

## Угловая расходимость электронов при генерации двух ленточных пучков в едином ускорительном диоде (моделирование, эксперимент)

А. В. Аржанников<sup>1,2</sup>, Д. А. Самцов<sup>1</sup>, С. Л. Сеницкий<sup>1,2</sup>, В. Д. Степанов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН  
Новосибирск, Россия

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет  
Новосибирск, Россия

### Аннотация

Приведены результаты численного моделирования и экспериментальных исследований генерации двух ленточных пучков в ускорительном диоде с магнитной изоляцией при напряжении на диоде  $\sim 0,7$  МэВ и токе в нем 10 кА. Моделирование реализовано с помощью пакета Particle CST Studio. Эксперименты проведены на ускорителе У-3 установки ЭЛМИ. В расчетах с трехмерной геометрией, соответствующей экспериментам, получено распределение скоростей электронов по питч-углу на выходе пучков из диода в условиях неоднородного магнитного поля с индукцией около 1 Тл. Эти расчетные данные подтверждены в эксперименте, в котором с использованием датчика с семью каналами регистрации получена функция распределения скорости электронов с характерной шириной на полувысоте 0,03 рад. Использование программного пакета GEANT4 в обработке результатов измерений этим датчиком дает уверенность в корректности полученной функции распределения.

### Ключевые слова

электронный пучок, функция распределения замагниченных электронов, детектор углового разброса

### Для цитирования

Аржанников А. В., Самцов Д. А., Сеницкий С. Л., Степанов В. Д. Угловая расходимость электронов при генерации двух ленточных пучков в едином ускорительном диоде (моделирование, эксперимент) // Сибирский физический журнал. 2020. Т. 15, № 1. С. 24–41. DOI 10.25205/2541-9447-2020-15-1-24-41

## Angular Divergence of Electrons in Generating Two Ribbon Beams in a Single Accelerating Diode (Simulation, Experiment)

A. V. Arzhannikov<sup>1,2</sup>, D. A. Samtsov<sup>1</sup>, S. L. Sinitsky<sup>1,2</sup>, V. D. Stepanov<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS  
Novosibirsk, Russian Federation

<sup>2</sup> Novosibirsk State University  
Novosibirsk, Russian Federation

### Abstract

The paper presents the results of numerical simulation and experimental studies of the generation of two ribbon beams in an accelerating diode with magnetic insulation at a diode voltage of  $\sim 0.7$  MeV and a current of 10 kA in it. Modeling is implemented using the Particle CST Studio package. The experiments were conducted on the U-3 accelerator of the ELMF installation. In calculations with three-dimensional geometry corresponding to the experiments, the distribution of electron velocities over the pitch angle at the exit of the beams from the diode under the conditions of an inhomogeneous magnetic field with an induction of about 1 T was obtained. These calculated data were confirmed in an experiment in which, using a sensor with seven recording channels, a distribution function of the velocity of electrons

with a characteristic width at half maximum of 0.03 rad was obtained. Using the GEANT4 software package in processing measurement results with this sensor gives confidence in the correctness of the obtained distribution function.

#### Keywords

electron beam, distribution function of magnetized electrons, angular spread detector

#### For citation

Arzhannikov A. V., Samtsov D. A., Sinitsky S. L., Stepanov V. D. Angular Divergence of Electrons in Generating Two Ribbon Beams in a Single Accelerating Diode (Simulation, Experiment). *Siberian Journal of Physics*, 2020, vol. 15, no. 1, p. 24–41. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2020-15-1-24-41

## Введение

Генерация терагерцового электромагнитного излучения в диапазоне частот 0,3–1 ТГц с энергией в импульсе масштаба одного джоуля и пиковой мощностью, превышающей сотни киловатт, является важной задачей для различных применений. С помощью мощных источников ТГц-излучения [1; 2] исследователи получают доступ к «новой» физике, связанной с прямым резонансным взаимодействием низкоэнергетических фотонов с различными коллективными возбуждениями в твердых телах (фононы, магноны, плазмоны, экситоны) [3]. В химии мощное ТГц-излучение может инициировать поверхностные химические реакции [4]. Благодаря интенсивным ТГц-импульсам становится возможным создавать ультракороткие электронные сгустки и эффективно их ускорять [5]. Кроме того, мощные ТГц-импульсы представляют значительный интерес для приложений в области систем безопасности и обороны, таких как обнаружение запрещенных веществ или объектов [6; 7] или определение их местоположения с высоким пространственным разрешением [8]. Однако на практике развитие мощных ТГц-источников сталкивается с серьезными препятствиями. Сегодня такой уровень импульсной мощности в ТГц-излучении может быть достигнут лазерами на свободных электронах, но использование электронных пучков с высокими релятивистскими факторами ( $\gamma_b = 10\text{--}30$ ) в таких устройствах делает их слишком большими по размеру [9; 10] и дорогими в производстве и эксплуатации.

По нашему мнению, наиболее перспективные способы достижения высоких величин для ТГц-мощности и энергии должны основываться на использовании килоамперных пучков с относительно низкой кинетической энергией релятивистских электронов (масштаба 1 МэВ,  $\gamma_b = 3$ ) через привлечение дополнительных физических механизмов. Одним из таких способов является инжекция пучка с током в несколько килоампер в плазменный столб с ведущим магнитным полем для накачки плазменных колебаний верхнегибридной ветви. Затем эти плазменные колебания преобразуются в электромагнитные волны и выходят из плазмы в виде ТГц-излучения [11]. Помимо этого, излучение с частотой вблизи плазменной частоты может эффективно создаваться путем линейного преобразования плазменных волн в электромагнитные на специально ориентированном макроскопическом градиенте плотности плазмы [12], тогда как излучение на удвоенной частоте может генерироваться за счет трехволнового взаимодействия плазменных волн в сильно турбулентной плазме [13]. Другой способ получения терагерцового излучения состоит в том, чтобы создать мазер на свободных электронах с ленточным электронным пучком для генерации электромагнитного излучения, например, с частотой 75 ГГц [14; 15], а затем получить излучение с частотой в области 1 ТГц с помощью обратного рассеяния низкочастотного излучения на другом ленточном пучке [16; 17].

Для реализации указанного процесса двухстадийной генерации терагерцового излучения с использованием ленточного пучка необходимо обеспечить одновременную генерацию двух таких пучков при высокой плотности тока и малой угловой расходимости скоростей электронов. Цель представленного в статье исследования состоит в изучении влияния величины и геометрии магнитного поля на локальные величины плотности тока и угловой расходимости электронов МэВ-пучка при его генерации в ленточном магнитно-изолированном ускорительном диоде. Для достижения указанной цели мы использовали два взаимно дополняющих пути, а именно компьютерное моделирование процесса синхронной генерации двух ленточ-

ных пучков в одном магнитно-изолированном диоде и проведение экспериментов с таким диодом на установке ЭЛМИ [16], где генерация пучка обеспечивается ускорителем У-3. Более того, в ходе компьютерного моделирования процесса генерации пучка в таком диоде принимался во внимание дополнительный важный фактор – влияние полей одного пучка на параметры другого в условиях одновременной генерации двух ленточных пучков в одном таком диоде.

### 1. Компьютерное моделирование одновременной генерации двух ленточных пучков

Рассмотрим причины возникновения углового разброса скоростей электронов в случае генерации ленточного пучка в магнитно-изолированном диоде, сечение которого в плоскости XZ схематично представлено на рис. 1. В данном рассмотрении мы считаем протяженность ускорительного диода по координате Y неограниченно большой. Итоговый разброс скоростей электронов пучка, генерируемого в таком диоде, по углам складывается из нескольких независимых составляющих. При этом вклады от различных факторов следует суммировать с учетом фазы вращения электронов по ларморовским спиралям в ведущем магнитном поле, которое преимущественно направлено вдоль оси Z. Разность в фазе движения по окружности различных электронов может приводить как к увеличению, так и к уменьшению итогового углового разброса электронов в пучке. В данном рассмотрении мы выделяем три суммируемых вклада в угловой разброс. Первый – это угловой разброс, приобретаемый в окрестности катода; второй – угловая расходимость, добавляемая при прохождении ленточным пучком анодной щели; третий – дополнительный угловой разброс электронов, возникающий из-за нарушения адиабатичности движения электронов в ведущем магнитном поле щелевого транспортного канала.

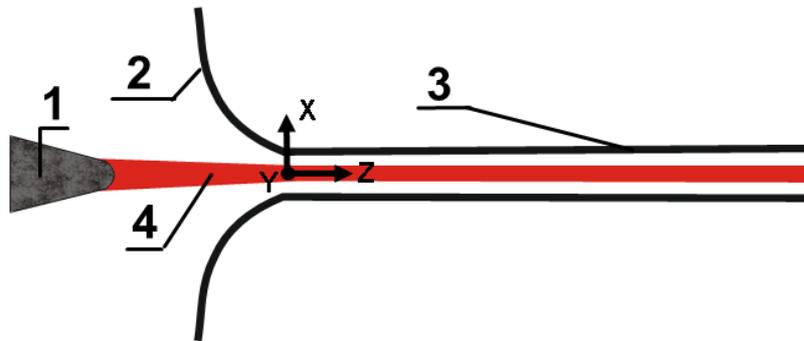


Рис. 1. Схема ленточного диода со щелевым каналом:  
1 – катод; 2 – анодная щель; 3 – щелевой канал; 4 – электронный пучок

Fig. 1. Schematic of the ribbon diode with a slit channel:  
1 – cathode; 2 – anode; 3 – slit channel; 4 – electron beam

Согласно работе [18],  $\theta_T$  – питч-угол электронов пучка, набираемый вблизи поверхности катода, в однородном магнитном поле в режиме ограничения тока объемным зарядом, определяется следующей формулой:

$$\theta_T = \frac{4\pi mc j_c}{(\gamma^2 - 1)^{3/2} e H_0^2} \sin(\varepsilon), \quad (1)$$

где  $j_c$  – плотность тока на катоде,  $H_0$  – значение магнитного поля и  $\varepsilon$  – угол между электрическим и магнитным полем вблизи поверхности катода. Вследствие перемешивания в пучке токовых струй, эмитированных из различных частей катодной поверхности, угловой разброс

электронов пучка фактически оказывается близок к характерному pitch-углу электронов, усредненному по сечению пучка.

В частном случае, относящемся к прохождению электронами пучка анодной щели в условиях однородного магнитного поля, для вычисления приобретаемого ими углового разброса достаточно использовать результаты математического рассмотрения, описанного в [19; 20]. Однако в общем случае в такой задаче при переходе пучка из диодного зазора в транспортный канал на его электроны действуют одновременно и неоднородное магнитное поле, и градиенты электрического поля в анодной щели. В этих условиях для решения задачи по угловой расходимости электронов пучка необходимо было создать трехмерную компьютерную модель всего ускорительного тракта. Именно эти условия соответствуют геометрии области, где генерируется пучок в ускорителе У-3. При моделировании нами был использован модуль *particle studio* программного пакета *CST Studio* в модификации, учитывающей собственное магнитное поле пучка. В компьютерную модель были включены геометрия ускорительного диода (катод, анод и вход в щелевой канал) и конфигурация магнитной системы установки с указанием точных геометрических размеров. Геометрия модели представлена на рис. 2. Элементы геометрии ускорительного диода можно разделить на четыре группы, которые обозначены на рис. 2.

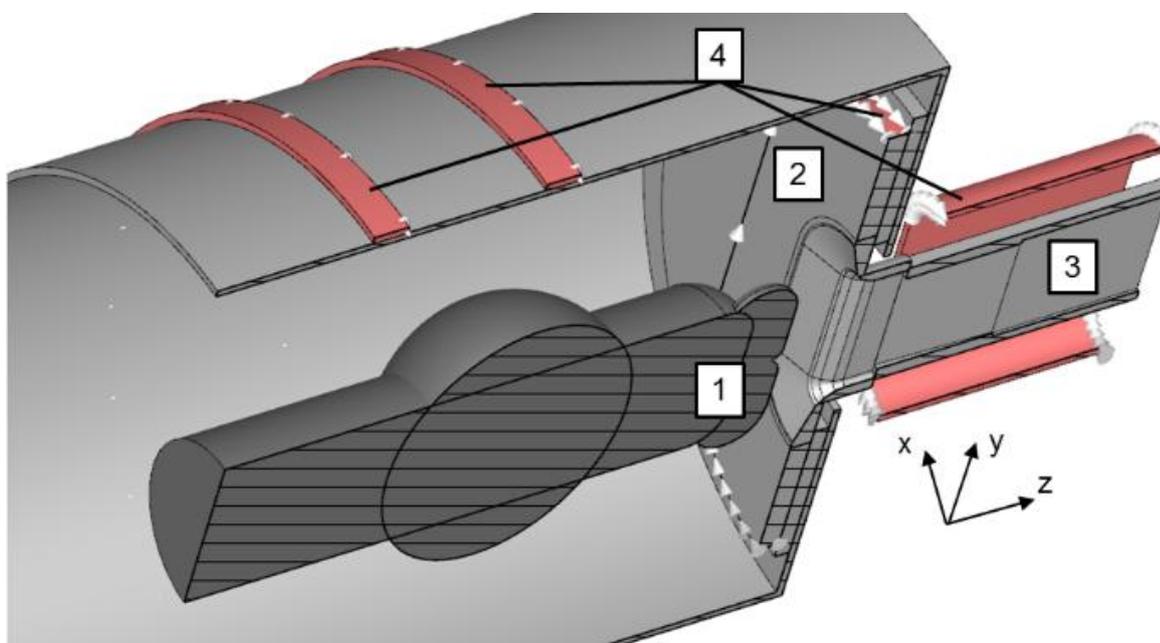


Рис. 2. Геометрия модели ускорительного диода, используемая в расчетах:

1 – катодная группа; 2 – анодная группа; 3 – щелевой канал; 4 – катушки магнитного поля

Fig. 2. Model geometry of the accelerating diode, which is used in calculations:

1 – cathode group; 2 – anode group; 3 – slit channel; 4 – coils of magnetic system

Катодная группа состоит из четырех элементов. Первый элемент – цилиндрический стержень с радиусом 12,5 см заменяет собой высоковольтный проходной изолятор, необходимый для передачи импульса высокого напряжения от генератора к катоду. Второй элемент – сферическая оболочка радиусом 20 см, запирающая обратный поток электронов с катода. Центр сферы находится на оси цилиндра на расстоянии 40 см от края катода. Собственно катод состоит из двух тел, сильно вытянутых по координате  $Y$ . Каждое из них имеет форму полуцилиндра с эллиптическим поперечным сечением и закруглениями на торцах. На поверхности

торца, который обращен к анодной щели, размещался эмиссионный слой. Наименьшее расстояние от этого слоя до анодной плоскости составляет 6 см.

Анодная группа включает в себя следующие элементы: внутренняя поверхность вакуумного объема цилиндрической формы и анодная плоскость, перпендикулярная к оси этого цилиндра, в центре которой, прямо напротив вытянутого катода, расположена анодная щель. Щелевой канал представлен группой из трех элементов: вход в канал, формирователь пучка и транспортный канал. Вход в канал обеспечивает плавный переход от анодной плоскости к анодной щели. Сразу за щелью по ходу движения пучка расположен формирователь сечения пучка. Он представляет собой щелевой графитовый коллиматор протяженностью 17 см, в котором зазор между стенками щели уменьшается по линейной зависимости от координаты  $Z$ . Зазор в щели коллиматора уменьшается от величины 14,8 мм на входе до 4 мм на выходе, тем самым ограничивая толщину пучка. Таким образом, при прохождении формирователя толщина пучка обрезалась до размера 4 мм, что предотвращает попадание его электронов на стенки транспортного канала при их колебаниях в ондуляторном поле внутри резонатора ЛСЭ. После формирователя расположен транспортный канал, который имеет прямоугольное поперечное сечение размером  $182 \times 9$  мм и длину 1,5 м. Внутри этого канала могла размещаться проводящая перегородка, разделяющая его на два одинаковых канала с сечением  $90 \times 9$  мм.

Магнитная система в рассматриваемой модели состоит из четырех катушек. Эта система включает: две большие круглые катушки, расположенные на вакуумной камере диода (см. рис. 2), дополнительную анодную катушку (овальной формы), которая размещена на анодной плоскости, и длинную катушку прямоугольного сечения, намотанную на транспортный канал для создания в нем ведущего магнитного поля. При описании геометрии этой системы катушек в компьютерной модели задавалась их геометрическая форма с указанием точных размеров и количества витков в каждой из них. Для вывода величин параметров пучка в различных сечениях по длине моделируемой системы в компьютерной программе были установлены соответствующие мониторы.

Целью проведения первого цикла компьютерного моделирования была выбрана оптимизация параметров магнитной системы применительно к достижению минимального углового разброса скоростей электронов пучка в щелевом канале. В ходе моделирования мы варьировали в основном два параметра. Первый параметр  $I$  – ток в катушках магнитного поля – задает ведущее магнитное поле от ускорительного диода до конца щелевого вакуумного канала. Вторым параметром  $S_c$  – отношение тока через дополнительную анодную катушку  $I_a$  к основному току в катушках  $I$  ( $S_c = I_a/I$ ). Такой выбор параметров обусловлен следующими обстоятельствами. Во-первых, в ходе проведения эксперимента варьированием основного тока  $I$  можно изменять значение ведущего магнитного поля в щелевом канале в пределах от 1,0 до 1,5 Тл. Во-вторых, ток, протекающий через дополнительную анодную катушку, подается от того же источника тока, что и ток в катушках щелевого канала. В этих условиях ток в анодную катушку  $I_a$  может подаваться только в определенной пропорции по отношению к току  $I$ , задающему магнитное поле в щелевом канале. На рис. 3 представлено распределение индукции магнитного поля по координате  $Z$ . Координата  $Z = 0$  соответствует точке на анодной плоскости. Эмитирующая поверхность катода имеет координату  $Z = -6$  см. Данные распределения получены в результате расчетов по программе CST. Графики распределения поля приведены для двух значений параметра  $I$  и для двух значений параметра  $S_c$ . Дополнительно на графиках вертикальными черными линиями различной толщины отмечены положения анодной и катодной плоскостей и монитора, при помощи которого при выполнении программы выводились характеристики частиц в пучке. По результатам моделирования в плоскости монитора строилось распределение электронов по углу.

На рис. 4 приведены распределения плотности электронов пучка по питч-углу, под которым направлены скорости частиц по отношению к силовым линиям магнитного поля. Из них видно, что при увеличении параметра  $S_c$  (отношения между токами через анодную катушку

и обмотку щелевого транспортного канала) характерные значения питч-углов электронов уменьшаются. Более того, в области малых значений углов на функции распределения формируется отчетливый пик высокой плотности частиц.

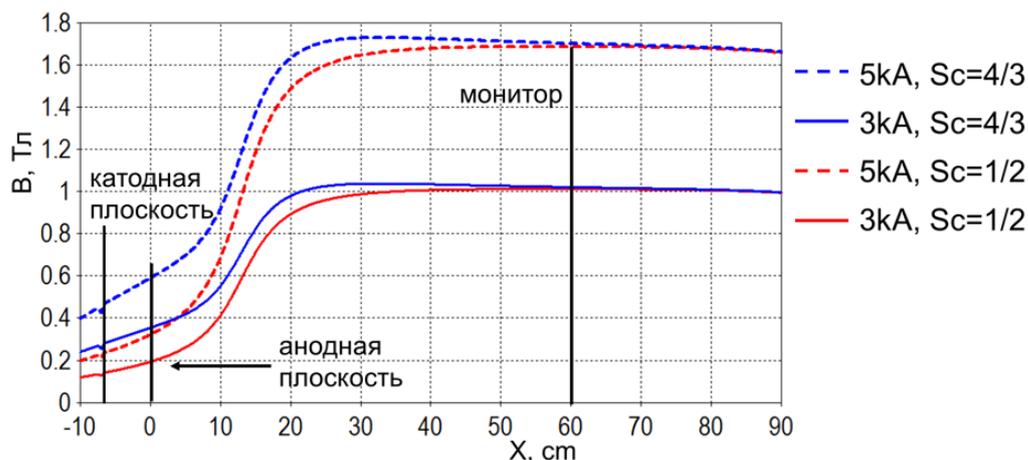


Рис. 3. Магнитное поле вдоль оси установки, рассчитанное в программном пакете CST

Fig. 3. Magnetic field distribution along facility axis calculated in CST program

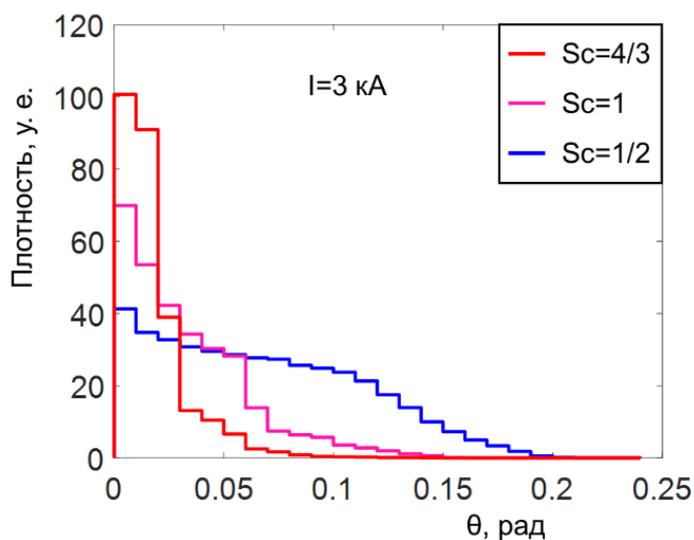


Рис. 4. Распределение плотности электронов пучка по питч-углу

Fig. 4. Beam electron density distribution over pitch angle

Распределение плотности электронов пучка по питч-углу на рис. 4 приведено для всей толщины пучка  $\sim 4$  мм. А входная диафрагма детектора углового разброса имеет входное отверстие диаметром 0,4 мм. Поэтому для двух положений детектора, для которых осуществлялись измерения углового разброса в экспериментах, были выделены частицы, которые должны попасть в детектор, и на рис. 5 для соответствующих двух положений детектора приведено распределение плотности электронов пучка по питч-углу.

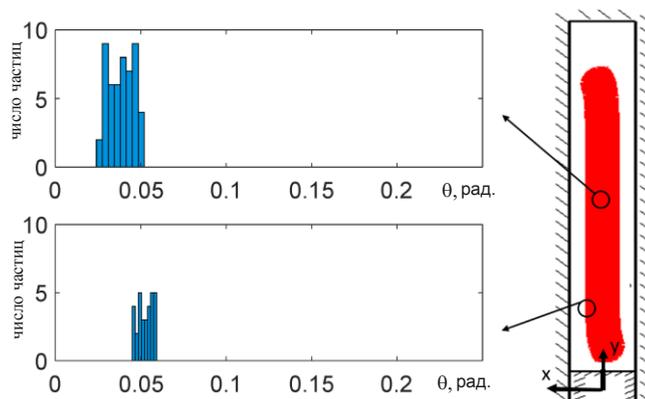


Рис. 5. Распределение плотности электронов пучка по питч-углу для двух положений детектора углового разброса

Fig. 5. Beam electron density distribution over pitch angle for two different positions of the angular detector

## 2. Датчик и методика проведения измерений углового распределения

В экспериментах пучок генерируется в ленточном магнитно-изолированном диоде с взрывоэмиссионным катодом, изготовленным из волокнистого графитового материала. Схема эксперимента по измерению угловой расходимости электронов в ленточном пучке представлена на рис. 6. Характерное напряжение на диоде в экспериментах имело величину около 0,8 МВ, а полный ток двух пучков на выходе из диода – около 10 кА. Пучки, генерируемые в диоде, далее распространяются в щелевых транспортных каналах в условиях сильного ведущего магнитного поля.

Перед входом в канал располагался формирователь сечения пучка. Датчик угловой расходимости был размещен в верхнем щелевом канале (см. рис. 6) на расстоянии 0,5 м от его начала в области, где обеспечивается хорошая однородность магнитного поля со степенью однородности в несколько процентов. Значение индукции ведущего магнитного поля в данной части канала может быть задано в диапазоне от 1,0 до 1,5 Тл.

Для измерений углового распределения скоростей электронов использован датчик, принцип работы которого основан на закономерностях прохождения релятивистских электронов через цилиндрические отверстия в поглотителе в присутствии сильного магнитного поля [21]. Схема используемого нами датчика кратко описана в работе [22], а методика нахождения функции углового распределения электронов детально изложена в работе [23]. На рис. 7 представлена схема этого датчика с геометрией кольцевых коллекторов, специально подобранной для измерения питч-углов замагниченных электронов в интервале углов  $0 \div 0,3$  рад при их энергии в диапазоне от 0,5 до 1 МэВ в условиях ведущего магнитного поля 1,0–1,1 Тл.

Основная составляющая в конструкции датчика представляет собой набор из семи соосных графитовых колец-коллекторов (1), внутренняя цилиндрическая и торцевая поверхности которых предназначены для поглощения пучковых электронов, прошедших через малое коллимирующее отверстие во входной танталовой диафрагме (2). Как и в предыдущих экспериментах [23], для улучшения селективности датчика к различным областям разбиений его рабочего интервала углов при разработке конструкции использовалась закономерность: чем дальше от входа электронов пучка в датчик находится кольцевой коллектор, тем меньше диаметр его отверстия. При выборе геометрии поглощающих коллекторов, их геометриче-

ские размеры (диаметр и протяженность цилиндрического отверстия) подбирались, исходя из следующих соображений:

- 1) при нормальном падении на торцевую поверхность коллектора электроны должны практически полностью поглощаться внутри него;
- 2) для отмеченных выше условий по параметрам пучка и магнитного поля должно обеспечиваться наилучшее разрешение для определения функции распределения электронов по углам в диапазоне изменения углов от 0 до 0,16 рад.

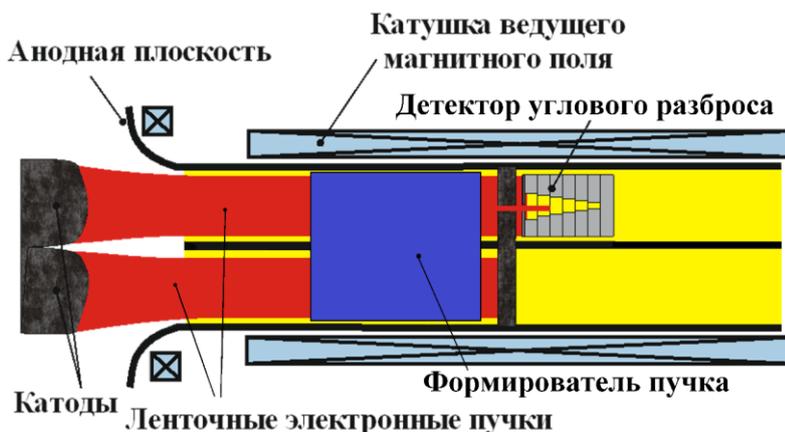


Рис. 6. Схема эксперимента по измерению углового распределения скоростей электронов пучка  
 Fig. 6. Schematic of the experiments to measure the beam electron velocity angular spread

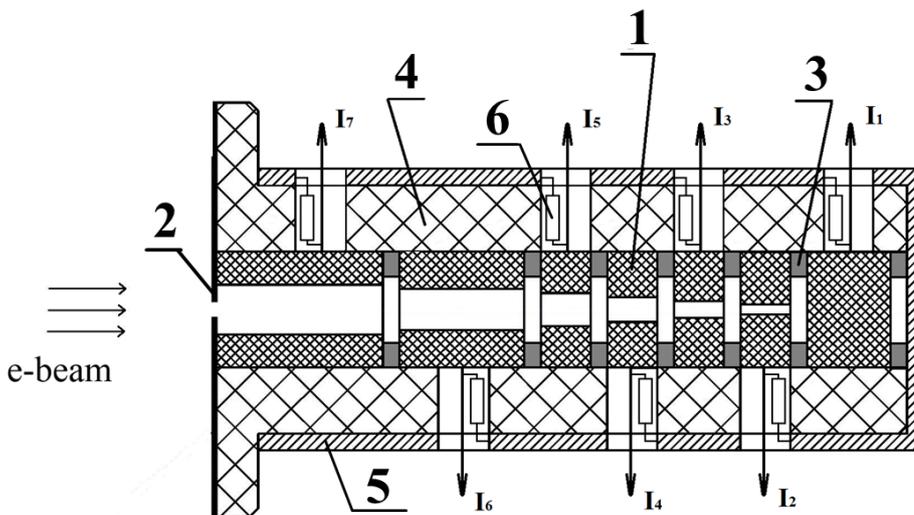


Рис. 7. Схема датчика для измерений угловой расходимости скоростей релятивистских электронов: 1 – регистрирующие кольца-коллекторы (графит); 2 – входная диафрагма (тантал); 3 – диэлектрические кольца; 4 – диэлектрический контейнер; 5 – цилиндрический проводящий корпус; 6 – шунты для измерения токов электронов, поглощенных в коллекторах

Fig. 7. Schematic of the detector used to measure the electron velocity angular spread: 1 – ring collectors (graphite); 2 – entrance collimator (tantalum) 3 – insulating washers; 4 – insulating shell; 5 – cylindrical conductive shield; 6 – resistive shunts to measure current of the absorbed electrons

В результате проведенной оптимизации была выбрана следующая геометрия всех элементов датчика. Диаметры отверстий в коллекторах используемого датчика постепенно умень-

шаются от 6 до 0,4 мм при сокращении их длины от 20 до 6 мм. Для изоляции коллекторов друг от друга используются диэлектрические кольца (3), изготовленные из капрлона. Геометрические размеры диэлектрических колец: толщина 1–2 мм, внешний и внутренний диаметры 10 и 8 мм соответственно. Видно, что внутренний диаметр этих колец значительно превышает диаметр отверстий в графитовых коллекторах, что предотвращает попадание электронов пучка на поверхность диэлектрика. Входная танталовая диафрагма (2) обеспечивает вырезание своим отверстием небольшой доли электронов из всего сечения пучка, которые попадают внутрь датчика. Диафрагма и система кольцевых коллекторов закреплялись и центрировались в специальном диэлектрическом контейнере (4), который охватывается стальным цилиндрическим корпусом (5). Тонкая подстройка оси датчика по направлению силовой линии локального магнитного поля, ведущего для электронов пучка, осуществлялась с помощью регулировки наклона корпуса датчика таким образом, чтобы центр отпечатка пучка при удаленных шести коллекторах совпадал с центром оставшегося приемного коллектора.

Для измерения тока поглотившихся в коллекторах электронов используются малоиндуктивные шунты с сопротивлением 75 Ом (6), сигналы с которых передаются по согласованным кабельным линиям в АЦП или многоканальные осциллографы. В условиях индукции магнитного поля в области измерения датчиком 1–1,1 Тл характерное значение плотности тока пучка составляло 0,5–1 кА/см<sup>2</sup>, что обеспечивало амплитуду регистрируемых сигналов с измерительных коллекторов масштаба 10 В при диаметре отверстия входной диафрагмы 0,4 мм.

Для корректной работы датчика необходимо обеспечить в нем высокую степень однородности ведущего магнитного поля. На установке ЭЛМИ магнитное поле в канале создается импульсом тока величиной 3–5 кА с длительностью ~ 20 мс, который протекает в витках катушек, намотанных поверх вакуумной камеры из нержавеющей стали толщиной 2 мм.

В этих условиях влиянием скин-эффекта в элементах конструкции ускорителя в области прохождения пучка даже с учетом толщины фланцев ~ 10 мм можно пренебречь. Для определения области расположения датчика в канале с помощью теслометра РШ 1-10 были проведены измерения профиля магнитного поля вдоль осей верхнего и нижнего транспортных каналов при подаче на катушки магнитной системы постоянного тока величиной 40 А. На рис. 8 приведен профиль магнитного поля, измеренный на оси верхнего канала.



Рис. 8. Результат измерения распределения индукции магнитного поля вдоль оси верхнего канала

Fig. 8. Measurement results for the magnetic field distribution along the upper channel axis

Согласно проведенным измерениям, отклонение индукции магнитного поля от средней величины в месте расположения датчика не превышало 3 %.

Для определения абсолютной величины индукции магнитного поля с помощью токоизмерительного прибора ЛЕМ были проведены измерения тока в магнитных катушках в зависимости от напряжения конденсаторной батареи, которая ее питает. На рис. 9 приведена калибровочная кривая, которая устанавливает соответствие между максимальной величиной индукции поля в канале от напряжения зарядки батареи, которая позволяет при известном напряжении зарядки батареи определять значение индукции поля в области расположения датчика.

### 3. Методика восстановления функции углового распределения по результатам измерений

Система регистрации позволяет производить измерение напряжения на диоде ускорителя, а также сигналов тока электронов, поглотившихся в коллекторах датчика, в течение всего времени генерации пучка с разрешением 2 нс. Для обработки результатов измерений использовалась методика, описанная в работе [24]. Для восстановления функции углового распределения была создана специальная программа, которая считывала зарегистрированные значения напряжения на диоде, усредненные значения токов с коллекторов датчика и ошибки усреднения этих значений, относящиеся к определенному моменту времени.

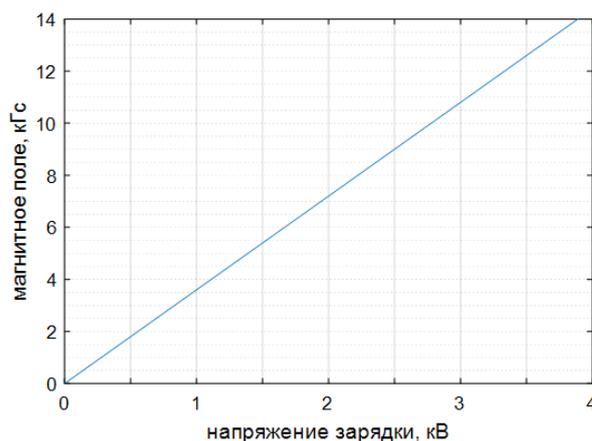


Рис. 9. Зависимость максимума магнитной индукции в щелевом канале от напряжения зарядки конденсаторной батареи

Fig. 9. Dependence of the magnetic field amplitude in the slit channel on the voltage on charged capacitors in a storage

Необходимость усреднения сигналов тока поглотившихся в коллекторах электронов была вызвана большим уровнем шумов, которые вызваны осциллирующей микроструктурой электронного пучка, генерируемого при взрывной эмиссии с графитовых волокон на поверхности катода. Для усреднения сигналов тока с коллекторов использовался метод бегущего среднего с числом точек по времени 50, что соответствует временному интервалу 100 нс.

Методика восстановления углового распределения электронов на основе усредненных значений токов с коллекторов включала в себя несколько этапов. На первом этапе с помощью кода GEANT4 рассчитывались зависимости вероятностей поглощения электронов с заданной энергией в каждом из семи коллекторов, которые будем дальше называть чувствительностями коллекторов. Тогда выражения для тока, регистрируемого  $i$ -м коллектором, выглядит следующим образом:

$$I_i = I_0 \int f(\theta) * S_i(\theta) * \sin(\theta) * d\theta, \quad (2)$$

где  $I_i$  – значение тока электронов, поглощенных в  $i$ -м коллекторе;  $I_0 = \sum_{k=1}^n I_k$  – сумма всех токов;  $S_i(\theta)$  – функция чувствительности  $i$ -го коллектора;  $f(\theta)$  – искомая функция углового распределения электронов, а  $n$  – общее количество коллекторов. Чтобы найти  $f(\theta)$  по известным токам  $I_i$ , необходимо решить обратную задачу. Первым шагом разложим  $f(\theta)$  по некоторым удобным базисным функциям в количестве, равном числу коллекторов:

$$f(\theta) = \sum_{k=1}^n a_k * V_k(\theta), \quad (3)$$

где  $V_k(\theta)$  – набор базисных функций,  $a_k$  – коэффициенты разложения. Ошибка восстановления функции распределения, очевидно, зависит от точности этого разложения, которая, в свою очередь, зависит от количества коллекторов и вида выбранных базисных функций. Предыдущие исследования показали, что в качестве базисных функций можно использовать функции чувствительности коллекторов, что не исключает возможности улучшения точности восстановления  $f(\theta)$  путем выбора более подходящих базисных функций. Заменяя функцию распределения по углам ее разложением по базисным функциям (3), можем подставить ее в таком виде в выражения для токов электронов, поглотившихся в коллекторах. В итоге получаем систему линейных уравнений следующего вида:

$$J_i = \sum_{k=1}^n L_{ik} * a_k, \quad (4)$$

где  $L_{ik}$  – элементы некоторой матрицы, определяемые выражением  $L_{ik} = \int V_k(\theta) * S_i(\theta) * \sin\theta * d\theta$ , а  $J_i = I_i / I_0$ .

Если матрица  $L_{ik}$  известна, то коэффициенты разложения функции распределения по выбранным базисным функциям можно найти ее обращением:

$$a_k = \sum_{i=1}^n L_{ki}^{-1} * I_i / I_0, \quad (5)$$

Однако, как известно, при решении подобных задач, процесс обращения матрицы при ее плохой обусловленности может привести к отрицательности ряда ее элементов и, как следствие, к отрицательным значениям в величине функции распределения электронов по углам в некоторых угловых интервалах, что лишено физического смысла. Эти трудности связаны с перекрытием для двух или большего числа коллекторов областей в пространстве углов, в которых функций их чувствительности  $S_i(\theta)$  отличны от нуля. Вообще говоря, наличие таких пересечений в угловом пространстве переводит задачу о нахождении функции распределения электронов по углам в разряд некорректных. Напомним, что задача считается некорректной, когда нарушается одно из трех условий:

- решение существует;
- решение единственно;
- решение устойчиво.

В настоящее время математический аппарат предоставляет несколько инструментов, которые позволяют найти приближенное решение (4) с априорной информацией о коэффициентах  $a_k$ . В нашем случае использовалась схема Танабы – Хуанга (см. например, [25]), которая позволяет находить решение обратной задачи даже в случае, когда количество уравнений может не совпадать с количеством неизвестных. Идея метода заключается в следующем. Пусть искомым набор переменных соответствует координатам некоторого вектора в многомерном пространстве, а уравнения описывают гиперплоскости в том же пространстве. Тогда, последовательно проецируя начальный вектор на гиперплоскости, можно найти решение системы уравнений. Рассмотрим процесс решения нашей задачи подробнее.

Ведем обозначения:  $\vec{K}_i = (L_{i1}, L_{i2}, \dots, L_{in})$  и  $\vec{a} = (a_1, a_2, \dots, a_n)$ . Тогда систему уравнений, связывающих значения токов с коэффициентами разложения, можно переписать в виде

$$J_i = \sum_{k=1}^n \vec{K}_i * \vec{a}. \quad (6)$$

Пусть имеется некоторый набор коэффициентов разложения, образующий вектор  $\vec{a}^{(0)}$ , который является нулевым приближением для решения системы. Далее строим его проекцию на первую гиперплоскость, согласно формуле, где  $m = 1$ :

$$\vec{a}^{(m)} = \vec{a}^{(m-1)} - \frac{\vec{K}_i}{(K_i, K_i)} * ((\vec{a}^{(m-1)} * \vec{K}_i) - J_i). \quad (7)$$

Получим вектор  $\vec{a}^{(1)}$ . Если среди координат этого вектора есть отрицательные, то приравняем их нулю. Далее проецируем  $\vec{a}^{(1)}$  на следующую гиперплоскость. В итоге получим

вектор  $\vec{a}^{(m)}$ , где  $m$  – равняется количеству уравнений, в нашем случае  $m = n$ . Данный вектор  $\vec{a}^{(m)}$  является приближенным решением первого порядка. Для увеличения точности повторяем предыдущий цикл, но на первом шаге в место вектора  $\vec{a}^{(0)}$  используем вектор  $\vec{a}^{(m)}$ . Таким образом, после  $k$  итераций получим последовательность решений  $\vec{a}^{(0)}, \vec{a}^{(m)}, \vec{a}^{(2m)}, \dots, \vec{a}^{(km)}$  исходной системы уравнений.

Алгоритм Танабы – Хуанга обладает следующими достоинствами:

- векторы  $\vec{a}^{(0)}, \vec{a}^{(m)}, \vec{a}^{(2m)} \dots$  для любого набора операторов образуют сходящуюся последовательность. Если исходная система уравнений разрешима, то предел последовательности является решением;
- когда система имеет несколько решений, данный метод возвращает решение, которое находится ближе всего к нулевому приближению;
- можно накладывать дополнительные условия на искомое решение; в нашем случае требования на функцию, описывающую решение, сводятся к положительности ее значений.

Проверка достоверности восстановленной функции распределения по углам осуществлялась путем ее подстановки в (2) с последующим нахождением разницы между вычисленными величинами токов и их значениями, полученными при измерениях в эксперименте. Найденное решение считалось достоверным, если эти различия по модулю не превышали среднеквадратичные ошибки измерения токов. По ошибкам восстановления функции распределения в предположении случайности и независимости ошибок измерения всех токов строилась полоса событий, которая содержит все возможные решения и характеризует достоверность найденной функции распределения.

#### 4. Результаты измерений и сопоставление их с результатами моделирования

С помощью данного датчика была проведена серия измерений углового разброса на установке ЭЛМИ. Датчик размещался в верхнем канале (см. рис. 6) в положении, когда его ось находилась на оси канала и была направлена вдоль вектора магнитного поля с индукцией 1,08 Тл. Геометрические размеры коллекторов датчика, приведены в таблице. Диаметр отверстия у третьего коллектора был большой (8 мм), так что электроны, которые пролетали через отверстия четвертого коллектора, у которого диаметр отверстия был 0,8 мм и длина 6 мм, не могли попасть на 3-й коллектор. Сигнал с третьего коллектора может возникнуть только в результате поглощения в нем рассеянных и отраженных электронов с большими углами по отношению к магнитному полю или наличия каких-либо электрических наводок на этот канал регистрации. На рис. 10 представлены функции чувствительностей  $S_i(\theta)$  для соответствующих коллекторов.

Эксперименты проводились сериями по 3–4 выстрела с генерацией пучка в ускорительном диоде. Ограничение на число выстрелов в серии было связано с тем, что входная танталовая диафрагма разрушалась в 4-м выстреле, это было видно по сильному росту токов на коллекторах датчика. После четырех выстрелов танталовая диафрагма заменялась на новую. Сигналы напряжения на ускорительном диоде  $U_{\text{diод}}$ , суммарного тока в двух пучках  $I_{\text{chan}}$ , генерируемых в едином ускорительном диоде, а также сигналы с коллекторов датчика  $I_1$ – $I_7$  представлены на рис. 11.

Геометрические размеры коллекторов

Размеры	Номер коллектора (тока)						
	$I_1$	$I_2$	$I_3$	$I_4$	$I_5$	$I_6$	$I_7$
Диаметр отверстия (мм)	0	0.3	8	0.8	0.8	3	4
Длина (мм)	10	6	6	6	6	15	19

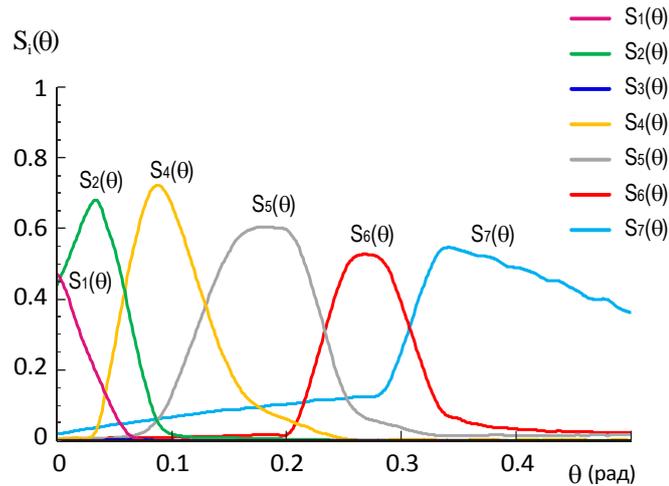


Рис. 10. Функции чувствительности коллекторов  $S_i(\theta)$ .

Для третьего коллектора функция чувствительности близка к нулю и ее изображение совпадает с осью OX

Fig. 10. Sensitivity functions of the ring collectors absorbing the beam electrons.

The sensitivity function of the third collector is close to zero and its curve coincides with the OX axis

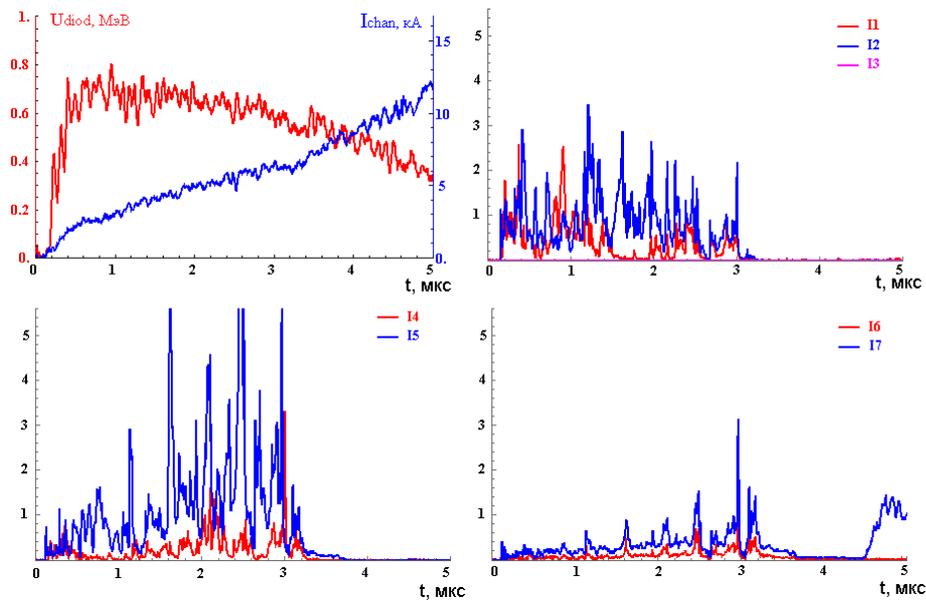


Рис. 11. Осциллограммы напряжения на диоде  $U_{\text{diod}}$  (МВ), суммарного тока двух пучков  $I_{\text{chan}}$  (кА) и токи с коллекторов датчика углового разброса  $I_1$ – $I_7$  (А)

Fig. 11. Waveform of the diode voltage  $U_{\text{diod}}$  (MV) and of the total current of both beams  $I_{\text{chan}}$  (kA).

There are also presented waveforms of the current signal from the ring collectors  $I_1$ – $I_7$  (A)

Характерный вид функции распределения скоростей электронов по углу, восстановленный в экспериментах по описанной выше методике, приведен на рис. 12. На рис. 12, *a* представлен результат для случая, когда датчик располагался по центру пучка в верхнем канале. На рис. 12, *b* – результат, когда датчик был смещен вниз на 2 см и в сторону на 0,2 см. Среднеквадратичный угловой разброс электронов, вычисленный по восстановленной функции распределения, представленной на рис 12, *a*, составил  $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = 0.067$  рад, а по функции на рис. 12, *b* –  $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = 0.054$  рад.

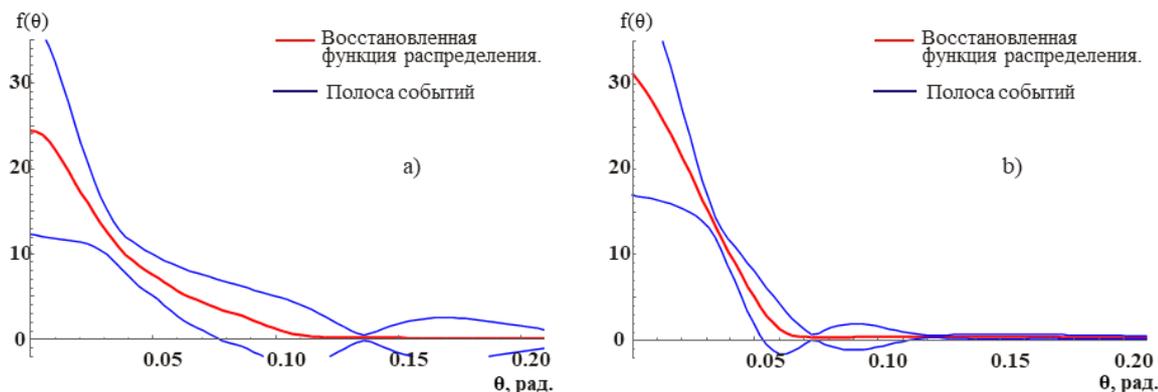


Рис. 12. Восстановленная функция распределения скоростей электронов по углу для двух положений детектора углового разброса: *a* – датчик по центру пучка; *b* – датчик смещен вниз (по оси *y*) на 2 см и в сторону (по оси *x*) на 0,2 см

Fig. 12. Reconstruction of the electron angular distribution function by pitch angle for two different positions of the detector: *a* – detector was located at the center of the beam; *b* – detector was offset along X axis by 0.2cm and Y axis – by 2cm from the beam center

При восстановлении функции распределения по углу было использовано значение энергии электронов  $E = 0,67$  МэВ, которое соответствует напряжению на катоде ускорителя.

Результаты проведенных измерений были сопоставлены с результатами компьютерного моделирования, описанного в разделе 1. Сравнение величины углового разброса скорости электронов, вычисленной по измеренной функции распределения, представленной на рис. 12, *a*, с угловым распределением, полученным при компьютерном моделировании (см. рис. 5), показало некоторое превышение величины, полученной эксперименте, над расчетным значением углового разброса. Такое расхождение можно объяснить тем, что в расчетах с использованием пакета CST Studio нельзя заложить стартовый разброс у электронов с катода, который возникает, когда на поверхности катода вектор индукции магнитного поля не параллелен электрическому полю. Что касается питч-угла, который явно виден на рис. 5, содержащем результаты компьютерных расчетов, то следует сказать, что в нашем эксперименте его нельзя измерить. Это обстоятельство связано с тем, что перед измерениями ось датчика выставляется так, чтобы у электронов, попавших в датчик углового разброса, следуя силовым линиям ведущего магнитного поля, оставался только угловой разброс, но не было углового смещения.

### Заключение

В работе проведено моделирование (в пакете CST Studio) генерации ленточного пучка релятивистских электронов в диоде с магнитной изоляцией и последующей его транспортировки в щелевом канале с ведущим магнитным полем при условии учета влияния электрического и магнитного полей пучка. На основе этого моделирования получено распределение скоростей электронов пучка по питч-углу в ведущем поле. В серии расчетов установлено влияние на угловой разброс электронов пучка в канале пространственного распределения ведущего магнитного поля в анодной плоскости. Разработан и применен датчик углового разброса, который позволил измерить функцию распределения скоростей электронов по углу. Угловой разброс, вычисленный по функции распределения скоростей по углу, которая была получена в эксперименте, сопоставлен угловым разбросом, полученным в ходе компьютерного моделирования, и оказалось, что они находятся в удовлетворительном согласии. Таким образом, продемонстрировано, что данный датчик углового разброса позволяет получить корректную информацию об угловой расходимости скоростей релятивистских электро-

нов в замагниченном пучке, а компьютерное моделирование использованием пакета CST Studio вполне применимо для решения задач по генерации пучка в трехмерном случае.

#### Список литературы

1. **Lewis R. A.** A review of terahertz sources. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2014, vol. 47, p. 374001.
2. **Dhillon S. S., Vitiello M. S., Linfield E. H., Davies A. G., Hoffmann M. C., Booske J., Paoloni C., Gensch M., Weightman P., Williams G. P. et al.** The 2017 terahertz science and technology roadmap. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2017, vol. 50, p. 043001.
3. **Kampfrath T., Tanaka K., Nelson K. A.** Resonant and nonresonant control over matter and light by intense terahertz transients. *Nat. Photonics*, 2013, vol. 7, p. 680.
4. **Patterson B., Sa J., Ichsanow A., Hauri C., Vicario C., Ruchert C., Czekaj I., Gehrig R., Sigg H., Bokhoven J., Pedrini B., Abela R.** Towards High-power Single-cycle THz Laser for Initiating High-field-sensitive Phenomena. *Chimia*, 2011, vol. 65, p. 323.
5. **Curry E., Fabbri S., Maxson J., Musumeci P., Gover A.** Meter-Scale Terahertz-Driven Acceleration of a Relativistic Beam. *Phys. Rev. Lett.*, 2018, vol. 120, p. 094801.
6. **Davies A. G., Burnett A. D., Fan W., Linfield E. H., Cunningham J. E.** Terahertz spectroscopy of explosives and drugs. *Materials today*, 2008, vol. 11, p. 18.
7. **Kuznetsov S. A., Makarov S. N., Koshelenko V. N., Astafev M. A., Arzhannikov A. V.** 140 GHz active imaging system based on FMCV radar. In: Proc. of 9<sup>th</sup> International Workshop “Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications”. Nizhny Novgorod, 2014, p. 75–76.
8. **Аржаников А. В., Котельников И. А., Кузнецов С. А., Сеницкий С. Л.** О возможности обнаружения движущегося заглубленного объекта по волновой картине возмущения на поверхности воды // Сб. тр. XI Всерос. науч.-техн. конф. «Радиолокация и радиосвязь». М., 2017. С. 316–320.
9. **Shevchenko O. A., Arbuzov V. S., Vinokurov N. A. et al.** Novosibirsk Free Electron Laser: Recent Achievements and Future Prospects. *Radiophys. Quantum El.*, 2017, vol. 59, p. 605.
10. **Arzhannikov A. V., Ginzburg N. S., Malkin A. M., Peskov N. Yu., Sandalov E. S., Savilov A. V., Sinitsky S. L., Skovorodin D. I., Starostenko A. A., Zaslavsky V. Yu.** Powerful Long-Pulse THz-Band Bragg FEL Based On Linear Induction Accelerator. In: Proc. of the IRMMW-THz-2019. DOI 10.1109/IRMMWTHz.2019.8874573
11. **Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Kalinin P. V., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L. et al.** Subterahertz generation by strong langmuir turbulence at two-stream instability of high current 1-MeV REBs. *Vestnik Novosibirsk State University. Series: Physics*, 2010, vol. 5, no. 44, p. 44.
12. **Timofeev I. V., Annenkov V. V., Arzhannikov A. V.** Regimes of enhanced electromagnetic emission in beam-plasma interactions. *Phys. Plasmas*, 2015, vol. 22, p. 113109.
13. **Arzhannikov A. V., Timofeev I. V.** Generation of powerful terahertz emission in a beam-driven strong plasma turbulence. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2012, vol. 54, p. 105004.
14. **Arzhannikov A. V., Ginzburg N. S., Kalinin P. V., Peskov N. Yu., Sergeev A. S., Sinitsky S. L., Stepanov V. D., Thumm M., Zaslavsky V. Yu.** MM-wave generation in two-channel FEM on eigen modes of resonator at various detuning of undulator synchronism. In: Proceedings of 9<sup>th</sup> International Workshop “Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications”. Nizhny Novgorod, 2014, p. 170–171.
15. **Arzhannikov A. V., Ginzburg N. S., Kalinin P. V., Kuznetsov S. A., Peskov N., Malkin A. M., Sergeev A. S., Sinitsky S. L., Stepanov V. D., Thumm M. et al.** Using Two-Dimensional Distributed Feedback for Synchronization of Radiation from Two Parallel-Sheet Electron Beams in a Free-Electron Maser. *Phys. Rev. Lett.*, 2016, vol. 117, p. 114801.
16. **Arzhannikov A. V., Ginzburg N. S., Kalinin P. V., Kuznetsov S. A., Peskov N. Yu., Rozental R. M., Sergeev A. S., Sinitsky S. L., Stepanov V. D., Thumm M., Zaslavsky V. Yu.,**

- Zotova I. V.** Intercavity scattering scheme for two-stage generation of submillimeter radiation on the base of planar 2D Bragg FEM. In: Proc. of the International Workshop “Strong Microwaves in Plasmas”. Nizhny Novgorod, 2006, vol. 1, p. 228–232.
17. **Arzhannikov A. V., Thumm M. K. A., Burdakov A. V., Burmasov V. S., Ginzburg N. S., Ivanov I. A., Kalinin P. V., Kasatov A. A., Kurkuchekov V. V., Kuznetsov S. A. et al.** Two Ways for High-Power Generation of Subterahertz Radiation by Usage of Strong Relativistic Electron Beams. *IEEE Trans. TerahertzSci. Technol.*, 2015, vol. 5, p. 478.
  18. **Рютов Д. Д.** Об угловых характеристиках электронного пучка, получаемого в бесфольговом диоде. Новосибирск, 1983. (Препр. / СО АН СССР. Ин-т ядерной физики; № 83-146).
  19. **Синицкий С. Л.** Генерация и транспортировка микросекундных ленточных РЭП с энергозапасом до 50 кДж: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Новосибирск, 1992.
  20. **Аржанников А. В., Синицкий С. Л.** Килоамперные электронные пучки для накачки колебаний в вакууме и плазме. Новосибирск, 2016.
  21. **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.
  22. **Arzhannikov A. V., Makarov M. A., Samtsov D. A., Sinittsky S. L., Stepanov V. D.** Measurements of the beam angular divergence at U-2 accelerator. In: AIP Conf. Proc., 2016, vol. 1771, p. 050006. DOI 10.1063/1.4964200
  23. **Аржанников А. В., Макаров М. А., Самцов Д. А., Синицкий С. Л., Степанов В. Д.** Методика нахождения углового распределения релятивистских электронов замагниченного пучка из измерений их поглощения в последовательности цилиндрических коллиматоров // Сибирский физический журнал. 2017. Т. 12, № 1. С. 26–41.
  24. **Arzhannikov A. V., Makarov M. A., Samtsov D. A., Sinittsky S. L., Stepanov V. D.** New detector and data processing procedure to measure velocity angular distribution function of magnetized relativistic electrons. *Nuclear Instr. and Methods in Physics Research*, 2019, A 942, p. 0168–9002.
  25. **Преображенский Н. Г., Пикалов В. В.** Неустойчивые задачи диагностики плазмы. Новосибирск: Наука, 1982.

#### References

1. **Lewis R. A.** A review of terahertz sources. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2014, vol. 47, p. 374001.
2. **Dhillon S. S., Vitiello M. S., Linfield E. H., Davies A. G., Hoffmann M. C., Booske J., Paoloni C., Gensch M., Weightman P., Williams G. P. et al.** The 2017 terahertz science and technology roadmap. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2017, vol. 50, p. 043001.
3. **Kampfrath T., Tanaka K., Nelson K. A.** Resonant and nonresonant control over matter and light by intense terahertz transients. *Nat. Photonics*, 2013, vol. 7, p. 680.
4. **Patterson B., Sa J., Ichsanow A., Hauri C., Vicario C., Ruchert C., Czekaj I., Gehrig R., Sigg H., Bokhoven J., Pedrini B., Abela R.** Towards High-power Single-cycle THz Laser for Initiating High-field-sensitive Phenomena. *Chimia*, 2011, vol. 65, p. 323.
5. **Curry E., Fabbri S., Maxson J., Musumeci P., Gover A.** Meter-Scale Terahertz-Driven Acceleration of a Relativistic Beam. *Phys. Rev. Lett.*, 2018, vol. 120, p. 094801.
6. **Davies A. G., Burnett A. D., Fan W., Linfield E. H., Cunningham J. E.** Terahertz spectroscopy of explosives and drugs. *Materials today*, 2008, vol. 11, p. 18.
7. **Kuznetsov S. A., Makarov S. N., Koshelenko V. N., Astafev M. A., Arzhannikov A. V.** 140 GHz active imaging system based on FMCV radar. In: Proc. of 9<sup>th</sup> International Workshop “Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications”. Nizhny Novgorod, 2014, p. 75–76.
8. **Arzhannikov A. V., Kotelnikov I. A., Kuznetsov S. A., Sinitsky S. L.** About the possibility to detect a moving buried object from the wave pattern of disturbances on the surface of the

- water. In: XI Russian scientific and technical conf. "Radar and radio communications". Moscow, 2017, p. 316–320. (in Russ.)
9. **Shevchenko O. A., Arbuzov V. S., Vinokurov N. A. et al.** Novosibirsk Free Electron Laser: Recent Achievements and Future Prospects. *Radiophys. Quantum El.*, 2017, vol. 59, p. 605.
  10. **Arzhannikov A. V., Ginzburg N. S., Malkin A. M., Peskov N. Yu., Sandalov E. S., Savilov A. V., Sinitsky S. L., Skovorodin D. I., Starostenko A. A., Zaslavsky V. Yu.** Powerful Long-Pulse THz-Band Bragg FEL Based On Linear Induction Accelerator. In: Proc. of the IRMMW-THz-2019. DOI 10.1109/IRMMWTHz.2019.8874573
  11. **Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Kalinin P. V., Kuznetsov S. A., Makarov M. A., Mekler K. I., Polosatkin S. V., Postupaev V. V., Rovenskikh A. F., Sinitsky S. L. et al.** Subterahertz generation by strong langmuir turbulence at two-stream instability of high current 1-MeV REBs. *Vestnik Novosibirsk State University. Series: Physics*, 2010, vol. 5, no. 44, p. 44.
  12. **Timofeev I. V., Annenkov V. V., Arzhannikov A. V.** Regimes of enhanced electromagnetic emission in beam-plasma interactions. *Phys. Plasmas*, 2015, vol. 22, p. 113109.
  13. **Arzhannikov A. V., Timofeev I. V.** Generation of powerful terahertz emission in a beam-driven strong plasma turbulence. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2012, vol. 54, p. 105004.
  14. **Arzhannikov A. V., Ginzburg N. S., Kalinin P. V., Peskov N. Yu., Sergeev A. S., Sinitsky S. L., Stepanov V. D., Thumm M., Zaslavsky V. Yu.** MM-wave generation in two-channel FEM on eigen modes of resonator at various detuning of undulator synchronism. In: Proceedings of 9<sup>th</sup> International Workshop "Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications". Nizhny Novgorod, 2014, p. 170–171.
  15. **Arzhannikov A. V., Ginzburg N. S., Kalinin P. V., Kuznetsov S. A., Peskov N., Malkin A. M., Sergeev A. S., Sinitsky S. L., Stepanov V. D., Thumm M. et al.** Using Two-Dimensional Distributed Feedback for Synchronization of Radiation from Two Parallel-Sheet Electron Beams in a Free-Electron Maser. *Phys. Rev. Lett.*, 2016, vol. 117, p. 114801.
  16. **Arzhannikov A. V., Ginzburg N. S., Kalinin P. V., Kuznetsov S. A., Peskov N. Yu., Rozental R. M., Sergeev A. S., Sinitsky S. L., Stepanov V. D., Thumm M., Zaslavsky V. Yu., Zotova I. V.** Intercavity scattering scheme for two-stage generation of submillimeter radiation on the base of planar 2D Bragg FEM. In: Proc. of the International Workshop "Strong Microwaves in Plasmas". Nizhny Novgorod, 2006, vol. 1, p. 228–232.
  17. **Arzhannikov A. V., Thumm M. K. A., Burdakov A. V., Burmasov V. S., Ginzburg N. S., Ivanov I. A., Kalinin P. V., Kasatov A. A., Kurkuchekov V. V., Kuznetsov S. A. et al.** Two Ways for High-Power Generation of Subterahertz Radiation by Usage of Strong Relativistic Electron Beams. *IEEE Trans. TerahertzSci. Technol.*, 2015, vol. 5, p. 478.
  18. **Ryutov D. D.** On the angular characteristics of an electron beam obtained in a foilless diode. Novosibirsk, 1983. (Preprint of Budker Institute of Nuclear Physics № 83-146). (in Russ.)
  19. **Sinitsky S. L.**, Generation and transportation of the microsecond ribbon REB with energy content up to 50 kJ. PhD thesis in physical sciences. Novosibirsk, 1992. (in Russ.)
  20. **Arzhannikov A. V., Sinitsky S. L.** Kiloampere electron beams for pumping oscillations in vacuum and plasma. Novosibirsk, 2016. (in Russ.)
  21. **Arzhannikov A. V., Koidan V. S., Loginov S. V.** Determination of the angular spread of a magnetized relativistic electron beam by its passage through a micro-holes. *Pribory i technica experimenta*, 1983, no. 4, p. 36–38. (in Russ.)
  22. **Arzhannikov A. V., Makarov M. A., Samtsov D. A., Sinitsky S. L., Stepanov V. D.** Measurements of the beam angular divergence at U-2 accelerator. In: AIP Conf. Proc., 2016, vol. 1771, p. 050006. DOI 10.1063/1.4964200
  23. **Arzhannikov A. V., Makarov M. A., Samtsov D. A., Sinitsky S. L., Stepanov V. D.** The method to find the angular distribution of relativistic magnetized electron beam from measurements of their absorption in a sequence of cylindrical collimators. *Siberian Journal of Physics*, 2017, vol. 12, no. 1, p. 26–41. (in Russ.)

24. **Arzhannikov A. V., Makarov M. A., Samtsov D. A., Sinitsky S. L., Stepanov V. D.** New detector and data processing procedure to measure velocity angular distribution function of magnetized relativistic electrons. *Nuclear Instr. and Methods in Physics Research*, 2019, A 942, p. 0168–9002.
25. **Preobrazhensky N. G., Pikalov V. V.** Unstable problems of plasma diagnostics. Novosibirsk, Nauka, 1982. (in Russ.)

*Материал поступил в редколлегию*  
*Received*  
*21.02.2020*

### Сведения об авторах / Information about the Authors

**Аржанников Андрей Васильевич**, доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник, Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (Новосибирск, Россия); профессор, физический факультет, Новосибирский государственный университет (Новосибирск, Россия)

**Andrey V. Arzhannikov**, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Professor, Chief Scientist, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation); Professor, Novosibirsk State University (Novosibirsk, Russian Federation)

arzhan1@ngs.ru

**Самцов Денис Алексеевич**, Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (Новосибирск, Россия)

**Denis A. Samtsov**, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

D.A.Samtsov@inp.nsk.su

**Синицкий Станислав Леонидович**, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (Новосибирск, Россия); доцент кафедры общей физики и кафедры физики плазмы, Новосибирский государственный университет (Новосибирск, Россия)

**Stanislav L. Sinitsky**, Candidate of Science (Physics and Mathematics), Senior Scientist, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation); Associate Professor, Novosibirsk State University (Novosibirsk, Russian Federation)

S.L.Sinitsky@inp.nsk.su

**Степанов Василий Дмитриевич**, Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (Новосибирск, Россия)

**Vasily D. Stepanov**, Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (Novosibirsk, Russian Federation)

fitenew@ngs.ru