

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ  
ТЕХНИКА

УДК 53.083

ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ И УГОЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ  
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ БЫСТРОЙ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРОЙ  
БЕЗ СЕТКИ ФРИША

©2026 г. В. А. Хрячков<sup>a</sup>, В. В. Кетлеров<sup>a</sup>, Т. А. Хромылев<sup>a,\*</sup>

<sup>a</sup>*Физико-энергетический институт имени А.И. Лейпунского  
Россия, 249033, Обнинск, Калужской обл., пл. Бондаренко, 1*

\*e-mail: hva@ippe.ru

Поступила в редакцию 09.09.2025 г.

После доработки 09.10.2025 г.

Принята к публикации 17.11.2025 г.

Описан метод, позволяющий реализовать быструю спектрометрию частиц в плоскопараллельной ионизационной камере без сетки Фриша. Метод заключается в преобразовании катодного сигнала камеры в цифровой вид и сохранении его в памяти компьютера. Последующий анализ формы цифрового сигнала, снимаемого с катода камеры, позволяет определить и энергию, потерянную частицей в рабочем газе камеры, и угол вылета частицы относительно нормали к электродам камеры. Данный метод может оказаться полезным при использовании ионизационных камер экстремально маленьких или, напротив, больших размеров, для которых изготовление качественной сетки Фриша проблематично.

**Ключевые слова:** ионизационная камера, оцифровщик сигналов, цифровая обработка сигналов, спектрометрия частиц, угол вылета частицы.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Плоская ионизационная камера без сетки была одним из первых и наиболее удачных детекторов заряженных частиц. К ее несомненным достоинствам можно отнести высокую эффективность регистрации, простоту и гибкость конструкции, отсутствие радиационных повреждений. Схема, иллюстрирующая конструкцию плоскопараллельной камеры и геометрию трека частицы, вылетающей с катода и затормозившейся до анода, показана на рис. 1.

**Рис. 1.** Схема, иллюстрирующая конструкцию плоскопараллельной камеры и геометрию трека частицы, возникшей на катоде и затормозившейся до анода

Заряды, наводимые на анод и катод такой камеры, идентичны по форме и амплитуде и различаются только знаком. Рассмотрим случай, когда давление рабочего газа в камере достаточно для того, чтобы полностью остановить заряженную частицу заданной энергии, стартовавшую с катода, до того, как она достигнет анода (пробег частицы  $R$  меньше, чем расстояние  $D$  между катодом и анодом камеры). Однозначность связи между амплитудой наведенного, например, на катод зарядового сигнала и энергией, оставленной частицей в рабочем газе, обеспечивается только в случае полного сортирования возникших в рабочем газе электронов и положительных ионов на электродах камеры. В этом случае амплитуда, например катодного сигнала, составит [1]

$$Q_c = n_0 e, \quad (1)$$

где  $Q_c$  – амплитуда катодного сигнала,  $n_0$  – полное число образовавшихся электрон-ионных пар,  $e$  – заряд электрона.

Описанный способ работает только в том случае, если мы собираем не только относительно быстро дрейфующие электроны, но и положительные ионы, скорость дрейфа которых приблизительно в 1000 раз меньше, чем скорость дрейфа электронов. Это обстоятельство обуславливает основной недостаток спектрометрической камеры без сетки – большое время сортирования зарядов и, следовательно, невозможность работы в условиях больших загрузок. Кроме того, большое миллисекундное время сортирования приводит к значительным эффектам, связанным с рекомбинацией зарядов, прилипанием их к электроотрицательным примесям и диффузии их за пределы чувствительного объема камеры. Существенным фактором, ограничивающим энергетическое разрешение, становится баллистический дефект. Попытка отказаться от сбора медленных положительных зарядов и ограничиться только быстрым сбором электронов приводит к тому, что амплитуда катодного импульса, сформированная за счет дрейфа электронов, будет зависеть не только от энергии регистрируемой частицы, но и от угла вылета частицы из мишени [2]:

$$Q_c = n_0 e \left( 1 - \frac{\bar{X}}{D} \cos \theta \right), \quad (2)$$

где  $D$  – расстояние между анодом и катодом,  $\theta$  – угол вылета частицы относительно нормали к электродам,  $\bar{X}$  – положение центра тяжести ионизации вдоль трека:

$$\bar{X} = \frac{1}{n_0} \int_0^R x \rho(x) dx, \quad (3)$$

где  $R$  – пробег частицы,  $\rho(x)$  – зависимость плотности ионизации вдоль трека. Заметим, что  $\bar{X}$  зависит от типа регистрируемых частиц, энергии частиц, состава и давления рабочего газа, однако для фиксированных экспериментальных условий (типа камеры, газа и рабочего давления)  $\bar{X}$  зависит только от типа частицы и ее энергии.

Введение в состав конструкции ионизационной камеры третьего электрода – сетки Фриша – кардинально изменило возможности ионизационной камеры. В камере с сеткой Фриша, работающей в режиме сабирания только электронов, амплитуда анодного сигнала зависит только от числа  $n_0$  электронов, возникших в результате торможения регистрируемой частицы в рабочем газе. Амплитуда катодного сигнала в камере с сеткой Фриша ничем не отличается от амплитуды в случае камеры без сетки, эта амплитуда может быть выражена при помощи формулы (2). Совместный анализ амплитуд анодного и катодного сигналов позволяет определить энергию частицы и угол ее вылета [2, 3]. Сегодня ионизационная камера с сеткой – прекрасный высокоэффективный детектор, способный давать детальную информацию об энергии и угле вылета регистрируемой частицы [2, 3].

Комбинация ионизационной камеры с сеткой и оцифровщика формы импульса явилась дальнейшим развитием возможностей этого детектора. Оказалось, что вся необходимая информация о регистрируемой частице (энергия, угол, тип частицы, заряд, удельные ионизационные потери) содержится в форме и амплитуде анодного и катодного импульсов, и она может быть извлечена методами цифровой обработки сигналов [4].

Однако на практике использование сетки Фриша не всегда возможно. Существует целый класс задач, где использование импульсных ионизационных камер желательно, но технические сложности по созданию эффективной сетки являются труднопреодолимыми. Например, изучение свойств продуктов спонтанного деления  $^{238}\text{U}$  требует создания спектрометрических слоев большой площади, чтобы иметь в камере как можно большее количество делящегося вещества. Ионизационная камера идеально подходит для решения этой задачи с точки зрения эффективности, простоты конструкции, возможности работать достаточно долго без изменения свойств детектора, однако изготовление сетки очень большой площади, не провисающей под своей тяжестью и не реагирующей на акустические вибрации и электрические силы, возникающие при подаче на электроды высокого напряжения, — чрезвычайно сложная задача.

Другим крайним случаем является ионизационная камера миниатюрных размеров, заполненная газом под большим давлением или жидкой рабочей средой, используемая для регистрации короткопробежных заряженных частиц, например осколков деления. Потребность в таких детекторах возникает при наличии жестких геометрических ограничений в эксперименте или при необходимости сохранять мишень при низких температурах [5, 6]. В такой ионизационной камере (с межэлектродным расстоянием порядка 1 мм и менее) изготовить и разместить в межэлектродном промежутке эффективную сетку практически невозможно, поскольку диаметр нитей сетки и шаг между ними должны быть кратно меньше, чем толщина камеры.

Решение задачи по созданию быстрой камеры без сетки, сохранившей способность давать информацию об энергии и угле вылета регистрируемой частицы, является актуальной задачей. Данная работа направлена на разработку метода, использующего ионизационную камеру без сетки Фриша и оцифровщик формы импульсов, который позволил бы получать информацию об энергии регистрируемой частицы и угле ее вылета.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

В настоящей работе использовалась ионизационная камера с сеткой Фриша, описанная в работах [4, 7]. Камера представляет собой сборку из шести электродов: катода, анода, сетки Фриша и трех охранных электродов (рис. 2).

**Рис. 2.** Схема ионизационной камеры с сеткой Фриша

Аноды ионизационной камеры выполнены из нержавеющей стали и представляют собой диски толщиной 1 мм и диаметром 120 мм.

Сетка Фриша представляет собой систему из параллельно натянутых проволочек, припаянных к поддерживающему кольцу (толщиной 2 мм, внешним диаметром 120 мм, внутренним диаметром 90 мм). Сетка выполнена с шагом 0.3 мм из проволоки диаметром 30 мкм из позолоченного вольфрама. При расстоянии между сеткой и анодом 2 мм данная сетка имеет расчетную неэффективность около 0.026 [8, 9]. Расстояние между катодом и сеткой было выбрано равным 40 мм.

Между катодом и сеткой Фриша на расстоянии 1 см друг от друга расположены охранные электроды, представляющие собой кольца из нержавеющей стали (толщиной 0.8 мм, внешним диаметром 120 мм, внутренним диаметром 90 мм), на которые подается напряжение пропорционально расстоянию от данного электрода до анода. Наличие охранных электродов позволяет уменьшить неоднородность электрического поля между катодом и сеткой и значительно ослабить краевые эффекты.

Корпус камеры выполнен из нержавеющей стали, он имеет диаметр 200 мм и толщину стенок 1 мм. Камера после откачки воздуха наполнялась рабочим газом (90%Ar+10%CH<sub>4</sub>). К катоду прикладывалось высокое напряжение (до -5 кВ). Конструкция камеры позволяла снимать сигналы как с анода, так и с катода.

На катоде камеры располагался тонкий спектрометрический слой <sup>252</sup>Cf, который являлся источником  $\alpha$ -частиц (осколки спонтанного деления в расчет не брались). На рис. 3 приведена блок-схема эксперимента. Анодные и катодные сигналы после прохождения зарядочувствительных предусилителей (CAEN A422A) и быстрых усилителей (Ortec 579) преобразовывались в цифровой вид оцифровщиком (LeCroy 2262). Частота дискретизации составляла 80 МГц. Разрядность оцифровщика составляла 10 бит. Катодные сигналы после

усиления и прохождения дискриминатора со следящим порогом (Ortec 584) задерживались на время около 4 мкс и использовались как стоп-сигналы для оцифровщика. Давление рабочего газа (2.6 атм абсолютных) было подобрано так, чтобы отношение пробега  $\alpha$ -частиц к расстоянию между катодом и сеткой Фриша (параметр  $R/D$ ) не превышало значения 0.5–0.6.

**Рис. 3.** Блок-схема спектрометра для проверки возможности получения информации об углах вылета и энергиях частиц в камере без сетки

Для получения необходимых данных с описанной ранее камерой, на катоде которой был расположен источник  $\alpha$ -частиц ( $^{252}\text{Cf}$ ), с конфигурацией электроники, показанной на рис. 3, был выполнен эксперимент, в результате которого на жестком диске компьютера записывались в цифровом виде анодный и катодный сигналы для каждого зарегистрированного события. Всего было набрано около 50 тысяч событий.

Как уже отмечалось ранее, катодный сигнал в камере с сеткой Фриша не отличается от сигнала в камере без нее ни по амплитуде, ни по форме. Это обстоятельство позволило нам независимо обрабатывать записанные цифровые сигналы с анода и катода камеры разными способами и сравнивать между собой получаемые результаты.

На стадии обработки полученных цифровых сигналов имелась возможность использовать разработанные ранее алгоритмы, основанные на совместном анализе анодного и катодного сигналов [4, 7], или обрабатывать только катодные сигналы, не привлекая информацию из анодных сигналов. При использовании классического метода, включающего анализ анодного и катодного сигналов [4, 7], амплитуда анодного сигнала определялась методом цифровой фильтрации, описанным в работе [10]. Полученные при этом энергетические и угловые распределения  $\alpha$ -частиц показаны сплошными линиями на рис. 4, 5 соответственно.

**Рис. 4.** Спектры  $\alpha$ -частиц спонтанного распада  $^{252}\text{Cf}$ , полученные из анализа анодного (1) и катодного (2) сигналов

**Рис. 5.** Угловое распределение  $\alpha$ -частиц, полученные с использованием сетки Фриша (сплошная линия) и без нее (точки с линией)

На следующем этапе работы из накопленного массива цифровых анодных и катодных сигналов обработке подвергались только катодные сигналы. Информация, содержащаяся в анодных сигналах, игнорировалась.

На рис. 6а показаны типичные цифровые зарядовые катодные сигналы от  $\alpha$ -частиц с углами вылета примерно  $0^\circ$  и примерно  $90^\circ$  относительно нормали к катоду.

**Рис. 6. а –** Катодные сигналы ионизационной камеры для  $\alpha$ -частиц, вылетающих под углом ...

На этом рисунке отмечены некоторые характерные точки на временной оси:  $T_S$  – начало сигнала (момент попадания частицы в чувствительный объем камеры),  $T_F$  – момент времени, когда первые электроны достигли сетки (анода),  $T_L$  – момент прихода к сетке (аноду) последних электронов, стартовавших из области вблизи катода. Для двух последних точек можно определить их значения аналитически:

$$T_F = T_S + \frac{D - R \cos \theta}{v_e}, \quad (4)$$

$$T_L = T_S + \frac{D}{v_e}, \quad (5)$$

где  $v_e$  – скорость дрейфа электронов в рабочем газе. Заметим, что точки  $T_S$  и  $T_L$  разделены на временной оси постоянным интервалом времени  $D/v_e$ . Данное свойство бывает полезно, например, для определения точки  $T_L$ , когда трудно определить переход растущего сигнала в фазу насыщения.

На интервале времени от  $T_S$  до  $T_F$  в отсутствие эффектов рекомбинации и прилипания электронов к электроотрицательным примесям количество носителей заряда (электронов), одновременно движущихся в промежутке между анодом и катодом, будет постоянным и равным  $n_0$ . Индукционный ток  $I_c$ , текущий через камеру на этом промежутке времени, тоже будет постоянным:

$$I_c = \frac{n_0 e v_e}{D}. \quad (6)$$

В нашем случае в состав спектрометра вошли зарядочувствительные предусилители, сигнал с выхода которых пропорционален заряду, собранному на электроде к текущему моменту времени. Их использование обусловлено тем фактом, что токовые сигналы в особенности для  $\alpha$ -частиц находятся на уровне шумов электроники и с ними трудно работать. Катодный токовый сигнал может быть получен из зарядового сигнала путем поканального дифференцирования, однако его трудно использовать на практике, поскольку он оказывается мал по сравнению с шумами и неудобен для анализа. Сигнал после зарядочувствительного предусилителя отчетливо выделяется на фоне шумов даже для энергий частицы менее 0.5 МэВ.

Применительно к зарядовому сигналу полученное ранее утверждение о постоянстве катодного тока на интервале времени от  $T_S$  до  $T_F$  означает линейный рост катодного сигнала на этом временном промежутке. Действительно, в том случае, если на входе зарядочувствительного предусилителя течет постоянный ток, на его выходе будет формироваться линейно растущий сигнал. На рис. 6а видно, что при созданных экспериментальных условиях на интервале времени  $T_S-T_F$  зарядовый катодный сигнал растет во времени практически линейно.

Информация об энергии частицы (числе образованных частицей электрон-ионных пар,  $n_0$ ) содержится в амплитуде токового сигнала (6). При работе с зарядовым сигналом эта информация скрыта в скорости нарастания зарядового катодного сигнала:

$$E \approx n_0 e = \frac{I_c D}{v_e} = \frac{dQ_c(t)}{dt} \frac{D}{v_e} = k \operatorname{tg} \varphi, \quad (7)$$

где  $E$  – энергия зарегистрированной частицы,  $Q_c(t)$  – значение величины зарядового сигнала на катоде в момент времени  $t$ ,  $I_c$  – величина катодного тока на временном промежутке  $T_S - T_F$ . Таким образом, задача получения информации об энергии зарегистрированной частицы сводится к определению тангенса угла наклона зарядового катодного сигнала на временном интервале  $T_S - T_F$ .

Информация о тангенсе угла наклона катодного сигнала может быть получена путем подгонки значений зарядового катодного сигнала на интервале времени  $T_S - T_F$  линейной зависимостью  $y=ax+b$  с использованием метода наименьших квадратов. Полученное в результате подгонки значение параметра  $a$ , равное значению  $\operatorname{tg} \varphi$ , сохраняется и используется впоследствии для формирования энергетических распределений регистрируемых частиц. Пример такого описания показан на рис. 6а прямой сплошной линией.

На рис. 6б показаны модельные импульсы катодного тока  $I_c$ , соответствующие зарядовым импульсам, показанным в верхней части рисунка. Углу вылета  $90^\circ$  соответствует прямоугольник, показанный на рисунке сплошной линией. Иными словами, для частицы, вылетевшей параллельно катоду, число носителей не меняется с момента возникновения сигнала до его окончания. В случае частицы, вылетевшей из мишени под углом  $0^\circ$ , постоянное значение тока наблюдается только до определенного момента времени  $T_F$ . После этого электроны постепенно оседают на аноде (в камере без сетки) или уходят за сетку (в камере с сеткой) и величина катодного тока уменьшается. Соответствующий токовый сигнал показан на рис. 6б штриховой линией.

Восстановленные из зарядовых катодных сигналов значения энергии частицы были использованы для построения спектра  $\alpha$ -частиц спонтанного распада  $^{252}\text{Cf}$ , показанного на рис. 4 точками. Представленные на рис. 4 результаты измерений энергетического спектра  $\alpha$ -частиц, выполненные двумя разными методами, позволяют сделать некоторые выводы о точности этих методов. Энергетическое разрешение метода, основанного на анализе только катодного сигнала, составило 200 кэВ (для метода, использующего информацию об анодном сигнале, оно составило 120 кэВ). Заметная разница в полученных значениях энергетического разрешения легко объясняется тем, что при обработке только катодного сигнала используется лишь малая часть наведенного заряда, поэтому относительный вклад шумовой составляющей в итоговый результат разрешения значительно больше. Несмотря на это, существует ряд

приложений, в первую очередь связанных со спектрометрией осколков деления в телесном угле  $2\pi$ , в которых собственное энергетическое разрешение детектора 0.2 МэВ практически не влияет на конечный результат. Действительно, в таких детекторах неопределенность в глубине рождения осколков в слое приводит к погрешностям в определении энергии осколков около 0.5 МэВ, что значительно больше, чем полученное в данном случае энергетическое разрешение детектора.

В работах [1–3] показано, что из амплитуд анодного и катодного сигналов можно извлечь информацию не только об энергии частицы, но и об угле ее вылета из мишени. Для этого система уравнений (1) и (2) решается относительно энергии частицы и угла вылета частицы. Решение упрощается, поскольку выражение (1) напрямую связывает между собой измеряемую амплитуду анодного сигнала и энергию частицы, определенную через число возникших электрон-ионных пар.

Для метода, основанного на использовании только формы катодного сигнала, можно записать систему уравнений

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{n_0 e v_e}{D}, \quad (8)$$

$$Q_c = n_0 e \left( 1 - \frac{\bar{x}}{D} \cos \theta \right). \quad (9)$$

В этой системе, как и в ранее описанной, первое уравнение (8) напрямую связывает измеренную величину (тангенс угла наклона зарядового катодного сигнала на интервале времени  $T_S-T_F$ ) и энергию частицы, определенную через число возникших электрон-ионных пар. Второе уравнение (9) идентично второму уравнению (2) из первой системы.

Решение системы уравнений (8) и (9), полученной для метода анализа катодного сигнала, абсолютно идентично тому, как в работах [1–3, 7] была решена система уравнений (1) и (2) для метода, использующего как анодный, так и катодный сигналы.

Угловые распределения  $\alpha$ -частиц спонтанного распада  $^{252}\text{Cf}$ , полученные двумя описанными ранее методами, показаны на рис. 5. Как следует из рис. 5, оба метода воспроизводят практически одинаковое изотропное угловое распределение в диапазоне косинусов угла вылета  $\alpha$ -частиц от 0.4 до 1. При меньших значениях косинуса угла вылета наблюдается повышение выхода  $\alpha$ -частиц, которое объясняется их обратным рассеянием в материале подложки мишени, при котором первоначально улетавшая в сторону подложки частица претерпевала рассеяние в ней и возвращалась в чувствительный объем камеры под углами, близкими к  $90^\circ$ . Информацию о точности измерения углов вылета можно получить при анализе правой части углового распределения вблизи значения косинуса угла вылета, равного единице. Эта часть спектра теоретически должна мгновенно переходить от некоего

постоянного уровня до нулевых значений счета, однако наблюдаемое в эксперименте распределение является сверткой физического распределения с функцией отклика спектрометра по параметру угла вылета. Вследствие этого переход от постоянного уровня к нулевым значениям в правой части углового распределения вместо ступенчатого характера приобретает более плавный характер. В качестве оценки достигнутого разрешения мы взяли интервал значений косинуса, в котором уровень счета снижается от значения 0.9 до 0.1 от максимального. Для классического метода, использующего как анодный, так и катодный сигналы, эта величина составила 5 каналов. Для метода, использующего только катодный сигнал, величина составила 7 каналов. Таким образом, по результатам анализа полученных угловых распределений можно сделать вывод о том, что оба метода воспроизводят разумное поведение углового распределения  $\alpha$ -частиц спонтанного распада. Метод анализа только катодного сигнала незначительно проигрывает методу совместного анализа анодного и катодного сигналов по достигнутому угловому разрешению.

### 3. ВЫВОДЫ

Разработан метод одновременного определения энергии и угла вылета регистрируемых частиц, основанный на использовании режима электронного собирания плоскопараллельной ионизационной камеры (без сетки Фриша) и оцифровщика формы импульса. Предложенный метод позволяет проводить качественную спектрометрию заряженных частиц там, где использование камеры с сеткой затруднительно. Проведенные исследования показали, что разработанный метод (как и ожидалось) несколько уступает классическому методу, использующему сетку Фриша, по энергетическому и угловому разрешению, однако он позволяет проводить измерения там, где использование камер с сеткой Фриша невозможно.

Полученные в работе результаты показывают, что камера без сетки может с успехом использоваться для изучения энерго-угловых распределений заряженных частиц в тех случаях, когда экспериментальные условия не позволяют использовать классическую камеру с сеткой Фриша.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rossi B., Штайн Г.* Ионизационные камеры и счетчики. Москва: ИИЛ, 1951.
2. *Budtz-Jorgensen C., Knitter H.-H.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 1984. V. 223. P. 295.  
[https://doi.org/10.1016/0167-5087\(84\)90665-3](https://doi.org/10.1016/0167-5087(84)90665-3)
3. *Ito N., Baba M., Matsuyama S., Matsuyama I., Hirakawa N.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A. 1994. V. 337. P. 474. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)91117-7](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)91117-7)

4. *Хрячков В.А., Дунаева И.В., Дунаев М.В., Семенова Н.Н.* // ПТЭ. 2003. № 1. С. 24.  
<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=17308051>
5. *Barabash A.S., Belogurov S.G., Kornoukhov V.N., Kuzichev V.F., Stekhanov V.N.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A. 1999. V. 434. P. 478.  
[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)00493-3](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00493-3)
6. *Andrieux M.L., Collot J., de Saintignon P., Ferrari A., Hostachy J.Y., Martin Ph.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A. 1999. V. 427. P. 568.  
[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)00059-5](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00059-5)
7. *Khriachkov V.A., Ketlerov V.V., Mitrofanov V.F., Semenova N.N.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A. 2000. V. 444. P. 614. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)01168-7](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)01168-7)
8. *Bunemann O., Cranshaw T.E., Harvey J.A.* // Can. J. Res. 1949. V. 27. P. 191 ().  
<https://doi.org/10.1139/cjr49a-019>
9. *Khriachkov V.A., Goverdovski A.A., Ketlerov V.V., Mitrofanov V.F., Semenova N.N.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A. 1997. V. 394. P.261.  
[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(97\)00601-3](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00601-3)
10. *Dunarva I., Dunaev M., Khryachkov V. et al.* DSP-based algorithms for simulation of nuclear electronics units Proc. Of XII Int. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, ISINN-12. – Dubna, 2004. P. 415.

## ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

**Рис. 1.** Схема, иллюстрирующая конструкцию плоскопараллельной камеры и геометрию трека частицы, возникшей на катоде и затормозившейся до анода:  $D$  – расстояние между анодом и катодом,  $R$  – пробег частицы,  $\theta$  – угол вылета частицы относительно нормали к электродам,  $\bar{X}$  – положение центра тяжести ионизации вдоль трека.

**Рис. 2.** Схема ионизационной камеры с сеткой Фриша: 1 – изолятор, 2 – катод, 3 – сетка Фриша, 4 – анод, 5 – делитель напряжения, 6 – слой-источник  $\alpha$ -частиц ( $^{252}\text{Cf}$ ).

**Рис. 3.** Блок-схема спектрометра для проверки возможности получения информации об углах вылета и энергиях частиц в камере без сетки, ЗЧПУ – зарядочувствительный предусилитель, БУ – быстрый усилитель.

**Рис. 4.** Спектры  $\alpha$ -частиц спонтанного распада  $^{252}\text{Cf}$ , полученные из анализа анодного (1) и катодного (2) сигналов.

**Рис. 5.** Угловое распределение  $\alpha$ -частиц, полученные с использованием сетки Фриша (сплошная линия) и без нее (точки с линией).

**Рис. 6.** а – Катодные сигналы ионизационной камеры для  $\alpha$ -частиц, вылетающих под углом  $0^\circ$  (квадраты) и  $90^\circ$  (кружки). Сплошной прямой линией на рисунке показан результат подгонки участка катодного сигнала на интервале времени ( $T_S-T_F$ ) методом наименьших квадратов. б – Модельные импульсы тока, соответствующие зарядовым импульсам, изображенным в верхней части рисунка. Штриховая линия – угол вылета  $0^\circ$ , сплошная линия –  $90^\circ$ .

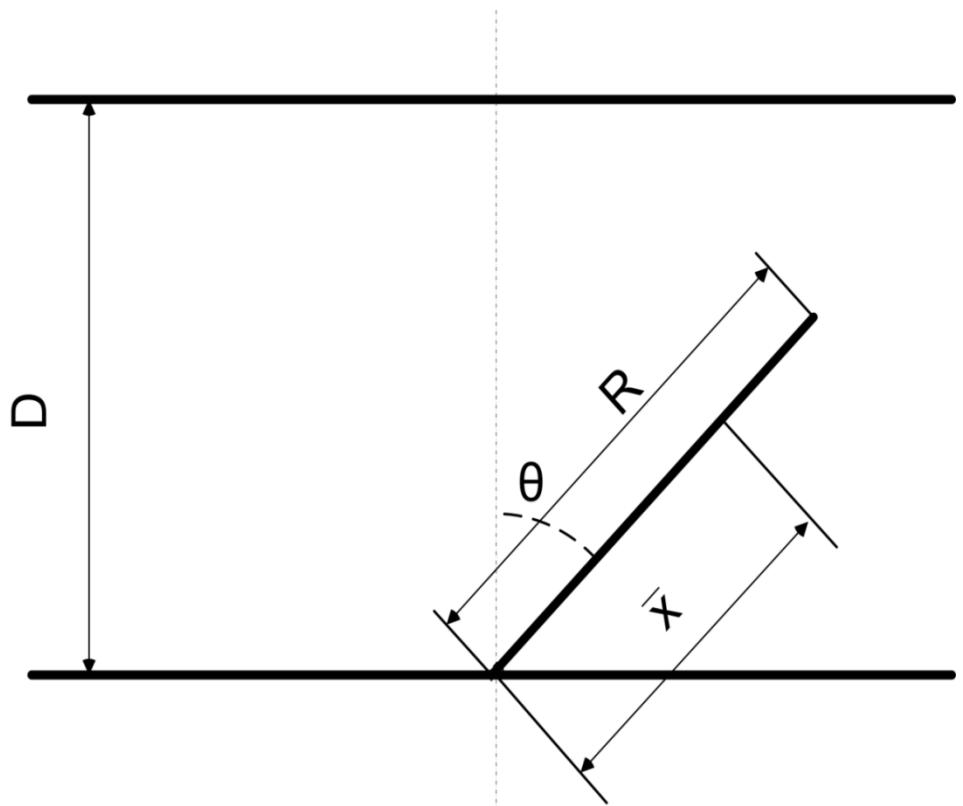


Рис. 1.

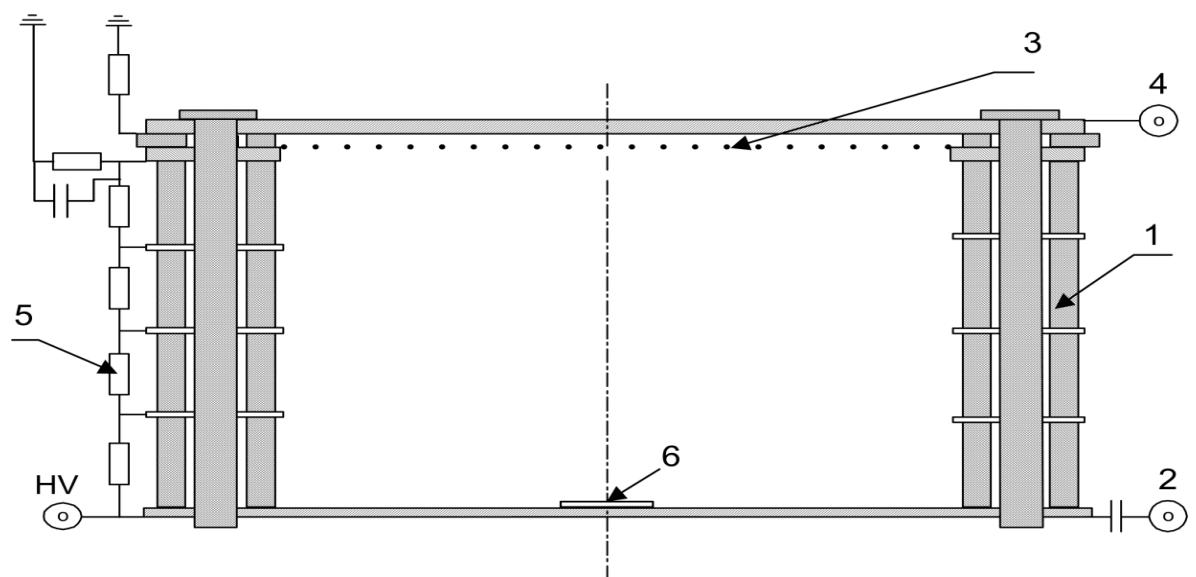


Рис. 2.

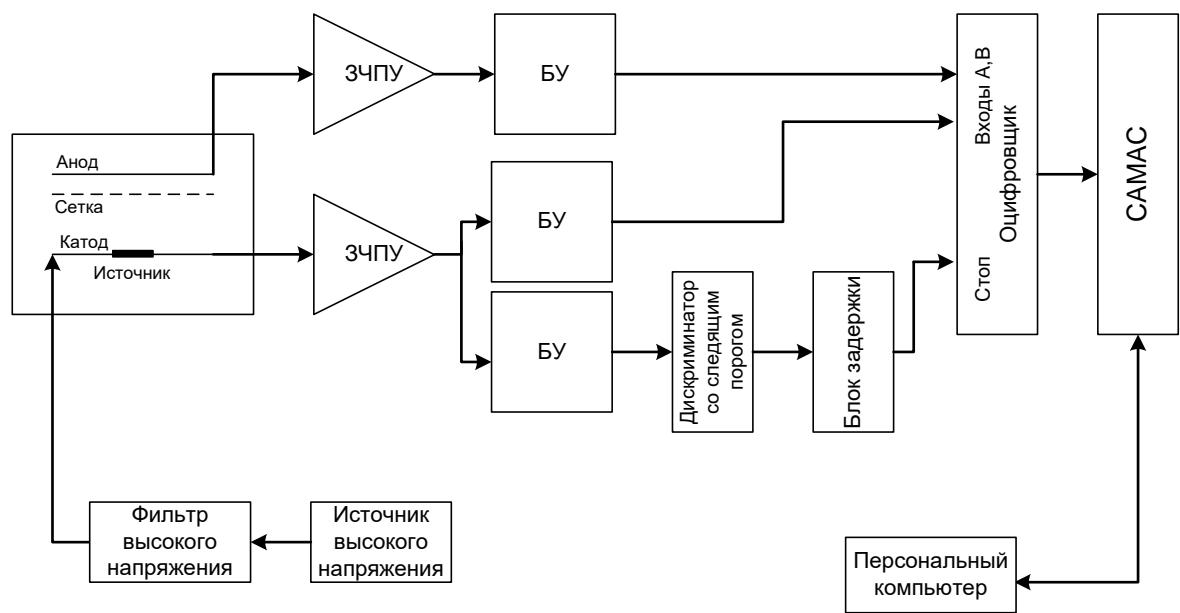


Рис. 3.

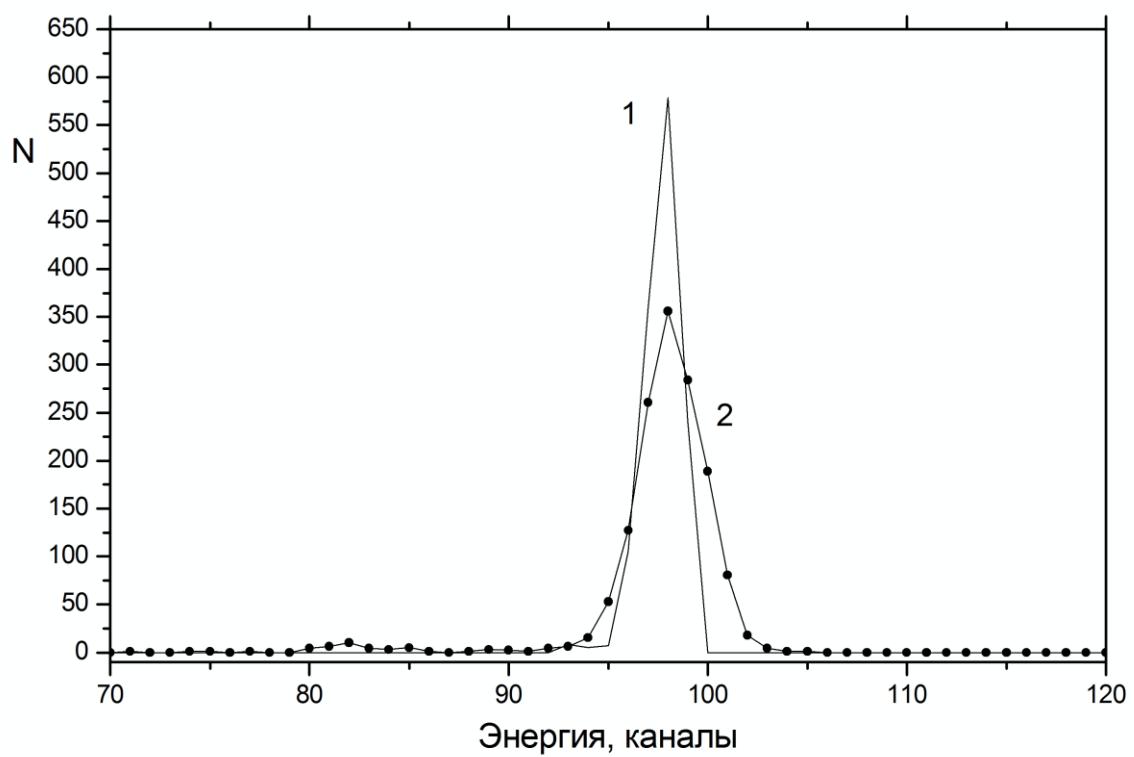


Рис. 4.

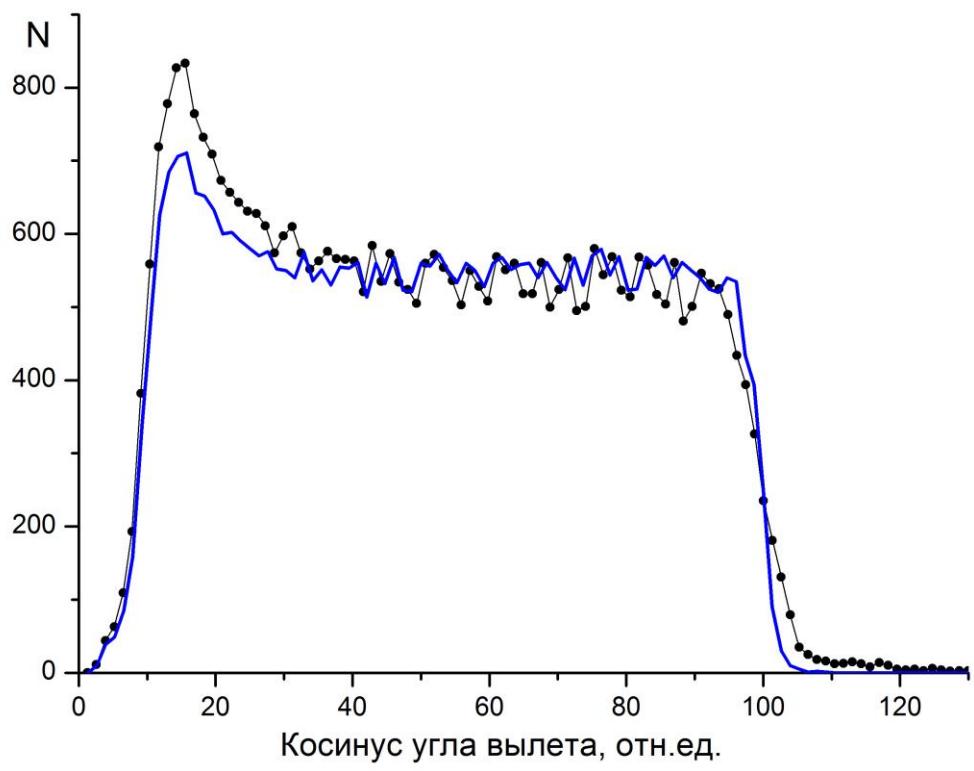


Рис. 5.

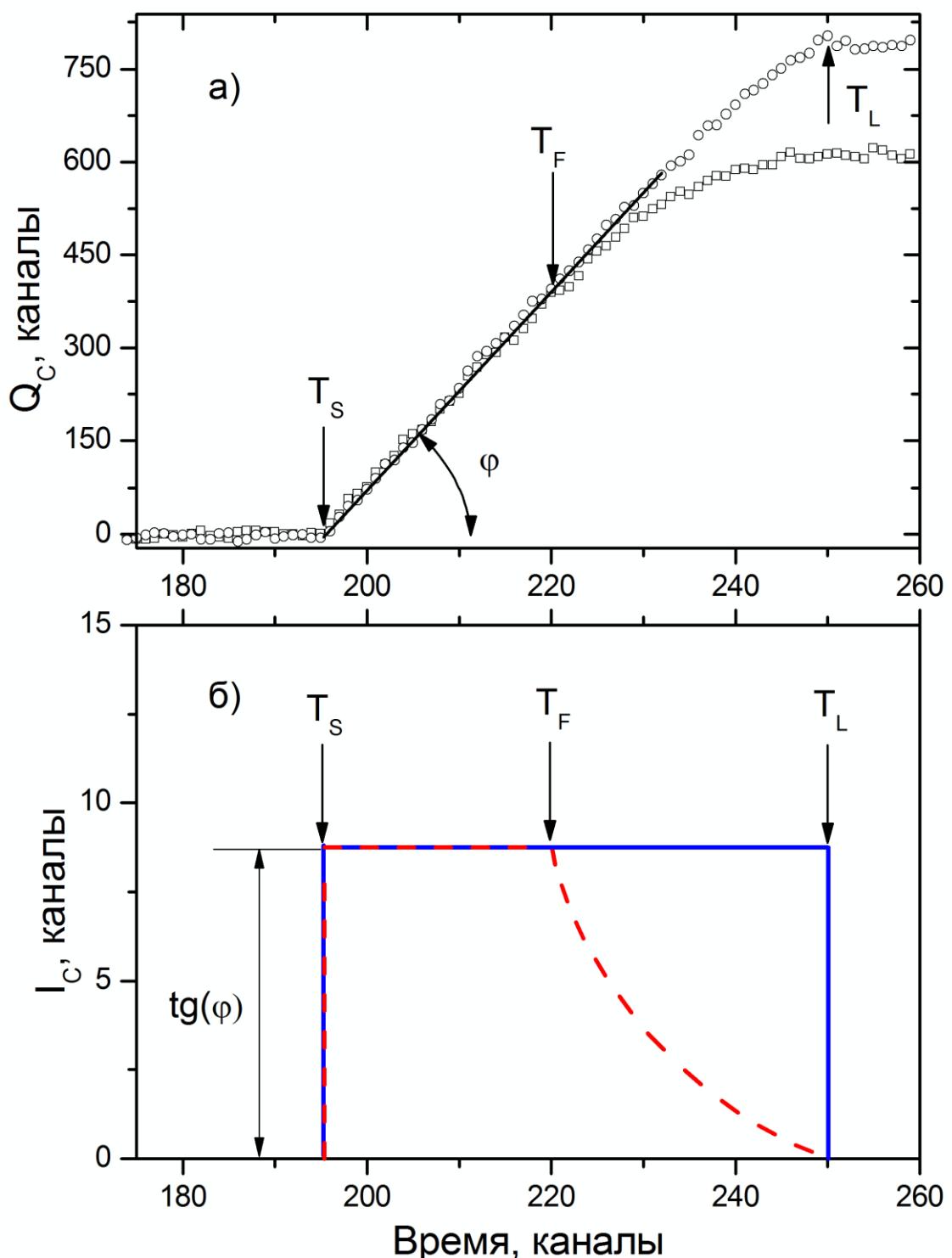


Рис. 6.