

УДК 53.07

К. В. Курлапова, Ш. С. Зейналов

Аппаратура для исследования процессов деления

Исследуются принципы работы импульсной ионизационной камеры, в которой испущенные из мишени частицы создают последовательность хорошо изолированных друг от друга импульсов тока (расстояние между импульсами в несколько раз больше их ширины). Сначала с помощью теоремы Рамо – Шокли рассмотрены механизмы формирования сигналов на электродах ионизационной камеры с сетками Фриша, затем показано, как из таких сигналов можно извлечь информацию об энергии и о пространственной ориентации частиц с помощью современных электронных устройств-оцифровщиков импульсов.

Ключевые слова: теорема Рамо – Шокли, ионизационная камера с сетками Фриша, двойная ионизационная камера с сетками Фриша

Об авторах

Курлапова Карина Витальевна – магистрант кафедры ядерной физики государственного университета «Дубна». *E-mail*: kurlapova-karina@mail.ru. 141981 Московская область, г. Дубна, ул. Университетская, д.19.

Зейналов Шакир Самед Оглы – старший научный сотрудник Объединенного института ядерных исследований.

Ионизационные камеры с сетками Фриша (ИКФ) успешно используются в экспериментах по спектроскопии заряженных частиц в ядерных реакциях, индуцированных нейтронами, благодаря их высокой геометрической эффективности регистрации и хорошему энергетическому разрешению при регистрации альфа-частиц и осколков деления (ОД). ИКФ представляет собой систему плоских электродов и сетки, составленной из параллельных нитей толщиной около 50 мкм. Нити натягиваются на металлическое кольцо или прямоугольную рамку с равномерным шагом 2–3 мм. Так как исследуемая мишень располагается на катоде ИКФ, то расстояние между катодом и сеткой определяется таким образом, чтобы пробег исследуемых продуктов распада укладывался в промежуток сетка–катод. Расстояние между анодом и сеткой выбирается исходя из соображений минимизации емкости анода по отношению к корпусу камеры (нулевой потенциал) и сетке, которая также поддерживается под нулевым

потенциалом по переменному току. В качестве рабочего газа ИКФ обычно выбирается смесь из инертного газа, например аргона с добавлением метана. Такой выбор продиктован условиями высокой скорости дрейфа электронов ионизации, с одной стороны, и достаточно малыми потерями электронов ионизации за счет рекомбинации при столкновениях электронов с атомами рабочего газа, с другой.

ИКФ должна работать с постоянной регенерацией рабочего газа путем организации протока газовой смеси при постоянном давлении. Регенерация рабочего газа необходима для обеспечения одинаковых условий измерений при продолжительных экспериментах длительностью несколько недель или месяцев. При торможении заряженной частицы в рабочем объеме камеры образуются свободные заряды: отрицательно заряженные электроны и положительные ионы.

1. Плоско-параллельная ионизационная камера

Плоско-параллельная ионизационная камера (ППИК) — это простейший случай ИКФ. ППИК представляет собой два плос-

ких и параллельных друг другу электрода, размещенных в изолированном от атмосферы сосуде с газовой смесью. Согласно теореме Рамо – Шокли [1; 2] для определения электрического заряда, индуцированного на проводниках зарядом величиной q , расположенном в пространстве между ними, нужно решить уравнение Лапласа со специальными граничными условиями, положив значение потенциала на рассматриваемом электроде 1, а на всех остальных 0. При этом предполагается отсутствие в пространстве всех зарядов за исключением заряда q . Тогда потенциал $\phi(x)$ будет называться взвешивающим потенциалом, а индуцированный на рассматриваемом электроде заряд величиной Q можно найти по формуле:

$$Q = q\phi(x). \quad (1)$$

В ИКФ сетка располагается на небольшом расстоянии от анода, для экранирования анода от заряда свободных электронов во время их дрейфа в промежутке катод–сетка Фриша. В идеальной ИКФ сетка полностью экранирует анод при дрейфе электронов в части объема ИКФ между катодом и сеткой (рабочий объем ИКФ). В результате амплитуда сигнала на аноде ИКФ практически не зависит от ориентации тормозного пути заряженной частицы в объеме камеры (от угла $\cos(\theta)$). Однако на практике невозможно добиться полного экранирования с помощью сетки Фриша.

2. Двойная ионизационная камера с сетками Фриша

В данной статье используются данные экспериментов по исследованию свойств осколков деления, вынужденного тепловыми нейтронами. Так как в процессе деления испускаются одновременно два фрагмента, разлетающиеся под углом 180° , то необходимы две камеры, которые способны независимо измерять динамические и кинематические характеристики коррелированных осколков деления.

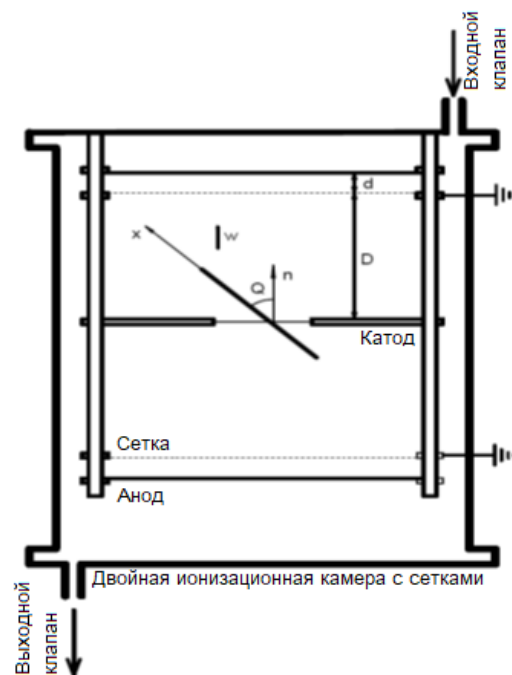


Рис. 1. Традиционная двойная ионизационная камера с сетками Фриша

Такие камеры называют двойными ионизационными камерами с сетками Фриша (ДИКФ), они имеют общий катод, на котором смонтирована мишень из делящегося материала, как показано на рис. 1. В качестве подложки мишени используются тонкие органические пленки из полиамида или лавсана, на которые равномерным слоем напыляется делящееся вещество. Для получения приемлемого качества измерений толщина подложки и слоя делящегося вещества не должна превышать $30 - 50 \text{ мкг/см}^2$.

Так как ДИКФ состоит из двух абсолютно идентичных ИКФ, то достаточно рассмотреть формирование импульса в обычной камере с сеткой Фриша. Для теоретического анализа процесса формирования импульсов в ИКФ с помощью теоремы Рамо – Шокли необходимо найти взвешивающие потенциалы. Взвешивающие потенциалы для такой камеры были найдены в работе [3; 4], где использовались для исследования формирования импульса в цепи анода ИКФ. Кроме этого были проведены исследования формы им-

пульса в зависимости от $\cos(\theta)$ – угла между направлением торможения ОД и нормалью к плоскости катода ИКФ. Как известно, для определения взвешивающего потенциала для анода ИКФ необходимо решить уравнение Лапласа со специальными граничными условиями. Для упрощения уравнения электроды камеры предполагались имеющими бесконечную протяженность в плоскости электродов.

В ДИКФ давление рабочего газа выбирается таким, чтобы пробег всех регистрируемых частиц укладывались в пространстве между катодом и сеткой ИКФ. Усредненное значение взвешивающего потенциала на плоскости сетки Фриша отлично от нуля, несмотря на то, что сетка поддерживается под нулевым потенциалом [5]. Введем число σ , равное усредненному значению взвешивающего потенциала на поверхности сетки Фриша. Тогда взвешивающий потенциал в пространстве между катодом и анодом можно определить с помощью выражения, предполагая, что электрическое поле направлено вдоль оси z :

$$F_{xA}(z) = \begin{cases} \sigma \frac{z}{D}, & 0 \leq z < D \\ (1 - \sigma) \frac{z - D}{l} + \sigma, & D < z < D + l. \end{cases}$$

В результате интегрирования вдоль направления движения ОД получим:

$$Q_A = - \int_0^{\infty} e\rho(x) \left(1 - \sigma \frac{x \cos(\theta)}{D} \right) dx. \quad (2)$$

Воспользуемся теоремой Рамо – Шокли для вычисления заряда, индуцированного положительными ионами, с помощью следующего интеграла в предположении, что все положительные ионы собрались на катоде:

$$Q_{IA} = Ne\sigma \frac{\bar{X}}{D} \cos(\theta), \quad (3)$$

где \bar{X} – величина, которую по аналогии с механикой называют центром тяжести заряда, а N – полное число электронов, образованных в процессе торможения ОД. Таким образом, формула (3) выражает связь индуцированного в цепи анода сигнала с величиной σ , характеризующей степень экранирования анода

сеткой Фриша. Эту величину называют сеточной неэффективностью.

3. Электронная аппаратура и обработка сигналов ДИКФ

Таким образом, мы рассмотрели формирование импульсов на всех электродах ИКФ и выяснили, что амплитуды сигналов пропорциональны энергии ОД и величине $\cos(\theta)$. Целью экспериментов в настоящей работе является определение масс коррелированных ОД, поэтому прибор должен позволять одновременное измерение величин индуцированных зарядов и $\cos(\theta_{1,2})$ для обеих камер ДИКФ.

Согласно теореме Рамо – Шокли свободные электроны ионизации индуцируют заряды в окружающих их проводниках. Дрейф указанных электронов вызывает изменение индуцированного заряда. При этом изменение индуцированного заряда прямо пропорционально произведению величины заряда на его скорость. Задача измерения энергии частицы с помощью ИКФ сводится к измерению высоты скачка напряжения на выходе зарядово-чувствительного предусилителя. Двойная ионизационная камера (ДИКФ) была смонтирована внутри стального цилиндрического сосуда диаметром 285 мм и высотой 200 мм, заполненного рабочей смесью 90%Ar + 10%CH₄ при давлении 1.05 бар. Для непрерывной регенерации рабочей смеси был организован проток рабочего газа со скоростью 30–50 мл/мин. Мишень из ²³⁵U, имеющая активность около 80 альфа распадов/секунду, была изготовлена методом испарения препарата шести-фтористого урана на тонкую (~ 35 мкг/см²) подложку из полиамида и была смонтирована в центре общего катода ДИКФ.

Измерение высоты скачка напряжения на выходе зарядово-чувствительного усилителя (ЗЧУ) реализуется с помощью аналогового цифрового преобразования (АЦП) после дифференцирования $Q(t)$ и последующей фильтрации импульса в спектротрическом усилителе (СУ). Математически указанные операции могут быть выражены с помощью фор-

мулы:

$$V(t) = \int_0^{\infty} I(\tau)h(t - \tau)d\tau, \quad (4)$$

где функция $h(t)$ отлична от нуля только при значениях $t > 0$. Формула (4) описывает динамические характеристики ЗЧУ и называется импульсной характеристикой прибора. На практике импульсная характеристика ЗЧУ выбирается близкой к экспоненциальной с показателем α , выбранным так, чтобы h незначительно изменялась в течение промежутка времени α :

$$h(t) = \exp(-t/\alpha). \quad (5)$$

Для того чтобы избавиться от систематической ошибки (баллистического дефицита), можно решить интегральное уравнение (4) относительно $I(t)$, а затем вычислить $Q(t)$. В результате указанных действий будет получена ступенчатая функция, высота которой равна заряду Q .

4. Оптимальное измерение высоты ступенчатой функции при аналоговой обработке сигналов

В наиболее общем виде процедура измерения ступенчатой функции с точки зрения отношения сигнал/шум может быть выражена с помощью следующей формулы:

$$G_1(t) = \frac{1}{A} \int_{-\infty}^t G_0(\tau) \exp\left(-\frac{t-\tau}{A}\right) d\tau. \quad (6)$$

В силу линейности операций, использованных при преобразованиях, пиковое значение результирующей функции пропорционально энергии частицы, поглощенной в детекторе. Указанная операция называется $CR - RC^n$ — фильтром, нашедшим самое широкое распространение в спектроскопии при использовании традиционной аналоговой электронной

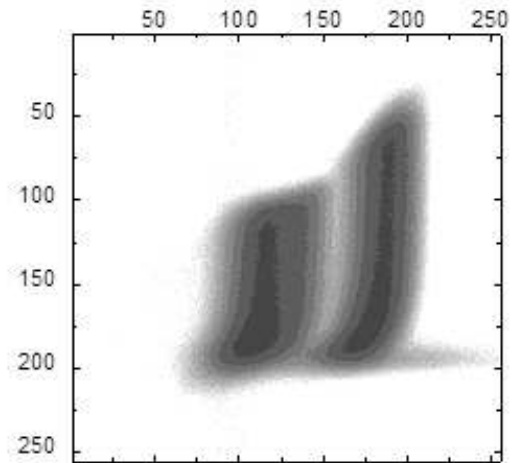


Рис. 2. Двухмерное распределение точек с координатами амплитуды анодного импульса по горизонтали и времени дрейфа T по вертикали

аппаратуры. Указанная процедура позволяла реализовать измерение с максимально возможной точностью (разрешающей способностью), ограниченной только отношением сигнал/шум достижимым с данным детектором.

5. Оптимальное измерение высоты ступенчатой функции при цифровой обработке сигналов

Ток $I(t)$ дискретизируется с такой же частотой:

$$I = (I_0, \dots, I_N), I_i = I(t_i) \quad (7)$$

и удовлетворяет системе линейных уравнений:

$$\begin{aligned} \bar{V} &= h\bar{I} \\ h &= \{h_{i,j}\}, h_{i,j} = h(t_i, \tau_j)\Delta t \\ i, j &= 0, 1, \dots, N. \end{aligned} \quad (8)$$

Решение системы:

$$\begin{aligned} \bar{V} &= h\bar{I} \\ H &= h^{-1} \\ \bar{I} &= H\bar{V} \end{aligned} \quad (9)$$

сводится к обращению матрицы h :

$$H = h^{-1}. \quad (10)$$

Затем вычисляется Q посредством дискретного аналога:

$$Q = (Q_0, \dots, Q_N), \quad (11)$$

$$Q_k = \Delta t \sum_{i=0}^k I_i. \quad (12)$$

Матрица H является характеристикой детектора и может быть вычислена до начала измерений. Для этого с высокой точностью производится измерение функции отклика детектора h . При достаточной точности измерения $h(t)$ матрица h хорошо определена и обратима, следовательно, легко находится матрица $H = h^{-1}$. Полученное в результате вычислений (9) и (11) значение $Q(t)$ представляет собой ступенчатую функцию.

6. Приложение к построению амплитудных распределений ОД

Для определения скорректированного значения энергии ОД необходимо иметь две величины: амплитуду сигнала в анодной цепи и амплитуду сигнала в сеточной цепи. Однако оцифрованные сигналы содержат в себе больше информации, чем просто амплитуды сигналов. Имея импульс тока в виде массива чисел, можно определить амплитуду сигнала:

$$T_{90} = \frac{D}{W} \left[1 + \frac{d}{2 \cdot D} \left(1 - \frac{\sigma}{1 - \sigma} \right) \right], \quad (13)$$

$$T_0 = \frac{D}{W} \left[1 - \frac{\bar{X}}{D} + \frac{d}{2D} \left(1 - \frac{\sigma}{1 - \sigma} \left(1 - \frac{\bar{X}}{D} \right) \right) \right] \quad (14)$$

и

$$\cos(\theta) = \frac{T_{90} - T}{T_{90} - T_0}, \quad (15)$$

$$P_A^C = \frac{P_A}{1 - \sigma \left(1 - \frac{T}{T_{90}} \right) \left(1 + \frac{d}{2D} \right)}. \quad (16)$$

Таким образом, используя только оцифрованный импульс из цепи анода, нам удалось найти формулы для коррекции энергии ОД, связанной с сеточной неэффективностью, и

формулу для определения $\cos(\theta)$. На рис. 2 представлено двухмерное распределение, полученное в измерениях реакции $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ с помощью ДКИФ. Каждому зарегистрированному событию деления ставилась в соответствие точка с координатами по горизонтальной оси значение энергии и значение времени T . Для определения $\cos(\theta)$ по формуле (15) необходимо определить значения T_{90} и T_0 , соответствующие значениям $\cos 0^\circ$ и $\cos 90^\circ$. Из рис. 2 следует, что T_0 не зависит от энергии, а T_{90} имеет зависимость от энергии. Таким образом, определив указанные величины, можно определить скорректированные значения энергий по формулам (15) и (16).

Заключение

В работе проведено исследование ОД деления, предназначенного для масс-спектроскопии осколков при индуцированном тепловыми и резонансными нейтронами деления ядер. В статье исследованы механизмы взаимодействия заряженных частиц с рабочим газом ионизационных спектрометров. Рассмотрены процессы ионизации газов, приводящих к созданию свободных электронов и ионов. На базе теоремы Рамо – Шокли изучены процессы индукции зарядов в проводниках ионизационной камеры как при дрейфе свободных электронов, так и неподвижными зарядами, находящимися в рабочем объеме ППИК и ИКФ. Изучены принципы исследования реакций деления ядер, индуцированного тепловыми нейтронами, с помощью ДИКФ. Рассмотрены методы организации спектроскопических измерений с применением современной аппаратуры оцифровки сигналов и основы цифровой обработки сигналов с методами фильтрации сигналов в ядерной электронике.

Библиографический список

1. Ramo S. Currents Induced by Electron Motion // Proceedings of the IRE. 1939. V. 27. P. 584–585.
2. Shockley W. Currents to Conductors Induced by a Moving Point Charge //

- Journal of Applied Physics. 1938. V. 9. P. 635.
3. Al-Adili A., Hamsch F.-J., Bencardino R., Pomp S., Oberstedt S., Zeynalov Sh. On the Frisch–Grid signal in ionization chambers // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2012. V. 671. P. 103–107.
 4. Zeynalova O., Zeynalov Sh., Nazarenko M., Hamsch F.J., Oberstedt S. Cross correlation method application to prompt fission neutron investigation // AIP Conf. Proc. 2012. V. 1487. P. 207–211.
 5. Svetov L., Sedyshev P., Shvetsov V., Sidorova O., Zeynalov Sh. Digital Pulse Processing for Fission Fragment Spectroscopy // ISINN. 2016.

*Поступила в редакцию
26.12.2019*