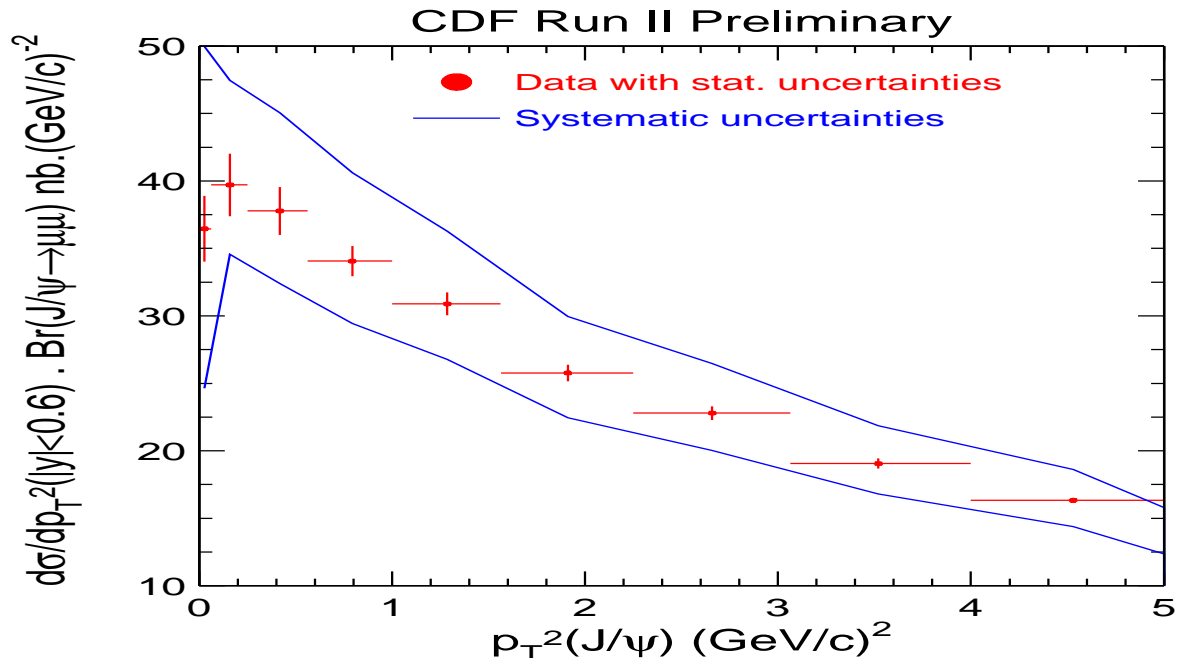
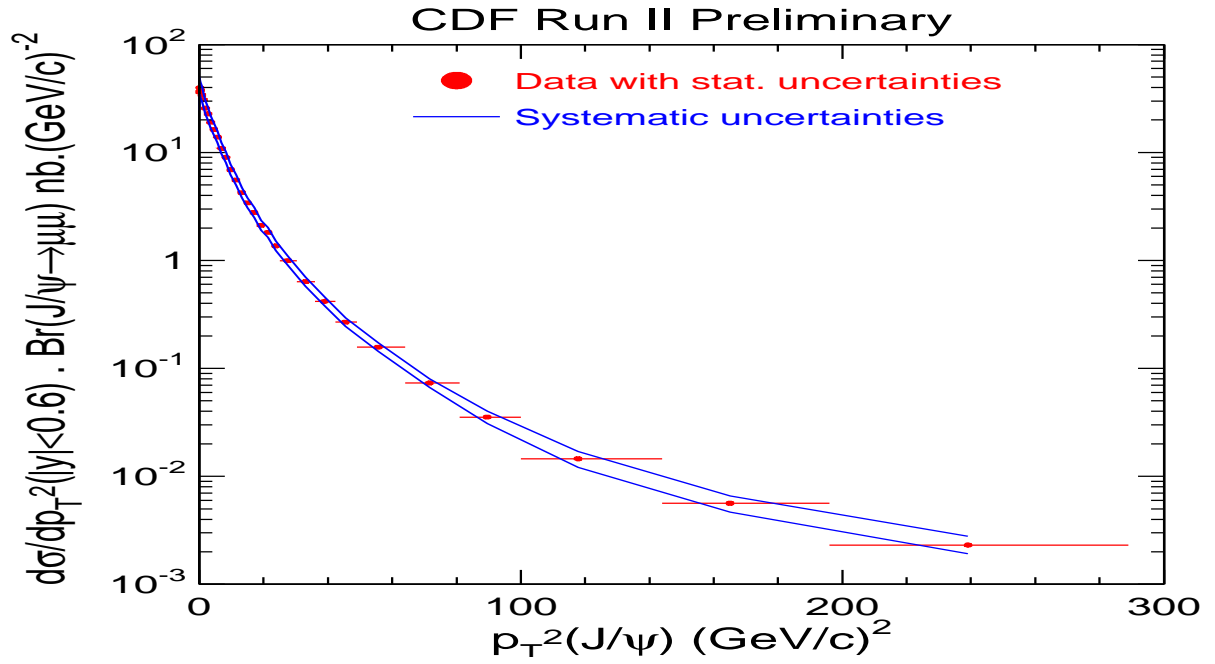


Рис. 6.19: Инклюзивное сечение CMU-CMU J/ψ как функция J/ψ p_T^2 . J/ψ p_T . Дифференциальное сечение показано со статистическими ошибками, наложенными на красные круги. Сплошные синие линии представляют систематические погрешности

$p_T(J/\psi)$ (GeV/c)	Mean p_T	$\frac{d\sigma}{dp_T} \cdot \mathcal{B}$ (nb/GeV/c)	$\frac{d^2\sigma}{dp_T^2} \cdot \mathcal{B}$ (nb. GeV/c ⁻²)
0,0 – 0,25	0,129111	$6,22 \pm 0,40$	$xx \pm xx$
0,25 – 0,5	0,390865	$27,7 \pm 1,7$	$xx \pm xx$
0,5 – 0,75	0,641480	$42,4 \pm 2,2$	$xx \pm xx$
0,75 – 1,0	0,886447	$52,9 \pm 1,9$	$xx \pm xx$
1,0 – 1,25	1,13306	$61,0 \pm 1,9$	$xx \pm xx$
1,25 – 1,5	1,38021	$64,1 \pm 1,6$	$xx \pm xx$
1,5 – 1,75	1,62733	$66,3 \pm 1,6$	$xx \pm xx$
1,75 – 2,0	1,87480	$65,2 \pm 1,3$	$xx \pm xx$
2,0 – 2,25	2,12714	$62,0 \pm 0,8$	$xx \pm xx$
2,25 – 2,5	2,37480	$58,5 \pm 0,9$	$xx \pm xx$
2,5 – 2,75	2,62398	$51,1 \pm 0,8$	$xx \pm xx$
2,75 – 3,0	2,87395	$46,2 \pm 0,7$	$xx \pm xx$
3,0 – 3,25	3,12278	$38,6 \pm 0,6$	$xx \pm xx$
3,25 – 3,5	3,37541	$33,6 \pm 0,5$	$xx \pm xx$
3,5 – 3,75	3,62432	$27,7 \pm 0,4$	$xx \pm xx$
3,75 – 4,0	3,87414	$23,8 \pm 0,4$	$xx \pm xx$
4,0 – 4,25	4,12297	$20,5 \pm 0,4$	$xx \pm xx$
4,25 – 4,5	4,37527	$16,6 \pm 0,3$	$xx \pm xx$
4,5 – 4,75	4,62188	$15,1 \pm 0,3$	$xx \pm xx$
4,75 – 5,0	4,87528	$11,9 \pm 0,2$	$xx \pm xx$
5,0 – 5,5	5,24096	$9,45 \pm 0,14$	$xx \pm xx$
5,5 – 6,0	5,73903	$6,54 \pm 0,12$	$xx \pm xx$
6,0 – 6,5	6,23668	$4,72 \pm 0,086$	$xx \pm xx$
6,5 – 7,0	6,73948	$3,28 \pm 0,069$	$xx \pm xx$
7,0 – 8,0	7,45242	$2,13 \pm 0,036$	$xx \pm xx$
8,0 – 9,0	8,45618	$1,12 \pm 0,025$	$xx \pm xx$
9,0 – 10,0	9,45614	$0,595 \pm 0,017$	$xx \pm xx$
10,0 – 12,0	10,8359	$0,285 \pm 0,008$	$xx \pm xx$
12,0 – 14,0	12,8433	$0,136 \pm 0,006$	$xx \pm xx$
14,0 – 17,0	15,446	$0,065 \pm 0,004$	$xx \pm xx$
17 – 20,0	— — —	$xxx \pm xxx$	$xx \pm xx$

Таблица 6.9: Дифференциальное сечение CMU-CMU J/ψ как функция J/ψ p_T для $|y(J/\psi)| < 0,6$ со статистическими ошибками. Для последнего бина Δp_T взято как RMS от скорректированного импульсного распределения

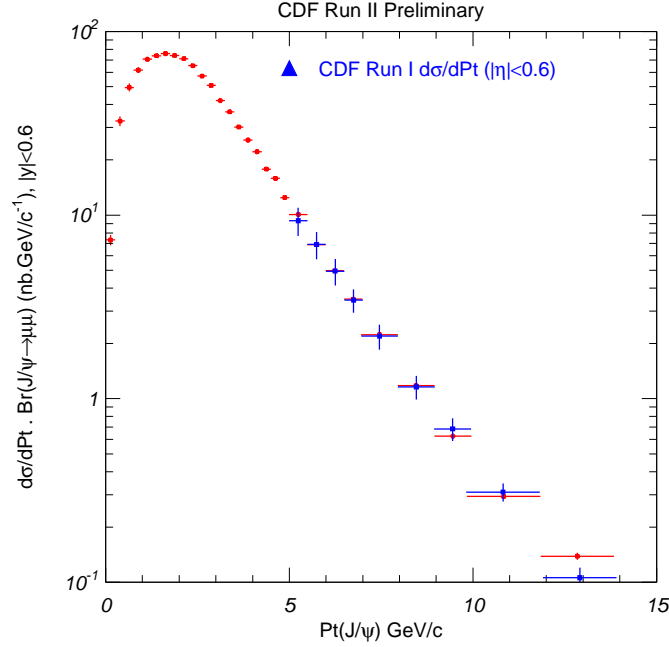


Рис. 6.20: Инклюзивное СМУ-СМУ сечение J/ψ как функция J/ψ p_T . Дифференциальное сечение с комбинированными статистическими и систематическими ошибками представлено красным цветом. Дифференциальное сечение, измеренное на CDF в Сеансе I, показано синим цветом

6.4 Обсуждение результатов

Для сравнения с результатами по сечению из Сеанса I было подсчитано интегральное сечение при условии $p_T(J/\psi) > 5,0$ ГэВ/с для данных из Сеанса II:

$$\sigma(J/\psi) \equiv \sigma(p\bar{p} \rightarrow J/\psi X, p_T(J/\psi) > 5,0 \text{ GeV}/c, |\eta(J/\psi)| < 0,6)_{RunII} = 18.5 \pm 0.13(stat)_{-2.8}^{+2.6}(syst) \text{ nb}$$

Значение интегрального сечения J/ψ в Сеансе I было:

$$\sigma(J/\psi) \equiv \sigma(p\bar{p} \rightarrow J/\psi X, p_T(J/\psi) > 5,0 \text{ GeV}/c, |\eta(J/\psi)| < 0,6)_{RunI} = 17,4 \pm 0,1(stat)_{-2,8}^{+2,6}(syst) \text{ nb}$$

Дифференциальные сечения для обоих сеансов наложены на Рис. 6.20

Результаты анализа были использованы для измерения доли событий J/ψ от распадов В мезонов (Рис. 6.21) в работе (??? ссылка на bxsec). Данные обоих сеансов находятся в хорошем согласии для $p_T > 5$ ГэВ/с. Статистическая погрешность измерений также сравнима в области высоких значений p_T . Новое измерение позволило расширить

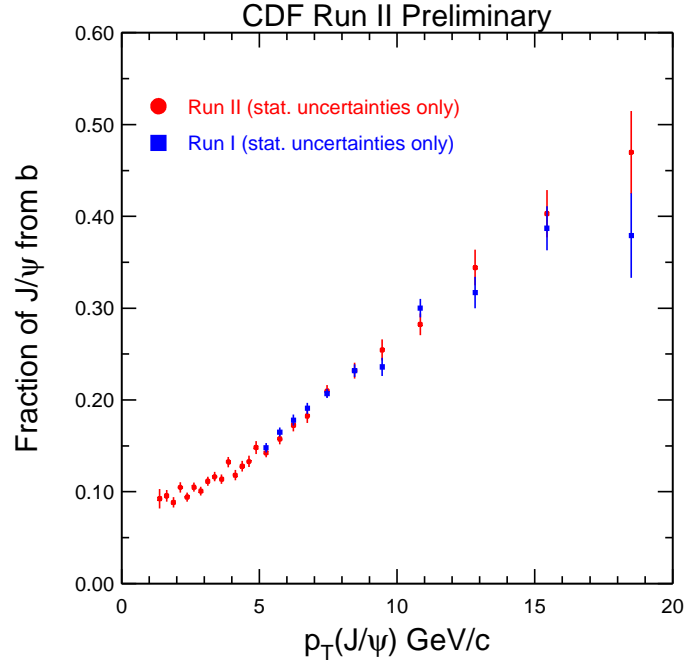


Рис. 6.21: Доля J/ψ событий от b

диапазон дифференциального сечения до 1,25 ГэВ/с. Измерение доли событий J/ψ от распадов B мезонов в сочетании с измеренным в данной работе сечением J/ψ позволило вычислить инклюзивное сечение b адрона (Рис. 6.22, Рис. 6.23). Измерение дифференциального сечения для поперечных импульсов J/ψ до 1,25 ГэВ/с позволило исследовать b -адроны с импульсами вплоть до нуля.

Интегральное сечение составляет:

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow bX, p_T(J/\psi) > 1,25 \text{ ГэВ/с}, |y(J/\psi)| < 0,6) \cdot Br(H_b \rightarrow J/\psi X) \cdot Br(J/\psi \rightarrow \mu\mu) = 19,9 \pm 0,3(stat)^{+3,8}_{-3,2}(syst) \text{ nb}$$

Первое измерение полного сечения b -адрона на адронном коллайдере было получено из измерения сечения с поперечным импульсом 1,25 ÷ 17,0 ГэВ/с используя Монте Карло моделирование кинематики b адронов в чармоний и составляет:

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow H_b X, |y| < 0,6) \cdot Br(H_b \rightarrow J/\psi X) \cdot Br(J/\psi \rightarrow \mu\mu) = 24,5 \pm 0,5(stat)^{+4,7}_{-3,9}(syst) \text{ nb}$$

где H_b относится как к адронным, так и антиадронным состояниям.

Было также извлечено полное интегральное сечение одиночного b -кварка:

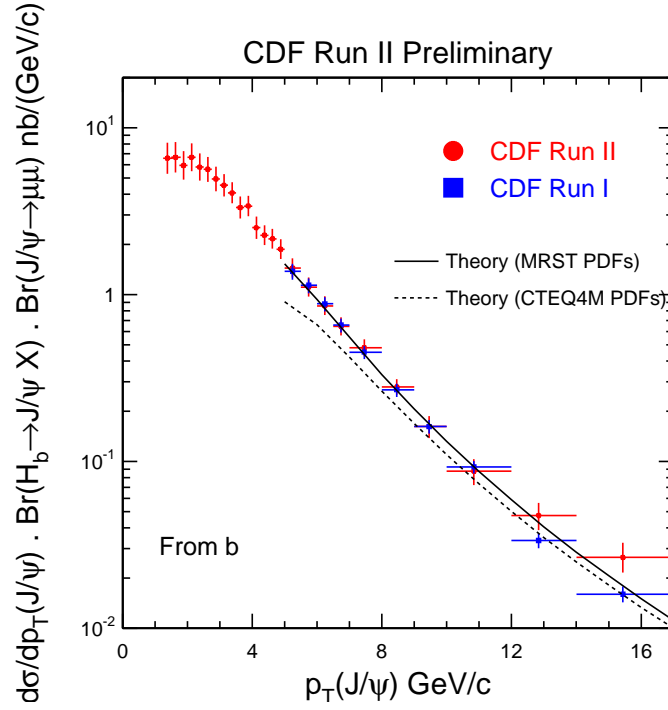


Рис. 6.22: Дифференциальное сечение $b \rightarrow J/\psi X$ как функция J/ψ p_T . Сравнение с измерением на CDF в Сеансе I и теоретическими предсказаниями

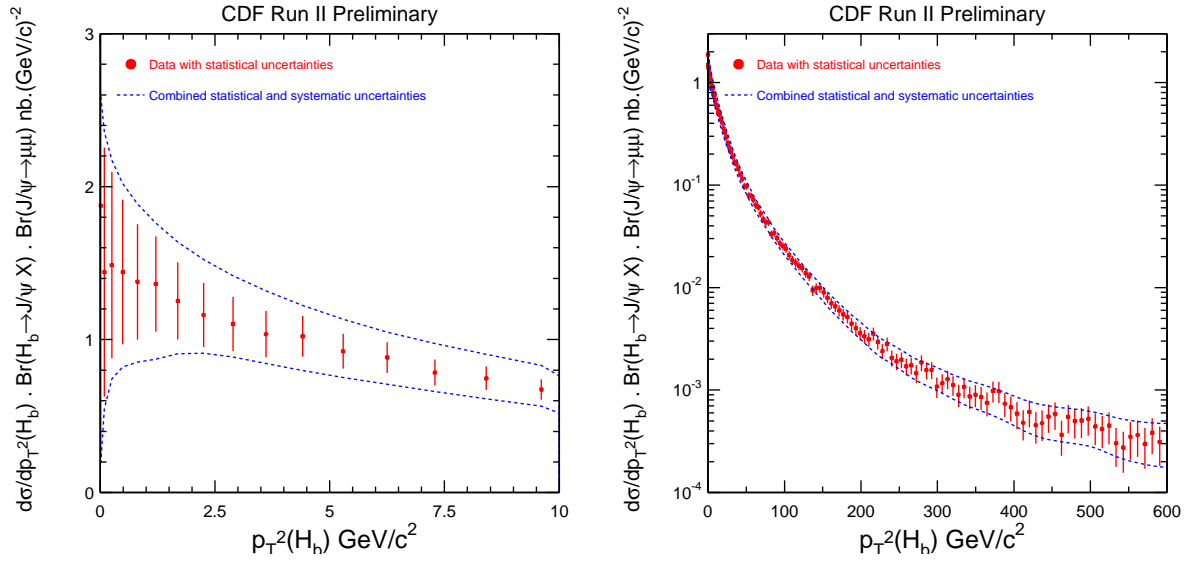


Рис. 6.23: Дифференциальное сечение $b \rightarrow J/\psi X$ как функция p_T^2 b -адрона

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow bX, |y| < 1, 0) = 29,4 \pm 0,6(stat)_{-5,4}^{+6,2}(syst) \mu\text{b}$$

Заключение

В представленной работе были получены следующие основные результаты:

1. Была произведена оптимизация и измерение эффективности димьюонного триггера установки CDF.
2. Впервые измерено полное сечение реакции $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ при энергии 1,96 ТэВ:

$$\sigma(J/\psi) \equiv \sigma(p\bar{p} \rightarrow J/\psi X, p_T(J/\psi), |y(J/\psi)| < 0,6) = 240 \pm 1(stat)_{-28}^{+35}(sys) \text{ nb}$$

3. Измерено дифференциальное сечение реакции $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ при энергии 1,96 ТэВ. В области поперечных импульсов $J/\psi < 4\text{ГэВ}/c$ подобное измерение сделано впервые:

$$\frac{d\sigma(p\bar{p} \rightarrow J/\psi X) \cdot Br(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)}{dp_T}$$

Помимо этого, автор работы принимал участие в разработке вычислительного комплекса для анализа физических данных установки CDF и созданию вершинного детектора CDF, являющегося на настоящий момент самым крупным и совершенным кремниевым трекером в физике частиц.

В заключение я хочу выразить искреннюю благодарность моему научному руководителю, начальнику Научно Экспериментального Электронного Отдела Проф. В.В.Глаголеву за постоянное внимание к этой работе. Я хочу поблагодарить М.Бишай за её существенный вклад в подготовку к публикации статей с результатами работы, а также Проф. П.Шепарду и Проф. Дж. Будро за поддержку. Я очень признателен Т.Миао, Т.Леком, за многочисленные полезные советы и обсуждения, помощь и поддержку. Анализ эффективности димьюонного триггера проходил в тесном сотрудничестве с Т.Миао, Дж. Краусом и Д.Литвинцевым. Я благодарен А.Суханову за то, что он взял на себя труд прочитать рукопись диссертации и внес ценные замечания. Я благодарен всем участникам коллаборации CDF, принимавшим участие в эксперименте.

И, наконец, я хочу выразить огромную благодарность и признательность моей жене Светлане за ее невероятное терпение, всестороннюю поддержку и понимание, без которых эта работа вряд ли была бы доведена до завершения.

Оглавление

Введение	2
1 Инклюзивное рождение тяжелого кваркония	6
1.1 Метод НР КХД факторизации	6
1.2 Изучение рождения кваркония в Сеансе I на установке CDF	9
2 Ускорительный комплекс Тэватрона и детектор CDF	15
2.1 Ускоритель	15
2.2 Детектор CDF	18
2.3 Генерация и моделирование событий	38
2.4 Объектно-ориентированный код	38
2.5 Система анализа данных CAF	38
3 Описание эксперимента	42
3.1 Общие характеристики набора экспериментальных данных	42
3.2 Определение светимости	48
4 Димьюонный триггер	52
4.1 Эффективность триггера J/ψ для одиночных CMU мюонов	55
4.2 Мюонный триггер в Сеансе II	55
4.3 Измерение эффективности триггера	56
4.4 Эффективности CMX триггера	66
5 Акцептанс детектора для CMU-CMU J/ψ	72
5.1 Вклад геометрии и кинематики в акцептанс	72
5.2 Монте Карло моделирование с использованием GEANT	73
5.3 Параметрическое моделирование	75
5.4 Систематические погрешности	89
6 Измерение сечения	99
6.1 Эффективности восстановления мюонов	99

6.2	Определение сечения	107
6.3	Систематические погрешности и качество фитирования	109
6.4	Обсуждение результатов	129
Заключение		133
Литература		147

Список иллюстраций

1.1	Сечение прямого образования J/ψ , измеренное на CDF в Сеансе I [2]. Сплошная черная линия — результат фитирования с помощью НР КХД факторизации. Показан также вклад различных составляющих этого фитирования [18]	9
1.2	Измерение поляризации J/ψ , измеренное на CDF в Сеансе I [49] [50]. Полоса показывает предсказания факторизации НР КХД. Остальные кривые показывают вклад от более высоких состояний чармония	13
1.3	Измерение поляризации $\psi(2S)$, измеренное на CDF в Сеансе I [49]. Полоса показывает предсказания факторизации НР КХД. Остальные кривые показывают вклад от более высоких состояний чармония	14
2.1	Ускорительная лаборатория имени Ферми, Фермилаб	16
2.2	Ускорительный комплекс Тэватрона. Дебанчер и Накопитель помечены как антипротонный источник	17
2.3	Получение антипротонов для Тэватрона	17
2.4	Детектор CDF II	19
2.5	Основные системы детектора CDF II	19
2.6	Координатная система на CDF	20
2.7	Спиральная траектория частицы в поперечной плоскости с обозначением прицельного параметра d_0 и угла ϕ_0 . Радиус спирали равен $1/2C$, где C — кривизна трека	21
2.8	Продольный вид трековой системы на CDF (показана четвертая часть детектора)	22
2.9	а) Вид с торца (а) и сбоку (б) на кремниевую систему CDF	23
2.10	а) Вид с торца на детектор L00. б) Влияние детектора L00 на разрешение прицельного параметра	23
2.11	Вид трех бочек кремниевого детектора SVX II (слева). Вид одной бочки, состоящей из 12 сегментов по 5 слоёв в каждом (справа)	24
2.12	Вид сверху на один слой кремниевых детекторов в SVX II	25
2.13	Вид сбоку на детектор ISL (слева) и вид с торца на часть ISL (справа) . .	26

2.14 Вид сбоку на часть детектора COT (слева). Ячейка COT (справа)	27
2.15 Система калориметров на CDF	29
2.16 Один сегмент центрального калориметра СЕМ. Каждый сегмент покрывает одну башню в азимутальном направлении ($\Delta\phi = 15^\circ$ и 10 башень по псевдобыстроте ($0 < \eta < 1,1$). Пропорциональная камера CES, обозначенная на рисунке как стриповая камера, расположена в месте максимального ливня	30
2.17 Геометрия пропорциональной камеры CES	31
2.18 Трёхмерный вид детектора CDF с указанием расположения мюонных камер	31
2.19 Расположение башень детектора CMU	32
2.20 Разделение K , π и p с помощью TOF	33
2.21 Разница во времени в зависимости от импульса между K/π , p/K и p/π , проходящих расстояние 140 см, выраженная в пикосекундах и параметре разделения, предполагая разрешение 100 пс. Штриховая линия относится к измерению dE/dx в COT	33
2.22 Функциональная схема системы сбора данных на CDF	35
2.23 Блок-диаграмма триггерной системы CDF	35
2.24 Фотография вычислительной системы CAF	39
2.25 Блок-схема вычислительной системы CAF	39
2.26 Управление системой CAF через web сервер	41
3.1 Частота сигнала J/ψ , прошедших CMU-CMU триггер как функция номера серии для данных, собранных от февраля по декабрь 2002. Для измерения сечения J/ψ использовался диапазон серий с триггером „2-miss“	43
3.2 Распределение событий, прошедших димюонный триггер в одном димюонном узле согласования L1. Наблюдается нехватка событий в узле номер 8	45
3.3 Распределение выхода J/ψ по сегментам CMU, полученное путём вычитания боковых сторон в распределении инвариантной массы димюона. Сегмент 17W на западной стороне имеет низкую эффективность из-за аппаратной неисправности	45
3.4 Распределение восстановленных димюонных CMU-CMU J/ψ кандидатов как функция поперечного импульса и быстроты	46
3.5 Распределение инвариантной массы восстановленных CMU-CMU димюонных J/ψ кандидатов прошедших все критерии отбора. Использовались только треки COT (без информации с кремниевого трекера)	48
3.6 Дизайн и расположение Черенковского Счётчика Светимости	49

3.7	Среднее число взаимодействий на CDF при различных условиях эксплуатации: 36 сгустков эквивалентно периоду пересечения 396 нс, 108 — 132 нс	50
4.1	Согласование трека с мюонным прототипом с помощью XTRP в L1	53
4.2	Создание мюонного прототипа CMU в L1	54
4.3	Геометрия детектора CMU	56
4.4	Отбор CMU-CMU событий для вычисления эффективности мюонного триггера	57
4.5	Распределение CMU-CMU инвариантной массы для событий, прошедших инклюзивный CMUP4 триггер	58
4.6	Согласование трека с мюонным прототипом в L3	59
4.7	Распределение прототипов мюонов в димюонных событиях по углу ϕ в 12 узлах согласования. Верхний график — для мюонов в разных узлах, нижний — в одном узле согласования	60
4.8	Распределение прототипов мюонов в димюонных событиях с триггером в одном узле согласования по углу ϕ . Верхний график — с димюонными битами, выставленными как в узлах согласования, так и в сумматоре мюонного триггера (MTSC). Нижний — то же, но бит в MTSC не установлен	60
4.9	Эффективность CMU триггера как функция угла ϕ мюонного прототипа. Красные круги — для эффективности нахождения прототипа мюона. Синие квадраты — для эффективности согласования трека с прототипом мюона. Зеленые треугольники — эффективность TCMD. Розовые треугольники — эффективность MTSC	61
4.10	Эффективность CMU триггера как функция псевдобыстроты трека η . Мюоны в нерабочих ϕ областях ($240 \div 270^\circ$) были исключены. Красные круги — для эффективности нахождения прототипа мюона. Синие квадраты — для эффективности согласования трека с прототипом мюона. Зеленые треугольники — эффективность TCMD. Розовые треугольники — эффективность MTSC	62
4.11	Эффективность CMU триггера как функция угла ϕ мюонного прототипа. Мюоны с треками в пределах (по номерам суперслоёв) $ Z_{2,4,6} < 2$ см и $ Z_8 < 8$ см исключены. Димюоны в нерабочих ϕ областях ($240 \div 270^\circ$) были исключены. Красные круги — для эффективности нахождения прототипа мюона. Синие квадраты — для эффективности согласования трека с прототипом мюона. Зеленые треугольники — эффективность TCMD. Розовые треугольники — эффективность MTSC	63

4.12	Эффективность XTRP в зависимости от псевдобыстроты η	63
4.13	Эффективность CMU триггера в зависимости от p_T мюона. Мюоны с треками в пределах (по номерам суперслоёв) $ Z_{2,4,6} < 2$ см и $ Z_8 < 8$ см исключены. Димюоны в нерабочих ϕ областях ($240 \div 270^\circ$) были также исключены. Красные круги — для эффективности нахождения прототипа мюона. Синие квадраты — для эффективности согласования трека с прототипом мюона. Зеленые треугольники — эффективность TCMD. Розовые треугольники — эффективность MTSC. Графики снизу — отдельно для положительных и отрицательных мюонов	64
4.14	Эффективность CMU триггера как функция псевдобыстроты трека η . Мюоны с треками в пределах (по номерам суперслоёв) $ Z_{2,4,6} < 2$ см и $ Z_8 < 8$ см исключены. Димюоны в нерабочих ϕ областях ($240 \div 270^\circ$) были также исключены. Красные круги — для эффективности нахождения прототипа мюона. Синие квадраты — для эффективности согласования трека с прототипом мюона. Зеленые треугольники — эффективность TCMD. Розовые треугольники — эффективность MTSC	65
4.15	Эффективность CMX триггера как функция p_T (слева) и ϕ (справа) мюона. Мюоны с треками в пределах (по номерам суперслоёв) $ Z_{2,4,6} < 2$ см и $ Z_8 < 8$ см исключены. Димюоны в нерабочих ϕ областях ($240 \div 270^\circ$) были также исключены.	66
4.16	Эффективность CMX триггера как функция псевдобыстроты трека η , восточная сторона (слева), западная сторона (справа)	67
4.17	Эффективность CMU триггера в зависимости от p_T мюона. Мюоны с $ Z_{2,4,6,8} < 2$ см трека исключены при вычислении эффективности. Также исключены мюоны с $240 \div 270^\circ \phi$	67
4.18	Эффективность мюонного триггера для одиночных мюонов	68
4.19	Распределение CMU мюонов по p_T	69
4.20	Импульсное распределение J/ψ	69
4.21	Эффективность триггера для J/ψ с использованием метода взвешивания событий	70
5.1	Эмпирический фит распределения дифференциального сечения Сеанса I	74
5.2	Сравнение результатов Монте Карло с данными для поперечного импульса J/ψ . Гистограммы — GEANT MC, полученные с использованием Cdfsoft 4.9.1, синие кружки — данные, обработанные Cdfsoft 4.8.4. J/ψ p_T в MC был согласован с данными Сеанса I.	74

5.3	Сравнение МС с данными для распределений поперечного импульса, псевдобыстроты и угла раскрытия J/ψ . Гистограммы — GEANT МС, полученные с использованием Cdfsoft 4.9.1, черные кружки — данные, обработанные Cdfsoft 4.8.4. J/ψ p_T в МС взвешены для согласования с данными . . .	76
5.4	Сравнение МС с данными для распределения поперечного импульса обоих мюонов от J/ψ . Гистограммы — GEANT МС, полученные с использованием Cdfsoft 4.9.1, черные кружки — данные, обработанные Cdfsoft 4.8.4. J/ψ p_T в МС взвешены для согласования с данными	76
5.5	Сравнение МС с данными для распределения z координаты мюонного трека, измеренной при $R = 347$ см поперечного импульса обоих мюонов от J/ψ . Гистограммы — GEANT МС, полученные с использованием Cdfsoft 4.9.1, черные кружки — данные, обработанные Cdfsoft 4.8.4. Информация с кремниевого трекера не использовалась	77
5.6	Двумерный аксептанс J/ψ как функция $p_T(J/\psi)$ и $y(J/\psi)$, полученный с использованием моделирования 4.9.1 GEANT. Левый график — для диапазона от 1 до 15 ГэВ/с, правый — для 0 - 3 ГэВ/с.	78
5.7	J/ψ аксептанс, полученный с использованием моделирования 4.9.1 GEANT как функция $p_T(J/\psi)$ и y	78
5.8	Распределение z координаты вершины J/ψ , полученное с использованием вычитания боковых сторон по инвариантной массе. Среднее значение распределения находится при $z = +2,6$ см. Это означает, что центр пучка смещён в сторону положительных z	79
5.9	Сравнение распределений поперечного импульса мюона и параметров согласования $\Delta_{r\phi}$, Δ_ϕ and Δ_z , полученных из данных и параметрического МС моделирования	81
5.10	Сравнение распределений угла ϕ прототипа и z координаты мюонных треков, спроецированной на место входа в мюонные камеры, $R = 347$ см, полученных из данных и параметрического МС моделирования	82
5.11	Аксептанс для $p_T(\mu) > 1,5$ ГэВ/с (верхние графики). Аксептанс для $p_T(\mu) > 1,5$ ГэВ/с и Z охвата СМУ (-226 ÷ +226 см) (нижние графики)	84
5.12	Z охват СМУ с z зазором ± 20 см и $p_T(\mu) > 1,5$ ГэВ/с (верхние графики). Добавление ϕ зазоров СМУ к Z охвату и $p_T(\mu) > 1,5$ ГэВ/с (нижние графики)	85
5.13	Исключение сегмента 17W на западной стороне (верхние графики). Добавление условий L1 триггера: разделение прототипов мюонов двумя башнями, исключение узла согласования номер 8, суперслои 4,6,8 (нижние графики)	86

5.14	Верхние графики: Добавление условий L3 триггера: $\Delta\phi(\mu\mu) < 130$. Это условие имеет полную эффективность при $p_T(J/\psi) > 1,5$ ГэВ/с. Нижние графики: А) Изменение аксептанса в зависимости от различных критериев отбора и В) Относительная эффективность каждого критерия	87
5.15	Аксептанс в зависимости от быстроты y и псевдобыстроты η для параметрического J/ψ МС (верхние графики). Двумерный аксептанс как функция быстроты y и p_T для J/ψ от CdfSim версии 4,9,1 и параметрического моделирования CMU/COT (нижние графики). Наборы сгенерированы с плоским спектром по p_T , η и ϕ	88
5.16	Сравнение между параметрическим МС аксептансом J/ψ и аксептансом GEANT. Треки, проходящие через середину осевых суперслоёв не были исключены. Наборы сгенерированы с плоским спектром по p_T , η и ϕ	89
5.17	Изменения эмпирического фита спектра Сеанса I для вычисления систематической погрешности аксептанса	91
5.18	Изменение аксептанса от параметра наклона из эмпирического фитирования спектра Сеанса I	92
5.19	J/ψ аксептанс как функция p_T , и y для различных состояний поляризации. Красные кружки — значения аксептанса для состояния $\alpha = 0,15$, синие кружки — для $\alpha = -0,15$, красные квадраты — $\alpha = +1$, зеленые треугольники — $\alpha = +0,45$. Сгенерированный p_T спектр — плоский от 0 до 2,0 ГэВ/с и следует обратной экспоненциальной функции, подобно спектру Сеанса I от 2,0 до 20 ГэВ/с.	93
5.20	Сравнение данных и МС для z_0 координаты мюонного трека. Гистограммы — GEANT МС, полученные с использованием Cdfsoft 4.9.1, черные кружки — данные, обработанные Cdfsoft 4.8.4	93
5.21	Сравнение данных и МС для числа событий в каждом из 48 сегментов CMU. Полное число событий в МС нормализовано на число событий в данных. Восточные сегменты обозначены 0 — 23, западные — 24 — 47. Гистограммы — GEANT МС, полученные с использованием Cdfsoft 4.9.1, черные кружки — данные, обработанные Cdfsoft 4.8.4	95
5.22	Сравнение данных и МС для параметров согласования трек-прототип мюона CMU	95
5.23	Коррекция зависимости среднего значения пика массы J/ψ от поперечного импульса	96
5.24	Изменение аксептанса при малых $p_T(J/\psi)$ как функция взвешивания вещества SVX II	97

6.1	$J/\psi \rightarrow \mu\mu$ Level 1 trigger efficiency as a function of J/ψ transverse momenta. The points are the mean of the dimuon efficiency in each bin and the error bars are the RMS of the dimuon efficiency distribution.	100
6.2	Архитектура SVT триггера	103
6.3	Блок-диаграмма SVT триггера	103
6.4	Эффективность восстановления $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ $\chi^2_{CMU} < 9$ в зависимости от поперечного импульса J/ψ . Точки указывают среднее значение димюонной эффективности в каждом бине, а погрешности — RMS	104
6.5	Изменение угла раскрытия димюона в $r-\phi$ плоскости как функция $p_T(J/\psi)$. Верхний график — $B \rightarrow J/\psi X$ МС, а нижний получен путём вычитания боковых сторон распределения инвариантной массы димюона для экспериментальных данных	106
6.6	Распределение множественности СОТ попаданий для мюонных J/ψ треков, полученное с помощью моделирования на уровне попаданий (заштрихованная гистограмма), в сравнении с экспериментальными данными (точки с погрешностями)	108
6.7	Параметр качества фитирования $\chi^2/\text{D.O.F}$ для распределений инвариантной массы в $p_T(J/\psi)$ бинах. Форма сигнала моделируется с использованием Монте Карло на уровне попаданий, настроенное таким образом, чтобы получить согласие с данными эксперимента. Фон фитируется полиномом Чебышева	110
6.8	Разница в выходе J/ψ , измеренном в каждом импульсном бине и результатом фитирования суммированном по бинам в области сигнала инвариантной массы J/ψ	111
6.9	Разница в выходе J/ψ , измеренном в каждом импульсном бине с использованием МС для моделирования формы сигнала и полученном путём подсчёта событий	112
6.10	Распределение инвариантной массы J/ψ событий, восстановленных из треков, имеющих информацию от СОТ с p_T $0,0 \div 1,5$ GeV/c. Символы с погрешностями относятся к экспериментальным данным. Сплошная линия — результат фитирования формы сигнала с применением моделирования срабатываний в СОТ и полинома Чебышева третьей степени. Заштрихованная гистограмма — результат фитирования формы фона	114

- 6.11 Распределение инвариантной массы J/ψ событий, восстановленных из треков, имеющих информацию от COT с p_T $1,5 \div 3,0$ GeV/c. Символы с погрешностями относятся к экспериментальным данным. Сплошная линия — результат фитирования формы сигнала с применением моделирования срабатываний в COT и полинома Чебышева третьей степени. Заштрихованная гистограмма — результат фитирования формы фона 115
- 6.12 Распределение инвариантной массы J/ψ событий, восстановленных из треков, имеющих информацию от COT с p_T $3,0 \div 4,5$ GeV/c. Символы с погрешностями относятся к экспериментальным данным. Сплошная линия — результат фитирования формы сигнала с применением моделирования срабатываний в COT и полинома Чебышева третьей степени. Заштрихованная гистограмма — результат фитирования формы фона 116
- 6.13 Распределение инвариантной массы J/ψ событий, восстановленных из треков, имеющих информацию от COT с p_T $4,5 \div 7,0$ GeV/c. Символы с погрешностями относятся к экспериментальным данным. Сплошная линия — результат фитирования формы сигнала с применением моделирования срабатываний в COT и полинома Чебышева третьей степени. Заштрихованная гистограмма — результат фитирования формы фона 117
- 6.14 Распределение инвариантной массы J/ψ событий, восстановленных из треков, имеющих информацию от COT с p_T $7,0 \div 14,0$ GeV/c. Символы с погрешностями относятся к экспериментальным данным. Сплошная линия — результат фитирования формы сигнала с применением моделирования срабатываний в COT и полинома Чебышева третьей степени. Заштрихованная гистограмма — результат фитирования формы фона 118
- 6.15 Распределение поперечного импульса J/ψ и инклюзивное сечение CMU-CMU J/ψ в зависимости от J/ψ p_T . Показаны только статистические погрешности 120
- 6.16 Влияние изменения параметра наклона функции эффективности L1 триггера на дифференциальное сечение (верхний график). На нижнем графике представлено изменение параметризации эффективности L1 триггера при изменении параметра наклона функции эффективности на одно стандартное отклонение 122
- 6.17 Влияние изменения параметра смещения функции эффективности L1 триггера на дифференциальное сечение (верхний график). На нижнем графике представлено изменение параметризации эффективности L1 триггера при изменении параметра смещения функции эффективности на одно стандартное отклонение 123

6.18	Инклюзивное сечение CMU-CMU J/ψ как функция J/ψ p_T . Дифференциальное сечение показано со статистическими ошибками, наложенными на красные круги. Сплошные синие линии представляют систематические погрешности	126
6.19	Инклюзивное сечение CMU-CMU J/ψ как функция J/ψ p_T^2 . J/ψ p_T . Дифференциальное сечение показано со статистическими ошибками, наложенными на красные круги. Сплошные синие линии представляют систематические погрешности	127
6.20	Инклюзивное CMU-CMU сечение J/ψ как функция J/ψ p_T . Дифференциальное сечение с комбинированными статистическими и систематическими ошибками представлено красным цветом. Дифференциальное сечение, измеренное на CDF в Сеансе I, показано синим цветом	129
6.21	Доля J/ψ событий от b	130
6.22	Дифференциальное сечение $b \rightarrow J/\psi X$ как функция J/ψ p_T . Сравнение с измерением на CDF в Сеансе I и теоретическими предсказаниями	131
6.23	Дифференциальное сечение $b \rightarrow J/\psi X$ как функция p_T^2 b -адрона	131

Список таблиц

1.1	Матричные элементы для рождения чармония со статистическими погрешностями [18]	10
1.2	Матричные элементы для рождения J/ψ в единицах 10^{-2} ГэВ ³ . Первой указана статистическая, а второй - систематическая (если есть) погрешность, полученная путём изменения масштабов факторизации и ренормализации [18]	11
2.1	Основные параметры слоев SVX II	25
2.2	Физические параметры сенсоров ISL	26
2.3	Основные характеристики COT	28
2.4	Основные параметры мюонной системы	34
3.1	Светимость и выход для набора данных	42
4.1	Эффективность CMU L1 одномюонного триггера в зависимости от p_T мюона	70
4.2	Эффективность J/ψ CMU-CMU триггера в зависимости от J/ψ p_T	71
5.1	Изменение сечения, измеренного в интервале 0-0,25 ГэВ/с в зависимости от размера p_T бина, используемое при измерении аксептанса. *Размер бина, принятый как значение по умолчанию.	80
5.2	J/ψ аксептанс и систематические погрешности в зависимости от p_T . * Средний аксептанс; в этом интервале аксептанс вычисляется в 50 МэВ/с бинах, значения аксептанса в каждом 50 МэВ/с бине от 0 до 250 МэВ/с: $0,0375 \pm 0,0006, 0,0243 \pm 0,0006, 0,0135 \pm 0,0005, 0,0090 \pm 0,0004, 0,0087 \pm 0,0004$	98
6.1	Эффективность L1 $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ триггера как функция поперечного импульса J/ψ	101
6.2	Эффективность отбора в L3 по разнице в z -координате двух J/ψ мюонов. События, найденные в наборах данных одномюонного триггера CMUP4 и CMUP8	102

- 6.3 Эффективность критерия отбора $\chi_{CMU}^2(\Delta r\phi) < 9$ в зависимости от поперечного импульса $J/\psi \rightarrow \mu\mu$. Указано среднее значение димьюонной эффективности в каждом бине, а погрешности — RMS эффективности 105
- 6.4 Итоговые значения эффективностей J/ψ триггера и восстановления offline. МС аксептанс означает что комбинированная эффективность данных критериев отбора будет вычислена из Монте Карло моделирования 107
- 6.5 Выход J/ψ в разных J/ψ P_T бинах, используя МС для фитирования формы сигнала в сравнении с подсчётом событий с вычитанием боковых сторон113
- 6.6 Дифференциальное сечение J/ψ как функция p_T , для $|y(J/\psi)| < 0,6$. Для каждого измерения, первой показана статистическая, а второй — систематическая погрешность. Показаны только систематические погрешности, зависящие от p_T . Скорректированная систематическая погрешность, не зависящая от p_T , составляет 6.7% в каждом бине 121
- 6.7 Изменение дифференциального сечения J/ψ в зависимости от p_T при изменении параметризации эффективности L1 триггера 124
- 6.8 Источники систематических погрешностей в измерении сечения 125
- 6.9 Дифференциальное сечение CMU-CMU J/ψ как функция J/ψ p_T для $|y(J/\psi)| < 0,6$ со статистическими ошибками. Для последнего бина Δp_T взято как RMS от скорректированного импульсного распределения 128

Литература

1. M.Grothe. Mixing in the D0 system: Results from collider experiments. *Mod.Phys.Lett.*, A18:1-22, 2003.
2. CDF Collaboration. F.Abe *et al.*, Phys.Rev.Lett. **79**, 572 (1997).
3. CDF Collaboration. F.Abe *et al.*, Phys.Rev.Lett. **75**, 4358 (1995).
4. CDF Collaboration. F.Abe *et al.*, Phys.Rev.Lett. **79**, 578 (1997).
5. E.Glover, A.Martin and W.Stirling, *Z. Phys. C*, **38**, 473 (1988).
6. M. Cacciari and P. Nason, Bicocca-FT-02-5 /UPRF-2002-4 (hep-ph/0204025). R.Field, CDF/ANAL/BOTTOM/CDFR/5558.
7. J. Binnewies, Bernd A. Kniehl and G. Kramer, Phys. Rev. D58 034016 (1998).
8. Matteo Cacciari and Paolo Nason, Phys. Rev. Lett. 89 122003 (2002).
9. P.Cho and A.K.Leibovich, Phys.Rev.**D53**,150(1996).
10. Adam K. Leibovich, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **93** 182 (2001).
11. W. Caswell and G. Lepage, Phys. Lett. B **167** (1986) 437.
12. B. Thacker and G. Lepage, Phys. Rev. D **43** (1991) 196.
13. G. Bodwin *et al.*, Phys. Rev. D **51** (1995) 1125, **55** (1997) 5853.
14. G. Bodwin *et al.*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **34** (1994) 434.
15. G. Bodwin *et al.*, Phys. Rev. D **65** (2002) 054504.
16. J. Qiu and G. Sterman (private communication, G. Baldwin, Proceedings of the Second Quarkonium Workshop, September, 20-22, Fermilab, Batavia, USA).
17. J. Amudson *et al.*, Phys. Lett. B **372** (1996) 127.
18. M. Kramer, Prog. Part. Nucl. Phys. **47** (2001) 141.
19. W. Buchmuller and S. Tye, Phys. Rev. D **24** (1981) 132.
20. E. Eichten and C. Quigg, Phys. Rev. D **52** (1995) 1726.
21. A. Petrelli *et al.*, Nucl. Phys. B **514** (1998) 245.
22. F. Maltoni, [arXiv:hep-ph/0007003].
23. P. Cho and A. Leibovich, Phys. Rev. D **53** (1996) 6203.
24. A. Martin *et al.*, Phys. Lett. B **306** (1993) 145.
25. M. Beneke and M. Kramer, Phys. Rev. D **55** (1997) 5269.
26. H. Lai *et al.*, Phys. Rev. D **51** (1995) 4763.

27. M. Gluck *et al.*, Z. Phys. C **67** (1995) 433.
28. A. Martin *et al.*, Phys. Lett. B **387** (1996) 419.
29. E. Braaten *et al.*, Phys. Rev. D **62** (2000) 094005.
30. A. Martin *et al.*, Eur. Phys. J. C **4** (1998) 463.
31. H. Lai *et al.*, Eur. Phys. J. C **12** (2000) 375.
32. M. Sanchis-Lozano, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **86** (2000) 543.
33. W. Tung, Proceedings of the *International Workshop on Deep Inelastic Scattering*, Israel, 6-11 Feb 1994.
34. B. Kniehl and G. Kramer Eur. Phys. J. C **6** (1999) 493.
35. A. Petrelli, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **86** (2000) 533.
36. K. Sridhar *et al.*, Phys. Lett. B **438** (1998) 211.
37. P. Hagler *et al.*, Phys. Rev. D **63** (2001) 077501.
38. J. Kwiecinski *et al.*, Phys. Rev. D **56** (1997) 3991.
39. M. Beneke and I. Rothstein, Phys. Lett. B **372** (1996) 157.
40. J. Ma, Nucl. Phys. B **447** (1995) 405.
41. E. Braaten and J. Lee, Nucl. Phys. B **586** (2000) 427.
42. E. Braaten *et al.*, Phys. Lett. B **333** (1994) 548.
43. E. Braaten *et al.*, Phys. Rev. D **63** (2001) 094006.
44. F. Maltoni (unpublished)
45. T. Affolder *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 3963.
46. P. Cho and M. Wise, Phys. Lett. B **346** (1995) 129.
47. A. Lejbowich, Phys. Rev. D **56** (1997) 4412.
48. M. Beneke and M. Kramer, Phys. Rev. D **55** (1997) 5269.
49. E. Braaten *et al.*, Phys. Rev. D **62** (2000) 094005.
50. T. Affolder *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 2886.
51. B. Winer *et al.*, Performance study of the eXtremely Fast Tracker in High Luminosity. CDF Note 5986.
52. CDF/DOC/BOTTOM/CDFR/5483:“Summary of Proposals for B physics Triggers in Run II”.
53. CDF/DOC/BOTTOM/CDFR/6004:“Run II Dimuon Trigger Optimization and Efficiency Measurement”.
54. CDF/DOC/CDF/PUBLIC/4152:“Description of the CDF Data Structure for Run II”.
55. G. Ascoli *et al.* Nucl. Inst. Meth. A 268 (1988) 33-40.
56. CDF/DOC/TRIGGER/PUBLIC/4146:“Determination of the XTRP maps from XFT to CMU and CMX”.
57. R. Baier and R. Ruckl, Z. Phys. **C19**. 251 (1983)
58. T. Daniels. CDF note 4670. “Charmonium Production in $p\bar{p}$ Collisions” (1997).

59. Eric Braaten, Sean Fleming, Adam Leibovich, Phys. Rev. **D 63** 094006 (2001).
60. Y.Gotra *et al.*, CDF/PHYS/TRIGGER/PUBLIC/6162, “Run-II Muon Trigger Efficiency Measurement”.
61. M. Bishai *et al.*, CDF/DOC/BOTTOM/CDFR/6144
62. John R. Taylor, “ An Introduction to Error Analysis “. University Science Books, 1982
63. J. Konigsberg *et al.*, /CDF/ANAL/CDF/CDFR/6052
64. S. Klimenko *et al.*, /CDF/DOC/CDF/CDFR/6314
65. T. LeCompte, /CDF/ANAL/MUON/CDFR/6114
66. K. Anikeev *et al.*,/CDF/DOC/BOTTOM/CDFR/6022
67. Particle Data Group. The European Physical Journal **3** 1998 (582)
68. C. Chen *et al.*,/CDF/DOC/BOTTOM/CDFR/CDFNOTE 6394.
69. Ken Bloom *et al.*, /CDF/ANAL/MUON/CDFR/6347
70. CDF Collaboration (F.Abe *et al.*). Obserwation of Top Quark Production in pbar-p Collisions with the Collider Detector at Fermilab, Phys. Rev. Lett. 74, 2626 (1995).
71. CDF Collaboration (F.Abe *et al.*). Observation of B(C) Mesons in P Anti-P Collisions at $S^{*}(1/2)=1.8$ TeV, Phys. Rev.D58:112004, 1998.
72. Tevatron Run II handbook. Fermilab-Pub-96-202, Apr. 1996.
73. CDF Collaboration. The CDF Run II Detector Technical Design Report, Fermilab-Pub-96-390-E, November 1996.
74. A.Mukherjee, R.Wagner, *et al.*, CDF Central Outer Tracker. CDFNOTE 6227, 2002.
75. A.Sill. CDF Run II Silicon Tracking Projects. Nucl. Instrum. Meth., A447:1-8, 2000
76. S.Zimmermann *et al.*, Test Port Card. CDF Note CDF/DOC/SEC_VTX/2677.
77. CDF II Collaboration. Proposal for Enhancement of the CDF II Detector: An Inner Silicon Layer and a Time of Flight Detector. Proposal P-909 submitted to the Fermilab Director and PAC, October 23, 1998.
78. J.Elias *et al.*, Luminosity monitor based on Cherenkov counters for p anti-p colliders. *Nucl.Instrum.Meth.*, A441:366-373, 2000.
79. D.Acosta *et al.*, The CDF Cherenkov luminosity monitor. *Nucl.Instrum.Meth.*, A461:540-544, 2001.
80. D.Acosta *et al.*, The performance of the CDF luminosity monitor. *Nucl.Instrum.Meth.*, A494:57-62, 2002.
81. W.Ashmanskas *et al.*, The CDF Silicon Vertex Tracker. FERMILAB-CONF-00-238-E.
82. W.Ashmanskas *et al.*, Performance of the CDF Online Silicon Vertex Tracker. *IEEETrans.Nucl.Sci.*, 49:1177-1184, 2002.
83. C.Green *et al.*, „CDF Simulation Framework Developer’s Guide“. CDF Note 5369.
84. CDF Collaboration. F.Abe *et al.*, Phys.Rev.Lett. **85**, 2886 (2000).
85. R. Cropp *et al.*, /CDF/ANAL/BOTTOM/CDFR/5029

- 86. T. LeCompte, /CDF/MEMO/BOTTOM/CDFR/6090
- 87. M.Bishai, Y.Gotra *et al.*, /CDF/DOC/BOTTOM/CDFR/6004, “Run-II Dimuon Trigger Optimization and Efficiency Measurement”.
- 88. F.Abe *et al.*, Phys. Rev. **D50**, (1994) pp. 5550-5561
- 89. N.Amos *et al.*, Phys. Rev. Lett **68**, (1992) pp. 2433
- 90. C.Avila *et al.*, Phys. Lett. **B445**, (1999) 419
- 91. F.Abe *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 271** (1988) p.387
- 92. J. Gonzalez *et al.*, CDF/ANAL/BOTTOM/CDFR/3010
- 93. P Azzi *et al.*, CDF/DOC/TRACKING/CDFR/5562
- 94. K. Bloom *et al.*, CDFNOTE 6017.