

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ИМЕНИ М.В.ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО–ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ  
ФИЗИКИ ИМЕНИ Д.В.СКОБЕЛЬЦЫНА

**Возможность использования первых данных  
установки ATLAS для изучения распадов  
 $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ .**

Н.В.Никитин, С.Ю.Сивоклоков, Л.Н.Смирнова, Д.А.Тлисов, К.С.Томс

Препринт НИИЯФ МГУ 2006–5/804

Москва 2006

N.V.Nikitin, S.Yu.Sivoklokov, L.N.Smirnova, D.A.Tlisov, K.S.Toms

e-mail: nnikit@mail.cern.ch, sivokl@mail.cern.ch, lsmirnov@mail.cern.ch, tlisov@sinp.msu.ru,

ktoms@mail.cern.ch

Preprint SINP MSU 2006-5/804

The first registration possibility of rare muonic  $B$ -mesons decays

$$B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \text{ at the ATLAS deceptor}$$

### Summary

In this article we study the registration possibility of rare muonic  $B$ -mesons decays  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  at the ATLAS deceptor (LHC, CERN). There is shown, which results can we obtained after three years of LHC operation at initial luminocity. We give the list of the most important non-combinatorial background processes for the rare muonic  $B$ -meson decays.

Н.В.НИКИТИН, С.Ю.СИВОКЛОКОВ, Л.Н.СМИРНОВА, Д.А.ТЛИСОВ, К.С.ТОМС

e-mail: nnikit@mail.cern.ch, sivokl@mail.cern.ch, lsmirnov@mail.cern.ch, tlisov@sinp.msu.ru,

ktoms@mail.cern.ch

Препринт НИИЯФ МГУ 2006-5/804

Возможность использования первых данных установки ATLAS

$$\text{для изучения распадов } B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

### Аннотация

В работе изучается возможность детектирования редких мюонных распадов  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  на установке ATLAS (LHC, CERN). Рассмотрено, какие результаты можно ожидать в первые три года работы ЛНС при начальной светимости. Приведен перечень важнейших некобинаторных фоновых процессов для редких мюонных распадов  $B$ -мезонов.

©Н.В.Никитин, С.Ю.Сивоклоков, Л.Н.Смирнова, Д.А.Тлисов, К.С.Томс 2006

©НИИЯФ МГУ 2006

# Введение

В настоящее время в Европейском центре ядерных исследований (CERN - Centre Européen de Recherche Nucléaire) интенсивно ведется строительство протон–протонного коллайдера LHC (Large Hadron Collider) на энергию 14 ТэВ в системе центра масс сталкивающихся протонов. Предполагается, что коллайдер начнет свою работу весной 2007 года. Официально утвержденный в 2005 году график работы LHC следующий. В 2007 году коллайдер должен работать 100 дней с начальной светимостью  $5,0 \times 10^{32}$  частиц/см<sup>2</sup>сек. Для 2008 и 2009 годов ожидается, что коллайдер будет иметь светимость  $2,0 \times 10^{33}$  частиц/см<sup>2</sup>сек (которая в принятой терминологии также называется начальной) и работать 200 дней в год. С 2010 года светимость LHC должна подняться до номинальной –  $1,7 \times 10^{34}$  частиц/см<sup>2</sup>сек – при сохранении прежней годовой продолжительности работы коллайдера.

На ускорителе LHC будут функционировать четыре детекторных установки: ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS), CMS (The Compact Muon Solenoid), LHCb и ALICE (A Large Ion Collider Experiment), расположенные в специальных шахтах в точках пересечения протонных пучков. Приоритетными задачами детекторов ATLAS и CMS (также проекта LHC в целом) являются поиск предсказанного в Стандартной Модели (СМ) бозона Хиггса и любых элементарных частиц, не укладывающихся в рамки СМ. Детектор ALICE предназначен для изучения столкновений тяжелых ионов и поиска в этих столкновениях кварк-глюонной плазмы или кварк-глюонной жидкости. Детектор LHCb специально оптимизирован для изучения  $b$ -физики, то есть физики, связанной с рождением и распадами адронов, содержащих прелестный кварк. Помимо LHCb,  $b$ -физика будет активно изучаться на установках ATLAS и CMS. Это связано с тем, что в первые три года работы ускорителя при низкой светимости набранной статистики будет недостаточно для прямого детектирования легчайших суперсимметричных частиц. Однако, данные частицы могут быть косвенно обнаружены (или поставлены чрезвычайно жесткие ограничения на их массы и на константы взаимодействия суперсимметричных частиц с частицами СМ) по их вкладу в амплитуды редких распадов  $B$ -мезонов и  $\Lambda_b$  - бариона.

Работа устроена следующим образом. В Главе 1 даны базовые понятия о редких распадах прелестных адронов. В Главе 2 представлено краткое теоретическое описание распадов  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . В Главе 3 подробно исследована возможность регистрации редких мюонных распадов  $B$ -мезонов на установке ATLAS с учетом вклада комбинаторного фона. В Главе 4



Рис. 1: Примеры диаграммы типа "пингвин" (слева) и "квадратик" (справа) для распада  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Необходимо подчеркнуть, что из "пингвинной" петли в этом случае может излучаться только виртуальный  $Z^0$ -бозон. Излучение виртуального фотона запрещено.

проведен анализ важнейших некомбинаторных фоновых процессов, которые могут повлиять на измерения парциальных ширин редких мюонных распадов  $B$ -мезонов.

## 1 Основные характеристики редких распадов

Редкие распады  $B$ -мезонов и  $\Lambda_b$ -бариона обусловлены переходами  $b$ -кварка в  $s$ - или  $d$ -кварк (так называемые нейтральные токи, нарушающие аромат). В рамках Стандартной Модели подобные переходы запрещены на древесном уровне и возникают начиная со второго порядка теории возмущений по электромагнитной и слабой константам за счет однопетлевых диаграмм типа "пингвин" и "квадратик" (см. рис. 1).

Парциальные ширины подобных распадов чрезвычайно малы и согласно предсказаниям СМ находятся в интервале от  $10^{-5}$  (редкий радиационный распад  $B_d^0 \rightarrow K^{*0}(892)\gamma$ , открытый коллаборацией CLEO в 1993 году [1]) до  $10^{-15}$  (редкий кабиббовски подавленный лептонный распад  $B_d^0 \rightarrow e^+ e^-$ , который невозможно наблюдать ни на одном существующем, строящемся или даже планирующемся в настоящее время ускорителе элементарных частиц). Характерные значения парциальных ширин редких распадов  $B$ -мезонов, которые потенциально доступны изучению на ускорителе ЛHC, представлены в Таблице 1.

Из Таблицы 1 видно, что основной прогресс в изучении редких распадов  $B$ -мезонов приходится на  $B$ -фабрики Belle, BaBar и CLEO. Однако протон-протонный коллайдер ЛHC обладает целым рядом преимуществ по сравнению с  $B$ -фабриками. **Во-первых**, на этом коллайдере возможно изучать редкие распады  $B_s^0$ -мезона,  $\Lambda_b$ -бариона и, при определенных условиях,  $B_c^+$ -мезона, что в принципе невозможно сделать на  $B$ -фабриках вследствие закона сохранения энергии. **Во-вторых**, на ЛHC открывается возможность прецизионного изуче-

Таблица 1: Характерные значения парциальных ширин редких распадов  $B$ -мезонов, которые потенциально могут быть зарегистрированы на ускорителе ЛHC. Для распадов, которые были ранее найдены на других установках, даны экспериментальные значения парциальных ширин из [2] и ссылки на оригинальные работы, соответствующие первому экспериментальному наблюдению.

| Канал                                       | Регистр.<br>на ЛHC | Парциальная<br>ширина            | Детектирование<br>& свойства                          | Эксперимен-<br>тальные работы |
|---|--------------------|----------------------------------|---|-------------------------------|
| $B_d^0 \rightarrow K^{*0} \gamma$           | да                 | $(4, 2 \pm 0, 6) \times 10^{-5}$ | CLEO (1993)   | [1], [2]                      |
| $B_s^0 \rightarrow \phi \gamma$             | да                 | $\sim 10^{-5}$                   |   |                               |
| $B_d^0 \rightarrow (\rho, \omega) \gamma$   | нет                | $(1, 3 \pm 0, 5) \times 10^{-6}$ | Belle (2005)  | [3]                           |
| $B_d^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$      | да                 | $(1, 3 \pm 0, 4) \times 10^{-6}$ | Belle, BaBar (2003)<br>Поиск расш. CM                 | [4], [5], [2]                 |
| $B_s^0 \rightarrow \phi \mu^+ \mu^-$        | да                 | $\sim 10^{-6}$                   | Поиск расш. CM  |                               |
| $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \mu^+ \mu^-$ | да                 | $\sim 10^{-6}$                   | Поиск расш. CM  |                               |
| $B \rightarrow K \mu^+ \mu^-$               | да                 | $(5, 6 \pm 2, 5) \times 10^{-7}$ | Belle, BaBar (2002)<br>Поиск расш. CM                 | [6], [7], [2]                 |
| $B \rightarrow \rho \mu^+ \mu^-$            | нет                | $\sim 10^{-7}$                   | фон для<br>$B \rightarrow \mu\mu$                     |                               |
| $B \rightarrow \pi \mu^+ \mu^-$             | нет                | $\sim 10^{-8}$                   | фон для<br>$B \rightarrow \mu\mu$                     |                               |
| $B_s^0 \rightarrow \gamma \mu^+ \mu^-$      | под<br>вопросом    | $\sim 10^{-8}$                   | фон для<br>$B \rightarrow \mu\mu$ ,<br>Поиск расш. CM |                               |
| $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$             | да                 | $\sim 10^{-9}$                   | Поиск расш. CM  |                               |
| $B_d^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$             | под<br>вопросом    | $\sim 10^{-10}$                  | только при номи-<br>нальной светимости                |                               |
| $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ | под<br>вопросом    | $< 10^{-10}$                     | только при номи-<br>нальной светимости                |                               |

ния дифференциальных распределений в редких распадах  $B_d^0 \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$  и  $B_s^0 \rightarrow \phi \mu^+ \mu^-$ , таких как распределение по инвариантной дилептонной массе и зарядовая лептонная асимметрия [8, 9]. Заметим, что коллаборация Belle в 2004 году представила первые данные по дифференциальным распределениям в распадах  $B_d^0 \rightarrow (K, K^*) \mu^+ \mu^-$  [10]. В начале 2006 года эти данные были уточнены [11]. ЛHC только за три года работы при начальной светимости сможет получить эти распределения с гораздо более высокой точностью. Как было показано в [8, 9], этой точности достаточно, чтобы разделить СМ и некоторые ее расширения, или поставить жесткие экспериментальные пределы на проявление физики вне рамок СМ. **В-третьих**, только на ЛHC будет возможна регистрация редких мюонных и, при определенных условиях, мюонных радиационных распадов с экстремально малыми парциальными ширинами порядка  $10^{-9}$  и ниже.

Все указанные выше преимущества связаны с тем, что сечение рождения  $b\bar{b}$ -пар на ЛHC по современным оценкам составляет примерно 500 микробарн, что на пять порядков превосходит сечение рождения  $b\bar{b}$ -пар на  $B$ -фабриках при сравнимых светимостях. По сравнению с протон-антипротонным коллайдером Tevatron (FNAL, США), коллайдер ЛHC имеет преимущество в светимости на порядок величины при начальной светимости ЛHC и на два порядка при номинальной светимости. Помимо этого, сечение рождения прелестных кварков на ЛHC примерно в 10 раз выше, чем на ускорителе Tevatron. Однако, преимущества ЛHC над  $B$ -фабриками частично нивелируются тем, что  $B$ -фабрики являются практически бесфоновыми машинами, в то время как на ЛHC исключение комбинаторного и некомбинаторного фоновых вкладов представляет серьезную проблему, особенно при детектировании экстремально редких распадов [9].

## 2 Теоретическое описание редких распадов

Теоретическое описание переходов  $b \rightarrow q$ , где  $q = \{d, s\}$ , удобно проводить, используя эффективный гамильтониан  $H^{eff}(b \rightarrow q)$ , записанный в форме вильсоновского разложения:

$$H^{eff}(b \rightarrow q) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{tb} V_{tq}^* \sum_i C_i(\mu) O_i(\mu), \quad (1)$$

где  $G_F$  - постоянная Ферми. В формуле (1) величины  $C_i(\mu)$  составляют набор вильсоновских коэффициентов, число которых и явный вид зависят от выбранной модели и приближения,

в каком для данных коэффициентов учитывается вклад жестких глюонов. Для СМ в вильсоновские коэффициенты в низшем порядке по константам электромагнитного и слабого взаимодействий вносят свой вклад петлевые диаграммы "пингвин" и "квадратик", а обмен жесткими глюонами вычисляется в рамках КХД в главном логарифмическом и следующем за ним приближениях [12]. Масштабный параметр  $\mu$ , который в данной задаче примерно равен массе  $b$ -кварка, разделяет жесткий и мягкий вклады от сильных взаимодействий. Мягкий вклад содержится в матричных элементах от базисных операторов  $O_i(\mu)$  между начальным и конечным адронными состояниями. Для СМ набор базисных операторов, дающих вклад в матричные элементы редких мюонных, мюонных радиационных и редких полумюонных распадов  $B$ -мезонов и  $\Lambda_b$ -бариона, следующий <sup>1</sup>:

$$\begin{aligned}
O_1 &= (\bar{q}_\alpha \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b_\alpha) (\bar{c}_\beta \gamma_\mu (1 - \gamma_5) c_\beta), \\
O_2 &= (\bar{q}_\alpha \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b_\beta) (\bar{c}_\beta \gamma_\mu (1 - \gamma_5) c_\alpha), \\
O_{7\gamma} &= \frac{e}{8\pi^2} \bar{q}_\alpha \sigma_{\mu\nu} [m_b(1 + \gamma_5) + m_s(1 - \gamma_5)] b_\alpha F^{\mu\nu}, \\
O_{9V} &= \frac{e^2}{8\pi^2} (\bar{q}_\alpha \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b_\alpha) \bar{\ell} \gamma_\mu \ell, \\
O_{10A} &= \frac{e^2}{8\pi^2} (\bar{q}_\alpha \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b_\alpha) \bar{\ell} \gamma_\mu \gamma_5 \ell,
\end{aligned} \tag{2}$$

Оператор  $O_{7\gamma}$  определяется вкладом "пингвинной" диаграммы с излучением фотона. В операторы  $O_{9V}$  и  $O_{10A}$  вносит вклад "пингвинная" диаграмма с излучением  $Z^0$ -бозона и диаграмма типа "квадратик". Кроме того, эффективный вильсоновский коэффициент при матричном элементе оператора  $O_{9V}$  содержит непертурбативный вклад  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $J/\psi$ ,  $\psi'$  и т.д. резонансов, возникающих от матричных элементов операторов  $O_1$  и  $O_2$  [13].

Матричные элементы базисных операторов по адронным состояниям вычисляются в рамках различных непертурбативных методов: правил сумм КХД, вычислений на решетках, кварковых моделей. Поскольку адроны, содержащие  $b$ -кварк, являются тяжелыми по сравнению с характерным энергетическим адронным масштабом  $\sim 1$  ГэВ, то для вычисления матричных элементов распадов  $B$ -мезонов и  $\Lambda_b$ -барионов был разработан ряд специальных методов, таких как эффективная теория тяжелых кварков [14] или эффективная теория при большой энергии отдачи [15]. Хотя в настоящее время при описании редких распадов тяже-

---

<sup>1</sup>В работе используются следующие определения:  $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ ,  $\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma_\mu, \gamma_\nu]$ ,  $\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}$  - полностью антисимметричный тензор четвертого ранга,  $\varepsilon^{0123} = -1$ ,  $e = \sqrt{4\pi\alpha_{em}}$ , где  $\alpha_{em}$  - постоянная тонкой структуры,  $\ell$  - обозначает легкий лептон - электрон или мюон,  $F^{\mu\nu}(x)$  - тензор напряженности электромагнитного поля.

лых адронов имеется хорошее численное согласие между предсказаниями различных непертурбативных методов, однако точность каждого отдельного метода не может быть лучше 15%. К этому надо добавить точность вычисления вильсоновских коэффициентов, численные значения которых, вообще говоря, чувствительны к выбору масштабного параметра  $\mu$ . Считается, что для рассматриваемого круга задач  $\mu \in [m_b/2, 2m_b]$ . В этом случае в приближении, следующим за главными логарифмами (так называемое NLO-приближение), точность вычисления коэффициентов Вильсона порядка 15%, а в следующем за ним приближении (NNLO) порядка 7% вне области  $J/\psi$  и  $\psi'$ -резонансов [12].

Наименьшие теоретические неопределенности ожидаются в предсказаниях парциальных ширин редких лептонных распадов  $B_{d,s}^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-$ . Для этих процессов в рамках СМ ненулевым оказывается только матричный элемент  $\langle 0 | \bar{q} \gamma_\mu b | \bar{B}_q^0(p, M) \rangle = i f_{B_q} p_\mu$ . Кроме того, из уравнений движения следует, что  $p_\mu \bar{\ell} \gamma^\mu \ell = 0$ . Таким образом, из всего набора базисных операторов (2) остается только вклад оператора  $O_{10A}$ . Тогда для парциальной ширины легко получить следующее выражение:

$$Br(B_q^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-) = \tau_{B_q} \frac{(G_F \alpha_{em})^2}{16\pi^3} |V_{tq}^* V_{tb}|^2 (m_\ell f_{B_q} C_{10A}(\mu))^2 \sqrt{M^2 - 4m_\ell^2}, \quad (3)$$

где  $\tau_{B_q}$  - время жизни  $B_q^0$  - мезона. В NLO приближении вильсоновский коэффициент  $C_{10A}$  не зависит от масштабного параметра  $\mu$ . Таким образом, неопределенность в предсказания парциальных ширин для редких лептонных распадов зависит только от неопределенности в предсказании  $f_{B_q}$  (около 5%) и неопределенности в знании величин элементов матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскава ( $\sim 10\%$  для  $|V_{ts}|$  и  $\sim 50\%$  для  $|V_{td}|$ ). Неопределенностями во временах жизни и массах  $B_q^0$  - мезонов можно пренебречь.

## 3 Редкие мюонные распады $B$ -мезонов на установке ATLAS

### 3.1 Мотивация регистрации редких мюонных распадов $B$ -мезонов на установке ATLAS

Редкими мюонными распадами  $B$ -мезонов называются распады  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , парциальные ширины которых в рамках СМ предсказываются на уровне  $Br(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) \sim 10^{-9}$  и  $Br(B_d^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) \sim 10^{-10}$  (см. Таблицу 2) примерно с 20% теоретической неопределенностью для  $B_s^0$  и с гораздо бóльшей для  $B_d^0$ . Изучение этих распадов на установке ATLAS имеет как



теоретическую, так и экспериментальную мотивацию.

С теоретической точки зрения, предсказания для данных каналов в рамках СМ имеют наименьшую возможную ошибку в оценке непертурбативного вклада от сильных взаимодействий (см. раздел 2). Кроме того, ожидается, что парциальные ширины распадов  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  могут быть чрезвычайно чувствительными к определенным расширениям СМ. Так для Минимальной суперсимметричной модели (MSSM) с большими значениями  $\tan \beta$  предсказывается, (см., например, работы [16] и многочисленные ссылки в них), что:

$$Br(B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{MSSM, large \tan \beta} \sim \tan^6 \beta / M_H^2, \quad (4)$$

где  $M_H$  – масса заряженного хиггсовского бозона. Это может привести к увеличению парциальных ширин в 10 и более раз. Необходимо отметить, что предсказание (4) было сделано без учета вклада от обмена жесткими глюонами в вильсоновские коэффициенты. Учет такого вклада даже в главном логарифмическом приближении может существенно скорректировать оптимистическое предсказание (4).

С экспериментальной точки зрения, только на ЛНС возможно будет измерить парциальные ширины редких мюонных распадов в согласии с предсказаниями СМ за разумное время (порядка 3-х – 4-х лет). В Таблице 2 представлены текущие экспериментальные верхние пределы на парциальные ширины распадов  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . На начало 2006 года лидером является коллаборация CDF, работающая на коллайдере Tevatron. Однако ее результат на два порядка превосходит предсказания СМ. Для преодоления этих двух порядков ускорителю Tevatron понадобится накапливать дополнительную статистику более десяти лет.

Кроме того, при номинальной светимости ускорителя ЛНС детекторы ATLAS и CMS будут иметь преимущество в статистике над ЛНСb именно в детектировании редких мюонных распадов. Наконец, редкие мюонные распады имеют простые кинематические свойства, которые позволяют сформулировать эффективные экспериментальные критерии отбора. Они будут подробно описаны в следующем разделе.

### 3.2 Детектирование редких лептонных распадов $B$ -мезонов на установке ATLAS во время работы ЛНС при низкой светимости.

В 2004–2005 году коллаборацией ATLAS проводился сеанс генерации данных с использованием полного физического моделирования детектора, отражающего последние изменения в

Таблица 2: Текущие экспериментальные верхние пределы на парциальные ширины распадов  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ .

| Канал распада                   | Теоретические предсказания  | Экспериментальные ограничения   |
|---------------------------------|---|---|
| $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ | $3,5 \times \frac{ V_{ts}^* V_{tb} ^2}{2,2 \times 10^{-3}} \times 10^{-9}$  | $< 2,0 \times 10^{-7}$ (CDF, Run2) 95% C.L. [17]<br>$< 3,7 \times 10^{-7}$ (D0, Run2) 95% C.L. [18]<br>$< 5,0 \times 10^{-7}$ (D0, Run2) 95% C.L. [19]<br>$< 7,5 \times 10^{-7}$ (CDF, Run2) 95% C.L. [20]<br>$< 2,6 \times 10^{-6}$ (CDF, Run1) 95% C.L. [21]                                    |
| $B_d^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ | $0,9 \times \frac{ V_{td}^* V_{tb} ^2}{6,9 \times 10^{-5}} \times 10^{-10}$ | $< 3,9 \times 10^{-8}$ (CDF, Run2) 90% C.L. [17]<br>$< 8,3 \times 10^{-8}$ (BaBar) 90% C.L. [22]<br>$< 1,5 \times 10^{-7}$ (CDF, Run2) 90% C.L. [20]<br>$< 1,6 \times 10^{-7}$ (Belle) 90% C.L. [23]<br>$< 6,1 \times 10^{-7}$ (CLEO) 95% C.L. [24]<br>$< 8,3 \times 10^{-6}$ (UA1) 90% C.L. [25] |

его конструкции, и новейших версий программного обеспечения, применяемого для реконструкции сигнала [26]. Программное обеспечение функционировало в рамках универсальной оболочки Athena [27] с использованием элементов GRID. Данный этап генерации данных получил название "Rome Production". Основной задачей изучения возможности регистрации редких мюонных распадов по результатам "Rome production" являлась задача определения в первые три года работы LHC при начальной светимости. Моделировалась сигнал от распада  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  и комбинаторные фоновые процессы вида:  $b\bar{b}$  ( $b\bar{b}b\bar{b}$ ,  $b\bar{b}c\bar{c}$ )  $\rightarrow \mu^+ \mu^- X$ , в которых мюонная пара образуется от полулептонных распадов  $b$  и/или  $c$ -кварков. Для моделирования использовался модуль PythiaB [28] оболочки Athena, написанный на основе Монте-Карло генератор Pythia [29] версии 6.226.

В наборах сигнальных и фоновых данных отбирались события, удовлетворяющие критериям триггеров первого (LVL1) и второго (LVL2) уровней: поперечный импульс каждого мюона  $p_T(\mu) > 6$  ГэВ и псевдобыстроты мюонов  $|\eta(\mu)| < 2,5$ <sup>2</sup>. Для реконструкции вершины  $B_s^0$ -мезона использовались две различные процедуры. Первая соответствует так называемому вершинному алгоритму STMVFT [30], разработанному коллаборацией CDF и адапти-

<sup>2</sup>Для сигнальных событий, удовлетворяющих подобным критериям отбора, принята запись  $B_s^0 \rightarrow \mu b \mu b$

рованному для установок CMS и ATLAS. Вторая – вершинному алгоритму VKalVrt [31], основанному на алгоритме Кальмана.

Таблица 3: Число сигнальных  $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  и фоновых событий и эффективность критериев отбора. Число событий соответствует  $10 \text{ фб}^{-1}$  интегральной светимости установки LHC.

| Критерии   | Фон: $b\bar{b}$ ( $b\bar{b}b\bar{b}$ , $b\bar{b}c\bar{c}$ ) $\rightarrow \mu^+\mu^-X$ |                      | Сигнал: $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ |         |
|--|---|----------------------|--|---------|
| Процедура фитирования  | CTMVFT  | VKalVrt              | CTMVFT                                 | VKalVrt |
| $p_T(\mu) > 6 \text{ GeV};$<br>$\eta(\mu) < 2,5;$<br>$\Delta R_{\mu\mu} < 0,9$ | $6,0 \times 10^6$<br>событий  |                      | 50<br>событий                          |         |
| $M_{\mu\mu}$ в интервале<br>[5, 30; 5, 52] ГэВ                                 | $2,0 \times 10^{-2}$  | –                    | 0,77                                   | –       |
| Изоляционный критерий  | $5 \times 10^{-2}$  |                      | 0,36                                   |         |
| $\sigma < 90\mu\text{м};$<br>$L_{xy} > 15\sigma;$<br>$\alpha < 1^\circ$        | $2,8 \times 10^{-3}$  | –                    | 0,2                                    | –       |
| $L_{xy} > 11\sigma;$<br>$\chi^2 < 15$  | –   | $0,7 \times 10^{-4}$ | –                                      | 0,4     |
| Окончательное число событий  | $15 \pm 10$   | $20 \pm 20$          | 3                                      | 7       |

Для выделения сигнальных событий использовались критерии отбора, полная сводка которых дана в Таблице 3. Прежде всего использовался критерий отбора по поперечному импульсу мюона  $p_T(\mu)$ , псевдобыстроте  $\eta(\mu)$  и по расстоянию  $\mu^+$ - и  $\mu^-$ -треков  $\Delta R_{\mu\mu}$  в плоскости  $(\eta, \phi)$ , где  $\phi$  - азимутальный угол. Далее выполнялся отбор по инвариантной массе  $\mu^+\mu^-$ -пары  $M_{\mu\mu}$ . Асимметрия в выборе интервала по  $M_{\mu\mu}$  связана с тем, что рядом с пиком  $B_s^0$ -мезона находится пик от  $B_d^0$ -мезона, который не должен попасть в интервал по инвариантной массе мюонной пары. Дополнительно применялся так называемый "изоляционный критерий", заключающийся в требовании отсутствия иных заряженных треков, кроме тре-

ков положительно и отрицательно заряженных мюонов, в конусе с углом раствора  $15^\circ$ . Ось конуса совпадает с направлением движения  $B_s^0$ -мезона.

После выполнения восстановления вершины при помощи CTMVFT алгоритма, применялось требование на точность восстановления вершины  $\sigma$  и на длину пробега  $B_s^0$ -мезона  $L_{xy}$  в поперечной плоскости от точки рождения до точки распада. Дополнительно задавалось требование на угол  $\alpha$  между восстановленным направлением движения мезона от точки рождения к точке распада и направлением суммарного трехимпульса  $\mu^+\mu^-$ -пары. Очевидно, что в идеальном случае оба направления должны совпадать, поэтому требование на угол  $\alpha$  выбрано достаточно жестким.

После восстановления вершины при помощи алгоритма VKalVrt задавалось требование на качество восстановления (критерий  $\chi^2$ ) и на длину пробега  $L_{xy}$ . Условия на инвариантную массу мюонной пары  $M_{\mu\mu}$  и угол  $\alpha$  учтены в фитирующей процедуре VKalVrt и отражены в значении  $\chi^2$ . Специально их задавать не требовалось.

Результаты отбора, нормированные на интегральную светимость в  $10 \text{ фб}^{-1}$ , приведены в Таблице 3. Из таблицы следует, что вершинный алгоритм VKalVrt потенциально работает несколько лучше, чем алгоритм CTMVFT.

Необходимо дать комментарий относительно величин статистических ошибок, приведенных в Таблице 3 для фоновых и сигнальных событий. При моделировании отбора фоновых событий использовался набор данных, содержащий порядка 50 тысяч полупетонных распадов  $b$ - и  $c$ -кварков. В результате применения всех критериев Таблицы 3 остались три и одно событие для вершинных алгоритмов CTMVFT и VKalVrt соответственно. Статистическая ошибка для этих событий определила статистическую ошибку для фона в Таблице 3. Для сигнального канала число промоделированных событий равнялось 5000. После отбора в соответствии с критериями Таблицы 3, осталось около 280 и 720 событий для вершинных алгоритмов CTMVFT и VKalVrt соответственно. Такое число событий соответствует статистической ошибке моделирования сигнальных событий в несколько процентов. Поэтому в пересчитанных к интегральной светимости в  $10 \text{ фб}^{-1}$  сигнальных событиях статистическая ошибка не приведена.

Используя данные Таблицы 3, можно оценить верхние пределы для частичной ширины распада  $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ , которые может установить эксперимент ATLAS на 90% – ом уровне достоверности в первые три года работы ЛНС при начальной светимости. В качестве реперных

выбраны точки, соответствующие интегральным светимостям в  $100 \text{ пб}^{-1}$  (первые несколько месяцев),  $10 \text{ фб}^{-1}$  (первый год) и  $30 \text{ фб}^{-1}$  (первые три года). Эти предсказания сравниваются с лучшим верхним пределом на  $Br(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ , полученным из комбинации данных установок CDF и D0 коллайдера Tevatron в 2005 году.

Величина сечения рождения  $B_s^0$ -мезона  $\sigma(B_s^0)$  вычислялась программой Монте-Карло генерации Pythia и корректировалась с учетом геометрической эффективности  $\alpha(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$  регистрации распадов  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  с  $p_T(\mu) > 6 \text{ ГэВ}$  и  $|\eta(\mu)| < 2,5$  на установке ATLAS. Эта величина равна  $\sigma(B_s^0) \times \alpha(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 0.42 \mu\text{б}$ . Сечение фоновых процессов  $\sigma(BG)$  с учетом геометрической эффективности регистрации мюонов оказалось равным  $\sigma(BG) = 600 \text{ пб}$ . В Таблице 3 можно найти полное число фоновых событий для интегральной светимости  $10 \text{ фб}^{-1}$ . Предполагая, что число фоновых событий всегда пропорционально интегральной светимости, можно оценить это число для любой интегральной светимости  $L$  из простой формулы (используется результат работы вершинного алгоритма VKalVrt из Таблицы 3):

$$N(L) = (20 \pm 20) \frac{L (\text{фб}^{-1})}{10}. \quad (5)$$

Зная  $N(L)$ , можно найти чувствительность установки к одному сигнальному событию (**Single Event Sensitivity**):

$$SES(L) = \frac{1 \text{ событие } B_s^0 \rightarrow \mu\text{б}\mu\text{б}}{N(L)} \times \frac{\sigma(BG)}{\sigma(B_s^0) \times \alpha(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) \times \epsilon_\mu^2}, \quad (6)$$

где  $\epsilon_\mu = 0,95$  – эффективность регистрации одиночного мюона на установке ATLAS. Верхние пределы для  $Br(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$  на 90% уровне достоверности, которые можно будет получить на установке ATLAS в первые три года работы ЛHC при начальной светимости, представлены в Таблице 4. Для вычисления этих пределов использовались стандартные утилиты [32].

Из таблицы видно, что по данным первого года работы ЛHC при начальной светимости установка ATLAS может получить верхний предел на  $Br(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ , превосходящий лучший верхний предел на редкий мюонный распад  $B_s^0$ , найденный из комбинированных данных коллабораций CDF и D0. После трех лет работы ЛHC при начальной светимости верхний предел всего в два раза будет превышать предсказания Стандартной Модели. Поэтому можно ожидать жестких ограничений на физику вне рамок СМ или, при благоприятных условиях, открытия "новой физики".

Таблица 4: Верхние пределы для  $Br(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$  на 90% уровне достоверности, которые можно будет получить на установке ATLAS в первые три года работы LHC при начальной светимости.

| Интегральная светимость LHC | SES(L)               | Сигнал после всех критериев отбора | Фон после всех критериев отбора | ATLAS Верхний предел на 90% уровне | CDF&D0 Верхний предел на 90% уровне |
|-----------------------------|----------------------|------------------------------------|---------------------------------|------------------------------------|-------------------------------------|
| 100 пб <sup>-1</sup>        | $2,7 \cdot 10^{-8}$  | $\sim 0$                           | $\sim 0.2$                      | $6.4 \cdot 10^{-8}$                | $1.2 \cdot 10^{-7}$                 |
| 10 фб <sup>-1</sup>         | $2,7 \cdot 10^{-10}$ | $\sim 7$                           | $\sim 20$                       | $7.0 \cdot 10^{-9}$                |                                     |
| 30 фб <sup>-1</sup>         | $0.9 \cdot 10^{-10}$ | $\sim 21$                          | $\sim 60$                       | $6.6 \cdot 10^{-9}$                |                                     |

## 4 Фоновые процессы для редких мюонных распадов на установке ATLAS

Для того чтобы иметь возможность искать "новую физику" в редких мюонных распадах  $B$ -мезонов, необходимо корректно учесть вклады всех фоновых процессов в рамках СМ. Это является нетривиальной задачей, поскольку нужно найти и оценить все фоновые процессы для распада с парциальной шириной  $\sim 10^{-9}$ , которые могут возникнуть на адронном коллайдере.

Хорошо известно, что основным фоновым вкладом для редких распадов  $B$ -мезонов на установке ATLAS служит комбинаторный перебор мюонов и антимюонов в димюонную пару (так называемый комбинаторный фоновый вклад). Мюоны образуются либо в процессе  $b\bar{b}$  ( $b\bar{b}b\bar{b}$ ,  $b\bar{b}c\bar{c}$ )  $\rightarrow \mu^+\mu^-X$ , когда  $b$ - или  $c$ -кварки претерпевают полуплептонный распад, либо, когда имеет место каскадный распад одного из очарованных кварков по схеме:  $b(\bar{b}) \rightarrow c\mu^-X(\bar{c}\mu^+X) \rightarrow s\mu^+\mu^-X(\bar{s}\mu^-\mu^+X)$ . Данные фоновые процессы всегда учитывались при моделировании возможности регистрации редких распадов  $B$ -мезонов [33]. К сожалению, неопределенность предсказаний для величины данного фонового вклада может достигать фактора три, что связано с высокой чувствительностью аппроксимации сечения образования тяжелых кварков от энергий Tevatron-а до энергий LHC к параметрам аппроксимации и к эволюции константы сильного взаимодействия  $\alpha_s(\mu)$ . Окончательные данные о комби-

наторном фоне могут быть получены только после начала работы ЛНС из прямых экспериментальных измерений.

В настоящем разделе рассматриваются некобинаторные фоновые процессы для редких мюонных распадов  $B$ -мезонов. К ним относятся экзотические распады или редкие распады с парциальными ширинами меньше  $10^{-6}$ , которые не включены в распространенные Монте-Карло генераторы, такие как, например, Pythia [29]. Еще один существенный класс фоновых процессов связан с ошибочной идентификацией адронов как мюонов на установке ATLAS (так называемая "hadron-muon misidentification").

В отсутствии критериев отбора, перечисленных в подразделе 3.2, комбинаторный фоновый вклад является абсолютно доминирующим. После применения всех критериев отбора ситуация может существенно измениться, поскольку некобинаторные фоновые процессы в определенных областях своего фазового объема имеют характеристики, идентичные сигнальным процессам  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , и не могут быть эффективно подавлены никакими критериями отбора.

В данном разделе все оценки для некобинаторных фоновых процессов выполнены на уровне генерации данных при помощи стандартного программного обеспечения коллаборации ATLAS (модуль PythiaB [28] программного комплекса Athena), с учетом простейших требований триггеров первого и второго уровня. Следует особо подчеркнуть, что полное физическое моделирование прохождения некобинаторных фоновых событий через установку не проводилось, поскольку основной задачей данного раздела является лишь отбор наиболее важных из этих фоновых процессов для их полного компьютерного моделирования и физической обработки.

#### 4.1 Распады $B^{0,\pm} \rightarrow \pi^{0,\pm} \mu^+ \mu^-$ как фоновые к распадам $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$

В качестве первого примера некобинаторных фоновых процессов рассмотрим редкие каиббовски подавленные полулептонные распады  $B^{0,\pm} \rightarrow \pi^{0,\pm} \mu^+ \mu^-$ . Эти распады можно рассматривать в качестве фоновых, поскольку разрешение по массе  $B$ -мезона в распадах  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  для установки ATLAS составляет  $\sigma_{B \rightarrow \mu\mu} \approx 80$  МэВ (см. Таблицу 8 в работе [34]), что по порядку величины совпадает с массой  $\pi$ -мезонов, величина которой определяет отличие максимальной инвариантной массы  $\mu^+ \mu^-$ -пары от массы  $B$ -мезонов в редких полулептонных распадах, то есть принимая во внимание экспериментальное разрешение уста-

новки ATLAS можно записать, что

$$M_{\mu\mu} = M_B - M_\pi \approx M_B - \sigma_{B \rightarrow \mu\mu} \sim M_B.$$

При этом, в рамках СМ парциальные ширины распадов  $B \rightarrow \pi\mu^+\mu^-$  равны [12, 35, 36]:

$$Br(B_d^0 \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-) = Br(B^\pm \rightarrow \pi^\pm\mu^+\mu^-) = 2.0 \times \frac{|V_{td}^*V_{tb}|^2}{6.9 \times 10^{-5}} \times 10^{-8}.$$

Это в 100 раз больше, чем предсказания СМ для парциальной ширины распада  $B_d^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  и в 10 раз больше, чем предсказания для парциальной ширины распада  $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  (см. Таблицу 2). Дополнительно необходимо учесть, что при энергиях ЛНС  $B_d^0$  и  $B^\pm$ -мезонов рождается примерно в 4 раза больше, чем  $B_s^0$ -мезонов.

Необходимо заметить, что как фоновые процессы, распады  $B^\pm \rightarrow \pi^\pm\mu^+\mu^-$  менее значимы, чем распад  $B_d^0 \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-$ . Действительно, в первом случае из вершины распада  $B^\pm$ -мезонов выходит три заряженных трека, в то время как для распадов  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  ожидается только два. Два трека будет только в том случае, если выполнено условие потери трека во Внутреннем детекторе, то есть когда  $p_T(\pi^\pm) < 0,5$  ГэВ, что обеспечивает подавление фонового вклада от распадов  $B^\pm \rightarrow \pi^\pm\mu^+\mu^-$  более чем на порядок <sup>3</sup>. Для распада  $B_d^0 \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-$  во Внутреннем детекторе автоматически фиксируются только два противоположно заряженных трека, в то время как  $\pi^0$ -мезон не детектируется в калориметре, если его энергия меньше 2–4 ГэВ, что, очевидно, превышает максимальную энергию потерянных  $\pi^\pm$ -мезонов во Внутреннем детекторе ( $E_{\pi^\pm} \sim 0,5$  ГэВ) в 4–8 раз.

Распределения по инвариантной массе мюонной пары в распадах  $B_d^0 \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-$  и  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  представлены на рисунке 2. Данные распределения были смоделированы при помощи Монте-Карло генератора Pythia без использования математической модели детектора ATLAS. Для мюонов учитывались простейшие ограничения, накладываемые триггерами первого и второго уровня установки ATLAS:  $|\eta(\mu)| < 2,5$  и  $p_T(\mu) > 6$  ГэВ. Для реалистичного моделирования распада  $B_d^0 \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-$  в программу моделирования был включен теоретически обоснованный матричный элемент [12, 35, 36]. На обоих графиках приведены только те события, в которых  $\pi^0$ -мезон не идентифицируется в калориметрической системе установки ATLAS. Левый график соответствует условию  $p_T(\pi^0) < 4$  ГэВ, которое в настоящей

<sup>3</sup>Более точно, нужно было бы потребовать, чтобы два любых противоположно заряженных трека имели  $p_T > 0,5$  ГэВ, а третий трек имел  $p_T < 0,5$ , однако для рассматриваемых в настоящем подразделе распадов ошибочная идентификация пионов как мюонов может не приниматься во внимание.



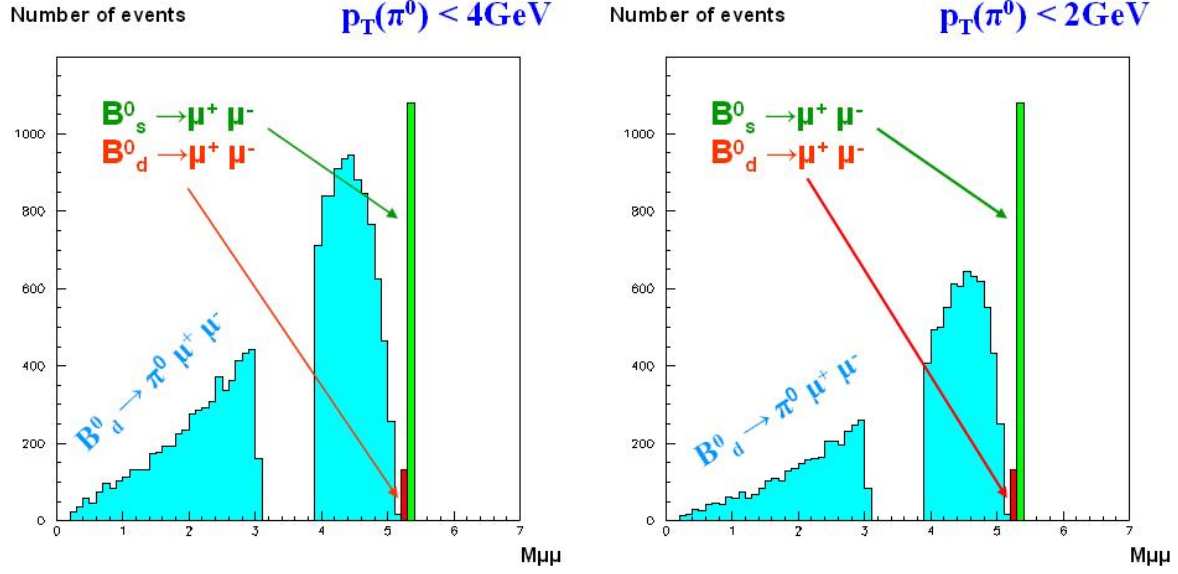


Рис. 2: Распределения по инвариантной массе мюонной пары в распадах  $B_d^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  и  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Ширина одного бина гистограммы равна 100 МэВ, что соответствует по порядку величины разрешению по массе  $B_{d,s}^0$ -мезонов в распадах  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  на установке ATLAS. Щель в распределении по инвариантной димюонной массе в распаде  $B_d^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  соответствует области  $J/\psi$  и  $\psi'$ -резонансов, которая исключается в экспериментальной процедуре детектирования всех редких полулептонных распадов  $B$ -мезонов [8].

работе отождествляется с условием потери  $\pi^0$ -мезона, а правый – более жесткому условию  $p_T(\pi^0) < 2$  ГэВ. Ширина одного бина гистограммы равна 100 МэВ, что по порядку величины совпадает с разрешением по массе  $B_{d,s}^0$ -мезонов в распадах  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  на установке ATLAS. Щель в распределении по инвариантной димюонной массе в распаде  $B_d^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  соответствует области  $J/\psi$  и  $\psi'$ -резонансов, которая исключается в экспериментальной процедуре детектирования всех редких полулептонных распадов  $B$ -мезонов [8].

Из распределений рис.2 можно видеть, что точка, соответствующая максимально возможной инвариантной димюонной массе, находится немного левее пиков  $B_d^0$  и  $B_s^0$ -мезонов. Однако после полного моделирования установки оба острых пика должны "расплыться" на масштабе порядка нескольких  $\sigma_{B \rightarrow \mu\mu}$ , а "хвост" распределения от распада  $B_d^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  должен накрыть пик от  $B_d^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  и, с меньшей вероятностью, пик от  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . После проведения полного моделирования установки ATLAS станет осмысленным применение дополнительных критериев отбора по качеству восстановления вершины, "изоляционного

ограничения" и критерия отбора по углу между направлением от первичной вершины к вторичной и восстановленным импульсом  $B$ -мезона <sup>4</sup> (см. раздел 3.2), которые должны еще больше уменьшить вклад от фоновых процессов  $B \rightarrow \pi\mu^+\mu^-$ .

В заключение необходимо заметить, что распады  $B^{0,\pm} \rightarrow \pi^{0,\pm}\mu^+\mu^-$  как фоновые не представляют никакого интереса для LHCb, где разрешение по массе  $B_{d,s}^0$  в редких мюонных распадах почти на порядок лучше, чем на установке ATLAS [37], но могут оказаться важными для установки CMS.

## 4.2 Четырехлептонные распады $B^{+-}$ и $B_c^+$ -мезонов как фоновые к распадам $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$

В данном подразделе рассматриваются четырехлептонные распады  $B$ -мезонов  $B^+ \rightarrow \mu^+\mu^-\ell^+\nu_\ell$  и  $B_c^+ \rightarrow \mu^+\mu^-\ell^+\nu_\ell$ , где  $\ell$  – электрон или мюон. Будет показано, что при разумных допущениях относительно парциальных ширин подобных распадов, четырехлептонные распады  $B^+$  и  $B_c^+$ -мезонов являются одним из важнейших некомбинаторных фоновых процессов к распадам  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ .

Перечислим причины, которые делают четырехлептонные распады  $B$ -мезонов важными фоновыми процессами к распадам  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  на установке ATLAS. Во-первых, нейтрино от четырехлептонных распадов не могут быть зарегистрированы на установке ATLAS. Во-вторых, если поперечный импульс  $p_T$  одного из заряженных лептонов удовлетворяет условию  $p_T(\ell) < 0,5$  ГэВ, то трек от этого лептона не будет зарегистрирован во Внутреннем детекторе. Таким образом, только два заряженных лептонных трека будут наблюдаться выходящими из вершины распада  $B$ -мезона, что имитирует сигнатуру распадов  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ . Поскольку оба нерегистрируемых лептона "мягкие", то инвариантная масса регистрируемой мюонной пары может с большой вероятностью оказаться порядка массы  $B_{d,s}^0$ -мезонов <sup>5</sup>. Таким образом, четырехлептонные распады  $B^+$  и  $B_c^+$ -мезонов могут являться фоновыми процессами для редких полумюонных распадов. Подобные фоновые процессы важны как для установки ATLAS, так и для установок CMS и LHCb.

<sup>4</sup>На уровне моделирования при помощи Монте-Карло генератора Pythia эффективность углового критерия отбора равна 100%, а эффективность "изоляционного" критерия слабо коррелирует с эффективностью этого же критерия после выполнения полного физического моделирования детектора.

<sup>5</sup>Рассматриваются только те ситуации, в которых два заряженных трека соответствуют противоположно заряженным лептонам.

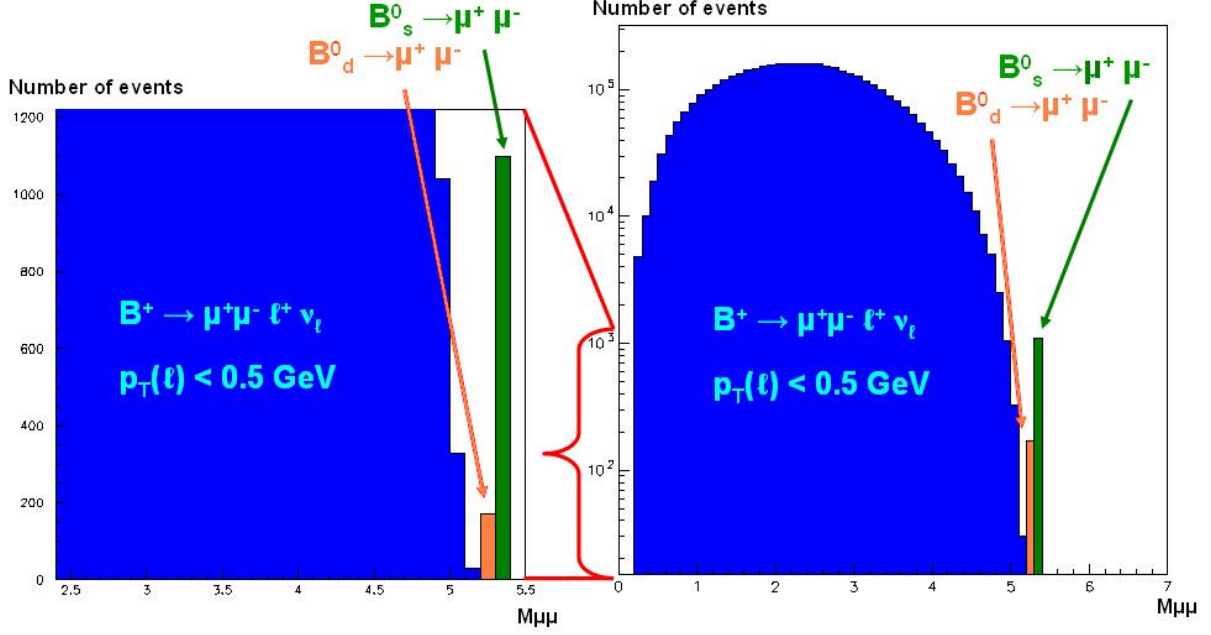


Рис. 3: Распределения по величине инвариантной димюонной массы для распадов  $B^+ \rightarrow \mu^+\mu^-\ell^+\nu_\ell$  и  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ . Ширина одного бина гистограммы равна 100 МэВ, что соответствует по порядку величины разрешению по массе  $B_{d,s}^0$ -мезонов в распадах  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  на установке ATLAS.

Из весьма приблизительной оценки следует, что парциальные ширины распадов  $B^+ \rightarrow \mu^+\mu^-\ell^+\nu_\ell$  лежат в интервале <sup>6</sup> от  $10^{-5}$  до  $10^{-7}$ . Для распада  $B_c^+ \rightarrow \mu^+\mu^-\ell^+\nu_\ell$  численные значения парциальной ширины находятся в интервале <sup>7</sup> от  $10^{-4}$  до  $10^{-6}$ .

Для детектирования распадов  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  на установке ATLAS учет фонового вклада от распадов  $B^+ \rightarrow \mu^+\mu^-\ell^+\nu_\ell$  более существенен, чем учет фонового вклада от распадов  $B_c^+ \rightarrow \mu^+\mu^-\ell^+\nu_\ell$ . Действительно, вероятность рождения  $B_c^+$ -мезона при энергии ЛHC в 400 раз меньше, чем вероятность рождения  $B^+$ -мезона при той же самой энергии, в то время

<sup>6</sup>В настоящее время отсутствуют корректные теоретические предсказания для парциальных ширин четырехлептонных распадов  $B^{+-}$  и  $B_c^{+-}$ -мезонов. Экспериментальные измерения парциальных ширин этих распадов не проводились. Поэтому для оценок парциальных ширин приходится использовать весьма грубые приближения. Все дальнейшие предсказания данной работы делаются в предположении, что  $Br(B^+ \rightarrow \mu^+\mu^-\ell^+\nu_\ell) = 5 \times 10^{-6}$ . Скорее всего, это значение завышено по сравнению с истинным, но не более чем на порядок. Исчерпывающий теоретический анализ четырехлептонных распадов  $B$ -мезонов в настоящее время находится в процессе выполнения.

<sup>7</sup>Далее в работе эта парциальная ширина предполагается равной  $8 \times 10^{-5}$ .

как  $Br(B^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- \ell^+ \nu_\ell)$  только в 10 или 15 раз меньше, чем  $Br(B_c \rightarrow \mu^+ \mu^- \ell^+ \nu_\ell)$ . Таким образом, фоновый вклад от распадов  $B^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- \ell^+ \nu_\ell$  в 25 или даже в 40 раз больше, чем фоновый вклад от распадов  $B_c^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- \ell^+ \nu_\ell$ . Кроме того, время жизни  $B_c^+$ -мезона примерно в 4 раза меньше времени жизни  $B^{+-}$  и  $B^0$ -мезонов. Таким образом, вершины распадов  $B_c^+$ -мезонов находятся ближе к точке столкновения, чем вершины распадов  $B^0$ - и  $B^{+-}$ -мезонов, что должно обеспечивать хорошее сепарирование распадов  $B_c^+$ -мезонов от распадов  $B^+$ ,  $B_d^0$  и  $B_s^0$ -мезонов.

Важность учета фонового вклада от распадов  $B^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- \ell^+ \nu_\ell$  иллюстрируется рисунком 3. На рисунке представлены распределения по инвариантной димюонной массе для распадов  $B^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- \ell^+ \nu_\ell$  и  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Эти распределения были получены с использованием компьютерного моделирования методом Монте-Карло. В процессе моделирования четырехчастичные распады описывались в приближении фазового объема и не использовалась математическая модель детектора ATLAS. Дополнительно учитывались требования триггеров первого и второго уровня, налагаемые ими на характеристики мюонов:  $|\eta(\mu)| < 2,5$  и  $p_T(\mu) > 5$  или 6 ГэВ.

На рисунке 3 темный цвет соответствует распределению по инвариантной димюонной массе для распадов  $B^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- \ell^+ \nu_\ell$ , где  $\ell = \{e, \mu\}$ . Отбирались только те события, для которых  $p_T(\ell^+) < 0,5$  ГэВ. В этом случае, трек одного из положительно заряженных лептонов не регистрируется во Внутреннем детекторе. Из рисунка 3 очевидно, что распады  $B^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- \ell^+ \nu_\ell$  являются важными некобинаторными фоновыми процессами при изучении распадов  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , особенно, если принять во внимание разрешение по массе  $B$ -мезона  $\sigma_{B \rightarrow \mu\mu}$ . Вклад четырехлептонных распадов останется важным даже в том случае, если корректно вычисленная или измеренная парциальная ширина распадов  $B^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- \ell^+ \nu_\ell$  окажется в 10 или 15 раз меньше, чем предполагаемая в данной работе.

Несмотря на тот факт, что фоновый вклад от четырехлептонных распадов  $B_c^+$ -мезонов значительно меньше, чем аналогичный вклад от четырехлептонных распадов  $B^+$ -мезонов, он все равно может оказаться важным вследствие того, что верхняя граница кинематической области распадов  $B_c^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- \ell^+ \nu_\ell$  в распределении по инвариантной дилептонной массе лежит правее пиков, соответствующих редким мюонным распадам  $B_{d,s}^0$ -мезонов. Для более детального изучения требуется полное физическое моделирование регистрации данных распадов на установке ATLAS.

### 4.3 Четырехлептонные распады $B_{d,s}^0$ - мезонов как фоновые к распадам $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Возможно, что в дополнение к четырехлептонным распадам  $B^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- \ell^+ \nu_\ell$  и  $B_c^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- \ell^+ \nu_\ell$  заряженных  $B$ -мезонов необходимо учитывать четырехлептонные распады  $B_{d,s}^0 \rightarrow W^+ W^- \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \mu^- \bar{\nu}_\mu$  нейтральных  $B$ -мезонов в области фазового объема, где оба нейтрино являются "мягкими". Действительно, в сравнении с распадами  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  распады  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \mu^- \bar{\nu}_\mu$  не имеют петлевого подавления, которое по порядку величины равно  $1/16\pi^2 \approx 6 \times 10^{-3}$ . Однако учет только "мягких" нейтрино в четырехлептонном фазовом пространстве должен уменьшить эффективную парциальную ширину четырехлептонных распадов  $B_{d,s}^0$ -мезонов в  $10^2 - 10^3$  раз. Таким образом, эффективные парциальные ширины четырехлептонных распадов  $B_{d,s}^0$ -мезонов в области "мягких" нейтрино, где их сигнатура не отличается от сигнатуры редких мюонных распадов, могут быть близки к парциальным ширинам распадов  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  и, следовательно, давать определенный фоновый вклад.

### 4.4 Двухчастичные адронные распады $B$ -мезонов как фоновые к распадам $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Монте-Карло генератор Pythia содержит большое количество двухчастичных адронных распадов  $B_{d,s}^0$ -мезонов, которые имеют парциальные ширины в интервале от  $10^{-2}$  до  $10^{-4}$ . Вклад этих распадов автоматически учитывается при генерации комбинаторного фона к распадам  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Однако один из адронов, возникающий в рассматриваемых распадах всегда оказывается очарованным мезоном  $D$ ,  $D^*$  или  $D_s$ . Поэтому, такие распады могут быть с высокой эффективностью исключены ограничением на инвариантную массу мюонной пары. Также существуют двухчастичные адронные распады  $B_d^0 \rightarrow K^+ K^-$ ,  $B_d^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ ,  $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  и  $B_s^0 \rightarrow K^+ K^-$  с парциальными ширинами от  $10^{-5}$  до  $10^{-6}$ . Такие распады не включены в Монте-Карло генератор Pythia и не учитываются при моделировании комбинаторного фона. Несмотря на то, что парциальные ширины последних четырех распадов в 10-100 раз меньше, чем минимальные парциальные ширины двухчастичных адронных распадов, включенных в Pythia, подобные распады могут быть важны в качестве некобинаторных фоновых процессов, поскольку они не исключаются с помощью ограничения на инвариантную массу мюонной пары. Это следует из близости массы мюона к массам  $\pi^-$  и  $K^-$ -мезонов (по сравнению с

$D$ -мезонами).

Проведем простую оценку на примере распада  $B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-$ . Лептонные парциальные ширины распадов  $K$ - и  $\pi$ -мезонов равны:

$$Br(\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm\nu) \sim 1, \quad Br(K^\pm \rightarrow \mu^\pm\nu) \sim 0,6,$$

а их длины пробега  $c\tau(\pi) \approx 7,8$  м и  $c\tau(K) \approx 3,7$  м соответственно. Пионы или каоны не будут идентифицированы установкой ATLAS как адроны, если они распадутся на  $\mu\nu$ -пару до адронного калориметра. Если  $R$  – это расстояние в плоскости  $(x, y)$  от точки столкновения протонных пучков до адронного калориметра, то фоновый вклад от распада  $B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-$  в редкие мюонные распады  $B_{d,s}^0$ -мезонов можно оценить по формуле:

$$\begin{aligned} Br(BG) &\sim Br(B \rightarrow K\pi) \times Br(K \rightarrow \mu\nu \text{ before HCal}) \times Br(\pi \rightarrow \mu\nu \text{ before HCal}) \\ &\sim Br(B \rightarrow K\pi) \times Br(K \rightarrow \mu\nu) \times \frac{R}{\gamma(K) \times c\tau(K)} \times Br(\pi \rightarrow \mu\nu) \times \frac{R}{\gamma(\pi) \times c\tau(\pi)}, \end{aligned}$$

где  $\gamma(K)$  и  $\gamma(\pi)$  это  $\gamma$ -факторы каонов и пионов<sup>8</sup>. Легко видеть, что максимальный  $\gamma$ -фактор будет соответствовать  $p_T = 5$  ГэВ. В этом случае  $\gamma^{-1}(\pi) = 3 \times 10^{-2}$ ,  $\gamma^{-1}(K) = 10^{-1}$ . На установке ATLAS расстояние  $R \approx 2$  м, и поэтому  $Br(BG) \approx 5 \times 10^{-9}$ , что порядка парциальной ширины распада  $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  и почти на порядок превосходит парциальную ширину распада  $B_d^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ . Необходимо заметить, что полученная выше оценка фонового вклада должна быть уменьшена, поскольку необходимо ограничиться только областью фазового объема, в которой нейтрино слабо влияет на трек мюона, так, что его возможно сопоставить треку породившего его каона или пиона.

## 4.5 Неправильная идентификация и поток ложных событий

Двухчастичные адронные распады  $B$ -мезонов могут давать более важный фоновый вклад для распадов  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ , чем представленный в разделе 4.4<sup>9</sup>. Этот вклад возникает из-за неправильной идентификации адронов (в основном  $\pi$ - и  $K$ -мезонов) как мюонов в детекторе ATLAS. Характерное значение вероятности подобной ошибочной идентификации составляет примерно 0,3% – 0,5% (см. [38], рис. 8–23). Для дальнейших оценок будем использовать

<sup>8</sup>В рассматриваемом случае с хорошей точностью  $\gamma$ -факторы можно вычислять по формуле:  $\gamma^{-1} \approx \sqrt{1 - \frac{p_T^2}{p_T^2 + M^2}}$ , где  $M$  – масса мезона.

<sup>9</sup>Заметим, что этот вклад может содержать процессы, описанные в 4.4

величину 0,5%, которая во всех формулах будет представляться в виде множителя  $1/200$ . Продемонстрируем важность фоновых процессов от неправильной адрон-мюонной идентификации на трех характерных примерах.

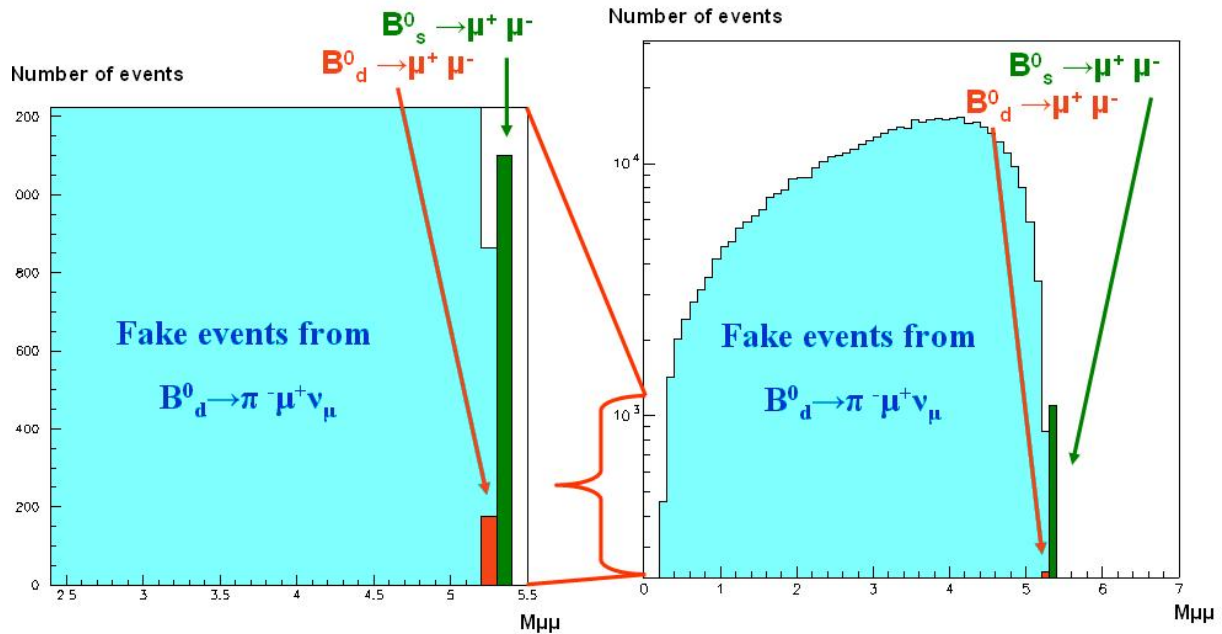


Рис. 4: Распределение по инвариантной  $\mu^+\pi^-$ -массе для распада  $B_d^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu_\mu$  с пионом, ложно идентифицированным как мюон, и распределение по инвариантной димюонной массе для распадов  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Ширина одного бина гистограммы равна 100 МэВ, что соответствует по порядку величины разрешению по массе  $B_{d,s}^0$ -мезонов в распадах  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  на установке ATLAS.

В качестве первого примера рассмотрим двухчастичный адронный распад  $B_d^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ . Парциальная ширина этого распада составляет  $Br(B_d^0 \rightarrow K^+ \pi^-) \approx 2 \times 10^{-5}$ . Таким образом, парциальная ширина, соответствующая потоку ложных фоновых событий к  $B \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , равна  $Br(B_d^0 \rightarrow K^+ \pi^-) \times (1/200)^2 \approx 0.5 \times 10^{-9}$ , что по порядку величины совпадает с парциальной шириной  $Br(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) \sim 10^{-9}$  и превосходит поток фоновых событий от двухчастичных адронных распадов, оцененный в предыдущем подразделе.

Второй пример важности фона от неправильной адрон-мюонной идентификации также связан с двухчастичными адронными распадами, но абсолютно отличается от первого примера механизмом возникновения ложной мюонной пары. Рассмотрим распад  $B^+ \rightarrow (J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) K^+$ . Парциальная ширина этого распада может быть оценена как  $Br(B^+ \rightarrow (J/\psi \rightarrow$

$\mu^+\mu^-)K^+) \sim 10^{-3} \times 6.0 \times 10^{-2}$ . Если принять во внимание ошибочную идентификацию каонов как мюонов, то мы получим, что примерно каждый двухсотый каон ошибочно идентифицируется в качестве мюона. Рассмотрим ситуацию, когда мюон  $\mu^+$  от лептонного распада  $J/\psi$  имеет  $p_T < 0,5$  ГэВ, то есть, является "мягким" и его трек не регистрируется во Внутреннем детекторе установки ATLAS. Это предположение добавляет фактор подавления порядка  $1/10$  в парциальную ширину, соответствующую потоку фоновых событий. В этом случае инвариантная масса  $\mu^-$  от  $J/\psi$  и ошибочно идентифицированного  $K^+$  как  $\mu^+$  должна быть близка к инвариантной массе  $B_{d,s}^0$ -мезонов. Эффективная парциальная ширина, соответствующая потоку ложных фоновых событий, в этом случае примерно равна  $3 \times 10^{-8}$ , что примерно на порядок превосходит парциальную ширину  $Br(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) \sim 10^{-9}$ ! Таким образом, распад  $B^+ \rightarrow (J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)K^+$  может представлять существенный фоновый процесс для распадов  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ .

Третий пример, демонстрирующий важность учета ошибочной адрон-мюонной идентификации, связан с полулептонными распадами  $B$ -мезонов. Он является наиболее существенным. Рассмотрим распад  $B_d^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu_\mu$ . Его парциальная ширина примерно равна  $10^{-4}$ . Заметим, что этот канал включен в стандартные Монте-Карло генераторы в качестве генерируемого процесса, но вклад в фон учитывается только при распаде  $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ . Поток ложных событий от нефизического распада  $B^0 \rightarrow \mu^- \mu^+ \nu_\mu$  вследствие ошибочной пион-мюонной идентификации при генерации не принимается во внимание. Оценим этот поток. Весьма приблизительно парциальная ширина этого псевдораспада равна  $Br(B^0 \rightarrow \mu^- \mu^+ \nu_\mu) = Br(B_d^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu_\mu) \times 1/200 \approx 0.5 \times 10^{-6}$ . Чтобы оценить парциальную ширину, соответствующую потоку ложных событий для  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ , необходимо уменьшить  $Br(B^0 \rightarrow \mu^- \mu^+ \nu_\mu)$  примерно в 10 раз, что соответствует выбору области фазового пространства, в которой имеются "мягкие" нейтрино. На рис. 4 показано распределение по инвариантной массе  $\mu^+\pi^-$ -пары ( $\pi^-$  ошибочно идентифицирован как  $\mu^-$ ) в распаде  $B_d^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu_\mu$  и для инвариантной массы  $\mu^+\mu^-$ -пары в распадах  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ . Эти распределения были получены с помощью Монте-Карло генерации в приближении фазового объема, которое хорошо описывает переходы псевдоскалярного мезона в другой псевдоскалярный мезон и два лептона. При генерации использовались следующие простейшие ограничения триггеров первого и второго уровней для мюонов:  $|\eta(\mu)| < 2,5$  и  $p_T(\mu) > 5$  или 6 ГэВ.

Таким образом можно заключить, что поток ложных фоновых событий от полулептонных



распадов  $B$ -мезонов более значим, чем поток аналогичных событий от любых двухчастичных адронных распадов  $B$ -мезонов, и именно он в первую очередь нуждается в проведении полного физического моделирования.

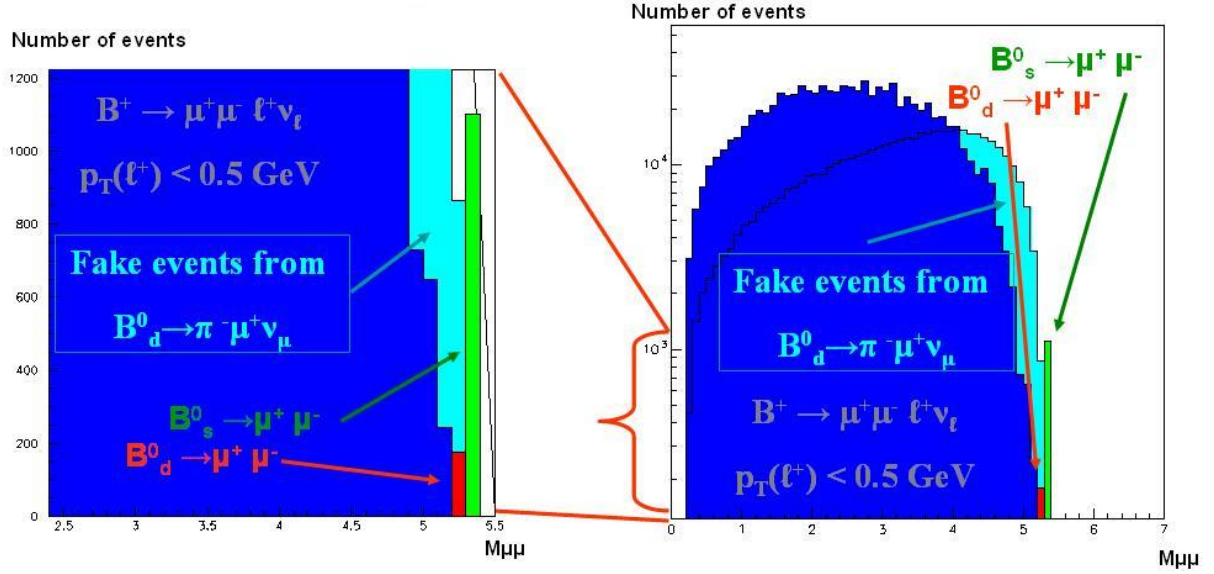


Рис. 5: Распределение по инвариантной  $\mu^+\mu^-$ -массе для распада  $B_d^0 \rightarrow \pi^-\mu^+\nu_\mu$  с пионом, ложно идентифицированным как мюон, и распределение по инвариантной димюонной массе для распадов  $B^+ \rightarrow \mu^+\mu^-\ell^+\nu_\ell$  и для распадов  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ . Ширина одного бина гистограммы равна 100 МэВ, что соответствует по порядку величины разрешению по массе  $B_{d,s}^0$ -мезонов в распадах  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  на установке ATLAS.

На рисунке 5 приведено сравнение фоновых вкладов от четырехлептонных распадов  $B^+$ -мезона, подробно разобранных в подразделе 4.2, и от распада  $B_d^0 \rightarrow \pi^-\mu^+\nu_\mu$  с пионом, ложно идентифицированным как мюон. Из рисунка видно, что оба фоновых процесса практически одинаково важны.

В заключение данного подраздела перечислим все потенциально опасные распады, дающие вклад в поток ложных событий:

1. Все двухчастичные адронные распады  $B_{d,s}^0$ -мезонов с заряженным адроном в конечном состоянии и с парциальными ширинами  $\geq 10^{-6}$ .
2. Двухчастичные адронные распады  $B^+$ -мезонов с парциальными ширинами  $\geq 10^{-5}$ .
3. Двухчастичные адронные распады  $B_c^+$ -мезонов с парциальными ширинами  $\geq 10^{-3}$ .

4. Подулептонные распады  $B_d^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu_\mu$ ,  $B_s^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu_\mu$  и  $B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-$ .

#### 4.6 Распады $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ как фоновые к распадам $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Электромагнитный калориметр установки ATLAS регистрирует фотоны, поперечный импульс которых удовлетворяет условию  $p_T(\gamma) > 2$  ГэВ (или, возможно, условию  $p_T(\gamma) > 4$  ГэВ). Если  $p_T(\gamma)$  меньше этого значения, то фотон теряется и распад  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$  может стать потенциальным источником фона для распадов  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ .

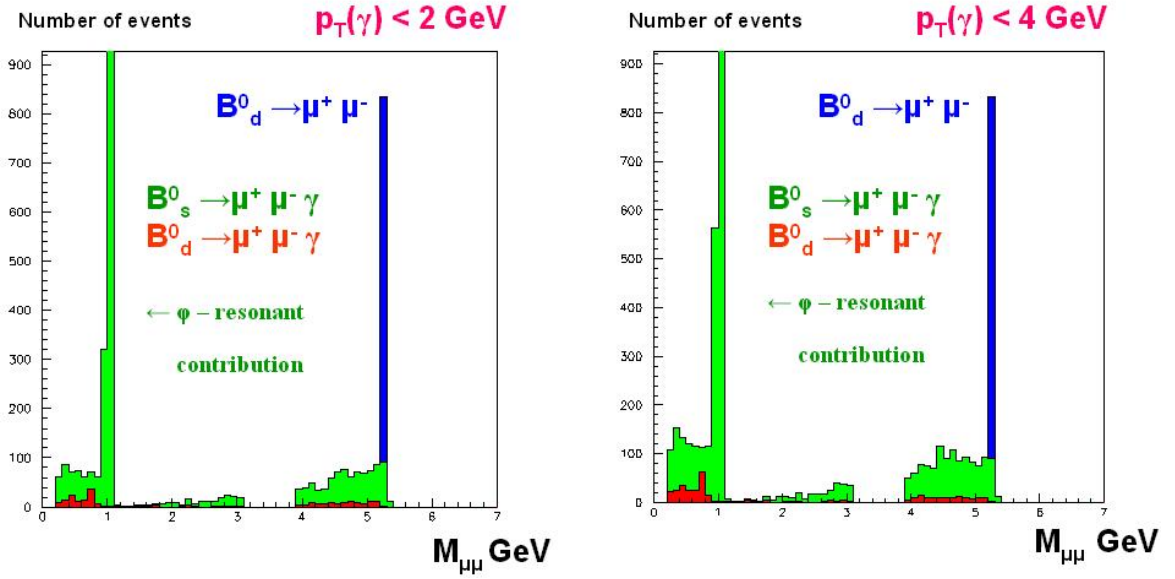


Рис. 6: Распределение по инвариантной димюонной массе для распадов  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$  и  $B_d^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ .

Чтобы изучить эту проблему, было проведено моделирование распадов  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$  без использования математической модели детектора, но с использованием теоретически обоснованного матричного элемента и парциальных ширин из серии работ [39]:

$$Br(B_s^0 \rightarrow \gamma \mu^+ \mu^-) = 1.9 \times \frac{|V_{ts}^* V_{tb}|^2}{2.2 \times 10^{-3}} \times 10^{-8}.$$

Результаты моделирования представлены на рисунке 6. На левом рисунке показано распределение по инвариантной димюонной массе для распадов  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$  с  $p_T(\gamma) < 2$  и  $B_d^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  и стандартными ограничениями на  $p_T$  и псевдобыстроту мюонов от триггеров первого и второго уровней:  $|\eta(\mu)| < 2,5$  и  $p_T(\mu) > 5$  или 6 ГэВ. Острый пик в левой части распределения соответствует вкладу  $\phi$ -резонанса в распад  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ . На правом рисунке

показано аналогичное распределение для  $p_T(\gamma) < 4$  ГэВ. Из рис.6 совершенно очевидно, что распады  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$  не дают сколько-нибудь значительного фонового вклада для распада  $B_d^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . При энергиях ЛНС пик от распада  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  примерно в 4 раза выше, чем пик от распада  $B_d^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Таким образом, распады  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$  не будут давать сколько-нибудь заметного вклада в распределения для  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , и нет необходимости проводить полное физическое моделирование регистрации этих распадов на установке ATLAS.

## 4.7 Редкие лептонные распады $B$ -мезонов во внешних полях

Амплитуда взаимодействия заряженных частиц с электромагнитным полем зависит от релятивистского инварианта  $\chi = e\sqrt{(F_{\mu\nu}p_T^\nu)^2}/m^3$ , где  $F_{\mu\nu}$  – тензор напряженности внешнего (классического) электромагнитного поля и  $e$  – элементарный заряд. Во Внутреннем детекторе установки ATLAS поддерживается магнитное поле напряженностью  $B = 2$  Т, а характерные напряженности электрического и магнитного полей в веществе детектора составляют  $E \approx 10^{10}$  В/м и  $B \approx 1$  Т соответственно. Для численных оценок можно считать, что напряженности магнитных полей в веществе детектора и внешнего поля во Внутреннем детекторе примерно равны. Для принятых напряженностей инвариант  $\chi_\mu$  изменяется в интервале от  $10^{-9}$  до  $10^{-12}$  в зависимости от величины поперечного импульса мюонов. Из приведенных выше оценок можно заключить, что электромагнитные поля в детекторе ATLAS являются слабыми.

Используя технику Фарри для вычислений во внешних полях [40] и решение Волкова [41] в приближении слабого поля можно получить, что поправка к парциальной ширине распада  $B_q^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  будет иметь следующий вид:

$$\Delta Br(B_q^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-, \chi_\mu) \sim Br(B_q^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) \times \frac{M_{B_q}}{E_{B_q}} \chi_\mu^{1/2} e^{-8/3\chi_\mu}, \quad (7)$$

где  $E_{B_q}$  – энергия  $B_q$ -мезона в системе центра масс сталкивающихся протонных пучков,  $M_{B_q}$  – масса покоя  $B_q^0$ -мезона, и  $Br(B_q^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$  – парциальная ширина для распада  $B_q^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  без внешнего поля (3). Фактор  $\chi_\mu^{1/2} e^{-8/3\chi_\mu}$  в формуле (7) не превышает  $10^{-10^9}$ . Таким образом, для напряженностей внешних электромагнитных полей, характерных для детектора ATLAS, поправкой к парциальной ширине за счет взаимодействия с внешними полями можно абсолютно пренебречь.

## Заключение

В работе исследовалась возможность регистрации редких мюонных распадов  $B_{d,s}^0$ -мезонов на установке ATLAS в первые три года работы ЛНС при начальной светимости и были описаны важнейшие некомбинаторные фоновые процессы к данным распадам, важность учета которых до настоящего времени не была принята во внимание. Было найдено, что:

1. При интегральной светимости  $100 \text{ пб}^{-1}$ , что соответствует нескольким месяцам работы ЛНС при начальной светимости, верхний предел на парциальную ширину распада  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  может превзойти лучший верхний предел на парциальную ширину этого распада, полученный к началу 2006 года по объединенным данным коллабораций CDF и D0.
2. При интегральной светимости  $30 \text{ фб}^{-1}$ , что соответствует трем годам работы ЛНС при начальной светимости, коллаборация ATLAS может получить верхний предел на величину парциальной ширины распада  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , сравнимый с предсказаниями Стандартной Модели, что может привести либо к открытию физики вне рамок СМ, либо к жестким ограничениям на свободные параметры "нестандартных моделей".
3. Основной комбинаторный фоновый вклад дается процессами вида  $b\bar{b} (b\bar{b}b\bar{b}, b\bar{b}c\bar{c}) \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ , с мюонами, возникшими от полулептонных распадов  $b$ - и  $c$ -кварков.
4. Наиболее важный некомбинаторный фоновый вклад будет давать распад  $B^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu_\mu$  с учетом ошибочной идентификации пиона как мюона в детекторе ATLAS.
5. С учетом ошибочной идентификации адронов как мюонов на установке ATLAS важный вклад в поток фоновых событий могут давать двухчастичные адронные распады  $B$ -мезонов.
6. Четырехлептонные распады  $B^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- \ell^+ \nu_\ell$  могут быть источником значительного некомбинаторного фонового вклада для распадов  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , сравнимого с фоновым вкладом от распада  $B^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu_\mu$ .
7. Редкие эксклюзивные распады  $B \rightarrow \pi \mu^+ \mu^-$ ,  $B_c^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- \ell^+ \nu_\ell$ ,  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \nu_\mu \bar{\nu}_\mu$  и двухчастичные адронные распады  $B$ -мезонов дают менее значительный вклад в некомбинаторные фоновые процессы для распадов  $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ .

5. Эксклюзивный распад  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$  и внешние электромагнитные поля детектора ATLAS не дают заметного фонового вклада для редких мюонных распадов  $B$ -мезонов на установке ATLAS.

## Благодарности.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить за обсуждение различных аспектов данной работы С.Баранова, Д.Бейнса (J.Baines), А.Голутвина, Д.Мелихова и М.Смижанскую (M.Smizanska). Данная работа была частично поддержана грантом Президента РФ N1685.2003.2 для поддержки ведущих научных школ и грантом Федерального Агентства по науке и инновациям РФ для научных исследований в области физики высоких энергий. Помимо этого, работы Н.Никитина и К.Томса были выполнены в рамках грантов Министерства образования и науки РФ для молодых ученых РИ-111/002/079 и РИ-111/002/080.

## Список литературы

- [1] R. Ammar et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 674 (1993).
- [2] S. Eidelman S. et al., Phys. Lett. B**592**, 1 (2004).
- [3] K. Abe et al., e-print archive hep-ex/0506079.
- [4] A. Ishikawa et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 261601 (2003).
- [5] B. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 221802 (2003).
- [6] K. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **88**, 021801 (2002).
- [7] B. Aubert et al., e-print archive hep-ex/0207082.
- [8] Н. В. Никитин, Ф. К. Ризатдинова, Л. Н. Смирнова, Яд. Физ. **62**, 1823 (1999).
- [9] P. Ball et al., e-print archive hep-ph/0003238.
- [10] K. Abe et al., e-print archive hep-ex/0410006, K. Abe et al., e-print archive hep-ex/0508007.
- [11] A. Ishikawa et al., e-print archive hep-ex/0603018.
- [12] T. Inami and C. S. Lim, Prog. Theor. Phys. **65**, 297 (1981); B. Grinstein, M. B. Wise and M. J. Savage, Nucl. Phys. B**319**, 271 (1989); A. Buras, M. Munz, Phys. Rev. D**52**, 186 (1995); C. Bobeth et al., JHEP **0404**, 071 (2004).
- [13] F. Krüger, L. M. Sehgal, Phys. Rev. D**55**, 2799 (1997); D. Melikhov, N. Nikitin, S. Simula, Phys. Lett. B **430**, 332 (1998).
- [14] М. Б. Волошин, М. А. Шифман, Яд. Физ. **47**, 801 (1988); N. Isgur and M. B. Wise, Phys. Lett. B **232**, 113 (1989); Phys. Lett. B **237**, 527 (1990).
- [15] J. Charles, A. Le Yaouanc, L. Oliver, O. Pene, J.C. Raynal, Phys. Rev. D **60**, 014001 (1999).
- [16] A. Dedes, B. T. Huffman, Phys.Lett. B **600**, 261 (2004); R. Arnowitt, B. Dutta, T. Kamon, M. Tanaka, Phys. Lett. B **538**, 121 (2002).
- [17] A. Abulencia et al., e-print archive hep-ex/0508036.

- [18] D0 Collaboration, D0-Note **4733**-Conf, Preliminary (2005).
- [19] V. M. Abazov, et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 071802 (2005).
- [20] D. Acosta, et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 032001 (2004).
- [21] CDF Collaboration, Phys. Rev. **D57**, R3811 (1998).
- [22] B. Aubert, et al., e-print archive hep-ex/0408096.
- [23] M.-C. Chang, et al., Phys. Rev. D **68**, R111101 (2003).
- [24] T. Bergfeld et al., Phys. Rev. D **62**, R0991102 (2000).
- [25] C. Albajar et al., Phys. Lett. **B262**, 163 (1991).
- [26] N. Nikitin et al., Nucl. Phys. (Proc. Supp.) B **156**, 119 (2006).
- [27] ATLAS Collaboration, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/UsingAthena>
- [28] M. Smizanska, ATLAS Note ATL-COM-PHYS-2003-038.
- [29] T. Sjöstrand, Computer Physics Commun. **82**, 74 (1994).
- [30] F. Tartarelli, <http://tarta.home.cern.ch/tarta/vtx/docu.html>
- [31] V. Kostioukhine, ATL-PHYS-2003-031.
- [32] J. Conway, K. Maeshima, CDF Note 4476; J. Conway, CDF Note 6428; J. Heinrich et al., CDF Note 7117.
- [33] ATLAS TDR 15, CERN/LHCC/99-15;  
"1999 Workshop on SM Physics (and more) at the LHC", CERN Yellow Reports CERN-2000-004.
- [34] N. Benekos et al. (ATLAS B-Physics Group), ATL-PHYS-2005-002.
- [35] D. Melikhov, N. Nikitin, S. Simula, Phys. Rev. D **57**, 6814 (1998).
- [36] D. Melikhov, B. Stech, Phys. Rev. D **62**, 014006 (2000).
- [37] LHCb Technical Proposal, CERN/LHCC/98-4.

- [38] ATLAS TDR 14, CERN/LHCC/99-14.
- [39] D. Melikhov, N. Nikitin, Phys. Rev. D **70**, 114028 (2004);  
D. Melikhov, N. Nikitin, K. Toms, Phys. At. Nucl. Vol. **68**, 1842 (2005).
- [40] V. I. Ritus, Lebedev Institute Rep. **111**, 5 (1979).
- [41] D. M. Volkov, Z. Phys **94**, 250 (1937).



Возможность использования первых данных  
установки ATLAS для изучения распадов  
 $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ .

Никитин Николай Викторович,  
Сивоклоков Сергей Юрьевич,  
Смирнова Лидия Николаевна,  
Тлисов Данила Анатольевич,  
Томс Константин Сергеевич

Препринт НИИЯФ МГУ 2006–5/804  
Работа поступила в ОНТИ 10.05.2006