

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего
профессионального образования
«Московский физико-технический институт (государственный университет)»

Факультет общей и прикладной физики

Кафедра «Физика высоких энергий»

Влияние таггирования b - кварков в B_s мезоне на точность измерения параметров CP - нарушения в эксперименте ATLAS

Государственный экзамен по специальности

Направление подготовки 03.03.01 Прикладные математика и физика

Выполнил:

студент 124 группы _____ Тагиев Эмин Рафаилович

Научный руководитель:

к.ф.-м.н. _____ Николаенко Владимир Иванович

Москва 2017

Содержание

1	Установка ATLAS	3
2	Парциально-волновой анализ	5
3	Вершинный фит и отбор событий	7
4	Таггирование b - кварков	9
4.1	Переменные таггирования	9
4.1.1	Эффективность нахождения дополнительного лептона в событии	9
4.1.2	Вероятность	9
4.1.3	Эффективность мечения	10
4.2	Отбор событий $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$	10
4.3	Методы таггирования	11
4.4	Использование информации от мечения для B_s^0 - фита	14
5	Глобальный фит	15
5.1	Функция плотности вероятности сигнала	16
5.2	Функция плотности вероятности фона	17
5.3	Эффективность работы мюонного триггера	18
6	Результаты	18
6.1	Таблица со значениями параметров	18
6.2	Систематические ошибки	18
6.3	Сравнение с результатами, полученными при 7 ТэВ и другими экспериментами	19
7	Заключение	19

Введение

Изучение В - физики и процессов CP - нарушения в распадах b - адронов в частности представляет особый интерес, так как в этих процессах может быть скрыта новая физика, выходящая за пределы стандартной модели (СМ). Канал, который считается чувствительным к проявлениям новой физики, представляет собой распад $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. В качестве основного параметра CP - нарушения рассматривается угол ϕ_s , связанный с элементами матрицы Кобиббо-Кобаяши-Москавы (ККМ) следующим образом: $\phi_s \simeq -2\beta_s$, где $\beta_s = \arg[-(V_{ts}V_{tb}^*)/(V_{cs}V_{cb}^*)]$. Если исключить физику за пределами СМ, то согласно [1] $-2\beta_s = -0.0363_{-0.0015}^{+0.0016} \text{ rad}$.

Помимо CP - нарушения, наблюдаются осцилляции $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ через боксовые диаграммы. При этом частота осцилляций характеризуется разностью масс Δm_s между тяжелым собственным состоянием (B_H) и легким собственным состоянием (B_L). Таким образом, еще одной величиной, измеряемой в эксперименте, является $\Delta\Gamma_s = \Gamma_L - \Gamma_H$. Согласно [2] $\Delta\Gamma_s = 0.087 \pm 0.021 \text{ ps}^{-1}$.

В данной работе рассматриваются методы, использующиеся при измерении вышеупомянутых параметров на эксперименте ATLAS на данных 2012-го года (14.3 fb^{-1} , 8 ТэВ). В частности, особое внимание уделяется таггированию бьюти-антибьюти в момент образования B_s^0 , так как этот метод способствует улучшению точности измерений. Также производится обзор аналогичных результатов, полученных на таких экспериментах, как D0, CDF, LHCb и CMS [3–7]. Результаты, полученные на эксперименте ATLAS [8], сравниваются с результатами данных экспериментов.

1. Установка ATLAS

Установка ATLAS [9] представляет из себя многоцелевой детектор элементарных частиц, обладающий цилиндрической симметрией. Он состоит из компактного внутреннего детектора, в котором отслеживаются траектории частиц, за ним следуют калориметры, измеряющие их энергию, а снаружи расположены мюонные детекторы. На рис. 1 показан общий вид детектора ATLAS в разрезе.

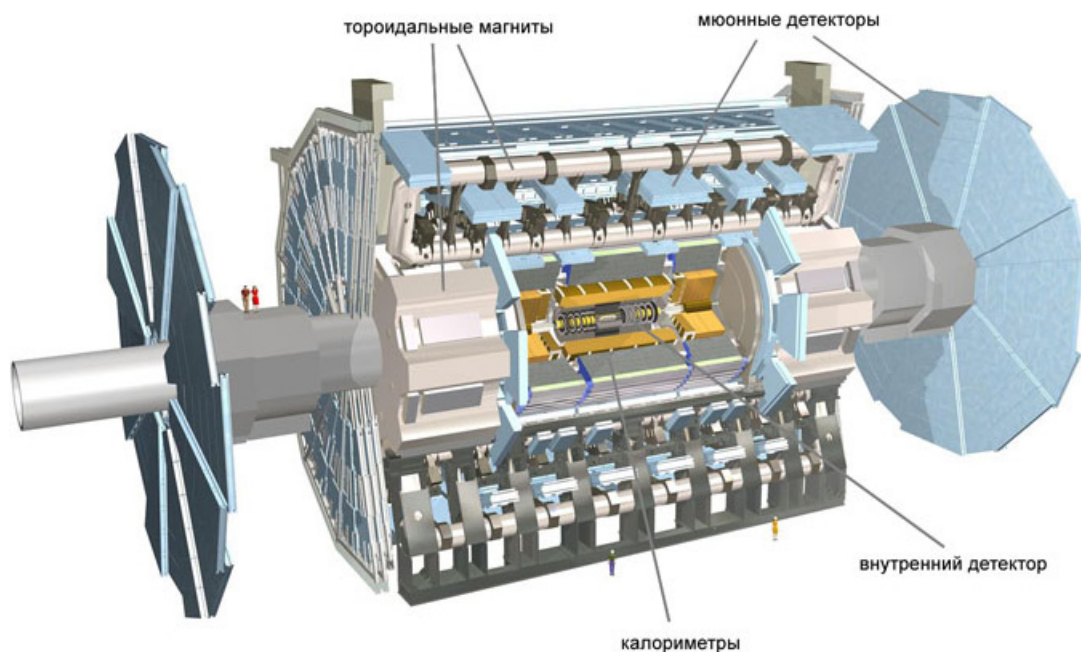


Рис. 1: Общий вид детектора ATLAS в разрезе и его основные компоненты.

Внутренняя часть ATLAS (рис. 2) содержит несколько слоев детекторов для идентификации частиц и точного измерения их траекторий. Ближе всего к трубе расположен пиксельный детектор. Он состоит из трех цилиндрических слоев и нескольких торцевых пластинок. Все они покрыты почти двумя тысячами отдельных чувствительных матриц по 46 тысяч пикселей на каждой, причем каждая матрица оснащена своей считывающей электроникой. Следующим идет восьмислойный полупроводниковый трековый детектор, который тоже восстанавливает траектории частиц на расстояниях вплоть до полуметра от оси столкновения. Наконец, третий компонент внутреннего детектора ATLAS — трековый детектор переходного излучения. Этот детектор состоит из нескольких сотен тысяч длинных тонких полых трубок, называемых «соломинками» (англ. “straw”).

Электромагнитный (внутренний) калориметр (рис. 3) детектора ATLAS представляет собой «гармошку», сложенную из многочисленных тонких гофрированных пластин металла-поглотителя. В зазорах между ними находится жидкий аргон при темпера-

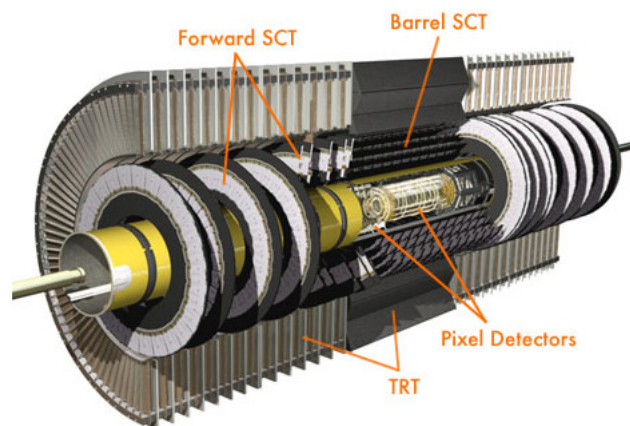


Рис. 2: Внутренняя часть детектора ATLAS. На рисунке показаны: пиксельные детекторы (pixel detectors), полупроводниковые трековые детекторы (SCT) и детекторы переходного излучения (TRT). Радиус внутреннего детектора равен 1,15 м, длина — 7 м. Рис. с сайта atlas.ch.

туре около 90 К, который служит чувствительным материалом. Пролетающая сквозь калориметр заряженная частица порождает в нём электромагнитный ливень, который ионизирует аргон, и эта ионизация тут же, в зазоре, собирается датчиками.

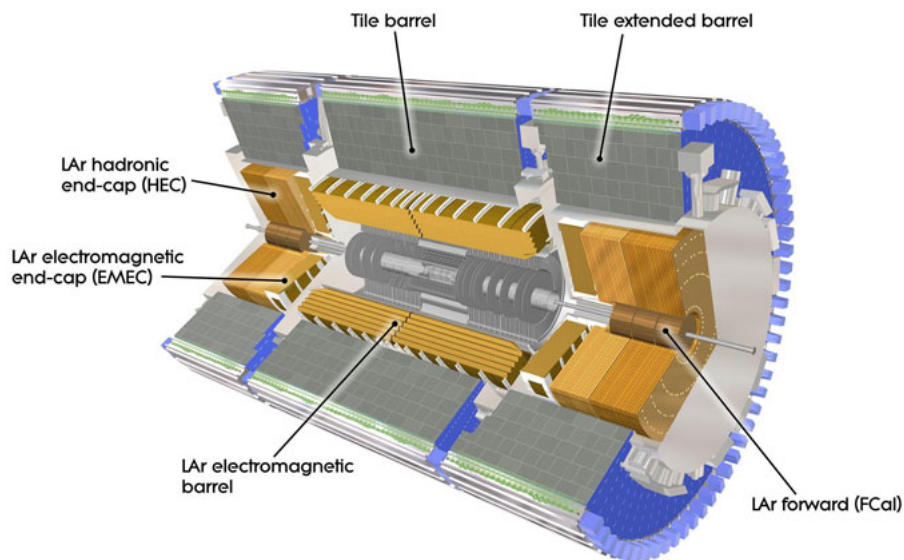


Рис. 3: Схема расположения калориметров в детекторе ATLAS. Коричневым показаны калориметры на жидком аргоне (LAr), серым — калориметры на органических сцинтилляторах. Рис. с сайта cdsweb.cern.ch.

Мюоны детектируются в мюонном спектрометре, который использует газовые мюонные трубки. Детектирование мюонов имеет решающее значение в реконструкции кандидатов в B - мезоны. Отбор событий для данного анализа основывается на работе димюонных триггеров в распадах $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Результат такой работы представлен на рис. 4. Пороги на поперечный импульс p_t для мюонов составляют 4 ГэВ либо 8 ГэВ.

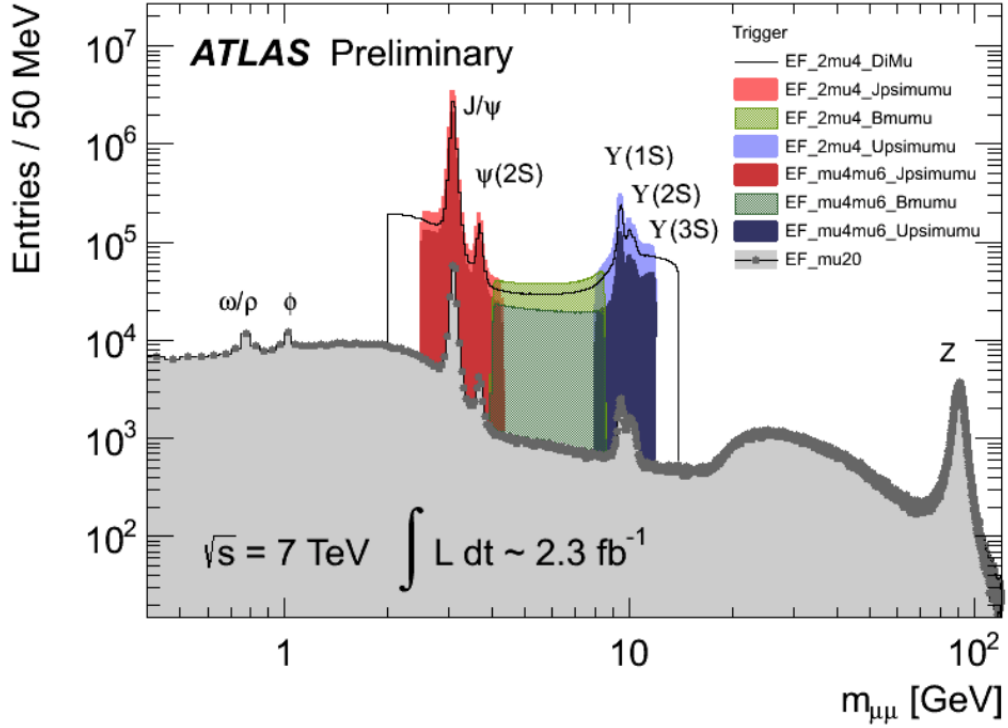


Рис. 4: Результат работы димюонных триггеров при энергиях $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ и светимости 2.3 fb^{-1} .

2. Парциально-волновой анализ

Данные измерения основываются на анализе зависящих от времени угловых амплитуд и кинематике в распадах $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi \rightarrow (\mu^+\mu^-)(K^+K^-)$, в которых псевдоскаляр распадается на два векторных мезона. Суммарный спин в конечном $J/\psi\phi$ - состоянии равен 0, 1 либо 2. Из этого следует, что для сохранения суммарного углового момента, орбитальный угловой момент L должен быть равен 0, 1 либо 2. В то время, как состояния J/ψ и ϕ находятся в CP - четном состоянии, CP - четность конечного состояния $J/\psi\phi$ определяется выражением $(-1)^L$. Соответственно, состояния с $L = 0, 2$ CP - четны, а состояние с $L = 1$ CP - нечетно. Также следует учесть, что пары K^+K^- , образующиеся в результате распада не ϕ , а, например, f_0 , могут повлиять на идентификацию ϕ - мезонов. В связи с этим эти случаи включаются в анализ отдельно, причем угловой момент таких пар считается равным нулю (S - волна), как это, например, бывает при распадах $f_0(980) \rightarrow K^+K^-$, а распады, в конечном состоянии которых угловой момент пар каонов не равен нулю, считаются подавленными. Таким образом, во всех подобных случаях считается, что системы K^+K^- находятся в S - волне, причем комбинация такой пары каонов с угловым моментом от J/ψ приводит к CP - нечетному состоянию. CP - состояния различимы с помощью парциально - волнового анализа частиц, находящихся

в конечном состоянии.

Схема, по которой определялись углы и проводился анализ, представлена на рис. 5 [10]. Система координат вводится следующим образом:

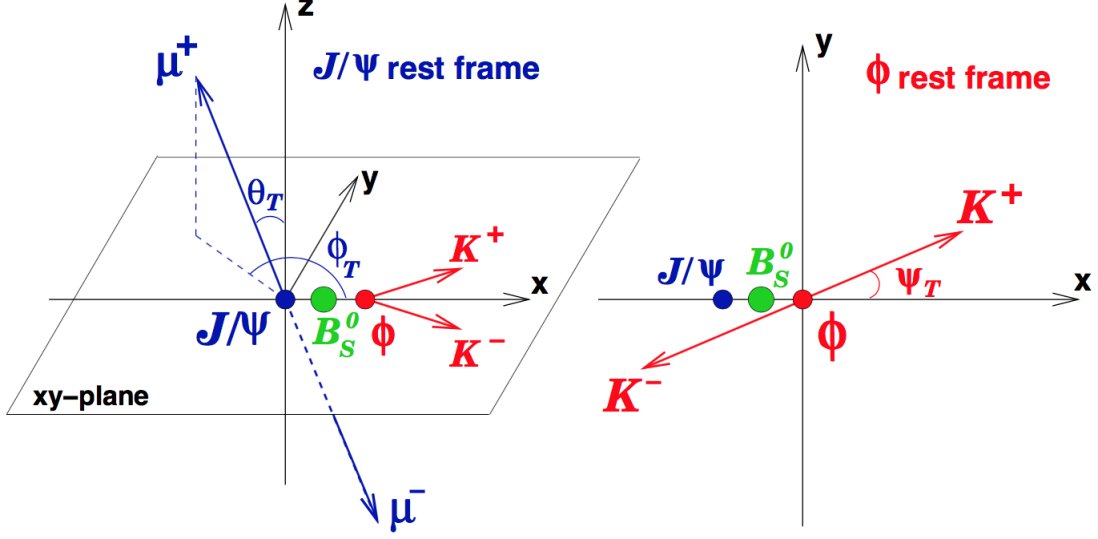


Рис. 5: Определения углов θ_T , ψ_T и ϕ_T .

$$\hat{x} = \frac{\vec{p}(\phi)_{J/\psi}}{|\vec{p}(\phi)_{J/\psi}|},$$

$$\hat{y} = \frac{\vec{p}(K^+)_{J/\psi} - [\vec{p}(K^+)_{J/\psi} \cdot \hat{x}] \hat{x}}{|\vec{p}(K^+)_{J/\psi} - [\vec{p}(K^+)_{J/\psi} \cdot \hat{x}] \hat{x}|},$$

$$\hat{z} = \hat{x} \times \hat{y}.$$

Теперь мы можем ввести три угла θ_T , ψ_T и ϕ_T , которые полностью определяют направление движения частиц в конечном состоянии:

$$\cos \psi_T = -\frac{\vec{p}(K^+)_{\phi} \cdot \vec{p}(J/\psi)_{\phi}}{|\vec{p}(K^+)_{\phi}| |\vec{p}(J/\psi)_{\phi}|},$$

$$\cos \theta_T = \frac{\vec{p}(\mu^+)_{J/\psi}}{|\vec{p}(\mu^+)_{J/\psi}|} \cdot \hat{z},$$

$$\phi_T = \tan^{-1} \left(\frac{\frac{\vec{p}(\mu^+)_{J/\psi}}{|\vec{p}(\mu^+)_{J/\psi}|} \cdot \hat{y}}{\frac{\vec{p}(\mu^+)_{J/\psi}}{|\vec{p}(\mu^+)_{J/\psi}|} \cdot \hat{x}} \right).$$

Поляризация векторных мезонов в конечном состоянии может быть продольной либо поперечной по отношению к направлению движения, причем поперечный случай

разделяется на два возможных варианта: параллельный (\parallel) и перпендикулярный (\perp). Для дальнейшего анализа вводятся соответствующие этим поляризациям амплитуды A_0 , A_{\parallel} и A_{\perp} , которые зависят от времени. A_{\parallel} и A_0 соответствуют CP - четным конечным состояниям, а A_{\perp} - CP - нечетному. Согласно нормировке должно выполняться $|A_0(0)|^2 + |A_{\parallel}(0)|^2 + |A_{\perp}(0)|^2 = 1$. $|A_{\perp}(0)|$ определяется из этого условия, а остальные три параметра вычисляются с помощью фита. В дополнение к введенным амплитудам вводятся так называемые сильные фазы $\delta_0 = 0$, $\delta_{\parallel} = \arg[A_{\parallel}(0)A_0^*(0)]$ и $\delta_{\perp} = \arg[A_{\perp}(0)A_0^*(0)]$, так как именно разница между ними является наблюдаемой. Также вводится амплитуда A_S и фаза δ_S , соответствующая CP - нечетным S - волновым состояниям, описанным выше. Амплитуды параметризуются следующим образом: $|A_i|e^{i\delta_i}$, где $i = \{0, \parallel, \perp, S\}$.

Согласно [11] дифференциальная скорость распада задается выражением

$$\frac{d^4\Gamma}{dt d\Omega} = \sum_{k=1}^{10} \mathcal{O}^{(k)}(t) g^{(k)}(\theta_T, \psi_T, \phi_T), \quad (1)$$

где $\Omega = (\theta_T, \psi_T, \phi_T)$. В выражении (1) $\mathcal{O}^{(k)}(t)$ являются функциями, зависящими от времени и отвечающими за вклады от амплитуд $A_0, A_{\parallel}, A_{\perp}, A_s$ и их интерференций. $g^{(k)}(\theta_T, \psi_T, \phi_T)$ соответствуют угловым функциям. Выражения для $\mathcal{O}^{(k)}(t)$ и $g^{(k)}(\theta_T, \psi_T, \phi_T)$ даны в таблице 6 [8].

3. Вершинный фит и отбор событий

События должны пройти отборы димьюонных триггеров, описанных в разделе 1. Также каждое событие должно содержать хотя бы одну восстановленную первичную вершину, формирующуюся четырьмя треками во внутреннем детекторе и хотя бы одной парой противоположно заряженных мюонов, информация о которых берется из мюонного спектрометра (МС) и внутреннего детектора (ВД). Такие мюоны, информация о которых берется как из МС, так и ВД, называются комбинированными (combined - мюон). Мюоны, которые не ассоциируются с треком в МС, но относятся к треку в ВД, экстраполированному к МС, называются сегмент - мечеными (segment - tagged muon). Для вершинного фита пары мюонов должно выполняться условие $\chi^2/d.o.f. < 10$. Инвариантная масса такой пары берется из параметров фита.

Для того, чтобы учесть изменения массового разрешения в различных частях детектора, J/ψ - кандидаты разделены на три подмножества согласно псевдобыстротам η мюонов. Применяется метод максимума правдоподобия для нахождения массы J/ψ и соответствующих интервалов по массе для этих трех подмножеств. Когда оба мю-

k	$\mathcal{O}^{(k)}(t)$	$g^{(k)}(\theta_T, \psi_T, \phi_T)$
1	$\frac{1}{2} A_0(0) ^2 \left[(1 + \cos \phi_s) e^{-\Gamma_L^{(s)} t} + (1 - \cos \phi_s) e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \pm 2e^{-\Gamma_s t} \sin(\Delta m_s t) \sin \phi_s \right]$	$2 \cos^2 \psi_T (1 - \sin^2 \theta_T \cos^2 \phi_T)$
2	$\frac{1}{2} A_{\parallel}(0) ^2 \left[(1 + \cos \phi_s) e^{-\Gamma_L^{(s)} t} + (1 - \cos \phi_s) e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \pm 2e^{-\Gamma_s t} \sin(\Delta m_s t) \sin \phi_s \right]$	$\sin^2 \psi_T (1 - \sin^2 \theta_T \sin^2 \phi_T)$
3	$\frac{1}{2} A_{\perp}(0) ^2 \left[(1 - \cos \phi_s) e^{-\Gamma_L^{(s)} t} + (1 + \cos \phi_s) e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \mp 2e^{-\Gamma_s t} \sin(\Delta m_s t) \sin \phi_s \right]$	$\sin^2 \psi_T \sin^2 \theta_T$
4	$\frac{1}{2} A_0(0) A_{\parallel}(0) \cos \delta_{\parallel} \left[(1 + \cos \phi_s) e^{-\Gamma_L^{(s)} t} + (1 - \cos \phi_s) e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \pm 2e^{-\Gamma_s t} \sin(\Delta m_s t) \sin \phi_s \right]$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\psi_T \sin^2 \theta_T \sin 2\phi_T$
5	$ A_{\parallel}(0) A_{\perp}(0) \left[\frac{1}{2}(e^{-\Gamma_L^{(s)} t} - e^{-\Gamma_H^{(s)} t}) \cos(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}) \sin \phi_s \pm e^{-\Gamma_s t} (\sin(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}) \cos(\Delta m_s t) - \cos(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}) \cos \phi_s \sin(\Delta m_s t)) \right]$	$-\sin^2 \psi_T \sin 2\theta_T \sin \phi_T$
6	$ A_0(0) A_{\perp}(0) \left[\frac{1}{2}(e^{-\Gamma_L^{(s)} t} - e^{-\Gamma_H^{(s)} t}) \cos \delta_{\perp} \sin \phi_s \pm e^{-\Gamma_s t} (\sin \delta_{\perp} \cos(\Delta m_s t) - \cos \delta_{\perp} \cos \phi_s \sin(\Delta m_s t)) \right]$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\psi_T \sin 2\theta_T \cos \phi_T$
7	$\frac{1}{2} A_S(0) ^2 \left[(1 - \cos \phi_s) e^{-\Gamma_L^{(s)} t} + (1 + \cos \phi_s) e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \mp 2e^{-\Gamma_s t} \sin(\Delta m_s t) \sin \phi_s \right]$	$\frac{2}{3} (1 - \sin^2 \theta_T \cos^2 \phi_T)$
8	$ A_S(0) A_{\parallel}(0) \left[\frac{1}{2}(e^{-\Gamma_L^{(s)} t} - e^{-\Gamma_H^{(s)} t}) \sin(\delta_{\parallel} - \delta_S) \sin \phi_s \pm e^{-\Gamma_s t} (\cos(\delta_{\parallel} - \delta_S) \cos(\Delta m_s t) - \sin(\delta_{\parallel} - \delta_S) \cos \phi_s \sin(\Delta m_s t)) \right]$	$\frac{1}{3} \sqrt{6} \sin \psi_T \sin^2 \theta_T \sin 2\phi_T$
9	$\frac{1}{2} A_S(0) A_{\perp}(0) \sin(\delta_{\perp} - \delta_S) \left[(1 - \cos \phi_s) e^{-\Gamma_L^{(s)} t} + (1 + \cos \phi_s) e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \mp 2e^{-\Gamma_s t} \sin(\Delta m_s t) \sin \phi_s \right]$	$\frac{1}{3} \sqrt{6} \sin \psi_T \sin 2\theta_T \cos \phi_T$
10	$ A_0(0) A_S(0) \left[\frac{1}{2}(e^{-\Gamma_H^{(s)} t} - e^{-\Gamma_L^{(s)} t}) \sin \delta_S \sin \phi_s \pm e^{-\Gamma_s t} (\cos \delta_S \cos(\Delta m_s t) + \sin \delta_S \cos \phi_s \sin(\Delta m_s t)) \right]$	$\frac{4}{3} \sqrt{3} \cos \psi_T (1 - \sin^2 \theta_T \cos^2 \phi_T)$

Рис. 6: В таблице представлены выражения для $\mathcal{O}^{(k)}(t)$ и угловых функций $g^{(k)}(\theta_T, \psi_T, \phi_T)$. Амплитуды $|A_0(0)|^2$ и $|A_{\parallel}(0)|^2$ соответствуют CP - четным состояниям распада (волны с $L = 0, 2$) $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$, а $|A_{\perp}(0)|^2$ - CP - нечетным (волна с $L = 1$). Представлены также соответствующие фазы δ_0 , δ_{\parallel} и δ_{\perp} . По соглашению δ_0 приравнивается к нулю. S - волновая амплитуда $|A_S(0)|^2$ соответствует распаду $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^- (f_0)$ и фазе δ_S ($k = 7 - 10$). Знаки \pm и \mp обозначают два случая: верхний знак ставится, если в начальном состоянии был B_s^0 - мезон, а нижний, если был \bar{B}_s^0 .

она имеют $\eta < 1.05$, димюонная инвариантная масса должна находиться в диапазоне 2.959 – 3.229 ГэВ, чтобы такая пара была принята в качестве кандидата в J/ψ . Когда один мюон имеет $1.05 < |\eta| < 2.5$, а другой - $|\eta| < 1.05$, то соответствующий интервал - 2.913 – 3.273 ГэВ. Для третьей группы, где оба мюона имеют $1.05 < |\eta| < 2.5$, область сигнала составляет 2.852 – 3.332 ГэВ. В каждом случае область сигнала определяется таким образом, чтобы включить 99.8% кандидатов в J/ψ .

Существенным обстоятельством является то, что установка ATLAS в силу технических характеристик не может провести идентификацию каонов. В связи с этим кандидаты в $\phi \rightarrow K^+ K^-$ восстанавливаются из всех пар противоположно заряженных частиц с $p_T > 1$ ГэВ и $|\eta| < 2.5$ ГэВ, которые не были идентифицированы как мюоны. Кандидаты в события $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+ \mu^-) \psi(K^+ K^-)$ отбираются путем проведения фита треков для каждой комбинации из $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и $\phi \rightarrow K^+ K^-$ в одну вершину. Квадруплет треков принимается для дальнейшего анализа, если вершинный фит имеет

$\chi^2/d.o.f < 3$, p_T каждого трека от $\phi \rightarrow K^+K^-$ больше одного ГэВ, и инвариантная масса пар треков (при условии, что они являются каонами) находится в интервале $1.0085 \text{ ГэВ} < m(K^+K^-) < 1.0305 \text{ ГэВ}$. Если есть больше, чем один принятый кандидат в событии, отбирается кандидат с наименьшим $\chi^2/d.o.f < 3$. В данном анализе всего было отобрано $375,987 B_s^0$ - кандидатов в интервале $5.150 - 5.650 \text{ ГэВ}$.

4. Таггирование b - кварков

Для того, чтобы улучшить точность измерений, необходимо выполнить идентификацию B - адронов в момент их образования, то есть выполнить таггирование. Для этого используется информация от других B - мезонов, содержащих пары кварков в событии. Как будет видно в дальнейшем, могут быть использованы полулептонные распады второго B - адрона в событии, например, распады с мюонами (согласно [12] $Br(b \rightarrow \mu^- X)$ и $Br(\bar{b} \rightarrow \mu^+ X)$ равны приблизительно 10%). Для оценки качества и эффективности методов таггирования рассматриваются следующие величины.

4.1 Переменные таггирования

4.1.1 Эффективность нахождения дополнительного лептона в событии

Этот параметр определяется отношением количества B - событий, которые могут быть идентифицированы, используя, например, события с мюонами или электронами, к общему числу событий с B - мезонами:

$$\epsilon = \frac{N^{tag}}{N_B}.$$

Можно также определить эффективность мечения в терминах гистограмм:

$$\epsilon = \sum_i^{bins} \epsilon_i = \frac{1}{N_B} \sum_i^{bins} n_i^{tag},$$

где сумма ведется по бинам гистограммы.

4.1.2 Вероятность

Вероятность того, что адрон при образовании будет включать в себя \bar{b} - кварк (или b - кварк) при условии Q , задается выражением $P(B|Q)$ (или $P(\bar{B}|Q)$), где Q может, например, обозначать заряд мюона.

Для калибровки и определения такой вероятности используются распады $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$, где измеряемыми величинами являются $P(Q|B^+)$ или $P(Q|B^-)$ для распадов B^+ и B^- соответственно. Для определения вероятности определить в событии \bar{b} - кварк (т.е. $P(B|Q)$) используется следующее выражение:

$$P(B|Q) = \frac{P(Q|B^+)}{P(Q|B^+) + P(Q|B^-)}.$$

Соответственно, $P(\bar{B}|Q) = 1 - P(B|Q)$.

4.1.3 Эффективность мечения

Величина, характеризующая эффективность мечения, может быть построена следующим образом:

$$TP = \epsilon \cdot (2P(B|Q) - 1)^2 = \epsilon \mathcal{D}^2, \quad (2)$$

где введен еще один параметр $\mathcal{D} = P(B|Q) - P(\bar{B}|Q) = 2P(B|Q) - 1$ - параметр разбавления. Как и в случае с ϵ , если мы рассматриваем эту переменную в терминах гистограмм, то эффективность равна сумме эффективностей, соответствующих каждой бине распределения вероятности как функции от Q .

4.2 Отбор событий $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$

Как было уже сказано в разделе 4.1.2, для калибровки и оценки параметров таггирования используются распады $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$. Для того, чтобы выбрать кандидата в $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$, нужно для начала отобрать события с J/ψ , следуя указаниям, данным в разделе 3: каждый мюон должен иметь поперечный импульс не менее четырех ГэВ и псевдобыстроту в пределах $|\eta| < 2.5$. Инвариантная масса димюонного кандидата должна быть в пределах $2.8 \text{ ГэВ} < m(\mu^+\mu^-) < 3.4 \text{ ГэВ}$.

Для изучения распределений параметров, соответствующих B^\pm - сигналам с вычтенным фоном, применяется метод вычитания боковых по отношению к сигналу зон. События разделяются на три подгруппы по массе: зона сигнала или пика и две боковые зоны. Позиция зоны сигнала около офитированного пика определяется выражением $\mu \pm 2\sigma$, где μ и σ - параметры гауссиана, описывающая B - резонанс, а позиции боковых зон - выражениями $[\mu - 5\sigma, \mu - 3\sigma]$ и $[\mu + 3\sigma, \mu + 5\sigma]$.

Для параметризации комбинаторного фона применяется экспоненциальная функция, а гиперболический тангенс - для учета вкладов от неправильных или частично реконструируемых B - распадов. Для вклада от $B^\pm \rightarrow J/\psi \pi^\pm$ используется гауссиан. Вклады от некомбинаторного фона пренебрежимо малы и не влияют на методы тагги-

рования. На рис. 7 показано распределение B - кандидатов по инвариантной массе и результат фита.

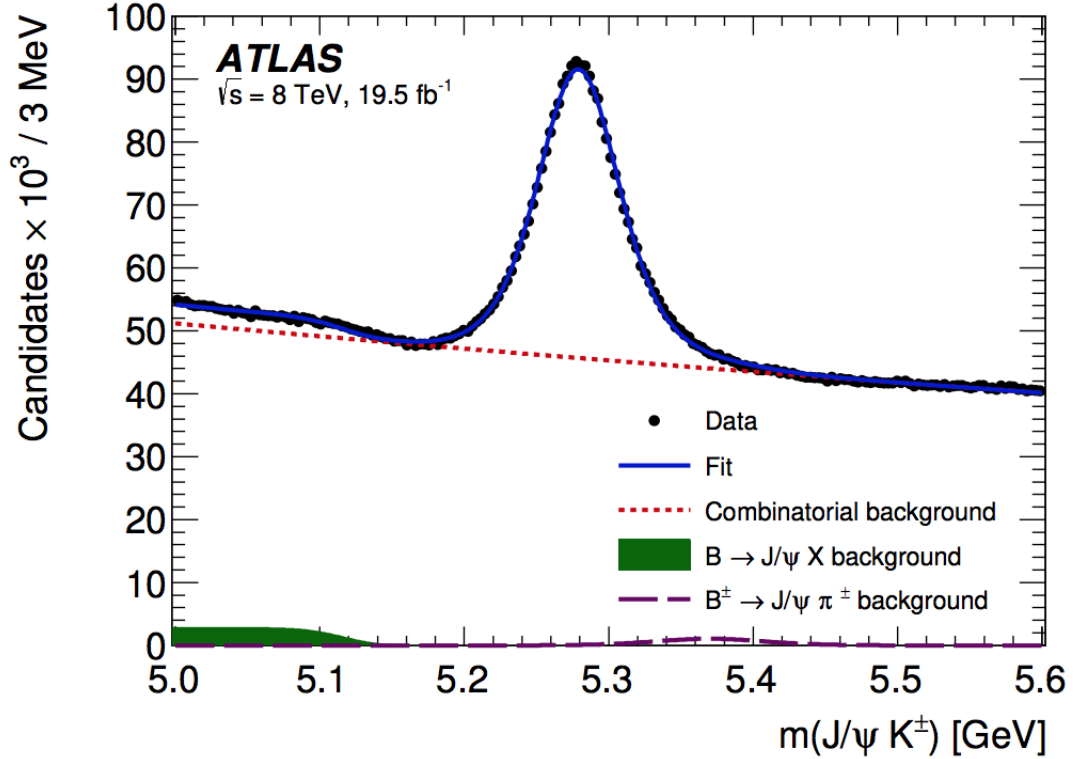


Рис. 7: Распределение кандидатов $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ по инвариантной массе.

4.3 Методы таггирования

Как уже было сказано в начале этого раздела, таггирования осуществляется с помощью полулептонного распада второго B - адрона в событии: восстанавливаются события с $B_s \rightarrow J/\psi \phi \rightarrow (\mu^+ \mu^-)(K^+ K^-)$ и ищутся события с третьим лептоном (мюоном или электроном). Измеренный заряд третьего лептона обеспечивает хорошую точность мечения. Однако переходы $b \rightarrow l$ могут также происходить при осцилляциях или каскадных распадах $b \rightarrow c \rightarrow l$, что может повлиять на измерение заряда интересующего нас лептона, полученного при прямых распадах $b \rightarrow l$, и ухудшить эффективность таггирования. Мечение с помощью лептонов улучшается при учете взвешенного суммарного заряда треков в конусе вокруг направления движения лептонов, где сумма определяется отдельно для каждого метода мечения. Если ни один из лептонов не присутствует в событии, то обеспечивает некоторое разделение взвешенный суммарный заряд треков в струе, связанной с распадом второго B - мезона.

Суммарный заряд треков в конусе вблизи направления вылета мюона определяется

выражением

$$Q_\mu = \frac{\sum_i^{N_{tracks}} q_i \cdot (p_{T_i})^k}{\sum_i^{N_{tracks}} (p_{T_i})^k},$$

где q - заряд трека, $k = 1.1$, и сумма производится по трекам из внутреннего детектора в пределах конуса ($\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} < 0.5$) вокруг направления движения мюона. Реконструированные треки из внутреннего детектора должны иметь $p_T > 0.5$ ГэВ и $|\eta| < 2.5$. Треки, ассоциирующиеся с распадом B^\pm - сигналов, исключаются из суммы. На рис. 8 показаны распределения событий по Q_μ для сигналов, соответствующих распадам B^\pm .

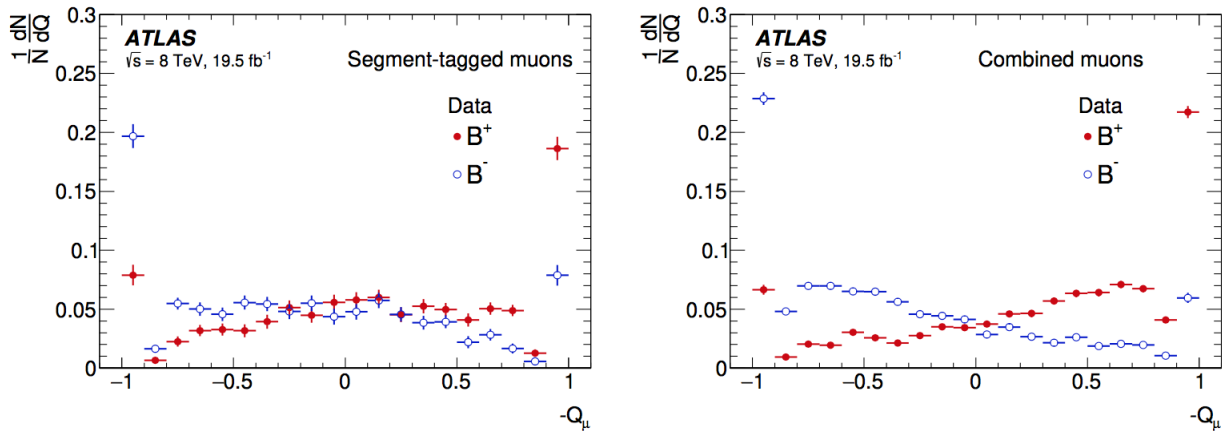


Рис. 8: Распределение событий по Q_μ для сигналов B^\pm . Слева представлено распределение для сегмент - меченых мюонов, а справа - для комбинированных (см. раздел 3).

Для мечения, основанного на идентификации электронов, электроны определяются с помощью информации из внутреннего детектора и калориметра и должны удовлетворять так называемым жестким критериям отбора [13]. Трек электрона из внутреннего детектора должен иметь $p_T > 0.5$ ГэВ и $|\eta| < 2.5$. Также требуется, чтобы электрон прошел в пределах $|z| < 2.5$ мм от первичной вершины для исключения электронов из несигнальных взаимодействий. Чтобы исключить электроны, связанные с сигнальной частью распада, отвергаются электроны, которые имеют импульсы внутри конуса размером $\Delta R = 0.4$ вокруг направления B - сигнала в лабораторной системе отсчета. При этом косинус угла между направлением движения B - кандидата и импульсом электрона должен удовлетворять условию $\cos(\zeta_b) > 0.98$. В случае с более чем одним электроном, проходящим отбор, выбирается электрон с наибольшим поперечным импульсом. Как и в случае мюонного мечения, используются дополнительные треки в пределах конуса размером $\Delta R = 0.5$ для формирования конического заряда электрона Q_e с $k = 1.0$. Если нет никаких дополнительных треков в пределах конуса, используется заряд электрона. Итоговое распределение показано на рис. 9.

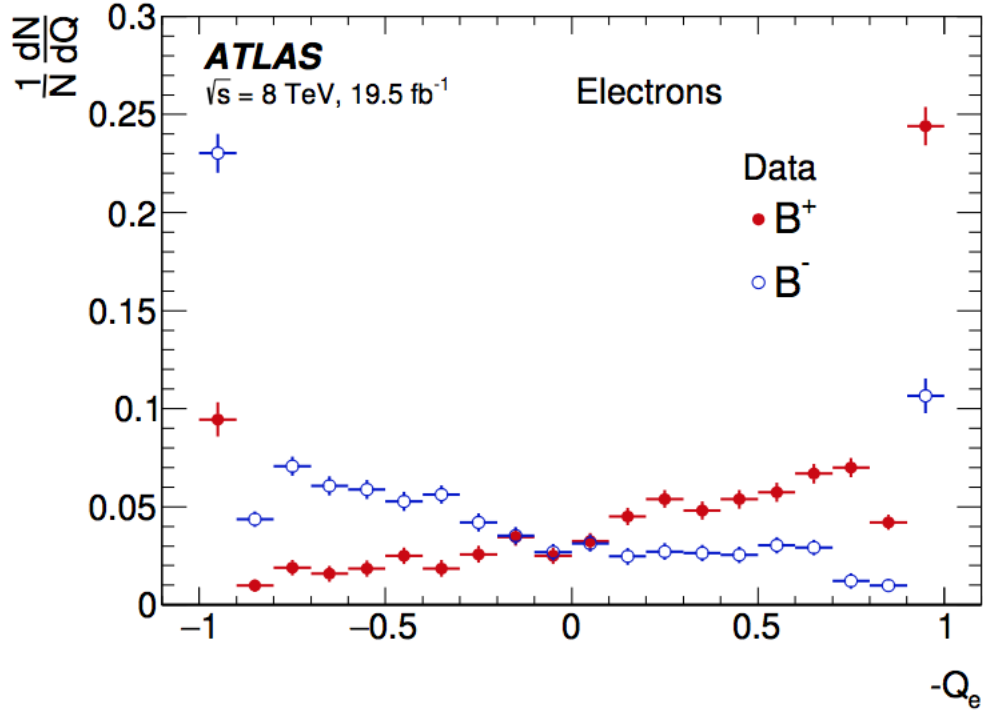


Рис. 9: Распределение событий по Q_e для сигналов B^\pm .

При отсутствии мюона или электрона, B - меченая струя (т.е. струя, которая является продуктом распада b - кварка) идентифицируются с помощью алгоритма меченя [14], представляющего собой комбинацию из нескольких алгоритмов b - меченя. Как и в случае с электронами и мюонами можно определить заряд струи следующим образом:

$$Q_{jet} = \frac{\sum_i^{N_{tracks}} q_i \cdot (p_{T_i})^k}{\sum_i^{N_{tracks}} (p_{T_i})^k},$$

где $k = 1.1$ и сумма ведется по трекам в струе. На рис. 10 изображено распределение событий по Q_{jet} .

По определению нету никакого дублирования между мечением с помощью лептонов и мечением с помощью струй. Перекрытие между мюонными и электронно - мечеными событиями, что соответствует 0.4% от всех помеченных событий, ничтожно мало. В случае двукратно помеченных событий, выбирается метод с наибольшей эффективностью. Если не представляется возможным обеспечить реакцию на мечение событий, то назначается вероятность 0,5. Результат таггирования представлени в таблице 11.

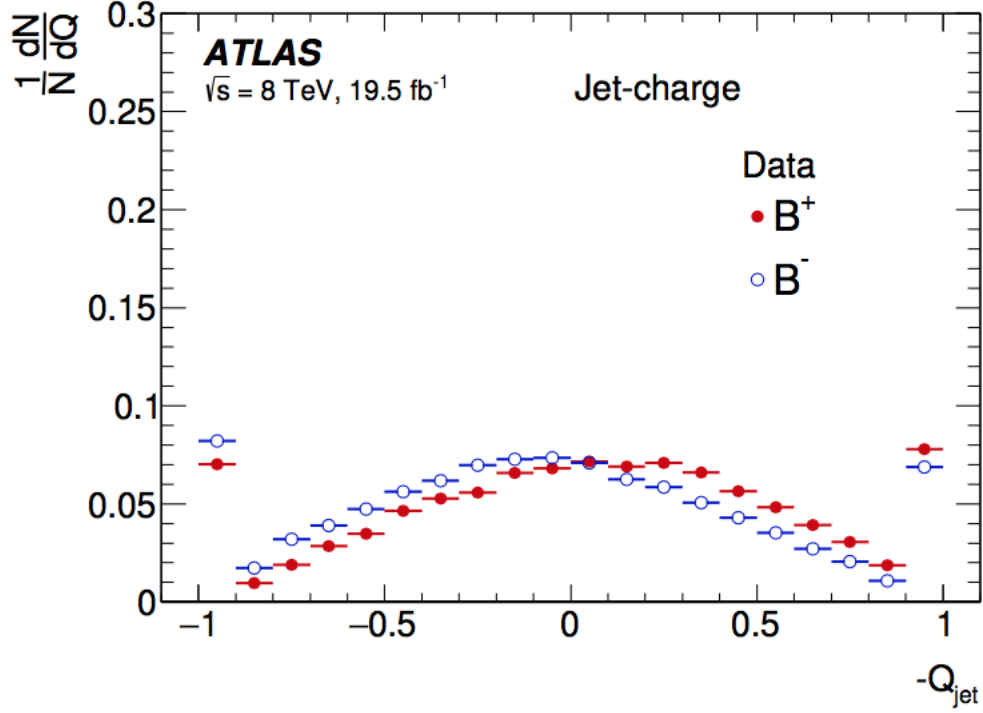


Рис. 10: Распределение событий по Q_{jet} для сигналов B^\pm .

4.4 Использование информации от мечения для B_s^0 - фита

Вероятность таггирования для каждого B_s^0 кандидата определяется из калибровочных распадов $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$, как это было описано в разделе 4.3. Распределение вероятностей для сигнала и фона различается, и так как фон не может быть выделен отдельно, вводятся дополнительные вероятности $P_s(P(B|Q))$ и $P_b(P(B|Q))$ для сигнала и фона соответственно и включаются в фит.

Распределения вероятностей мечения состоят из непрерывных и дискретных частей. Для описания непрерывной части производится фит для боковых зон (см. раздел 4.2), т.е. $5150 \text{ ГэВ} < m(B_s^0) < 5.317 \text{ ГэВ}$ или $5417 \text{ ГэВ} < m(B_s^0) < 5.650 \text{ ГэВ}$, где $m(B_s^0)$ - масса B_s^0 - кандидата. Для различных методов мечения используются различные функции. Для метода мечения с использованием комбинированных мюонов функция имеет вид суммы многочлена четвертого порядка и двух экспоненциальных функций. Для алгоритма электронного мечения применяются полином второго порядка и две экспоненциальные функции. Сумма трех гауссовских функций используется для сегмент-меченных мюонов. Для алгоритма мечения заряженных струй используется полином восьмого порядка. Во всех четырех случаях используется метод максимума правдоподобия. На следующем этапе те же функции, примененные к боковым полосам, используются для описания распределения событий в области сигнала: фоновые параметры

Tagger	Efficiency [%]	Dilution [%]	Tagging Power [%]
Combined μ	4.12 ± 0.02	47.4 ± 0.2	0.92 ± 0.02
Electron	1.19 ± 0.01	49.2 ± 0.3	0.29 ± 0.01
Segment-tagged μ	1.20 ± 0.01	28.6 ± 0.2	0.10 ± 0.01
Jet-charge	13.15 ± 0.03	11.85 ± 0.03	0.19 ± 0.01
Total	19.66 ± 0.04	27.56 ± 0.06	1.49 ± 0.02

Рис. 11: В таблице представлены результаты различных методов мечения. Представленные погрешности имеют статистический характер. Эффективность определена суммированием по бинам распределения по заряду.

фиксируются значениями, полученными в результате фита боковых зон, а параметры сигнала остаются свободными. Результат фита представлен на рис. 12

К дискретной части относятся события с меченым зарядом $+1$ либо -1 . Доли событий f_+ и f_- с зарядами $+1$ и -1 соответственно определяются отдельно для сигнала и фона, используя события из тех же боковых зон и зоны сигнала, как и в непрерывном случае. Таким образом, оставшаяся часть $1 - f_+ - f_-$ относится к непрерывной части распределения. Положительные и отрицательные заряды равновероятны для фоновых кандидатов, сформированных из случайной комбинации J/ψ и пары треков, но это не так для фоновых кандидатов, сформированных из частично реконструированных b -адронов. В таблице 13 представлены величины f_{+1} и f_{-1} , полученные для сигнальных и фоновых событий и различных методов таггирования.

5. Глобальный фит

Для вычисления параметров CP -нарушения в распадах $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$ применяется метод максимума правдоподобия для отобранных событий. Для фита используется реконструированная масса m , измеренное время распада t , среднеквадратичное отклонение времени распада σ_t , вероятность мечения (см. раздел 4.1.2) и углы $\Omega = (\omega_T, \psi_T, \phi_T)$ (см. раздел 2). Значения для σ_t вычисляются с помощью ковариационной матрицы, которая строится при вершинном фите для каждого кандидата. Функция правдоподобия представляет собой комбинацию из функций, отвечающих за сигнал и

фон следующим образом:

$$\begin{aligned} \ln \mathcal{L} = \sum_{i=1}^N & [\omega_i \cdot \ln(f_s \cdot \mathcal{F}_s(m_i, t_i, \sigma_{t_i}, \Omega_i, P(B|Q), p_{T_i}) + f_s \cdot f_{B^0} \mathcal{F}_{B^0}(m_i, t_i, \sigma_{t_i}, \Omega_i, P(B|Q), p_{T_i}) + \\ & + f_s \cdot f_{\Lambda_b} \mathcal{F}_{\Lambda_b}(m_i, t_i, \sigma_{t_i}, \Omega_i, P(B|Q), p_{T_i}) + \\ & + (1 - f_s \cdot (1 + f_{B^0} + f_{\Lambda_b})) \mathcal{F}_{bkg}(m_i, t_i, \sigma_{t_i}, \Omega_i, P(B|Q), p_{T_i})], \quad (3) \end{aligned}$$

где N - число отобранных событий, ω_i - фактор веса, введенный для учета эффективности работы триггера, f_s - доля сигнальных кандидатов, а f_{B^0} и f_{Λ_b} выступают в качестве фона и отвечают за B^0 - мезоны и Λ_b - барионы соответственно. Масса m_i , время распада t_i и углы Ω определяются из данных с помощью каждого события i . \mathcal{F}_s , \mathcal{F}_{B^0} , \mathcal{F}_{Λ_b} и \mathcal{F}_{bkg} являются функциями плотности вероятности для сигнала, B^0 - фона, Λ_b - фона и других фоновых распределений соответственно.

5.1 Функция плотности вероятности сигнала

Для сигнала величина \mathcal{F}_s , описывающая плотность вероятности, вводится следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_s(m_i, t_i, \sigma_{t_i}, \Omega_i, P(B|Q), p_{T_i}) = & P_s(m_i) \cdot P_s(\Omega_i, t_i, P(B|Q), \sigma_{t_i}) \cdot \\ & \cdot P_s(\sigma_{t_i}) \cdot P_s(P(B|Q)) \cdot A(\Omega_i, p_{T_i}) \cdot P_s(p_{T_i}). \quad (4) \end{aligned}$$

Функция $P_s(m_i)$ задается тремя гауссианами, а $P_s(\sigma_{t_i})$ и $P_s(p_{T_i})$ - гамма - функциями. Определение $P_s(P(B|Q))$ давалось в разделе 4.1.2. Угловой аксептанс детектора и кинематические обрезания на угловые распределения входят в функцию правдоподобия через функцию $A(\Omega_i, p_{T_i})$.

$P_s(\Omega_i, t_i, P(B|Q), \sigma_{t_i})$ является сверткой функций от времени распада t и угла Ω . Эта функция отвечает за временное разрешение и в таблице 6 размывает функцией Гаусса каждый элемент, зависящий от времени. При этом шириной такого гауссиана является σ_t , измеренное для каждого события и умноженное на масштабный фактор для учета любых недочетов в вычислениях. Распределение событий по σ_t , включая фиты вкладов фона и сигнала, показано на рис. 14.

5.2 Функция плотности вероятности фона

Функция для фона имеет следующий вид:

$$\mathcal{F}_{bkg}(m_i, t_i, \sigma_{t_i}, \Omega_i, P(B|Q), p_{T_i}) = P_b(m_i) \cdot P_b(t_i|\sigma_{t_i}) \cdot P_b(P(B|Q)) \cdot P_b(\Omega_i) \cdot P_b(\sigma_{t_i}) \cdot P_b(p_{T_i}). \quad (5)$$

Функция для времени распада $P_b(t_i|\sigma_{t_i})$ описывает стремительный пик, параметризуемый распределением Гаусса, двумя положительными экспоненциальными функциями и одной отрицательной. Эти распределения размазаны той же функцией, что и в случае сигнала. Данный пик моделирует комбинаторный фон: две положительные экспоненты отвечают за более долгоживущие события, включающие в себя J/ψ , комбинированные с адронами из первичной вершины или от B/D - мезонов в том же событии, а отрицательная - включает в себя события со слабым вершинным разрешением. $P_b(\sigma_{t_i})$ и $P_b(p_{T_i})$ описывается гамма - функциями. Подробно они описаны в [15]. Выражение для вероятности мечения $P_b(P(B|Q))$ описаны в разделе 4.1.2.

Фоновое угловое распределение $P_b(\Omega_i)$ определяется аксептансом детектора и связанными с этим кинематическими эффектами. Такие распределения описываются полиномами Лежандра, изображенными на рис. 15.

$$\begin{aligned} Y_l^m(\theta_T) &= \sqrt{(2l+1)/(4\pi)} \sqrt{(l-m)!/(l+m)!} P_l^{|m|}(\cos \theta_T) \\ P_k(x) &= \frac{1}{2^k k!} \frac{d^k}{dx^k} (x^2 - 1)^k \\ \mathcal{P}_b(\theta_T, \psi_T, \phi_T) &= \sum_{k=0}^6 \sum_{l=0}^6 \sum_{m=-l}^l \begin{cases} a_{k,l,m} \sqrt{2} Y_l^m(\theta_T) \cos(m\phi_T) P_k(\cos \psi_T) & \text{where } m > 0 \\ a_{k,l,m} \sqrt{2} Y_l^{-m}(\theta_T) \sin(m\phi_T) P_k(\cos \psi_T) & \text{where } m < 0 \\ a_{k,l,m} \sqrt{2} Y_l^0(\theta_T) P_k(\cos \psi_T) & \text{where } m = 0 \end{cases} \end{aligned}$$

Рис. 15: Угловое распределение фона, выраженное через полиномы Лежандра.

Здесь коэффициенты $a_{k,l,m}$ устроены таким образом, чтобы обеспечить наилучший фит угловых распределений для событий в боковых зонах распределения массы B_s^0 . Затем эти параметры фиксируются в глобальном фите. Интервал, использовавшийся для фита фона, составляет от 5.150 ГэВ до 5.650 ГэВ за исключением зоны сигнала $|m(B_s^0) - 5.366| < 0.110$ ГэВ. Фоновое распределение по массе $P_b(m_i)$ представляет собой экспоненциальную функцию с прибавленным постоянным членом.

Вклады в фон от распадов $B_d \rightarrow J/\psi K^{0*}$ и $\Lambda_b \rightarrow J/\psi p K^-$, неправильно идентифицированных как распады $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$, учтены в фите с помощью функций \mathcal{F}_{B^0} и \mathcal{F}_{Λ_b} , входящих в выражение (3). Доли этих вкладов, измеренные с помощью метода Монте -

Карло, равны соответственно $f_{B^0} = (3.3 \pm 0.5)\%$ и $f_{\Lambda_b} = (1.8 \pm 0.6)\%$. Также симуляция Монте - Карло событий используется для определения формы распределения массы и углов. Эти распределения для распадов $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ и $\Lambda_b \rightarrow J/\psi p K^-$, как и в случае \mathcal{F}_{bkg} , сконструированы таким образом, чтобы учесть эффекты, связанные с акцептансом детектора, и определяются полиномами Лежандра. Затем форма распределений фиксируется в фите. Времена жизни учтены путем добавления экспоненциальных членов с показателями B_d/B_s^0 или Λ_b/B_s^0 , где времена жизни и значения для масс взяты из [12]. Вклады от событий $B_d \rightarrow J/\psi K\pi$ и их интерференции с событиями $B_d \rightarrow J/\psi K^{*0}$ не включаются в фит и учтены в качестве систематических ошибок.

5.3 Эффективность работы мюонного триггера

Для учета особенностей работы димюонного триггера в выражении 3 вводится множитель ω следующим образом:

$$\omega = p_0 \cdot [1 - p_1 \cdot (Erf((t - p_3)/p_2) + 1)],$$

где p_0, p_1, p_2 и p_3 - параметры определенные фитом к Монте-Карло событиям.

6. Результаты

6.1 Таблица со значениями параметров

Финальный фит содержит девять физических параметров: $\Delta\Gamma_s$, ϕ_s , Γ_s , $|A_0(0)|^2$, $|A_{\parallel}(0)|^2$, δ_{\parallel} , δ_{\perp} , $|A_S(0)|^2$ и δ_S . Значения измеренных физических параметров и корреляции между ними приведены в таблицах 16 и 17 соответственно. Проекция фита (массы, времени распада и углов) изображены на рис. 18 и 19.

6.2 Систематические ошибки

В систематику главным образом вносят вклад особенности строения детектора и работы триггеров, выбор боковых зон (см. 4.2), вклады от B_d и Λ_b и чувствительность результата к различным моделям фита. Систематические ошибки приведены в таблице 20.

6.3 Сравнение с результатами, полученными при 7 ТэВ и другими экспериментами

На рис. 21 изображены отдельно контуры с результатами измерений в плоскости $\phi_s - \Delta\Gamma_s$ для 7 и 8 ТэВ и контур, определяющий статистическую комбинацию этих результатов. Численные значения параметров, измеренных при 7 ТэВ, 8 ТэВ и при их статистической комбинации, указаны в таблице 22.

На рис. 23 приведены результаты аналогичных измерений других экспериментов и место ATLAS среди этих экспериментов. Видно, что эксперимент LHCb обладает проводит данные исследования с наибольшей точностью. Также изображена комбинация результатов всех экспериментов.

7. Заключение

В данной работе был проведен обзор методов и особенностей, применяющихся на установке ATLAS, для измерения параметров CP - нарушения в процессах $B_0^s \rightarrow J/\psi\phi$. Особое внимание было уделено всевозможным методам таггинга b - адронов и значению таггинга в измерении параметров. Также приведено сравнение с результатами измерений, полученных при 7 ТэВ и с результатами аналогичных измерений, произведенных другими экспериментами.

Список литературы

- [1] J. Charles et al., *Predictions of selected flavour observables within the Standard Model*, Phys. Rev. D84 (2011) 033005, arXiv:1106.4041 [hep-ph].
- [2] A. Lenz and U. Nierste, *Numerical Updates of Lifetimes and Mixing Parameters of B Mesons*, arXiv:1102.4274 [hep-ph].
- [3] D0 Collaboration, V. M. Abazov et al., *Measurement of the CP - violating phase $\phi_s^{J/\psi\phi}$ using the flavor-tagged decay $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ in 8 fb⁻¹ of p \bar{p} collisions*, Phys.Rev. D85 (2012) 032006, arXiv:1109.3166 [hep-ex].
- [4] CDF Collaboration, T. Aaltonen et al., *Measurement of the Bottom-Strange Meson Mixing Phase in the Full CDF Data Set*, Phys.Rev.Lett. 109 (2012) 171802, arXiv:1208.2967 [hep-ex].
- [5] LHCb Collaboration, R. Aaij et al., *Measurement of CP violation and the B_s^0 meson decay width difference with $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi K^+ K^-$ and $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi\pi^+\pi^-$ decays*, Phys. Rev. D 87, 112010 (2013), arXiv:1304.2600 [hep-ex].
- [6] LHCb Collaboration, R. Aaij et al., *Precision measurement of CP violation in $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi K^+ K^-$ decays*, Phys.Rev.Lett. 114 (2015) 041801, arXiv:1411.3104 [hep-ex].
- [7] CMS Collaboration, *Measurement of the CP - violating weak phase ϕ_s and the decay width difference $\Delta\Gamma_s$ using the $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi(1020)$ decay channel at $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$* , Phys. Lett. B 757 (2016) 97 – 120, arXiv:1507.07527v1 [hep-ex].
- [8] ATLAS Collaboration, *Flavour tagged time dependent angular analysis of the $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ decay and extraction of $\Delta\Gamma_s$ and the weak phase ϕ_s in ATLAS*, Phys.Rev. D90 (2014) 052007, arXiv:1407.1796 [hep-ex].
- [9] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST 3 (2008) S08003.
- [10] CDF Collaboration: T. Aaltonen, et al., *Measurement of the CP - Violating Phase β_s in $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ decays with the CDF II detector*, Phys. Rev. D 85 (2012) 072002, arXiv: 1112.1726 [hep-ex].
- [11] A. S. Dighe, I. Dunietz, and R. Fleischer, *Extracting CKM phases and $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ mixing parameters from angular distributions of nonleptonic B decays*, Eur.Phys.J. C6 (1999) 647–662, arXiv:hep-ph/9804253 [hep-ph].

- [12] Particle Data Group Collaboration, K. A. Olive et al., Review of Particle Physics, Chin. Phys. C38 (2014) 090001.
- [13] ATLAS Collaboration, *Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data*, Eur. Phys. J. C72 (2012) 1909, arXiv:1110.3174 [hep-ex].
- [14] ATLAS Collaboration, Calibration of the performance of b-tagging for c and light-flavour jets in the 2012 ATLAS data, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2014-046, CERN, Geneva, Jul, 2014. <https://cdsweb.cern.ch/record/1741020>.
- [15] ATLAS Collaboration, *Time-dependent angular analysis of the decay $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ and extraction of $\Delta\Gamma_s$ and the CP - violating weak phase ϕ_s by ATLAS*, JHEP 1212 (2012) 072, arXiv:1208.0572 [hep-ex].

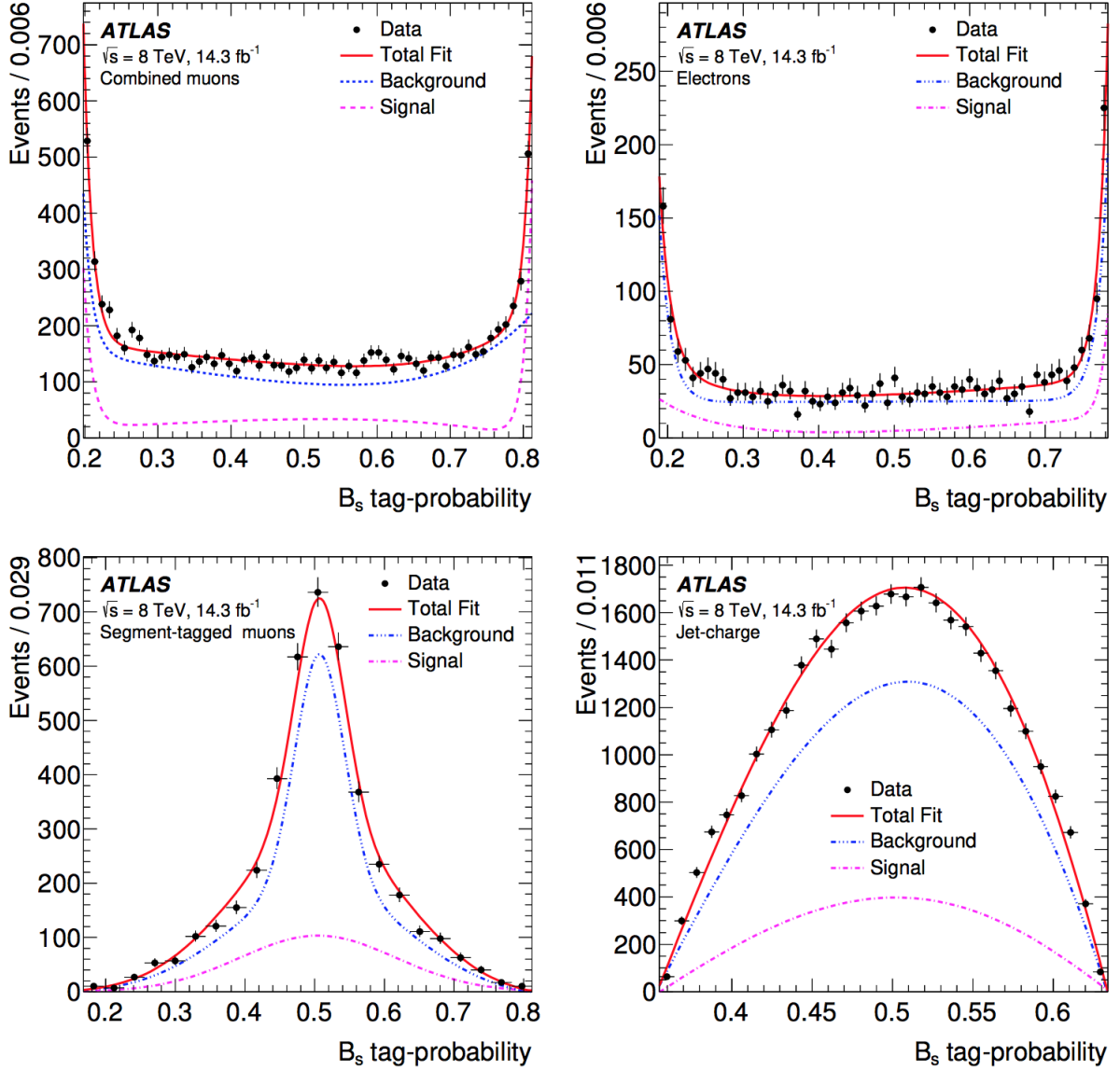


Рис. 12: Непрерывная часть распределения вероятности мечения для таггирования с помощью комбинированных мюонов, электронов, сегмент - таггированных мюонов и заряженных струй. Черными точками отмечены данные, синими - фит для боковых зон, фиолетовыми - фит для зоны сигнала и красными - сумма этих двух фитов.

Tag method	Signal		Background	
	f_{+1}	f_{-1}	f_{+1}	f_{-1}
Combined μ	0.124 ± 0.012	0.127 ± 0.012	0.093 ± 0.003	0.095 ± 0.003
Electron	0.105 ± 0.020	0.139 ± 0.021	0.110 ± 0.007	0.110 ± 0.007
Segment-tagged μ	0.147 ± 0.024	0.118 ± 0.023	0.083 ± 0.004	0.084 ± 0.004
Jet-charge	0.071 ± 0.005	0.069 ± 0.005	0.068 ± 0.002	0.069 ± 0.002

Рис. 13: Величины f_{+1} и f_{-1} , полученные для сигнальных и фоновых событий и различных методов таггирования. Представлены только статистические ошибки.

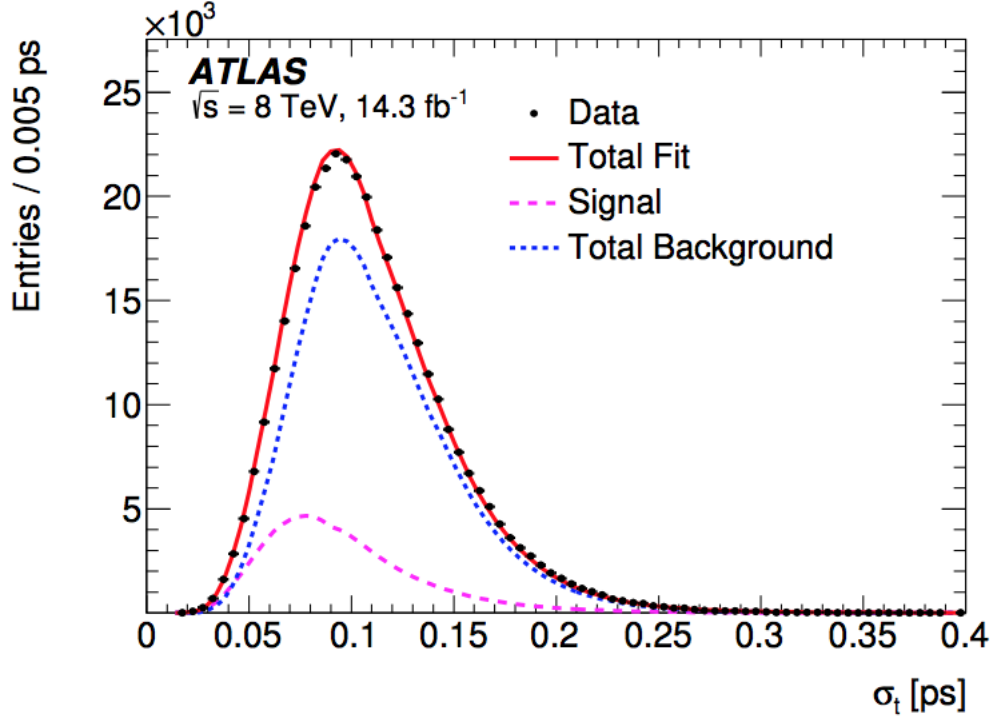


Рис. 14: Распределение событий по σ_t , включая фиты вкладов фона (голубая линия) и сигнала (фиолетовая линия). Общий фит изображен в виде красной линии.

Parameter	Value	Statistical uncertainty	Systematic uncertainty
ϕ_s [rad]	-0.110	0.082	0.042
$\Delta\Gamma_s$ [ps ⁻¹]	0.101	0.013	0.007
Γ_s [ps ⁻¹]	0.676	0.004	0.004
$ A_{ }(0) ^2$	0.230	0.005	0.006
$ A_0(0) ^2$	0.520	0.004	0.007
$ A_S(0) ^2$	0.097	0.008	0.022
δ_{\perp} [rad]	4.50	0.45	0.30
$\delta_{ }$ [rad]	3.15	0.10	0.05
$\delta_{\perp} - \delta_S$ [rad]	-0.08	0.03	0.01

Рис. 16: Измеренные с помощью фита параметры со статистическими и систематическими ошибками.

	$\Delta\Gamma$	Γ_s	$ A_{\parallel}(0) ^2$	$ A_0(0) ^2$	$ A_S(0) ^2$	δ_{\parallel}	δ_{\perp}	$\delta_{\perp} - \delta_S$
ϕ_s	0.097	-0.085	0.030	0.029	0.048	0.067	0.035	-0.008
$\Delta\Gamma$	1	-0.414	0.098	0.136	0.045	0.009	0.008	-0.011
Γ_s		1	-0.119	-0.042	0.167	-0.027	-0.009	0.018
$ A_{\parallel}(0) ^2$			1	-0.330	0.072	0.105	0.025	-0.018
$ A_0(0) ^2$				1	0.234	-0.011	0.007	0.014
$ A_S(0) ^2$					1	-0.046	0.004	0.052
δ_{\parallel}						1	0.158	-0.006
δ_{\perp}							1	0.018

Рис. 17: Таблица с корреляциями между изучаемыми параметрами.

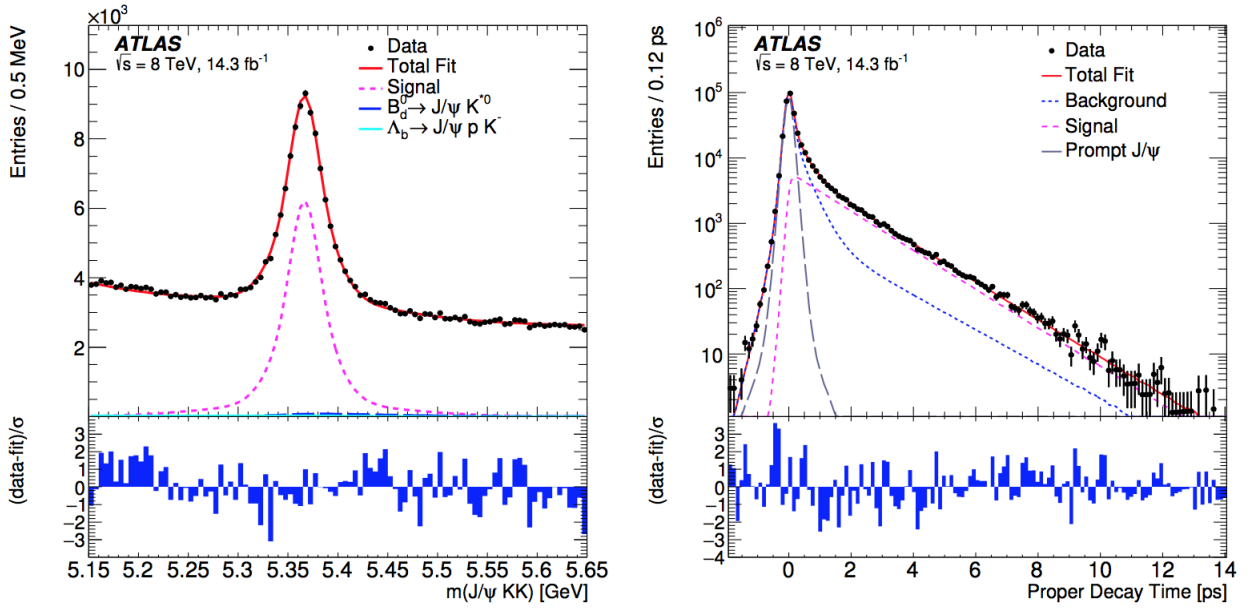


Рис. 18: Слева: проекция фита распределения по массе $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Красная линия изображает общий фит, фиолетовая - сигнал, а остальные - фон от $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{0*}$ и $\Lambda_b \rightarrow J/\psi p K^-$. Справа: проекция фита времени распада для $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$. Красной линией изображен общий фит, фиолетовой - сигнал. Общий фон показан синией линией.

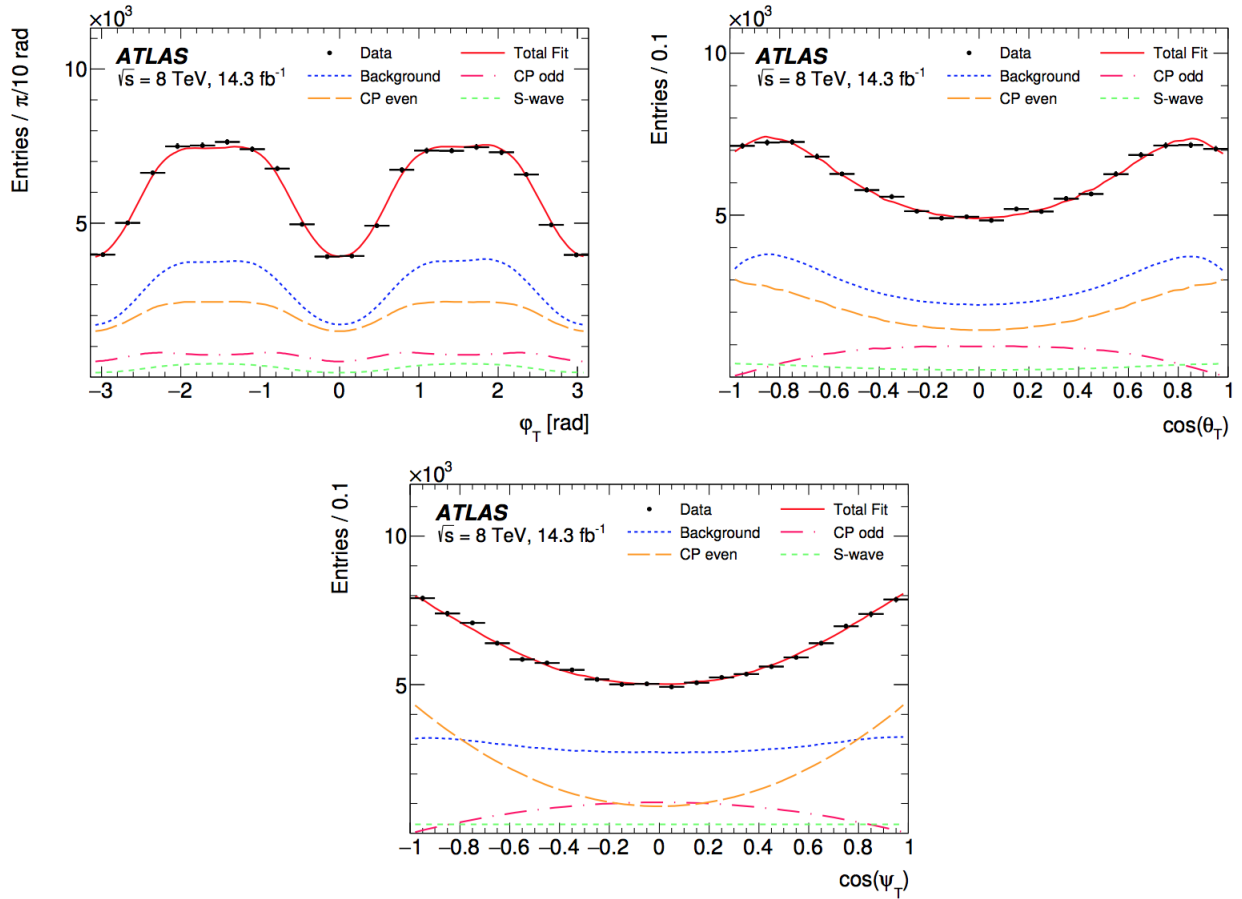


Рис. 19: Проекция фита углов для $5.317 \text{ ГэВ} < m(J/\psi K K) < 5.417 \text{ ГэВ}$ для ϕ_T (сверху слева), $\cos(\theta_T)$ (сверху справа) и $\cos(\psi_T)$ (снизу). Во всех трех изображениях общий фит показан красной линией, P - нечетные и CP - четные компоненты сигнала изображены прерывистой красной линией и оранжевой соответственно. S - волновая компонента изображена зеленой линией, в прерывистой синей показан вклад от фона. Вклады интерференционных членов пренебрежимо малы в данных проекциях фита и в связи с этим не указаны.

	ϕ_s [rad]	$\Delta\Gamma_s$ [ps ⁻¹]	Γ_s [ps ⁻¹]	$ A_{\parallel}(0) ^2$	$ A_0(0) ^2$	$ A_S(0) ^2$	δ_{\perp} [rad]	δ_{\parallel} [rad]	$\delta_{\perp} - \delta_S$ [rad]
Tagging	0.025	0.003	$<10^{-3}$	$<10^{-3}$	$<10^{-3}$	0.001	0.236	0.014	0.004
Acceptance	$<10^{-3}$	$<10^{-3}$	$<10^{-3}$	0.003	$<10^{-3}$	0.001	0.004	0.008	$<10^{-3}$
Inner detector alignment	0.005	$<10^{-3}$	0.002	$<10^{-3}$	$<10^{-3}$	$<10^{-3}$	0.134	0.007	$<10^{-3}$
Background angles model:									
Choice of p_T bins	0.020	0.006	0.003	0.003	$<10^{-3}$	0.008	0.004	0.006	0.008
Choice of mass interval	0.008	0.001	0.001	$<10^{-3}$	$<10^{-3}$	0.002	0.021	0.005	0.003
B_d^0 background model	0.023	0.001	$<10^{-3}$	0.002	0.002	0.017	0.090	0.011	0.009
Λ_b background model	0.011	0.002	0.001	0.001	0.007	0.009	0.045	0.006	0.007
Fit model:									
Mass signal model	0.004	$<10^{-3}$	$<10^{-3}$	0.002	$<10^{-3}$	0.001	0.015	0.017	$<10^{-3}$
Mass background model	$<10^{-3}$	0.002	$<10^{-3}$	0.002	$<10^{-3}$	0.002	0.027	0.038	$<10^{-3}$
Time resolution model	0.003	$<10^{-3}$	0.001	0.002	$<10^{-3}$	0.002	0.057	0.011	0.001
Default fit model	0.001	0.002	$<10^{-3}$	0.002	$<10^{-3}$	0.002	0.025	0.015	0.002
Total	0.042	0.007	0.004	0.006	0.007	0.022	0.30	0.05	0.01

Рис. 20: Таблица с систематическими ошибками.

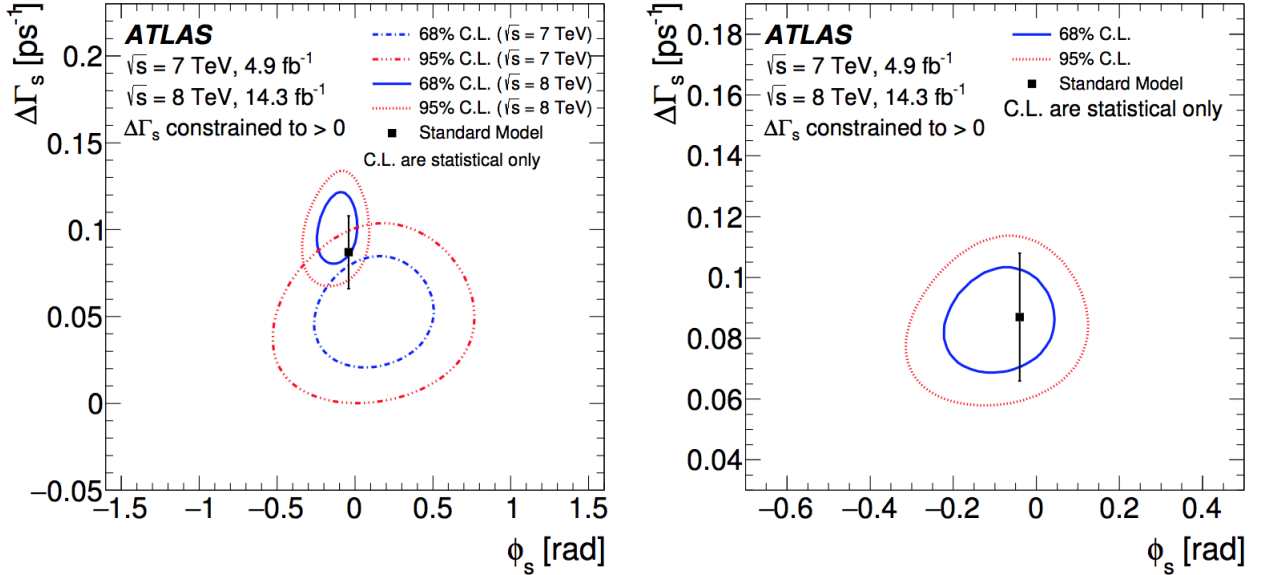


Рис. 21: Слева изображены результаты измерения параметров в плоскости $\Delta\Gamma_s - \phi_s$ при 7 и 8 ТэВ отдельно, а справа - контур статистической комбинации этих результатов.

Par	8 TeV data			7 TeV data			Run1 combined		
	Value	Stat	Syst	Value	Stat	Syst	Value	Stat	Syst
ϕ_s [rad]	-0.110	0.082	0.042	0.12	0.25	0.05	-0.090	0.078	0.041
$\Delta\Gamma_s$ [ps ⁻¹]	0.101	0.013	0.007	0.053	0.021	0.010	0.085	0.011	0.007
Γ_s [ps ⁻¹]	0.676	0.004	0.004	0.677	0.007	0.004	0.675	0.003	0.003
$ A_{ }(0) ^2$	0.230	0.005	0.006	0.220	0.008	0.009	0.227	0.004	0.006
$ A_0(0) ^2$	0.520	0.004	0.007	0.529	0.006	0.012	0.522	0.003	0.007
$ A_S ^2$	0.097	0.008	0.022	0.024	0.014	0.028	0.072	0.007	0.018
δ_{\perp} [rad]	4.50	0.45	0.30	3.89	0.47	0.11	4.15	0.32	0.16
$\delta_{ }$ [rad]	3.15	0.10	0.05	[3.04, 3.23]		0.09	3.15	0.10	0.05
$\delta_{\perp} - \delta_S$ [rad]	-0.08	0.03	0.01	[3.02, 3.25]		0.04	-0.08	0.03	0.01

Рис. 22: Таблица со значениями параметров ϕ_s и Γ_s при 7 и 8 ТэВ. В третьем столбце приведены скомбинированные результаты Run1.

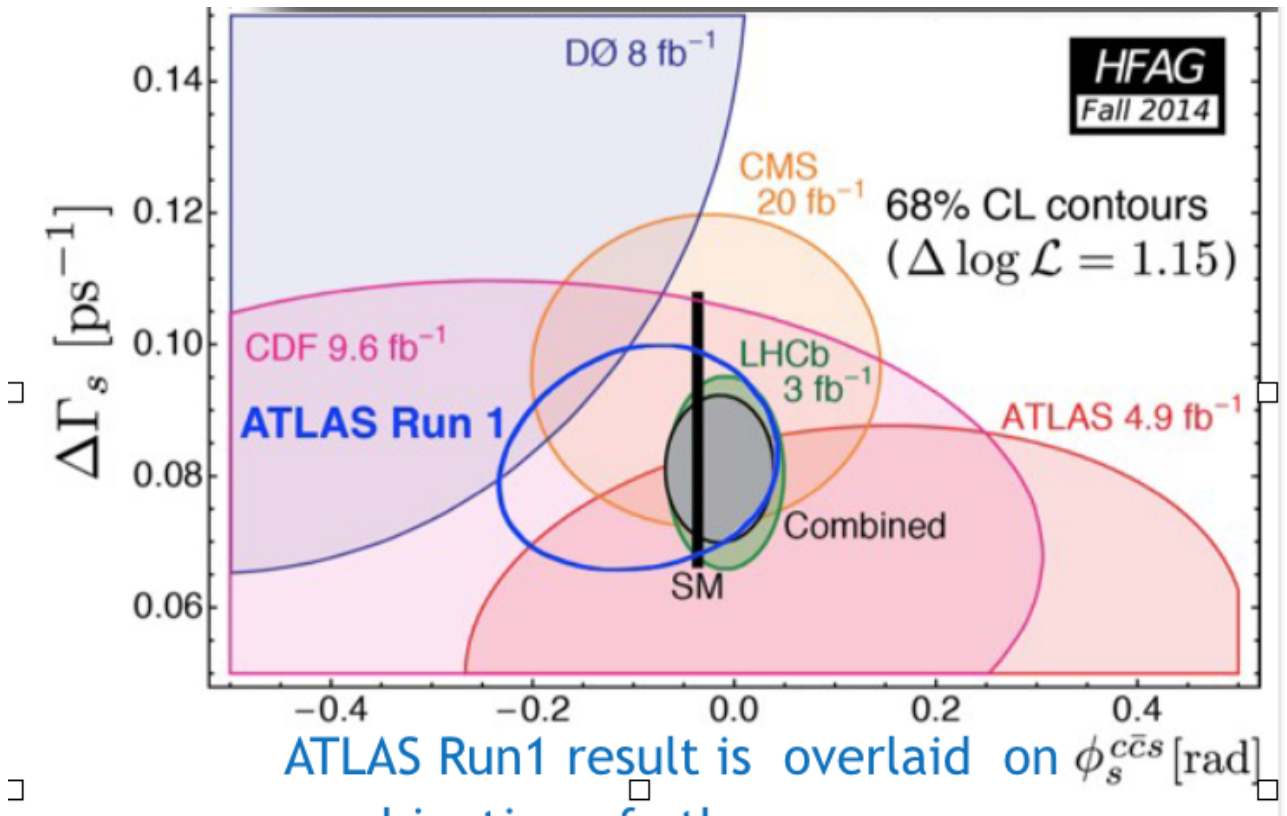


Рис. 23: Контур результата измерения при энергиях Run1 (синяя линия) наложен на результаты других экспериментов. Комбинация результатов измерений, произведенных всеми экспериментами, обозначена серой областью.