

РАЗРАБОТКА МЕТОДА ИДЕНТИФИКАЦИИ ТИПА ЧАСТИЦ ОТДАЧИ В ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЕ

*А. Аламури*¹, *А. А. Дзюба*^{1,2,*}

¹ Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, 190034, Россия

² Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»,
Гатчина, 188300, Россия

Метод активной мишени может быть использован для измерения сечений выбивания электронами протонов, дейтронов и ядер гелия из ядер различных газов. Для проведения измерений разработан метод идентификации типа частицы отдачи, основанный на корреляции между величиной пробега частицы и энергией, оставленной ею в детекторе. При этом учитывается угол вылета частицы. Для разработки метода была создана модель Монте-Карло, учитывающая транспорт ионизирующего излучения, функции отклика электроники и ее шумы, а также фоновые наложения от электронов пучка. Модель будет использоваться при планировании эксперимента и обработке полученных данных.

An active target method can be used to measure particle (proton, deuteron, and helium nuclei) electron-knockout cross sections for various gas nuclei. A particle identification method for recoil particles has been developed for these measurements, based on the correlation between the particle's range and the energy it deposited in the detector. The particle's emission angle is also taken into account. A Monte Carlo model has been developed to refine this method, incorporating the transport of ionizing radiation, electronic response functions and noise, as well as the background from beam electrons. This model will be used for experiment planning and data analysis.

PACS: 29.40.Cs

ВВЕДЕНИЕ

Изучение процессов взаимодействия электронов с атомными ядрами играет ключевую роль в понимании их структуры. Упругое рассеяние электронов дает детальную информацию о распределении электрического заряда в ядре, тогда как неупругое рассеяние позволяет получить дополнительные сведения о его внутренней структуре [1]. Важное значение имеют также реакции с выбиванием нуклонов и кластеров (дейтронов, ядер гелия и др.), поскольку они предоставляют данные об энергетических и угловых распределениях частиц, а также об их корреляциях [2]. При этом влияние сильных взаимодействий остается минимальным.

* E-mail: dzyuba_aa@npni.nrcki.ru, a.dzyuba@spbu.ru

Традиционные методы исследования таких процессов основаны на использовании твердотельных мишеней и регистрации рассеянных электронов, часто в совпадении с выбитыми протонами [3]. Однако подобная экспериментальная схема ограничивает энергетическое разрешение и накладывает жесткие требования на минимальную энергию регистрируемых частиц.

В данной работе предлагается альтернативный подход, основанный на применении метода активной мишени, — времяпроекционной ионизационной камеры (ВПК), которая одновременно выполняет функции газовой мишени и детектора выбитых протонов и кластеров. Этот метод позволяет значительно улучшить энергетическое разрешение и регистрировать частицы с энергиями вплоть до $\sim 0,5$ МэВ. Таким образом, реализация предложенной методики открывает возможность получения новых экспериментальных данных, способствующих углубленному пониманию структуры атомных ядер и расширению знаний о динамике нуклонов и кластеров в ядерной материи.

НИЦ «Курчатовский институт» — ПИЯФ обладает большим опытом проведения экспериментов с использованием метода активной мишени [4, 5]. В ходе тестовых измерений, проведенных в 2018 г. на ускорителе электронов МАМИ (Майнц, Германия) с использованием прототипа ВПК при энергии электронного пучка 720 МэВ, наблюдалось выбивание протонов и дейтронов из ядер гелия и азота. Эти результаты послужили основанием для разработки программы исследований, направленной на измерение дифференциальных сечений выбивания протонов и кластеров из различных газовых мишеней (He, CH₄, N₂, Ar и др.) при различных энергиях электронного пучка. В качестве возможных вариантов проведения измерений рассматривается использование ускорителя электронов Линак-200 (Дубна), который в настоящее время вводится в эксплуатацию [6].

Для проведения исследований в НИЦ «Курчатовский институт» — ПИЯФ разрабатывается ВПК с зоной активной мишени диаметром 100 мм, дрейфовым промежутком 100 мм и рабочим давлением до 25 атм. Данная установка предназначена для регистрации выбитых частиц с высоким энергетическим и угловым разрешением, что позволит значительно расширить возможности изучения ядерных реакций.

Статья посвящена аспектам разработки компьютерной модели эксперимента. Описана минимальная конфигурация детектора, исследовано влияние на точность измерений электронных шумов, наведенных пучком помех. На основе этого моделирования разработан алгоритм идентификации типа частицы отдачи. Проведенные исследования позволят оптимизировать конструкцию ВПК и обеспечить высокую точность будущих экспериментов.

1. ВЫБОР РЕЖИМА РАБОТЫ ВПК

Принцип работы ВПК в режиме активной мишени показан на рис. 1, *а*. В рабочем газе ВПК расположены три электрода: катод, на который подается высокое напряжение; заземленный анод; а также сеточный электрод (так называемая сетка Фриша), обеспечивающий экранировку основного объема камеры и определяющий характеристики сигналов, снимаемых с анода.

Налетающая частица рассеивается на ядре газовой мишени, порождая частицу отдачи (протон или легкое ядро), и вылетает под некоторым углом к первоначальному направлению своего движения. Частица отдачи теряет энергию при взаимодействии с газом ВПК и останавливается внутри детектора.

Электроны ионизации дрейфуют вдоль линий напряженности электрического поля со скоростями, определяемыми потенциалами, приложенными к электродам. Предполагается, что силовые линии электрического поля направлены параллельно оси пучка. Это может быть достигнуто путем применения дополнительных корректирующих электродов, расположенных вне чувствительного объема ВПК (на схеме не показаны).

При прохождении промежутка сетка–анод на аноде возникает наведенный сигнал, форма которого регистрируется с помощью параллельно-

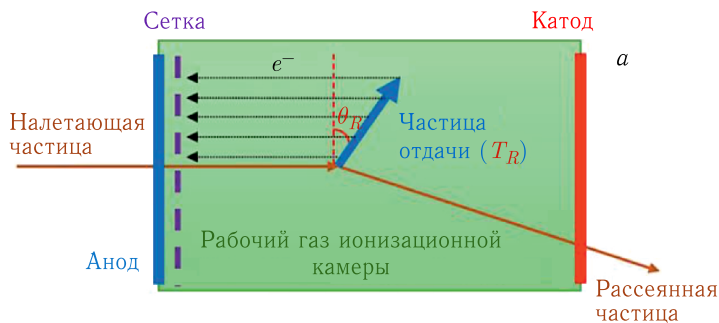


Рис. 1. *а*) Схема, иллюстрирующая принцип работы ВПК в режиме активной мишени; *б*) сосуд высокого давления ВПК АСТАМ. Линейные размеры конструкции, включая трубы ввода и вывода пучка, составляют порядка 1000 мм

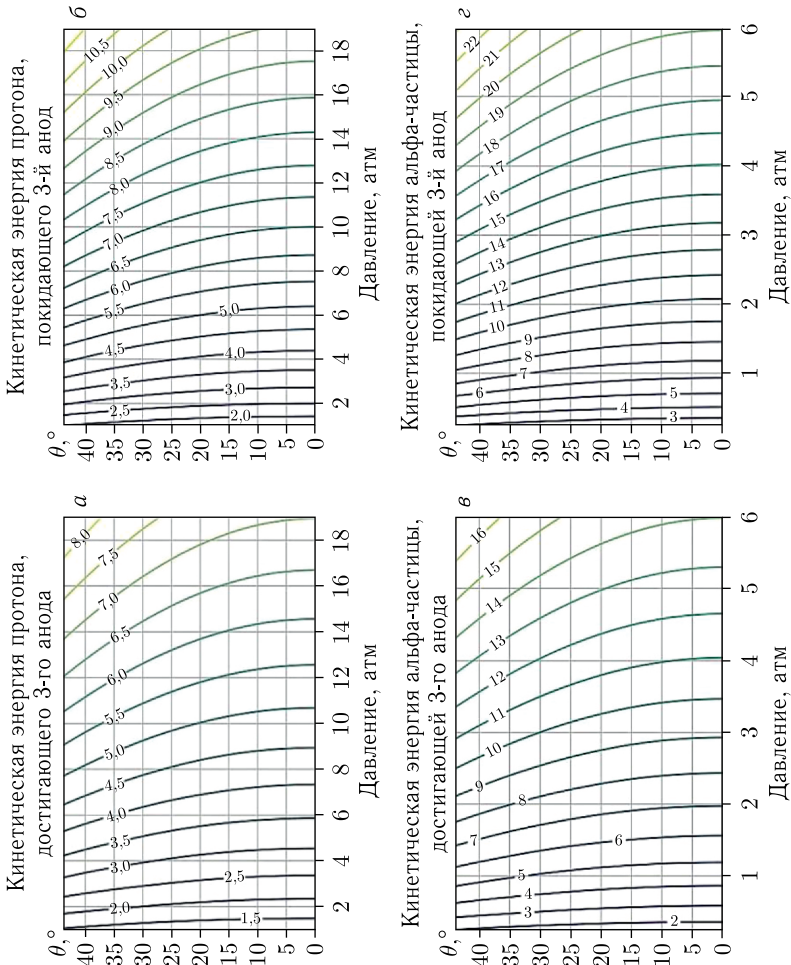


Рис. 2. Зависимость энергии частиц отдачи — протонов (*а*, *б*) и ядер гелия (*в*, *г*) — от давления аргона в ВПК и угла вылета. Показаны энергии частиц отдачи, достигающих внутренней границы анода № 3

го аналого-цифрового преобразователя (АЦП). Интеграл зарегистрированного наведенного сигнала пропорционален количеству электронов и, следовательно, кинетической энергии частицы отдачи (T_R). В случае сегментированного анода, зная скорость дрейфа электронов, по разности времени прихода сигнала на различные сегменты можно определить угол вылета частицы отдачи (θ_R).

Сегментация анода также позволяет определить тип частицы отдачи, используя соотношение между ее энергией и пробегом. Пробеги протонов и α -частиц могут быть рассчитаны для различных веществ с помощью баз данных PSTAR и ASTAR, вычисляющих тормозную способность, пробеги и связанные с ними величины для протонов и ионов гелия [7]. Эти методы были разработаны комитетом Международной комиссии по радиационным единицам и измерениям (ICRU).

При выборе опции по умолчанию PSTAR и ASTAR генерируют значения тормозной способности и пробегов для протонов и ионов гелия, представленные в отчете ICRU 49 для 74 материалов на стандартной сетке из 133 кинетических энергий в диапазоне от 1 кэВ до 10 ГэВ (для протонов) и 122 кинетических энергий от 1 кэВ до 1 ГэВ (для ионов гелия). Хотя базы данных могут рассчитывать аналогичные результаты для произвольной энергетической сетки в указанных пределах, авторами разработана библиотека на языке Python, выполняющая интерполяцию (кубический сплайн) по стандартным таблицам и позволяющая получать характеристики частиц отдачи на локальном компьютере [8].

Разработанная библиотека применялась для расчета пробегов протонов и ядер гелия в аргоне. Использовалась цилиндрическая геометрия чувствительного объема ВПК со следующей сегментацией анода: круговой центральный электрод (№ 1) радиусом 10 мм, два кольцевых электрода (№ 2, 3) шириной 20 мм каждый. На рис. 2 приведены результаты расчетов. Линии на графиках соответствуют энергиям частиц, вылетающих из точки напротив центра анода № 1 и достигающих внутренней (или внешней) границы анода № 3 при заданных θ_R и давлении аргона. Поскольку точность определения энергии частицы отдачи в ВПК составляет порядка 100 кэВ, проведенные расчеты показывают, что протоны и ядра гелия могут быть однозначно разделены. Например, при давлении 6 атм и θ_R , близких к нулю, напротив анода № 3 останавливаются протоны с энергиями 3–5 МэВ и ядра гелия с энергиями 14–19 МэВ. Таким образом, полученные зависимости могут быть использованы для выбора режима измерений.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ СИГНАЛОВ ВПК

Для разработки алгоритма разделения протонов и дейтронов была создана компьютерная модель методом Монте-Карло, воспроизводящая ключевые аспекты формирования сигналов частицами отдачи. Модель учитывает:

- транспорт ионизирующего излучения;
- дрейф электронов в электрическом поле ВПК;
- передаточную характеристику электроники и особенности формирования сигналов;
- наведенные помехи от электронного пучка;
- собственные шумы электроники.

Разработанный метод моделирования сигналов включает несколько последовательных этапов. На первом этапе рассчитывается транспорт ионизирующего излучения и определяется пространственное распределение электронов ионизации с использованием программного пакета Geant4 [9–11].

На втором этапе, в соответствии с заданным электрическим полем и характеристиками рабочего газа ВПК (скорость дрейфа, продольный и поперечный коэффициенты диффузии, коэффициент рекомбинации и коэффициент прилипания), вычисляется время прихода электронов на сеточный электрод.

Поскольку основной целью данной работы является разработка метода идентификации типа частицы отдачи, указанные этапы моделирования выполнялись в упрощенном виде. Таким образом, с помощью Geant4 моделировался только рабочий газовый объем ВПК, электрическое поле считалось направленным строго вдоль оси пучка, а потери электронов при дрейфе не учитывались. Указанные упрощения будут учтены в ходе дальнейших исследований.

Далее каждому электрону сопоставляется отклик электроники, определяемый ее характеристиками. При этом учитывается, что наведенный сигнал формируется в процессе дрейфа электронов в газовом промежутке сетка–анод, что приводит к уширению сигнала.

В первом приближении предполагается линейное нарастание наведенного заряда во время дрейфа, следовательно, ток на данном временном интервале остается постоянным. Эффективная функция отклика представляет собой свертку передаточной функции усилителя-формирователя с прямоугольным импульсом, длительность которого соответствует времени прохождения электронами промежутка сетка–анод.

Функция отклика усилителя-формирователя и эффективная функция отклика электроники показаны на рис. 3, а. Более детальное моделирование учитывает зависимость наведенного заряда от расстояния между электроном и анодом. Проведенные расчеты [12] подтверждают прямоугольную форму токового импульса, что может быть учтено при дальнейшем развитии компьютерной модели.

Таким образом формируется сигнал от частицы отдачи.

Подобная процедура проводится и для сигналов, возникающих в ВПК при прохождении через нее электронов пучка. Электроны считаются независимыми (пуассоновский процесс). Временной интервал между приходами отдельных электронов пучка подчиняется экспоненциальному распределению со средним временем, обратным интенсивности пучка.

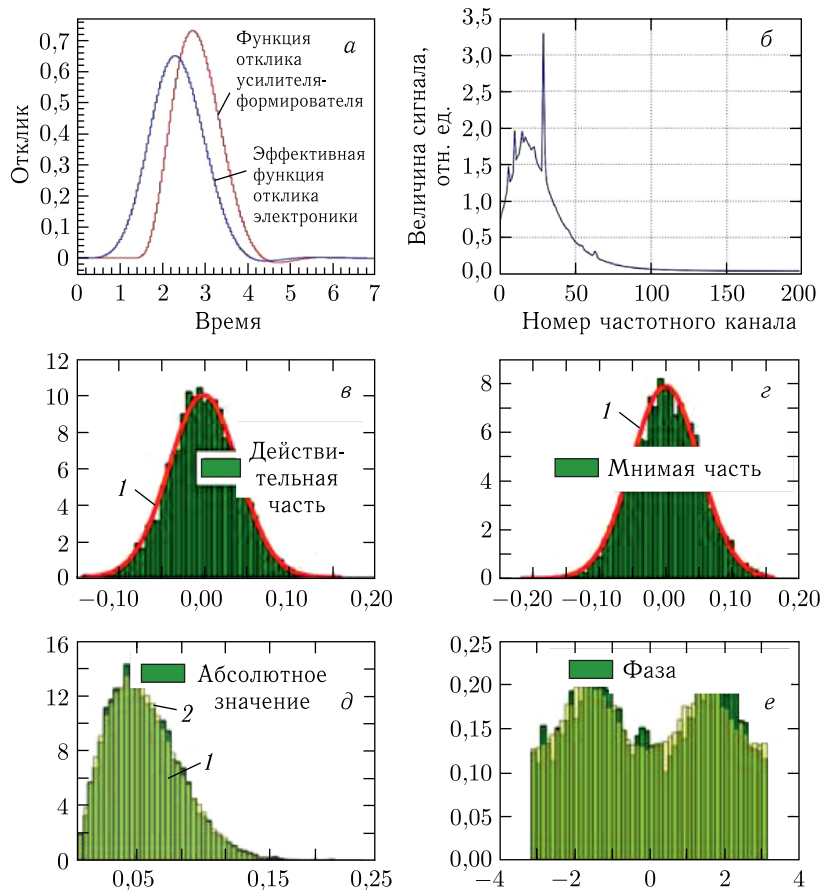


Рис. 3 (цветной в электронной версии). а) Функция отклика усилителя-формирователя и эффективная функция отклика электроники; б) среднее значение амплитуды для выборки в зависимости от номера частотного канала; в, г) распределение вещественной и мнимой частей спектра для частотного канала № 110 (красная линия, 1 — аппроксимация нормальным распределением); д, е) распределение амплитуды и фазы для канала № 110. Зеленая гистограмма (1) соответствует экспериментальным данным, а желтая (2) — смоделированным событиям

После формирования сигналов, вызванных ионизирующим излучением, в спектр сигналов добавляется шум электроники, который моделируется отдельно (см. разд. 3).

Полученные спектры анализируются при помощи алгоритмов, используемых при обработке экспериментальных данных. В результате работы алгоритма для каждого события определяются: энергия, оставленная на

каждом аноде; кинетическая энергия частицы отдачи и угол ее вылета. Эти данные используются для построения алгоритма идентификации.

3. УЧЕТ ШУМОВ ЭЛЕКТРОНИКИ

Электронные шумы ВПК могут существенно влиять на точность регистрации сигналов, особенно при работе с низкоэнергетическими частицами. Для учета этого влияния был разработан метод анализа и моделирования электронных шумов на основе данных, полученных с прототипа ВПК. Данные записывались по запуску от сигнала, порожденного α -частицами, испущенными источником, расположенным на анодной плоскости. Всего было отобрано около 5000 событий, соответствующих условию отсутствия сигнала. Критерием отбора таких событий служило максимальное абсолютное отклонение от базовой линии, не превышающее заданного порогового значения.

Для изучения шумов проведен анализ временных спектров и их фурье-образов. Были использованы методы фурье-анализа и проверки гипотез. В частности, выполнено преобразование временных спектров в частотную область. Средние амплитуды сигналов представлены на рис. 3, б. Амплитуды и фазы для каждой частотной моды исследованы на предмет корреляций. Распределения фаз для частотных каналов проверены на соответствие равномерному распределению с использованием критерия χ^2 . Обнаружены отклонения для некоторых диапазонов частотных каналов: № 1–3 и 80–250, причины которых требуют дальнейшего изучения.

Для имитации шумов в моделировании Монте-Карло предложен следующий алгоритм:

1. На основе реальных данных получены распределения действительной и мнимой частей частотного спектра.
2. Эти распределения аппроксимированы двумя независимыми нормальными распределениями (см. рис. 3, в, г).
3. Сгенерированы случайные спектры, соответствующие полученным нормальным распределениям.
4. Применено обратное преобразование Фурье для получения временных спектров шумов.

Результаты моделирования демонстрируют хорошее согласие с экспериментальными данными по амплитудам и фазам (см. рис. 3, д, е). Разработанный метод позволяет корректно учитывать электронные шумы в моделировании сигналов ВПК, что важно для точного восстановления сигналов. Код анализа доступен в открытом репозитории [13] и может быть использован для дальнейших исследований.

4. ОБРАБОТКА СМОДЕЛИРОВАННЫХ СИГНАЛОВ

Пример сигнала, смоделированного согласно процедурам, описанным в разд. 2, 3, представлен на рис. 4, а–в. Сигнал представляет отклик ВПК, наполненной аргоном при давлении 15 атм, на протон отдачи с энергией

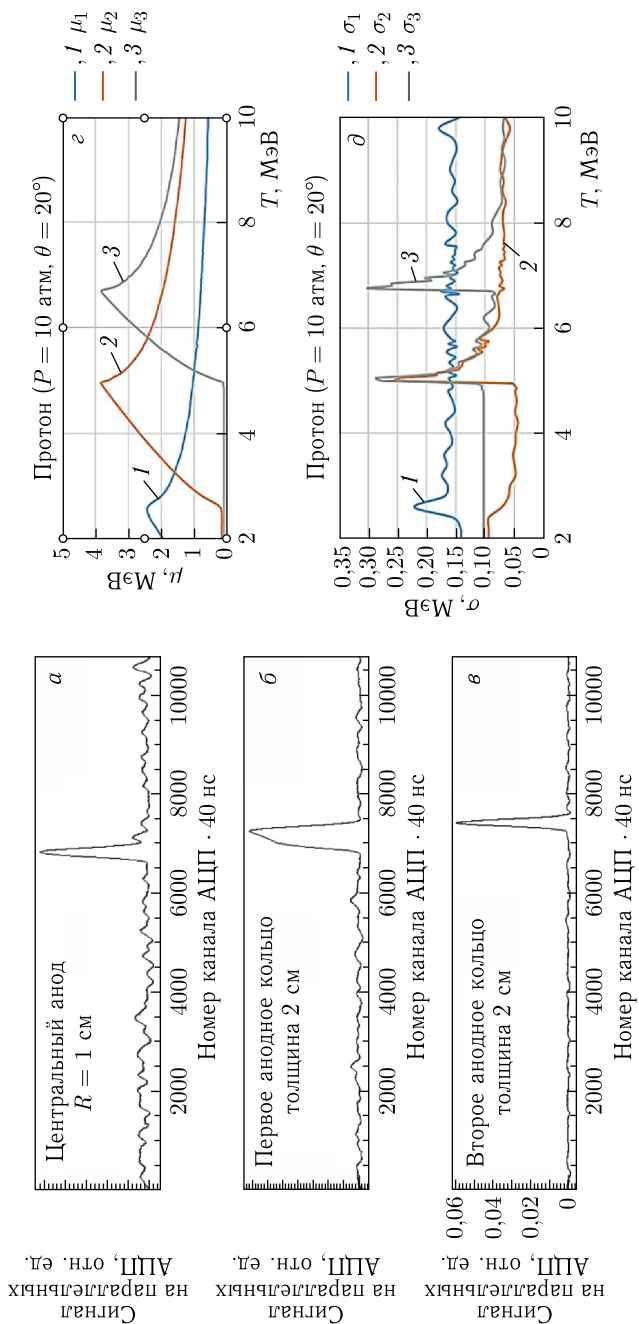


Рис. 4. а–в) Пример смоделированного события; в) параметр положения нормального распределения (μ_i^p) в зависимости от энергии протона; д) параметр разброса нормального распределения (σ_i^p) в зависимости от энергии протона

$T_R = 7$ МэВ, вылетевший под углом 20° при интенсивности пучка 10^5 с $^{-1}$. Представленные спектры демонстрируют задержку прихода сигнала на анодах с большим номером, вызванную наклоном трека протона. Шумы наложения электронного пучка увеличивают шумовую подложку на аноде № 1 (центральном). Форма сигнала на аноде № 2 (первое кольцо) отражает увеличение удельных потерь энергии протоном при замедлении.

Полученный сигнал обрабатывался при помощи следующей процедуры:

1. По не содержащему сигнал диапазону спектра определялся уровень подложки (базовая линия).
2. Находился максимум сигнала, а также уровни 20%-й и 80%-й амплитуды для его переднего и заднего фронтов, что соответствует линейному участку фронта.
3. При помощи линейной экстраполяции находились точки пересечения линейной составляющей фронтов с базовой линией, которым ставились в соответствие время начала (t_1) и окончания сигнала (t_2).
4. Величина сигнала на каждом аноде определялась суммированием во временном интервале (t_1, t_2) с учетом уровня базовой линии.
5. Угол наклона трека определялся по формуле

$$\theta = \arctg \left((t_1^{\text{№3}} - t_1^{\text{№2}}) \frac{w}{A} \right), \quad (1)$$

где A — толщина анода № 2; w — скорость дрейфа электронов.

Таким образом, для заданных параметров моделирования (T_R, θ_R) и типа частицы ($m = p, d, t, \text{He}$) можно получить спектры сигналов на анодах (i — номер анода). Эти спектры аппроксимируются нормальным распределением. Для заданных параметров моделирования получены значения параметров нормального распределения μ_i^m и σ_i^m . На рис. 4, *г, д* приведены их значения как функции энергии моделируемого протона. Отметим, что параметры резко изменяются, когда моделируемая частица останавливается у границы, разделяющей сегменты анода. Для таких частиц сигнал в конце трека разделяется, что приводит к резкому уширению распределения. Следует отметить, что полученные величины должны зависеть от поперечного профиля пучка.

5. МЕТОД ИДЕНТИФИКАЦИИ ТИПА ЧАСТИЦЫ

Для идентификации типа частиц предлагается использовать статистический критерий χ^2 . Для каждого экспериментального события измеряются сигналы на анодах (E_i^{exp}), энергия частицы (T_R^{exp}) и угол ее вылета (θ_R^{exp}). Для значений T_R^{exp} и θ_R^{exp} , в предположении типа частицы (m), путем моделирования получаются параметры нормального распределения

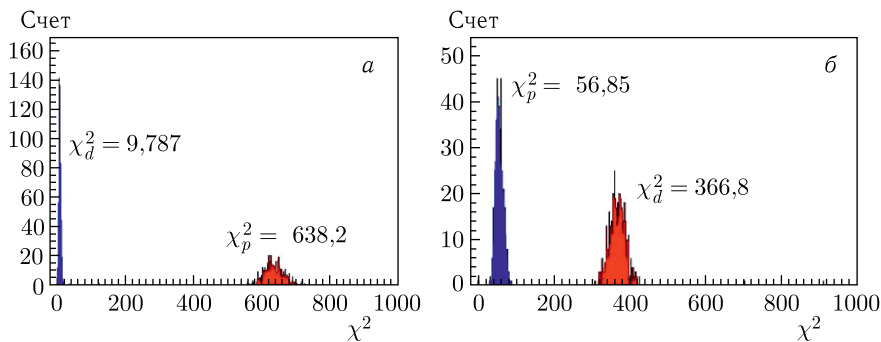


Рис. 5. а) Распределения значений χ_p^2 и χ_d^2 для смоделированного сигнала дейтрона; б) распределения значений χ_p^2 и χ_d^2 для смоделированного сигнала протона

(μ_i^m, σ_i^m) . Затем для каждой гипотезы вычисляется значение статистики критерия:

$$\chi_m^2 = \frac{\sum_i (E_i^{\text{exp}} \mu_i^m)^2}{(\sigma_i^m)^2}. \quad (2)$$

Тип частицы определяется как m , при котором значение χ_m^2 минимально. Данный метод может применяться для любого количества сегментов анода. Пример реализации метода приведен на рис.5. Из результатов следует, что предложенный метод обеспечивает надежное разделение сигналов от протонов и дейтронов. Отметим, что для выделения сигнала от ядер гелия (как показано в разд. 1) требуется выбор другого режима работы ВПК, включая подбор давления и величины напряженности электрического поля.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Метод активной мишени представляет собой эффективный инструмент для исследования сечений выбивания электронами протонов, дейтронов и ядер гелия из ядер газообразных веществ. Разработан подход для идентификации типа частиц отдачи, основанный на анализе корреляции между их пробегом, зарегистрированной энергией в детекторе и углом вылета. Для верификации методики разработана модель Монте-Карло, включающая моделирование транспорта ионизирующего излучения, характеристик электроники и ее шумов, а также фоновых наложений от пучковых электронов. Данная модель будет применяться как при планировании эксперимента, так и при последующей обработке экспериментальных данных. В дальнейшем она может быть уточнена.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ciofi degli Atti C.* Electron Scattering by Nuclei // Prog. Part. Nucl. Phys. 1980. V. 3. P. 163–328; [https://doi.org/10.1016/0146-6410\(80\)90032-0](https://doi.org/10.1016/0146-6410(80)90032-0).
2. *Assié M., Scarpaci J.-A., Lacroix D.* Study of Pairing and Clusterisation in Light Nuclei through Nuclear Break-Up // Eur. Phys. J. Web Conf. 2014. V. 66. P. 4; <https://doi.org/10.1051/epjconf/20146603002>.
3. *Mougey J., Bernheim M., Bussière A., Gillebert A., Phan Xuan Hó, Priou M., Royer D., Sick I., Wagner G.J.* Quasi-Free ($e, e'p$) Scattering on ^{12}C , ^{28}Si , ^{40}Ca and ^{58}Ni // Nucl. Phys. A. 1976. V. 262. P. 461–492; [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(76\)90510-8](https://doi.org/10.1016/0375-9474(76)90510-8).
4. *Burq J.P. et al.* Soft π^-p and pp Elastic Scattering in the Energy Range 30-GeV to 345-GeV // Nucl. Phys. B. 1983. V. 217. P. 285–335; [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(83\)90149-9](https://doi.org/10.1016/0550-3213(83)90149-9).
5. *Алхазов Г. Д., Воробьев А. А., Добровольский А. и др.* Исследование структуры экзотических ядер на установке с активной мишенью ИКАР методом упругого рассеяния протонов в инверсной кинематике // ЭЧАЯ. 2022. Т. 53, вып. 3. С. 661–691.
6. *Baldin A. et al.* FLAP Collaboration: Tasks and Perspectives. Study of Fundamentals and New Applications of Controllable Generation of Electromagnetic Radiation by Relativistic Electrons Using Functional Materials // Phys. Part. Nucl. Lett. 2021. V. 18. P. 338–353; <https://doi.org/10.1134/S1547477121030043>.
7. *Berger M.J., Coursey J.S., Zucker M.A., Chang J.* Stopping-Power & Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions. NIST Standard Reference Database 124. NIST. <https://dx.doi.org/10.18434/T4NC7P>.
8. *Dzyuba A. A.* Pyrange. GitHub. <https://github.com/aleksha/pyrange> (accessed 23.07.2020).
9. *Allison J. et al.* Recent Developments in Geant4 // Nucl. Instr. Meth. A. 2016. V. 835. P. 186–225; <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.125>.
10. *Allison J. et al.* Geant4 Developments and Applications // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2006. V. 53. P. 270–278; <http://doi.org/10.1109/TNS.2006.869826>.
11. *Agostinelli S. et al.* Geant4 — A Simulation Toolkit // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 506. P. 250–303; [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).
12. *Dzyuba A. A.* Electronic-Signal. GitHub. <https://github.com/aleksha/electronic-signal> (accessed 10.09.2020).
13. *Dzyuba A. A.* Electronic-Noise. GitHub. <https://github.com/aleksha/electronic-noise> (accessed 17.10.2024).