

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физический институт им. П.Н. Лебедева  
Российской академии наук

на правах рукописи  
УДК 537.533.9, 535.421

ШПАКОВ  
Владимир Сергеевич

**Диагностика ультрарелятивистских электронных пучков  
с помощью двухщелевой системы дифракционного  
излучения**

Специальность: 01.04.20 - физика пучков заряженных  
частиц и ускорительная техника

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва, 2014 г.

Работа выполнена в Лаборатории электронов высоких энергий Отделения ядерной физики и астрофизики Федерального государственного бюджетного учреждения науки Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук и Национальных Лабораторий Фраскати Национального Института Ядерных Исследований (LNF INFN, Италия)

### Научный руководитель

доктор физико-математических наук,  
ДАБАГОВ Султан Барасбиевич (ФИАН)

### Официальные оппоненты

доктор физико-математических наук  
ПОТЫЛИЦЫН Александр Петрович (НИ ТПУ)

кандидат физико-математических наук,  
ТИЩЕНКО Алексей Александрович (НИЯУ "МИФИ")

### Ведущая организация

Белгородский государственный национальный исследовательский университет

Защита диссертации состоится “\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2014 г. на заседании диссертационного совета Д 002.023.04 Федерального государственного бюджетного учреждения науки Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук по адресу:

119991 г. Москва, Ленинский проспект, д.53.

Факс: 8(495) 135-78-80

e-mail: [postmaster@lebedev.ru](mailto:postmaster@lebedev.ru)

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Федерального государственного бюджетного учреждения науки Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук.

Автореферат разослан “\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2014 г.

Электронная версия автореферата размещена: <http://www.lebedev.ru>

Ученый секретарь диссертационного совета,

доктор физико-математических наук

Серов Александр Васильевич

# 1 ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

## 1.1 Актуальность темы

В мире существует большое количество разнообразных ускорителей заряженных частиц, построенных для решения различных задач как фундаментальных, так и прикладных. Несмотря на то, что каждый из типов ускорителей решает свой круг задач, для всех ускорителей является необходимым решение общего набора вопросов, связанных с транспортировкой пучка заряженных частиц. С момента своего формирования и до момента вывода из канала пучок заряженных частиц может участвовать в большом количестве процессов, так или иначе влияющих на его траекторию или форму, в том числе отклонение и фокусировка с помощью соответствующих типов магнитов, ускорение в высокочастотных полях, а также собственно транспортировка пучка в самом ускорителе. На каждом этапе существует потребность в получении информации о пучке. К тому же, всегда существуют неточности при манипуляциях с пучком. В совокупности с внешними воздействиями это может приводить к отклонению параметров и траектории пучка от заданных, что только увеличивает потребность в качественной диагностике.

Одними из самых простых приборов диагностики пучка являются люминофорные экраны. Такие устройства обычно представляют собой металлическую пластину с нанесенным на нее слоем люминофора - вещества, которое излучает в видимом спектре при облучении частицами пучка. Процесс диагностики происходит в несколько этапов. Экран с люминофором вводится в канал, так чтобы на него падал пучок. После этого проводится измерение высвечиваемого пятна, которое зависит от тока пучка. На основе этих измерений восстанавливаются размеры пучка. На люминофорный экран может быть нанесена координатная сетка для определения положения центра пучка частиц.

Основным недостатком такой системы является его абсолютная непрозрачность для пучка. Кроме того, такие экраны могут выходить из строя при интенсивном использовании из-за испытываемых нагрузок, особенно для пучков тяжелых частиц.

Другим типом приборов диагностики являются так называемые вторично-эмиссионные датчики, например, сеточный датчик. Такой датчик представляет собой сетку, состоящую из тонких (порядка нескольких микрон)

проволок. При взаимодействии пучка с датчиком появляется заряд, который может быть измерен. Количество вторичных электронов зависит от количества частиц пучка, попавших на датчик. Таким образом, измерив заряд, появляющийся в результате вторичной эмиссии электронов, можно определить размеры и профиль пучка. В качестве одного из вариантов такого прибора может быть представлено устройство с подвижной проволокой, сканирующей проходящий пучок. В отличие от люминофорных экранов такие системы диагностики обладают относительно высокой прозрачностью ( $> 90\%$ ).

Однако современные ускорители имеют тенденцию к увеличению яркости пучка и к уменьшению его поперечных размеров, которые могут составлять всего несколько микрон. Для диагностики таких пучков сейчас все более широко используется диагностика пучка на основе переходного излучения. Для такой диагностики в канал вводится металлический экран, развернутый на  $45^\circ$  по отношению к направлению движения пучка, таким образом, что излучение будет выводиться перпендикулярно из канала. В процессе диагностики определяется угловое распределение переходного излучения. Форма последнего определяется расходимостью пучка. Следовательно, на основе углового распределения переходного излучения с помощью квадрупольного сканирования можно определить расходимость пучка.

Однако уменьшение размеров пучков и увеличение тока приводит к тому, что пучок может разрушать сами приборы диагностики при контакте с ними. Таким образом, появляется все большая необходимость в безконтактных методах диагностики. Одним из перспективных методов диагностики пучков являются методы, основанные на использовании дифракционного излучения (ДИ). Преимуществом таких методов является тот факт, что они практически не вносят никаких возмущений в пучок при проведении измерений. Определение параметров пучка производится по схеме сходной со схемой для метода, основанного на переходном излучении, с тем фундаментальным отличием, что для получения излучения, ДИ, нет необходимости ввода диагностирующего элемента в непосредственно исследуемый пучок. Пучок заряженных частиц пролетает мимо экрана близко от его края, индуцируя известное ДИ. На основе углового распределения ДИ можно определить размеры пучка. Однако такие методы диагностики имеют и свои недостатки.

Интенсивность ДИ довольно низкая (относительно, например, переход-

ного), что является с одной стороны полезным качеством, так как это означает практически полное сохранение параметров пучка, но также является и недостатком, так как возникают проблемы при регистрации ДИ на фоне постороннего шума в канале. В частности, любой поворотный магнит будет служить источником синхротронного излучения, интенсивность которого намного выше интенсивности ДИ. Кроме того, в системе диагностики на основе ДИ, включающей в себя только одну щель, невозможно отличить влияние поперечных размеров пучка на угловое распределение ДИ от влияния его смещения в щели относительно ее центра. Таким образом ДИ, являясь довольно мощным инструментом для диагностики пучков, остается еще недостаточно изученным. Потенциал ДИ еще не до конца раскрыт. Использование разного рода комбинаций и геометрических решений позволит оптимизировать его применение в конкретных ситуациях. В частности, представляет большой интерес использование не одной щели, а двух, расположенных в определенном соотношении в пространстве.

Для решения обозначенных проблем недавно были проведены эксперименты по диагностике пучка с помощью системы ДИ, включающей в себя две щели. В такой системе регистрируется не угловое распределение ДИ, а интерференционная картина между ДИ от первой и второй щелей (в литературе можно встретить название ODRI - optical diffraction radiation interference).

## 1.2 Цель работы

Целью настоящей работы являлось исследование новых способов поперечной диагностики ультрарелятивистских электронных пучков с поперечными размерами порядка несколько десятков микрон. Для использования ДИ в продольной диагностике планировалось исследовать зависимость величины форм-фактора от параметров пучка. Таким образом, были поставлены следующие задачи:

- Исследовать влияние нового параметра, присутствующего в системе ДИ состоящей из двух щелей - смещение центров щелей между собой - на угловое распределение интерференционной картины ДИ от первой и второй щелей.
- Исследовать границы применимости приближения дальнего поля к системе, состоящей из двух щелей, с учетом того, что вторая щель нахо-

дится в ближней зоне первой щели.

- Исследовать влияние расходимости пучка на характеристики ДИ, проанализировав вклад расходимости пучка в значение форм-фактора пучка, а также исследовать изменение этого вклада для пучков с различными поперечными размерами.

Для достижения поставленных целей **необходимо было решить следующие задачи:**

- Создать численные модели для исследования влияния смещения между центрами щелей на угловое распределения ДИ и сопоставить результаты моделирования с экспериментальными данными.
- Провести эксперименты по измерению параметров пучка и показать возможность одновременного определения и расходимости, и поперечного размера пучка для двухщелевой системы.
- Исследовать распределение ДИ, как угловое так и пространственное, на расстоянии, равном расстоянию между первой и второй щелями. При необходимости внести изменения в численные модели используемых систем, появляющиеся из-за эффектов ближнего поля.
- Исследовать влияние расходимости пучка на его форм-фактор и определить условия, при выполнении которых это влияние оказывается незначительным.

### **1.3 Научная новизна результатов**

Поиск новых неразрушающих методов диагностики электронных пучков является одной из передовых задач современной ускорительной физики. В рамках данной работы решались вопросы, связанные с недавно предложенной двухщелевой системой диагностики пучков на основе дифракционного излучения.

Научная новизна диссертации состоит в следующем:

- Впервые создана программа для описания двухщелевой системы, учитывающая потери ДИ при отражении от экрана второй щели. Созданная программа позволила определить пределы применимости приближения дальнего поля к двухщелевой системе.

- Показаны пределы применимости приближения дальнего поля для ДИ в случае использования различных систем, состоящих из нескольких щелей. Было показано, что при малых смещениях центров щелей относительно друг друга потери излучения при отражении от второго экрана незначительны. При смещении центров щелей на величины порядка размеров самих щелей потери при отражении значительно изменяют угловое распределение ДИ.
- Впервые представлены экспериментальные данные зависимости углового распределения ДИ от смещения между центрами щелей в двухщелевой системе. Показано, что смещение центров щелей относительно друг друга приводит к асимметричным изменениям в угловом распределении ДИ.
- Впервые проведены исследования влияния расходимости пучка на его форм-фактор с позиции дополнительного фазового смещения. Показано, что для ультрарелятивистского пучка расходимость порядка  $1/\pi\gamma$  дает вклад в форм-фактор пучка в виде дополнительного множителя меньше единицы.

#### 1.4 Научно-практическая значимость работы

Полученные данные могут быть использованы для создания готовых приборов диагностики ультраярких электронных пучков, необходимость в разработке которых продиктована потребностями строящихся как источников излучения нового поколения, так и новых коллайдеров. Непосредственное использование результатов работы будет осуществляться при диагностике пучков заряженных частиц в ходе планируемых экспериментов на установке SPARC в рамках экспериментов, реализуемых в лаборатории SPARC-Lab Национальных Лабораторий Фраскати. Также планируется использование наработок, полученных при выполнении данных исследований, для анализа результатов других экспериментов, проводимых в Германии, Франции и США с использованием дифракционного и переходного излучения. Ядро численных моделей, полученное в данной работе, планируется использовать для анализа результатов различных экспериментов с ДИ в ближнем поле.

## 1.5 Положения, выносимые на защиту

1. Правомерность применения приближения волновой зоны для описания ДИ от системы, состоящей из двух щелей, при условии малости смещения между центрами щелей по сравнению с размерами последних.
2. Новый программный код для анализа углового распределения ДИ с учетом потерь при отражении, созданный в ходе проведенных исследований.
3. Результаты исследований влияния смещения между щелями на угловое распределение ДИ для системы, состоящей из двух щелей, выявившие:
  - а) асимметрию в угловом распределении ДИ, возникающую при отличном от нуля смещении между центрами щелей;
  - б) возможность проводить фитирование численных и экспериментальных данных ввиду уникальности характера изменений углового распределения ДИ, вызываемых любыми параметрами пучка и системы.
4. Впервые показано, что для ДИ при расходимости ультрарелятивистского пучка порядка  $1/\pi\gamma$  форм-фактор пучка получает дополнительный коэффициент, который зависит от прицельного параметра.

## 1.6 Достоверность полученных результатов

**Степень достоверности** полученных результатов обеспечивается согласием построенных теоретических моделей с результатами численного моделирования, полученных с использованием программного пакета MatLab и языка Fortran, а также с результатами, полученными другими авторами. При проведении исследований в рамках диссертационной работы, полученные модели сравнивались с экспериментальными данными, полученными на ТТФ FLASH (DESY, Германия), и показали хорошее совпадение.

## 1.7 Личный вклад соискателя

Работа выполнялась на базе Национальных Лабораторий Фраскати Национального Института Ядерной Физики (Италия) согласно договору о сотрудничестве с ФИАН, в рамках стипендии Президента Российской Федерации для студентов и аспирантов для стажировки за рубежом.

Автор принимал активное участие в разработке теоретических моделей, обработке экспериментальных результатов. Автором были написаны все программы, а также выполнены все расчеты с их помощью. Основные результаты и выводы работы получены непосредственно автором. Автор принимал активное участие в обсуждении полученных результатов, представлении их на семинарах и подготовке публикаций.

## **1.8 Апробация работы**

Основные результаты работы докладывались на следующих конференциях и семинарах:

1. Семинар в LNF INFN - V. Shpakov, "Radiation losses upon reflection in two-slit system of diffraction radiation";
2. 5th International Conference Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena "Channeling 2012" September 23-28, 2012 Alghero (SS), Italy - V. Shpakov, S.B. Dabagov, M. Castellano, A. Cianchi, E. Chiadroni, "Far and near-field approximation for diffraction radiation";
3. Семинар в НИЯУ "МИФИ В. Шпаков, "О расходимости пучка в дифракционном излучении";
4. X International Symposium «Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures» September 23-28, 2013 Yerevan, Armenia - V. Shpakov, S.B. Dabagov, "Influence of the beam divergence on diffraction radiation".

## **1.9 Публикации**

Основные результаты по теме диссертации изложены в 6 печатных изданиях, 3 из которых изданы в рецензируемых журналах [1, 6, 5],  
Препринты [3, 4].

## **1.10 Структура и объем работы**

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и двух приложений. Полный объем диссертации составляет 118 страниц с 41 рисунком. Список литературы содержит 110 наименований.

## 2 ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во **введении** продемонстрированы новизна и актуальность результатов исследований, поставлены цели и сформулированы задачи, а также представлены структура и содержание работы и сформулированы основные положения, выносимые на защиту.

В **первой главе** кратко представлены основные принципы работы и современное состояние таких областей ускорительной физики, как лазеры на свободных электронах [1] и линейные электрон-позитронные коллайдеры [2]. Обоснована необходимость в новых методах диагностики электронных пучков для этих областей физики. Представлен краткий обзор современных методов диагностики электронных пучков [3]. Уточнены задачи, поставленные в данной диссертации.

Во **второй главе** кратко представлена теория ДИ [4, 5, 6]. Рассмотрены основные свойства ДИ, такие как его мощность и спектр. В конце второй главы представлены теоретические исследования автора о влиянии расходимости пучка на его форм-фактор [7, 8] в случае ДИ. Для этого был рассмотрен расходящийся пучок с гауссовым распределением плотности частиц в продольном направлении и малыми поперечными размерами.

Рассмотрим процесс излучения пучка с ненулевой расходимостью в плоскости "z0y". Для нормально падающих частиц (Рис. 1а) фазовая разность

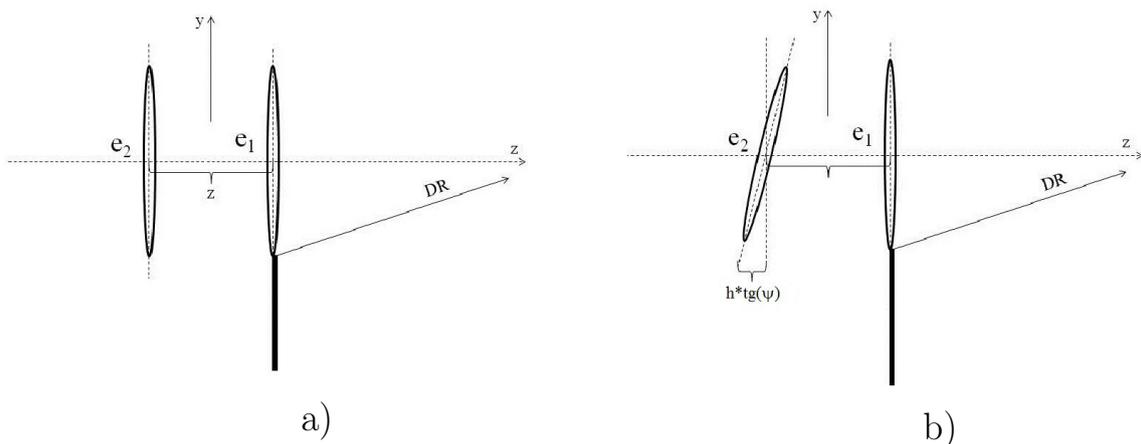


Рис. 1. Дополнительная фазовая разность появляется для частиц с разными углами падения. Здесь прицельный параметр для обеих частиц принят равным  $h$ . На рисунке б) частица  $e_2$  имеет угол падения  $\psi$ .

определяется расстоянием между частицами в пучке. Однако, если предпо-

ложить, что излучение появляется в момент, когда поле частицы достигает препятствия, то дополнительная разность фаз может появиться (Рис. 1b), что отражается в выражении для фазы излучения:

$$\phi(\vec{r}, \psi) = \frac{2\pi}{\lambda\beta}(z + h \tan \psi), \quad (1)$$

здесь  $\psi$  - угол падения частицы относительно нормали к полуплоскости,  $h$  - прицельный параметр частиц,  $\lambda$  - длина волны излучения и  $\beta$  - скорость частицы. Запишем выражение для форм-фактора пучка [7] с учетом следующего выражения для фазовой разницы:

$$F_{div}^{DR} = \left| \int dz d(\psi) S_{long}(z) S_{div}(\psi) e^{-\frac{2\pi h}{\lambda\gamma\beta} f} e^{\frac{2\pi i}{\lambda\beta}(z+h \tan \psi)} \right|^2, \quad (2)$$

где  $S_{div}(\psi)$  - угловое распределение пучка,  $f = \sqrt{\gamma^{-2} + \beta^2} \sin \Theta_x$ , где  $\Theta_x$  - угол, определяющий направление в "z0x" плоскости, перпендикулярной плоскости рисунка, а  $\gamma = \sqrt{1 - \beta^2}$  - релятивистский параметр.  $S_{div}$  и  $S_{long}$  независимы друг от друга. Пусть распределения плотности пучка, как угловое, так и продольное, заданы как нормальные, причем углы расходимости пучка  $\psi$  достаточно малы,  $\tan \psi \sim \psi$ . В таком случае форм-фактор может быть рассчитан аналитически и представлен в виде:

$$F_{div}^{DR} \sim e^{-\frac{2\pi^2}{\lambda^2\beta^2}(\sigma_z^2 + h^2\sigma_{div}^2)}, \quad (3)$$

где  $\sigma_z$  - стандартное отклонение положения частиц от центра пучка в продольном направлении, а  $\sigma_{div}$  - стандартное отклонение движения частиц от нормального направления. Следует помнить, что в данном приближении мы пренебрегли поперечными размерами пучка. Таким образом, для релятивистского пучка ( $\beta \sim 1$ ), расходимость пучка может играть значительную роль в форм-факторе пучка при выполнении условия  $\lambda \sim h\sigma_{div}$ . Если мы рассматриваем случай, где прицельный параметр  $h \sim \lambda\gamma$ , то указанные выше условия для расходимости пучка могут быть трансформированы в  $\sigma_{div} \sim 1/\pi\gamma$ .

Интересно отметить, что поперечные размеры пучка в форм-факторе пучка для ДИ начинают играть значительную роль при  $\sigma_{trans} \sim \lambda\gamma$ , что означает, что поперечный размер пучка должен быть порядка прицельного параметра пучка (или, в случае щели, размеров этой щели). Такие условия редко когда могут быть удовлетворены. Именно благодаря этому поперечными размерами пучка почти всегда пренебрегают, что и дает нам возможность

проводить продольную диагностику пучка с помощью ДИ. Однако условия для расходимости  $\sigma_{div} \sim 1/\pi\gamma$  могут быть удовлетворены не только для предельных случаев. В таких случаях возможны некоторые проблемы в установлении прямой зависимости между продольными размерами пучка и его форм-фактором.

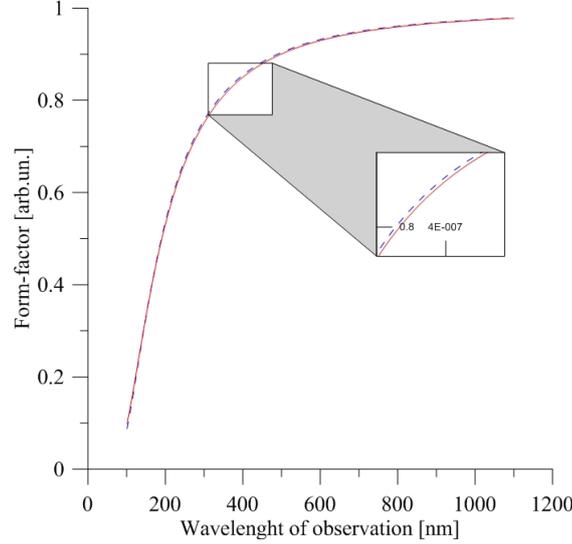


Рис. 2. Вклад расходимости в форм-фактор пучка, рассчитанный с помощью выражения (5) (сплошная линия) и (3) (пунктирная линия) для пучка с поперечным размером 50 мкм.

Полученный результат справедлив для случая, когда все частицы пучка имеют одинаковый прицельный параметр. Однако поперечный размер пучка, в данном случае имеется в виду поперечный размер вдоль оси  $y$ , даже не влияя на форм-фактор напрямую, может изменить вклад расходимости в форм-фактор. Для того чтобы оценить влияние поперечного размера на вклад расходимости в форм-фактор, рассмотрим пучок с продольными размерами настолько маленькими, что форм-фактор пучка будет определяться только его расходимостью. Пусть распределение плотности частиц в пучке вдоль оси  $y$  соответствует гауссову распределению со средним отклонением  $\sigma_y$ . Тогда:

$$F_{div+trans} = \frac{1}{2\pi} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dy d\psi e^{-\frac{2\pi(h+y)}{\lambda\beta} f} e^{\frac{i2\pi(h+y)}{\lambda\beta} \psi} \frac{1}{\sigma_y} e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}} \frac{1}{\sigma_{div}} e^{-\frac{\psi^2}{2\sigma_{div}^2}} \right|^2 \quad (4)$$

Результат интегрирования может быть представлен в виде:

$$F_{div+trans} \sim \left| e^{\frac{2\pi^2 f^2 \sigma_y^2}{\lambda^2 \beta^2 \gamma^2}} e^{-\frac{1}{4} \left( \frac{2\pi^2 f \sigma_y^2}{\lambda^2 \gamma^2 \beta^2} + \frac{2\pi h}{\lambda \beta} \right)^2 \frac{1}{\frac{1}{2\sigma_{div}^2} + \frac{2\pi^2 \sigma_y^2}{\lambda^2 \beta^2}}} \right|^2 \quad (5)$$

В данной работе нас в первую очередь интересовали пучки с малым поперечным сечением, поэтому в расчетах были выбраны следующие параметры пучка:  $\gamma = 1000$ ,  $\sigma_y = 50$  мкм,  $\sigma_{div} = 100$  мкрад,  $h = 0.25$  мм, в качестве переменной была выбрана длина волны наблюдения  $\lambda = 800$  нм. Вклад расходимости пучка в его форм-фактор, рассчитанный для точечного пучка и для пучка с малыми по сравнению с прицельным параметром  $h$  поперечными размерами оказывается одинаковым с высокой точностью (Рис. 2). Серьезные расхождения наблюдаются только при увеличении поперечных размеров пучка до уровня, сопоставимого с прицельным параметром (Рис. 3).

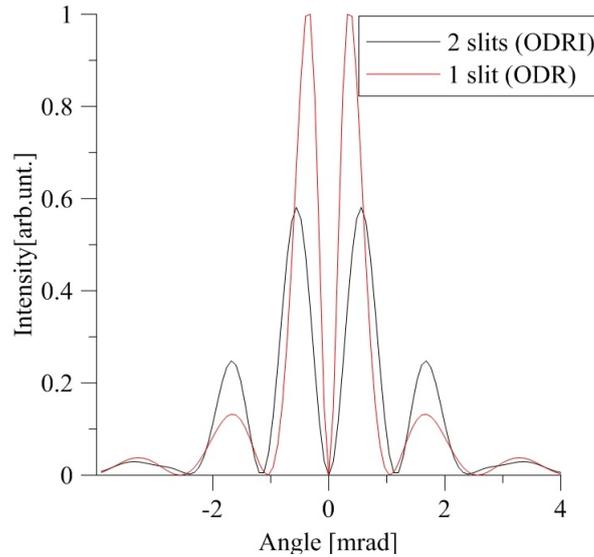


Рис. 3. Вклад расходимости в форм-фактор пучка был рассчитан с помощью выражения (5) (сплошная линия) и (3) (пунктирная линия) для пучка с поперечным размером 150 мкм. Как можно видеть, при таких размерах пучка отличия уже существенны, однако, предполагая, что размеры пучка вдоль осей  $x$  и  $y$  примерно одинаковы, пренебрегать поперечными размерами уже вообще не представляется возможным.

Во второй главе было показано, что расходимость пучка играет значимую роль в формировании форм-фактора пучка при значении расходимости порядка  $\sim 1/\pi\gamma$  для ультрарелятивистских пучков. Для примера, оценка

вклада расходимости в форм-фактор электронного пучка с энергией  $\gamma = 1000$  и расходимостью  $\sigma_{div} = 100$  мкрад, проходящего вблизи полуплоскости с прицельным параметром  $h \approx \gamma\lambda \approx 1\text{mm}$ , предполагая, что длина волны излучения  $\lambda = 800$  нм, показывает, что вклад расходимости в форм-фактор определяется экспонентой  $e^{-2\pi^2\gamma^2\sigma_{div}^2} \approx 0.82$ . Как видно, мы не можем пренебречь этой экспонентой, а следовательно, форм-фактор приобретает дополнительный коэффициент, меньше единицы, за счет расходимости пучка.

В **третьей главе** рассмотрены основные принципы диагностики электронных пучков с помощью ДИ как с помощью систем, включающих в себя одну щель [9, 10, 11, 12], так и с помощью двухщелевой системы [13]. В системе, состоящей из двух щелей, представленной в работе [13] и рассматриваемой в настоящей работе, вторая щель находится в нескольких сантиметрах от первой, в то время как длина формирования ДИ для первой щели может составлять несколько метров. Таким образом, корректное описание исследуемой системы не может быть ограничено дальней зоной и требует привлечения расчетов в ближней зоне ДИ.

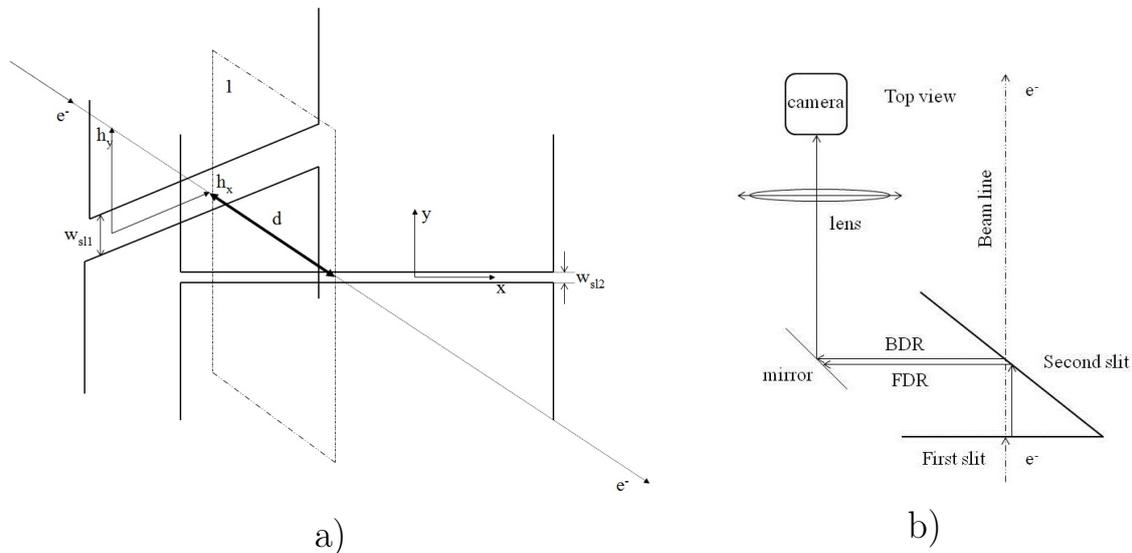


Рис. 4. а) - схема системы состоящей из двух щелей. б) - вид схемы сверху, вместе с некоторыми элементами системы регистрации излучения

Рассмотрим систему, состоящую из двух щелей (Рис. 4). Как можно видеть из схемы на Рис. 4, в системе рассматривается угловое распределение излучения, представляющего собой сумму обратного ДИ от второй щели и ДИ от первой. При этом, ДИ от первой щели претерпевает отражение от экрана второй щели, которая расположена на расстоянии 2,5 см от первого экрана.

Таким образом, в ближней зоне ДИ необходимо рассмотреть процесс отражения излучения от экрана. Поле излучения от первого экрана в ближней зоне может быть записано в виде

$$E_y^{DR}(x, y) = \int_{\frac{w_{sl}}{2} + h_{0y}}^{\infty} dh_y \int_{-\infty}^{\infty} E_y^i(h_x, h_y) \frac{\exp(iks)}{s} dh_x + \int_{-\infty}^{-\frac{w_{sl}}{2} + h_{0y}} dh_y \int_{-\infty}^{\infty} E_y^i(h_x, h_y) \frac{\exp(iks)}{s} dh_x \quad (6)$$

Здесь  $s = \sqrt{d^2 + (h_x - x)^2 + (h_y - y)^2}$ ,  $h_x, h_y$  - координаты в плоскости щели,  $x, y$  - координаты в плоскости экрана, на котором наблюдается излучение,  $d$  - расстояние между щелью и экраном,  $w_{sl}$  - ширина щели,  $h_{0y}$  - смещение центра щели относительно линии пучка,  $E_y^i(h_x, h_y)$  - электрическое поле  $i$ -ой частицы, и  $E_y^{DR}(x, y)$  есть амплитуда поля ДИ. Здесь мы будем рассматривать только одну из поляризаций излучения параллельную оси "Y" (Рис. 4). Воспользовавшись выражением (6), мы можем построить пространственное распределение излучения на расстоянии 2,5 см от источника, то есть на экране второй щели (Рис. 5).

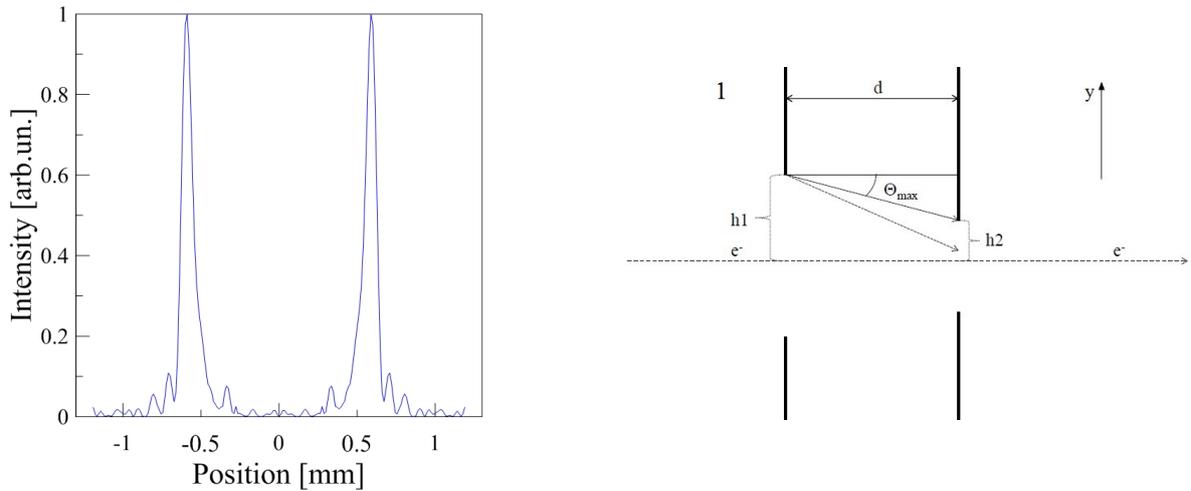


Рис. 5. Правый рисунок - это сечение двухщелевой системы плоскостью "1" (см. на Рис. 4 а). График с лева есть численный расчет ДИ от первой щели на экране, расположенном в позиции второй щели, в том же самом сечении.

Как можно видеть, на таком расстоянии излучение от верхней и нижней полуплоскостей могут рассматриваться отдельно друг от друга. В ситуации когда часть излучения от первого экрана попадает в щель второго экрана, очевидно, отражения не происходит, и излучение просто теряется. Количество потерянного излучения будет зависеть от размеров щелей, расстояния

между ними, смещения центров щелей относительно друг друга (Рис. 5). Для определенности будем рассматривать двухщелевую систему, где первая щель имеет ширину 1 мм, а вторая 0,5 мм. Пусть щели абсолютно коллинеарны и их центры лежат на оси движения пучка. Основная часть излучения от первой щели будет падать на расстоянии 0,5 и -0,5 мм от центра экрана, в то время как потери ожидаются в промежутке от -0,25 до 0,25 мм (отверстие второй щели 0,5 мм). Следовательно, потери при отражении в этом случае будут минимальны (Рис. 6 а). Сравнение производится с угловым распределением ДИ, рассчитанным в предположении, что потерь нет вовсе. Однако, при больших смещениях (порядка размеров самой щели) центров щелей относительно друг друга (по оси "Y"), может наблюдаться существенная или даже полная потеря излучения от одной из полуплоскостей. Для параметров системы может быть определен максимальный угол излучения, при котором все еще происходит отражение от второго экрана  $\Theta_{max} = \arctan(h_2 - h_1)/d$ , где  $h_1$  и  $h_2$  - это известные прицельные параметры для первой и второй щелей соответственно (Рис. 5). На Рис. 6 б представлены угловые распределения системы, в которой

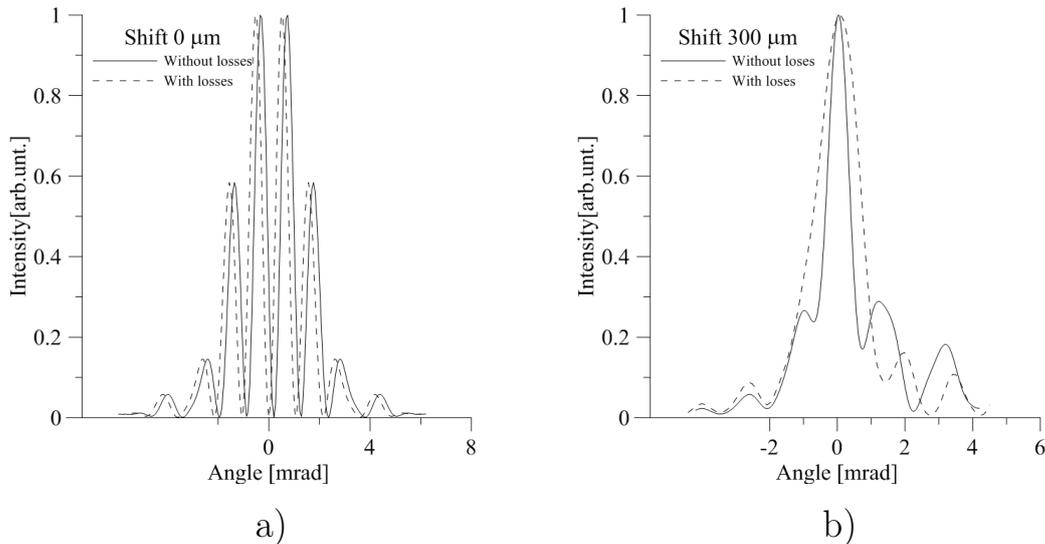


Рис. 6. На рисунке а) представлены угловые распределения ДИ для коллинеарных щелей с учетом (пунктирная линия) и без учета (сплошная) эффектов ближнего поля. На рисунке б) также распределения ДИ для двух случаев, однако центры щелей смещены на 300 мкм. Размеры щелей - 1 мм для первой и 0,5 мм для второй.

первая щель, размеры которой 1 мм, смещена на 300 мкм относительно линии движения пучка, в то время как через вторую щель пучок проходит по цен-

тру. Как и в предыдущем случае, сравнение приводится с расчетами без учета потерь при отражении. Как можно видеть из представленных случаев, при относительно небольших смещения щелей эффекты ближнего поля проявляются слабо, однако при больших смещения эти эффекты серьезно изменяют угловое распределение ДИ и не могут быть проигнорированы.

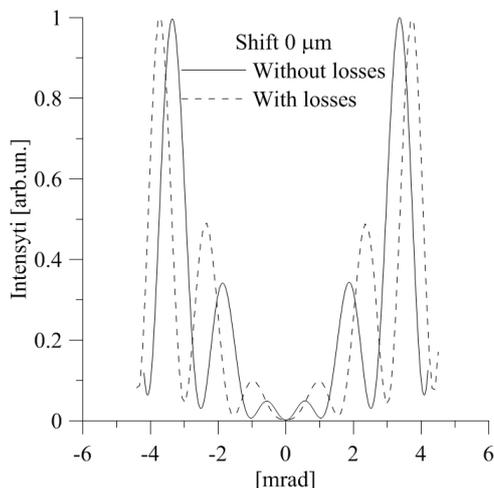


Рис. 7. Численный расчет для углового распределения ДИ для системы с одинаковыми щелями. Смещение между центрами щелей 0 мкм, щели коллинеарны.

Предыдущие расчеты проводились для систем, где первая щель существенно превышает по размерам вторую. Для систем с равными размерами щелей, даже в случае когда они коллинеарны, потери существенны всегда (Рис. 7). Таким образом, мы можем сделать вывод, что для систем с разными щелями (первая должна быть больше второй) существует промежуток их смещения относительно друг друга, при котором потери, связанные с отражением от второго экрана, могут не учитываться.

В параграфе 3.3 приведены результаты исследования влияние эффектов ближнего поля на угловое распределение ДИ, и показано, что при относительно небольших смещениях эти эффекты незначительны для исследуемой системы. Однако кроме эффектов, проявляющихся в ближнем поле (потери части излучения при отражении), на угловое распределение будет влиять и само смещение центров щелей относительно друг друга. Для того чтобы рассмотреть влияние смещения щелей, введем это смещение в выражение (3) аналогично тому, как это было сделано в статье [13]. Тогда выражение для углового

распределения ДИ в двухщелевой системе принимает вид

$$E_y^{DR} = \frac{e}{2\pi^2 V} \left( \frac{e^{-\frac{2\pi}{\lambda}(\frac{W_{sl1}}{2} + h_{y0} - \delta)(f - i\Theta_y)}}{f - i\Theta_y} - e^{\frac{2\pi l_1}{\lambda}} \frac{e^{-\frac{2\pi}{\lambda}(\frac{W_{sl1}}{2} - h_{y0} + \delta)(f + i\Theta_y)}}{f + i\Theta_y} \right) - \frac{e}{2\pi^2 V} e^{\frac{2\pi l_2}{\beta\lambda}(1 - \beta \cos \Theta_y)} \left( \frac{e^{-\frac{2\pi}{\lambda}(\frac{W_{sl2}}{2} + h_{y0})(f - i\Theta_y)}}{f - i\Theta_y} - e^{\frac{2\pi l_1}{\lambda}} \frac{e^{-\frac{2\pi}{\lambda}(\frac{W_{sl2}}{2} - h_{y0})(f + i\Theta_y)}}{f + i\Theta_y} \right), \quad (7)$$

где  $\delta$  - это смещение центра первой щели относительно линии движения пучка,  $W_{sl1}$ ,  $W_{sl2}$  - размеры первой и второй щелей, соответственно,  $l_1$  - смещение между полуплоскостями одной щели [14],  $l_2$  - расстояние между центрами щелей на линии движения пучка, и  $V$  - скорость частицы. Воспользуемся этим выражением и построим угловые распределения ДИ для двух случаев: в первом из них щели полностью коллинеарны, а во втором - центр первой щели смещен на 150 мкм. В обоих случаях мы рассматриваем систему, где первая щель имеет ширину 1 мм, вторая - 0,5 мм, и пучок всегда проходит по центру второй щели. Отметим, что при таких параметрах системы эффекты ближнего поля не будут проявляться. В обоих случаях для расчетов использовался точечный не расходящийся электронный пучок с параметром  $\gamma = 2000$ , и длина волны излучения 800 нм.

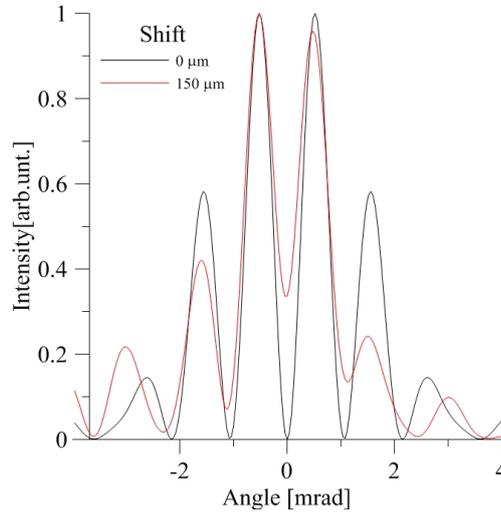


Рис. 8. Угловое распределение ДИ от двухщелевой системы: 1 - две коллинеарные щели, 2 - центр первой щели смещен на 150 мкм.

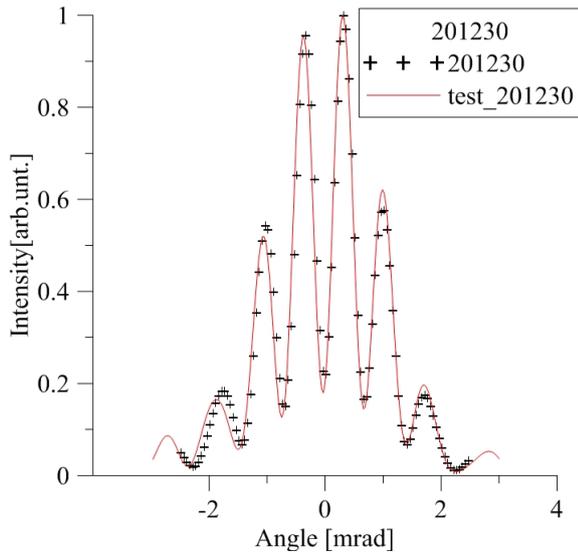
Как можно видеть, на Рис. 8 характер изменений, вызываемых смещением щелей относительно друг друга, не совпадает с таковым для, например, поперечного размера пучка или его смещением относительно центров этих ще-

лей. Следовательно, при фитировании экспериментальных данных не будет возникать проблем, связанных с неопределенностью параметров.

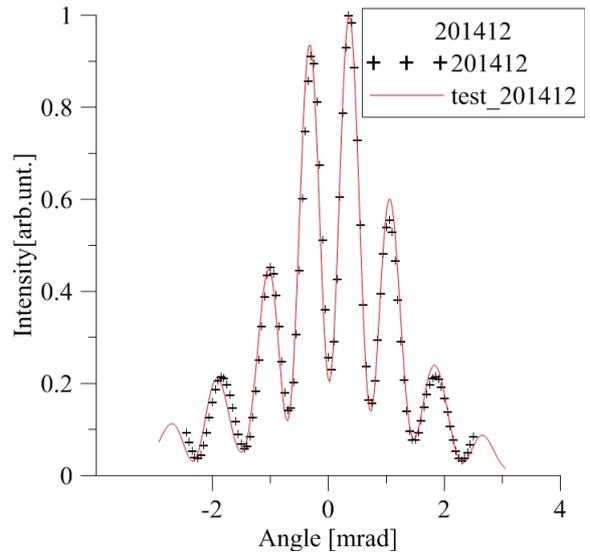
В **четвертой главе** представлены экспериментальная установка и результаты экспериментов по измерению углового распределения ДИ в зависимости от смещения центров щелей относительно друг друга. Эксперимент проводился для электронного пучка с энергией 1 ГэВ в системе, где первая щель имеет размер 1 мм, а вторая - 0,57 мм. На первом этапе проводилась регистрация углового распределения ДИ. После этого производилось фитирование параметров системы и пучка с помощью процедуры Minuit [15], которая минимизирует среднее квадратичное отклонение экспериментального и теоретического графиков. На втором этапе первая щель вертикально смещалась относительно траектории движения пучка на известную величину, вторая щель при этом сохраняла свое положение, и также регистрировалось угловое распределение ДИ. Так как ни один из параметров, кроме смещения центров щелей относительно друг друга, изменен не был, все значения параметров, за исключением, разумеется, одного, должны соответствовать таковым и во втором случае. Следовательно, теоретически рассчитанное угловое распределение с теми же параметрами, кроме относительного положения щелей, которое изменено соответственно тому, как это сделано при проведении эксперимента, должно совпадать с экспериментальным распределением. Для большей точности угловая расходимость и поперечные размеры пучка дополнительно измерялись с помощью оптического переходного излучения.

Первый эксперимент проводился для длины волны излучения 500 нм. На Рис. 9 а представлено угловое распределение ДИ для двухщелевой системы и пучка с расходимостью  $\sigma'_y = 47$  мкрад и поперечными размерами  $\sigma_y = 69$  мкм. При это параметры для рассчитанного распределения были подобраны так, что бы среднее квадратичное отклонение теоретического распределения от экспериментального было минимальным. На Рис. 9 б представлено распределение ДИ для того же пучка, но с первой щелью, смещенной на известную величину = 50 мкм. Параметры для теоретического распределения уже не подбирались, а были использованы значения для первого измерения, со скорректированным на 50 мкм положением первой щели.

Второй эксперимент проводился для длины волны  $\lambda = 800$  нм. Результаты этого эксперимента представлены на Рис. 10. В данном случае исполь-

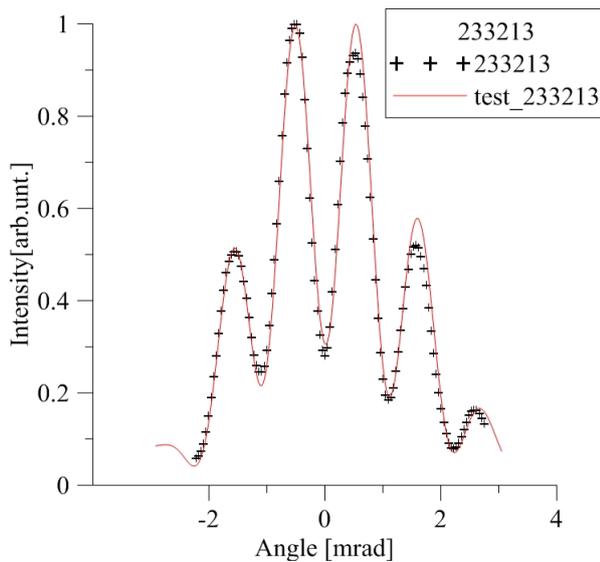


a)

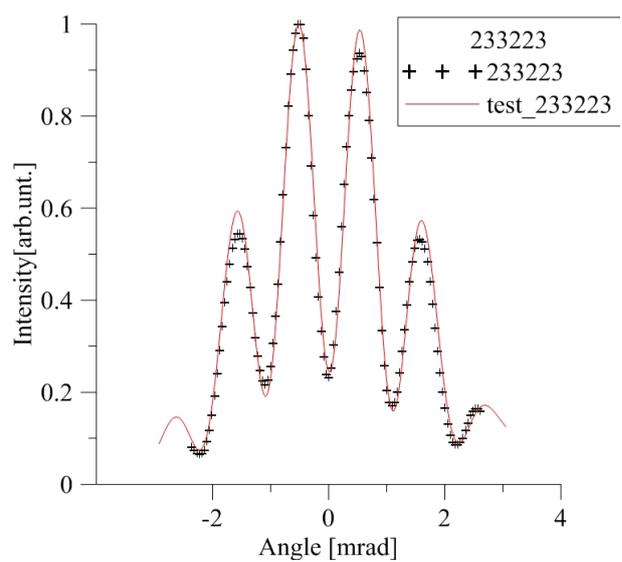


b)

Рис. 9. Экспериментальные и теоретические угловые распределения ДИ до смещения щелей а) и после б). Точками обозначены экспериментальные данные ( $\lambda = 500$  нм), а сплошной линией теоретические расчеты.



a)



b)

Рис. 10. Экспериментальные и теоретические угловые распределения ДИ до смещения щелей а) и после б). Точками обозначены экспериментальные данные ( $\lambda = 800$  нм), а сплошной линией теоретические расчеты.

зовался электронный пучок с расходимостью  $\sigma'_y = 63$  мкрад и поперечными размерами  $\sigma_y = 87$  мкм. Для второго измерения первая щель также была смещена на 50 мкм.

Но и в первом, и во втором случае представленные численные расчеты

дают хорошее совпадение с экспериментальными данными. На основании этого можно сделать вывод, что созданная модель корректно отражает процессы, происходящие в двухщелевой системе ДИ. Существующие несовпадения могут объясняться тем, что численные расчеты выполнены в предположении, что при смещении щели изменяется только один параметр - собственно относительное положение щелей. Однако в конце второй главы был описан такой важный параметр, как смещение между полуплоскостями одной щели. В силу его малости (порядка десятков нм) трудно быть уверенным, что после манипуляций с системой он остается неизменным.

### 3 ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ

В представленной работе была теоретически исследована двухщелевая система, в которой расстояние между двумя экранами не превышало нескольких сантиметров. При этом длина формирования ДИ может достигать нескольких метров, например, в этой работе рассматривалось излучение с длиной формирования  $> 3$  м. Было показано, что для системы, где первая щель больше второй, при отражении ДИ от второго экрана и при наличии смещения между центрами щелей на величину, сравнимую с размерами самих щелей, потери при отражении играют существенную роль и сильно изменяют угловое распределение ДИ. В то же время было показано, что в системе, где щели имеют одинаковый размер, потери при отражении должны учитываться вне зависимости от взаимного расположения щелей.

В работе проведено теоретическое исследование вновь появившегося параметра в двухщелевой системе - вертикального смещения центров щелей относительно друг друга. Проведенные исследования показали, что новый параметр изменяет угловое распределение ДИ по своему уникальному шаблону. Таким образом, его влияние может быть легко отделено от влияния других параметров системы и не будет представлять проблемы при анализе экспериментальных данных.

На основе проведенных исследований была создана программа, позволяющая строить угловые распределения ДИ для двухщелевой системы. Впоследствии эта программа была использована для анализа экспериментальных данных, полученных на установке TTF FLASH. Эксперименты были прове-

дены для электронного пучка с энергией 1 ГэВ. Поперечные размеры пучка составляли от 30 до 120 мкм, а его расходимость от 50 до 90 мкрад, в зависимости от эксперимента. В экспериментах использовалась двухщелевая система с размерами 1 мм и 0,5 мм для первой и второй щелей соответственно. Сравнение экспериментальных данных с теоретической моделью выявляет хорошее совпадение и показывает, что полученная модель адекватно описывает изменения ДИ при изменении параметров системы.

В работе также проведены теоретические исследования влияния расходимости электронного пучка на величину его форм-фактора. Было показано, что для ультррелятивистского пучка при расходимости  $\sigma_{div} \approx 1/\pi\gamma$  форм-фактор приобретает дополнительный коэффициент, меньше единицы. В частности, было показано, что для электронного пучка с  $\gamma = 1000$  и  $\sigma_{div} = 100$  мкрад такой коэффициент оказывается равным 0,82 при длине волны излучения 800 нм. Также в работе были проведены исследования влияния расходимости пучка на форм-фактор для пучков с различными поперечными размерами.

## 4 СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. D.F. Alferov, Yu.A. Bashmakov, K.A. Belovintsev, E.G. Bessonov, and P.A. Cherenkov, The Undulator as a source of electromagnetic radiation // Part. Acceler. v.9, 223 (1979)
2. Г.И. Будкер, Ускорители со встречными пучками частиц // УФН, т.89, 533-547 (1966)
3. В.В. Смалюк, Диагностика пучков заряженных частиц в ускорителях // Новосибирск (2009)
4. M.L. Ter-Mikaelian, High-energy electromagnetic processes in condensed media // Wiley-Interscience, New York (1972).
5. A.P. Potylitsyn, M.I. Ryazanov, M.N. Strikhanov, and A.A. Tishchenko, Diffraction radiation from relativistic particles // Springer, Berlin Heidelberg (2010)
6. Б.М. Болотовский, Е.А. Галстян, Дифракция и дифракционнок излучение // УФН, т.170(8), 809-829 (2000)

7. J.S. Nodvick, and D.S. Saxon, Suppression of coherent radiation by electrons in a synchrotron // Phys. Rev. 96, 180 (1954)
8. D.Yu. Sergeeva, A.A. Tishchenko, and M.N. Strikhanov, UV and X-ray diffraction and transition radiation from charged particles bunches // Nucl. Instr. Meth., B 309, 189-193 (2013)
9. M. Castellano, A new non-intercepting beam size diagnostics using diffraction radiation from a slit // Nuc. Instr. and Meth. in Phys. Res. A, v.394 275-280 (1997)
10. R.B. Fiorito, and D.W. Rule, Diffraction radiation diagnostics for moderate to high energy charged particles beams // Nucl. Instr. and Meth in Phys. Res. B, v.173, 67-82 (2001)
11. P. Karataev, S. Araki, R. Hamatsu, H. Hayano, T. Muto, G. Naumenko, A. Potylitsyn, N. Terunuma, and J. Urakawa, Beam-Size measurement with optical diffraction radiation at KEK accelerator test facility // PRL, v.93, 244802 (2004)
12. P. Karataev, S. Akari, A. Aryshev, G. Naumenko, A.P. Potylitsyn, N. Terunuma, and J. Urakawa, Experimental observation and investigation of the prewave zone effect in optical diffraction radiation // Phys. Rev. - Accelerators and Beams, v.11, 032804 (2008)
13. A. Cianchi, M. Castellano, L. Catani, E. Chiadroni, K. Honkavaara, and G. Kube, Non-intercepting electron beam size monitor using Optical Diffraction Radiation Interference // Phys. Rev. ST Accel. Beams 14, 102803 (2011)
14. M. Castellano, E. Chiadroni, A. Cianchi, Phase control effects in optical diffraction radiation from a slit // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 614, 163–168 (2010)
15. M.G. Minty, F. Zimmermann, Measurement and control of Charged particles beams // Springer, (2003)

## **5 СПИСОК РАБОТ, ОПУБЛИКОВАННЫХ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ**

1. В.С. Шпаков, С.Б. Дабагов, Дифракционное излучение пучка заряженных частиц для одно- и двухщелевых систем // Изв. ВУЗов. Физика, т.11

(2012) (in Russian), V. Shpakov, and S.B. Dabagov // Russian Physics Journal, 55, 1338-1344 (2013) (in English)

2. V.S. Shpakov, S.B. Dabagov, M. Castellano, A. Cianchi, K. Honkavaara, G. Kube, E. Chiadroni, Far- and near-field approximation for diffraction radiation // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B, 309 194-197 (2013)

3. V.S. Shpakov, S.B. Dabagov, Diffraction Radiation of Electron Bunches for One- and Two Slit Systems // preprint INFN-12-02/LNF April 2, 2012 (2012)

4. В.С. Шпаков, С.Б. Дабагов, О расходимости пучка в дифракционном излучении // Препринт ФИАН (2013)

5. V.S. Shpakov, S.B. Dabagov, Influence of the Beam Divergence on Diffraction Radiation // Journal of Physics: Conference Series (2014) /принято в печать/

6. V.S. Shpakov, S.B. Dabagov, M. Castellano, A. Cianchi, E. Chiadroni, Far- and near-field approximation for diffraction radiation // 5-th International Conference Charged & Neutral Particles Channeling Phenomena, Book of Abstracts, 161 (2012)