



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2004-30  
ОРИ

И.Л. Ажгирей, И.С. Байшев, В.В. Таланов

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ  
УСКОРИТЕЛЬНОГО ФОНА  
В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ПРОМЕЖУТКАХ LHC  
С НИЗКОЙ СВЕТИМОСТЬЮ  
В ТОЧКЕ ВСТРЕЧИ ПУЧКОВ**

Протвино 2004

**Аннотация**

Ажгирей И.Л., Байшев И.С., Таланов В.В. Численное моделирование ускорительного фона в экспериментальных промежутках LHC с низкой светимостью в точке встречи пучков.: Препринт ИФВЭ 2004-30. – Протвино, 2004. – 15 с., 6 рис., 3 табл., библиогр.: 21.

Представлены оценка интенсивности источников и результаты численного моделирования формирования ускорительного фона в экспериментальных промежутках SS2 и SS8 коллайдера LHC.

**Abstract**

Azhgirey I.L., Baishev I.S., Talanov V.V. Numerical Simulation of the Machine Induced Background in the LHC Low Luminosity Experimental Insertions.: IHEP Preprint 2004-30. – Protvino, 2004. – p. 15, figs. 6, tables 3, refs.: 21.

In this work we present the estimation of the intensity of the sources and the results of the numerical simulation of the machine induced background formation in the LHC experimental insertions at IP2 and IP8.

## Введение

Большой адронный коллайдер ЛНС, сооружаемый в ЦЕРН [1], представляет собой протонный ускоритель с током пучка частиц в 530 мА и светимостью в точках встреч пучков  $10^{32} - 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  при энергии сталкивающихся пучков 14 ТэВ в с.д.м.. Высокая интенсивность и рекордная энергия пучков коллайдера обуславливают исключительную важность решения радиационных проблем в проекте ЛНС. Одним из главных условий выполнения программы исследований на ЛНС является надежная защита ускорительного оборудования и экспериментальной аппаратуры от последствий воздействия излучения. Для решения задач по созданию технологической защиты в лаборатории радиационной физики ускорителей ОРИ ИФВЭ разработана методика анализа динамики формирования полей вторичного излучения в структуре ускорителя, определяющих радиационные нагрузки в различных участках коллайдера. Настоящее исследование продолжает цикл работ [2–7], посвященных решению проблемы ускорительного радиационного фона в экспериментах на ЛНС.

### 1. Понятие об ускорительном фоне

Ускорительный радиационный фон представляет собой излучение, приходящее из тоннеля ускорителя в зону размещения детекторов частиц и другого оборудования экспериментов. Это излучение образуется в результате развития ядерно-электромагнитных каскадов в структуре ускорителя, инициированных потерями частиц пучков. В общем случае потерей является выпадение частицы из фазового пространства пучка, происходящее в результате ее непрерывного дрейфа в поперечной плоскости вследствие нелинейности магнитооптической структуры, упругого рассеяния частиц пучка на ядрах остаточного газа в вакуумной камере ускорителя или при неупругом взаимодействии частиц пучка с остаточным газом. Образующийся ускорительный фон может вносить существенный вклад в общий фон в зонах размещения детекторов частиц [8]. Наиболее уязвимыми для частиц, приходящих из тоннеля, являются, например, центральные детекторы, расположенные на небольшом расстоянии от оси пучка, и внешние слои переднего мюонного спектрометра [9].

## 2. Методика моделирования ускорительного фона

Методика исследования формирования ускорительного фона позволяет прогнозировать величину потока вторичных частиц в области экспериментов, обусловленного вкладами от различных каналов потерь частиц пучка в элементах магнитооптической структуры [4]. В рамках данного подхода величина ускорительного фона в выбранной для исследования области получается путем численного моделирования методом Монте-Карло развития ядерно-электромагнитных каскадов, инициированных потерянными частицами пучка, с точным учетом деталей механической конструкции элементов и магнитных полей структуры ускорителя. В число источников ускорительного фона в LHC входят взаимодействие протонов пучка с ядрами остаточного газа в вакуумной камере ускорителя, утечка рассеянных частиц из системы коллимирования пучков и рассеяние частиц в соседней с рассматриваемой точке встречи пучков [2]. Интенсивность первого источника определяется плотностью и компонентным составом остаточного газа, величина которых меняется в зависимости от периода работы ускорителя и номинального тока и энергии пучка [10]. Второй источник определяется эффективностью работы системы коллимирования, а третий зависит от величины номинальной светимости в точках встречи пучков, которая может быть различна во время разных этапов выполнения экспериментальной программы на LHC. Формирование ускорительного фона определяется особенностями магнитооптической структуры ускорителя и происходит независимо для каждого из трех перечисленных источников.

В данной работе мы представляем полученные путем численного моделирования результаты расчетов величины ускорительного фона в экспериментальных промежутках SS2 и SS8 коллайдера LHC. Каскады частиц моделировались с помощью разработанной в ИФВЭ программы MARS [11]. При моделировании транспорта частиц всех типов было задано значение 20 МэВ для порога по кинетической энергии. Из-за схожести магнитооптической структуры промежутков SS2 и SS8 и в силу симметрии схемы LHC, приведенной на рис. 1, оценки величины ускорительного фона, полученные для одного из двух промежутков, являются верными для другого промежутка. Далее оценка вклада в фон от взаимодействий с остаточным газом сделана нами для промежутка SS2, а вклад от рассеяния в системе коллимирования и в соседней точке встречи пучков — для промежутка SS8.

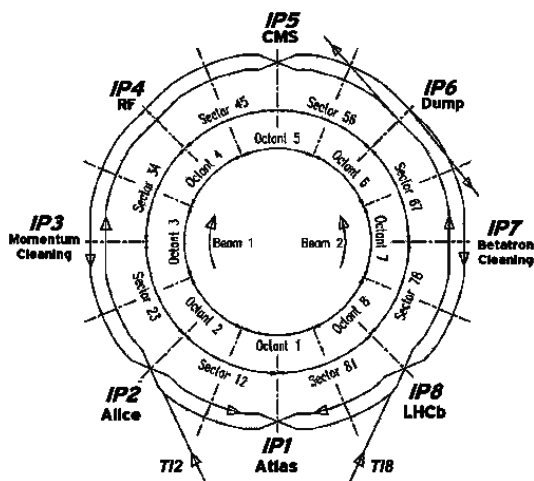


Рис. 1. Общая схема коллайдера LHC. На схеме обозначены: точки встречи пучков IP1 и IP5 экспериментов ATLAS и CMS с высокой светимостью, точки IP2 и IP8 экспериментов ALICE и LHCb с низкой светимостью и промежутки SS3 и SS7 системы коллимирования пучков по импульсу и амплитуде соответственно.

## 2.1. Структура промежутка с низкой светимостью

Схема коллайдера LHC включает два промежутка с низкой светимостью в точке встречи пучков: SS2, где будет расположен эксперимент ALICE, и SS8, где будет размещен эксперимент LHCb. В силу симметрии схемы коллайдера, как видно из рис. 1, оба промежутка имеют схожую магнитооптическую структуру, с точностью до замены орбиты одного кольца на другое и наоборот. Так, элементы линии инжекции расположены в промежутке SS2 вокруг первого пучка коллайдера, а в промежутке SS8 — вокруг, соответственно, второго. Оба экспериментальных промежутка удалены на расстояние одного сектора кольца ускорителя от промежутка точки встречи пучков IP1 и на расстояние одного сектора от систем коллимирования пучка по импульсу и амплитуде для SS2 и SS8 соответственно. Промежуток SS2 отличается от SS8 тем, что в нем перед вторым дипольным магнитом D2 расположен вспомогательный калориметр X2ZDC эксперимента ALICE. Однако сравнительно малые размеры данного элемента позволяют пренебречь отличиями между структурой промежутков SS2 и SS8 и считать полученные ниже результаты верными для обоих экспериментальных промежутков с низкой светимостью.

Схема механической структуры исследуемого участка LHC приведена на рис. 2. Промежуток SS2 состоит из секции согласующих магнитов Q4–Q7, между которыми расположены магниты линии инжекции MSI и MKI. Далее, по направлению к точке встречи пучков IP2, расположена пара дипольных магнитов D2 и D1 и внутренний триплет квадрупольей Q1–Q3. Другие элементы структуры промежутка, показанные на схеме, такие как аварийный инжекционный поглотитель TDI, вспомогательная защита триплета TCDD и блоки питания магнитов DFBA/X, были также включены в модель геометрии для расчета транспорта частиц. Точка встречи пучков IP2 делит экспериментальный промежуток SS2 на две практически равные, симметричные половины. Структура левой и правой частей экспериментального промежутка SS2, как и промежутка SS8, одинакова, с точностью до элементов линии инжекции, а также компенсационных магнитов, расположенных в непосредственной близости от точки встречи пучков и вследствие этого оказывающих незначительное влияние на формирование ускорительного фона в промежутке [4]. Поэтому далее, говоря об экспериментальном промежутке с низкой светимостью, мы будем подразумевать и приводить результаты расчетов для его левой части.

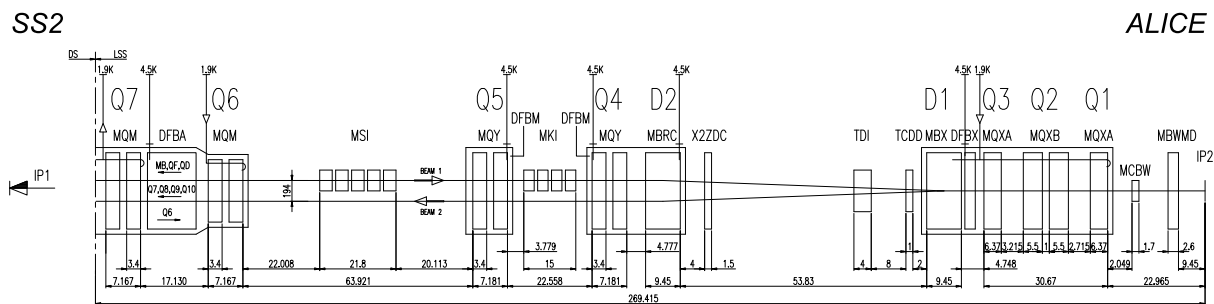


Рис. 2. Структура левой половины промежутка SS2 эксперимента ALICE. Помимо продольных размеров элементов структуры, на схеме также приведены значения рабочей температуры магнитов промежутка.

## 2.2. Плотность остаточного газа в промежутках с низкой светимостью

Значение плотности остаточного газа в секциях вакуумной камеры ускорителя определяет линейную плотность взаимодействий частиц пучка в соответствующих участках магнитооптической структуры [3]. Предварительная оценка плотности компонент остаточного газа в экспериментальных промежутках ЛНС была выполнена на стадии разработки концептуального проекта коллайдера и представлена в [12]. Использование этих данных, совместно с относительными сечениями рассеяния протонов на молекулах остаточного газа из работы [21], приводит к средней величине эквивалентной плотности остаточного газа в экспериментальных промежутках ЛНС, равной  $8.08 \times 10^{12}$  мол/м<sup>3</sup>. Приведенные в указанной работе данные также позволяют оценить линейную плотность взаимодействий первичных частиц пучка в экспериментальных промежутках ЛНС вследствие неупругого рассеяния частиц на ядрах остаточного газа. Данная величина служит нормировочным коэффициентом для случая представления результатов расчетов ускорительного фона на один неупруго рассеянный протон на метре структуры ускорителя [4]. Использование оценок сечений неупругого протон-ядерного взаимодействия из работы [2] приводит к среднему значению линейной плотности взаимодействий, равному  $190$  протонов/м  $\times$  с<sup>-1</sup>.

Современные данные по плотности компонент остаточного газа в вакуумной камере экспериментальных промежутков ЛНС приведены в работе [10]. Для новых данных эквивалентная плотность газа в среднем в 4.4 выше по сравнению с предварительной оценкой из работы [12]. Таким образом, средняя линейная плотность взаимодействий в промежутках SS2/8 для новой оценки будет равна  $840$  протонов/м  $\times$  с<sup>-1</sup>, а интенсивность взаимодействий данного типа на длине в 250 м всего экспериментального промежутка составит  $2.1 \times 10^5$  протонов/с. Также в работе [10] приведена оценка эквивалентной плотности остаточного газа в вакуумной камере холодных участков структуры ЛНС, где используется оборудование, работающее при температуре около 4°К. Для таких участков плотность газа прогнозируется на уровне  $4 \times 10^{12}$  мол/м<sup>3</sup>. Это значение близко к полученной выше оценке плотности для экспериментальных промежутков, оборудованных теплыми магнитами. Поскольку относительный вклад от холодных участков в ускорительный фон в промежутках SS2/8 составляет не более 1% [4], а плотность остаточного газа в них сравнима со значениями для теплых участков структуры, представляется возможным пренебречь вкладом в ускорительный фон в промежутках SS2/8 от взаимодействий частиц пучка с остаточным газом в холодных участках проекта ЛНС.

Методика расчета величин из данного раздела приведена в Приложении.

## 3. Оценка величины ускорительного фона в промежутках SS2/8

В данном разделе мы приводим оценки вклада в ускорительный фон от различных источников, полученные путем численного моделирования с использованием описанной модели структуры промежутка и современных данных о динамике остаточного газа во время работы коллайдера ЛНС.

### 3.1. Взаимодействие с остаточным газом

Взаимодействие частиц пучка ускорителя с ядрами остаточного газа в вакуумной камере является одним из основных источников ускорительного фона в экспериментах на

современных коллайдерах [2]. В данной работе использована методика, разработанная нами для моделирования ускорительного фона от данного источника в коллайдере LHC [4]. В предложенном подходе история каждого вторичного каскада начинается с взаимодействия первичного протона с ядром остаточного газа. При этом выбор типа ядра производится в соответствии с используемыми значениями для плотности компонент остаточного газа и оценками для сечений взаимодействия. Образовавшиеся в результате акта взаимодействия частицы затем транспортируются через магнитную структуру исследуемого участка ускорителя, с точным учетом геометрии элементов и детальным моделированием последующих вторичных каскадов. История каждой частицы заканчивается при выходе ее траектории за границу рассматриваемого промежутка структуры по  $s$ -координате, которая является расстоянием вдоль траектории пучка, отсчитываемым от точки встречи пучков. По окончании транспорта частицы ее характеристики, такие как энергия, координаты точки выхода и направляющие косинусы вектора траектории, записываются для последующего анализа. Для каждой частицы в процессе моделирования ее транспорта также регистрируются  $s$ -координата точки первичного рассеяния протона на ядре газа и координата точки адрон-ядерного взаимодействия, в котором данная частица была образована. Для мюонов последней характеристикой выступает точка образования  $\pi$ - или  $K$ -мезона, при распаде которого образован данный мюон. Результатом моделирования является файл-источник, содержащий все частицы, образованные в результате взаимодействий с газом в промежутке SS2 и вышедшие за границу промежутка в направлении точки встречи пучков IP2.

Записанная информация о частицах обеспечивает анализ характеристик образовавшегося вторичного излучения, позволяя построить, например, пространственные и радиальные распределения плотности потока частиц с применением различных критериев отбора треков [6]. С использованием информации о координатах точек образования частиц становится возможной реконструкция формирования ускорительного фона в экспериментальном промежутке [5]. Результаты такой реконструкции для промежутка SS2 приведены на рис. 3 и 4. Моделирование ускорительного фона в этих расчетах было выполнено для версии 6.3 структуры проекта LHC и оценок плотности остаточного газа, соответствующих периоду стационарной работы ускорителя, приведенных в [10]. На рисунках показано распределение числа вторичных адронов и мюонов на выходе из экспериментального промежутка SS2 как функция  $n(s)$  расстояния по  $s$ -координате до точки встречи пучков IP2. Сплошная линия на рисунках показывает число частиц, записанных в источник на выходе из промежутка, как функцию от расстояния между точкой IP2 и точкой на длине промежутка, где произошло взаимодействие первичного протона из пучка ускорителя с ядром остаточного газа. Данное распределение указывает на элементы магнитооптической структуры проекта LHC, в которых происходит наибольшее число взаимодействий первичных частиц, приводящих к образованию ускорительного фона. Как можно видеть из рисунков, как для вторичных адронов, так и для мюонов такими участками являются линия магнитов Q6–Q7 и Q5 из согласующей секции промежутка SS2, первый и второй разделяющие дипольные магниты D1 и D2 и секции вакуумной камеры между квадрупольными внутренним триплетом. На этих участках величина плотности и компонентный состав остаточного газа в вакуумной камере ускорителя являются определяющими величинами, обуславливающими величину потока фоновых частиц в целом. Поэтому проведенный анализ образования ускорительного фона позволяет выработать рекомендации для оптимального размещения вакуумного оборудования ускорителя LHC.

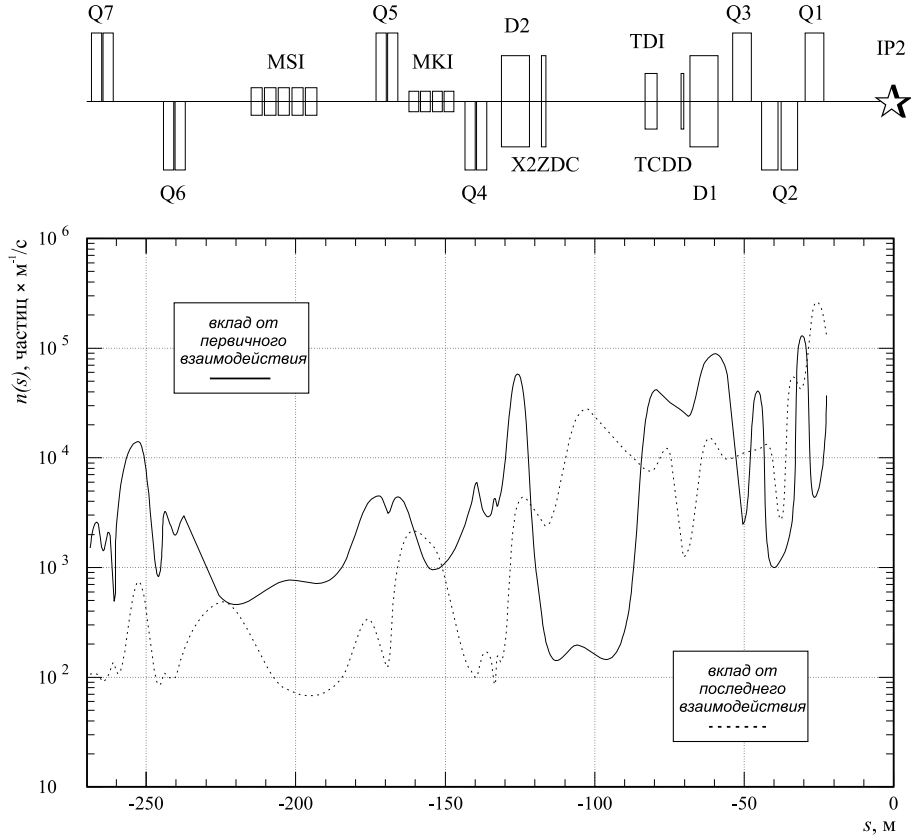


Рис. 3. Число адронов,  $n(s)$ , на выходе из экспериментального промежутка SS2, как функция расстояния по  $s$ -координате до точки встречи пучков IP2 от точки первичного (сплошная линия) и последнего (штриховая линия) адрон-ядерного взаимодействия на длине промежутка.

Распределения, приведенные штриховой линией на рис. 3 и 4, позволяют проанализировать образование ускорительного фона на длине промежутка SS2. Эти распределения дают число вторичных фоновых частиц как функцию расстояния от точки IP2 до точки на длине промежутка, где произошло адрон-ядерное взаимодействие, в котором была образована конкретная частица, зарегистрированная затем на входе в экспериментальную зону. Для мюонов этой характеристикой служит расстояние до точки образования вторичного  $\pi$ - или  $K$ -мезона, при распаде которого образовался данный мюон. Таким образом, данные распределения позволяют указать те участки структуры ускорителя, где образуется наибольшее число вторичных частиц, составляющих ускорительный фон в области точки встречи пучков IP2. Подобный анализ формирования фона в экспериментальном промежутке позволяет определить участки структуры ускорителя, наиболее эффективные для подавления вторичного излучения, инициированного взаимодействиями частиц пучка с остаточным газом [7]. Как можно видеть из приведенных распределений, взаимодействия частиц пучка в области, например, согласующих магнитов Q6–Q7 или разделяющего диполя D2, не обязательно приведут к образованию на данном участке вторичных частиц,



которые достигнут экспериментальной зоны точки IP2. Наоборот, после взаимодействия с остаточным газом в данных участках структуры, образовавшиеся частицы инициируют вторичные каскады в материале элементов, расположенных на значительном расстоянии от точки первичного взаимодействия. На распределении адронов на рис. 3 этот механизм иллюстрирует первичный пик в области второго дипольного магнита D2, с последующим появлением характерного вторичного пика в области секции магнитов D2–D1. Доминирование излучения, образованного на данном участке, в общем потоке вторичных частиц, определяется его протяженностью в  $\sim 50$  м и отсутствием материала вокруг секций вакуумной камеры в данной области, способного поглотить вторичное излучение. То же характерно и для вторичных мюонов, для которых протяженный распадный участок секции разделения пучков D2–D1 оказывается наиболее значительным по отношению к полному потоку данных частиц на выходе из промежутка SS2.

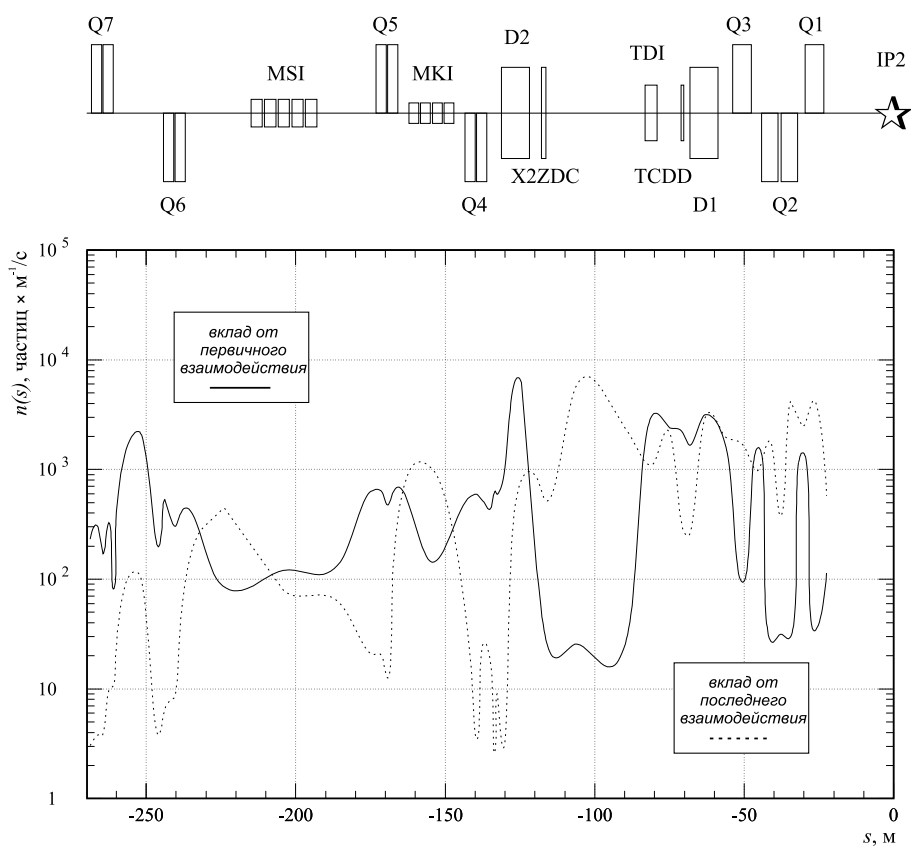


Рис. 4. Число мюонов,  $n(s)$ , на выходе из экспериментального промежутка SS2 как функция расстояния по  $s$ -координате до точки встречи пучков IP2 от точки первичного (сплошная линия) и последнего (штриховая линия) адрон-ядерного взаимодействия на длине промежутка.

Распределения по энергии протонов,  $\pi$ -мезонов и мюонов на выходе из промежутка SS2 в зону эксперимента даны на рис. 5. Спектр мюонов приведен лишь до 70 МэВ вследствие недостаточной статистики результатов в области более низких энергий. Как видно из рисунка, спектр протонов имеет два характерных максимума — в области нескольких сотен МэВ и вблизи 7 ТэВ соответственно. Первый максимум спектра определяется частицами, рожденными в каскадах вблизи от границы сбора источника, в основном в триплете квадруполей Q1–Q3, а второй образован частицами с энергией близкой к энергии первичного пучка, приходящими в экспериментальный зал внутри апертуры магнитных элементов структуры. В распределении  $\pi$ -мезонов максимум в области 1 ТэВ определяется частицами, образованными в первичном взаимодействии протонов пучка с газом, однако в целом в спектре  $\pi$ -мезонов доминируют частицы с энергией в несколько ГэВ. Плоскость сбора источника в расчетах располагалась на расстоянии 1 м от торца квадруполя Q1 (см. рис. 2), что дает расстояние в  $\sim 20$  м до зоны расположения детекторов эксперимента. Это расстояние может служить достаточной базой для распада  $\pi$ -мезонов, и образованные мюоны могут дать дополнительный вклад в жесткий, со средней энергией в 1 ГэВ, спектр данной компоненты фона.

Абсолютные значения для потока адронов и мюонов на выходе из экспериментального промежутка SS2 получаются путем интегрирования по  $s$ -координате приведенных на рис. 3 и 4 распределений, что дает величины  $2.1 \times 10^5$  частиц/с и  $1.5 \times 10^6$  частиц/с для мюонов и адронов соответственно.

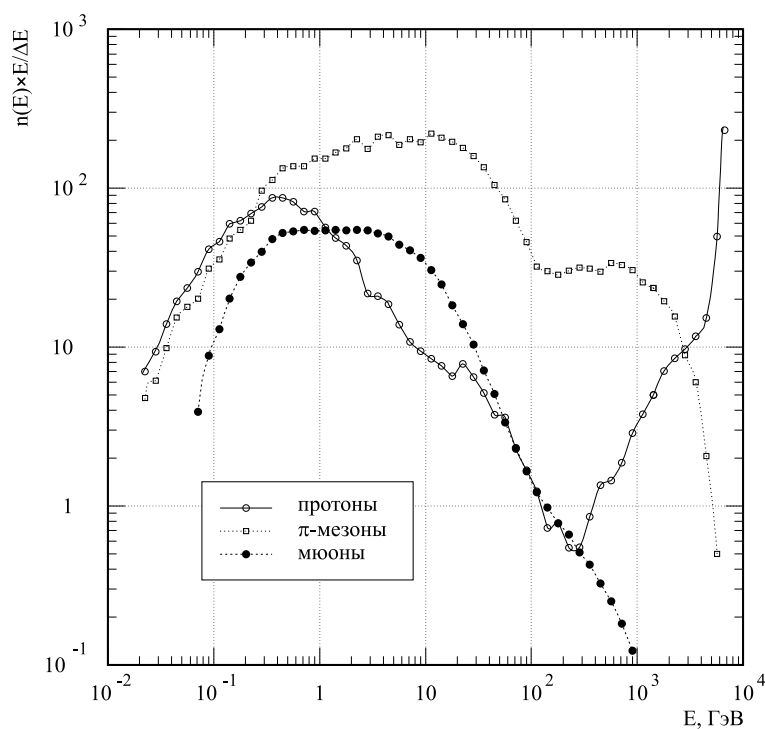


Рис. 5. Спектры компонент ускорительного фона на выходе из экспериментального промежутка SS2.

### 3.2. Рассеяние в системе коллимирования пучка

Схема коллайдера LHC включает системы коллимирования пучка по импульсу и амплитуде, которые будут размещены в прямолинейных промежутках SS3 и SS7 соответственно. В процессе очистки пучка частицы, вышедшие за его границу, могут быть рассеяны челюстями первичных коллиматоров, но не перехвачены вторичными коллиматорами. Относительное число таких частиц является характеристикой эффективности системы коллимирования. Эти частицы впоследствии провзаимодействуют с ускорительным оборудованием в произвольном месте структуры LHC. В том случае, если такое вторичное взаимодействие произойдет в экспериментальном промежутке, продукты вторичного ядерно-электромагнитного каскада, инициированного рассеянной первичной частицей, могут дать вклад в ускорительный фон в экспериментальной зоне.

Оценим вклад в ускорительный фон вследствие неэффективности работы системы коллимирования пучка, для случая рассеяния первичной частицы при коллимировании по амплитуде в промежутке SS7, с последующей потерей отклоненной частицы в области точки встречи IP8. Приведенная оценка получена для значения  $\beta^* = 1$  м в промежутке SS8 и является максимальной оценкой для всех возможных значений  $\beta^*$  в промежутке [13]. В силу симметрии схемы LHC полученная оценка справедлива также для рассеяния в промежутке SS3 с потерей частицы в области точки встречи пучков IP2. Вначале смоделируем диффузию гало пучка в поперечной плоскости с дрейфовой скоростью  $v_d = 1 \sigma/c$ , с использованием независимой методики [14]. Здесь  $\sigma$  есть размер пучка в области первичных коллиматоров промежутка SS7, равный 0.3 мм ([1], с. 17). Выбор данного значения для дрейфовой скорости обусловлен результатами экспериментальных измерений поперечного дрейфа гало пучка на протон-антипротонном коллайдере в ЦЕРН [15]. На данном этапе моделирования получается карта взаимодействий частиц пучка с первичными коллиматорами. Затем используем полученную карту в качестве исходного источника для моделирования рассеяния протонов на коллиматорах, с последующим транспортом отклоненных частиц на протяжении нескольких оборотов кольца ускорителя и проверкой на прохождение апертур элементов сектора 78 и промежутка SS8. Этот этап моделирования транспорта протонов, рассеянных на элементах системы коллимирования пучка и не перехваченных ее первичными коллиматорами, выполняется с помощью версии STR00 программы STRUCT [16]. Результатом данного этапа моделирования является число рассеянных протонов, не прошедших апертуру и, соответственно, потерянных внутри какого-либо элемента промежутка SS8.

Расчеты показали, что при выбранном значении  $\beta^* = 1$  м интенсивность потерь во всех элементах промежутка SS8 вследствие неэффективности работы системы коллимирования пучка по амплитуде составляет  $2.2 \times 10^{-6}$  частиц на один протон, поглощенный в первичных коллиматорах системы [17]. При полном токе пучка коллайдера LHC число таких поглощенных частиц составит  $2.4 \times 10^9$  протонов/с для номинального значения времени жизни пучка равного 22 часам ([1], с. 53). Таким образом, прогнозируемый номинальный уровень интенсивности взаимодействий частиц в промежутке SS8 вследствие рассеяния в системе коллимирования в SS7 составит  $5.28 \times 10^3$  протонов/с. В то же время, как показано в разделе 2.2 данной работы, интенсивность взаимодействий частиц пучка с остаточным газом на длине промежутка SS8 для новых оценок плотности газа составляет  $2.1 \times 10^5$  протонов/с.

Сравнение двух полученных величин показывает, что вклад в ускорительный фон в промежутке SS8 частиц, образующихся в результате неэффективной работы системы

коллимирования пучка, при номинальных условиях работы коллайдера ЛНС оказывается меньшим в  $\sim 40$  раз, чем от взаимодействий с остаточным газом на длине данного промежутка.

### 3.3. Рассеяние в соседней точке встречи пучков

Как видно из схемы коллайдера ЛНС на рис. 1, точка встречи пучков с высокой светимостью IP1 будет расположена между промежутками SS2 и SS8, на расстоянии одного сектора от каждого из них. Образовавшиеся в результате протон-протонных взаимодействий в точке IP1 частицы с достаточно малым изменением импульса  $\delta_p$  и углом рассеяния  $\theta$  могут успешно транспортироваться магнитной структурой ускорителя до их взаимодействия с веществом в соседних промежутках. Продукты образующихся вторичных каскадов могут давать вклад в ускорительный фон в соответствующих зонах экспериментов. В качестве одного из значимых источников ускорительного фона в проекте ЛНС такие рассеянные протоны упомянуты, в частности, в [18].

Проведем анализ возможного вклада в ускорительный фон в экспериментальном промежутке от этого источника на примере рассеяния в точке IP1 с последующим вторичным взаимодействием рассеянной частицы в промежутке SS8. Число рассеянных протонов, взаимодействующих с веществом в промежутке SS8, обусловленное данным источником, может быть оценено с помощью предлагаемой простой процедуры. Вместо детального моделирования протон-протонных взаимодействий в точке IP1, требующего использования специального математического обеспечения, будем выбирать величину изменения импульса  $\delta_p$  и передаваемый 4-импульс  $|t| = p \cdot \theta$  из линейного распределения в диапазоне:

$$0 \leq \delta_p \leq 10^{-2}, \quad 0 \leq |t| \leq 50^2.$$

После моделирования транспорта протонов с данными характеристиками через элементы сектора 81 получим вероятностное распределение взаимодействий данного типа в SS8. Для значения  $\beta^* = 1$  м в промежутке SS8 смоделированное распределение плотности вероятности  $P(t, \delta_p)$  приведено на рис. 6. Проинтегрируем затем дифференциальное сечение протон-протонного взаимодействия в выбранном диапазоне:

$$\sigma = \int_0^{10^{-2}} \int_0^{50} \frac{d^2 \sigma_{sd}}{dt d\delta_p} P(t, \delta_p) dt d\delta_p,$$

где  $d^2 \sigma_{sd}/dt d\delta_p$  есть дифференциальное сечение дифракции, взятое из [19]. В результате получается исчезающе малое сечение равное  $10^{-17}$  мб. Экстраполяция использованного сечения дифракции в область больших передач 4-импульса [20] дает бóльшую, но по-прежнему относительно малую величину  $10^{-10}$  мб. Умножая полученное значение на величину номинальной светимости в точке встреч IP1 равную  $10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , получаем величину интенсивности вторичных взаимодействий в SS8 от данного источника равную  $10^{-2}$  протонов/с.

Сравнение полученной величины со значениями, приведенными в предыдущих разделах, позволяет сделать вывод об том, что данный источник является пренебрежимо малым по отношению к другим источникам ускорительного фона в ЛНС.

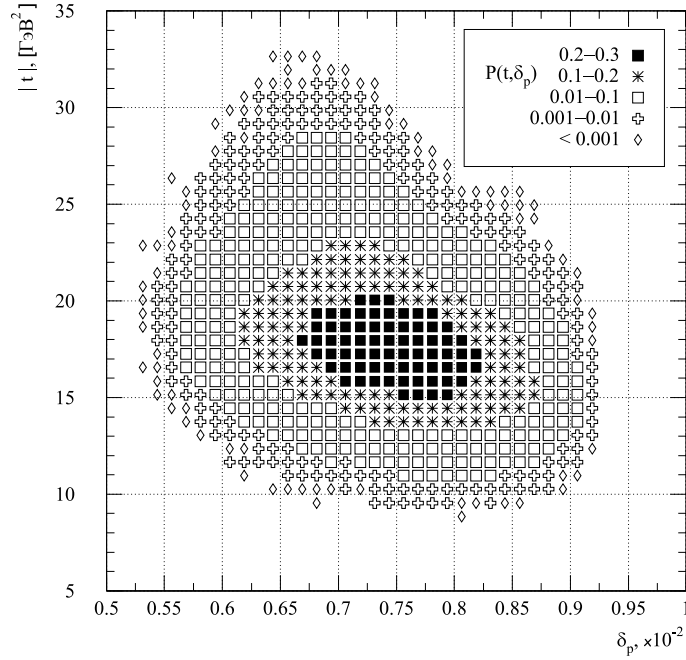


Рис. 6. Распределение плотности  $P(t, \delta_p)$ , определяющей вероятность того, что протон с данными характеристиками, образовавшийся в точке IP1, выйдет за границу апертуры элемента промежутка SS8.

## Выводы

В данной работе путем численного моделирования получены величины интенсивности каждого из источников ускорительного фона в промежутках с низкой светимостью коллайдера LHC. Результаты исследования приведены в табл. 1 и позволяют сделать вывод, что основным источником ускорительного фона в экспериментальных промежутках SS2 и SS8 являются взаимодействия протонов пучка с ядрами остаточного газа в вакуумной камере. Вклад в ускорительный фон в соответствующих промежутках от частиц, не перехваченных системами коллимирования пучка в промежутках SS3 и SS7, может быть существен только в случае малой плотности остаточного газа либо при эффективности системы коллимирования значительно ниже проектной. Вклад в ускорительный фон от протонов с большим импульсом, образованных в точке встречи IP1 и затем потерянных в промежутке соседней точки встречи пучков, является пренебрежимо малым.

Таблица 1. Интенсивность [протонов/с] каждого из источников ускорительного фона в промежутке с низкой светимостью SS2/8.

Взаимодействия с остаточным газом	$2.1 \times 10^5$
Вклад от системы коллимирования	$5.28 \times 10^3$
Рассеяние в соседней точки встречи пучков	$10^{-2}$

Проведенная с использованием разработанной методики реконструкция формирования ускорительного фона в промежутках с низкой светимостью позволила выявить участки магнитооптической структуры ускорителя, плотность и компонентный состав остаточного газа в которых являются определяющими величинами по отношению к абсолютной величине потока фоновых частиц в экспериментальных зонах, и дать указания по оптимизации фоновых условий в экспериментах.

## Благодарности

Авторы хотели бы выразить признательность своим коллегам К.М. Поттеру и Ж.Б. Жаннере из Европейской лаборатории ядерных исследований (ЦЕРН) за поддержку и сотрудничество.

## Приложение

В данном разделе мы приводим методику расчета нормировочных коэффициентов для получения абсолютных значений величины ускорительного фона в ЛНС с использованием данных о плотности и составе остаточного газа в различных участках проекта.

### Оценка эквивалентной плотности газа по данным Mathewson-Eggert

Предварительная оценка плотности компонент остаточного газа для теплых экспериментальных промежутков ЛНС была представлена в [12] и дана в табл.2. Оценку плотности газа удобно представить в виде одной величины — *эквивалентной плотности* остаточного газа (по водороду). Это можно сделать, взвесив плотности отдельных компонент с относительными, по отношению к водороду, сечениями рассеяния протона на молекулах остаточного газа [21]. Используя относительные сечения рассеяния из [21], получим следующую величину эквивалентной плотности газа:

$$\rho_0 = \sum_i \rho_i \times \sigma_i / \sigma_{H_2} = 8.08 \times 10^{12} \text{ мол/м}^3. \quad (1)$$

Таблица 2. Предварительные данные по плотности компонент остаточного газа и соответствующие относительные сечения рассеяния.

Газ	$H_2$	$CH_4$	$CO$	$CO_2$
$\rho$ , [мол/м <sup>3</sup> ]	$4.6 \times 10^{12}$	$9.7 \times 10^{10}$	$1.7 \times 10^{11}$	$1.0 \times 10^{11}$
$\sigma / \sigma_{H_2}$	1.0	5.9	9.0	13.8

## Соответствующая линейная плотность взаимодействий в теплых промежутках

Оценим из данных табл. 2 линейную плотность неупругих взаимодействий первичных частиц пучка с ядрами остаточного газа в экспериментальных промежутках ЛНС. Используем оценки сечений неупругого протон-ядерного взаимодействия, приведенные в работе [2]. Для линейной плотности неупругих взаимодействий первичных протонов на остаточном газе в экспериментальных промежутках получим следующее значение, также являющееся предварительной оценкой:

$$n_{in} = I/e \sum_i \sigma_i \times N_i = 190 \text{ протонов/м} \times \text{с}^{-1}, \quad \text{где} \quad (2)$$

- $I$  – номинальный ток пучка ЛНС, 530 мА,
- $e$  – элементарный заряд,
- $\sigma_i$  – сечение неупругого взаимодействия с ядром  $H$ ,  $C$  или  $O$ ,
- $N_i$  – число ядер каждого типа из табл. 2.

## Оценка изменения плотности газа по данным Collins-Malyshev

Современные данные по плотности компонент остаточного газа в вакуумной камере рассчитаны в работе [10] для версии 6.3 структуры ЛНС. В отличие от предыдущих значений, усредненных по длине экспериментального промежутка, результаты новых расчетов приведены в форме профиля остаточного газа, с точностью до отдельной секции вакуумной камеры или магнитного элемента структуры промежутка. Как указано в работе, при проведении расчетов взаимные отличия экспериментальных промежутков SS2 и SS8 были опущены. Полученные значения эквивалентной плотности остаточного газа в промежутках экспериментов на низкой светимости приведены в табл. 3 для периода стационарной работы ускорителя ЛНС, начиная с третьего года эксплуатации и далее.

Таблица 3. Эквивалентная плотность остаточного газа в элементах промежутка SS2/8. Для аварийного инжекционного поглотителя TDI использовано значение, равное плотности газа в соседнем элементе, основном диполе D1. Для каждого элемента приведена его длина и вклад в изменение линейной плотности.

Элемент	$l, [\text{м}]$	$\rho, [\text{мол}/\text{м}^3]$	$W$	Элемент	$l, [\text{м}]$	$\rho, [\text{мол}/\text{м}^3]$	$W$
VC1	0.83	$10^{14}$	0.041	VC4	4.00	$5 \times 10^{12}$	0.010
Q1	7.70	$6 \times 10^{12}$	0.023	D2	11.67	$1.5 \times 10^{14}$	0.867
VC2	1.40	$1.5 \times 10^{14}$	0.104	Q4	12.50	$2 \times 10^{13}$	0.124
Q2	12.58	$3 \times 10^{12}$	0.019	VC5	16.75	$5 \times 10^{12}$	0.041
VC3	1.90	$1.5 \times 10^{14}$	0.141	Q5	12.99	$2 \times 10^{13}$	0.129
Q3	8.40	$6 \times 10^{12}$	0.025	VC6	60.96	$5 \times 10^{12}$	0.151
DFBX	3.23	$1.5 \times 10^{14}$	0.240	Q6	10.36	$2 \times 10^{13}$	0.103
D1	11.36	$1.5 \times 10^{14}$	0.844	DFBA	14.70	$1.5 \times 10^{14}$	1.092
TDI	5.00	$1.5 \times 10^{14}$	0.371	Q7	9.00	$2 \times 10^{13}$	0.089

Вычислим средний коэффициент изменения эквивалентной плотности остаточного газа по сравнению с предварительной оценкой (1), взвесив относительное изменение эквива-

лентной плотности газа для каждого элемента с его относительной длиной по сравнению с общей длиной промежутка:

$$C = \sum_i W_i = \sum_i \rho_i / \rho_0 \times l_i / L \approx 4.4, \text{ где}$$

$$\begin{aligned} W_i & \text{ — вклад от каждого элемента (см. табл. 3),} \\ \rho_i & \text{ — эквивалентная плотность газа из табл. 3,} \\ \rho_0 & \text{ — значение предварительной оценки (1),} \\ l_i & \text{ — длина элемента структуры,} \\ L = \sum_i l_i & \text{ — полная длина промежутка.} \end{aligned}$$

Как видно, использование данных работы [10] приводит к увеличению в  $\sim 4$  раза средней эквивалентной плотности остаточного газа в теплых участках коллайдера, а соответственно и средней линейной плотности взаимодействий частиц пучка (2) с остаточным газом в экспериментальных промежутках SS2/8 проекта LHC.

Публикации экспериментальных и расчетных данных, использованные в данной работе, доступны в архиве документов проекта LHC по адресу [lhcb.web.cern.ch](http://lhcb.web.cern.ch).

### Список литературы

- [1] The LHC Study Group. *The Large Hadron Collider Conceptual Design*. AC-95-05 (LHC), CERN, Geneva, 1995.
- [2] I. Azhgirey, I. Baishev, K. Potter *et al.* *Methodical study of the machine induced background in the IR8 of the LHC*. LHC Project Note 258, CERN, Geneva, 2001.
- [3] I. Azhgirey, I. Baishev, K.M. Potter *et al.* *Calculation of the machine induced background in IR2 of the LHC using new residual gas density distributions*. LHC Project Note 273, CERN, Geneva, 2001.
- [4] Ажгирей И.Л., Байшев И.С., Таланов В.В. *Формирование ускорительного фона в зоне эксперимента LHCb на LHC. Формулировка задачи. Методика исследования проблемы*. Препринт ИФВЭ 2002-5, Протвино, 2002.
- [5] I. Azhgirey, I. Baishev, K.M. Potter *et al.* *Machine induced background in the low luminosity insertions of the LHC*. In: Proc. of EPAC 2002, Paris, France, p.377-379.
- [6] I. Azhgirey, I. Baishev, K.M. Potter *et al.* *Evaluation of some options for shielding from machine induced background in IR8*. LHC Project Note 307, CERN, Geneva, 2002.
- [7] Ажгирей И.Л., Байшев И.С., Таланов В.В. *Защита от ускорительного фона в промежутках с низкой светимостью коллайдера LHC в ЦЕРН*. В кн.: Труды VIII Российской конференции по радиационной защите и радиационной безопасности в ядерных технологиях. Обнинск, 2002, с.264–265.
- [8] I. Azhgirey, A. Uzunian and V. Talanov. *Background muons, generated in the CMS detector area by the beam losses in the LHC*. CMS TN-95-202, CERN, Geneva, 1995.
- [9] The CMS Collaboration. *Muon project technical design report*. LHCC 97-32, CERN, Geneva, 1997.



- [10] I.R. Collins and O.B. Malyshev. *Dymanic gas density in the LHC interaction regions 1&5 and 2&8 for optics version 6.3*. LHC Project Note 274, CERN, Geneva, 2001.
- [11] И.Л. Ажгирей и В.В. Таланов. *Статус комплекса программ MARS*. В кн.: Труды 18-го рабочего совещания по ускорителям заряженных частиц, Протвино, 2000, т. 2, с. 184-187.
- [12] A. Mathewson. *First estimates of the gas density in the LHC vacuum system*. In: One Day Workshop on LHC Backgrounds, CERN, Geneva, March 22, 1996.
- [13] O. Bruening. *Optics solution in IR8 for Ring-1 and Ring-2 of the LHC version 6.0*. LHC Project Note 193, CERN, Geneva, 1998.
- [14] N. Catalan Lasheras, G. Ferioli, J.B.Jeanneret *et al.* *Proton collimation in TeV colliders*. LHC Project Report 156, CERN, Geneva, 1997.
- [15] L. Burnod, G. Ferioli and J.B.Jeanneret. *Drift speed measurements of the halo in the SPS collider*. SL Report 90-01-EA and LHC Note 117, CERN, Geneva, 1990.
- [16] I. Baishev, A. Drozhdin and N. Mokhov. *STRUCT Program User Reference Manual*. SSCL MAN 0034, Dallas, 1994.
- [17] I. Baishev, J.B. Jeanneret and K.M. Potter. *Proton losses upstream of IP8 of the LHC*. LHC Project Report 500, CERN, Geneva, 2001.
- [18] A. Drozhdin, M. Huhtinen and N. Mokhov. *Accelerator related background in the CMS detector at LHC*. NIM **A381** (1996) 531.
- [19] K. Goulianos and J. Montanha. *Factorization and scaling in hadronic diffraction*. Phys. Rev. **D59** (1999) 114017.
- [20] I. Baishev. *Single diffraction at high momentum transfers*. SL Report AP-2000-077, CERN, Geneva, 2000.
- [21] K. Eggert, K. Honkavaara and A. Morsch. *Luminosity consideration for the LHC*. AT Report 94-04-DI and LHC Note 263, CERN, Geneva, 1993.

*Рукопись поступила 22 июля 2004 г.*

И.Л. Ажгирей, И.С. Байшев, В.В. Таланов

Численное моделирование ускорительного фона в экспериментальных промежутках ЛНС с низкой светимостью в точке встречи пучков.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **ИТЭХ**.

Редактор Л.Ф. Васильева.

---

Подписано к печати 27.07.2004. Формат 60 × 84/8.  
Офсетная печать. Печ.л. 1,875. Уч.-изд.л. 1,5. Тираж 130. Заказ 303.  
Индекс 3649.

---

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий  
142284, Протвино Московской обл.

