КООРДИНАТНЫЕ И ВРЕМЕННЫЕ КРИТЕРИИ ИДЕНТИФИКАЦИЯ НЕСКОЛЬКИХ ЧАСТИЦ В 3D НЕЙТРОННОМ ДЕТЕКТОРЕ

П.Н. Алексеев[а, б], С.В. Афанасьев[а], Н.М. Жигарева[б], Д.Г. Сакулин[а, б, 1], А.В. Ставинский[а, б]

[а] Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
[б] Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва

В работе рассматриваются временные и координатные критерии для идентификации нейтронов в 3D нейтронном детекторе. Также представлены топологические критерии, эффективные даже в случае одинаковых энергий нейтронов. Приведена оценка эффективности идентификации одно– и двух нейтронных событий.

PACS: 29.40.Mc, 02.50.Ng

ВВЕДЕНИЕ

Детектирование нейтральных частиц объективно сложнее, чем заряженных, так как отсутствие ионизационных потерь, поворота в магнитном поле и черенковского излучения не дает возможности использовать для идентификации нейтральных частиц большинство наиболее эффективных известных методов. Идентифицировать нейтроны сложно даже по сравнению с фотонами, для которых конвертация в электромагнитный ливень решает проблему. Для идентификации нейтронов необходимо, чтобы произошло сильное взаимодействие с рождением заряженных частиц. Отсюда следует, что нейтронный детектор должен иметь достаточно большое количество вещества (порядка ядерной длины) и что результат взаимодействия нейтронов с детектором сильно флуктуирует.

Тем не менее идентификация нейтронов крайне востребована, так как:

а) они являются одной из основных компонент вторичных частиц в исследуемых ядро–ядерных взаимодействиях (почти половина всех вторичных частиц);

б) уравнение состояния ядерной материи зависит не только от температуры и плотности, но также и от соотношения между нейтронами и протонами;

в) заряженные сигма гипероны содержат в продуктах распада нейтрон и, следовательно, без нейтронов гиперонный сектор почти наполовину недоступен для идентификации.

На создаваемых и планируемых установках ускорительного комплекса Нуклотрон–NICA предполагается решать задачу идентификации нейтронов с энергией от нескольких сотен МэВ до нескольких ГэВ (наиболее интересной и перспективной с точки зрения физики) на принципиально новом уровне. Опираясь на прогресс в технологиях SiPM, создаются детекторы, имеющие 3D структуру и, по количеству собираемой информации о детектируемом нейтроне, являющиеся промежуточными между стандартными нейтронными счетчиками и трековыми детекторами заряженных частиц [1].

Для того, чтобы создаваемые нейтронные детекторы нового поколения смогли полностью реализовать свой потенциал, необходимо развивать эффективные алгоритмы анализа собираемой ими информации. Наиболее существенные черты этих алгоритмов не зависят от конкретной конфигурации детектора и носят универсальный характер. Определение этих структурных элементов алгоритма идентификации нейтронов является целью настоящей работы.

[1] sakulin@jinr.ru

ВРЕМЕННЫЕ КРИТЕРИИ

Для отработки алгоритма идентификации нейтронов выбрана версия детектора с 16 активными слоями, каждый из которых имеет 11x11 ячеек, изготовленных из сцинтиллятора размером 4x4x2.5 $см^3$ и просматриваемого SiPM (Silicon PhotoMultiplier) [2]. Активные слои чередуются с 15 пассивными слоями из меди толщиной 3 см.

Тестируемая конфигурация инспирирована создаваемым для установки BM@N [3] детектором HGND (High Granularity Neutron Detector). Для генерации нейтронов использован BOX генератор, нейтроны направлены по оси детектора. Расстояние от мишени до фронтальной плоскости детектора составляет 5 м. Идентификация нейтронов осуществляется в рамках программного пакета Geant4 [4].

В процессе взаимодействия нейтрона (как первичного, так и вторичных) с веществом детектора образуются заряженные частицы, производящие ионизацию в активных ячейках с последующим высвечиванием фотонов, регистрируемых SiPM. Будем, для краткости, называть этот процесс хитом. Хиты с большим разбросом по времени и энерговыделению практически исключаются из анализа. Также игнорируются хиты, которые выходят за рамки временного диапазона, рассчитанного на время пролета нейтрона с энергией от 300 МэВ до 4 ГэВ в каждую ячейку.

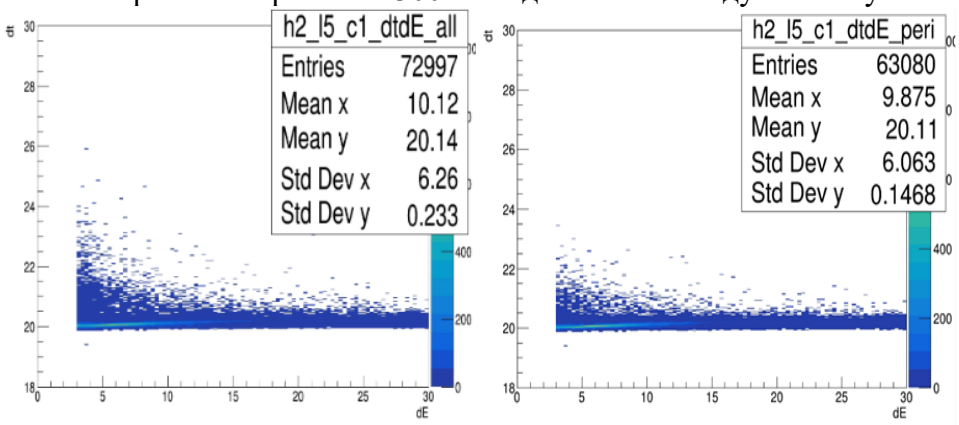


Рис. 1. Слева–распределение по энерговыделению и времени хитов в центральной ячейке при условии, не менее двух хитов в событии; справа тоже самое, но второй хит требуется в непосредственном окружении

Далее отбираются события, имеющие не менее двух хитов с энерговыделением больше порога. Для проверки работы алгоритма отбора использованы события, где наибольшей скорости нейтронов отвечает хит в пятом слое детектора. На рис. 1 приведено распределение по времени и энерговыделению хитов в центральной ячейке 5–го слоя для порога регистрации 3 МэВ. Первичный нейтрон имеет кинетическую энергию 1 ГэВ и направлен в центр детектора. Полученный амплитудно–временной спектр (рис. 1) имеет максимум в районе MIP (5–7 МэВ). Как видно из рисунка с увеличением энерговыделения временной разброс хитов уменьшается, что улучшает условия для идентификации, но уменьшает эффективность регистрации. Выбор оптимального порога зависит от исследуемого процесса и решаемых задач.

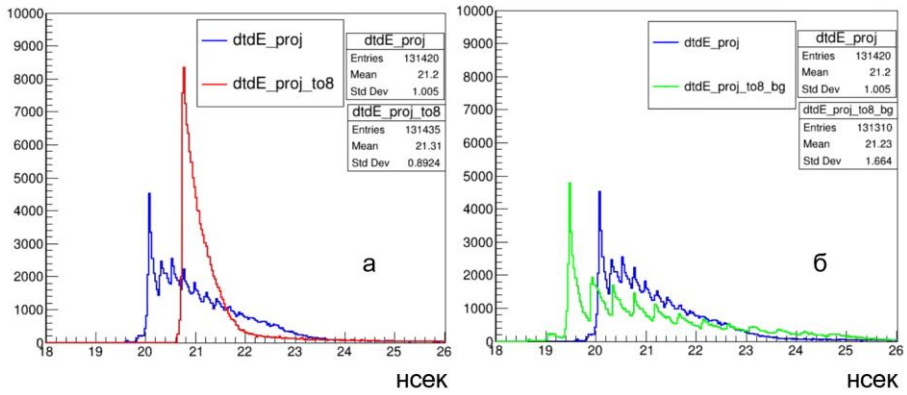


Рис. 2. Проекция распределений для 1 ГэВ по времени и амплитуде всех хитов в событии (2а, 2б, синяя линия); проекция распределений, приведенных к одному слою (2а, красная линия), а также проекция для фоновых событий (2б, зеленая линия)

На рис. 2 (синяя линия) видна структура, соответствующая ячейкам детектора, принадлежащим различным активным слоям. В виду большой толщины детектора, время срабатывания ячейки t должно быть скорректировано (t_C) на позицию соответствующего активного слоя детектора от мишени:

$$t_c = t * \frac{d_c}{dx}, \quad (1)$$

где d_c – расстояние от мишени до слоя, выбранного в качестве опорного, d_X – расстояние от мишени до слоя, в котором зарегистрирован хит. В приведенных далее рисунках опорным слоем выбрана середина детектора – слой №8.

Распределения на рис. 2 с несколькими пиками – временной сигнал от последовательно сработавших слоев детектора, после коррекции временное распределение смещается в соответствии с положением опорного слоя, и структура сглаживается. Такая коррекция уменьшает временную дисперсию для первичного нейтрона от мишени и увеличивает для фонового (рис. 2б).

Положение пиков зависит от энергии нейтрона. Если объединить хиты, соответствующие двум разным энергиям в одно событие и построить распределение по разности времен для всех возможных парных комбинаций получим структуру из трех пиков. Пары хитов от одного нейтрона дадут пик в нуле, а из разных справа и слева на расстоянии, зависящем от разности энергий нейтронов. На рис. 3 представлены временные распределения разности прихода сигналов между хитом из опорной ячейки и всеми остальными хитами в событии для пары нейтронов энергий 0.5 ГэВ и 1 ГэВ (рис. 3 слева) и, 1 ГэВ и 2 ГэВ для правого рисунка.

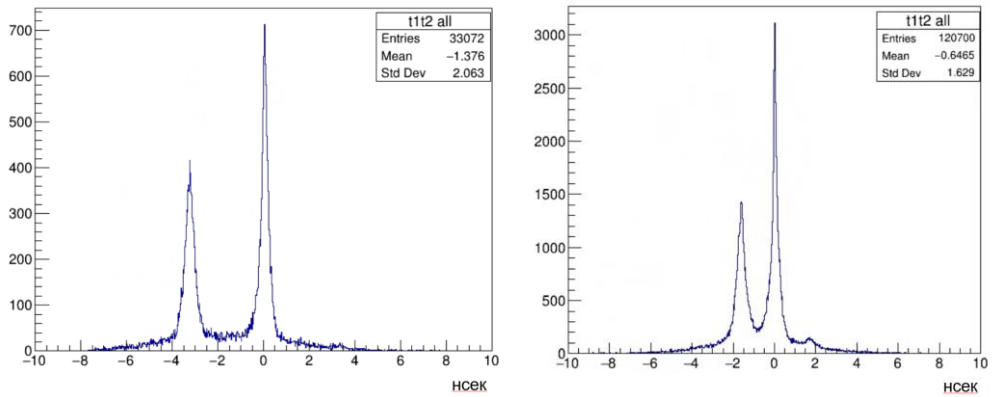


Рис. 3. Спектр пар хитов по разности времен для 0.5 и 1 ГэВ (левый) и 1 и 2 ГэВ (справа) соответственно

Для одиночного события разница во времени прихода сигналов от двух нейтронов выражается в увеличении ширины распределения. Подчеркнем, что здесь неважно, разделены или нет сигналы двух нейтронов в поперечном или продольном направлении.

Мерой ширины распределения хитов по времени можно взять величину:

$$D = \sqrt{\frac{\sum(t_i - \bar{t})^2}{n-1}}. \quad (2)$$

Здесь t – среднее время в событии. На рис. 4 (слева) приведено распределение по параметру D для событий, с одиночным нейтроном (для энергий 500 МэВ и 1000 МэВ), и для пары нейтронов той же энергии. Правая часть рис. 4 демонстрирует слабую зависимость ширины распределения по времени от того, насколько разнесены точки взаимодействия нейтронов в продольном направлении.

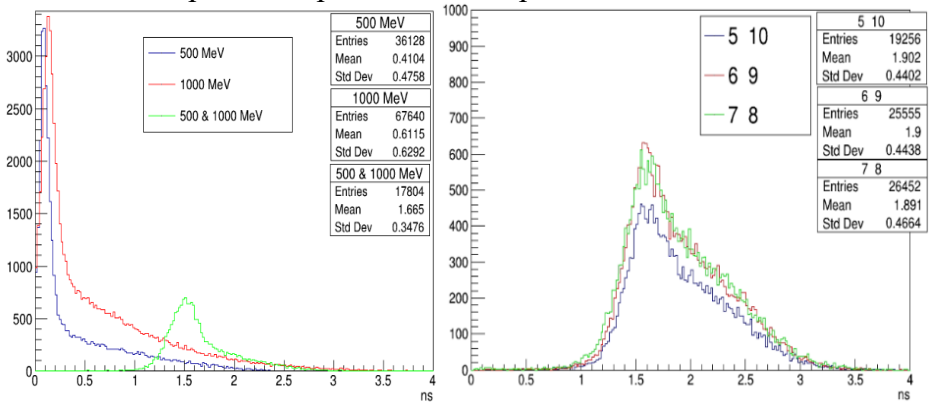


Рис. 4. Слева – дисперсия по времени для одиночных и парных нейтронов, справа – парные нейтроны при разнесении точек взаимодействия в продольном направлении

У полученных результатов следует, что при достаточно большом различии импульсов нейтронов события с одним и двумя нейтронами могут быть идентифицированы примерно в половине случаев по критерию $D < D_{cut} \approx 1$ нс. Видно, что более эффективному разделению препятствуют хиты с большим временным разбросом, связанные с повторными взаимодействиями первичного нейтрона. Их роль можно уменьшить повышением порога (рис. 5) но это действие уменьшает эффективность регистрации. Исходя из этого, увеличение порога выше 5 МэВ представляется нецелесообразным.

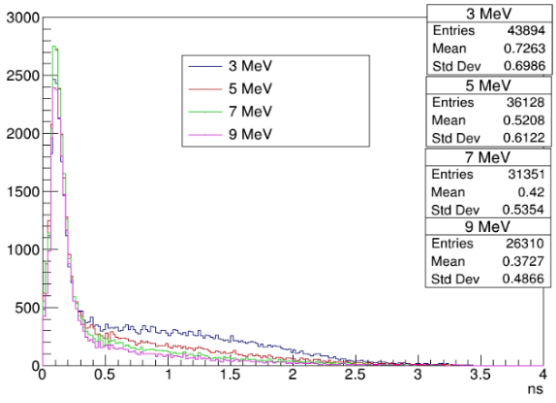


Рис. 5. Дисперсия хитов в событии при варьировании порога на энерговыделение в ячейке

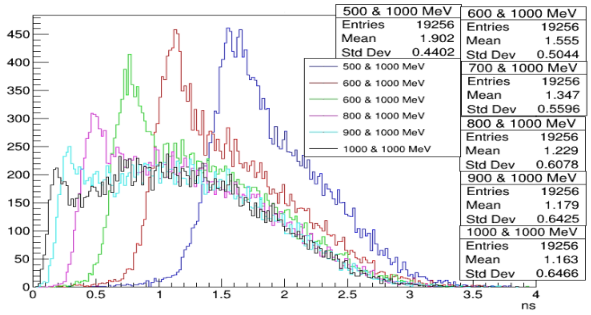


Рис. 6. Дисперсия хитов в событии по времени при сближении импульсов нейтронов

Если импульсы нейтронов сближаются (рис. 6) распределение по параметру D сдвигается в сторону однонуклонного спектра и эффективность разделения уменьшается.

Результаты, приведенные на рис. 4–6 указывают на целесообразность использования дополнительных критериев разделения одно– и двух– нейтронных событий.

Вероятность того, что два нейтрона дадут хит в одной и той же активной ячейке детектора, мала. Поэтому средняя множественность хитов в событии несет информацию о количестве нейтронов. Количественные оценки требуют оптимизации величины.

На рис. 7 приведены двумерные распределения по параметру D и множественности хитов в событии для одного нейтрона 0.5 ГэВ (слева), одного нейтрона 1 ГэВ (в центре) и двух нейтронов (0.5 и 1 ГэВ, справа). Видно, что использование множественности хитов в событии в качестве дополнительного критерия позволяет расширить область по параметру D, в которой событие может быть идентифицировано, как одно–нейтронное.

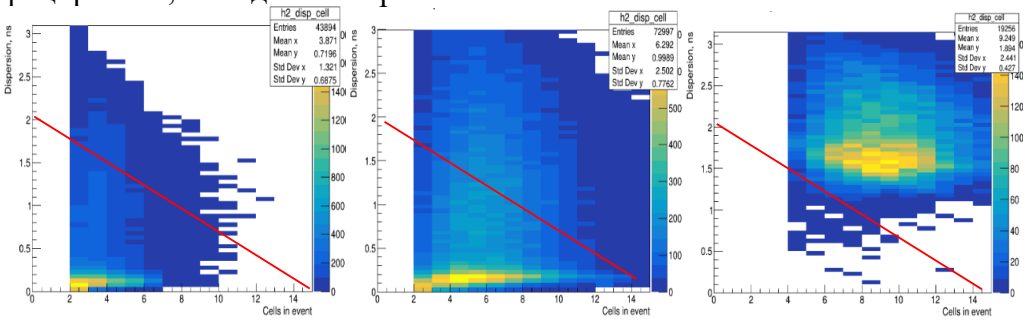


Рис. 7. Двумерные распределения по параметру D и множественности хитов в событии для одного нейтрона 0.5 ГэВ (слева), одного нейтрона 1 ГэВ (в центре) и двух нейтронов (0.5 и 1 ГэВ, справа)

Эффективность разделения оценивается следующим образом:

$$Eff = \frac{N_{1\,true} + N_{2\,true} - N_{1\,false} - N_{2\,false}}{N_{1\,all} + N_{2\,all}}, \quad (4)$$

N1true – количество правильно идентифицированных одиночных нейтронов, **N2true** – количество правильно идентифицированных парных нейтронов, **N1false**– количество неправильно идентифицированных одиночных нейтронов, **N2false**– количество неправильно идентифицированных парных нейтронов, **N1all, N2all** – количество всех событий одиночных и парных нейтронов.

Определение правильной или неправильной идентификации зависит от выбора границы в распределении дисперсии (из предыдущего слайда). Граница выбрана как среднее значение между двумя рассматриваемыми распределениями.

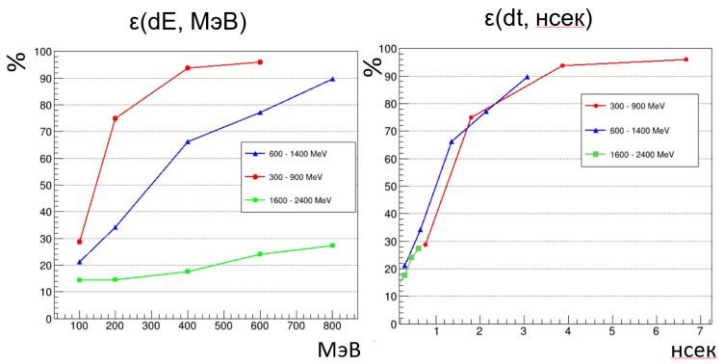


Рис. 8. Эффективность разделения (в процентах) одно–нейтронных и двух–нейтронных событий по критерию дисперсии хитов по времени, приведенному к центральному слою детектора. Параметр — разность энергий нейтронов, когда один из нейтронов имеет энергию 1 ГэВ

КООРДИНАТНЫЕ КРИТЕРИИ

Если два нейтрона имеют одинаковые энергии, разделить одно–нейтронные и двух–нейтронные события можно не только по множественности хитов. Даже если два нейтрона не разделены по поперечной координате, продукты их взаимодействия в детекторе разлетаются в произвольных направлениях, что приводит не только к увеличению множественности хитов, но и увеличивает дисперсию хитов в поперечном направлении. Два нейтрона в большинстве случаев разделены по поперечной координате, что еще больше увеличивает разброс хитов в поперечном направлении и, соответственно, увеличивает дисперсию. На рис. 9 приведены распределения хитов в поперечном направлении для двух нейтронов 1 ГэВ, неразделенных в поперечном направлении (левый рисунок), а также смещенных относительно друг друга на две, четыре и шесть (далее слева направо) ячеек.

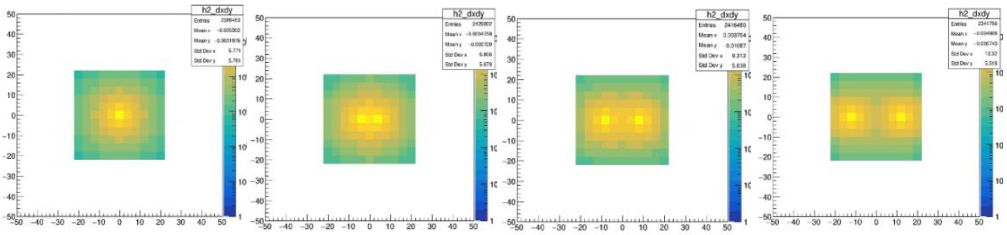


Рис. 9. Распределения хитов в поперечном направлении для двух нейтронов 1 ГэВ, неразделенных в поперечном направлении (левый рисунок), а также разделенных на две, четыре и шесть (далее слева направо) ячеек в направлении x

В качестве оценки ширины распределения хитов в поперечном направлении использовалось выражение (3), только вместо времени используется координата X хита.

$$D = \sqrt{\frac{\sum(x_i - \bar{x})^2}{n-1}}. \qquad (3)$$

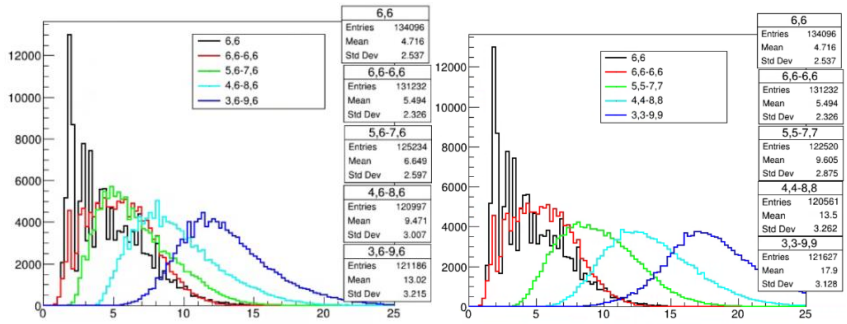


Рис. 10. Дисперсия хитов по координате. Слева – два нейтрона расходятся по координате X, справа – расходятся по X и Y (т.е. по диагонали)

На рисунке 10 приведены распределения событий по дисперсии хитов в поперечном направлении для одно–нейтронных событий с попаданием нейтрона в центр детектора (6 ячейка по X и Y–координате (черная гистограмма), а также распределения по дисперсии двух– нейтронных событий, когда нейтроны не разделены в поперечном направлении (красная гистограмма), разделены на две ячейки (зеленая), четыре (голубая) и шесть (синяя). Слева разделение по координате x, справа по X и по Y (т.е. по диагонали)

На основе этих результатов оценена эффективность разделения одно– и двух–нейтронных событий по критерию координатной дисперсии хитов в поперечной плоскости (рис. 11). Попарно рассматриваются распределения: 1–ое – один нейтрон попал в центр детектора, 2–ое – два нейтрона, где ячейки, в которые попали нейтроны расходятся с шагом 2 ячейки по оси X (синяя линия), по диагонали (красная линия).

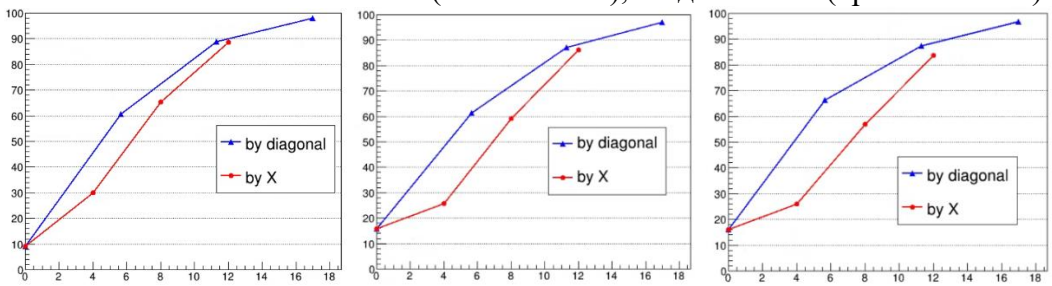


Рис.11. Эффективность разделения (в процентах) одно–нейтронных и двух–нейтронных событий для энергии 0.5, 1.0, 2.0 ГэВ (слева направо) по критерию поперечной дисперсии хитов. Расстояние между нейтронами в см

ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ КРИТЕРИИ

В этом разделе рассматривается случай, когда нейтроны имеют близкие импульсы, из–за чего их невозможно отличить по времени пролета или по поперечным координатам сработавших ячеек. В моделировании использовались нейтроны с одинаковой энергией, что является наиболее сложной ситуацией для анализа.

Поток нейтронов формировался так, что он равномерно падал на переднюю поверхности детектора. Продукты ядерных реакций считались зарегистрированными, если потери энергии в ячейках превышали 3 МэВ. В случаях, когда в одном событии срабатывало несколько ячеек подряд и они примыкали друг к другу, такую группу считали результатом одной реакции, образующую кластер внутри объема детектора.

В моделировании нейтрон считался зарегистрированным, если сработало минимум 2 ячейки и образованный кластер состоит из двух и более ячеек. Отдельные единичные ячейки не учитывались и исключались из анализа.

На рис. 12 приведены двумерные распределения для одно и двух нейтронных событий и эффективность идентификации для выбранных критериев отбора, показанных на рисунке красной линией.

Выбирая границу, разделяющую события (красная линия на рис. 12) с разным числом нейтронов для каждого интервала по множественности кластеров, можно подобрать оптимальные критерии для ячеек и кластеров, приводящие к улучшению сепарации событий.

При таком подходе для энергии 2 ГэВ получена эффективность идентификации однонейтронных событий— 84 %, двухнейтронных — 80 %.

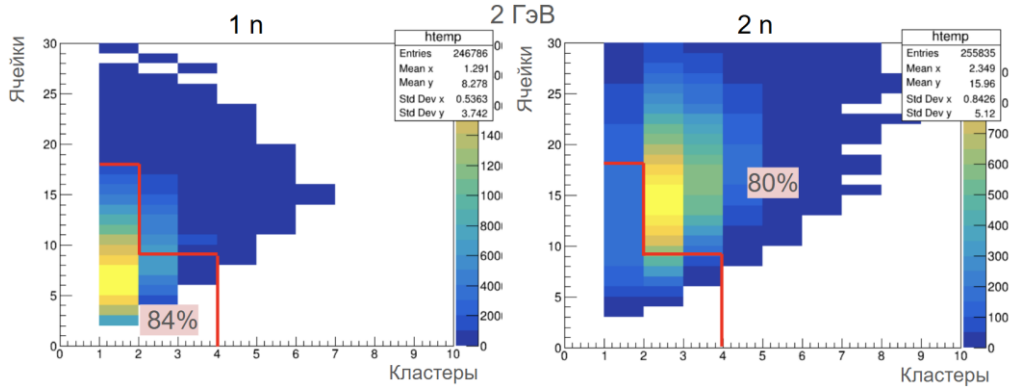


Рис. 12. Двумерное распределение сработавших ячеек для одного (левый рисунок – а) и двух (правый рисунок – б) нейтронов в событии для энергии нейтронов 2 ГэВ

Для области справа от ступенчатой линии на рис. 12а можно определить причинную связь между кластерами: они могут быть вызваны одним нейтроном, если он способен долететь до второго кластера за заданное время.

$$T=T_2-T_1\pm\Delta t, \tag{5}$$

где T_1–время первого кластера, T_2–время второго кластера, а Δt– погрешность измерения времен, определяемая конструкцией детектора.

В случае если равенство (5) выполняется, то можно считать кластеры зависимыми, сформированными одним нейтроном. В противном случае кластеры считаются сформированными независимыми нейтронами.

Применение процедуры к области двухнейтронного события (рис. 12а, справа от красной линии) позволило объединить кластеры в более 50 % случаев от одного нейтрона, попадающих в область двухнейтронных, но при этом объединение кластеров от двух нейтронов уменьшается незначительно. В результате эффективность идентификации одного нейтрона повысилась до 92 %, для двух — снизилась до 65 %, но качество идентификации существенно улучшилось. Оценочная систематическая ошибка в двухнейтронных событиях от однонейтронных снизилась до 12 %, что считается приемлемым.

ВЫВОДЫ

Комбинируя приведенные критерии, можно достаточно эффективно различить 1 или 2 нейтрона провзаимодействовали в детекторе.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета института. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] *SPD Collaboration* Technical Design Report of the Spin Physics Detector at NICA // Natural Sci. Rev. **1** 1 (2024)

[2] *HAMAMATSU*, https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/optical–sensors/mppc/mppc_mppc–array/S13360–6050PE.html

[3] *BM@N Collaboration* The BM@N spectrometer at the NICA accelerator complex // Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 1065 (2024)

[4] *Allison J. et al.* Recent Development in Geant4 // Nucl. Instr. Meth. A. 2016. V. 835. P.186–225