

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ» (НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ, НГУ)

Факультет физический

Кафедра физики плазмы

Направление подготовки \_\_\_\_\_

Образовательная программа \_\_\_\_\_

**Выпускная квалификационная работа бакалавра**

Самцов Денис Алексеевич

Тема работы детектор углового разброса РЭП

**«К защите допущена»**

Заведующий кафедрой,

Д-р. физ.-мат. наук,

профессор

Иванов А.А./

«.....» .....20...г.

**Научный руководитель**

научный сотрудник

ИЯФ СО РАН

Степанов В.Д./

«.....» .....20...г.

Дата защиты: «.....» .....20...г.

Новосибирск – 2016 год

## Оглавление

Введение.....	3
Глава 1. Детектор углового разброса.....	7
1.1. Принцип работы детектора углового разброса.....	7
1.2. Схема детектора углового разброса.....	9
Глава 2. Методика вычисления функции вероятности поглощения электронов в цилиндрических коллекторах.....	10
2.1. Аналитический подход.....	10
2.2. Численное моделирование движения частиц.....	16
2.3. Учёт отражённых электронов на основе данных программы EMSH2.....	18
2.4. Учет вторичных электронов в программе Geant4.....	22
Глава 3. Эксперименты с детектором углового разброса.....	24
3.1. Схема эксперимента.....	24
3.2. Магнитное поле в детекторе углового разброса.....	26
3.3. Сигналы с коллекторов детектора углового разброса.....	29
Глава 4. Обработка экспериментальных данных.....	31
4.1. Методика восстановления функции распределения скоростей электронов по углам.....	31
4.2. Обработка экспериментальных данных.....	33
Заключение.....	36
Список литературы:.....	37

## **Введение.**

Релятивистские электронные пучки (РЭП) имеют широкое применение при генерации миллиметрового и субмиллиметрового излучения в различных СВЧ-устройствах. При использовании пучков в этих устройствах требуется, чтобы разброс по продольным скоростям был очень маленький, т.к. это определяет синхронизацию пучка с усиливаемой волной. А так как у релятивистских пучков скорость электронов почти равна скорости света, то разброс по продольным скоростям пропорционален квадрату углового разброса. Поэтому измерение углового разброса представляет очень важную задачу.

В настоящее время идут активные исследования, направленные на создание мощных источников СВЧ-излучения. Для накачки СВЧ-излучения в этих устройствах применяются сильноточные РЭП. Для транспортировки сильноточных РЭП используют сильное магнитное поле, масштаба несколько килогаусс. Релятивистские энергии и магнитное поле очень усложняют процесс измерения углового разброса.

Существуют различные детекторы, предназначенные для измерения углового разброса замагниченных сильноточных электронных пучков. При этом можно выделить две основные методики измерения: бесконтактные и контактные.

К бесконтактным методам относятся методы по измерению диамагнитного эффекта пучка [1,2] и методы, использующие лазерное рассеяние на электронах пучка [3,4]. Главным достоинством таких методик является фактически отсутствие воздействия на исследуемый пучок. Но основная проблема использования данных методик связана с низким значением получаемого сигнала и сложностью их реализации.

Ко второму типу относятся детекторы, вырезающие фрагмент пучка и измеряющие угловое распределение в данном фрагменте по поглощению электронов на коллекторах. Детекторы, использующие контактную методику измерений, в свою очередь можно разделить на два типа: «колодцы» и pin-hole.

В первой группе используются сравнительно длинные и большие по диаметру цилиндрические каналы (“колодцы”). Такие коллекторы позволяют непосредственно измерить зависимость тока прошедших сквозь канал электронов в зависимости от его длины. Далее сравнивая экспериментальную зависимость с расчётной [5], можно определить значение углового разброса электронов [6,7]. Основными недостатками данного типа детекторов являются необходимость использования модельной функции распределения, которая в общем случае неизвестна, и отсутствие учёта влияния отражения электронов от боковой поверхности цилиндрических каналов, которое, в случае скользящего падения (т.е. для электронных пучков с малым угловым разбросом), может оказать существенное влияние на результаты измерений.

Характерной особенностью второго типа детекторов является малый размер отверстия входной диафрагмы, радиус которого меньше характерного ларморовского радиуса исследуемого пучка. В детекторах этого типа угловой разброс пролетевших сквозь коллиматор электронов измеряют либо с помощью системы коллекторов, либо по распределению интенсивности пятна на плёнке в месте поглощения электронов [8,9]. В случае использования люминофора, детекторы, как правило, имеют плохое временное разрешение, определяемое свойствами плёнки, а также существенную нелинейность зависимости интенсивности свечения плёнки от плотности тока упавших на неё электронов. Этих недостатков практически лишены детекторы, в которых для измерения функции

распределения электронов по углу используются токовые коллекторы, которые, на наш взгляд, позволяют с хорошей точностью и высоким временным разрешением измерять поток упавших на них электронов при соответствующем учёте доли отражённых электронов, если она существенна.

В качестве примера использования коллекторов для определения угловых характеристик пучка электронов в режиме “pin-hole” рассмотрим детектор, приведённый в работе [8]. В нем коллекторы, регистрирующие ток электронов, располагались на близком расстоянии за входной диафрагмой с малым отверстием. Поскольку выбранное расстояние от коллекторов до диафрагмы было заметно меньше шага ларморовской спирали, то после прохождения диафрагмы, электроны двигались по практически прямым траекториям. Для энергии электронов пучка – 0,8 МэВ в магнитном поле внутри детектора – 0,21 Тл ларморовский радиус электронов по полной энергии составлял  $\rho_L=1,9$  см. При максимальном диаметре приёмных коллекторов около 6 мм и расстоянии от их места расположения до входной диафрагмы  $\sim 5$  мм, можно было с хорошей точностью измерять угловое распределение электронов только с характерным значением углового разброса масштаба  $\sim 20^\circ$ . Для измерения пичч-углов электронов величиной нескольких градусов с разрешением  $\sim 1^\circ$  с помощью такого детектора пришлось бы либо существенно (в 10 раз) уменьшить максимальный диаметр коллекторов, что практически сделать очень трудно, либо значительно увеличить расстояние между коллекторами и диафрагмой, что нарушило бы условие прямолинейности движения электронов после входной диафрагмы. Поэтому для улучшения разрешающей способности подобного детектора в [10] было предложено локально компенсировать магнитное поле внутри детектора с помощью быстрого встречного магнитного поля, что позволило бы электронам

внутри детектора двигаться практически прямолинейно, а токовые коллектора располагать на большом расстоянии от входной диафрагмы для регистрации малых углов. С помощью такой методики и тщательной юстировки детектора удалось измерить характерный питч-угол величиной около  $10^\circ$  у электронов пучка с энергией 0,5 МэВ в магнитном поле 1,1 Тл. Очевидным недостатком такого способа измерений является приобретение электронами пучка дополнительного углового разброса в области перехода от сильного внешнего магнитного поля к слабому полю детектора.

Таким образом, большинство описанных в литературе контактных методик имеют недостаточное угловое разрешение для измерения малого углового разброса. Практически во всех методиках не учитываются эффекты, связанные с отражением электронов от стенок коллекторов. Кроме того, большинство из них позволяют измерять только величину среднеквадратичного углового разброса, а не угловое распределение скоростей электронов пучка, причем эта величина зависит от вида модельной функции распределения электронов по углу. С учетом недостатков предыдущих методик нами были разработаны многокольцевой детектор, имеющий высокое временное разрешение, а также методика обработки измерений, позволяющая восстанавливать функцию распределения электронов по углам в области  $0-10^\circ$  с угловым разрешением масштаба  $1^\circ$ .

Важной характеристикой детектора углового разброса данной конструкции являются функции  $S_i(\theta)$ , описывающие вероятность частицы, имеющей питч-угол  $\theta$  между скоростью электрона и направлением ведущего магнитного поля, совпадающего с осью детектора, поглотится в  $i$ -ом коллекторе. Только зная эти функции, которые в дальнейшем будем называть функциями чувствительности коллекторов, можно получить информацию о виде функции углового распределения электронов пучка по

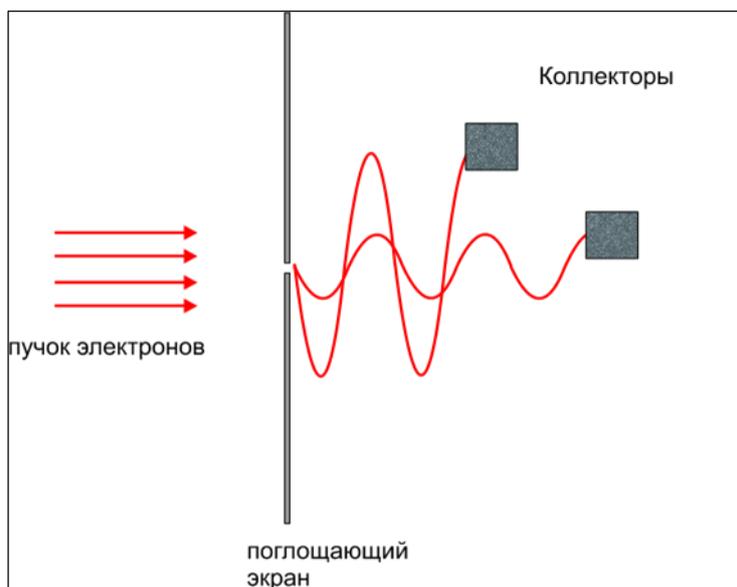
скоростям. Как показали расчеты, вид функций  $S_i(\theta)$  в нашем случае существенно зависит от учёта отражённых электронов, поскольку значительная доля электронов пучка падает на коллекторы под скользящими углами. Поэтому основная цель данной работы – вычисление наиболее точных значений функций  $S_i(\theta)$  для предложенной схемы детектора с учётом таких эффектов как отражение электронов от поверхностей коллекторов и прохождение электронов через край отверстия коллектора. Нахождение данных функций производилось как с помощью программы, моделирующей движение в детекторе углового разброса невзаимодействующих между собой электронов, написанной на MatLab, так и с помощью специализированного пакета для расчета ливней в детекторах - «Geant4». С помощью вычисленных функций была произведена обработка экспериментальных данных, полученных с помощью детектора углового разброса на установке ГОЛ-3Т.

## **Глава 1. Детектор углового разброса.**

### **1.1. Принцип работы детектора углового разброса.**

Если перед пучком электронов установить поглощающий экран с точечным отверстием (коллиматор), то, в зависимости от угла между направлением движения электрона и осью детектора, за отверстием произойдёт пространственное разделение электронов. При наличии магнитного поля электроны будут двигаться по спиральным траекториям, отдаляясь от направления магнитного поля на расстояние масштаба поперечного ларморовского радиуса. Тогда, установив коллекторы на различном расстоянии от оси детектора, так чтобы на них поглощались электроны со строго определённым значением ларморовского радиуса, по соотношению частиц, поглощённых во всей совокупности коллекторов,

можно будет судить о виде функции распределения (Рис. 1). К сожалению, для релятивистских пучков существует достаточно серьёзное ограничение на толщину поглощающего экрана с коллиматором. С одной стороны,



толщина экрана должна быть достаточной большой для полного поглощения падающего потока электронов, с другой стороны, достаточно малой, чтобы не обрезать существенно угловое распределение входящих в коллиматор частиц со

**Рис. 1. Принцип работы детектора углового разброса.**

стороны больших углов. Очевидно, что при увеличении толщины поглощающего экрана и неизменном диаметре коллиматора, в нем начнут частично поглощаться и электроны пучка со сравнительно маленькими пичч-углами. Если же увеличивать диаметр отверстия коллиматора при сохранении толщины экрана, это приведет к ухудшению селективности коллекторов, так как электроны, имеющие одинаковый поперечный ларморовский радиус, но находящиеся на разных расстояниях от оси детектора, что задается размером отверстия коллиматора, могут поглощаться в разных коллекторах. Поэтому, чтобы осуществить измерения углового распределения с наименьшей ошибкой, необходимо соответствующим образом оптимизировать геометрию детектора, то есть размер входного коллиматора, размер и положение измеряющих коллекторов. Помимо этого, очевидно, для правильного восстановления функции углового распределения, нужно знать ядро преобразования, т.е. функции вероятности  $S_i(\theta)$ , с наилучшей точностью.

## 1.2. Схема детектора углового разброса.

Параметры детектора и его общая конфигурация были рассчитаны для измерения диапазона углов  $0 \div 0.3$  рад для электронов с энергией от 0.5 до 1 МэВ, движущихся в магнитном поле 5-10 кГс. Детектор представлял собой цилиндрический диэлектрический контейнер (1), внутри которого, установлена система коллекторов (Рис. 2). На входе детектора располагалась танталовая диафрагма (2), которая выполняла роль коллиматора. Толщина диафрагмы была 0.5 мм, что в несколько раз превышает глубину проникновения 1МэВ электронов в тантал при нормальном падении на поверхность. Кроме того, диафрагма с такой толщиной выдерживала несколько попаданий пучком, что позволяло проводить измерения сериями по несколько выстрелов. Диаметр отверстия коллиматора был выбран 0.4 мм, что обеспечивало пропускание электронов с питч-углами вплоть до 0.3 рад. В качестве коллекторов использовались полые графитовые цилиндры (3). Коллекторы имели одинаковые внешние и различные внутренние радиусы. Радиус отверстия был тем меньше, чем дальше располагался коллектор от входа детектора. Размеры коллекторов (внутренний радиус и толщина) подбирались таким образом, чтобы, во-первых, гарантировать полное поглощение электронов при нормальном падении на коллектор, во-вторых, обеспечить наилучшее разрешение для углов электронов в диапазоне  $0 \div 10^\circ$ . Диаметры внутренних отверстий коллекторов плавно уменьшались по мере удаления от входного коллиматора от 6 до 0.4 мм. При этом длина коллекторов менялась от 20 до 6 мм. Коллекторы были отделены друг от друга диэлектрическими кольцами (4), которые были сделаны из капролона толщиной 2 мм, и имели отверстие диаметром 8 мм, что заметно превышало диаметры отверстий соседних коллекторов для исключения попадания электронов пучка на их внутренние поверхности диэлектрика.

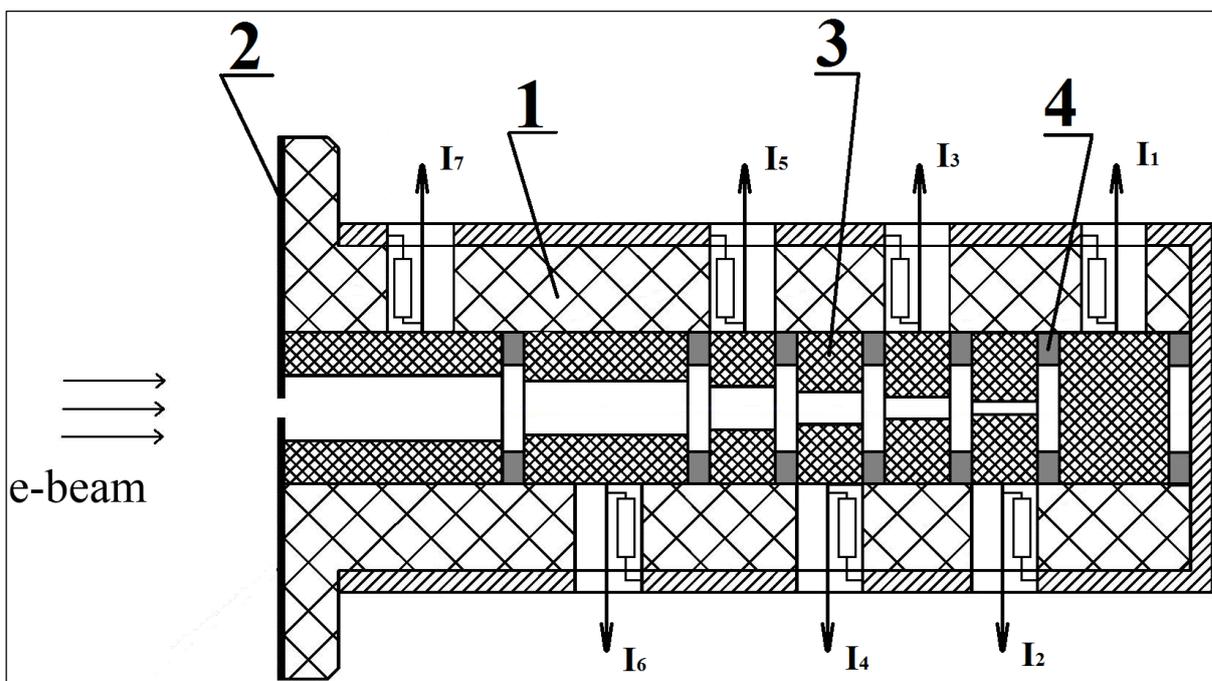


Рис. 2 Схема детектора углового разброса РЭП. 1 – диэлектрический контейнер; 2 – танталовая диафрагма; 3 – графитовые коллекторы; 4 – диэлектрические кольца.

Регистрация токов осуществлялась по измерению падения напряжения на измерительных сопротивлениях номиналом 75 Ом. Соответственно при плотностях тока пучка ускорителя У-2 масштаба  $\sim 200\text{A}/\text{cm}^2$  в магнитном поле 6 кГс и диаметре входного отверстия коллиматора 0.4 мм, сигналы с измерительных коллекторов были на уровне несколько вольт.

## Глава 2. Методика вычисления функции вероятности поглощения электронов в цилиндрических коллекторах.

### 2.1. Аналитический подход.

Для восстановления функции распределения частиц по углам по измеренным токам с коллекторов, необходимо знание функций чувствительности  $S_i(\theta)$  каналов, которые фактически равны вероятности поглощения электрона с заданнымpitch-углом  $\theta$  в  $i$ -ом коллекторе. В

качестве основы для выбора оптимальной геометрии детектора нами использовалась простая квазианалитическая модель, позволяющая рассчитывать токи, поглощённых электронов. В ней предполагалось:

1. Электроны, двигающиеся в детекторе углового разброса, не взаимодействуют между собой.
2. Все электроны, попавшие на лицевую и боковую поверхности коллекторов, поглощаются без отражения.
3. Магнитное поле однородно и направлено вдоль оси коллекторов.
4. Собственные электрические и магнитные поля потока электронов достаточно малы, чтобы влиять на движение электронов внутри детектора.

Предположим, что однородный поток электронов, имеющих одинаковые поперечные ларморовские радиусы  $\rho_{\perp}$  и продольные -  $\rho_{\parallel}$ , распространяется вдоль однородного магнитного поля  $\mathbf{H}=(0,0,H)$  и падает на последовательность стоящих друг за другом плоских пластин с толщинами  $d_0, d_1, d_3, \dots, d_N$ . Каждая из пластин имеет цилиндрическое отверстие радиуса  $a_i$ , оси которых совпадают (см Рис. 3).

Вследствие аксиальной симметрии задачи функция распределения электронов должна зависеть только от трех переменных:  $r$  - расстояние до центра ларморовской окружности электрона от оси  $Z$ ,  $\varphi$  - фаза вращения электрона по этой окружности и его текущая координата  $Z$  вдоль оси детектора. Для удобства будем отсчитывать фазу вращения от вектора  $\mathbf{r}$  (см Рис.3). При условии однородности падающего потока электронов исходная функция распределения  $F_0(\varphi, r)$  не зависит ни от  $\varphi$ , ни от  $r$ :  
 $F_0(\varphi, r) = F_0$ .

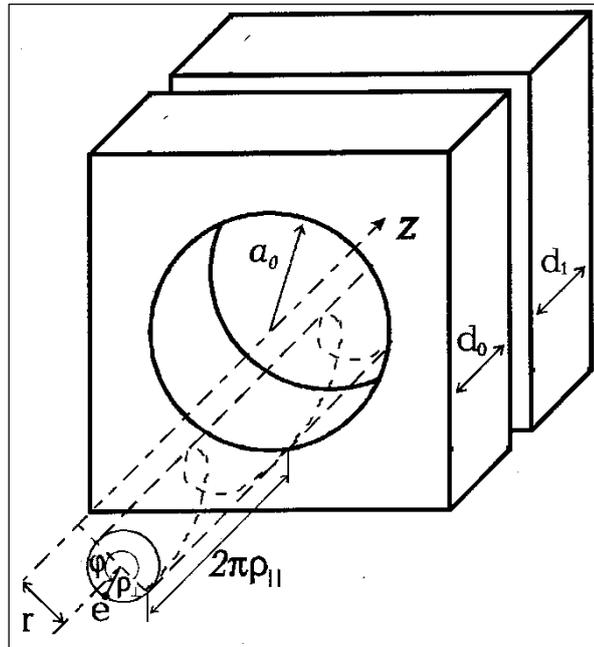


Рис. 3 Траектории движения электронов и геометрия кольцевых коллекторов

Предполагая, что внутрь первого цилиндрического отверстия попадают только те электроны, которые находятся в круге радиуса  $a_i$  в плоскости  $Z=0$ , легко вычислить ток этих электронов:

$$I = nev_{\parallel} \pi a_0^2 \quad (1)$$

Далее, сравнивая эту величину с выражением для этого же тока через переменную  $F_0$ , можно найти эту переменную:

$$I = nev_{\parallel} \left[ \int_0^{a_0-\rho} 2\pi r dr \int_0^{2\pi} F_0 d\phi + \int_{a_0-\rho}^{a_0+\rho} 2\pi r dr \int_{\phi_{\min}}^{\phi_{\max}} F_0 d\phi \right] = nev_{\parallel} \pi a_0^2 2\pi F_0, \quad (2)$$

где  $\phi_{\min} = \arccos \frac{a_0^2 - r^2 - \rho_{\perp}^2}{2\rho_{\perp}r}$ ,  $\phi_{\max} = 2\pi - \arccos \frac{a_0^2 - r^2 - \rho_{\perp}^2}{2\rho_{\perp}r}$ .

После интегрирования, сравнивая (1) и (2), получим  $F_0 = 1/2\pi$ .

По мере прохождения вдоль цилиндрического отверстия часть электронного потока теряется на его боковой стенке. На выходе из пластины с нулевым номером или на входе в отверстие пластины №1, если одна пластина примыкает вплотную к другой, функция распределения

может быть получена из предыдущей функции распределения путём сдвига по фазе на угол поворота электрона  $2\beta = d_0/\rho_{\parallel}$  во время движения вдоль отверстия и умножения на коэффициент пропускания отверстия  $T_0(\varphi, r)$ , который описывает потери частиц при попадании электронов на пластину. Таким образом, имеем закон преобразования функции распределения от одного коллектора к другому:

$$F_1(\varphi + 2\beta_0, r) = F_0(\varphi, r)T_0(\varphi, r), \quad (3)$$

Функцию пропускания  $T_0(\varphi, r)$  для отверстия радиусом  $a$  и длиной  $d$  легко получить из рассмотрения движения электрона по спирали с поперечным радиусом  $\rho_{\perp}$  и продольным шагом  $2\pi\rho_{\parallel}$  с осью, отстоящей от оси  $Z$  на расстояние  $r$ . Она даётся следующей таблицей 1.

	$\rho_{\perp} < a$			$a < \rho_{\perp} < a/\sin\beta$			$\rho_{\perp} > a/\sin\beta$	
$r$	$r < a - \rho_{\perp}$	$a - \rho_{\perp} < r < r_0$		$r > r_0$	$r_1 < r < r_2$		$r < r_2$ $r < r_1$	$\forall r$
$\varphi$	$0 \div 2\pi$	$\varphi_1 < \varphi < \varphi_2$	$\varphi > \varphi_2$ $\varphi < \varphi_1$	$0 \div 2\pi$	$\varphi_1 < \varphi < \varphi_2$	$\varphi > \varphi_2$ $\varphi > \varphi_1$	$0 \div 2\pi$	$0 \div 2\pi$
$T$	1	1	0	0	1	0	0	0

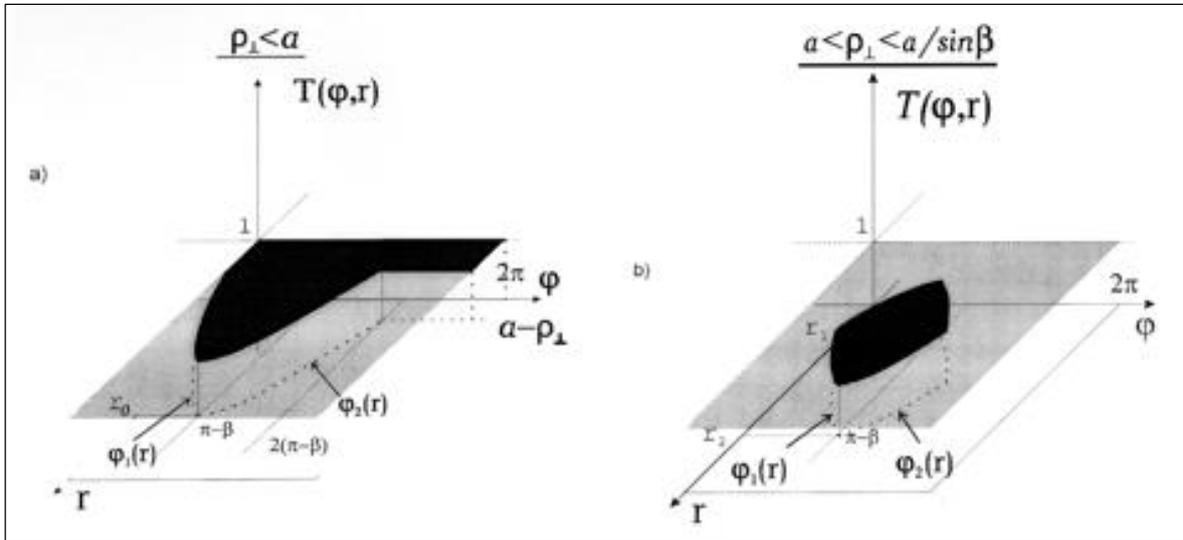
Таблица 1

где  $r_0 = \rho_{\perp} \cdot \cos \beta + \sqrt{a^2 - \rho_{\perp}^2 \sin^2 \beta}$ ,  $r_{1,2} = \rho_{\perp} \cdot \cos \beta \pm \sqrt{a^2 - \rho_{\perp}^2 \sin^2 \beta}$ ,

$$\varphi_1 = \arccos\left(\frac{a^2 - \rho_{\perp}^2 - r^2}{2\rho_{\perp}r}\right), \quad \varphi_2 = 2\pi - \arccos\left(\frac{a^2 - \rho_{\perp}^2 - r^2}{2\rho_{\perp}r}\right) - 2\beta,$$

$$\beta = \frac{d}{2\rho_{\parallel}}$$

Области изменения переменных  $(\varphi, r)$ , где функция пропускания равна единице для случаев  $\rho_{\perp} < a$  и  $a < \rho_{\perp} < a / \sin\beta$ , изображены черным цветом на Рис. 4, соответственно.



**Рис. 4** Области переменных  $(\varphi, r)$  (черные), в которых пропускание электронов равно 100%, вне этих областей пропускание равно 0.

Далее применяя формулу (3) для преобразования функции распределения и используя соответствующие функции пропускания  $T_0, T_1, \dots, T_{N-1}$  последовательно для всех коллекторов можно получить функции распределения  $F_1, F_2, \dots, F_N$  на выходе каждого коллектора. Проинтегрировав по углу разницу входной и выходной функций распределения, можно найти ток поглощённых электронов в  $i$ -ом коллекторе:

$$I_i = nev_i \int_0^{a_0 + \rho_{\perp}} 2\pi r dr \int_0^{2\pi} d\varphi (F_i(\varphi, r) - F_{i+1}(\varphi, r)) \quad (4)$$

Отношение этого тока к полному току электронов, вошедших в отверстие первого коллектора, описывает вероятность поглощения исходных электронов в  $i$ -ом коллекторе. Эта величина,  $S_i(\theta)$  определяется соотношением между  $\rho_{\perp}$  и  $\rho_{\parallel}$  и геометрическими размерами кольцевых

коллекторов, а также последовательностью их расположения. При заданной геометрии детектора и определённом значении энергии электронов эта величина зависит только от питч-угла электронов  $\theta$ . Необходимо отметить, что последовательное применение формул для коэффициента пропускания из работы [5] даёт неверный результат, вследствие использования авторами предположения о равномерном распределении электронов по фазам при входе в отверстие коллектора, которое в нашем случае нарушается из-за выпадения частиц на стенку отверстия в предыдущем коллекторе. Расчёт по формулам, представленным в таблице 1, не представляет труда, поскольку значение функции распределения  $F_0(\varphi, r)$  при пересчёте от коллектора к коллектору не меняется, а изменяются только границы области, на которой она отлична от нуля.

Применяя описанную методику для вычисления чувствительности коллекторов, были подобраны их геометрические размеры таким образом, чтобы в магнитном поле 0.6 Тл в области детектора суметь разрешить диапазон питч-углов электронов пучка  $0 \div 10^\circ$  с помощью 3-4 каналов. Размеры кольцевых коллекторов, которые были размещены в детекторе углового разброса представлены в Таблица 2.

Номер коллектора	1	2	3	4	5	6	7
Диаметр отверстия (мм)	0	0.4	1.2	2	3	4	6
Длина (мм)	10	6	6	6	6	15	19

Таблица 2

## 2.2. Численное моделирование движения частиц.

Так как аналитический подход не позволяет учитывать несоосность внешнего магнитного поля к оси детектора, а также отражение частиц от поверхностей коллекторов, то была написана программа на MatLab для численного моделирования движения частиц в детекторе. Для расчёта траектории частиц использовалась численная схема типа предиктор-корректор, описанная в [13]. Для удобства проведения моделирования в качестве переменных, описывающих движение частиц, использовались декартовы координаты частицы и компоненты скорости. Общий вид системы уравнений, использованных в схеме, для случая наличия только магнитного поля выглядит следующим образом:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{a}, \\ \frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}, \\ \vec{a} = \frac{q * \sqrt{1 - v^2/c^2}}{m * c} * [\vec{v} \times \vec{H}]; \end{array} \right.$$

Для расчета положения частицы и ее скорости при переходе с n-того шага сетки к n+1 вначале вычислялись предварительные значения скоростей и координат согласно формулам:

$$\vec{v}_1 = \vec{v}^n + \tau * \vec{a}^n$$

$$\vec{r}_1 = \vec{r}^n + \tau * (\vec{v}^n + \vec{v}_1)/2,$$

где  $\vec{r}_1$  и  $\vec{v}_1$  предварительные значения координат и скоростей,  $\vec{v}^n$ ,  $\vec{r}^n$  и  $\vec{a}^n$  скорость, радиус-вектор и ускорение частицы на n-ном шаге сетки, а  $\tau$  – величина шага сетки по времени. Затем предварительные значения

подставлялись в общую формулу, по которой вычислялось предварительное ускорение  $\vec{a}_1$ . После этого, согласно формулам:

$$\vec{v}^{n+1} = \vec{v}^n + \tau * (\vec{a}^n + \vec{a}_1)/2$$

$$\vec{r}^{n+1} = \vec{r}^n + \tau * (\vec{v}^n + \vec{v}^{n+1})/2$$

проводилась корректировка положения и скорости частицы на следующем n+1 шаге сетки.

Величина  $\tau$  определялась отдельно для каждого значения питч-угла, так чтобы при прохождении входной диафрагмы частица совершала не менее пяти шагов. Впоследствии для уменьшения времени счета после прохождения диафрагмы временной шаг увеличивался, так чтобы при полном обороте по ларморовской окружности частица совершала сорок шагов. Надо отметить, что в моделировании не закладывалось влияние заряда соседних частиц и их взаимное расположение на характер движения.

В процессе моделирования было проверено соответствие между результатами моделирования программы и функциями  $S_i(\theta)$ , полученными на основе аналитического подхода, описанного в параграфе 2.1. Было получено полное соответствие результатов. Кроме того, были проведены различные тестовые расчеты, в результате которых было продемонстрировано полное соответствие численных результатов с аналитическими.

В ходе первых экспериментов по измерению углового распределения электронов пучка на ускорителе У-2 было установлено, что если для восстановления функции распределения частиц по скоростям использовать функции чувствительности  $S_i(\theta)$ , вычисленные на основе аналитического подхода (параграф 2.1.), то получаются неудовлетворительные результаты

по погрешности восстановления функции распределения. Поэтому требовался учёт отражённых вторичных электронов.

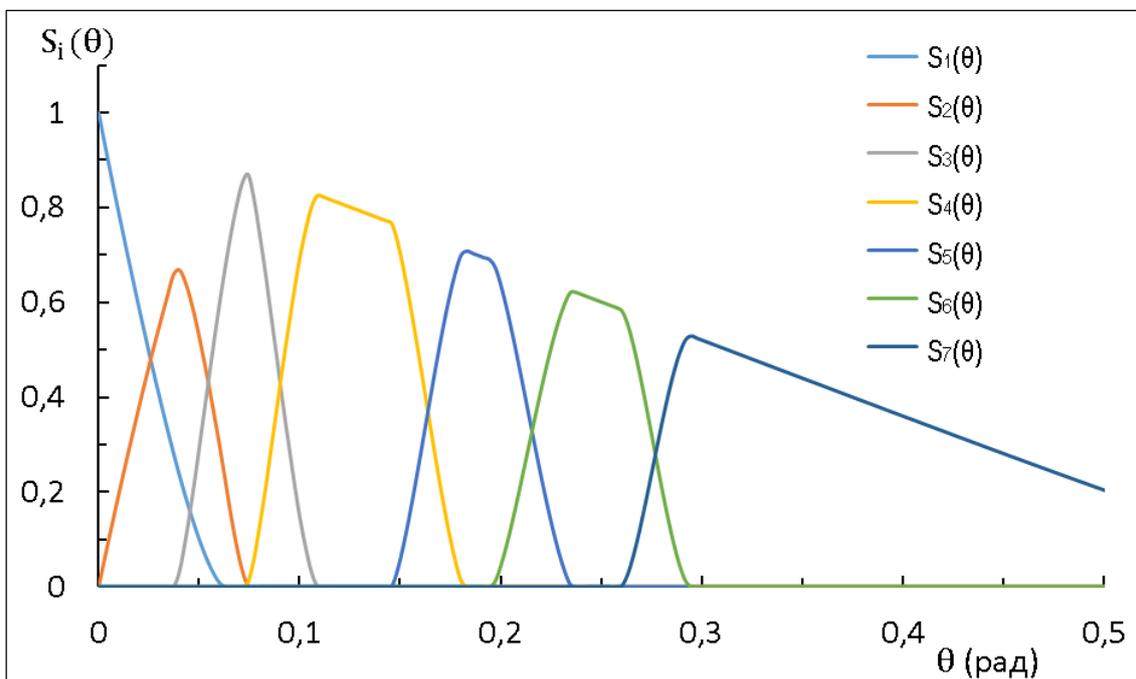


Рис. 5 Функции чувствительности для случая полного поглощения электронов

### 2.3. Учёт отражённых электронов на основе данных программы EMSH2.

Для учёта в моделировании отражённых электронов было принято решение об использовании программы В.А.Таюрского - «EMSH2», которая позволяет рассчитать массив с параметрами частиц, вышедших из вещества после падения на него электрона с заданной энергией и углом к нормали. Данная программа учитывает основные процессы, связанные с движением высоко-энергетичных заряженных частиц в веществе, такие как тормозное излучение, потери энергии на возбуждение и ионизацию атомов вещества, электрон-электронное и многократное рассеяние [14]. Основным процессом, влияющим на движение электронов в нашем случае, оказалось множественное рассеяние. Для учёта отражённых электронов, по данным

программы «EMSH2», строилась функция описывающая вероятность электрона отразиться при попадании на боковую стенку отверстия коллиматора или отверстия одного из коллекторов  $R(E_{\text{пад}}; \frac{\vec{v}_{\text{пад}}}{|v_{\text{пад}}|}; E_{\text{отр}}; \frac{\vec{v}_{\text{отр}}}{|v_{\text{отр}}|})$ . Это сложная многомерная функция, зависящая от энергии отражённой частицы и направления, под которым она отражается. Причём в качестве параметров используются энергия падающего электрона и направление движения при попадании на поверхность. Данная функция представлялась в виде  $R(E_{\text{пад}}; \frac{\vec{v}_{\text{пад}}}{|v_{\text{пад}}|}; E_{\text{отр}}; \frac{\vec{v}_{\text{отр}}}{|v_{\text{отр}}|}) = R1(E_{\text{пад}}; \frac{\vec{v}_{\text{пад}}}{|v_{\text{пад}}|}) * R2(E_{\text{пад}}; \frac{\vec{v}_{\text{пад}}}{|v_{\text{пад}}|}; E_{\text{отр}}; \frac{\vec{v}_{\text{отр}}}{|v_{\text{отр}}|})$ , где R1 – отвечает за вероятность отражения частицы, а R2 за вероятность отражённой частицы иметь энергию  $E_{\text{отр}}$  и направление движения  $\frac{\vec{v}_{\text{отр}}}{|v_{\text{отр}}|}$ . По массивам параметров вылетевших частиц строились гистограммы, которые затем сглаживались и по ним строилась интерполяционная функция для различных значений параметров. В ходе построения данной функции было замечено, что полный коэффициент отражения частицы существенно зависит от угла падения. Так частицы, падающие практически под скользящими углами на поверхность коллектора, отражаются от нее с коэффициентом, близким к единице. На рисунках 6 и 7 можно видеть характерные распределения отражённых электронов от танталовой поверхности. На Рис. 6 приведены распределения отражённых электронов в зависимости от угла отражения, при энергии отражённой частицы равной 560 кэВ, при углах падения 20, 40 и 80 градусов. На Рис. 7 приведены распределения отражённых электронов в зависимости от энергии отражённых частиц, при угле отражения равном 80 градусам и углах падения 20, 40 и 80 градусов.

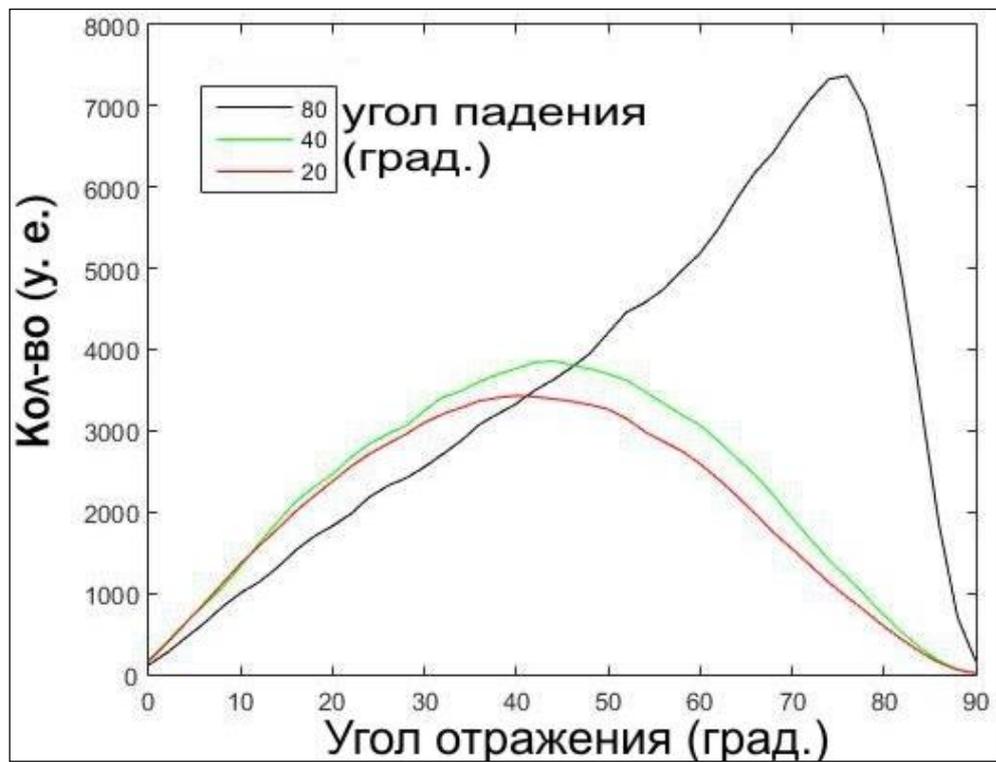


Рис. 6 Распределение отражённых частиц с энергией 580 кэВ по углу.

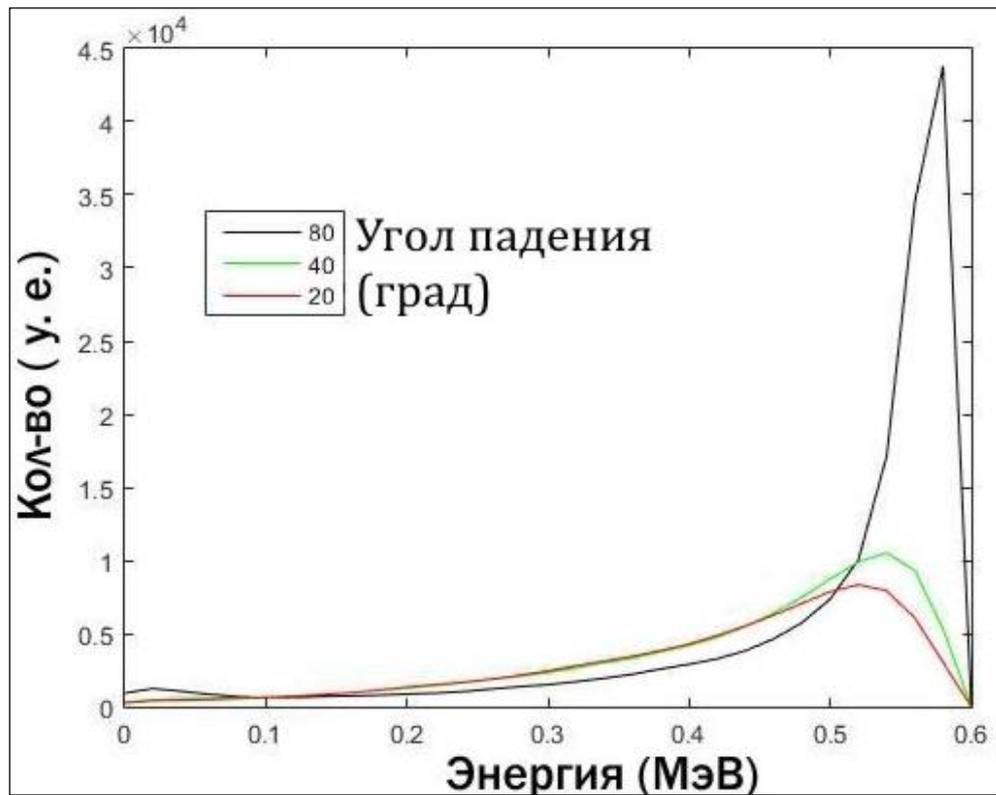


Рис. 7 Распределение отражённых под углом 80 град частиц по энергиям.

Моделирование процесса отражения электронов от поверхности коллектора проводилось по методу Монте-Карло с использованием полученных функций  $R(E_{\text{пад}}; \frac{\vec{v}_{\text{пад}}}{|v_{\text{пад}}|}; E_{\text{отр}}; \frac{\vec{v}_{\text{отр}}}{|v_{\text{отр}}|})$ . При попадании электрона на коллектор или диафрагму разыгрывалось случайное значение вероятности. Если пробная вероятность оказывалась меньше значения функции R1 для данной частицы, то она считалась отражённой. В противном случае частица поглощалась в коллекторе. Для отражённых частиц с учётом соответствующих вероятностей по схеме Монте Карло, определялись параметры отражённой частицы (энергия и направление вылета).

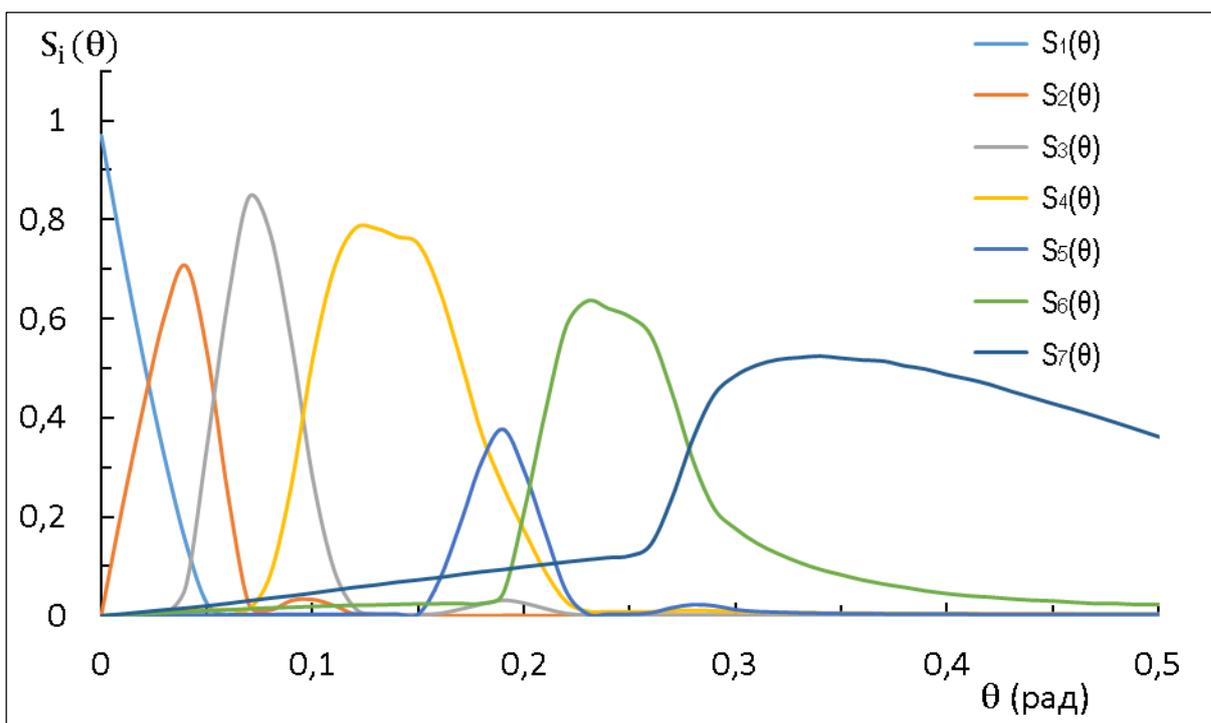


Рис. 8 Функции чувствительности с учётом отражения.

В результате были получены функции чувствительности, которые позволяют учесть влияние отражённых электронов при расчете токов с коллекторов (Рис. 8).

## 2.4. Учет вторичных электронов в программе Geant4

Т.к. используемый способ построения функций чувствительности оказался достаточно трудоёмким, возникли сомнения в правильности расчёта функций  $R(E_{\text{пад}}; \frac{\vec{v}_{\text{пад}}}{|v_{\text{пад}}|}; E_{\text{отр}}; \frac{\vec{v}_{\text{отр}}}{|v_{\text{отр}}|})$ . Так же в процессе такого моделирования не учитывались частицы, которые могли пролететь (протуннелировать) через край отверстия входной диафрагмы или коллектора. В связи, с чем было решено повторить моделирование с использованием программного пакета «Geant4». Данный пакет был разработан и в настоящее время активно применяется для расчёта детекторов в ЦЕРНе. Он предназначен для моделирования взаимодействия частиц с веществом методом Монте-Карло. Для электронов предусмотрены такие процессы как многократное рассеяние, ионизация, тормозное излучение, неупругое рассеяние на ядрах вещества и ряд других, несущественных в нашем случае. После создания соответствующего проекта внутри программы и проведения расчётов было выполнено сравнение результатов моделирования в обоих случаях Рис. 9.

Видно, что функции чувствительности, вычисленные в программе «Geant4», достаточно хорошо совпадают с полученными ранее с помощью программы EMSH2. Хотя есть небольшое расхождение, которое связано с учётом протуннелировавших электронов.

Совпадение результатов, полученных в программе «Geant4» и значительное уменьшение времени счёта послужили причиной для использования этой программы для вычисления функций чувствительностей  $S_i(\theta)$  в дальнейшем.

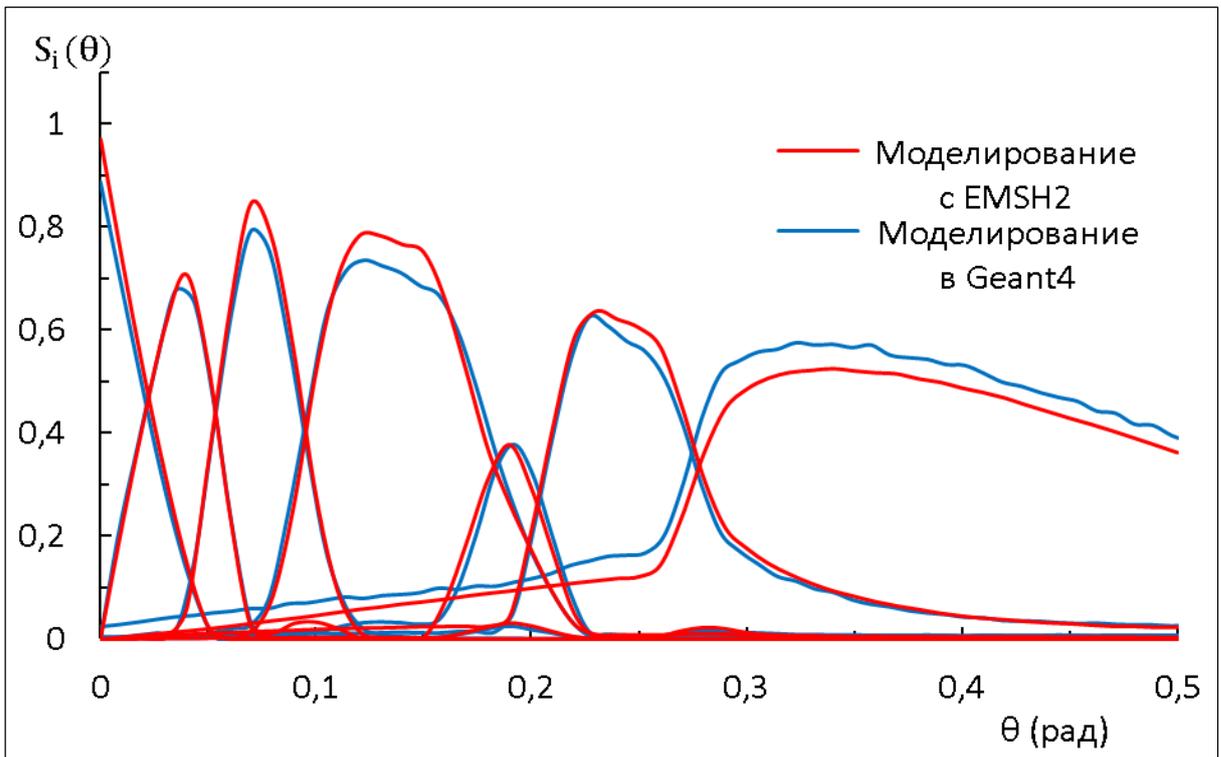


Рис. 9. Сравнение функций чувствительности для разных программ.

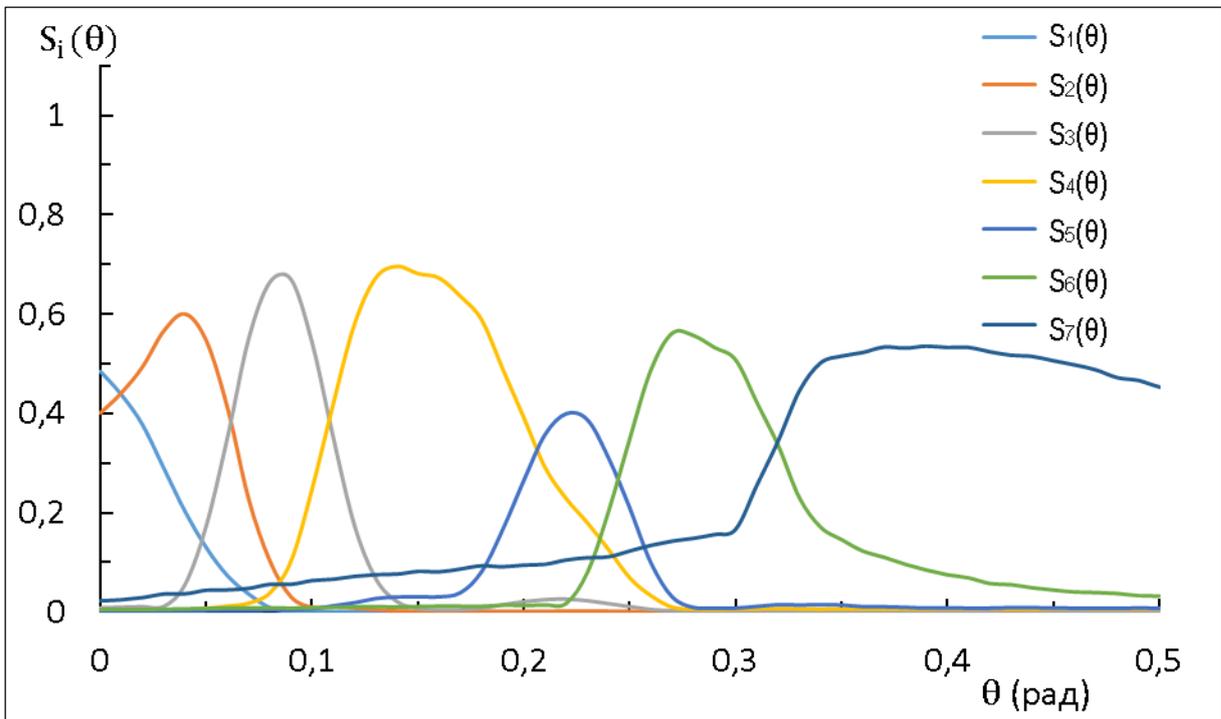


Рис. 10 Функции чувствительности с учётом несоосности оси детектора и направления магнитного поля

В ходе обработки экспериментальных данных было замечено влияние несоосности внешнего магнитного поля и оси детектора. В модель было добавлено отклонение направления магнитного поля от оси детектора на угол  $2 \cdot 10^{-3}$  рад, что по порядку величины соответствует неточности юстировки детектора. Видно (см Рис. 9, **Ошибка! Источник ссылки не найден.**), что наличие даже малого угла между направлением магнитного поля и осью детектора привело к значительному изменению вида функций чувствительности у первого и второго коллектора.

### **Глава 3. Эксперименты с детектором углового разброса.**

#### **3.1. Схема эксперимента.**

С помощью оптимизированного по геометрии детектора углового распределения были произведены измерения на установке ГОЛ-3Т (см схему экспериментов на Рис. 11). Данная установка предназначена для исследования генерации терагерцового излучения при релаксации сильноточного РЭП в плазме. На ускорителе У-2 электронный ленточный пучок с энергией электронов  $\sim 0,6$  МэВ и токов  $\sim 40$ кА эмитируется с взрыво-эмиссионного катода в транспортный канал с продольным магнитным полем  $\sim 2$ кГ. Далее этот пучок поступает в преобразователь сечения пучка, где ленточный пучок с размерами  $700 \times 50$ мм трансформируется по сечению и сжимается магнитным полем в круглый пучок с диаметром 40мм. Для того чтобы не происходило запираание пучка под действием собственного объемного заряда на выходе преобразователя пучка напускался тяжёлый газ - криптон. Затем сжатый пучок поступает в гофрированный соленоид с плазмой с концентрацией  $n \sim 10^{15}$  см<sup>-3</sup>, где происходит генерация терагерцового излучения в результате взаимодействия пучка с плазмой. Для измерения углового распределения

электронов инжектируемого пучка соленоид с плазмой был отсоединен от выхода ускорителя У-2, а на месте его подключения была смонтирована вакуумная камера, внутри которой располагался детектор углового разброса. На входе в эту вакуумную камеру был помещён графитовый коллектор толщиной 20мм, который поглощал большую часть сечения пучка. По центру этого коллектора было сделано круглое отверстие диаметром 10 мм, за которым соосно с этим отверстием располагался детектор углового разброса. Так как при движении в системе магнитной компрессии пучок преодолевает магнитную пробку с пробочным отношением  $M \sim 10$ , то после пробки в детектор могут приходить только те электроны, у которых питч-угол не более  $\theta_m = \arcsin(1/\sqrt{M}) \approx 18^\circ$ .

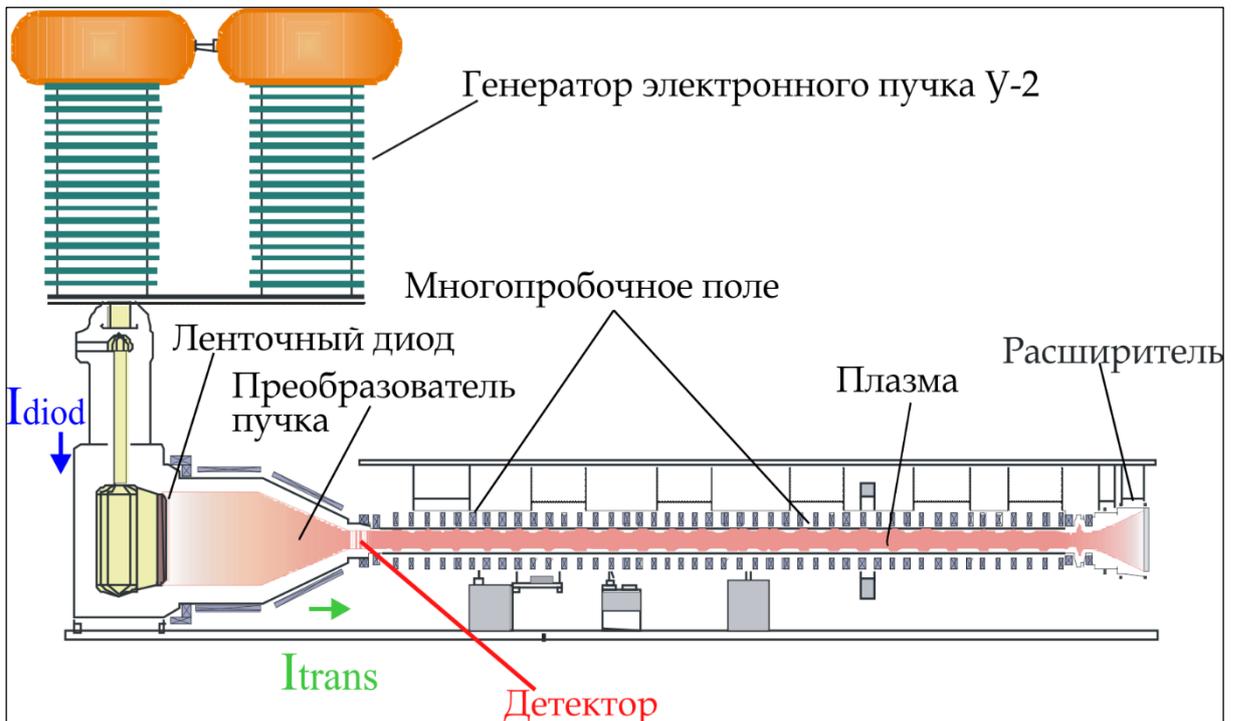


Рис. 11. Схема установки ГОЛ-3Т и положение детектора углового разброса.

### 3.2. Магнитное поле в детекторе углового разброса.

Для получения однородного поля в области, занимаемой детектором углового разброса, на выходе из системы магнитной компрессии пучка была установлена дополнительная катушка со специально рассчитанной профилированной намоткой. В результате этого, на участке, занимаемом детектором, обеспечивалось однородное (с точностью до 5%) магнитное поле напряжённостью 6 кГс.

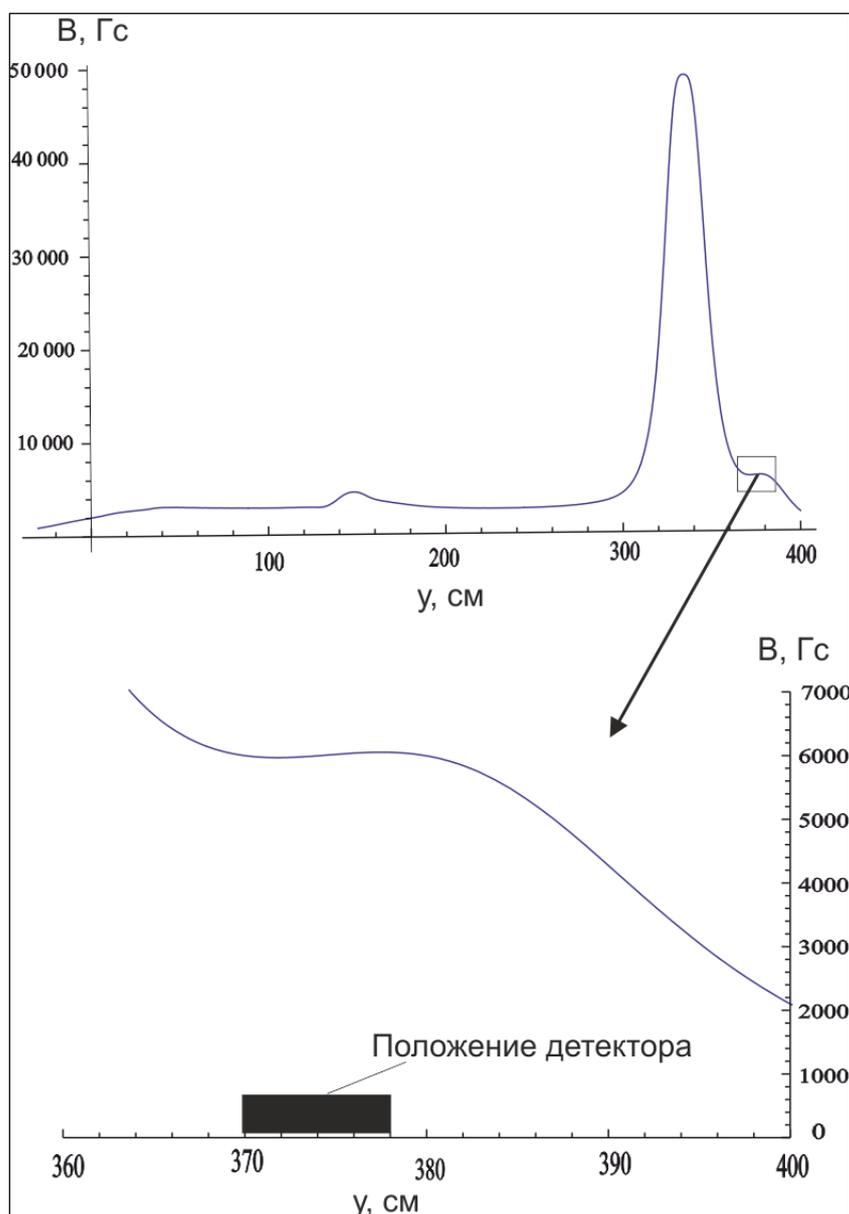


Рис. 12 Расчёт магнитного поля в установке.

На Рис.12 представлены результаты расчёта магнитного поля на оси установке ГОЛ-3Т, от катода до начала соленоида. Так же проводилось непосредственное измерение магнитного поля в области расположения детектора. Для этого на магнитную систему преобразователя пучка подавался постоянный, небольшой ток ( $I=150\text{А}$ ,  $B\sim 100\text{Гс}$ ). По оси детектора располагался щуп теслометра РШ 1-10, с помощью которого измерялось продольное магнитное поле. На Рис. 13 представлены результаты измерений продольного магнитного поля вдоль оси детектора углового разброса от танталовой диафрагмы до конца детектора. Для устранения влияния внешних магнитных полей на измерения, измерения проводились в два этапа.

Сначала измерения проводились при так называемом «положительном» направлении тока в катушках магнитной системы ускорителя, а затем ток пускался в обратном направлении («отрицательное» направление тока), и измерения повторялись. По результатам измерений видно (см Рис.13), что падение магнитного поля вдоль детектора составляет не более 5%.

Для обеспечения коллинеарности внешнего магнитного поля и оси детектора была проведена юстировка детектора. Для этого на входе детектора вместо входной танталовой диафрагмы устанавливался графитовый коллектор толщиной 6мм и с диаметром внутреннего отверстия 1.2 мм. Все коллектора из детектора убирались, а на выходе ставилась плёнка из фольгированного лавсана. Далее производился выстрел пучком, и по расположению входного отверстия, пробитого в плёнке пучком, проводилось выравнивание оси детектора (Рис. 14).

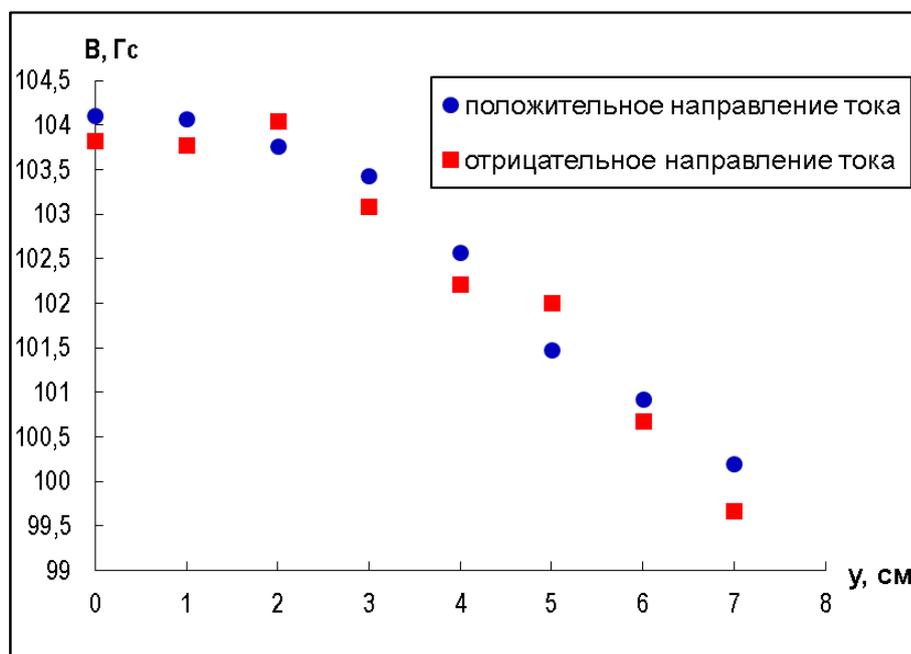
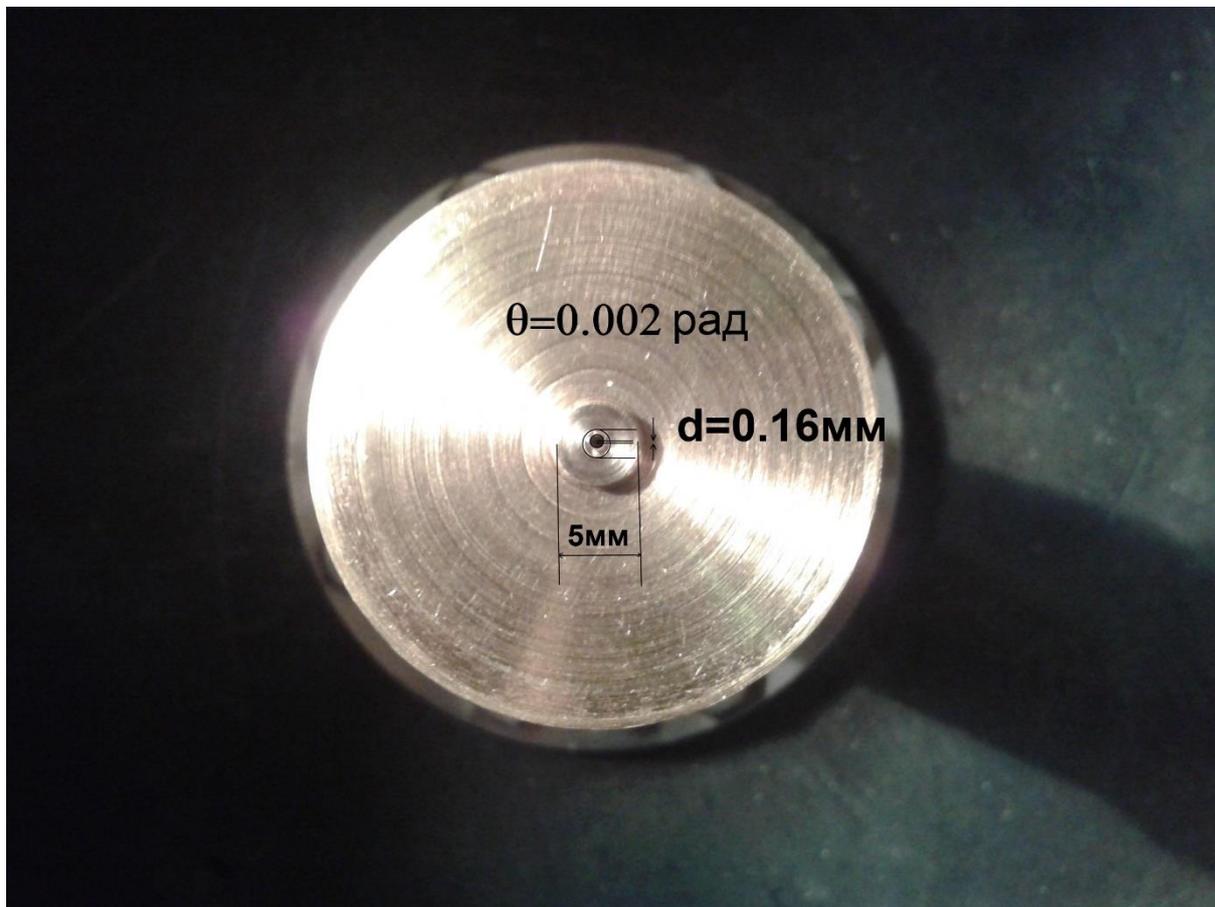


Рис. 13 Измерения однородности магнитного поля на оси детектора.

С помощью юстировочных винтов ось детектора была выставлена с точностью  $2 \cdot 10^{-3}$  рад по линии, соединяющей входной коллектор и центр прожженного отверстия. Оценить влияние несоосности оси детектора и внешнего магнитного поля на измерения можно следующим образом. Пусть у пучка нет углового разброса т.е. все электроны летят строго вдоль оси установки. Пусть входная танталовая диафрагма имеет отверстие диаметром 0.4 мм. Тогда если внешнее магнитное поле однородно и параллельно оси детектора, то в соответствии с таблицей 2 электроны будут поглощаться только на последнем коллекторе №1 (коллектор без отверстия). Угловой размер, под которым видно отверстие коллектора №2 от входной диафрагмы  $6.3 \cdot 10^{-3}$  рад. Для коллектора №3 угловой размер составляет уже  $2 \cdot 10^{-2}$  рад. Значит неколлинеарность силовых линий магнитного поля и оси детектора при угле  $\theta = 0.002$  рад скажется лишь на токах с коллекторов №1 и №2. И если принять, что у электронов нет углового разброса, то из-за неколлинеарности внешнего магнитного поля и

оси детектора  $\sim 30\%$  тока пучка, зашедшего через входную диафрагму, в данном случае поглотится на коллекторе №2.

После проведения нескольких измерений с помощью детектора углового разброса, опять проверялась точность выставления осей. И было установлено, что наклон выставления осей не изменяется.



**Рис. 14 Юстировка детектора углового разброса.**

### **3.3. Сигналы с коллекторов детектора углового разброса.**

На Рис. 15 приведены характерные осциллограммы токов с коллекторов детектора углового разброса (I1-I7), тока текущего из ёмкостного накопителя в диод ускорителя У-2 ( $I_{\text{diод}}$ ), тока пучка идущего через преобразователь пучка ( $I_{\text{трансе}}$ ) и напряжения на диоде ( $U_{\text{диод}}$ ) для двух значений магнитного поля на катоде: слева  $B=1.1$  кГс, справа  $B=0.65$  кГс.

Из осциллограмм видно наличие изрезанности сигналов. Это результат неоднородности плотности тока в электронном пучке. Наличие такой микроструктуры пучка уже отмечалось в работе [14] и связывалось с неоднородностью эмиссионной границы прикатодной плазмы. В результате чего, электронный пучок формируется в виде струй, в которых заметно повышена плотность тока (по сравнению с величиной, рассчитанной по средней плотности тока).

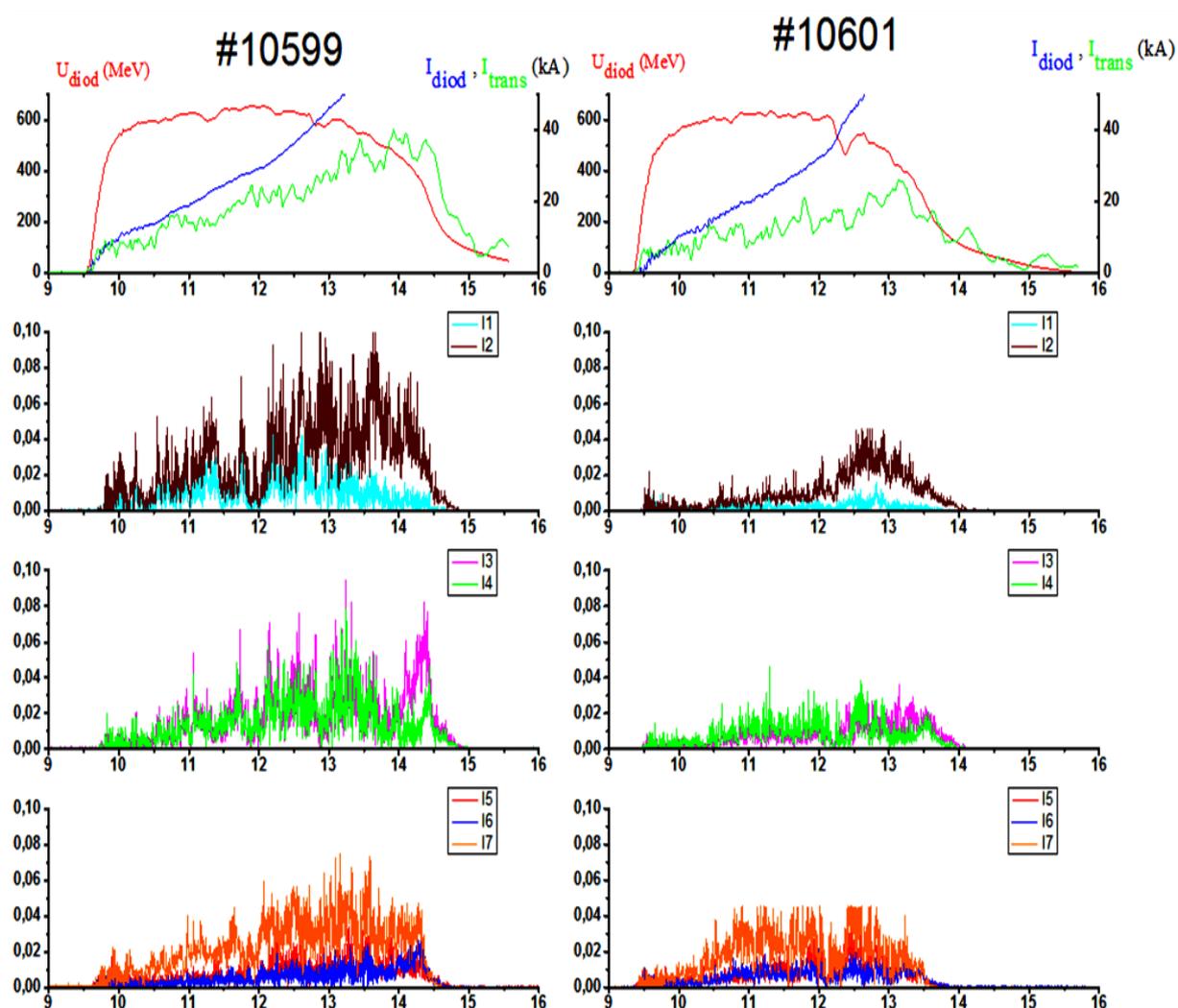


Рис. 15 Осциллограмм сигналов токов с коллекторов I1-I7, тока поступающего в диод ускорителя У-2 ( $I_{diod}$ ), тока пучка идущего через преобразователь пучка ( $I_{trans}$ ) и напряжения на диоде ( $U_{diod}$ ). Магнитное поле на катоде: слева  $B=1.1\text{кГс}$ , справа  $B=0,65\text{кГс}$

## Глава 4. Обработка экспериментальных данных.

### 4.1. Методика восстановления функции распределения скоростей электронов по углам.

При проведении экспериментов производилась регистрация токов с коллекторов детектора и напряжения на диоде с временным разрешением 2 нс. Полученные значения токов усреднялись, методом бегущего среднего, по 50 точкам ( $\Delta\tau = 100$ нс). Затем значения усреднённых токов, ошибок их измерения и напряжения на диоде, взятые в определённые моменты времени, передавались программе для восстановления угловой функции распределения. Восстановление функции распределения по измеренным токам производилась следующим образом. Ток, снимаемый с  $i$ -го коллектора, определяется следующим выражением:

$$I_i = \int f(\theta) * S_i(\theta) * \sin(\theta) * d\theta,$$

где  $f(\theta)$  – функция распределения электронов по углу,  $S_i(\theta)$  – функция чувствительности соответствующего коллектора и  $I_i$  – значение тока, зарегистрированного на  $i$ -ом коллекторе. Для решения обратной задачи о нахождении  $f(\theta)$  по измеренным токам  $I_i$ , поступали следующим образом: представим  $f(\theta)$  в виде разложения по некоторым, удобным базисным функциям, число которых, равно числу коллекторов.

$$f(\theta) = \sum_{k=1}^n a_k * V_k(\theta),$$

где  $V_k(\theta)$  – базисные функции,  $a_k$  – коэффициенты разложения, а  $n$  – число коллекторов. Разумеется, точность восстановления зависит от количества коллекторов и выбора базисных функций. Пока что в качестве базисных функций нами использовались функции чувствительности каналов  $S_i(\theta)$ . В дальнейшем можно будет решить задачу по оптимизации

базисных функций для увеличения точности восстановления. После подстановки данного разложения в выражения для токов мы получим систему линейных уравнений:

$$I_i(\theta) = \sum_{k=1}^n L_{ik} * a_k,$$

где  $L_{ik}$  некоторый матричный оператор, определяемый выражением  $L_{ik} = \int V_k(\theta) * S_i(\theta) * \sin(\theta) * d\theta$ .

Тогда для нахождения функции распределения необходимо найти коэффициенты разложения:

$$a_k = \sum_{i=1}^n L_{ik}^{-1} * I_i,$$

что требует вычисления обратного оператора. Если напрямую обращать матрицу, то в связи с наложением функций чувствительности  $S_i(\theta)$  для различных каналов некоторые коэффициенты могут получиться отрицательными. Это в свою очередь приведет к отрицательным значениям функции распределения, что не имеет физического смысла. Поэтому для нахождения обратной матрицы была использована алгоритм-схема Танабы-Хуанга [11], которая позволяет найти приближенное решение с наложением дополнительных условий, в частности неотрицательности коэффициентов разложения. Для проверки достоверности получаемого распределения производились вычисления токов с использованием восстановленной функции и их сравнение с измеренными в эксперименте. По ошибкам измерения токов (среднеквадратичное отклонение) строилась полоса событий.

Так же были проведены тесты методики восстановления функции распределения по углам скоростей электронов. Для этого в программе «Geant4» моделировался пучок электронов с заданным распределением по углам и энергией. После поглощения модельного пучка внутри детектора в

файл записывались значения токов с коллекторов. Затем файл передавался в программу, которая по токам с коллекторов восстанавливала функцию распределения по углам. Моделирование проводилось с использованием функций следующего вида:

1. Гауссово распределение.
2. Ступенька от 0 до 0.2 рад.
3. Две ступеньки от 0 до 0.1 и от 0.15 до 0.2 рад.

Вид восстановленных функций распределения в целом соответствовал исходным и среднеквадратичное значение питч-угла, определённое для пробных распределений, совпадало с расчётным с точностью не хуже 15%.

#### **4.2. Обработка экспериментальных данных**

Как уже говорилось, для проверки детектора на установке ГОЛ-3Т были проведены эксперименты по измерению углового разброса релятивистского электронного пучка. По данным полученным в ходе измерений проводилось восстановление функции распределения и вычисление среднеквадратичного значения питч-угла электронов пучка.

Восстановление с использованием функций чувствительности, учитывающих образование вторичных электронов, позволило получить функции распределения электронов по углу, характерный вид которых представлен на Рис.16.

Такой вид функции распределения говорит о наличии выделенного питч-угла у всех электронов пучка. Его наличие, как позже выяснилось, было обусловлено малой несоосностью детектора и направления магнитного поля.

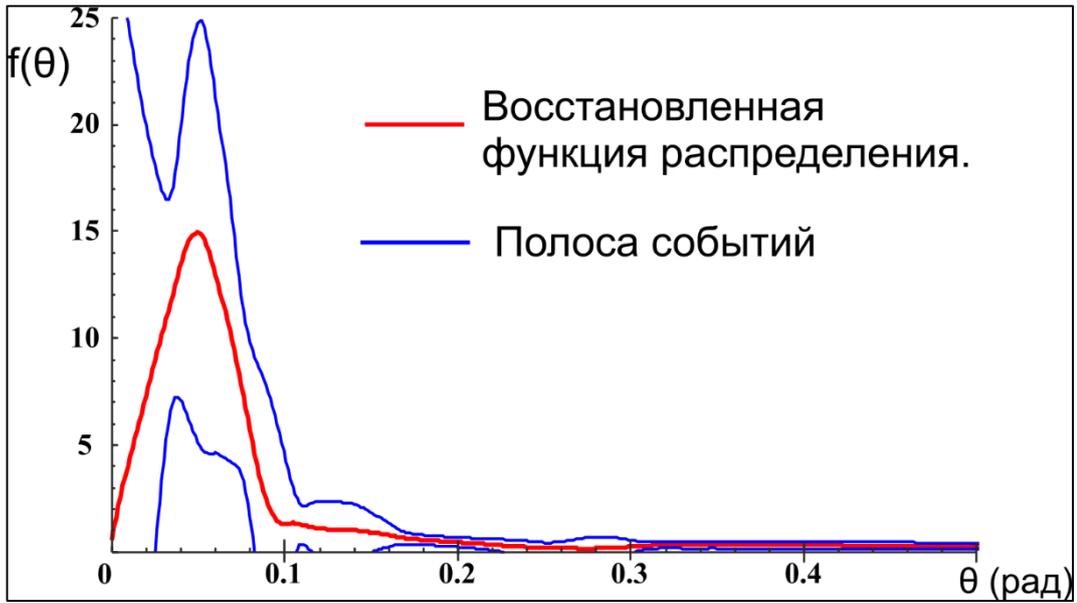


Рис. 16 Характерный вид функции распределения с учётом вторичных электронов.

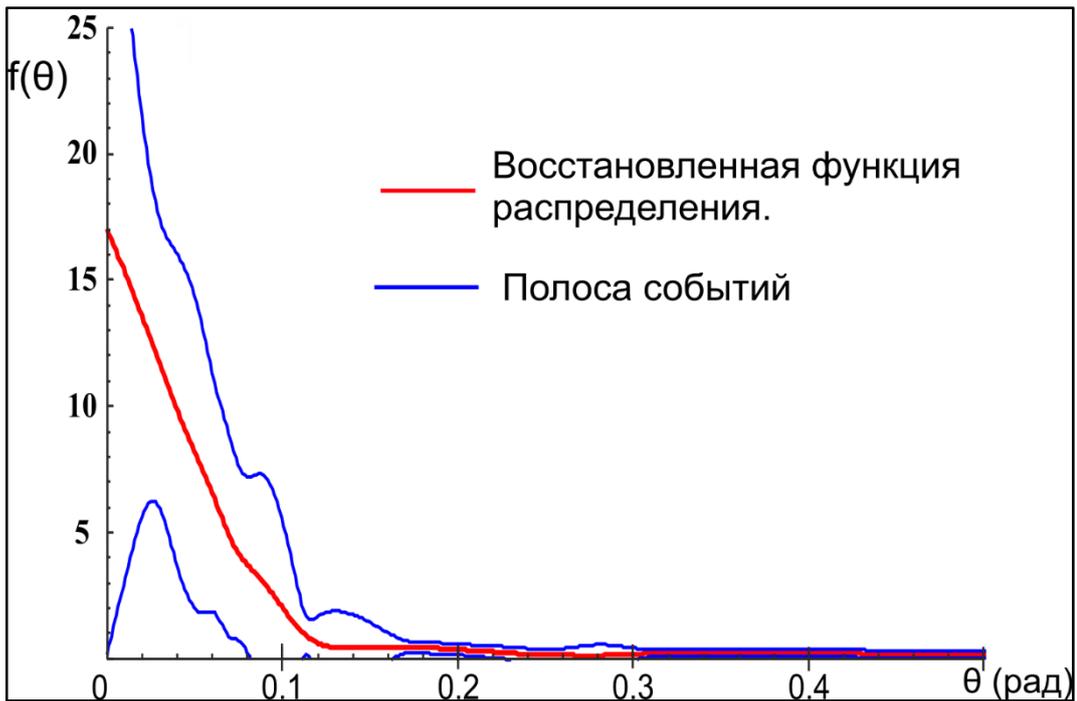


Рис. 17 Характерный вид функции распределения восстановленной с учётом вторичных электронов и отклонением оси детектора.

Учёт отклонения вектора магнитной индукции от оси детектора на угол приблизительно 0.2 мрад в программе «Geant4» и последующее использование новых функций чувствительности позволили получить следующие функции распределения, характерный вид которых приведён на Рис. 17.

Для вычисления среднеквадратичного значения углового разброса пучка использовались функции распределения электронов по углу. Для каждого выстрела выбиралось несколько моментов времени, для которых восстановление производилось с достаточно хорошей точностью. Затем по восстановленным функциям рассчитывалось среднеквадратичное значение углового разброса и усреднялось. Эксперименты проводились при различных значениях магнитного поля в диоде и при различном давлении газа в системе сжатия пучка. В результате экспериментов была измерена зависимость среднеквадратичного углового разброса от магнитного поля в диоде (таблица 3).

Магнитное поле в диоде кГс.	0,65	0,875	1,1
Среднеквадратичный угловой разброс (рад)	0,11	0,13	0,16

Таблица 3

Так же было отмечено отсутствие зависимости среднеквадратичного углового разброса от давления напускаемого газа в преобразователе пучка. Результаты этих измерений приведены в таблице 4 при значении магнитного поля в диоде 0.875 кГс.

Давление напускаемого газа (атм)	2	3,5	4
Среднеквадратичный угловой разброс (рад)	0,11	0,11	0,11

Таблица 4

## Заключение

1. Был спроектирован и изготовлен детектор углового разброса, который позволяет получать функцию распределения электронов по углам с разрешением 0.05 рад для электронов с энергией 0.6 МэВ в магнитном поле 6 кГс.
2. Была разработана методика восстановления по измеренным токам с кольцевых коллекторов функции распределения скоростей электронов по углам.
3. Впервые в контактных схемах измерения углового разброса по скоростям у сильноточных релятивистских электронных пучков с энергией 0.6-1 МэВ, распространяющихся в магнитном поле, учтено влияние вторичных отражённых электронов на результаты измерения.
4. Были проведены измерения углового разброса электронов пучка на ускорителе У-2. Измерены зависимости среднеквадратичного углового разброса пучка для различных значений магнитного поля в диоде и различных плотностей газа в системе сжатия пучка.

## Список литературы:

1. Абрашитов Ю. И., Койдан В. С., Конюхов В. В. и др. Взаимодействие мощного релятивистского электронного пучка с плазмой в магнитном поле. ЖЭТФ, 1974, т. 66, № 4, с. 1324-1337.
2. Ерофеев В.И., Князев Б.А., Лебедев С.В., Чикунов В.В., Об определении углового разброса замагниченного РЭП с помощью диамагнитного зонда. Препринт ИЯФ 87-151.
3. Chen S.C. and Marshall T.C. Thomson Backscattering from a Relativistic Electron Beam as a Diagnostic for Parallel Velocity Spread. Phys. Rev. Letters 1984, v.52, N.6, p.425.
4. Аржанников А.В., Анализ возможностей применения лазерного рассеяния для диагностики пучков мэвных электронов. Препринт ИЯФ 91-102, Новосибирск, 1991.
5. Алексин В.Д., Бочаров В.Г., Диагностика плазмы. Сб. статей под ред. Лукьянова С. Ю., вып. 3, М., Атомиздат, 1973, с 345.
6. Аржанников А.В., Койдан В.С., Логинов С.В. Определение углового разброса замагниченного релятивистского электронного пучка по его прохождению через микроотверстия. ПТЭ, 1983, № 4, с.36—38.
7. Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С., Лебедев С.В., Чикунов В.В., Щеглов М.А., Эксперименты по исследованию угловых характеристик мощного РЭП микросекундной длительности. Препринт ИЯФ 88-52.
8. de Naan P. H., Singh R. N., Hopman H. J., et al. A simple angular distribution analyzer for a relativistic electron beam // J. Phys. E: Sci. Instrum., 1981, Vol. 14, pp.373 - 377.
9. Стрелков П.С., Шкварунец А.Г., Шунка П., Физика плазмы, 1981, том 7, в. 3, с. 564-572.
10. Лоза О.Т, Дис. на соиск. ученой степени доктора физ.-мат. наук, Москва, 2004.
11. Преображенский Н.Г., Пикалов В.В. Неустойчивые задачи диагностики плазмы. – Новосибирск: Наука, 1982.
12. Алексин В.Д., Бочаров В.Г., Диагностика плазмы. Сб. статей под ред. Лукьянова С. Ю., вып. 3, М., Атомиздат, 1973, с 345.
13. Березин Ю.А., Вшивков Метод частиц в динамике разреженной плазмы – Новосибирск: Наука, 1980.

14. Тагорский В.А., EMSH – программа расчета прохождения через вещество электронов и фотонов при энергии 10 кэВ – 1 ТэВ препринт ИЯФ 89-16
15. Аржанников А.В., Койдан В.С., Микроструктура электронного пучка и вольтамперная характеристика релятивистского диода в сильном магнитном поле. Препринт ИЯФ 80-73.