

УДК 539.12

## ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДОВ ХИГГС-БОЗОНОВ $H \rightarrow \mu\mu\mu\mu$ НА ОСНОВЕ ПОЛНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ УСТАНОВКИ АТЛАС

*И. Р. Бойко, К. В. Николаев, Г. А. Шелков*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Исследована возможность обнаружения распадов хиггс-бозонов на четыре мюона в эксперименте АТЛАС на ЛНС. Использовалась программа полного моделирования установки с учетом фона ускорителя. Предложены два метода отбора событий, обеспечивающие эффективность отбора порядка 30% при уровне фона от 20 до 50%. Показано, что хиггс-бозон может быть обнаружен после набора порядка 100 фб<sup>-1</sup> интегральной светимости.

We have studied a possibility of Higgs boson discovery via its four-muon decays in the ATLAS experiment at LHC. The study was based on a full detector simulation taking into account the accelerator background. Two methods of event selection were proposed providing the selection efficiency about 30% with the background level between 20 and 50%. It was demonstrated that Higgs boson can be discovered after accumulating about 100 fb<sup>-1</sup> of integrated luminosity.

### ВВЕДЕНИЕ

Хиггс-бозон остается последней до сих пор не открытой частицей, предсказываемой стандартной моделью электрослабого взаимодействия. Открытие хиггс-бозона является одной из главных физических задач строящегося Большого адронного коллайдера (ЛНС). Ожидается, что при энергиях ЛНС (14 ТэВ в протон-протонных столкновениях) хиггс-бозоны будут рождаться в больших количествах, в основном в глюон-глюонных столкновениях  $gg \rightarrow H$ . Однако из-за высокого уровня фона выделение сигнала хиггс-бозонов является довольно сложной задачей. Предполагается, что первоначально будет осуществляться поиск лишь некоторых каналов распада, которые обеспечивают оптимальное соотношение сигнал/фон.

Одним из наиболее многообещающих каналов является распад хиггс-бозона на четыре мюона:

$$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow \mu\mu\mu\mu. \quad (1)$$

Здесь символом  $Z^*$  обозначен  $Z$ -бозон, рождающийся вне массовой поверхности (если масса хиггс-бозона не превышает 180 ГэВ/ $c^2$ ). Данный канал привлекателен прежде всего относительно небольшим уровнем фона. Лишь несколько фоновых процессов дают четыре жестких мюона в конечном состоянии. Заметным сечением рождения обладают следующие три процесса [1]: во-первых, рождение пары  $t$ -кварков (в основном в глюон-глюонных столкновениях) с последующим распадом по каналу

$$tt \rightarrow (bW)(bW) \rightarrow (\mu J \mu \nu)(\mu J \mu \nu); \quad (2)$$

во-вторых, рождение  $Z$ -бозона, сопровождаемого парой  $b$ -кварков (в основном через рождение пары  $b$ -кварков в глюон-глюонных столкновениях с испусканием  $Z$ -бозона с одной из кварковых линий),

$$gg \rightarrow Zbb \rightarrow (\mu\mu)(\mu J\mu J); \quad (3)$$

в-третьих, нерезонансное рождение пары  $Z$ -бозонов, в основном в кварк-антикварковой аннигиляции

$$q\bar{q} \rightarrow ZZ \rightarrow (\mu\mu)(\mu\mu). \quad (4)$$

Здесь символом  $J$  обозначена адронная струя от полуплептонного распада  $b$ -кварка. Сечения процессов (2) и (3) при энергиях ЛHC на несколько порядков превосходят сечение (4), однако фоновые события (2) и (3) довольно легко подавляются благодаря тому, что два из четырех мюонов рождаются в распадах  $b$ -кварков и потому сопровождаются адронными струями. Как будет показано ниже, фоновый процесс (4) имеет не меньшее значение, чем (2) и (3). Далее в этой работе фоновые процессы (2), (3) и (4) будут обозначаться соответственно  $tt$ ,  $Zbb$  и  $ZZ$ .

В настоящей работе проанализирована возможность выделения процесса (1) на установке АТЛАС [1], сооружаемой для работы на ЛHC. Предложены две альтернативные процедуры отбора событий. В первой используется информация с мюонного спектрометра [2] (далее — MS) и калориметрической системы [3] АТЛАСа; во второй — информация с MS и внутреннего детектора [4] (далее — ID). Каждая из процедур была оптимизирована для различных условий работы ускорителя. Предполагается, что первые несколько лет ЛHC будет работать при «низкой» светимости (порядка  $2 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2}/\text{с}$ ), а затем — при «высокой» светимости ( $\approx 10^{34} \text{ см}^{-2}/\text{с}$ ). При высокой светимости качество реконструкции ухудшается из-за эффекта «наложения событий», вызванного тем, что с установки будет одновременно считываться информация от нескольких последовательных столкновений пучков. Кроме того, при высокой светимости возрастает потенциально опасный фон от медленных нейтронов, абсолютный уровень которого известен довольно плохо<sup>1</sup>. В результате вопрос об эффективной работе наиболее радиационно загруженного детектора АТЛАСа — внутреннего детектора — в условиях высокой светимости остается открытым. Именно поэтому представляет интерес исследование возможности поиска хиггс-бозона без использования информации от ID.

В настоящей работе рассматриваются следующие четыре сценария работы ускорителя:

- 1) в отсутствие «наложения событий»;
- 2) при «наложении событий», соответствующем «низкой» светимости;
- 3) при «наложении событий», соответствующем «высокой» светимости;
- 4) то же, что в 3), но при увеличенном в 5 раз уровне фона нейтронов.

## 1. МОДЕЛИРОВАНИЕ И РЕКОНСТРУКЦИЯ СОБЫТИЙ

Изучаемый процесс рождения хиггс-бозона в протон-протонных столкновениях при энергии 14 ТэВ, а также фоновые процессы  $tt$  и  $ZZ$  моделировались при помощи программы RUTHIA [5]. Процесс  $Zbb$  моделировался программой ACERMC [6]. Для умень-

<sup>1</sup> Неопределенность уровня фона нейтронов в эксперименте АТЛАС обсуждается в разд. 2.3.4 работы [1].

шения затрат машинного времени в процессе моделирования использовался ряд предварительных критериев, позволяющих отбросить значительную часть заведомо фоновых событий:

1) в событии должно найтись не менее двух  $\mu^+$  и не менее двух  $\mu^-$  в конечном состоянии, причем поперечный импульс каждого из мюонов должен составлять не менее 5,5 ГэВ/c, а псевдобыстрота — лежать в пределах аксептанса мюонного спектрометра:  $|\eta| < 2,75$ ;

2) должна найтись пара  $\mu^+\mu^-$ , инвариантная масса которой составляет от 65 до 110 ГэВ/c<sup>2</sup>;

3) должна найтись четверка  $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$ , инвариантная масса которой не превышает 220 ГэВ/c<sup>2</sup>.

В перечисленных критериях использовались истинные (сгенерированные) значения физических величин, недоступные при анализе реальных данных. Поэтому выбор значений параметров обрезания определялся следующим условием: предварительные критерии не должны отсеивать значительную долю событий (сигнальных или фоновых), которые удовлетворяли бы окончательным критериям отбора, описанным в следующих разделах. Перечисленные предварительные критерии отбора отсеивали не более 1% таких событий.

В табл. 1 приводится «наблюдаемое сечение» (с учетом перечисленных критериев отбора) для сигнального и фоновых процессов. Также указано количество сгенерированных событий и «эквивалентная светимость», т. е. интегральная светимость LHC, при которой число событий для данного процесса равнялось бы числу сгенерированных событий.

**Таблица 1. Сечение, число сгенерированных событий и «эквивалентная светимость» моделированных процессов**

	Наблюдаемое сечение, фб	Число событий	Эквивалентная светимость, фб <sup>-1</sup>
$H (M = 130 \text{ ГэВ}/c^2)$	0,480	7500	15600
$tt$	33,5	20000	597
$Zbb$	31,4	22500	717
$ZZ$	3,63	30000	8265

Все сгенерированные события были обработаны программой полного моделирования установки ATLAS [7], которая основана на пакете GEANT-3 [8]. В результате получены события в формате «исходные данные ATLASa». Для имитации «наложения событий» каждое событие объединялось с соответствующим количеством фоновых событий от протон-протонных столкновений. Фон медленных нейтронов учитывался путем случайного выбора частиц из заполняющего экспериментальную зону «облака» нейтронов, распределение плотности которого было заранее рассчитано. Процедура учета фона от «наложения событий» и от нейтронов подробно описана в работе [9].

Результатом работы программы моделирования установки был набор событий в формате «исходные данные ATLASa», который затем обрабатывался программой реконструкции ATRECON [10]. В результате были получены данные, предназначенные для физического анализа, содержащие информацию о треках, реконструированных в ID и в MS, а также о струях, реконструированных в электромагнитном и адронном калориметрах.

## 2. ОТБОР СОБЫТИЙ И ПОДАВЛЕНИЕ ФОНА

**2.1. Предварительный отбор в мюонном спектрометре.** Первоначальный отбор событий производился на основании данных мюонного спектрометра. Измеренные треки экстраполировались к точке столкновения пучков, а измеренные импульсы корректировались на потери энергии в калориметрах (потери составляли около 4 ГэВ и зависели от направления импульса мюона). После коррекции импульсное разрешение составляло  $\sim 3\%$ .

Применялись следующие критерии отбора:

- 1) в мюонном спектрометре должно быть реконструировано ровно четыре мюона, в том числе два  $\mu^+$  и два  $\mu^-$ ;
- 2) поперечный импульс каждого из мюонов должен составлять не менее 7,5 ГэВ/c (после коррекции на потери энергии);

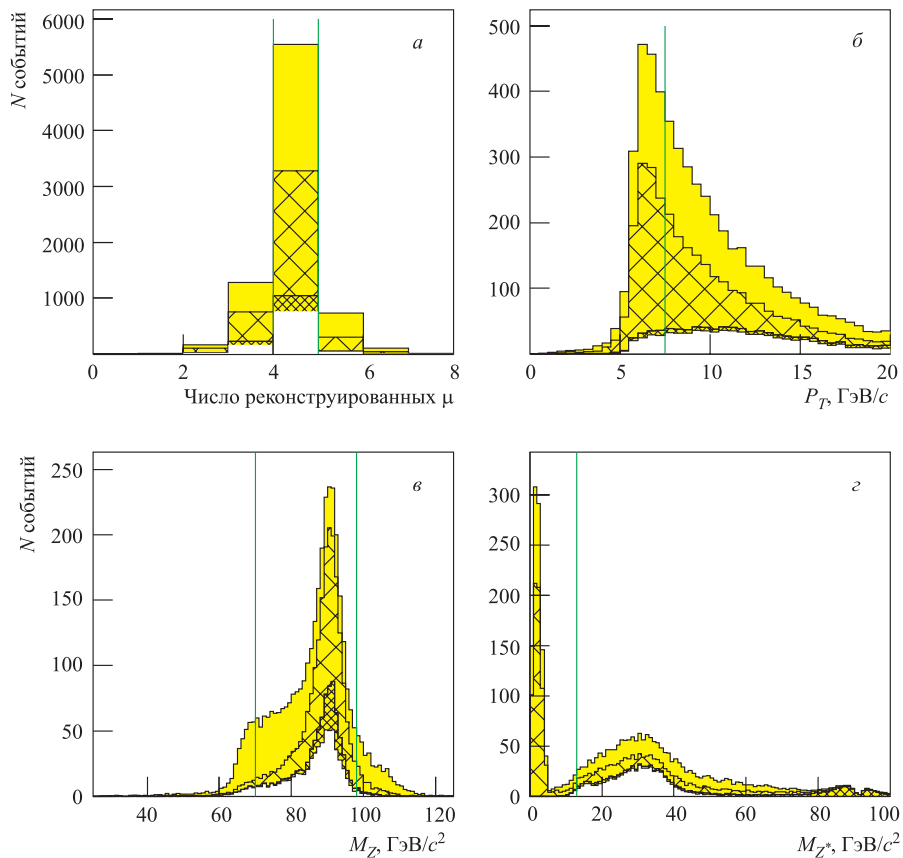


Рис. 1. Распределения по переменным, используемым для предварительного отбора событий: а) число реконструированных мюонов; б) минимальный поперечный импульс мюона в событии; в, з) инвариантные массы пар  $\mu^+\mu^-$  от распадов  $Z$  и  $Z^*$ . Вертикальными линиями показаны критерии отбора. Уровень сигнала дан увеличенным в 20 раз. Обозначения см. в тексте

- 3) инвариантная масса одной из пар  $\mu^+\mu^-$  ( $M_Z$ ) должна составлять от 70 до 98 ГэВ/ $c^2$ ;  
 4) инвариантная масса другой пары  $\mu^+\mu^-$  ( $M_{Z^*}$ ) должна быть не менее 13 ГэВ/ $c^2$ .

Перечисленные критерии отбора проиллюстрированы рис. 1. На каждом графике показаны лишь события, удовлетворяющие критериям отбора, проиллюстрированным с помощью предыдущих графиков. На всех рисунках в этой работе (за исключением особо оговоренных случаев) сигнал показан белыми гистограммами, а фон — серыми. При этом фон  $tt$  показан без штриховки,  $Zbb$  — крупной клеткой, а  $ZZ$  — мелкой клеткой. Показаны лишь события, удовлетворяющие предварительным критериям, перечисленным в разд. 1. Нормировка гистограмм соответствует 100 фб $^{-1}$  интегральной светимости.

Значения параметров обрезания для критериев отбора оптимизировались таким образом, чтобы достигал максимума уровень значимости сигнала  $S/\sqrt{B}$ , где  $S$  — число отобранных сигнальных событий, а  $B$  — число отобранных фоновых событий. Таким же образом оптимизировались параметры обрезания и для других критериев отбора, описанных в следующих разделах.

Эффективность (относительно сгенерированных распадов хиггс-бозонов) критерия 1 составляла 78 % для низкой светимости и около 67 % для высокой светимости. Критерий 2 применялся как для подавления фона, так и для обеспечения высокой эффективности мюонного триггера. Критерий 3 подавляет фон  $tt$ , однако не уменьшает фон  $Zbb$  и  $ZZ$ . Наконец, критерий 4 подавляет процесс  $Zbb$ , в котором пара  $b$ -кварков часто рождается с низким относительным поперечным импульсом.

Эффективность предварительного отбора событий  $H \rightarrow \mu\mu\mu\mu$  (т.е. доля событий, удовлетворяющих критериям отбора) при отсутствии «наложения событий» составила 60,5 %. В то же время коэффициент подавления фона (отношение количеств фоновых событий до и после отбора) составил 4,7 для фона  $tt$  и 7,0 для фона  $Zbb$ .

**2.2. Подавление фона по информации от калориметров.** После применения критериев, описанных в предыдущем разделе, суммарный фон  $tt$  и  $Zbb$  все еще превосходил сигнал приблизительно в 40 раз. Этот фон, однако, может быть эффективно подавлен критерием изолированности мюонов: два из четырех мюонов рождаются в распадах  $b$ -кварков и, как правило, сопровождаются адронными струями. Струи могут быть реконструированы как во внутреннем детекторе («трековый анализ»), так и в калориметрической системе («калориметрический анализ»). Анализ на основе калориметрии представляет интерес, поскольку в некоторых сценариях работы ЛHC предполагается, что при сверхвысоких светимостях ID не будет функционировать, а отбор событий будет производиться только при помощи MS и калориметров. В этом разделе описывается подавление фона на основе информации от калориметрической системы (калориметрический анализ).

Для каждого реконструированного мюона определялась суммарная поперечная энергия  $E_T^{\text{jet}}$  всех адронных струй, направление которых отличалось от направления импульса мюона на величину, не превосходящую некоторый угол  $\Delta\Theta$ . В случаях, если для одной и той же струи это условие выполнялось более чем с одним мюоном, энергия такой струи учитывалась лишь для ближайшего по направлению мюона. Далее определялись два мюона, для которых величины  $E_T^{\text{jet}}$  были наибольшими, и сумма  $E_T^{\text{jet}}$  для этих двух мюонов составляла переменную  $E_T$ , которая и использовалась для отбора событий.

В результате исследования зависимости эффективности подавления фона от величины максимального угла  $\Delta\Theta$  было выяснено, что оптимальное разделение сигнала и

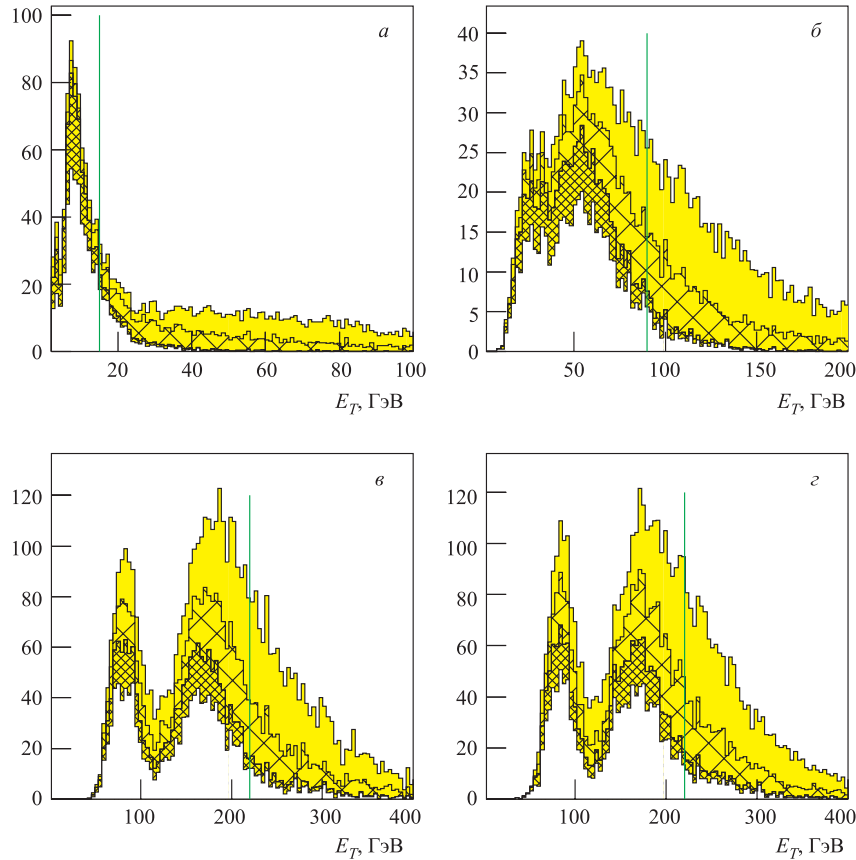


Рис. 2. Распределения событий по переменной  $E_T$ : случай низкой светимости LHC без наложения событий (а), с наложением (б); случай высокой светимости при номинальном уровне нейтронного фона (в), при увеличенном в 5 раз (г). (Уровень сигнала здесь дан увеличенным в 20 раз)

фона достигается при значении  $\Delta\Theta = 10^\circ$ . На рис.2 показано распределение событий по переменной  $E_T$  при этом значении  $\Delta\Theta$ . Распределения приведены для четырех различных условий фона ускорителя (фона от «наложения событий» и фона нейтронов). Видно, что при отсутствии «наложения событий» значения  $E_T$  для сигнала малы, что обеспечивает отличное подавление фона  $Zbb$  и  $tt$ . Однако «наложение событий» приводит к значительному увеличению  $E_T$  для сигнала, что ухудшает эффективность подавления фона, особенно при высокой светимости.

На рис.2 показаны (вертикальными линиями) критерии отбора событий. Максимально допустимая величина  $E_T$  сильно зависит от уровня «наложения событий» и составляет от 22 до 220 ГэВ.

Дополнительное подавление фона было получено на основе анализа всех кластеров в адронном калориметре (а не только тех, что вошли в состав реконструированных

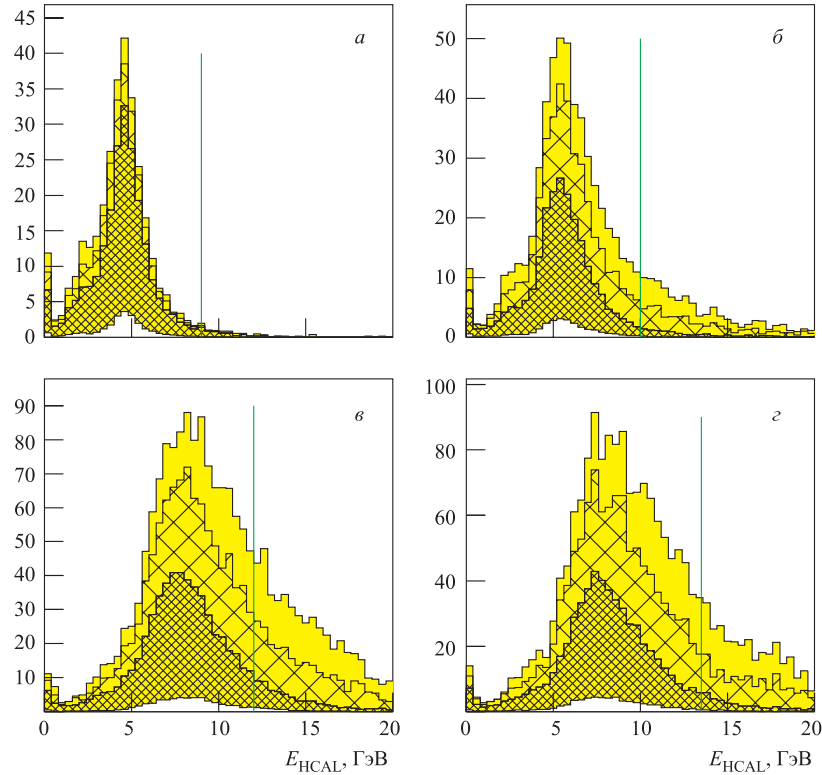


Рис. 3. Распределения событий по переменной  $E_{\text{HCAL}}$  для различных условий фона ускорителя (см. подпись к рис. 2)

струй). Величина суммарного энерговыделения  $E_{\text{HCAL}}$  была сконструирована аналогично переменной  $E_T$ : учитывалось суммарное энерговыделение вблизи двух мюонов, для которых эта величина максимальна. Значение максимального угла  $\Delta\Theta$  также составляло  $10^\circ$ . Распределение по переменной  $E_{\text{HCAL}}$ , а также критерии отбора показаны на рис. 3. Распределения показаны для событий, удовлетворяющих отбору по  $E_T$ .

Эффективность калориметрического отбора событий  $H \rightarrow \mu\mu\mu\mu$  составила 81 и 79% для низкой и высокой светимости соответственно. Коэффициенты подавления фона при тех же светимостях составили 7,2 и 4,7 для фона  $tt$  и 3,2 и 2,6 для фона  $Zbb$ .

**2.3. Подавление фона по информации от внутреннего детектора.** Использование треков, реконструированных в ID, значительно улучшает качество отбора событий по сравнению с калориметрическим отбором, поскольку помимо критерия изолированности мюонов возможно также применение критерия на прицельный параметр мюонного трека. В фоновых событиях мюоны от распадов  $b$ -кварков благодаря большому времени жизни  $B$ -мезонов рождаются на расстоянии нескольких миллиметров от точки столкновения пучков. Это расстояние может быть с хорошей точностью измерено внутренним детектором АТЛАСа.

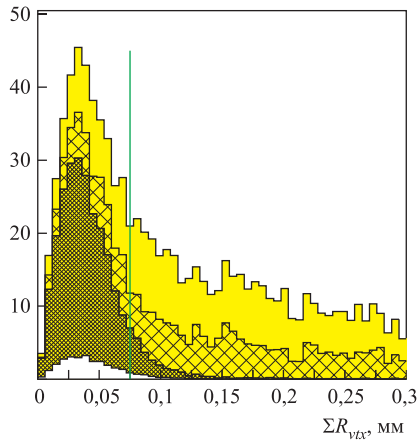


Рис. 4. Распределения событий по значению суммы расстояний от мюонных треков до общей вершины

Взаимное соответствие между треками в MS и в ID устанавливалось следующим образом. Для каждого трека, реконструированного в мюонном спектрометре, находился трек в ID, параметры которого были наиболее близкими (по критерию  $\chi^2$ ) к параметрам трека MS, экстраполированного к точке столкновения пучков. В случаях, когда для наилучшей комбинации параметр  $\chi^2$  превышал 80 (на 5 степеней свободы), мюону не ставился в соответствие ни один трек в ID.

Приблизительно в 80 % событий каждый из четырех мюонов имел соответствующий трек в ID. В таких случаях определялась общая вершина четырех мюонных треков и применялся следующий критерий отбора событий: сумма расстояний от каждого мюонного трека до общей вершины (определявшейся методом наименьших квадратов) не

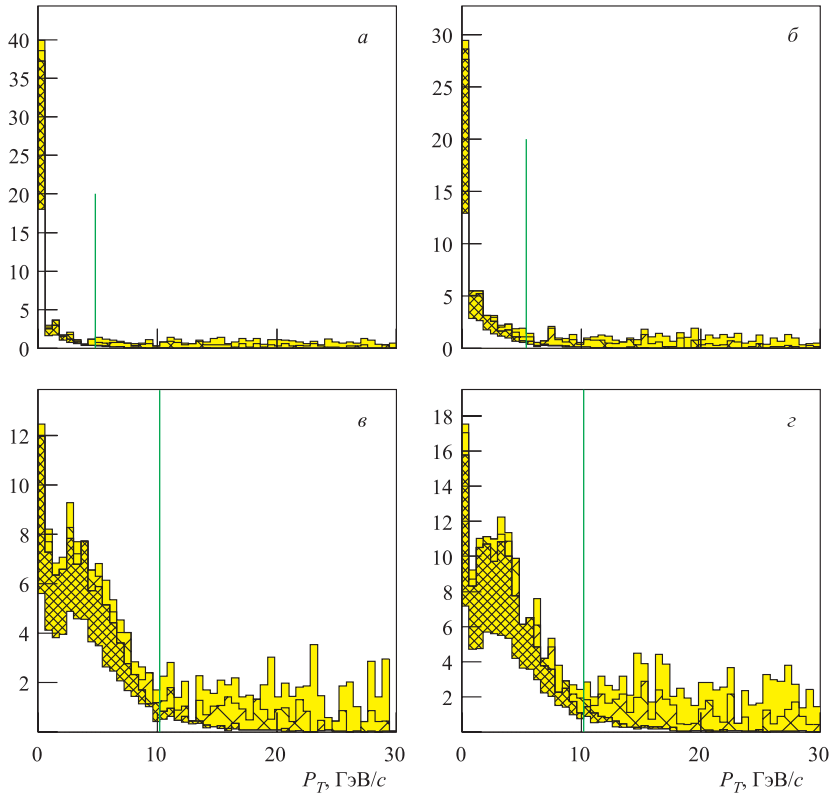


Рис. 5. Распределения событий по переменной  $P_T^{\text{sum}}$  для различных условий фона ускорителя (см. подпись к рис. 2)



должна превосходить 0,09 мм. Если же не все мюоны имели соответствующий трек в ID, то использовался другой критерий: расстояние от каждого из найденных в ID мюонных треков до оси пучков должно было быть меньше 0,065 мм. Отбор событий по прицельным параметрам мюонов проиллюстрирован рис. 4. Распределения практически совпадали для различных значений светимости.

Критерий на изолированность мюонов конструировался следующим образом. Для каждого мюона определялась алгебраическая сумма  $P_T$  поперечных импульсов реконструированных в ID частиц, треки которых были близки к треку данного мюона. Близость двух треков определялась условием  $\Delta R^2 = \Delta\phi^2 + \Delta\eta^2 < \Delta R_{\max}^2$ . Здесь  $\Delta\phi$  и  $\Delta\eta$  — разности азимутальных углов (в радианах) и псевдобыстрот двух треков. Наилучшее разделение сигнала и фона достигалось при  $\Delta R_{\max} = 0,28$ . Треки ID, имеющие соответствующий трек в MS, не учитывались, а треки, близкие к более чем одному мюону, учитывались только в  $P_T$  наиболее близкого мюона. Для каждого события два наибольших значения  $P_T$  суммировались, и полученный суммарный поперечный импульс  $P_T^{\text{sum}}$  использовался для отбора событий. На рис. 5 показаны распределения по  $P_T^{\text{sum}}$ . Соответствующие критерии отбора зависят от фона ускорителя и составляют от 4,5 до 10,8 ГэВ/с.

Эффективность отбора хиггс-бозонов по информации с внутреннего детектора составляла 89 % для низкой и 80 % для высокой светимости. Коэффициент подавления фона  $tt$  был при этих светимостях соответственно 80 и 50, а в случае фона  $Zbb$  — соответственно 30 и 22.

**2.4. Дополнительное подавление фона.** После подавления фона  $Zbb$  и  $tt$  при помощи калориметрической системы или ID основным фоновым процессом остается  $ZZ$ . Этот процесс не может быть подавлен ни по критерию изолированности мюонов, ни по прицельным параметрам. Однако уровень фона  $ZZ$  может быть до некоторой степени уменьшен благодаря использованию различий в кинематике процессов  $pp \rightarrow ZZ$  и  $pp \rightarrow H \rightarrow ZZ$ . Хотя ни одна из кинематических переменных не дает хорошего разделения сигнала и фона, их комбинация обеспечивает значительное подавление фона при довольно высокой эффективности отбора сигнала.

Была сконструирована «функция правдоподобия сигнала»  $L$ , представляющая собой произведение плотностей вероятности сигнала по следующему набору переменных:

- 1) угол между направлениями импульсов  $Z$  и  $\mu^+$  от распада  $Z$ ;
- 2) угол между направлениями импульсов  $Z^*$  и  $\mu^+$  от распада  $Z^*$ ;
- 3) угол между направлениями импульсов  $H$  и  $Z$ ;
- 4) инвариантная масса  $Z^*$ ;
- 5) поперечный импульс  $H$ ;
- 6) угол между направлением импульса  $H$  и осью пучка;
- 7) наименьший поперечный импульс среди четырех мюонов;
- 8) сумма расстояний от каждого из мюонных треков до оси пучка.

Здесь под  $H$  (хиггс-бозоном) понимается система четырех мюонов;  $Z$  — пара  $\mu^+\mu^-$ , инвариантная масса которой наиболее близка к массе  $Z$ -бозона;  $Z^*$  — оставшаяся пара  $\mu^+\mu^-$ . Последняя переменная применялась только в анализе с использованием внутреннего детектора. Распределения событий по переменным 1–8 проиллюстрированы рис. 6.

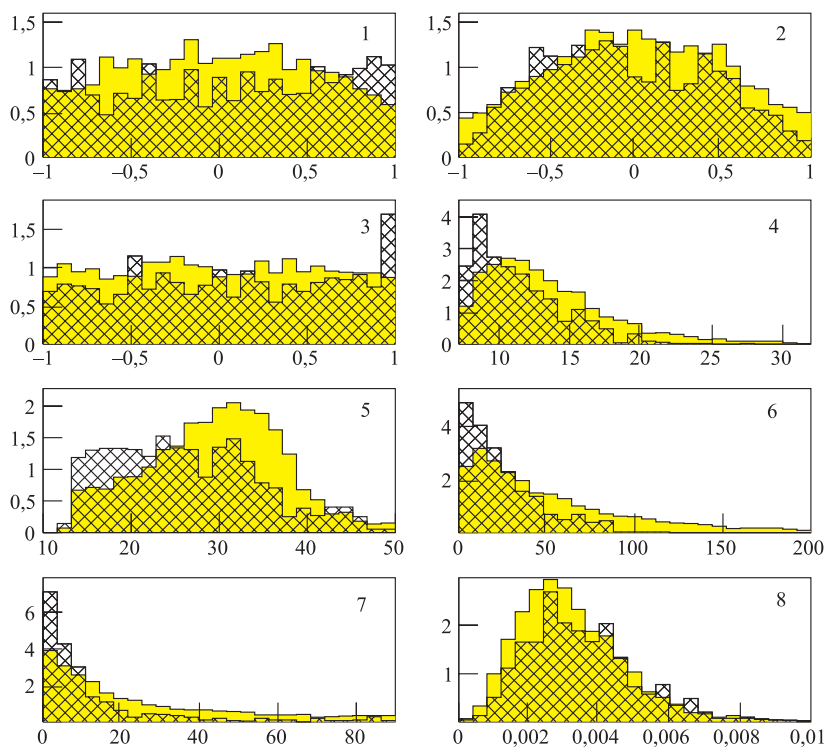


Рис. 6. Распределения событий по переменным, используемым при построении «функции правдоподобия». Сигнал показан незаштрихованными гистограммами, фон — заштрихованными. Нумерация графиков соответствует нумерации переменных в тексте. Нормировка гистограмм произвольная

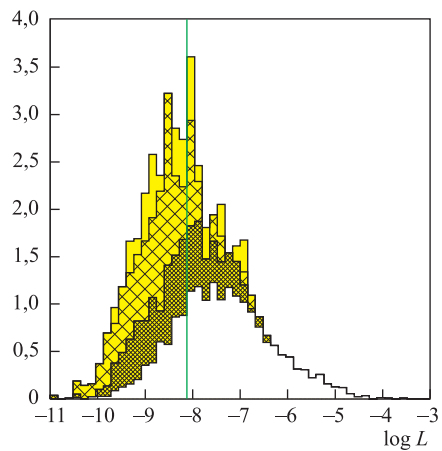


Рис. 7. Распределения событий по логарифму «функции правдоподобия» в случае калориметрического анализа

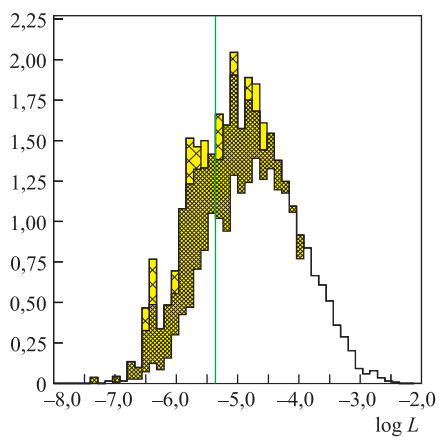


Рис. 8. Распределения событий по логарифму «функции правдоподобия» в случае трекового анализа

Распределение событий по логарифму «функции правдоподобия сигнала»  $\log L$  показано на рис. 7, 8 для случаев трекового и калориметрического анализа. Эффективность отбора сигнала составляла около 77%. Коэффициент подавления фона  $ZZ$ ,  $Zbb$  и  $tt$  составлял соответственно 2,5; 5,2 и 2,5 для калориметрического анализа, и 2,3; 2,8 и 1,5 — для трекового. Приведены результаты для случая в отсутствие «наложения событий» (подавление фона уменьшается незначительно даже в случае высокой светимости).

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 9, 10 показаны распределения по инвариантной массе четырех мюонов для событий, прошедших описанный выше отбор. Показанное число событий соответствует ожидаемому в эксперименте АТЛАС после трех лет работы при низкой светимости (*a, б*)

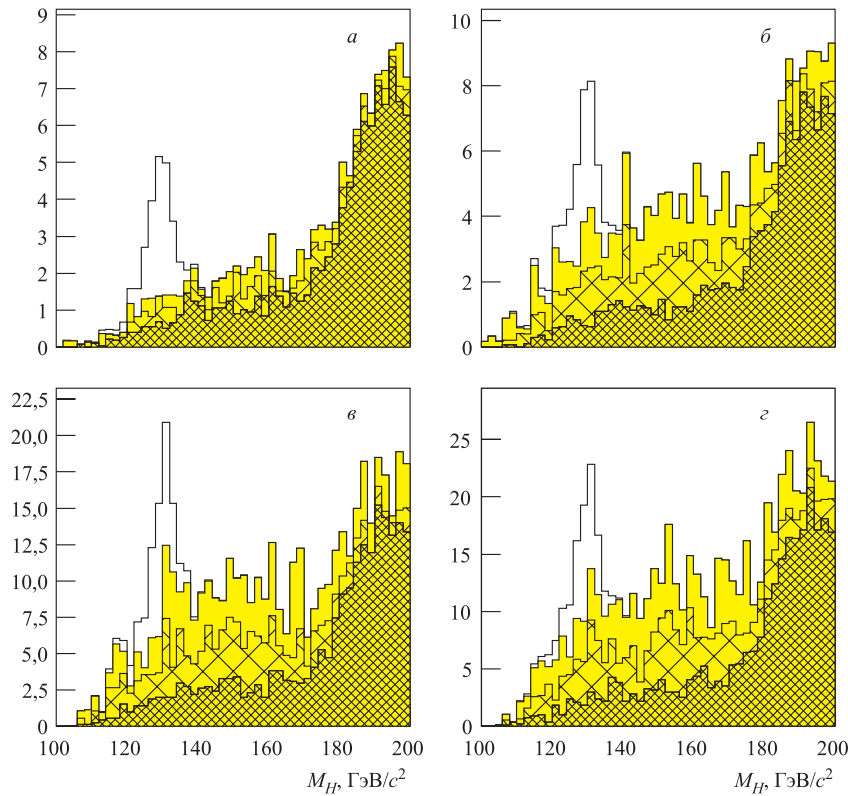


Рис. 9. Распределения событий по инвариантной массе четырех мюонов в случае калориметрического анализа для различных условий фона ускорителя (см. подпись к рис. 2)

и трех лет при высокой (*в, г*). Видно, что во всех случаях пик от хиггс-бозонов хорошо выделяется, хотя в случае калориметрического анализа уровень фона значительно выше. Другим преимуществом анализа с использованием ID является более высокое разрешение

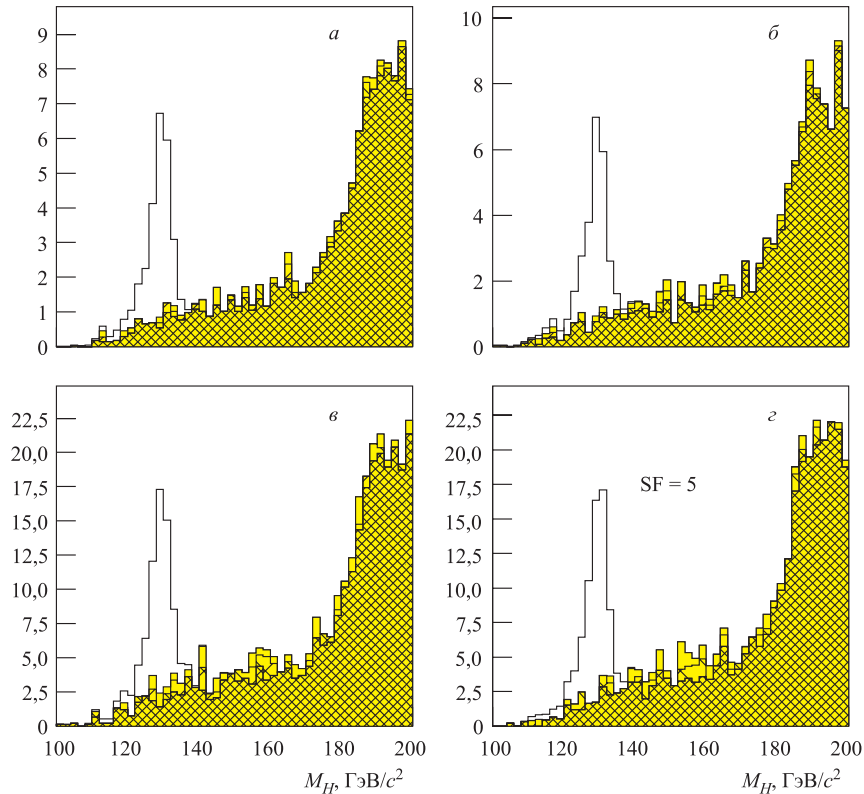


Рис. 10. Распределения событий по инвариантной массе четырех мюонов в случае трекового анализа для различных условий фона ускорителя (см. подпись к рис. 2)

инвариантной массы: при использовании импульсов, реконструированных в MS, полуширина пика хиггс-бозонов составляет  $3,0 \text{ ГэВ}/c^2$ , а при использовании ID —  $2,2 \text{ ГэВ}/c^2$ .

Окончательный отбор событий производился в следующем «окне» по инвариантной массе:  $124\text{--}136 \text{ ГэВ}/c^2$  для калориметрического анализа и  $124\text{--}134 \text{ ГэВ}/c^2$  — для трекового. Результаты обоих анализов приведены в табл. 2 и 3. Эффективность отбора и коэффициенты подавления фона указаны относительно общего количества сгенерированных событий (см. табл. 1). Уровень значимости сигнала определялся как отношение числа отобранных событий сигнала к квадратному корню из числа отобранных фоновых событий.

Результаты трекового анализа при отсутствии «наложения событий» хорошо согласуются с результатами [11], которые были получены на основе упрощенного («быстрого») моделирования установки без учета фона ускорителя. Уровень значимости сигнала в работе [11] составил  $8,5$  против  $8,2 \pm 0,5$  в настоящей работе (при  $100 \text{ фб}^{-1}$  интегральной светимости).

Из полученных результатов можно сделать следующие выводы:

- На основе полного моделирования установки АТЛАС показана возможность выделения сигнала  $H \rightarrow \mu\mu\mu\mu$  при помощи мюонного спектрометра и одной из двух подсистем:

Таблица 2. Результаты калориметрического анализа. Приведены эффективность отбора сигнала, число отобранных событий сигнала и фона, значимость сигнала, относительный уровень фона и коэффициенты подавления фоновых процессов. Четыре колонки соответствуют различным условиям фона ускорителя

	100 фб <sup>-1</sup> (без нало- жения)	100 фб <sup>-1</sup> (низкая светимость)	300 фб <sup>-1</sup> (высокая светимость)	300 фб <sup>-1</sup> (высокая светимость, 5 × нейтр. фон)
Эффективность отбора, %	29	32	23	26
События сигнала	14,3	15,8	33,9	37,9
События фона	8,2	19,4	48,6	59,4
Значимость сигнала ( $S/\sqrt{B}$ )	$5,0 \pm 0,3$	$3,6 \pm 0,1$	$4,9 \pm 0,1$	$4,9 \pm 0,1$
Уровень фона, %	36	55	59	61
В том числе:				
ZZ, %	17	15	15	14
Zbb, %	11	22	20	25
tt, %	9	19	24	22
Подавление фона				
ZZ	95	69	90	79
Zbb	1324	409	561	389
tt	1667	513	512	476

Таблица 3. Результаты трекового анализа

	100 фб <sup>-1</sup> (без нало- жения)	100 фб <sup>-1</sup> (низкая светимость)	300 фб <sup>-1</sup> (высокая светимость)	300 фб <sup>-1</sup> (высокая светимость, 5 × нейтр. фон)
Эффективность отбора, %	36	36	30	31
События сигнала	17,5	17,6	44,3	45,7
События фона	4,6	4,5	15,1	13,2
Значимость сигнала ( $S/\sqrt{B}$ )	$8,2 \pm 0,5$	$8,3 \pm 0,5$	$11,4 \pm 0,4$	$12,6 \pm 0,5$
Уровень фона, %	21	20	25	22
В том числе:				
ZZ, %	17	17	17	16
Zbb, %	3	2	4	5
tt, %	2	2	5	1
Подавление фона				
ZZ	97	97	109	112
Zbb	5625	7500	4500	3214
tt	10000	10000	3333	>10000

внутреннего детектора или калориметрической системы. Впервые показана возможность выделения сигнала без использования внутреннего детектора.

- В анализе учитывался фон ускорителя. Установлено, что увеличение светимости существенно снижает экспериментальную чувствительность, в то время как повышение уровня нейтронного фона почти не влияет на результат.

- Анализ с использованием информации от мюонного спектрометра и калориметрической системы обеспечивает эффективность отбора сигнала 25–30 % при уровне фона 40–60 %. Значимость сигнала составляет около 6 стандартных отклонений (в случае объединения статистики сеансов с низкой и высокой светимостью).

- Анализ с использованием информации от мюонного спектрометра и внутреннего детектора обеспечивает эффективность отбора сигнала 30–35 % при уровне фона 20–25 %. Значимость сигнала составляет около 14 стандартных отклонений.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report. CERN/LHCC/99-14. 1999.
2. ATLAS Muon Spectrometer Technical Design Report. CERN/LHCC/97-22. 1997.
3. ATLAS Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report. CERN/LHCC/96-41. 1996;  
ATLAS Tile Calorimeter Technical Design Report. CERN/LHCC/96-42. 1996.
4. ATLAS Inner Detector Technical Design Report. CERN/LHCC/97-16. 1997.
5. *Sjostrand T. et al. // Comp. Phys. Commun.* 2001. V. 135. P. 238.
6. *Kersevan B. P., Richter-Was E.* The Monte-Carlo Event Generator AcerMC version 1.4 with interfaces to PYTHIA 6.2 and HERWIG 6.5. hep-ph/0201302.
7. DICE Manual. ATLAS Internal Note SOFT-NO-011. 1995; DICE-95. ATLAS Internal Note SOFT-NO-014c. 1996.
8. GEANT — Detector Description and Simulation Tool. CERN Program Library Long Writeup W5013. 1994.
9. ATLAS Data Challenge 1. ATLAS Internal Note SOFT-2003-012. 2003.
10. ATRECON manual. ATLAS Internal Note SOFT-NO-015. 1994.
11. ATLAS Technical Proposal. CERN/LHCC/94-43. 1994.

Получено 19 апреля 2004 г.