



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2002-5

ОРИ

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

**ФОРМИРОВАНИЕ УСКОРИТЕЛЬНОГО ФОНА  
В ЗОНЕ ЭКСПЕРИМЕНТА LHCb НА LHC.  
ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ.  
МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОБЛЕМЫ**

Протвино 2002

**Аннотация**

Ажгирей И.Л. и др. Формирование ускорительного фона в зоне эксперимента ЛHCь на ЛHC. Формулировка задачи. Методика исследования проблемы.: Препринт ИФВЭ 2002-5. – Протвино, 2002. – 16 с., 8 рис., 4 табл., библиогр.: 24.

Представлен анализ закономерностей формирования ускорительного фона, образующегося в результате взаимодействий потерянных протонов вокруг точки встреч IP8 коллайдера ЛHC.

**Abstract**

Azhgirey I.L. et al. Machine Induced Background Formation in the LHC Insertion Region IR8. Formulation and Methodical Study of the Problem.: IHEP Preprint 2002-5. – Protvino, 2002. – p. 16, figs. 8, tables 4, refs.: 24.

In this work we estimate the machine induced background, resulting from the proton losses upstream and downstream of LHC insertion region IR8.

## Введение

Вторичное излучение, приходящее из тоннеля ускорителя в зоны экспериментов на встречных пучках, составляет так называемый *ускорительный фон*, являющийся результатом развития ядерно-электромагнитных каскадов, инициированных потерями частиц пучков в элементах структуры ускорителя [1]. В общем случае потерей является выпадение частицы из фазового пространства пучка, происходящее в результате ее непрерывного дрейфа в поперечной плоскости вследствие нелинейности магнитно-оптической структуры, упругого рассеяния частиц пучка на ядрах остаточного газа в вакуумной камере ускорителя или при неупругом взаимодействии частиц пучка с остаточным газом [2]. Образующееся вторичное излучение определяет радиационную обстановку в ускорителе вдали от точек встреч пучков и может вносить существенный вклад в общий фон в экспериментах [3]. При этом рождающиеся в результате потерь частицы способны давать вклад в ускорительный фон в участках, расположенных на значительном удалении от точки первичного возмущения [4]. В данной работе мы представляем оценку ускорительного фона в зоне эксперимента LHCb в области восьмой точки встреч коллайдера LHC.

### 1. Выбор участка исследования

Ускоритель LHC (Large Hadron Collider, большой адронный коллайдер) [5], сооружаемый в ЦЕРН (Женева, Швейцария), представляет собой протонный коллайдер высокой интенсивности с номинальным током  $I_n$  каждого из двух пучков 530 мА и длиной кольца  $L_r$ , равной 26,66 км. Структура ускорителя LHC включает восемь секторов, между которыми располагаются точки встреч пучков IP1–IP8. Точки встреч нумеруются от первой до восьмой по часовой стрелке, а сектора — по номерам соединяемых точек встреч, от сектора 12 до сектора 81 соответственно (см. рис 1). Каждая точка встреч находится примерно в центре соответствующего ей прямолинейного проме-

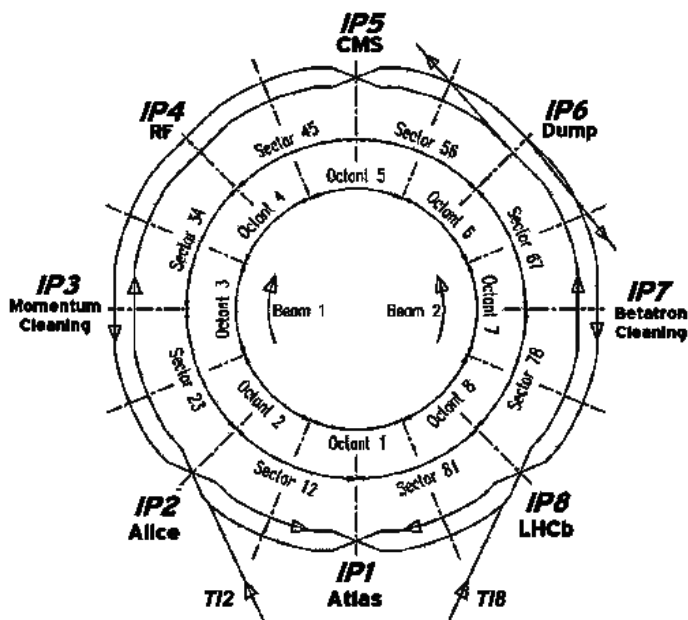


Рис. 1. Общая схема коллайдера LHC.

жутка ускорителя SS, по обе стороны которого располагаются два участка подавления дисперсии пучка DS. Собственно столкновения пучков будут происходить в точках IP1 и IP5, где будут расположены эксперименты на высокой светимости ATLAS [6] и CMS [7], и в точках IP2 и IP8 — эксперименты на пониженной светимости ALICE [8] и LHCb [9]. В прямолинейных промежутках SS3 и SS7 будут размещены системы коллимирования пучков соответственно по импульсу и амплитуде.

Принимая во внимание механизм потерь, становится очевидно, что ожидаемый вклад от удаленных потерь в ускорительный фон в конкретном промежутке зависит от ограничений на размер пучка в промежутках, соседних с ним. Для исследуемого промежутка SS8 таковыми (смотря из центра ускорителя) являются: слева — промежуток SS7 системы коллимирования пучка по амплитуде, и справа — промежуток SS1 эксперимента ATLAS. Эффективная апертура внутреннего триплета линз в SS1 составляет не более  $10\sigma$ <sup>1)</sup> для номинального значения бета-функции  $\beta^* = 0,5$  м в точке IP1 [10]. В дополнение к этому, в промежутке SS1 апертура ограничена тем же значением в горизонтальной плоскости слева от точки встреч IP1 в области магнитов D2 и Q5, где установлен коллиматор для защиты сверхпроводящих элементов участка подавления дисперсии от жесткой компоненты излучения из точки встреч [11].

С другой стороны, в промежутке SS7 номинальное рабочее положение первичных коллиматоров составляет  $6\sigma$  в системе коллимирования пучка по амплитуде. В самом промежутке SS8 ограничение апертуры не превышает  $14\sigma$  при значении  $\beta^* = 1$  м в точке встреч IP8 [12]. Сравнение данных величин позволяет сделать вывод, что соседние с SS8 промежутки эффективно изолируют область точки встреч IP8 от всех частиц, кроме потерянных непосредственно в секторах 78 для кольца пучка 1 и 81 для кольца пучка 2 соответственно.

## 2. Модель исследуемого участка структуры ускорителя

Схема исследуемого участка структуры LHC приведена на рис. 2. Участок состоит из прямолинейного промежутка SS8 вместе с расположенными по обе стороны от него участками подавления дисперсии и стандартными ячейками арка сектора LHC, по одной слева и справа от точки IP8. Структура ячейки арка включает в себя две похожие половины, каждая из которых состоит из трех двухапертурных дипольных магнитов длиной 14,2 м, за которыми следует один квадрупольный магнит длиной 3,1 м. Участок подавления дисперсии состоит из четырех квадрупольных магнитов, расположенных между четырьмя парами дипольных магнитов, конструкция которых совпадает с конструкцией дипольных магнитов кольца. При описании геометрии исследуемого участка в программе моделирования была использована единая модель для магнитов Q8–Q10, отличающихся лишь магнитной длиной. Квадрупольный магнит Q11 был описан с помощью комбинации моделей базового квадрупольного магнита MQ и удлиненного магнита MQTL.

Правая часть прямолинейного промежутка SS8 состоит из внутреннего триплета квадрупольей Q1–Q3, пары дипольных магнитов, разделяющих пучки коллайдера, одноапертурного D1 и двухапертурного D2, элементов линии инжекции и секции согласующих квадрупольных магнитов Q4–Q7. Левая часть прямолинейного промежутка имеет такую же структуру, за исключением элементов линии инжекции. Два нечетных магнита внутреннего триплета Q1 и Q3 были описаны единой моделью, в то время как для магнита

<sup>1)</sup>Где  $\sigma$  есть параметр гауссова поперечного распределения частиц пучка.

Q2 было использовано специальное представление для учета увеличенного размера обмоток и криостата. Также специальная модель была использована для квадрупольного магнита Q5, который в отличие от магнитов Q6 и Q7 имеет другую рабочую температуру. Расстояние от передней границы внутреннего триплета до точки встреч IP8 составляет 23 м. Вокруг точки встреч IP8 были размещены три теплых магнита компенсационной схемы эксперимента LHCb, размеры которых были заданы в соответствии с последней информацией на момент проведения расчетов.

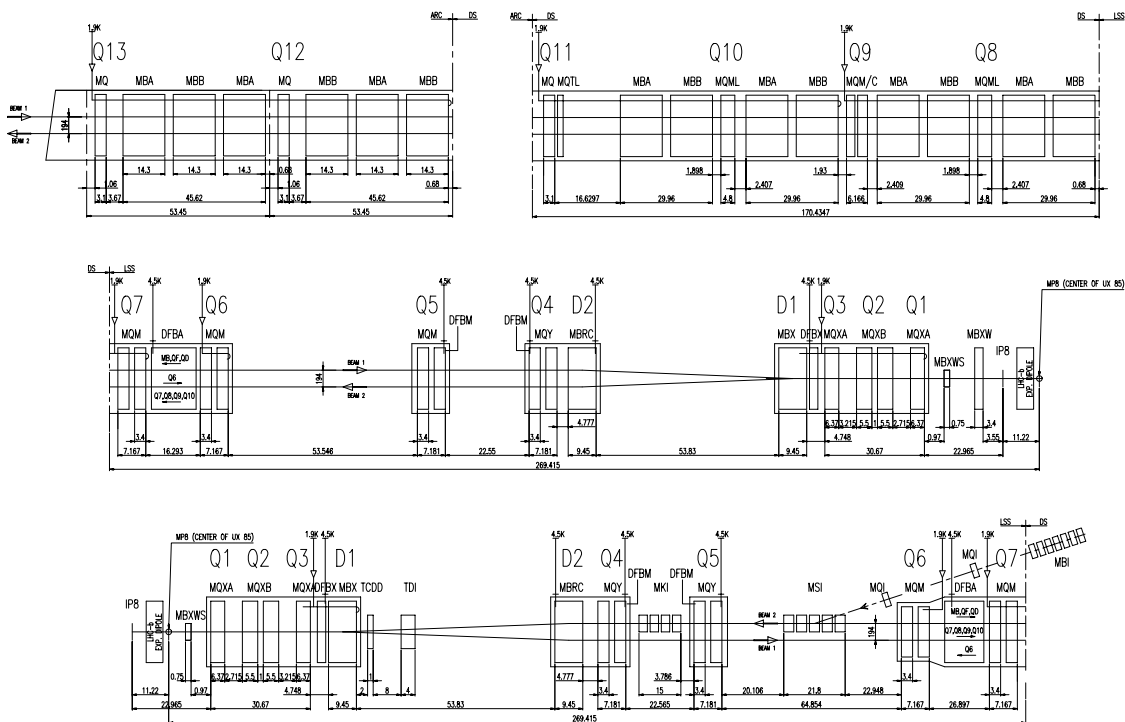


Рис. 2. Схема составных частей исследуемого участка структуры LHC: ячейка арка сектора кольца ускорителя и левый участок подавления дисперсии восьмого промежутка (вверху), вместе с левой (посередине) и правой (внизу) частями прямолинейного промежутка (правая часть — вместе с элементами линии инжекции). Версия структуры LHC 6.3.

Геометрия для моделирования каскадов частиц строилась на основании нескольких источников данных. Из описания структуры LHC версии 6.1 были извлечены положение и номинальные значения полей для всех магнитов. Значения, заданные для магнитов арка и участка подавления дисперсии, приведены в табл. 1, а в табл. 2 даны соответствующие значения для магнитов левой и правой частей прямолинейного промежутка. Важно отметить, что конфигурация оптики прямолинейного промежутка SS8 разработана для обеспечения широкого диапазона значений бета-функции,  $1 \text{ м} \leq \beta^* \leq 50 \text{ м}$ , в точке IP8 [13].

В данном исследовании нами выбрано значение  $\beta^* = 10 \text{ м}$  в качестве базового, поскольку схема разделения пучков в IP8 при этом значении одинакова как при инжекции, так и в рабочем режиме коллайдера [12]. Для исследования закономерностей формирования ускорительного фона на стадии сдачи ускорителя и при больших значениях  $\beta^*$  мы также рассматриваем два дополнительных значения  $\beta^*$  — 1 и 50 м соответственно.

Бета-функции для трех выбранных значений в IR8 приведены на рис. 3а. При значении  $\beta^* = 1$  м оптика промежутка SS8 схожа с оптикой промежутков SS1 и SS5 со значительными пиками бета-функции в 2300 м во внутреннем триплете Q1–Q3. При умеренных значениях  $\beta^*$  (10–50 м) пики бета-функции не превышают нескольких метров, и оптика при этих значениях является не столь чувствительной к ограничениям апертуры, как в случае  $\beta^* = 1$  м. Нормализованные апертуры в SS8 приведены на рис. 3б. Случай  $\beta^* = 1$  м, очевидно, отличается от двух других наличием узкого места во внутреннем триплете. Как также можно видеть из табл. 2, в расчетах было выключено поле в магнитах, корректирующих орбиту пучка и расположенных у квадрупольных магнитов Q3–Q6, что соответствует идеальному случаю работы ускорителя.

Таблица 1. Значения номинального поля диполей В [Т], или номинального градиента поля квадрупольных G [Т/см], использованные для магнитов арка и участка подавления дисперсии.

Название элемента	Значение $\beta^*$ в арке			Название элемента	Значение $\beta^*$ в DS		
	1 м	10 м	50 м		1 м	10 м	50 м
QTQF13	1.0644	0.1805	1.0176	QF11	2.0963	2.0688	2.0688
QF13	2.0963	2.0688	2.0688	QTQF11	0.1114	0.0914	0.3435
B13C	8.3274	8.3274	8.3274	B11B	8.3274	8.3274	8.3274
B13B	8.3274	8.3274	8.3274	B11A	8.3274	8.3274	8.3274
B13A	8.3274	8.3274	8.3274	QD10	-1.6306	-1.5188	-1.6672
QTQD12	0.5541	0.5686	1.0665	B10B	8.3274	8.3274	8.3274
QD12	-1.9536	-1.9793	-1.9793	B10A	8.3274	8.3274	8.3274
B12C	8.3274	8.3274	8.3274	QF9	1.4554	1.4272	1.6328
B12B	8.3274	8.3274	8.3274	B9B	8.3274	8.3274	8.3274
B12A	8.3274	8.3274	8.3274	B9A	8.3274	8.3274	8.3274
				QD8	-1.8583	-1.1324	-1.5049
				B8B	8.3274	8.3274	8.3274
				B8A	8.3274	8.3274	8.3274

Таблица 2. Значения апертур и номинального магнитного поля диполей В [Т], или номинального градиента поля квадрупольных G [Т/см], использованные для магнитов левой и правой частей прямолинейного промежутка.

Название элемента	Половина апертуры [см]	Значение $\beta^*$ в SS8L			Значение $\beta^*$ в SS8R		
		1 м	10 м	50 м	1 м	10 м	50 м
Q7	r2.27×v1.78	1.992	1.536	1.996	1.585	1.364	1.739
CHQ7	r2.27×v1.78	-0.274	0.061	0.004	-0.274	0.061	0.004
CORQ6	r2.5	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
Q6	r2.5	-1.877	-1.218	-1.268	-1.588	-0.958	-0.963
Q5	r2.5	0.626	1.109	1.276	0.329	0.993	1.155
CORQ5	r2.5	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
DHQ4	r2.77×h2.28	-0.674	-0.714	-0.866	-0.674	-0.714	-0.866
CORQ4	r2.77×h2.28	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
Q4	r2.77×h2.28	-0.610	-0.951	-0.761	-0.479	-1.052	-0.864
D2	r3.22×h2.73	3.655	3.655	3.655	3.655	3.655	3.655
D1	r3.47×v2.98	-3.655	-3.655	-3.655	-3.655	-3.655	-3.655
CORQ3	r3.15	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
Q3	r3.15	2.042	2.200	1.638	2.042	2.200	1.638
Q2	r3.15	-2.042	-2.200	-1.638	-2.042	-2.200	-1.638
CXQ1	r3.15	0.654	0.467	3.269	0.654	0.467	3.269
Q1	r3.15	2.042	2.200	1.638	2.042	2.200	1.638

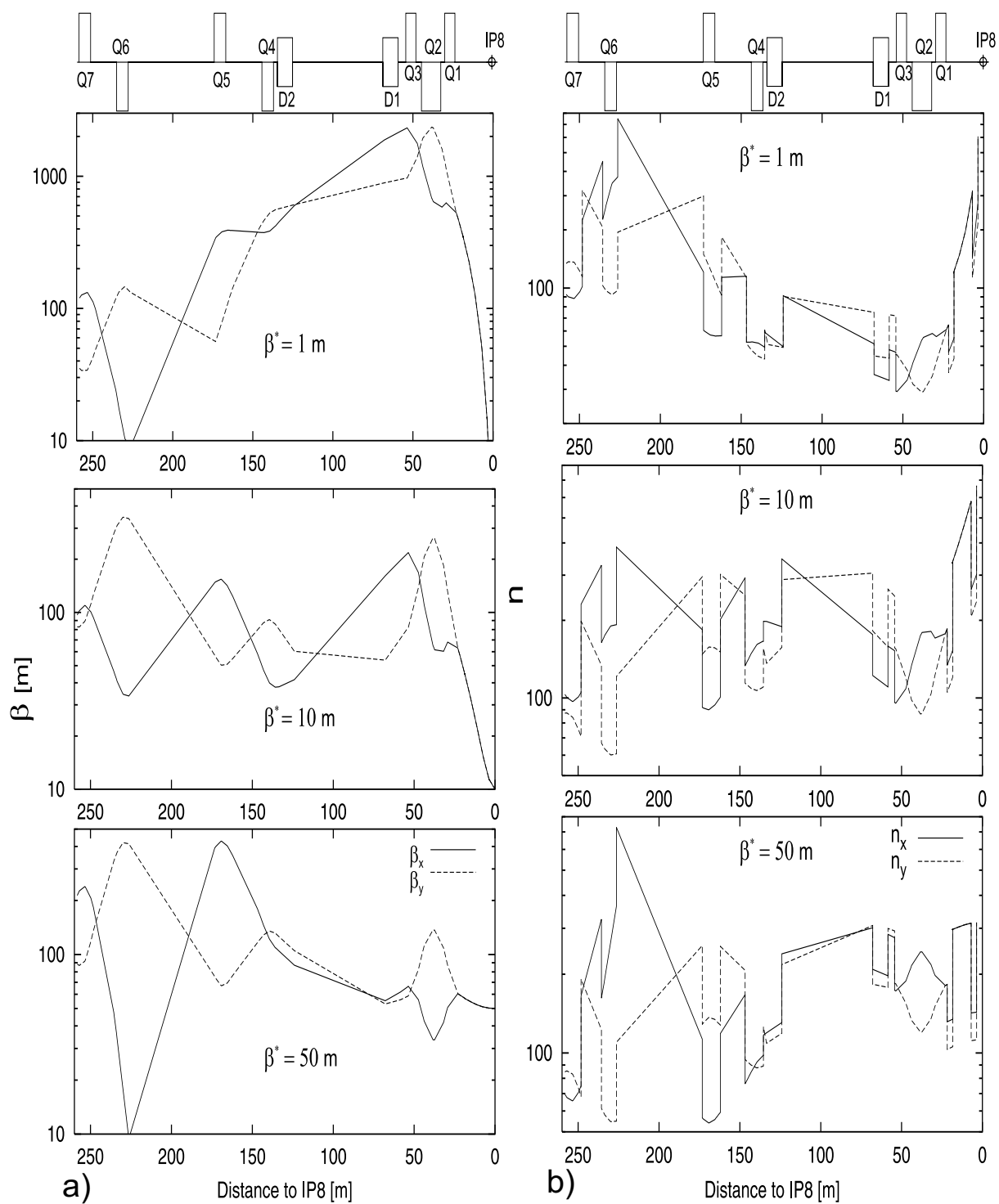


Рис. 3. Оптика промежутка SS8: бета-функции (слева) и нормализованные апертуры (справа) для левой части кольца пучка 1 LHC.

Полученные из описания структуры ЛНС параметры магнитов были дополнены размерами геометрических апертур магнитных элементов и вакуумных камер между ними в соответствии с [14], с необходимыми изменениями в соответствии с версией 6.1<sup>2)</sup>. Значения, использованные для элементов прямолинейного промежутка, также приведены в табл. 2. Произведение двух чисел в данной таблице означает наличие экрана пучка в соответствующем элементе, а присутствие одного числа обозначает внутренний радиус вакуумной камеры магнита [5]. Эти значения опущены в табл. 1, поскольку для элементов арка и участка подавления дисперсии было использовано единое значение  $r2.2 \times h1.8$ . Здесь  $r$  есть радиус цилиндрической части экрана пучка в сантиметрах, а  $h$  — половина расстояния между вертикальными плоскостями экрана (или  $v$ , если плоскости экрана расположены горизонтально). Толщина экрана пучка составляла 1 мм, а материалом экрана было задано железо. Размер экрана пучка и внутренний радиус для вакуумных камер были выбраны равными соответствующим элементам соединяемых магнитов, кроме промежутка в области магнитов Q7—Q6, где экран пучка отсутствует. Медная вакуумная камера в теплых промежутках имела размер 5 см по радиусу с толщиной стенки 2 мм.

Диаметры вакуумной камеры и размеры обмоток магнитов были определены в соответствии с данными таблиц конструкции ЛНС [15], с необходимыми дополнениями на основе инженерных чертежей магнитов<sup>3)</sup>. Внешний диаметр для каждого магнитного элемента был задан равным диаметру ярма магнита, а длина магнита — равной магнитной длине. В модели исследуемого участка структуры ускорителя не были учтены детали криогенного и вакуумного оборудования, а также элементы установки магнитов и других вспомогательных систем. Наконец, геометрия расчетов включала модель туннеля ускорителя ЛНС с размерами в соответствии с его текущей конструкцией.

### 3. Моделирование ускорительного фона

Для анализа закономерностей формирования ускорительного фона в промежутке SS8 было выполнено моделирование каскадов вторичных частиц в исследуемом участке структуры ускорителя. В расчетах предполагалось, что давление остаточного газа одинаково во всех областях исследуемого участка. В отсутствие современных оценок реальных плотностей остаточного газа в ЛНС мы представляем результаты, нормированные на единицу линейной плотности неупругих взаимодействий протонов пучка с ядрами остаточного газа. Полученные результаты могут быть перенормированы с учетом любого реалистичного распределения плотности остаточного газа в вакуумной камере коллайдера ЛНС [16]. Состав остаточного газа был задан различным в холодных элементах арка и участка подавления дисперсии, и в теплом прямолинейном промежутке.

История каждой частицы начиналась с розыгрыша взаимодействия протона пучка с ядром остаточного газа — водорода, углерода или кислорода [17]. Для корректного описания процесса потерь протонов пучка тип ядра остаточного газа выбирался в соответствии с приведенными в табл. 3 относительными макроскопическими сечениями неупругого взаимодействия. Значения сечений были вычислены на основе ранее опубликованных данных о плотностях остаточного газа в различных участках ускорителя ЛНС [18], приведенных в табл. 4, вместе с оцененными значениями сечений неупругого протон-ядерного взаимодействия при энергии ЛНС. Для сечения неупругого протон-протонного взаимодействия было использовано значение  $\sigma_{in} = 38$  мб, полученное в результате интерполяции данных

<sup>2)</sup>J.V. Jeanneret, частное сообщение.

<sup>3)</sup>H.Prin, частное сообщение.



ISR [19] и CDF [20]. Сечения неупругого взаимодействия для  $p\text{-}C^{12}$  и  $p\text{-}O^{16}$  были рассчитаны на основе теории многократного рассеяния [21], которая дает значения 249 и 315 мб соответственно.

Таблица 3. Использованные значения относительных макроскопических сечений.

Ядро	Арк и DS	Теплый SS
$H^1$	0.029	0.637
$C^{12}$	0.288	0.160
$O^{16}$	0.683	0.203

Таблица 4. Использованные значения плотностей остаточного газа [мол/см<sup>3</sup>] в холодных и теплых участках LHC, для тока пучка  $I=53$  мА.

Газ	Арк и DS	Теплый SS
$H_2$	$6.1 \times 10^5$	$4.6 \times 10^6$
$CH_4$	$1.1 \times 10^5$	$9.7 \times 10^4$
$H_2O$	$3.5 \times 10^5$	—
$CO$	$5.9 \times 10^5$	$1.7 \times 10^5$
$CO_2$	$2.9 \times 10^6$	$1.0 \times 10^5$

Для моделирования неупругого и упругого рассеяний протонов пучка на ядрах остаточного газа была использована версия STR00 программы STRUCT [22]. Программа STRUCT предназначена для трассировки частиц через магнитную структуру ускорителя с проверкой принадлежности апертуре для каждого элемента оптики. Специальные возможности программы STRUCT включают моделирование взаимодействия протонов с веществом коллиматоров или других рассеивающих элементов [23], и возможность корректной трассировки протонов с импульсом  $p$ , отличающимся от импульса пучка  $p_0$  на величину  $\delta_p = 1 - p/p_0 \leq 0,3$ .

В то время как для моделирования прохождения частиц через структуру ускорителя программе STRUCT на входе необходим внешний источник частиц, в версию STR00 встроено рождение вторичных частиц в протон-протонных взаимодействиях и во взаимодействиях с остаточным газом в диапазоне  $\delta_p \leq 0,3$ . Рассеянные на ядрах остаточного газа протоны затем транспортируются через магнитную структуру для определения точки их неупругого взаимодействия с веществом. При проведении данных расчетов частицы, взаимодействующие в веществе промежутка SS8, передавались на второй этап моделирования, где неупругие взаимодействия с ядрами остаточного газа, а также образующиеся вторичные каскады моделировались с помощью разработанной в ИФВЭ программы MARS [24].

При моделировании транспорта частиц всех типов было задано значение порога по кинетической энергии 20 МэВ. Вторичные частицы транспортировались до одной из двух плоскостей сбора ускорительного фона, расположенных на расстоянии 1 м слева и 19,9 м справа от точки встреч IP8. Левая плоскость использовалась для сбора источника из кольца пучка 1 LHC, правая — для источника из кольца пучка 2 соответственно. При пересечении плоскости сбора траектория каждой частицы обрывалась и характеристики частицы записывались во внешний файл. Вклад в ускорительный фон от каждого из колец коллайдера анализировался отдельно, таким образом, три выбранных значения  $\beta^*$  для двух колец ускорителя дают шесть финальных файлов.

Записываемые характеристики частицы включали ее кинетическую энергию, направляющие косинусы и координаты точки пересечения траектории частицы с плоскостью сбора. Для каждой частицы записывалось расстояние до точки встреч IP8 от точки, в которой произошло первичное упругое или неупругое рассеяние протона пучка на ядре остаточного газа, т.е. потеря частицы пучка, а также тип ядра остаточного газа, на котором произошло рассеяние. Этим была обеспечена возможность последующей рекон-

струкции поля вторичных частиц на входе в экспериментальный зал детектора ЛНСб при наличии реальных профилей давления и состава остаточного газа в вакуумной камере ускорителя вокруг точки IP8. Таким образом, полученные файлы могут быть использованы в качестве исходных данных для моделирования ускорительного фона в эксперименте ЛНСб при любых изменениях величины давления и состава остаточного газа.

Результаты расчетов приведены на рис. 4–7. На рис. 4 и 5 дано число адронов и, соответственно, мюонов на входе в подземный экспериментальный зал UX85, в котором располагается точка встреч IP8, со стороны точки встреч IP1, т.е. образующихся в результате потерь вдоль кольца пучка 1 ЛНС, как функция расстояния от точки первичного рассеяния до точки встреч IP8. Результаты для кольца пучка 2 приведены на рис. 6 и 7. В верхней части каждого рисунка приведена схема структуры соответствующего участка ЛНС. Для простоты представления результатов оптика участка подавления дисперсии и ячейки арка изображена вдоль прямой линии, хотя в расчетах была учтена реальная кривизна структуры. Направление оси  $S$  на рисунках соответствует направлению кольца пучка 1 с точкой встреч IP8 в центре координат. Как и результаты расчета потерь в промежутке SS8 [4], эти распределения приведены на единицу линейной плотности неупругих взаимодействий протонов пучка с ядрами остаточного газа. Это означает, что для получения абсолютных величин ускорительного фона в SS8 полученные распределения должны быть свернуты с профилями давления остаточного газа в вакуумной камере ускорителя.

#### 4. Формирование ускорительного фона в промежутке SS8

Распределения, представленные на рис. 4–7, позволяют исследовать формирование ускорительного фона в промежутке SS8 с двух различных точек зрения: во-первых, оценить относительный вклад в поток вторичных частиц протон–ядерных взаимодействий, происходящих вдоль разных участков промежутка, и, во-вторых, рассмотреть относительную разницу между формированием фона при разных значениях бета–функции.

Продольные, вдоль оси  $S$ , распределения по точке первичного взаимодействия числа частиц на входе в подземный зал UX85 отражают особенности механической и магнитной структур ускорителя вдоль исследуемого участка. Анализ приведенных продольных распределений показывает, что источник ускорительного фона может быть подразделен на несколько частей, обусловленных взаимодействиями на остаточном газе в различных участках структуры. Из распределений видно, что вклад от левой и правой частей прямолинейного промежутка практически одинаков для всех трех исследованных значений  $\beta^*$  как для адронов, так и для мюонов. Как можно видеть из схемы на рис. 2, этот участок характеризуется сравнительно малым бюджетом материала на метр структуры, не достаточным для эффективного поглощения образующихся вторичных частиц. Одновременно этот участок содержит значительные по длине участки открытой вакуумной камеры ускорителя, которая, с одной стороны, служит материалом для взаимодействий вторичных частиц, а с другой стороны, не окружена защитой для поглощения вторичных  $\pi^\pm$  и  $K^\pm$ -мезонов до их распада на мюоны.

В распределениях виден четкий излом на границе между участком подавления дисперсии и прямолинейным промежутком вследствие кривизны кольца ускорителя. В удаленных от точки IP8 участках продольные распределения для всех значений  $\beta^*$  имеют длинные *хвосты*, спадающие по мере увеличения расстояния до точки встреч пучков.

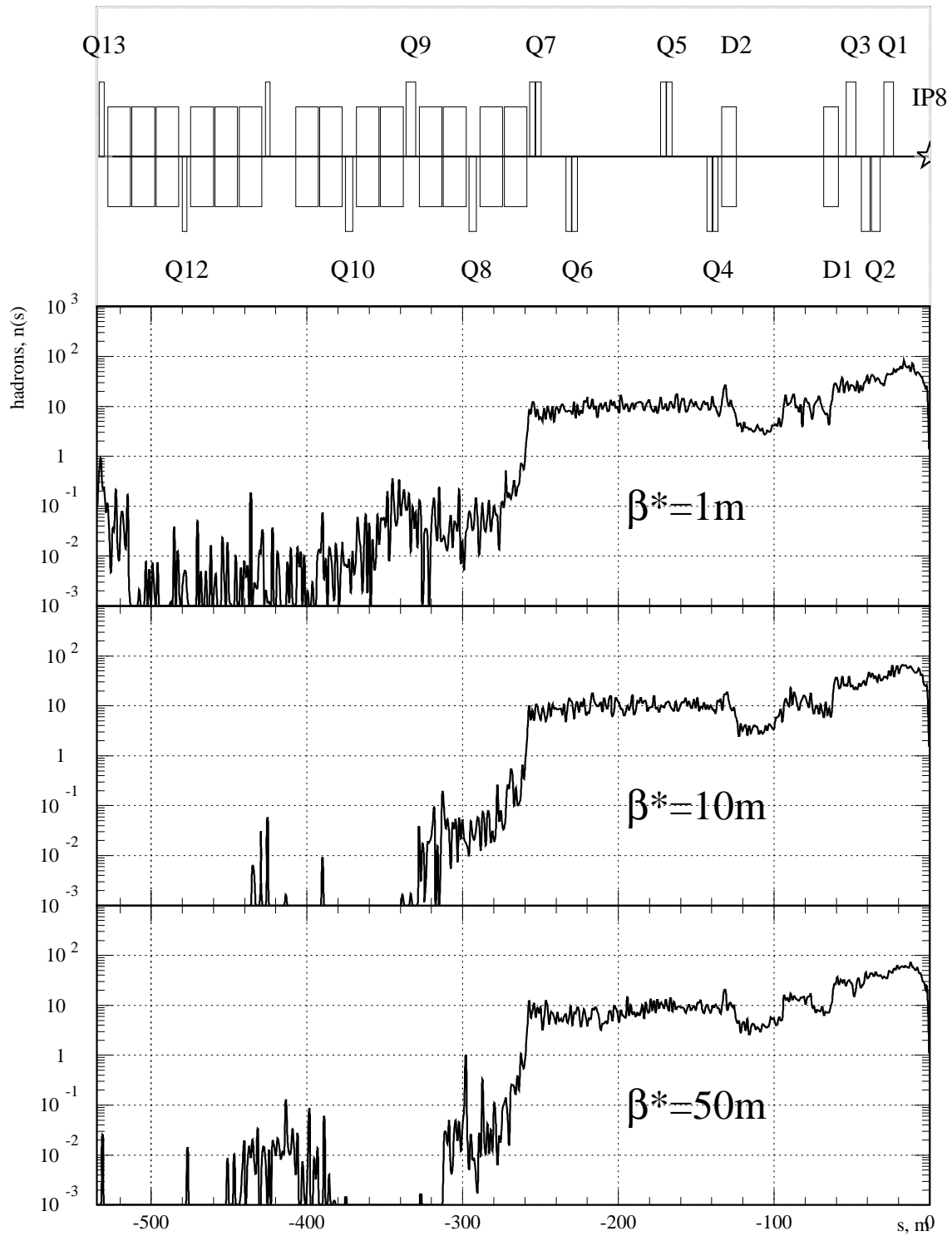


Рис. 4. Число адронов на входе в подземный экспериментальный зал UX85 со стороны точки встреч IP1, нормированное на единицу линейной плотности взаимодействий с остаточным газом, как функция расстояния от точки исходного протон-ядерного взаимодействия до точки встреч IP8.

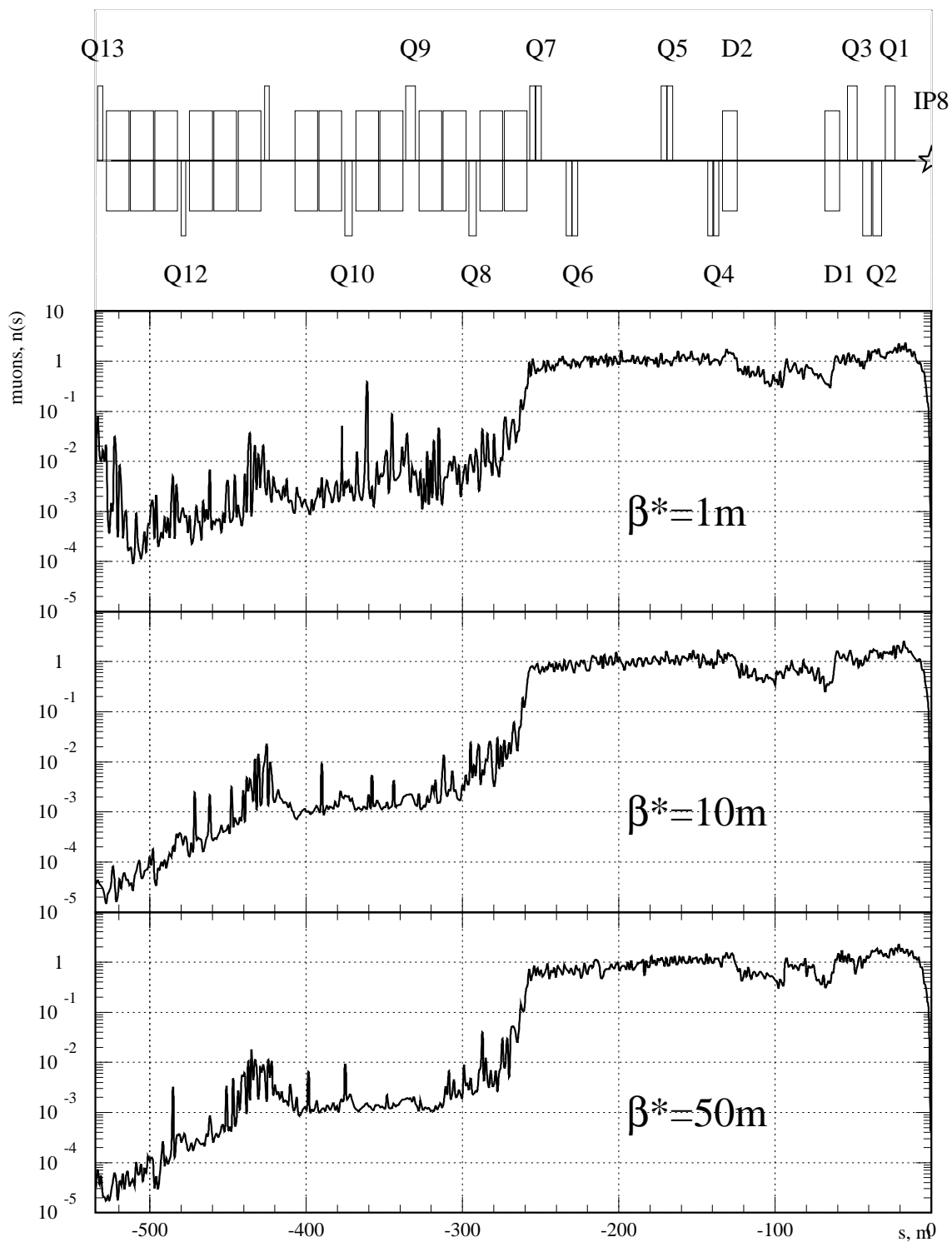


Рис. 5. Число мюонов на входе в подземный экспериментальный зал UX85 со стороны точки встреч IP1, нормированное на единицу линейной плотности взаимодействия с остаточным газом, как функция расстояния от точки исходного протон-ядерного взаимодействия до точки встреч IP8.

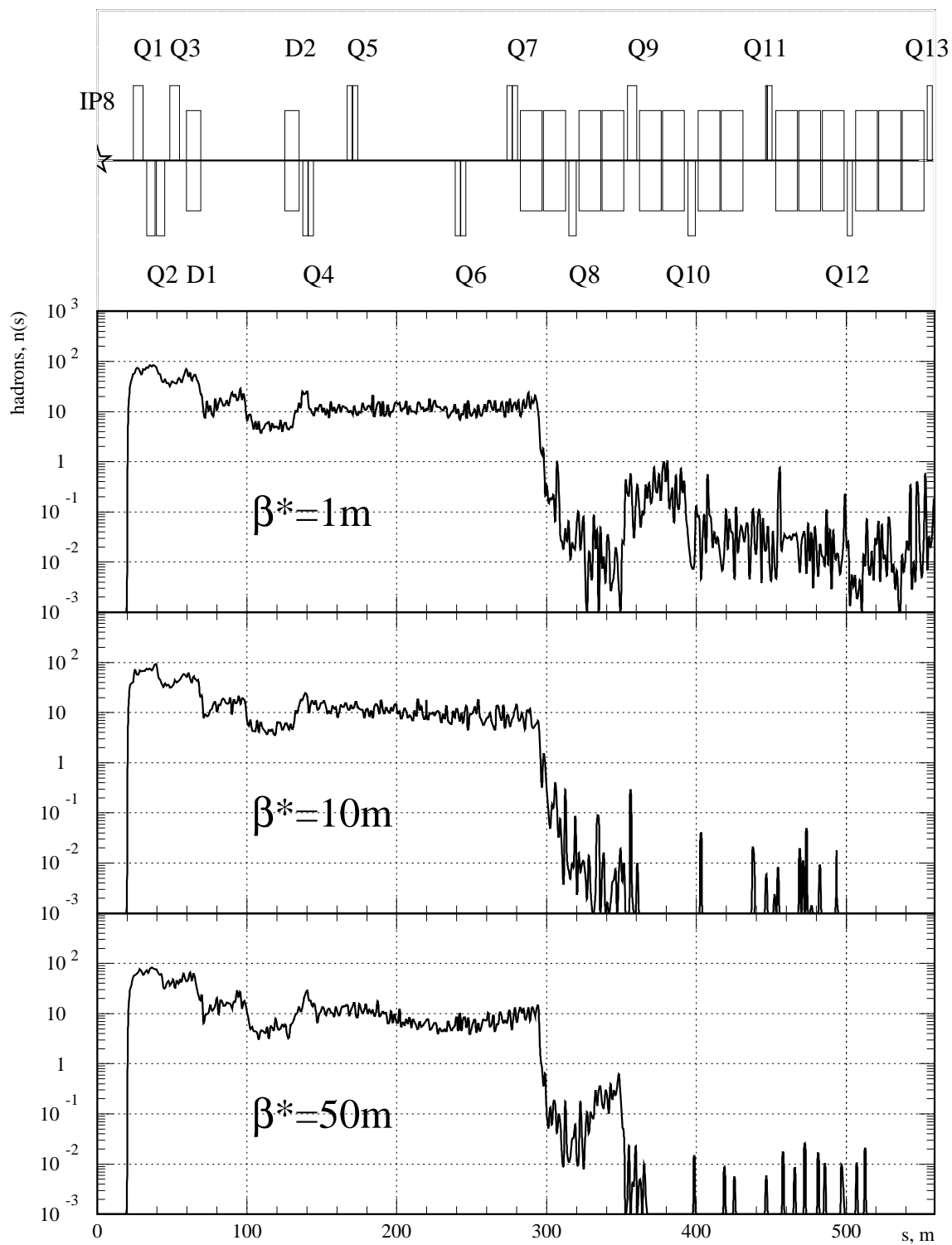


Рис. 6. Число адронов на входе в подземный экспериментальный зал UX85 со стороны линии инжекции, нормированное на единицу линейной плотности взаимодействий с остаточным газом, как функция расстояния от точки исходного протон-ядерного взаимодействия до точки встреч IP8.

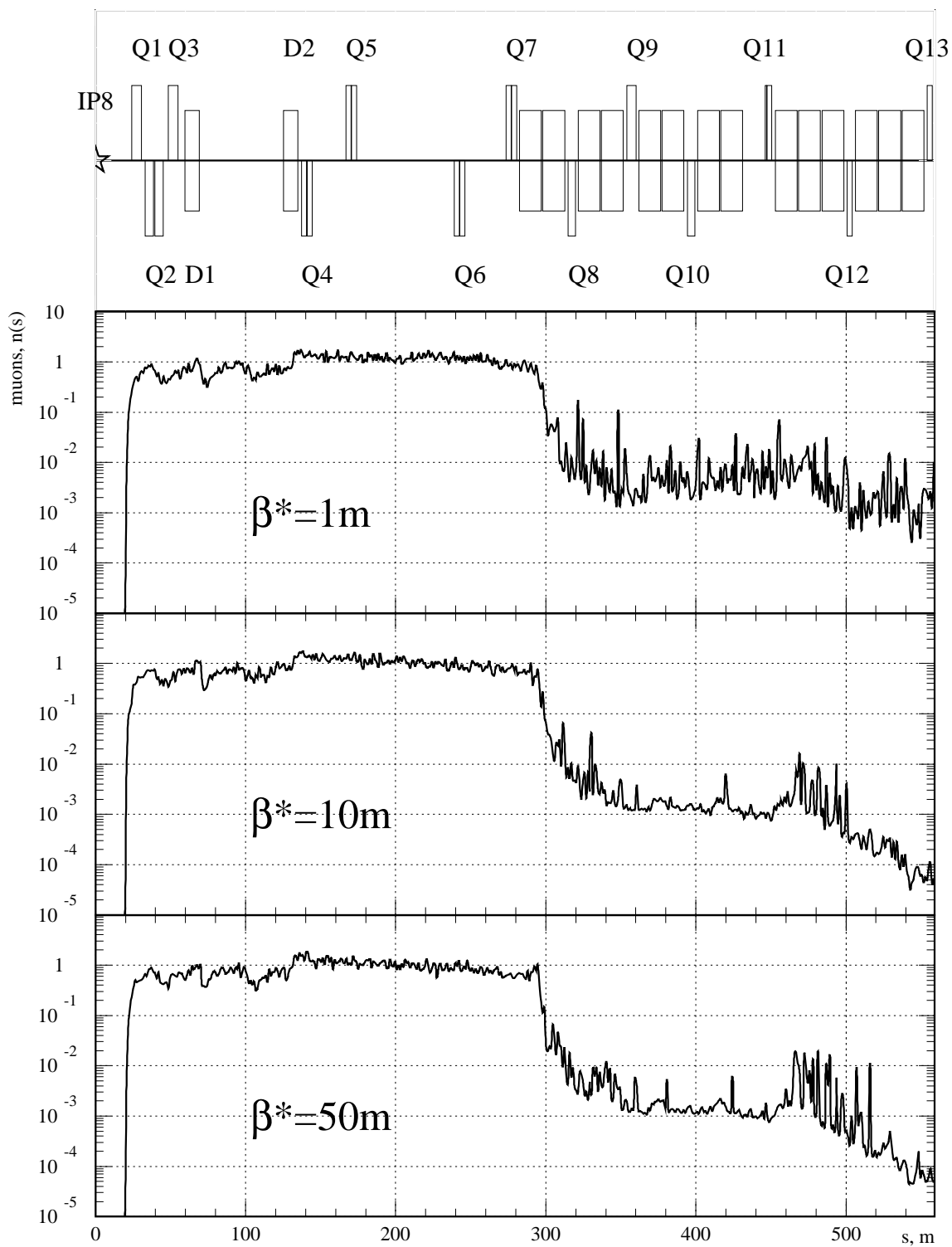


Рис. 7. Число мюонов на входе в подземный экспериментальный зал UX85 со стороны линии инжекции, нормированное на единицу линейной плотности взаимодействий с остаточным газом, как функция расстояния от точки исходного протон-ядерного взаимодействия до точки встреч IP8.

Их источниками, очевидно, являются упругие и квазиупругие взаимодействия протонов пучка с остаточным газом. Как известно [4], только частицы с импульсом, близким к импульсу частиц пучка, могут транспортироваться оптикой через структуру ускорителя и давать вклад в ускорительный фон.

Это подтверждается сравнением распределения для значения  $\beta^*$ , равного 1 м, с распределениями для двух других значений. Оптика для значения  $\beta^* = 1$  м является более чувствительной к потерям протонов пучка, соответственно большим будет число провазимодействовавших протонов, потерянных на длине секторов 78 и 81 в области участка квадрупольных магнитов внутреннего триплета Q1–Q3. Это объясняет увеличение относительного вклада удаленной компоненты ускорительного фона, наблюдаемое в продольном распределении для значения  $\beta^* = 1$  м, и менее выраженное в двух других случаях. Для случаев значения  $\beta^*$ , равного 10 и 50 м, значение величины  $n(S)$  на расстоянии, соответствующем границе первой ячейки арка, уменьшается более чем на пять порядков по отношению к ее среднему значению в прямолинейном промежутке, и более чем на три порядка по сравнению со значением на границе участка подавления дисперсии и прямолинейного промежутка, что одновременно подтверждает достаточность выбранного участка для практически полного исследования задачи.

Следует отметить, что на спектральный состав источников для различных колец ускорителя оказывает также влияние положение соответствующей плоскости сбора частиц относительно элементов структуры ускорителя. Расположение плоскости сбора для кольца пучка 2 на расстоянии 19,9 м справа от точки встреч IP8 означает, что фон от частиц, потерянных во втором кольце, собирается в непосредственной близости от фронтальной поверхности третьего компенсационного магнита MCBWB, на расстоянии в 3 м от правого магнита Q1 внутреннего триплета. В то же время плоскость сбора для кольца пучка 1 располагается на расстоянии 2,55 м слева от второго компенсационного магнита MBXW, что соответствует расстоянию 22 м от левого магнита Q1. Это означает, что источник для кольца пучка 2 будет содержать большее число частиц низких энергий, образующихся в широком угловом диапазоне в области внутреннего триплета, чем источник для кольца пучка 1, поскольку во втором случае плоскость сбора расположена дальше от участка их образования, а низкоэнергетическая компонента фона поглощается в стенах туннеля коллайдера.

Этот факт иллюстрирует рис. 8, на котором приведены спектры мюонов,  $n(E)$ , образующихся в результате потерь вдоль участков подавления дисперсии и прямолинейного промежутка первого и второго колец, для значений  $\beta^*$ , равных 1 и 10 м. Видно, что для обоих колец и значений  $\beta^*$  спектры мюонов, обусловленные потерями в прямолинейном промежутке, практически одинаковы. В то же время спектры частиц, образующихся в результате потерь вдоль участка подавления дисперсии, имеют разную форму. Для кольца пучка 2 разница в спектрах для разных значений  $\beta^*$  невелика и может быть объяснена относительно более слабой удаленной компонентой ускорительного фона в случае  $\beta^* = 10$  м, причем форма спектра в этом случае сохраняется. Для потерь же в кольце 1 меняется не только интегральное значение числа образующихся частиц, но и форма спектра в области низких, около 1 ГэВ, энергий. При изменении значения  $\beta^*$  с 1 до 10 м спектр в области низких энергий становится гораздо менее населенным, поскольку на плоскость сбора уже не попадают вторичные частицы, рожденные под большими углами, что также является указанием на то, что случай  $\beta^* = 1$  м отличается более жестким спектром протонов, взаимодействующих в области внутреннего триплета, более мягким в двух других случаях.

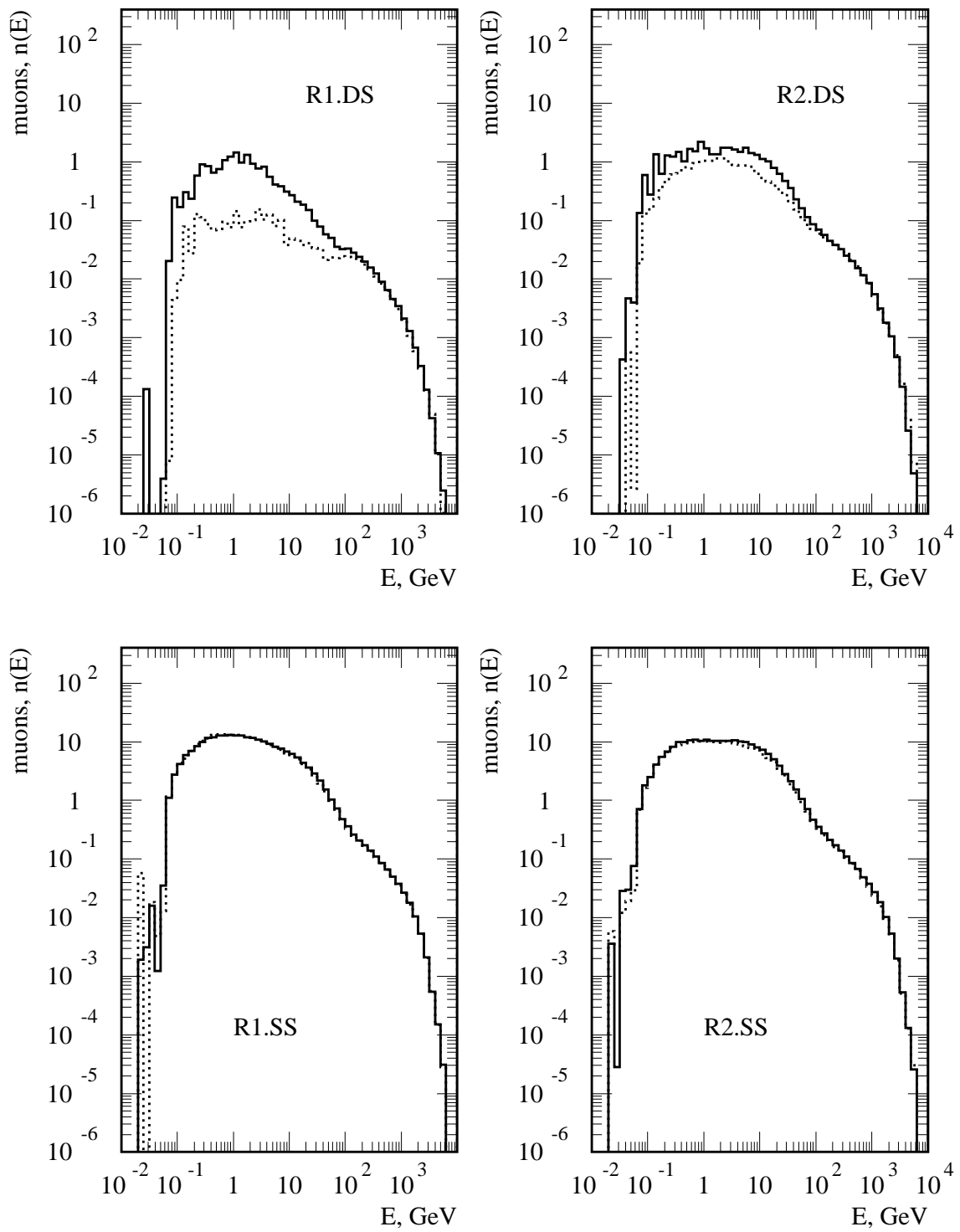


Рис. 8. Сравнение спектров мюонов, образовавшихся в результате потерь в участке подавления дисперсии (DS) и прямолинейном промежутке (SS) кольца пучка 1 (R1) и кольца пучка 2 (R2). Сплошная линия соответствует значению  $\beta^* = 1$  м, точки — значению 10 м.



В заключение необходимо подчеркнуть, что, как было определено в разделе 3, приведенный выше анализ выполнен для случая постоянного распределения давления остаточного газа вдоль исследуемого участка. Использование реальных профилей давления остаточного газа для получения абсолютных значений оценок потоков частиц может внести изменения в картину формирования ускорительного фона.

### К вопросу об абсолютной нормировке результатов

Нормировка полученных результатов на величину плотности неупругих взаимодействий протонов пучка с ядрами остаточного газа, оцененную из предварительных данных таблиц 3 и 4, дает значение абсолютного потока мюонов на входе в подземный экспериментальный зал UX85, равное  $0,6 \div 2,2 \times 10^5$  мюонов/с, в зависимости от номера кольца пучка LHC и сценария работы ускорителя. Это значение является лишь оценочным и может быть использовано до получения результатов новых расчетов реальных профилей давления остаточного газа в вакуумной камере LHC.

### Благодарности

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

### Список литературы

- [1] Azhgirey I. *et al. Background muons generated in the CMS detector area by the beam losses in the LHC.* CERN-CMS-TN-95-202, Geneva, 1995.
- [2] Azhgirey I. *et al. Background muons generated in the CMS detector area by the beam losses in the LHC. Part II.* In: One Day Workshop on LHC Backgrounds, CERN, Geneva, March 22, 1996.  
Baishev I. *Beam-gas scattering in the LHC rings and proton losses in SS5.* In: One Day Workshop on LHC Backgrounds, CERN, Geneva, March 22, 1996.
- [3] Azhgirey I. *et al. Methodical study of the machine induced background formation in the IR8 of the LHC.* CERN-LHC-Project-Note-258, Geneva, 2001.
- [4] Baishev I. *et al. Proton losses upstream of IP8 in LHC.* CERN-LHC-Project-Report-500, Geneva, 2001.
- [5] The LHC Study Group. *The Large Hadron Collider Conceptual Design.* CERN-AC-95-05, Geneva, 1995.
- [6] ATLAS Collaboration. *ATLAS Technical Proposal.* CERN-LHCC-94-43, Geneva, 1994.
- [7] CMS Collaboration. *CMS Technical Proposal.* CERN-LHCC-94-38, Geneva, 1994.
- [8] ALICE Collaboration. *ALICE Technical Proposal.* CERN-LHCC-95-71, Geneva, 1995.
- [9] LHCb Collaboration. *LHC-B Technical Proposal.* CERN-LHCC-98-4, Geneva, 1998.
- [10] Bruening O. *et al. A Beam Separation and Collision Scheme for IP1 and IP5 at the LHC for Optics Version 6.1.* CERN-LHC-Project-Report-315, Geneva, 1999.

- [11] Ajuirei I. *et al.* *Beam Losses Far Downstream of the High Luminosity Interaction Points of LHC*. CERN-LHC-Project-Report-398, Geneva, 2000.
- [12] Bruening O. *et al.* *A Beam Separation and Collision Scheme for IP2 and IP8 at the LHC for Optics Version 6.1*. CERN-LHC-Project-Report-367, Geneva, 2000.
- [13] Bruening O. *Optics Solutions in IR8 for Ring-1 and Ring-2 of the LHC Version 6.0*. CERN-LHC-Project-Note-193, Geneva, 1998.
- [14] Jeanneret J.B. and Ostojic R. *Geometrical Acceptance in LHC Version 5.0*. CERN-LHC-Project-Note-111, Geneva, 1997.
- [15] LHC Project Web <http://lhc.web.cern.ch/lhc>.
- [16] Malyshev O.B. and Collins I.R. CERN-Vacuum-Technical-Note-99-14, Geneva, 1999.
- [17] Malyshev O.B. and Rossi A. *Ion Desorption Vacuum Stability in the LHC: The Multigas Model*. CERN-LHC-Project-Report-437, Geneva, 2000.
- [18] Mathewson A. *First Estimates of the Gas Density in the LHC Vacuum System*. In: One Day Workshop on LHC Backgrounds, CERN, Geneva, March 22, 1996 .
- [19] Amaldi U. *et al.* Nucl. Phys. **B166** (1980) 301.
- [20] Abe F. *et al.* // Phys. Rev. **D50** (1994) 5518, 5535, 5550.
- [21] Glauber R.J. In: Lectures in Theor. Phys., Interscience Publ. 4, v.1, 315 (1959).
- [22] Baishev I. *et al.* *STRUCT Program User Reference Manual*. SSCL-MAN-0034, Dallas, 1994.
- [23] Байшев И.С. *Рассеяние протонов высоких энергий в приповерхностном слое вещества*. Препринт ИФВЭ-87-147, Серпухов, 1987.
- [24] Ажгирей И.Л. и Таланов В.В. *Статус комплекса программ MARS*. В кн.: Труды 18-го рабочего совещания по ускорителям заряженных частиц, Протвино, 2000, т.2, с. 184-187.

*Рукопись поступила 22 января 2002 г.*

И.Л. Ажгирей и др.

Формирование ускорительного фона в зоне эксперимента ЛНСь на ЛНС.  
Формулировка задачи. Методика исследования проблемы..

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X.

Редактор Н.В.Ежела.

Технический редактор Н.В.Орлова.

---

Подписано к печати 23.01.2002. Формат 60 × 84/8. Офсетная печать.

Печ.л. 2. Уч.-изд.л. 1,6. Тираж 130. Заказ 15. Индекс 3649.

ЛР №020498 17.04.97.

---

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

