

## Измерение пространственного разрешения на малом прототипе дрейфовой камеры детектора Супер чарм–тау фабрики

И. Ю. Басок<sup>1</sup>, А. В. Быков<sup>1</sup>, Б. Д. Куценко<sup>1,2</sup>, Д. А. Кыштым<sup>1,2,\*</sup>, В. Г. Присекин<sup>1</sup>, К. Ю. Тодышев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт ядерной физики имени Г.И.Будкера СО РАН  
Россия, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 11

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет. Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2  
(Поступила в редакцию 17.10.2022; подписана в печать 02.12.2022)

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера активно ведет разработку проекта Супер чарм–тау фабрики (СЧТФ), являющейся установкой класса мегасайенс, с помощью которой можно будет исследовать редкие распады с-кварка и тау-лептона. Основной частью детектора СЧТФ является дрейфовая камера, опираясь на которую осуществляется реконструкция траекторий заряженных частиц. Точность реконструкции траектории — пространственное разрешение — является одной из главных характеристик детектора. Данная работа посвящена экспериментальному измерению пространственного разрешения для малого прототипа дрейфовой камеры. Проволочная структура прототипа состоит из семи гексагональных ячеек, воспроизводящих ячейку первого слоя детектора. Калибровка установки осуществлялась при реконструкции траекторий космических частиц. В работе было получено разрешение  $(97 \pm 6)$  мкм, что демонстрирует возможность получения проектных параметров дрейфовой камеры на основе предлагаемой проволочной структуры.

Результаты данной работы были представлены на летней научной школе «Супер с–тау фабрика» в г. Сарове в 2022 г.

PACS: 29.40.Gx, 29.40.Cs, 29.40.Mc      УДК: 539.1.074.23

Ключевые слова: Супер чарм–тау фабрика, дрейфовая камера, пространственное разрешение, рабочий газ  $\text{He}/\text{C}_3\text{H}_8$ , сцинтилляционные счетчики, космические частицы, прототип, гексагональная ячейка, алгоритм реконструкции,  $R(t)$ .

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время ИЯФ СО РАН активно развивает проект «Супер чарм–тау фабрики» (СЧТФ). СЧТФ — это  $e^+e^-$  коллайдер, обладающий высокой проектной светимостью в районе  $10^{35} \text{ см}^{-2} \times \text{с}^{-1}$ , при помощи которого можно будет сканировать распады частиц в детекторе в диапазоне энергий от 2 до 5 ГэВ в системе центра масс в районе рождения чармониев и тау–лептона.

Детектор для СЧТФ должен обладать хорошими показателями по измерению координаты, импульса и энергии частиц для их идентификации в условиях высокой светимости. Одной из ключевых частей детектора является дрейфовая камера (ДК), представляющая собой трековый газовый детектор, способный измерять координаты и энергетические потери частиц, а также реконструировать их импульс в магнитном поле.

Одним из главных параметров ДК является импульсное разрешение, которое определяется пространственным разрешением камеры (точность восстановления траектории частицы). В экспериментах со схожими характеристиками ДК среднее пространственное разрешение составляет 110–130 мкм [1–4] и достигает 100 мкм [5]. В данном проекте ожидается разрешение лучше 100 мкм на основании моделирования и после оптимизации проволочной структуры камеры. Для

понимания реальной картины был взят малый прототип ДК, изначально предназначавшийся для исследования радиационного старения ячейки, на котором, после некоторых модификаций, было измерено пространственное разрешение на космических частицах.

### 1. ПРОЕКТ ДРЕЙФОВОЙ КАМЕРЫ

В данном проекте корпус ДК состоит из углепластика. Внутренняя обечайка находится на расстоянии 200.5 мм от центра, толщина стенки — 0.9 мм ( $X/X_0 = 0.46\%$ , где  $X$  и  $X_0$  — количество вещества материала и среднее количество вещества в ДК соответственно). Радиус внешней обечайки — 794.5 мм, толщина её стенки — 5 мм ( $X/X_0 = 2.1\%$ ). Длина проволочек составляет около 1800 мм, а полная длина камеры равна 2000 мм. На торцах камера закрыта плоскими пластинами, опирающимися на обе обечайки, с толщинами 13 мм ( $X/X_0 = 5.9\%$ ).

В качестве рабочего газа планируется использовать смесь  $\text{He}/\text{C}_3\text{H}_8$  (60/40), которая обладает наиболее оптимальными характеристиками для достижения проектных параметров.

Проволочная структура ДК состоит из гексагональных ячеек со средним радиусом 7 мм. Всего имеется 41 слой ячеек, разделенных на 10 суперслоев.

Гексагональная форма способствует формированию изотропного распределения поля, а для уменьшения деформации ячеек из-за цилиндрической геометрии детектора была проведена оптимизация проволочной структуры камеры. Данный проект ДК, в том числе

\* [D.A.Kyshtymov@inp.nsk.su](mailto:D.A.Kyshtymov@inp.nsk.su)

алгоритм оптимизации, подробно изложен в [6].

Для экспериментальной проверки параметров ДК разрабатывается большой прототип, состоящий из около 6 слоев и 150 ячеек. На данный момент был собран малый прототип ДК для исследования радиационного старения проволоочек.

## 2. МАЛЫЙ ПРОТОТИП

Малый прототип ДК представляет собой металлическую трубу диаметром 70 мм и длиной 300 мм, вдоль оси которой между торцевыми пластинами натянута проволоочка (рис. 1).

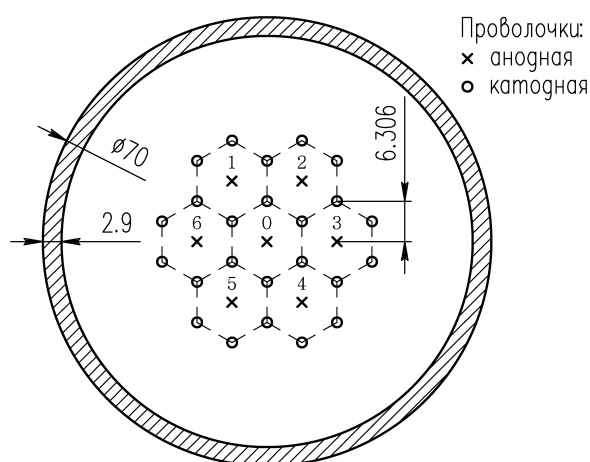


Рис. 1. Схема расположения ячеек в прототипе

Проволочки образуют симметричную структуру из семи гексагональных ячеек правильной формы и равного размера, при этом их радиус соответствует радиусу первого слоя из проекта ДК. На анодную проволоочку центральной ячейки подается напряжение 2000 В, а анодные проволоочки крайних ячеек находятся под напряжением 1890 В. Катодные проволоочки и корпус заземлены. В этих условиях коэффициент газового усиления в центральной ячейке составляет  $2 \cdot 10^4$ . Малый прототип является хорошим кандидатом для первичного измерения пространственного разрешения в камере, несмотря на малое число чувствительных проволоочек. Измерения пространственного разрешения проводились на космических частицах.

### 2.1. Схема постановки эксперимента

Для однозначной реконструкции траекторий частиц необходимо минимум три сигнала с анодных проволоочек, две с крайних проволоочек и одной с центральной (так как измеряется разрешение на центральной проволоочке). Проводились измерения промежутка времени между моментом прохождения частицы через установку и приходом ионизации на анодную проволоочку.

Чтобы зафиксировать момент прохождения частицы через установку, была разработана система запуска регистрации событий, которая состоит из двух сцинтилляционных счетчиков. Событие считалось зарегистрированным, если сигналы с обоих счетчиков перекрывались в схеме совпадения.

### 2.2. Система запуска сбора данных

Сцинтилляционный счетчик состоит из органических сцинтилляторов и ФЭУ-84 с делителем напряжения в одном корпусе. Сцинтилляторы представляют собой пластины толщнами 10 мм, покрытые защитными слоями тефлона, металлизированного лавсана и черной бумаги. Их рабочая длина составляет 300 мм, ширина верхнего сцинтиллятора равна 50 мм, а ширина нижнего увеличена до 100 мм для возможности регистрации частиц, пролетающих под большим углом (рис. 2).

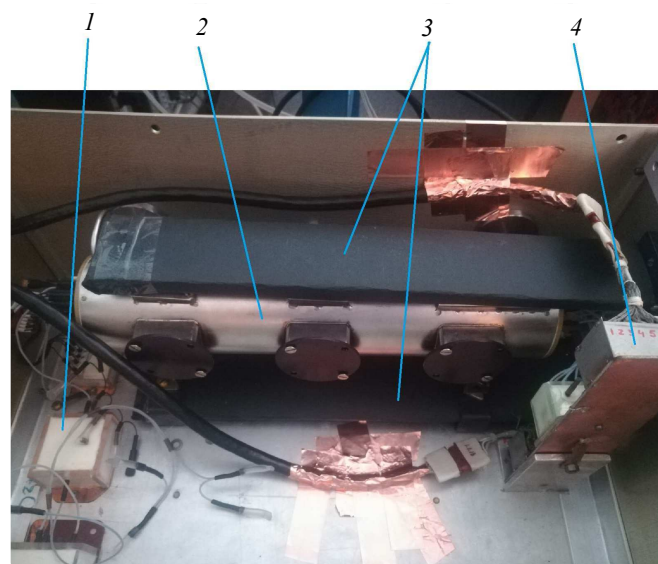


Рис. 2. Фотография прототипа. Цифрами обозначены: 1 — высоковольтный НЧ фильтр, 2 — малый прототип, 3 — сцинтилляторы, 4 — предусилители

Поиск рабочего напряжения на ФЭУ и проверка работоспособности системы осуществлялись с помощью дополнительного сцинтилляционного счетчика на событиях от космических частиц. Все три счетчика укладывались друг на друга, и определялось количество одновременных срабатываний крайних счетчиков и всех трех. Измерения проводились при различных напряжениях на среднем счетчике. В силу того, что площади всех сцинтилляторов разные, частота зарегистрированных событий пропорциональна площадям их пересечений.

Для каждой очередности расположения счетчиков были построены графики среднего числа совпадений в секунду из аппроксимации полученных распределений функцией Пуассона как функции напряжения на

центральной счетчике (рис. 3, под номером 1 подразумевается дополнительный сцинтиллятор площадью  $10 \times 10$  см<sup>2</sup>, под номером 2 — узкий с площадью  $5 \times 30$  см<sup>2</sup>, под номером 3 — широкий с площадью  $10 \times 30$  см<sup>2</sup>. Комбинация 1–2–3 означает, что смотрится совпадение всех трех сцинтилляторов, где 1 на самом верху, 2 посередине, 3 внизу, то же самое для 1–3 (1 сверху, 3 снизу)). На графике видно плато, отображающее рабочую область. Отношение числа событий равно отношению площадей пересечений счетчиков, что качественно совпадает с теоретическими значениями.

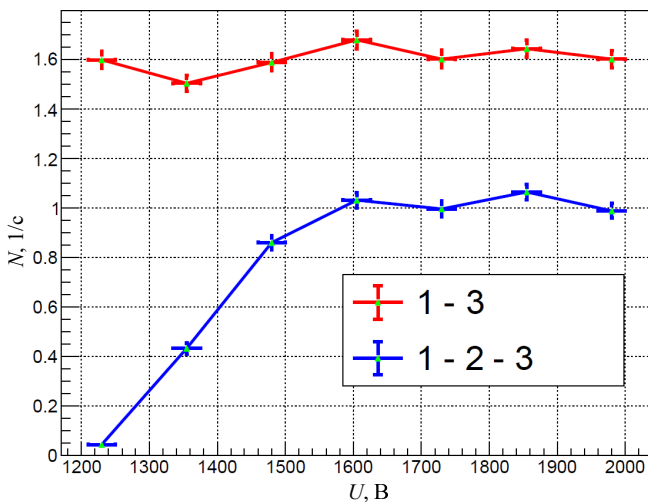


Рис. 3. Число совпадений в секунду для схемы 1–2–3 и 1–3

В результате данных измерений для ФЭУ системы запуска было выбрано рабочее напряжение равное 1650 В.

### 3. АЛГОРИТМ РЕКОНСТРУКЦИИ ТРАЕКТОРИИ ЧАСТИЦЫ

Траектория частицы в отсутствие магнитного поля представляет собой прямую. В данной работе для параметризации были выбраны параметр угла к горизонту  $\phi \in (0, 2\pi)$  и параметр трека  $a \in (0, \infty)$  — расстояние от трека до начала координат (рис. 4). Траектория описывается уравнением

$$x \sin(\phi) + y \cos(\phi) - a = 0.$$

Реконструкция трека проходила в несколько этапов. Сначала осуществлялась предобработка событий для уточнения первого приближения траектории. Первое приближение находилось с использованием моделирования времен дрейфа электронов в GARFIELD++ только вдоль вертикальной линии, была получена зависимость расстояния дрейфа электронов от времени  $R(t)$ , при помощи которой было найдено соответствие каждому времени  $t_i$  (измеренному времени дрейфа электрона в  $i$  проволочке) расстояния до анодной

проволочки  $r_i$ . Затем, для учета гексагональной формы изохран на краю ячеек, была найдена для каждой ячейки зависимость  $R(t)$  от азимутального угла (рис. 5 и 6). С помощью метода касательных при восстановлении траектории по минимум трем сигналам с проволочек вычислялся угол вхождения частицы в каждую из ячеек, после чего из зависимости  $R(t, \alpha)$  уточнялось новое значение  $r_i$ . Пространственное разрешение в первом приближении в ячейках было найдено численным подсчетом в пакете моделирования GARFIELD++. После этапа предобработки начинался итерационный процесс нахождения трека, который состоял в поиске траектории методом касательных и последующем численном переборе параметров трека для улучшения точности реконструкции.

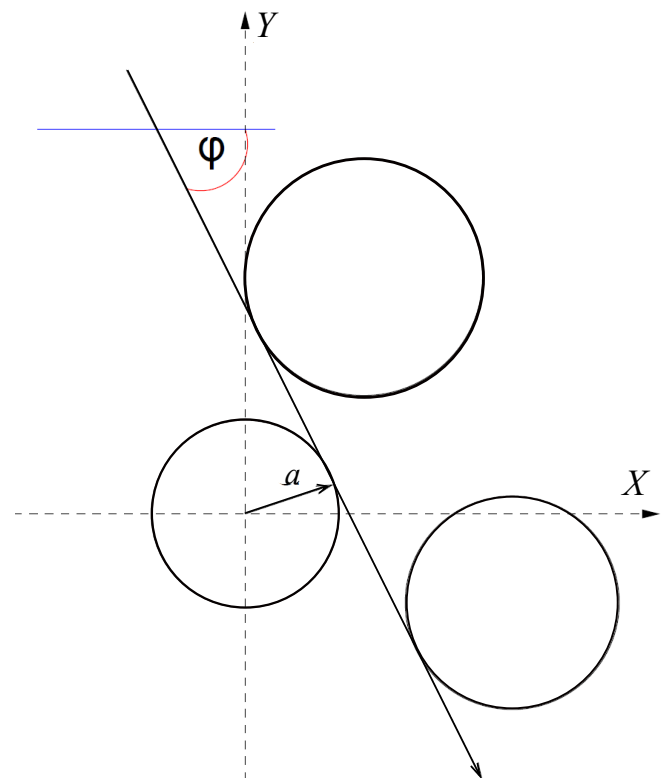


Рис. 4. Иллюстрация параметризации траектории частицы с круговыми изохронами от анодных проволочек. В работе начало координат совпадает с положением центральной анодной проволочки

#### 3.1. Поиск траектории частицы методом перебора касательных

Для каждого сигнала с проволочки находилась круговая изохрана радиуса  $r_i$ . Далее инициировался поиск параметров трека частицы как касательной прямой к круговым изохранам. Перебирались все возможные варианты касательных между всеми парами изохран —

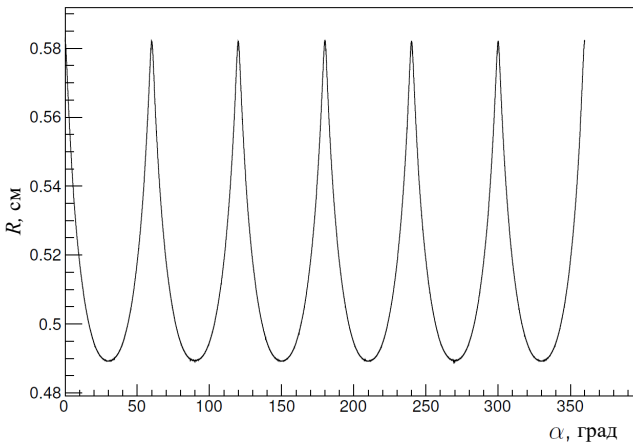


Рис. 5. Зависимость  $R(t, \alpha)$  из GARFIELD++ в центральной ячейке (угол отсчитывается от вертикали)

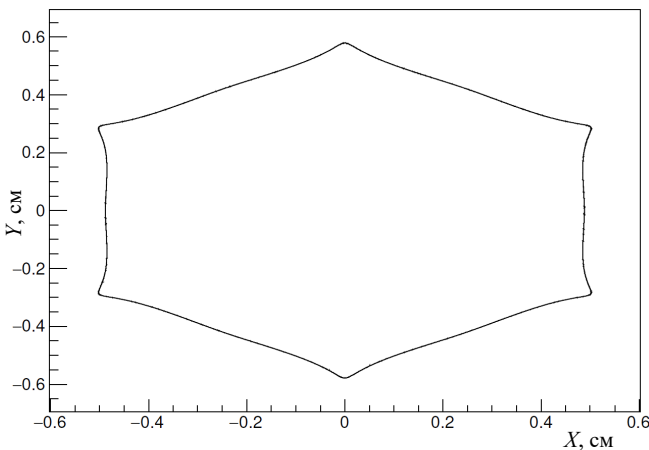


Рис. 6. Зависимость  $R(t, \alpha)$  из GARFIELD++ в центральной ячейке в двумерной проекции (угол отсчитывается от вертикали)

4 варианта для каждой пары (рис. 7):

$$\phi = -\operatorname{arctg} \frac{y_1 - y_2}{x_1 - x_2} + \operatorname{arcsin} \frac{\pm r_2 \mp r_1}{\sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2}}, \quad (1)$$

$$a = x_1 \sin(\phi) + y_1 \cos(\phi) + r_1 = x_2 \sin(\phi) + y_2 \cos(\phi) + r_2, \quad (2)$$

где  $x_i, y_i, r_i$  — координаты проволочек и радиус изохроны.

Критерием наилучшего трека являлась максимизация функции  $Q$ :

$$Q = \sum_i \exp\left(-\frac{(r_i - R_i)^2}{2\sigma_i^2}\right), \quad (3)$$

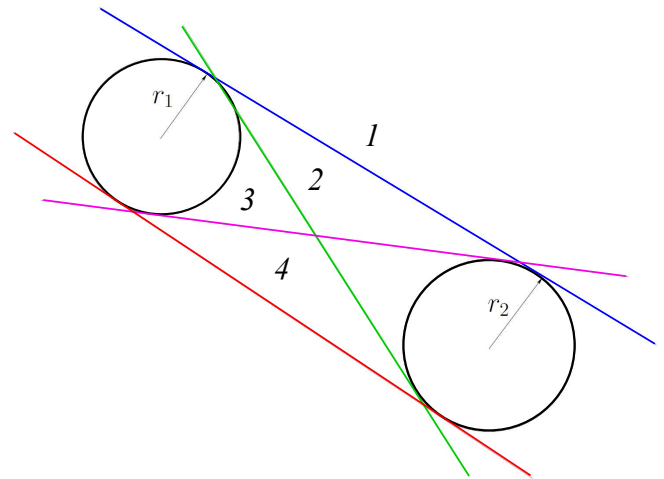


Рис. 7. Иллюстрация четырех вариантов касательных к двум окружностям

где  $r_i$  — экспериментальное расстояние до проволочки,  $R_i = |x_i \sin(\phi) + y_i \cos(\phi) - a|$  — расстояние от реконструированного трека до проволочки ( $x_i, y_i$  — координаты проволочки),  $\sigma_i$  — пространственное разрешение в текущей точке  $r_i$ . Суммирование проводилось по всем изохронам в событии. Системой запуска накладывалось дополнительное требование на прохождение траектории через места расположения сцинтилляторов.

### 3.2. Уточнение параметров траектории численным перебором

Так как трек частицы не всегда является касательной прямой к изохронам, то для повышения точности реконструкции после метода касательных следовал численный перебор параметров трека методом минимизации функции  $\chi^2$ :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(r_i - R_i)^2}{2\sigma_i^2}. \quad (4)$$

Минимизация осуществлялась в районе  $\pm 50$  мкм от оценки из метода касательных для параметра  $a$  и от 0 до  $2\pi$  для параметра  $\phi$ . Как и в методе касательных требовалось, чтобы трек проходил через оба сцинтиллятора системы запуска. В дальнейшем качество каждого трека характеризовалось величиной  $\chi^2$ .

### 3.3. Вычисление зависимости $R(t)$

Несмотря на изотропность дрейфа электронов около анодной проволочки, на краю дрейф анизотропен. Для учета разной зависимости расстояния дрейфа ионизации от времени дрейфа,  $R(t)$ , каждая ячейка была разделена на 12 угловых областей, в каждой из

которых присутствовала своя зависимость расстояния дрейфа от времени. Для увеличения количества событий в каждом из 12 направлений угловые области были объединены с учетом вертикальной и горизонтальной симметрии для центральной ячейки. Угловые области в краевых ячейках под номерами 1, 2, 4, 5 объединялись с учетом поворотов относительно центра координат, аналогично для ячеек 3 и 6 (см. рис. 1).

Максимальное время дрейфа в смеси He/C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> (60/40) в ячейках составляет 180 нс. Для нахождения зависимости  $R(t)$  весь временной промежуток был разделен на 50 отрезков, в которых строилась гистограмма  $r_i$ . Значение  $R(t)$  равно среднему значению в наиболее вероятном бине гистограммы  $r_i$ , а разрешение — это параметр  $\sigma$  из аппроксимации распределения функцией Гаусса.

Зависимость для центральной ячейки на рис. 5 была параметризована кусочно-заданной функцией  $R(t, \alpha)$  для уточнения  $r_i$  в центральной ячейке в конце итерации, во всех остальных ячейках для уточнения использовалась зависимость  $R(t)$ , описанная выше, для каждого углового направления.

Только после первой итерации зависимость разрешения от расстояния до проволочки аппроксимировалась функцией  $h(r)$ :

$$h(r) = \sqrt{\left(\frac{p_0}{r + p_1}\right)^{p_2} + (p_3\sqrt{r})^2 + (p_4e^{p_5 r})^2 + p_6^2}. \quad (5)$$

Данная функция учитывает кластерный эффект (первое слагаемое), диффузионную компоненту (второе), краевые эффекты и постоянную составляющую в разрешении, а значения  $p_0$ – $p_6$  являются параметрами аппроксимации функции. Подобную параметризацию разрешения использовали в [7]. Далее, используя эту функцию, в этой и последующих итерациях уточнялось  $\sigma_i$  для каждого измерения.

#### 4. ИЗМЕРЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ НА МАЛОМ ПРОТОТИПЕ ДК

Эксперимент выполнен по схеме считывания с общим стартом. Использовались два время-цифровых преобразователя (ВЦП) с точностью дискретизации 3 нс и 0.6 нс, шесть линий задержек на 500 нс и одна линия задержки, изготовленная из 12-метрового кабеля (создавал задержку около 20 нс). Сигнал «старт» (сигнал со сцинтилляционных счетчиков) проходил через схему совпадений, затем через формирователь импульсов, разветвлялся и направлялся на вход «старт» каждого из используемых каналов ВЦП. Сигналами «стоп» на ВЦП служили сигналы с анодных проволок, задержанных линиями задержек.

Было проведено два эксперимента на смеси He/C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> (60/40). В первом эксперименте набрано  $5.3 \cdot 10^4$  событий, во втором —  $1.7 \cdot 10^4$ . Во втором эксперименте все линии задержки были заменены на

кабели длиной 22 м, которые создавали задержку сигнала 53 нс. Далее приводятся результаты первого эксперимента. Критериями отбора событий являлись: не менее трех сигналов с проволок и  $\chi^2 < 3$ .

Поиск нулевого времени прихода сигнала на проволочку, значение  $T_0$ , для каждого канала ВЦП осуществлялся при помощи аппроксимации левого фронта соответствующего временного спектра функцией, представляющей собой постоянное значение слева от  $T_0$  и линейную функцию после него. Аналогичный метод поиска  $T_0$  применялся в эксперименте MEG II [8].

На спектрах отчетливо видно присутствие шумовых сигналов, но в процессе реконструкции такие события отфильтровывались критерием на величину  $\chi^2$  (рис. 8).

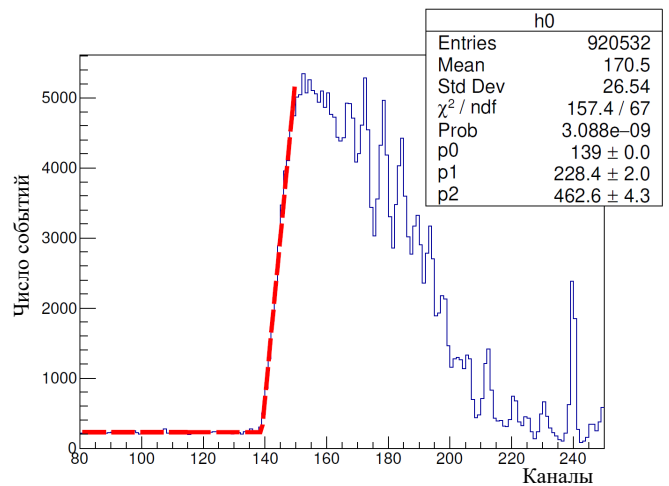


Рис. 8. Временной спектр дрейфа электронов для центральной ячейки в единицах каналов ВЦП (штриховой линией показана аппроксимация)

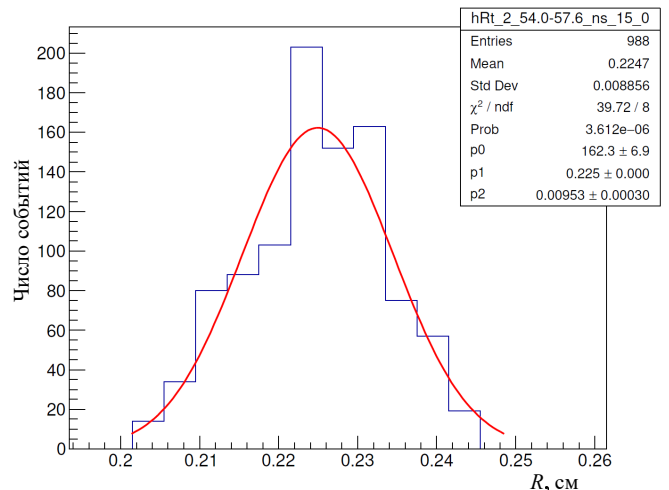


Рис. 9. Типичная гистограмма  $r_i$  для десятой итерации при отсечении далеко лежащих событий

В спектрах  $r_i$  присутствует некоторое число событий, лежащих далеко от центров распределений, ко-



торое искажает качество аппроксимации и является «подложкой», связанной с шумами или плохой реконструкцией событий. Для улучшения точности реконструкции, следуя примеру CLEO-III [1] и разделив события на узкое распределение (только центральная часть) и широкое (полное распределение), было решено отбраковывать события, проходящие дальше  $2.5\sigma$  от наиболее вероятного бина, что улучшило результаты эксперимента (с итерациями ширины распределений не увеличивались, рис. 9).

При моделировании эксперимента было замечено, что подобная схема отбора событий вызывает систематический сдвиг в параметре  $a$ , который исправлялся искусственным сдвигом на 10 мкм. На рис. 10 и 11 показаны разности смоделированных и реконструированных параметров трека  $\delta a$  и  $\delta\phi$  в моделировании самого эксперимента, при этом параметр  $a$  искусственно сдвинут. Времена  $t_i$  выбирались из равномерного распределения в границах  $[t_i - \Delta; t_i + \Delta]$ , где  $2\Delta$  равно либо 3 нс, либо 0.6 нс в зависимости от использованного ВЦП. Расстояния  $r_i$  были распределены по закону Гаусса со стандартным отклонением, равным диффузионной компоненте пространственного разрешения, полученной численным вычислением в GARFIELD++.

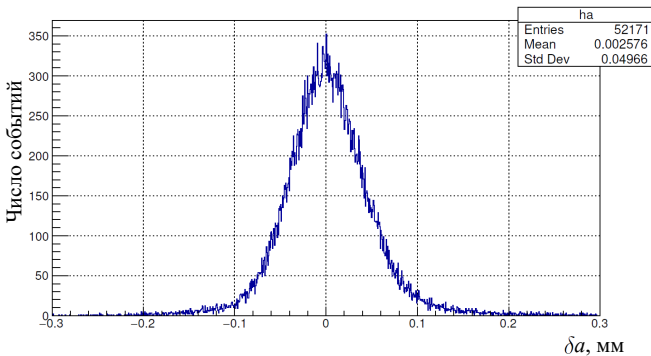


Рис. 10. Неопределенность параметра трека  $\delta a$  из моделирования эксперимента

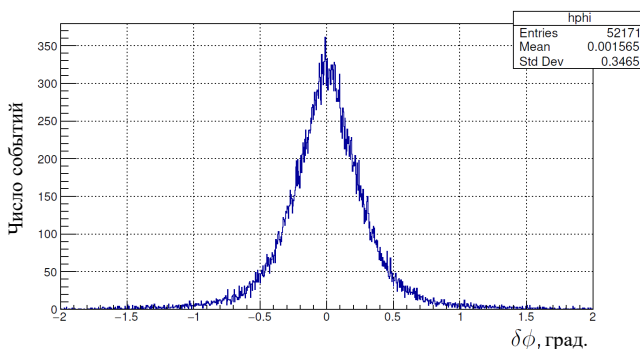


Рис. 11. Неопределенность параметра трека  $\delta\phi$  из моделирования эксперимента

Итерационным методом были найдены зависимости  $R(t)$  для десяти итераций (рис. 12). Разность  $R(t)$  в двух последовательных итерациях стремится к нулю, и к десятой итерации средняя амплитуда разности находится на уровне 3 мкм, а среднеквадратичная амплитуда разности — 6 мкм.

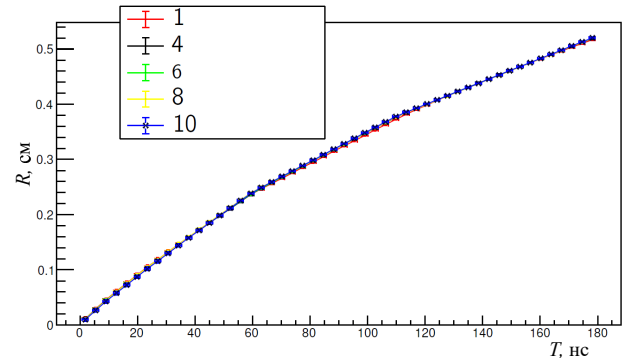


Рис. 12. Зависимость  $R(t)$  для центральной ячейки, разные номера соответствуют разным итерациям

Пространственное разрешение в центральной ячейке находилось тремя способами. В первом способе зависимость разрешения усреднялась по шести временным точкам и по четырем угловым направлениям (под углами  $\pm 45^\circ$  и  $\pm 135^\circ$  градусов от вертикали). Второй способ аналогичен предыдущему, но усреднялись направления под углами  $\pm 90^\circ$ . В третьем способе усреднение осуществлялось по шести временным точкам и по всем угловым секторам для центральной ячейки, и для этого от каждого  $r_i$  отнималось  $R(t)$  в текущем временном отрезке для каждой из шести точек. Итоговое распределение аппроксимировалось функцией Гаусса.

На рис. 13 показаны зависимости для первого эксперимента (синие точки), второго (красные) и моделирования эксперимента (черные), полученные третьим способом. Для получения итогового значения, результаты обоих экспериментов усреднялись и аппроксимировались функцией (5) (рис. 14, 15).

Так как в моделировании не учтены шумы электроники, флуктуации температуры и давления, которые вносят вклад в постоянную составляющую разрешения, то путем разности результатов эксперимента и моделирования постоянная составляющая была вычислена и равна 60 мкм, усредненная по трем способам получения разрешения.

Вклады в разрешение от нестабильности давления и температуры оценивались с помощью GARFIELD++ и равны соответственно  $\sigma_P = 3$  мкм и  $\sigma_T = 3$  мкм. Механические неточности расположения проволочек относительно проектных координат были оценены величиной  $\sigma_M = 32$  мкм для одного торца прототипа. Остальные вклады  $\sigma_E$  измерены не были, но из экспериментальных результатов они были вычислены как:  $\sigma_E = \sqrt{(\sigma_0)^2 - (\sigma_P)^2 - 2(\sigma_M)^2 - (\sigma_T)^2} = 39$  мкм, где  $\sigma_0$  — постоянная составляющая в эксперименте.

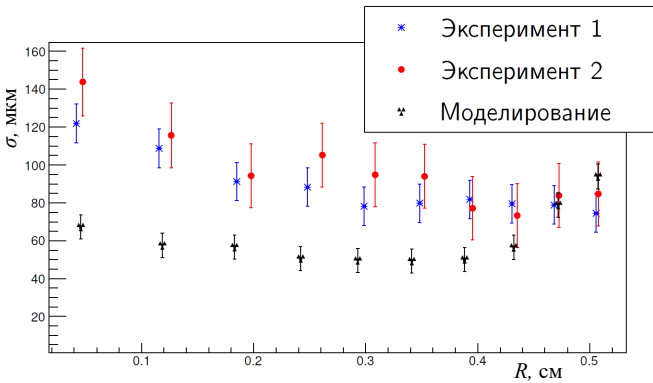


Рис. 13. Сравнение пространственных разрешений двух экспериментов и моделирования

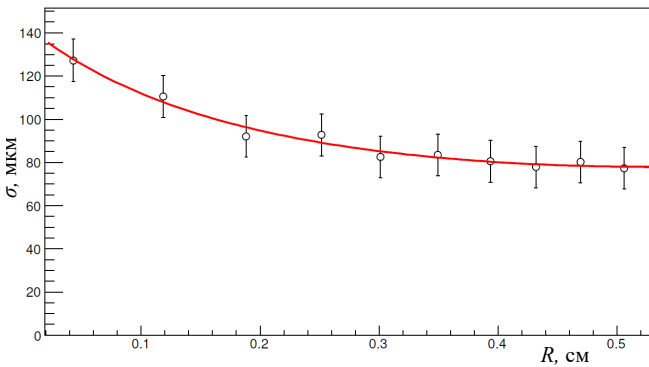


Рис. 14. Итоговое пространственное разрешение с аппроксимацией пробной функции

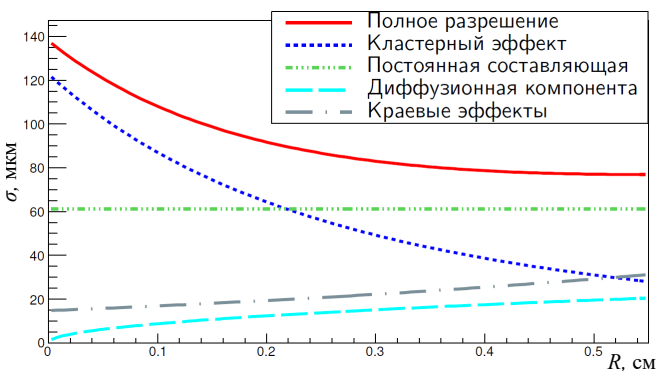


Рис. 15. Оценки вкладов каждой компоненты в разрешение

Поскольку эксперименты не являлись абсолютно независимыми (во втором эксперименте в качестве первого приближения были взяты результаты перво-

го) ошибки итоговой зависимости равны взвешенной ошибке из двух экспериментов и оценкой систематических вкладов, связанных с корреляцией результатов.

Для нахождения суммарной ошибки при вычислении среднего по ячейке разрешения использовалась формула:

$$\delta\sigma_{\Sigma} = \sqrt{\left(\frac{\sum_{i=1}^N a_i}{N}\right)^2 + \Delta^2}, \quad (6)$$

где  $a_i = 1/(1/(\delta\sigma_1)_i^2 + 1/(\delta\sigma_2)_i^2)$  — средневзвешенная ошибка двух экспериментов ( $(\delta\sigma_1)_i$  и  $(\delta\sigma_2)_i$  — ошибки вычисления разрешений в первом и во втором экспериментах в  $i$  точке), а  $\Delta = (\sum_{i=1}^N b_i)/(2N)$  — оценка систематической погрешности из-за корреляции результатов ( $b_i$  — разность значений  $(\sigma_1)_i$  и  $(\sigma_2)_i$  в  $i$  точке в двух экспериментах,  $N$  — полное число точек).

Итоговое среднее по ячейке и по трем способам расчета разрешение составило  $(97 \pm 6)$  мкм.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе было проведено измерение пространственного разрешения для малого прототипа ДК СЧТФ. Для этой цели был разработан алгоритм реконструкции траекторий заряженных частиц в условиях малого числа измеряющих проволочек и гексагональной формы ячеек. В алгоритме учтены особенности гексагональной симметрии изохрон на краю ячеек и использован итерационный подход в определении зависимости  $R(t)$ .

В результате работы на малом прототипе со смесью  $\text{He}/\text{C}_3\text{H}_8$  (60/40) было получено среднее по ячейке пространственное разрешение  $(97 \pm 6)$  мкм, что соответствует первоначальным ожиданиям.

На основе полученных результатов можно сделать вывод о достижимости пространственного разрешения лучше 100 мкм для ДК СЧТФ с гексагональной ячейкой малого размера.

### Благодарности

Авторы выражают благодарность организаторам летней научной школы «Супер с-тау фабрика», давшим возможность предоставить результаты данной работы с их последующей публикацией. Работа выполнена при частичном финансировании Национального центра физики и математики г. Сарова.

[1] Peterson D., Berkelman K., Briere R. et al. // Nucl. Inst. Meth. A. 2002. **478**. P. 142.

[2] Bajic A., Sciolla G., Bard R. et al. // Nucl. Inst. Meth. A. 1998. **419**, N 2–3. P. 310.

- [3] *Ablikim M., An Z. H., Bai J. Z. et al. // Nucl. Inst. and Meth. A. 2010. 614, N 3. P. 345.*
- [4] *Uno S. // Nucl. Inst. Meth. A. 1996. 379, N 3. P. 421.*
- [5] *Abe T., Adachi I., Adamczyk K. et al. // Belle II Technical Design Report. KEK Report 2010-1. 2010.*
- [6] *Basok I. Yu., Bedareva, T. V., Blinov V. E. et al. // Nucl. Inst. Meth. A. 2021. 1009. 165490.*
- [7] *Dong T. V., Uno S., Uchida M. et al. // Nucl. Inst. Meth. A. 2019. 930. P. 132.*
- [8] *Magistrale L., Fratangelo A., Cavoto G. et al. // Calibration of the MEGII drift chamber. 2018.*

---

## The spatial resolution measurements of the Super charm-tau factory drift chamber small prototype

I. Yu. Basok<sup>1</sup>, A. V. Bykov<sup>1</sup>, B. D. Kutsenko<sup>1,2</sup>, D. A. Kyshtymov<sup>1,2,a</sup>, V. G. Prisekin<sup>1</sup> and K. Yu. Todyshev<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Budker Institute of Nuclear Physics. Novosibirsk, 630090, Russia*

<sup>2</sup>*Novosibirsk State University. Novosibirsk, 630090, Russia*

*E-mail: <sup>a</sup>D.A.Kyshtymov@inp.nsk.su*

The Budker Institute of Nuclear Physics is actively developing the Super charm-tau factory (SCTF) project, which is a mega-science class installation, that will be used to study rare c-quark and tau-lepton decays. The main part of a SCTF detector is a drift chamber, based on which the track reconstruction of charged particles is carried out. Accuracy of the trajectory reconstruction, i.e. a spatial resolution, is one of the main characteristics of the detector. This work is devoted to the experimental measurement of the spatial resolution on a drift chamber small prototype. The wire structure of the prototype consists of seven hexagonal cells that reproduce the cell of the first detector layer. The setup was calibrated during cosmic particles track reconstructions. In the work, the resolution of  $(97 \pm 6) \mu\text{m}$  was obtained, and this demonstrates the possibility of obtaining the design parameters of the drift chamber based on the proposed wire structure. The results of this study were presented at the «Super c-tau factory» summer scientific school in Sarov in 2022.

PACS: 29.40.Gx, 29.40.Cs, 29.40.Mc.

*Keywords:* Super charm-tau factory, drift chamber, spatial resolution, operating gas  $He/C_3H_8$ , scintillation counters, cosmic particles, prototype, hexagonal cells, reconstruction algorithm,  $R(t)$ .

*Received 17 October 2022.*

### Сведения об авторах

1. Басок Иван Юрьевич — науч. сотрудник; тел.: (383) 329-48-37, e-mail: I.Yu.Basok@inp.nsk.su.
2. Быков Андрей Вячеславович — вед. инженер; тел.: (383) 329-45-31, e-mail: A.V.Bykov@inp.nsk.su.
3. Куценко Богдан Дмитриевич — ст. лаборант; e-mail: b.kutsenko@g.nsu.ru.
4. Кыштымов Дмитрий Андреевич — ст. лаборант; тел.: (383) 329-41-78, e-mail: D.A.Kyshtymov@inp.nsk.su.
5. Присекин Вячеслав Геннадьевич — научный сотрудник; тел.: (383) 329-41-78, e-mail: V.G.Prisekin@inp.nsk.su.
6. Тодышев Корнелий Юрьевич — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; тел.: (383) 329-43-07, e-mail: C.Yu.Todyshev@inp.nsk.su.